



**HAL**  
open science

# Propagation d'un faisceau d'électrons relativistes intense de radiographie éclair dans un plasma froid

Thomas Lahens

► **To cite this version:**

Thomas Lahens. Propagation d'un faisceau d'électrons relativistes intense de radiographie éclair dans un plasma froid. Plasmas. Université de Bordeaux, 2019. Français. NNT : 2019BORD0406 . tel-03353167

**HAL Id: tel-03353167**

**<https://theses.hal.science/tel-03353167>**

Submitted on 23 Sep 2021

**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.



École doctorale  
**Sciences physiques  
et de l'ingénieur**

université  
de **BORDEAUX**

## THÈSE

En vue de l'obtention du doctorat de l'université de  
Bordeaux

---

Présentée et soutenue par  
Thomas Lahens

Le 17 décembre 2019

---

# PROPAGATION D'UN FAISCEAU D'ELECTRONS RELATIVISTES INTENSE DE RADIOGRAPHIE ECLAIR DANS UN PLASMA FROID

---

École doctorale n°209 : Sciences physiques et de l'ingénieur

Spécialité : Astrophysique, plasmas, nucléaire

CELIA : Centre des lasers intenses et applications

CESTA : Centre d'études scientifiques et techniques d'Aquitaine

Thèse dirigée par :

**Fabien DORCHIES et Claude FOURMENT**

JURY :

Gilles Maynard : directeur de recherche CNRS, LPGP, univ Paris-Sud	Rapporteur
Jean-Éric Ducret : ingénieur chercheur au CEA/IRFU, GANIL, Caen	Rapporteur
Franck Gobet : professeur à l'université de Bordeaux, CENBG	Président
Thierry d'Almeida : ingénieur chercheur au CEA/DAM, Gramat	Examineur
Fabien Dorchies : directeur de recherche CNRS, CELIA Talence	Directeur
Claude Fourment : ingénieur chercheur CEA/DAM, CESTA	Co-directeur



**Titre :** Propagation d'un faisceau d'électrons relativistes intense de radiographie éclair dans un plasma froid

**Résumé :** Le CEA-DAM utilise la radiographie éclair pour sonder des matériaux en mouvement très rapide (quelques kilomètres par seconde), dont la densité est extrêmement élevée. Pour obtenir une image de radiographie dans ces conditions, le rayonnement X doit être énergétique (autour d'une dizaine de MeV), bref (60ns) et capable de délivrer une dose de plusieurs centaines de rad. Une des voies pour générer un tel rayonnement est de focaliser un faisceau d'électrons relativistes et de fort courant (typiquement 20MeV, quelques kA pendant 60ns) sur une cible dite de conversion. Lors de l'interaction faisceau/cible, une partie de l'énergie du faisceau est transmise à la cible sous forme de chaleur. Ce dépôt d'énergie soudain engendre des températures de l'ordre de l'eV et des pressions de l'ordre du Mbar. Dans ces conditions la matière est vaporisée et un plasma se forme, en détente hydrodynamique autour de la cible de conversion. Dans le cadre d'études prospectives sur une machine de radiographie éclair multi-temps, nous souhaitons étudier l'influence d'un tel plasma sur la qualité des impulsions de rayons X successives (notamment la dose et la taille de la source). Notre objectif est donc de mettre au point une expérience de propagation d'un faisceau de radiographie éclair dans un plasma. Dans un premier temps, conjointement à une étude bibliographique, nous avons effectué des calculs à partir de l'équation d'enveloppe d'un faisceau modifiée pour modéliser l'influence d'un plasma. Le paramètre clé influençant la propagation d'un faisceau d'électrons dans un plasma est le rapport entre leur densité électronique respective. Ainsi, d'après cette étude préliminaire, nous avons déduit qu'il était intéressant d'explorer la propagation des faisceaux de radiographie éclair dans des plasmas dont la densité électronique était comprise entre  $10^{10}cm^{-3}$  et  $10^{12}cm^{-3}$ . Pour cette application, nous nous sommes intéressés aux décharges luminescentes : nous avons mis au point un banc de test afin de les caractériser au moyen de différents diagnostics. Après des mesures par sonde de Langmuir, interférométrie radiofréquence et un nouveau diagnostic basé sur un couplage capacitif avec le plasma, nous en avons déduit que la densité électronique maximale des décharges luminescentes était de l'ordre de  $10^{10}cm^{-3}$ . Bien que cela ne couvre pas l'ensemble du domaine d'intérêt, nous avons conçu un dispositif (« cellule plasma ») capable de générer une décharge luminescente et adaptable sur l'axe d'un faisceau afin de propager ce dernier à l'intérieur. En parallèle, afin de balayer l'ensemble de la plage de densité électronique nous intéressant, nous avons mis au point un système de chauffage inductif de nos décharges afin d'augmenter leur densité. Bien que des mesures par interférométrie montrent que le chauffage nous permet d'atteindre des densités électroniques de l'ordre de  $10^{13}cm^{-3}$ , un travail de fiabilisation est nécessaire afin de mieux maîtriser le procédé avant de le porter sur faisceau. Nous avons pu tester la première version de la cellule plasma sur le moyen expérimental FEVAIR du CEA-CESTA (4MeV,2kA,60ns). Au cours de cette campagne expérimentale, nous avons validé la plupart des caractéristiques de la cellule plasma, notamment les plus critiques comme l'interface plasma/vide. Nous avons propagé le faisceau FEVAIR à travers la cellule et mesuré le courant net du faisceau à plusieurs



positions axiales, ainsi que la taille du faisceau à sa sortie. Nous avons observé d'une part que la pression de gaz dans la cellule plasma avait un effet à partir de quelques  $10^{-2} \text{mbar}$ , pression minimale à laquelle nous sommes capable de générer une décharge luminescente, et d'autre part cet effet est dominant sur celui de la décharge luminescente. De plus, nous avons vu que les électrons périphériques du faisceau entraient en contact avec la cellule plasma, ce qui cause la charge de certains de ses éléments et influencent ainsi la propagation du faisceau. Ces observations ont inspiré des améliorations de la cellule plasma, dont l'évolution sera plus courte et comportera un système de chauffage du plasma issu du travail effectué pendant cette thèse. Elles ont également souligné l'importance de faire une description détaillée à la fois du faisceau et de son interaction avec le gaz présent dans la cellule, dans le régime que nous avons étudié.

**Mots clés :** faisceau d'électrons, plasma, radiographie éclair

---

**Title :** Propagation of an intense relativistic electron beam for flash radiography in a cold plasma

**Abstract :** At the department of military application at cea, flash radiography is being used to image high velocity matter (few km/s), with high density. For this purpose, X-rays need to have an energy around 10MeV, to be short (60ns) and produce a dose of several hundreds of rad. To generate this kind of X-rays, an intense relativistic electron beam (typically 20MeV, a few kA during 60ns) is focused on a conversion target. During the beam/target interaction, a certain amount of the beam energy is converted into heat. Because the energy deposition is very abrupt, we observe temperature and pressure of the order of 1eV and 1Mbar. Under such extreme conditions, matter is vaporised and a plasma plume expand around the conversion target. In the context of prospective studies on a multi-pulse flash radiographic chain, our goal is to study the influence a this plasma plume on the quality of the successive X-ray pulses. To do so we want to design an experiment where we propagate a flash radiographic electron beam in a plasma. First, jointly with a bibliographic study, we made calculations using the envelop equation, modified to take into account the influence of the plasma. The key parameter in beam/plasma interaction is the ratio of their respective electronic densities. Consequently to this preliminary study, we concluded that for the design of our experiment, we needed plasmas with electronic densities between  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  and  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . For this purpose, we took interest in glow discharges and design a test bench to characterize them with different type of diagnostics. We performed measurements with a langmuir probe, a radiofrequency interferometer and a new diagnostic based on capacitive coupling with the plasma and we came to the conclusion that the maximum electronic density in glow discharges was of the order of  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Although this does not cover the whole range of electronic density, we designed a

device capable of generating a glow discharge and that we could clip on the beam pipe of an accelerator. We called this device the plasma cell. In parallel, in order to be able to sweep the whole range of electronic densities, we develop an inductive heating system for the glow discharges. Interferometric measurements shows that this system allows us to reach electronic densities of the order of  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  even though some work is required to improve its reliability before we can use it on the plasma cell. We tested the first version of the plasma cell on the FEVAIR facility at CEA-CESTA (4MeV, 2kA, 60ns). During this experimental campaign, most of the characteristics of the plasma cell were successfully tested, especially one of the most critical one : the plasma/vacuum interface. We achieved propagation of the FEVAIR beam through the plasma cell and measured the beam net current at different axial positions, as well as the beam profil at its exit. First, we observe that gas pressure was acting on the beam from a few  $10^{-2}$  mbar, which is the minimu pressure at which we are able to generate a glow discharge. Besides, this effect is predominant on the effect of the glow discharge. In addition to that, we saw that peripheral electrons were hitting the cell, causing an electrical charge and influencing the beam propagation. This obervations have inspired some improvements on the plasma cell : its evolution will be shorter and equiped with an inductive heating system based on the one we develop during this thesis. On top of that, this experimental campaign emphasize the importance of a detailed description of the beam and its interaction with the gas in the cell, in this kind of regime.

**Keywords :** electron beam, plasma, flash radiography



*A mon oncle Michel,*





# Remerciements

En premier lieu, je remercie Eric Merle, ainsi que Luc Voisin et Michel Caron, pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire. Il ne fait aucun doute que la qualité de ce travail aurait été moindre sans leur bienveillance.

J'exprime aussi ma profonde gratitude à Claude Fourment et Fabien Dorchies qui ont dirigé ces travaux de thèse. Bien au-delà de leur encadrement, je leur suis reconnaissant pour la déontologie dont ils ont fait preuve et qui m'a beaucoup inspiré. J'espère m'en être imprégné autant que possible et je mesure aujourd'hui leur bénéfique impact sur ma vie professionnelle.

Je n'oublie pas tout le personnel du laboratoire des hautes puissances pulsées : Patrick, Eric et Alain pour leur aide précieuse et leur disponibilité, mais aussi Baptiste, Laurent, Bruno, Jacques, pour avoir animé des discussions (pour la plupart...) enrichissantes. Merci aux collègues qui ont partagé mon bureau, et qui n'ont pas toujours besoin de parler pour se faire entendre, ainsi qu'à tous les membres du laboratoire que je ne peux malheureusement pas citer de manière exhaustive ici.

Je remercie chaleureusement Gilles Maynard et Jean-Eric Ducret d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit, surtout compte tenu des délais très courts. Malgré cette contrainte, vos remarques ont été d'une grande perspicacité et m'ont permis d'améliorer grandement la qualité de ce document.

Ces remerciements ne peuvent être complets sans que je n'y cite ma famille. A mes parents, jamais très loin mais jamais trop près non plus, mais aussi à ma sœur et sa présence réconfortante, notamment lors des entraînements de demi-fond les plus éprouvants. Merci à Rémy et à tous mes amis les plus chers ; leur place dans ce paragraphe est tout à fait à propos car « les amis c'est la famille qu'on choisit pour nous-même ».

Finalement, je remercie spécialement ma fiancée Emma, auprès de laquelle j'ai eu la chance rentrer chaque soir pendant ces trois ans, et qui, sans aucun doute, partage cet achèvement avec moi.

# Table des matières

Contexte.....	1
I. Problématique.....	7
1. Estimation théorique .....	9
a. L'équation d'enveloppe.....	10
b. Calcul Particle-In-Cell avec LSP.....	20
2. Objectifs et démarche .....	22
II. Étude d'une décharge luminescente pour produire un plasma contrôlé. ....	24
1. Mécanismes des décharges luminescentes continues.....	25
2. Mise en œuvre expérimentale. ....	28
3. Diagnostics du plasma.....	32
a. Les sondes de Langmuir. ....	33
b. Mesures par couplage capacitif dans le domaine radiofréquence.....	41
c. Mesure par interférométrie radiofréquence.....	53
III. Caractérisation des décharges luminescentes et mise au point d'un système de chauffage.....	56
1. Les mesures .....	56
a. Sonde de Langmuir double.....	56
b. Sonde par couplage capacitif.....	61
c. Interférométrie radiofréquence. ....	64
d. Synthèse. ....	67
2. Mise au point d'un système de chauffage inductif.....	67
a. Principe .....	68
b. Mise en équation et calcul. ....	69
b. Réalisation. ....	75
c. Mesures. ....	77
3. Synthèse sur l'étude des décharges luminescentes.....	85
IV. Adaptation d'une cellule plasma au passage d'un faisceau. ....	87
1. Présentation de l'injecteur de FEVAIR.....	88
2. Les fonctions électriques d'une cellule plasma. ....	96
3. Choix d'un matériau pour l'interface vide/plasma. ....	101
a. La théorie de la diffusion multiple (Molière). ....	102
b. Les contraintes mécaniques. ....	105
c. Intérêt d'une interface conductrice. ....	106
4. Conclusion sur l'intégration « faisceau » d'une cellule plasma.....	107
V. Expériences sur faisceau.....	110
1. La configuration expérimentale.....	111
a. Planification des expériences. ....	111
b. Les diagnostics.....	113
2. Mesure du profil du faisceau en sortie de la cellule plasma. ....	124

a. Phase 1 : mesure sous vide sans la partie interne de la cellule plasma.....	125
b. Phase 2 : étude de l'influence de la fenêtre d'entrée de la cellule plasma. ....	126
c. Phase 3 : Cellule plasma complète sous vide.....	128
d. Phase 4 : étude de l'influence de la pression de gaz.....	129
e. Phase 5 : étude de l'influence du plasma de décharge lumineuse. ....	130
3. Mesure de l'émission transverse. ....	131
a. Phase 3 : cellule plasma complète sous vide. ....	132
b. Phase 4 : étude de l'influence de la pression de gaz.....	133
4. Mesures de courant net. ....	134
5. Conclusions des mesures.....	136
Conclusion et perspectives. ....	138
Bibliographie .....	142

## Contexte.

La radiographie est une technique d'imagerie de la densité d'un échantillon reposant sur la mesure de la transmission des rayons X à travers celui-ci. En effet un faisceau de photons X interagit avec la matière lorsqu'il la traverse, et son intensité, autrement dit l'énergie qu'il transporte par unité de temps et de surface, diminue. Des détecteurs placés derrière l'échantillon mesurent la quantité de photons restant afin de reconstituer une image de la densité de l'objet intégrée le long du chemin des rayons X. Il a été montré que l'évolution de l'intensité d'un faisceau de photons traversant un matériau quelconque obéissait à la loi dite de Beer-Lambert [1] : si on suppose un faisceau de photons mono-énergétique traversant un échantillon, alors l'intensité  $I(x)$ ,  $x$  étant la distance de propagation du faisceau en  $cm$ , varie selon la formule :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

avec :

- $I_0$  l'intensité du faisceau incident en  $W \cdot m^{-2}$ .
- $\mu$  le coefficient d'atténuation linéique en  $cm^{-1}$ .

Bien entendu l'atténuation de l'intensité dépend de la nature du matériau ainsi que de l'énergie des photons  $E_{ph}$ , par l'intermédiaire du coefficient d'atténuation linéique  $\mu$  [1] :

$$\mu = \sigma(E_{ph}) \cdot n \quad (2)$$

avec :

- $\sigma(E_{ph})$  la section efficace de collision (ionisation, excitation et diffusion) entre un photon d'énergie  $E_{ph}$  et un atome du matériau considéré, en  $cm^2$ .
- $n$  la densité de ce matériau en  $cm^{-3}$ .

Pour caractériser la qualité d'une image de radiographie on utilise une grandeur que l'on appelle sa résolution spatiale : elle est égale au plus petit détail distinguable dans un cas idéal, c'est-à-dire sans bruit. Ce paramètre dépend entre autres de la dimension du point source, de la résolution du détecteur ainsi que de la distance parcourue par l'échantillon pendant le temps d'exposition au rayonnement X. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons plus particulièrement à la taille de la source X. Si cette



dernière a une dimension  $\Phi_s$ , et que l'on nomme  $a$  la distance entre la source et l'échantillon et  $b$  la distance entre l'échantillon et le détecteur, alors l'incertitude sur un détail de l'objet est donnée par la formule ci-dessous [2] et illustrée par la figure 1 :

$$\epsilon = \Phi_s \frac{b}{a} \quad (3)$$

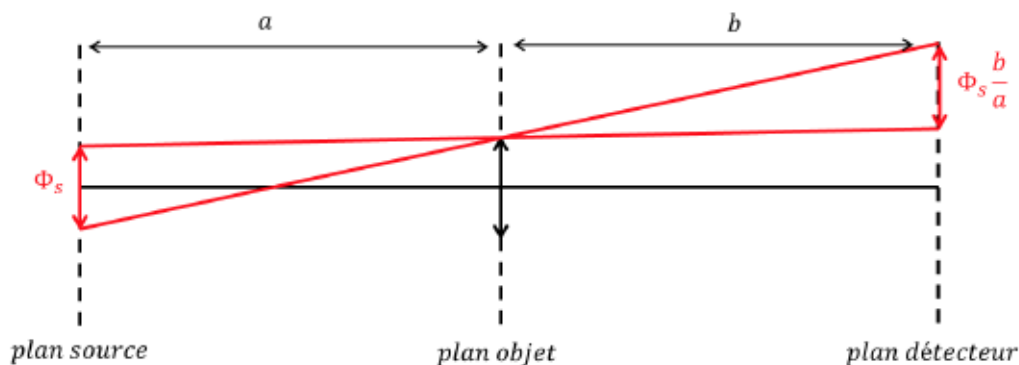


Figure 1 : Illustration du flou lié à la taille de la source.

La radiographie trouve des applications multiples, que ce soit dans le domaine médical (détection de fracture par exemple) ou industriel (contrôle non-destructif). On parle de radiographie éclair lorsque les échantillons présentent des vitesses élevées. A la direction des applications militaires (DAM) du CEA, la radiographie éclair est utilisée dans le cadre du programme simulation pour caractériser la matière soumise à des chocs forts ou à une densification importante sous l'effet d'explosifs. La nature et l'état spécifique des matériaux que l'on souhaite sonder déterminent les caractéristiques des faisceaux de rayons X. Premièrement la dose délivrée est très importante, jusqu'à 100 000 fois supérieure à celle d'une radiographie médicale. En effet les matériaux étudiés étant denses, ils atténuent fortement l'intensité des faisceaux de photons X qui les traversent ; une dose supérieure est donc nécessaire pour récupérer assez de signal sur les détecteurs situés derrière l'échantillon. Ensuite, du fait des vitesses élevées mises en jeu, le temps de pose doit être très court afin que l'image ne soit pas floue, cette dernière particularité donnant son nom à la radiographie éclair. C'est pourquoi les flashes X de radiographie éclair à la DAM ont les caractéristiques suivantes [2] :

- Energie des photons : quelques *MeV* à quelques dizaines de *MeV*.
- Dose à 1m : plusieurs centaines de *rad*.



## Contexte

- **Durée** : de quelques dizaines à une centaine de nanosecondes. En effet les vitesses typiques d'expansion hydrodynamique lors d'une explosion sont de l'ordre du  $km.s^{-1}$ . A titre d'exemple, un objet se déplaçant à une vitesse de  $1km.s^{-1}$  parcourt  $50\mu m$  en  $50ns$ . Compte tenu des dimensions des objets à radiographier, cela introduit un flou acceptable sur le cliché final.

En radiographie éclair le rayonnement X est produit par l'interaction d'un faisceau d'électrons avec une cible dite de conversion : sous l'effet des forces d'interaction coulombiennes entre l'atome et l'électron, ce dernier est dévié, perdant une partie de son énergie. Cette énergie est convertie en rayonnement dit de freinage (ou Bremsstrahlung), par la cible de conversion généralement constituée de métaux lourds (tantale, tungstène, etc...). Ces éléments sont bien adaptés pour la conversion électron/photon d'une part grâce à leur numéro atomique élevé (entre 70 et 80) ce qui maximise la puissance rayonnée par rayonnement Bremsstrahlung, mais aussi par le fait qu'ils sont conducteurs, ce qui permet l'écoulement des charges déposées par le faisceau d'électrons.

Afin de générer un tel flash de rayons X, le faisceau d'électrons doit avoir des caractéristiques très particulières :

- L'énergie des électrons détermine l'énergie maximale des photons X produits.
- Le courant transporté par le faisceau est proportionnel à la dose nécessaire.
- La durée d'une impulsion faisceau est égale à celle du flash.

Les faisceaux d'électrons typiques de radiographie éclair à la DAM ont donc des énergies de quelques dizaines de  $MeV$ , des courants de quelques  $kA$ , et durent plusieurs dizaines de nanosecondes. Par ailleurs, nous avons déjà vu que l'incertitude sur un détail de l'échantillon était liée à la taille de la source X. Or, celle-ci est du même ordre que la tâche électronique sur la cible de conversion. On utilise donc une bobine de focalisation placée juste avant la cible de conversion afin de concentrer le faisceau d'électrons. La taille de la tâche électronique est d'autant plus petite que le faisceau est mono-énergétique car la force exercée par la bobine de focalisation sur le faisceau est proportionnelle à la vitesse réduite  $\beta = v/c$ .

En résumé, nous devons produire un faisceau d'électrons de quelques dizaines de  $MeV$ , quelques  $kA$  de courant, pendant plusieurs dizaines de  $ns$ , tout en minimisant sa dispersion énergétique. Les technologies classiques d'accélérateurs (électrostatiques ou radiofréquences) ne sont pas capables de produire de tels faisceaux, notamment à cause de leur charge d'espace importante qui entraîne des problèmes dits de « beam loading » [3]. Le besoin de produire des faisceaux de particules chargées relativistes pulsés à fort courant a motivé le développement d'une technologie nouvelle à partir des années 60 : les accélérateurs linéaires à induction, ou LIA pour « Linear Induction

Accelerator » [4] [5]. Leur fonctionnement, fondamentalement impulsionnel, reprend celui d'un transformateur électrique (figure 2) : des générateurs de quelques centaines de  $kV$  (1) alimentent plusieurs « enroulements » primaires (2). La tension au secondaire (3), constitué d'un enroulement unique, est donc égale à la somme des générateurs primaires et sert à l'accélération des particules.

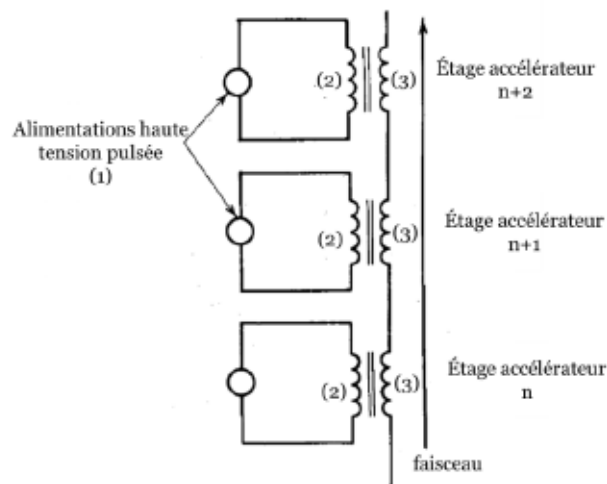


Figure 2 : Illustration du fonctionnement d'un accélérateur à induction par analogie avec un transformateur électrique.

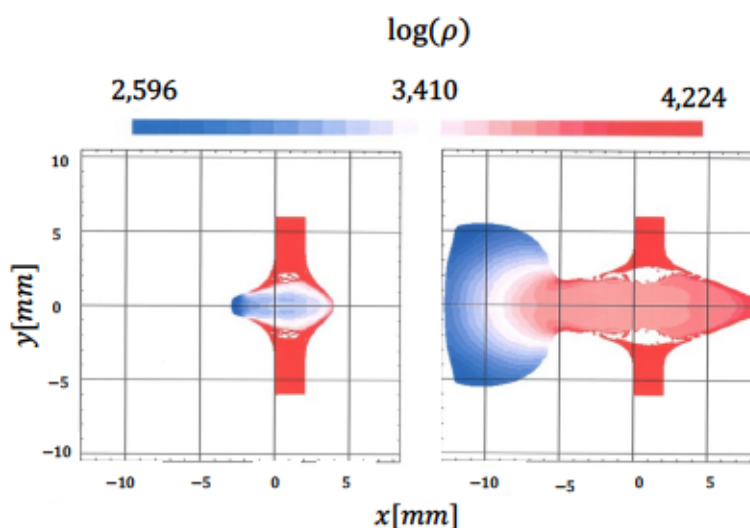
L'installation de radiographie éclair actuellement opérationnelle à la DAM porte le nom de AIRIX (Accélérateur à Induction de Radiographie pour l'Imagerie X). Elle produit un faisceau d'électrons relativistes intense ( $20MeV$ ,  $3kA$ ,  $60ns$ ) et le focalise sur un diamètre de l'ordre du millimètre au niveau de la cible de conversion. Un travail de recherche et de développement est effectué à la DAM afin d'améliorer les performances radiographiques (dose et tâche X), mais aussi pour concevoir les futures versions de cette chaîne de radiographie éclair.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des recherches menées sur l'interaction faisceau/cible à la DAM. Actuellement ces travaux sont motivés par deux raisons.

Premièrement, l'éjection d'ions légers de la cible de conversion lors de l'interaction avec le faisceau a été mise en évidence [6]. Ces ions remontent alors le faisceau, causant une surfocalisation dans un premier temps puis une augmentation du diamètre de la tâche focale, dû au déplacement du foyer du faisceau d'électrons.

Deuxièmement, bien que l'énergie transportée par le faisceau reste modérée ( $\sim 3kJ$ ), une fois que ce dernier est focalisé sur la cible de conversion ( $\phi \sim 1mm$ ), la puissance surfacique est de l'ordre de  $10GW/mm^2$ . Comme il a été mentionné plus tôt une partie de l'énergie du faisceau est convertie en rayonnement X par rayonnement de freinage.

Le reste de l'énergie est partagé entre des électrons ou bien rétrodiffusés, ou bien qui n'ont pas interagi avec la cible, ainsi qu'une certaine quantité de chaleur déposée dans cette dernière. Il en résulte une élévation de température très soudaine,  $\sim 1eV$  en  $60ns$ , et par conséquent des pressions de l'ordre du  $Mbar$ . Dans ces conditions, une partie de la cible est vaporisée et passe à l'état de plasma. L'évolution de l'état de la cible a été simulée en utilisant un code Monte-Carlo calculant le dépôt d'énergie dans la cible (DIANE), et un code hydrodynamique pour le calcul de la densité (HESIONE). Le cas d'un faisceau d'électrons gaussien de  $(20MeV, 2kA, 60ns)$  en interaction avec une cible de tantale de  $2mm$  d'épaisseur a été simulé (figure 3).



**Figure 3 :** Simulation hydrodynamique de la densité massique d'une cible de Ta de 2mm d'épaisseur,  $1\mu s$  (à gauche) et  $3\mu s$  (à droite) après avoir interagi avec un faisceau d'électrons de 20MeV, 2kA et 60ns arrivant par la gauche.

A l'échelle de temps du faisceau ( $60ns$ ), la plume de plasma n'a aucune incidence sur sa propagation, la détente étant trop lente. Cependant, dans l'hypothèse d'une évolution des chaînes de radiographie de la DAM vers un fonctionnement multi-temps, ce plasma devient problématique. Dans ce mode de fonctionnement, une seule chaîne de radiographie produit au moins deux flashes X, séparés d'une durée pouvant aller jusqu'à quelques  $\mu s$ , et produisant les premières images d'un « film ». Le faisceau d'électrons générant le deuxième flash X interagit alors avec le plasma de cible. On peut dès lors se demander dans quelle mesure ce plasma affecterait la dose ainsi que le diamètre de la tâche focale.

Cette thèse s'inscrit dans une démarche de compréhension des phénomènes gouvernant la propagation des faisceaux d'électrons relativistes intenses dans les plasmas. La validation d'un modèle de transport dans les plasmas par des mesures expérimentales est déterminante dans l'étude des performances d'une chaîne de radiographie multi-temps. De plus, grâce à leur fort pouvoir focalisant, les lentilles



plasma sont une technologie à fort potentiel pour l'amélioration des machines de radiographie éclair. En effet cette technologie permettrait de s'affranchir des effets liés à l'interaction faisceau/cible (ions et plasma) en forçant les conditions de propagation.

L'effet de lentille plasma est déjà exploité pour la focalisation de faisceau de particules, comme les faisceaux d'ions [7] ou bien les faisceaux d'électrons de très haute énergie et de faible charge [8], mais pas pour les faisceaux électroniques intenses que l'on utilise en radiographie éclair. Même si des simulations ont été effectuées [9] [10], aucune donnée n'a été publiée à ce jour et à notre connaissance, sur la propagation d'un faisceau d'électrons relativistes intense dans un plasma. Notre objectif est donc, dans un premier temps, de choisir un modèle approprié puis de vérifier son domaine de validité par la mise au point d'une expérience de propagation de ce type de faisceaux dans un plasma.

Dans un premier temps nous approfondirons l'étude de notre problématique. Ainsi, après un point bibliographique nous estimerons les effets du plasma sur le faisceau à l'aide d'un modèle d'équation d'enveloppe d'une part puis d'un code particle-in-cell. Nous aborderons alors les limitations de ces calculs et leur intérêt dans le dimensionnement de notre expérience.

Dans un second temps, nous étudierons en détail les décharges luminescentes, théoriquement puis expérimentalement, afin de déterminer si ce type de plasma est adapté pour notre expérience de propagation. A l'issue de cette partie nous détaillerons le développement d'un système de chauffage inductif ayant pour but d'augmenter la densité électronique d'une décharge luminescente.

Une fois le plasma étudié, nous présenterons le moyen expérimental FEVAIR du CESTA, et verrons les contraintes liées à l'adaptation d'un plasma sur la ligne faisceau de cet injecteur. A la fin de cette partie nous donnerons les caractéristiques principales de ce que nous avons appelé la « cellule plasma ».

Finalement, après avoir détaillé la configuration expérimentale, nous présenterons les résultats des essais effectués sur le faisceau FEVAIR.

# I. Problématique.

L'étude du transport des faisceaux de particules dans les plasmas remonte aux années 30, lorsque l'on tentait de comprendre la propagation des rayons cosmiques dans les milieux interstellaires [11]. Depuis, la compréhension des phénomènes liés à l'interaction faisceau/plasma est devenue déterminante dans de nombreux autres domaines. On peut citer la physique des hautes énergies [12] ou bien la fusion [13] [14] [15] [16].

La propagation d'un faisceau de particules chargées dans le vide est gouvernée par l'action de deux forces opposées (figure 4) : d'un côté la charge d'espace du faisceau tend à augmenter ses dimensions transverses par répulsion coulombienne, de l'autre son champ magnétique propre tend à le focaliser. Cependant, si un faisceau de particules se propage au sein d'un plasma, ces forces sont plus ou moins neutralisées, en fonction des caractéristiques du faisceau et du plasma. Concernant les forces de répulsion coulombienne, on parle de neutralisation en charge, et pour le champ magnétique propre, on parle de neutralisation en courant. Mais avant de détailler ces phénomènes, nous allons aborder quelques points de bibliographie qui nous permettront de choisir un formalisme adapté à notre problématique.

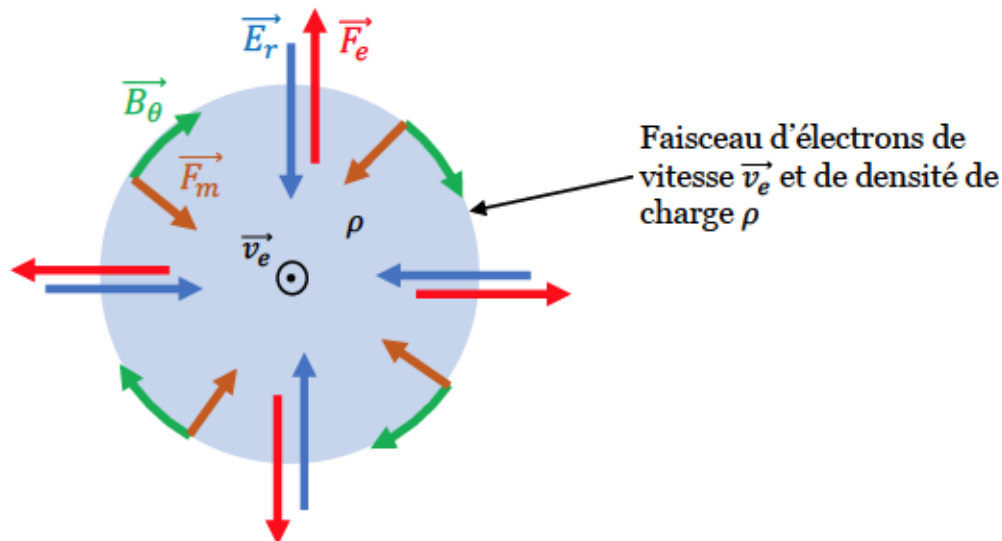


Figure 4 : Représentation des champs électrique radial et magnétique azimutal entourant un faisceau d'électrons infiniment long, ainsi que des forces coulombienne  $F_e$  et de Laplace  $F_m$  résultants de l'action de ces champs sur les électrons du faisceau.



Dans un premier temps, intéressons-nous à la littérature de l'interaction faisceau d'ions/plasma. Les travaux menés dans ce domaine sont largement motivés par les applications liées à la fusion par confinement inertiel. En particulier, l'équipe de Igor D. Kaganovich de l'université de Princeton a mené une étude analytique et numérique [15] [16] sur la propagation d'un faisceau d'ions intenses ( $4kA$ ) pulsé dans un plasma quelconque. Grâce à une approche basée sur une description fluide de la population électronique du plasma couplée aux équations de Maxwell, la dynamique des électrons du plasma est calculée ainsi que les champs générés par le faisceau. Le but de ces calculs est de déterminer à quelle vitesse et à quel degré la charge d'espace du faisceau est neutralisée. Les résultats analytiques sont en accord avec les simulations particle-in-cell (PIC) effectuées et montrent que la neutralisation de la charge d'espace d'un faisceau d'ions intenses par un plasma de fréquence plasma  $\omega_p$  est quasi-complète pourvu que la longueur du faisceau  $l_b$  soit assez grande pour que l'on puisse considérer que les électrons du plasma réagissent instantanément ( $\frac{v_b}{\omega_p} \ll l_b$  où  $v_b$  est la vitesse du faisceau). La neutralisation en courant est abordée qualitativement, et son degré est relié au rapport entre le rayon du faisceau et l'épaisseur de peau du plasma ( $r_b/(c/\omega_p)$  où  $r_b$  est le rayon du faisceau).

Des descriptions différentes existent lorsqu'il s'agit de l'interaction faisceau d'électrons/plasma [17]. Ces travaux trouvent un intérêt particulier en physique des hautes énergies afin de dépasser les limites des technologies de lentilles magnétiques actuelles (force de focalisation en  $\propto 1/\gamma^2$  avec  $\gamma$  le facteur relativiste). Deux régimes sont considérés : le régime sur-dense (densité faisceau  $n_b \ll$  densité plasma  $n_p$ ), où la réponse du plasma est linéaire, et le régime sous-dense ( $n_p \ll n_b$ ), où cette dernière devient hautement non-linéaire. Les forces de focalisation sont calculées analytiquement grâce à certaines simplifications, et comparées aux résultats d'un code PIC. On constate cependant que les résultats expérimentaux concernant l'interaction d'un faisceau électronique avec un plasma sont peu nombreux. On peut citer une expérience menée à Berkeley [8] sur l'observation de la neutralisation en courant d'un faisceau d'électrons de  $50MeV$ ,  $\sim 10ps$  et  $1,3nC$  par un plasma sur-dense ( $n_p \sim 10^{13} - 10^{14}cm^{-3}$ ). Comme la densité du plasma est bien supérieure à celle du faisceau ( $\sim 10^{11}cm^{-3}$ ), la charge d'espace du faisceau est considérée comme totalement neutralisée, et l'effet de la neutralisation en charge est calculé en utilisant l'équation d'enveloppe du faisceau [18]. Côté expérimental, le degré de neutralisation du courant net du faisceau est estimé indirectement en mesurant la densité du plasma (et par conséquent sa longueur d'écrantage magnétique, ou longueur de London) ainsi que le diamètre du faisceau à l'entrée et à la sortie du plasma. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les calculs.

La littérature de l'interaction faisceau d'électrons/plasma traite majoritairement des faisceaux très courts et de faible charge, du moins en comparaison avec les faisceaux

de radiographie éclair. Concernant ces derniers, des résultats de simulation PIC ont été publiés, dans le but de répondre à des problématiques voisines des nôtres. La propagation d'un faisceau de  $30kA$  et  $3 - 10MeV$  d'énergie, a été simulé dans un gaz de pression  $20\text{ torr}$  en faisant varier le degré d'ionisation grâce au code LSP, dans le but de réduire et de stabiliser la taille de la tache focale X [10]. De même, Sgro et Kwan du Los Alamos National Laboratory ont utilisé le code PIC 2D MERLIN pour simuler l'interaction d'un faisceau ( $5,5MeV; 3,8kA$ ) avec un plasma de densité voisine de celle du faisceau sur une échelle de temps longue (jusqu'à plusieurs centaines de  $ns$ ) [9]. Selon les résultats de ces simulations, les électrons du plasma sont éjectés presque instantanément lors de la pénétration du faisceau et, dès lors, le faisceau suit des oscillations bêta-tron. Si la densité du plasma est trop importante (à partir de  $n_b/n_p = 0,25$ ) l'instabilité deux-faisceaux se développe.

Afin d'extraire les points importants de cette étude bibliographique rappelons que l'on souhaite choisir un modèle décrivant la propagation d'un faisceau d'électrons intenses dans un plasma, et tester la validité de ce modèle par des mesures expérimentales. Concernant la partie modélisation, l'équation d'enveloppe semble adaptée pour une description grossière de l'évolution du rayon du faisceau, pourvu que l'on y introduise des coefficients de neutralisation en charge et en courant. Malgré le fait qu'elle ne décrive pas finement le comportement du faisceau, sa simplicité permet des calculs rapides pour le dimensionnement de notre expérience. De plus, les différents termes qui la composent décrivent bien la physique du phénomène, ce qui en facilite la compréhension par rapport à un code que l'on peut qualifier de « boîte noire ». Finalement, pour éviter l'apparition d'instabilités, on choisira des plasmas dont la densité n'excède pas celle du faisceau. En considérant les ordres de grandeurs énoncés plus tôt pour le courant du faisceau ( $kA$ ), sa durée ( $60ns$ ) et son diamètre au niveau de la cible de conversion ( $1mm$ ), l'ordre de grandeur de la densité du faisceau est d'environ  $10^{12}cm^{-3}$ .

Afin de dimensionner l'expérience, nous allons discuter plus précisément de l'équation d'enveloppe, notamment des coefficients de neutralisation en charge et en courant, et nous appuierons nos calculs par des simulations PIC afin de déterminer des paramètres plasma intéressants.

## 1. Estimation théorique

Pour mesurer l'effet d'un plasma sur la propagation d'un faisceau d'électrons relativistes intense, nous devons déterminer les paramètres plasma qui nous permettront d'effectuer et d'interpréter facilement ces mesures. Dans ce but, nous

allons utiliser les outils rencontrés dans notre étude bibliographique, c'est-à-dire l'équation d'enveloppe ainsi qu'un code PIC 3D nommé LSP [19].

## a. L'équation d'enveloppe

### Dans le vide

Pour dimensionner et réaliser un accélérateur de particules, le détail de la dynamique transverse du faisceau n'est pas toujours nécessaire et il est souvent plus rapide de calculer l'évolution du rayon de l'enveloppe du faisceau grâce à l'équation suivante [18]:

$$R'' = -\frac{\gamma'}{\beta^2\gamma}R' - \frac{\gamma''}{2\beta^2\gamma}R - \left[\frac{q_e B_z(0,z)}{2\beta\gamma m_e c}\right]^2 R + \frac{\epsilon^2}{R^3} + \left[\frac{q_e \Psi_0}{2\pi\beta\gamma m_e c}\right]^2 \frac{1}{R^3} + \frac{q_e I}{2\pi\epsilon_0 m_e (\beta\gamma c)^3} \frac{1}{R} \quad (4)$$

(1)      (2)      (3)      (4)      (5)      (6)

Où  $R$  est le rayon du faisceau supposé homogène,  $I$  son courant,  $\beta$  la vitesse réduite,  $c$  la vitesse de la lumière,  $\gamma$  le facteur relativiste,  $(q_e, m_e)$  la charge et la masse de l'électron,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide et  $\Psi_0$  une fonction liée au champ magnétique à la source (en  $z = Z_s$ ) :

$$\Psi_0 = \int_0^{R_s} 2\pi R dR B_z(R, Z_s)$$

avec  $R_s$  le rayon du faisceau à la source. Le faisceau se propage selon l'axe  $\vec{e}_z$  et les dérivées sont données suivant ce dernier.

Le terme (1) décrit la réduction de l'angle de l'enveloppe lorsque le faisceau est accéléré. Le terme (2) représente la focalisation induite par la composante axiale d'un champ électrique accélérateur externe (comme celui des cellules accélératrices). Les termes (3) et (5) traduisent l'influence de champs magnétiques externes. Le terme (4) modélise l'effet de l'émittance géométrique, autrement dit le degré de désordre au sein du faisceau. Enfin, le terme (6) fait apparaître une grandeur nommée « pervéance » et notée  $K$  :

$$K = \frac{q_e I}{2\pi\epsilon_0 m_e (\beta\gamma c)^3}$$



## Problématique

Celle-ci décrit l'effet (globalement défocalisant) des forces auto-générées par le faisceau (électrique et magnétique).

### Dans un plasma

Comme nous nous intéressons à la propagation d'un faisceau dans un plasma non magnétisé, nous pouvons faire plusieurs simplifications en supprimant les termes liés à l'accélération longitudinale et aux champs externes. L'équation d'enveloppe devient alors :

$$R'' = \frac{\epsilon^2}{R^3} + \frac{q_e I}{2\pi\epsilon_0 m_e (\beta\gamma c)^3} \frac{1}{R} = \frac{\epsilon^2}{R^3} + \frac{K}{R} \quad (5)$$

Cependant l'influence du plasma n'est toujours pas incluse dans l'équation ci-dessus. Comme nous l'avons évoqué au début de ce chapitre, la propagation d'un faisceau d'électrons dans le vide en l'absence de champs externe est gouvernée par l'action combinée de la force de répulsion coulombienne  $F_e$  engendrée par la distribution de charge, et de la force de Laplace  $F_m$  induite par le champ magnétique azimuthal généré par le faisceau (voir Figure 4). La pervéance  $K$  introduite dans l'équation (4) modélise l'effet de ces forces, qui est toujours défocalisant. Dans un plasma l'action de ces forces est plus ou moins neutralisée. C'est pourquoi nous introduisons les coefficients de neutralisation en charge  $f_e$  et en courant  $f_m$ , tels que :

$$F_{e_{pl}} = (1 - f_e)F_e$$

$$F_{m_{pl}} = (1 - f_m)F_m$$

où  $F_{e_{pl}}$  et  $F_{m_{pl}}$  désigne les forces électriques et magnétiques exercées sur le faisceau dans un plasma. Afin de mettre au point une équation d'enveloppe des faisceaux dans les plasmas, nous devons donc trouver une expression de la pervéance dans les plasmas  $K_{pl} = f(f_e, f_m)$ . Commençons tout d'abord par rappeler l'expression des forces de répulsion coulombienne et de Laplace agissant sur l'enveloppe d'un faisceau d'électrons portant un courant  $I$ , de rayon  $r_0$  et de vitesse  $v = \beta c$  dans le vide [18]:

Répulsion coulombienne :

$$F_e = \frac{q_e I}{2\pi\epsilon_0 \beta c r_0} \quad (6)$$

## Problématique

Focalisation par le courant du faisceau :

$$F_m = \frac{-q_e I \beta}{2\pi\epsilon_0 c r_0} \quad (7)$$

On remarque qu'on a la relation suivante :

$$F_m = -\beta^2 F_e \rightarrow F_e + F_m = (1 - \beta^2) F_e \quad (8)$$

On peut écrire la pervéance  $K$  en fonction des forces  $F_e$  et  $F_m$  :

$$K = \frac{r_0}{m_e c^2 \gamma \beta} (F_e + F_m) = \frac{r_0}{m_e c^2 \gamma \beta} (1 - \beta^2) F_e = \frac{r_0}{m_e c^2 \gamma^3 \beta} F_e \quad (9)$$

Par conséquent dans un plasma on peut écrire :

$$\begin{aligned} K_{pl} &= \frac{r_0}{m_e c^2 \gamma \beta} (F_{epl} + F_{mpl}) = \frac{r_0}{m_e c^2 \gamma \beta} [(1 - f_e) F_e + (1 - f_m) F_m] \\ &= \frac{r_0}{m_e c^2 \gamma \beta} [(1 - f_e) - (1 - f_m) \beta^2] F_e \end{aligned}$$

En faisant apparaître la pervéance dans le vide donnée par l'équation (9), il vient :

$$K_{pl} = [(1 - f_e) - (1 - f_m) \beta^2] \gamma^2 K \quad (10)$$

Nous avons tracé sur la figure 5 le résultat d'un calcul d'enveloppe pour un faisceau de (20MeV, 2kA) dans le vide ( $f_e = f_m = 0$ ) et dans un milieu où la neutralisation en charge est complète ( $f_e = 1$ ) et la neutralisation en courant est nulle ( $f_m = 0$ ). L'émittance a été fixée à  $\epsilon = 100mm.mrad$  (valeur typique pour les faisceaux de cette étude). On peut voir que le rayon de l'enveloppe du faisceau neutralisé en charge diminue plus rapidement et se pince plus fortement. Ce comportement traduit bien l'annulation de la répulsion coulombienne au sein du faisceau, qui, n'étant plus soumis qu'à son champ magnétique propre, est focalisé.

Cependant nous n'avons toujours pas attribué de formules pour l'expression de ces coefficients en fonction des paramètres du plasma.



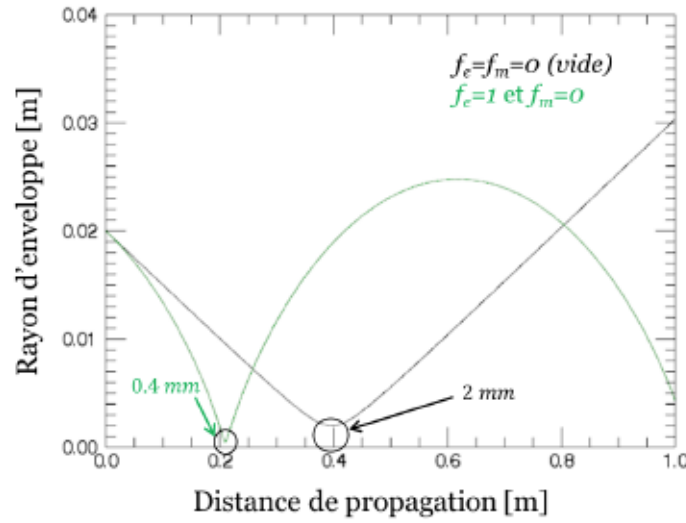


Figure 5 : Evolution du rayon de l'enveloppe d'un faisceau d'électrons (20MeV, 2kA) dans le vide ( $f_e = f_m = 0$ ) et dans un milieu où  $f_e = 1$  et  $f_m = 0$ . La taille minimale du rayon du faisceau durant son transport est indiquée dans ces deux cas.

### Le coefficient de neutralisation en charge $f_e$ :

Rappelons que dans le cas d'un faisceau cylindrique de rayon  $r_0$  de densité de charge uniforme  $n_b$ , l'expression du champ électrique radial sur l'enveloppe du faisceau dans le vide est [18]:

$$E_r = \frac{q_e n_b}{2\epsilon_0} r_0 \quad (11)$$

On voit que le champ électrique, et par conséquent la force coulombienne, est proportionnel à la densité de charge. Lorsque les électrons relativistes du faisceau pénètrent dans un plasma de densité électronique  $n_p$ , du fait de leur inertie plus importante, on suppose qu'ils chassent instantanément les électrons du plasma. Cela revient à écrire  $f_p \gg \frac{1}{\tau_f}$  où  $f_p$  est la fréquence plasma et  $\tau_f$  le temps de montée du faisceau. Afin que la force coulombienne reste proportionnelle à la densité totale de charge dans le faisceau ( $n_b - n_p$ ), on définit le coefficient de neutralisation en charge comme suit :

$$f_e = \frac{n_p}{n_b} \quad (12)$$

où  $n_p$  est la densité du plasma et  $n_b$  la densité du faisceau. Si  $n_p > n_b$  on pose  $f_e = 1$ .

**Le coefficient de neutralisation en courant  $f_m$  :**

La question de l'expression du coefficient de neutralisation en courant est moins simple que celle de la neutralisation en charge. En effet, bien que l'on trouve la forme identique à celle du coefficient de neutralisation en charge dans la littérature [20] ( $f_m = n_p/n_b$ ), aucun argument théorique ne la justifie.

Lorsqu'un faisceau d'électrons relativistes pénètre dans un plasma, ce dernier réagit de manière à annuler les variations de champ. On a déjà vu plus tôt, dans le cas de la neutralisation en charge, que les électrons du plasma étaient éjectés par la répulsion coulombienne des électrons du faisceau pour annuler sa charge d'espace. Il en est de même pour le champ magnétique. Selon les équations de Maxwell, un champ électrique longitudinal apparaît au sein du plasma, induit pendant le front de montée du faisceau, ce qui se traduit par un courant que l'on qualifiera de retour (figure 6).

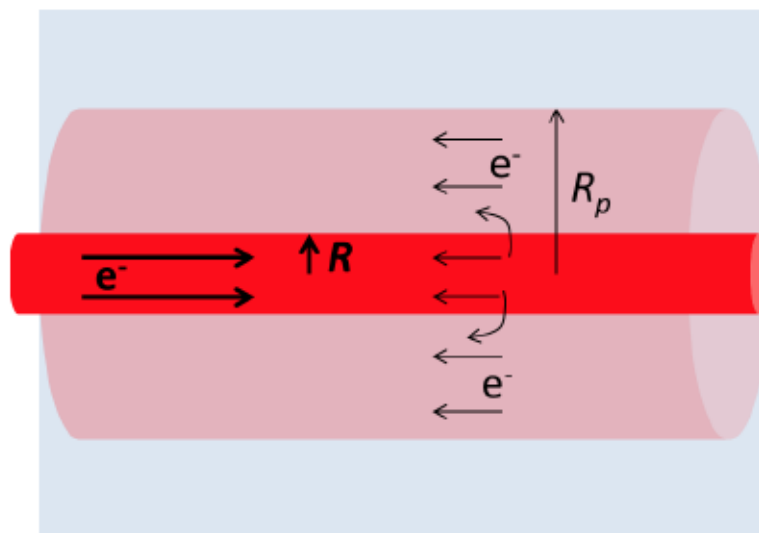


Figure 6 : Schématisation de l'expulsion des électrons d'un plasma cylindrique de rayon  $R_p$  par un faisceau de rayon  $R$  et de l'induction du courant de retour porté par les électrons du plasma.

Ce courant de retour s'oppose au courant du faisceau de sorte que le champ magnétique total s'annule. Le courant, ou similairement le champ magnétique, s'étend sur une longueur appelée épaisseur de peau magnétique, ou bien longueur de London  $\lambda_p$  en physique des plasmas [21]:

$$\lambda_p = c/\omega_p \tag{13}$$

où  $\omega_p [s^{-1}]$  est la pulsation plasma électronique.

Ainsi, comme une partie du courant circule à l'extérieur du cylindre du faisceau, le champ magnétique n'y est pas totalement neutralisé. Pour définir un coefficient de neutralisation en courant on choisira donc l'expression suivante :

$$f_m = I_{pR}/I_{bR} \quad (14)$$

où  $I_{pR}$  et  $I_{bR}$  sont respectivement le courant porté par le plasma et par le faisceau, à travers un disque de rayon  $R$ ,  $R$  étant le rayon de l'enveloppe du faisceau.

### Phénoménologie de l'interaction faisceau/plasma

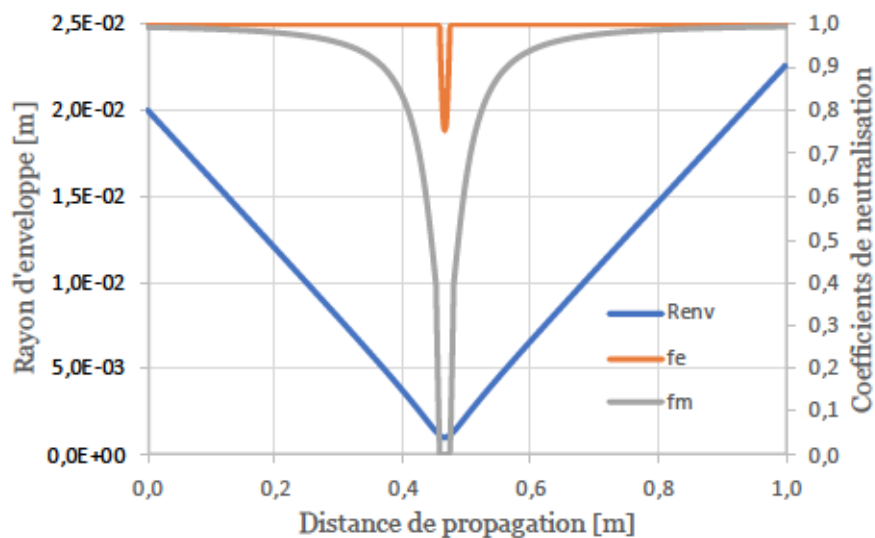
Deux cas de figure se présentent :

- $n_p \leq n_b$  : Tous les électrons du plasma en sont éjectés, de sorte que la charge d'espace du faisceau est en partie neutralisée. On a :  $0 < f_e \leq 1$ . Ainsi, au sein du faisceau, on ne retrouve que les électrons qui transportent le courant faisceau et aucun courant de retour ne peut s'établir. On a :  $f_m = 0$ .
- $n_p > n_b$  : Une fraction des électrons du plasma est éjectée afin de neutraliser totalement la charge d'espace, on a :  $f_e = 1$ . Les électrons restant du plasma portent le courant de retour et on a :  $0 < f_m \leq 1$ .

Il est important de noter que les coefficients de neutralisation que nous avons introduits dépendent de l'endroit où l'on se place le long de l'axe de propagation du faisceau. Sur les courbes de la figure 7, on a représenté le rayon d'enveloppe d'un faisceau de  $20MeV$  et  $2kA$  se propageant dans un plasma de densité électronique  $n_p = 10^{13}cm^{-3}$ , ainsi que les coefficients de neutralisation en charge et en courant le long de l'axe de propagation. Lorsque le faisceau pénètre le plasma, une partie des électrons du plasma est éjectée instantanément et la charge d'espace du faisceau est totalement annulée :  $f_e = 1$ . De plus le front de montée du courant du faisceau induit un courant de retour porté par les électrons du plasma n'ayant pas été éjectés. Ce courant de retour est réparti sur une section de rayon  $R + \lambda_p$ . Comme le rayon du faisceau est large à cet endroit, la majorité du courant de retour circule à l'intérieur et le coefficient de neutralisation en courant  $f_m$  vaut environ 1. Par conséquent le faisceau ne subit quasiment aucune force et sa propagation est balistique. Le rayon de son enveloppe diminue entraînant une augmentation de la densité d'électrons  $n_b$ . Lorsque le rayon du faisceau devient trop petit, la longueur de pénétration du champ magnétique  $\lambda_p$  n'est plus négligeable devant le rayon d'enveloppe du faisceau. Ainsi la fraction du courant de retour circulant au sein du faisceau n'est plus majoritaire, et le coefficient de neutralisation en charge  $f_m$  diminue. De plus la population électronique du plasma

## Problématique

n'est plus assez grande pour neutraliser complètement la charge d'espace du faisceau, on assiste également à une diminution du coefficient de neutralisation en charge  $f_e$ .



**Figure 7 : Evolution des coefficients de neutralisation selon le rayon d'enveloppe d'un faisceau d'électrons de 20MeV et 2kA se propageant dans un plasma de densité électronique égale à  $10^{13} \text{cm}^{-3}$ . Le faisceau est injecté dans le plasma avec une pente de  $-0,04$ . Dans le vide son foyer se situerait à 0,5m.**

De plus, ils peuvent aussi varier dans le temps. En effet, nous venons d'évoquer la pénétration du champ magnétique dans un plasma sur l'épaisseur de London  $\lambda_p$  ; mais du fait de la conductivité finie du plasma, le champ magnétique diffuse au-delà de  $\lambda_p$ . On peut montrer que l'évolution de la profondeur de diffusion avec le temps s'exprime de la manière suivante [21]:

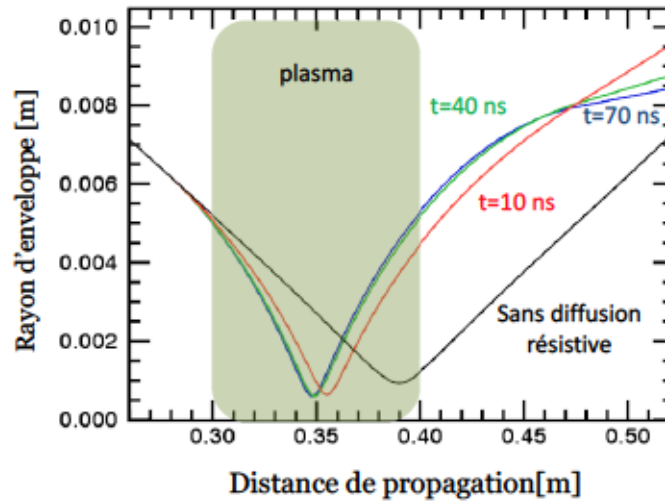
$$\lambda_{diff}(t) = \sqrt{4\left(\frac{\rho}{\mu_0}\right)t} \quad (15)$$

où  $\rho$  est la résistivité du plasma. Pour un plasma de densité  $n_e$ , en régime continu, on a :  $\rho = \frac{m_e v_m}{e^2 n_e}$ , où  $v_m$  est la fréquence de collision pour le transfert d'impulsion. Cette dernière grandeur est une valeur effective de fréquence de collision prenant en compte l'angle de déflexion : plus celui-ci est grand, plus la collision contribue à la résistivité du plasma.

Pour estimer l'effet de la diffusion résistive sur l'évolution de l'enveloppe du faisceau nous avons calculé le rayon d'enveloppe d'un faisceau de 20MeV, 2kA et 100mm.mrad d'émittance, à travers un plasma de densité  $n_p = 10^{13} \text{cm}^{-3}$  de 10cm de long, pour une



fréquence de transfert d'impulsion  $\nu_m = 100\text{MHz}$ . Les résultats de ce calcul sont tracés sur la figure 8.



**Figure 8 : Evolution de l'enveloppe d'un faisceau d'électrons de 20MeV et 2kA due à la diffusion résistive, après 10ns (rouge), 40ns (vert) et 70ns (bleu). En noir, on a représenté le rayon du faisceau sans diffusion résistive.**

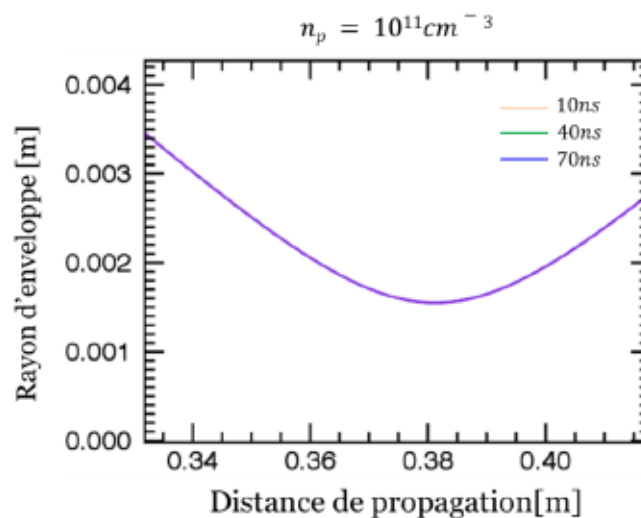
La trace noire de la figure 8 représente l'enveloppe du faisceau dans le plasma mais sans le phénomène de diffusion résistive, puis en rouge, vert et bleu, celle du faisceau se propageant dans le plasma décrit plus tôt après respectivement 10, 40 et 70ns. Outre la diminution du diamètre de la tâche focale, on observe un décalage du point focal dans le sens inverse de la propagation du faisceau. Initialement, le faisceau pénètre le plasma avec un coefficient de neutralisation en courant donné. Puis le courant de retour s'étale dans le plasma par diffusion résistive et le coefficient de neutralisation en courant ( $f_m = I_p/I_b$ ) diminue. C'est pourquoi le faisceau est soumis à un champ magnétique azimuthal plus important et par conséquent il est focalisé plus fortement, d'où un déplacement du point focal dans le sens inverse de la propagation du faisceau.

### Calcul pour le dimensionnement d'une expérience

Dans un premier temps on désire déterminer un encadrement de la densité électronique d'un plasma ayant simplement une influence mesurable sur la propagation d'un faisceau d'électrons relativistes intense. On peut déduire une limite haute pour la densité en raisonnant sur le phénomène de diffusion résistive. En effet, pour le moment, afin qu'une mesure soit facilement interprétable, on désire que l'enveloppe du faisceau se propageant dans le plasma soit stable dans le temps. Nous ferons donc en sorte de nous affranchir du phénomène de diffusion résistive. Pour cela

## Problématique

nous pouvons nous placer dans le cas où l'échelle de temps caractéristique de la diffusion est soit très grande soit très petite par rapport à celle du faisceau. Autrement, nous pouvons choisir un plasma dont la longueur de London  $\lambda_p$  (épaisseur de peau), soit grande par rapport aux dimensions du faisceau, qui sont de l'ordre du centimètre. Une densité de  $10^{11}cm^{-3}$  donne une longueur de London  $\lambda_p \sim 3cm$ . Dans ce cas la majorité du courant de retour s'écoule en dehors du faisceau dès le début de la propagation et par conséquent la diffusion résistive n'affecte pas le coefficient de neutralisation en courant qui est déjà très proche de zéro. C'est ce cas précis qui est représenté sur la figure 9 : l'enveloppe du faisceau est tracée à différents instants, mais comme il n'y a pas d'évolution du coefficient de neutralisation en courant  $f_m$ , toutes les traces sont confondues.



**Figure 9 : Evolution de l'enveloppe d'un faisceau (20MeV,2kA) se propageant dans un plasma de densité  $10^{11}cm^{-3}$  après 10ns, 40ns et 70ns. Ces différentes enveloppes sont confondues.**

Si on considère un plasma de densité  $10^{12}cm^{-3}$  et une fréquence de transfert d'impulsion  $\nu_m = 10^8 Hz$ , les calculs montrent certes un décalage du point focal, mais celui-ci est quasi-instantané et ensuite sa position reste stable pendant la durée de l'impulsion faisceau. C'est le cas de la figure 10 : en noir nous avons tracé l'enveloppe du faisceau lorsqu'il pénètre le plasma, puis en beige après 10ns, en vert après 40ns et en bleu après 70ns. On observe que la diffusion résistive est très rapide (entre 0 et 10ns) et ensuite l'enveloppe du faisceau est stable.

## Problématique

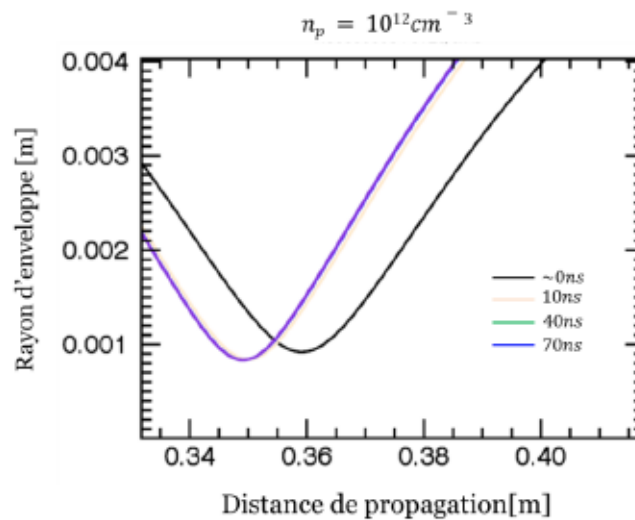


Figure 10 : Evolution de l'enveloppe du faisceau dans un plasma de densité  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  après 10ns (beige), 40ns (vert) et 70ns (bleu) : ces trois traces sont confondues. L'enveloppe initiale (sans diffusion résistive) est représentée en noir.

Une densité électronique de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  semble donc être une limite haute d'après les calculs précédents et au regard de nos objectifs. La limite basse, quant à elle, est donnée par la densité électronique en deçà de laquelle le plasma n'a pas d'influence significative sur la propagation du faisceau sur des longueurs raisonnables, c'est-à-dire au maximum de quelques dizaines de centimètres. On réalise les deux calculs d'enveloppe suivant (figure 11) : un faisceau d'électrons de (20MeV, 2kA) pénètre dans 50cm de plasma de densité électronique  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  puis  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Dans ce calcul, afin de rendre la figure plus lisible, le faisceau pénètre dans le plasma avec un angle nul.

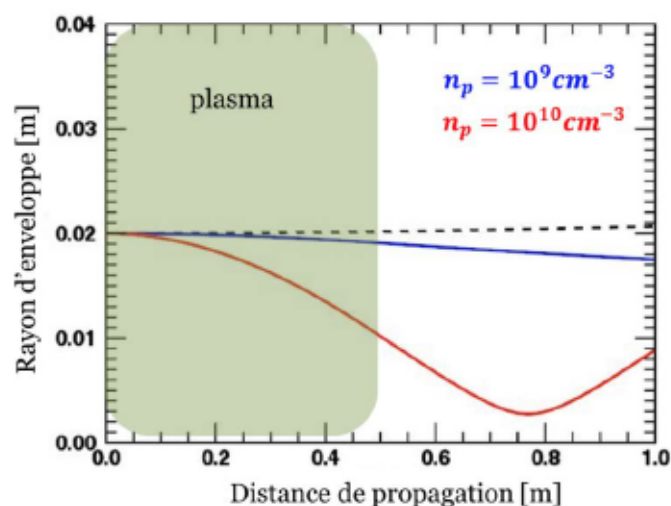


Figure 11 : Calcul de l'enveloppe d'un faisceau d'électrons (20MeV, 2kA) se propageant dans le vide (pointillé), à travers 50cm de plasma à la densité  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  (bleu) et à la densité  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (rouge). La pente du faisceau à l'injection est nulle.

## Problématique

Un plasma de densité électronique  $n_p = 10^9 \text{ cm}^{-3}$  a une influence très légère sur la propagation du faisceau puisqu'on observe certes une légère focalisation due à la neutralisation d'une partie de la charge d'espace, mais après  $50 \text{ cm}$  de propagation dans le plasma. La différence sur le rayon d'enveloppe par rapport à la propagation dans le vide est de l'ordre de  $2 \text{ mm}$  alors que le faisceau a un rayon de  $2 \text{ cm}$ . En revanche, pour une densité électronique  $n_p = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , le rayon du faisceau passe de  $2 \text{ cm}$  à  $1 \text{ cm}$  à la sortie des  $50 \text{ cm}$  de plasma.

Les calculs effectués avec le modèle d'équation d'enveloppe dans les plasmas indiquent donc que les densités électroniques intéressantes pour une expérience de propagation de faisceau d'électrons relativistes intense se trouvent dans la gamme  $10^{10} \text{ cm}^{-3} < n_e < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Pour vérifier la justesse de ce modèle, nous allons maintenant effectuer des simulations Particle-In-Cell avec le code LSP.

### **b. Calcul Particle-In-Cell avec LSP**

LSP (Large Scale Plasma) [19] est un code commercial 3D électromagnétique, utilisant la méthode Particle-In-Cell (PIC). Ce type de code est basé sur une méthode itérative : à partir de la fonction de distribution des vitesses  $f(x, v, t)$  de chaque espèce de particules, la densité de charges électriques, les courants et finalement les champs électromagnétiques sont calculés à chaque point du maillage. Ces champs définissent une nouvelle vitesse et une nouvelle position pour chaque particule. Dans cette nouvelle configuration les champs sont recalculés aux nœuds de l'espace, et ainsi de suite.

Nous avons simulé la propagation d'un faisceau identique à celui de la section précédente dans un plasma de  $50 \text{ cm}$  dans une géométrie axisymétrique (figure 12). On utilise le module *plasma* de LSP : le plasma est modélisé par une densité d'électrons et un fond immobile continu neutralisant la densité de charge électronique. Le faisceau est injecté dans un tube conducteur, il traverse le plasma puis est totalement absorbé par un disque conducteur venant fermer le tube dans lequel se propage le faisceau. Le faisceau est injecté par une surface libre, c'est-à-dire que toute onde électromagnétique est totalement absorbée sans réflexion par cette surface.



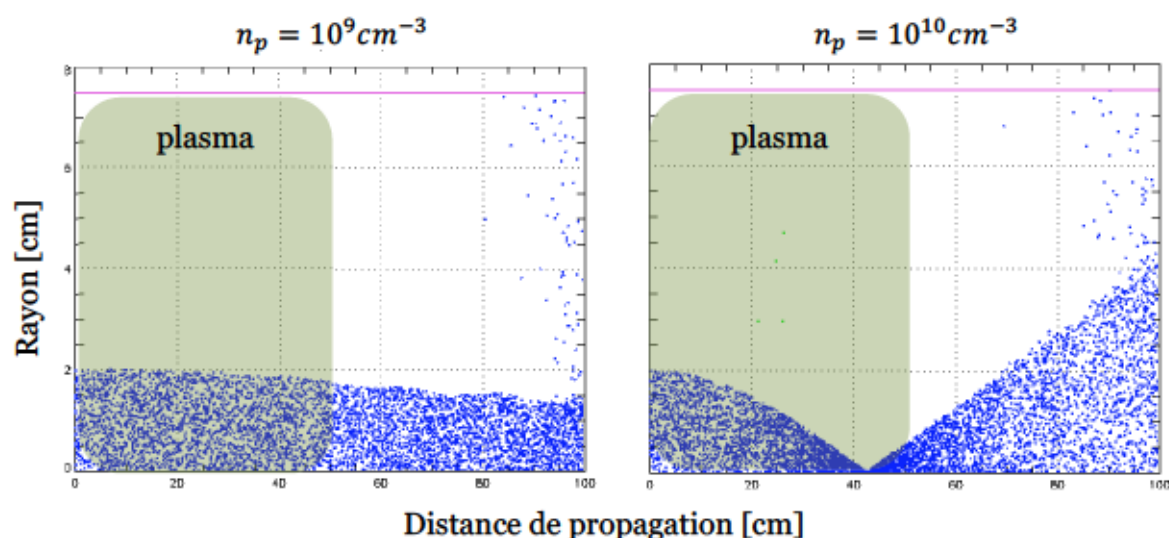


Figure 12 : Simulation PIC de la propagation d'un faisceau d'électrons (20MeV,2kA) dans un plasma de 50cm de densité  $10^9 cm^{-3}$  (gauche) et  $10^{10} cm^{-3}$  (à droite).

On a choisi de simuler des densités de  $10^9$  et  $10^{10} cm^{-3}$ . Comme celles-ci sont inférieures à la densité du faisceau, on n'observe pas de neutralisation en courant mais seulement une neutralisation en charge partielle. Pour le cas  $n_p = 10^9 cm^{-3}$ , on observe une influence faible et après 50cm de propagation dans le plasma et 50cm dans le vide, la réduction du rayon d'enveloppe est de l'ordre de 2mm, comme nous l'avions calculé avec l'équation d'enveloppe. Le cas  $n_p = 10^{10} cm^{-3}$  montre le même comportement que celui observé dans les calculs d'équation d'enveloppe, c'est-à-dire une forte influence du plasma qui neutralise significativement la charge d'espace du faisceau. Cependant on observe qu'ici le point focal du faisceau se trouve à 42cm environ alors que lors des calculs effectués avec l'équation d'enveloppe, il se trouve plutôt aux alentours de 75cm.

On peut donc dire que ces simulations corroborent qualitativement les calculs menés avec l'équation d'enveloppe. Cependant, tout comme cette dernière, la physique y est décrite de manière très incomplète (pas de collisions, pas d'ionisations, pas de diffusion angulaire, etc...). En revanche, contrairement à l'équation d'enveloppe qui fige la répartition interne des électrons avec l'hypothèse d'homogénéité, la description PIC permet de décrire plus finement le faisceau. Quoiqu'il en soit, cela confirme la gamme de densité électronique d'intérêt pour notre expérience.

## 2. Objectifs et démarche

Nous avons choisi deux modèles permettant de décrire l'interaction faisceau/plasma. La description PIC permet de décrire les collisions et les non-linéarités, notamment lorsque le diamètre du faisceau devient très petit, ou bien des instabilités comme l'instabilité deux-faisceaux [9]. Cependant cette méthode est très coûteuse en temps de calcul et en mémoire, notamment lorsque l'on inclut les collisions et que le nombre de particules augmente, ce qui peut la rendre inaccessible si l'ionisation de neutres par le courant de retour doit être prise en compte. Le modèle de l'équation d'enveloppe dans les plasmas apparaît alors comme un moyen rapide d'effectuer des calculs mais sa précision peut être mise en défaut puisque l'on ne décrit pas les phénomènes pouvant avoir lieu au sein du faisceau.

Comme aucune donnée expérimentale n'a été publiée à ce jour sur la propagation d'un faisceau d'électrons relativistes intense dans un plasma, rien ne permet de légitimer l'utilisation de l'une ou de l'autre des méthodes décrites. Nous souhaitons donc mettre en place une expérience afin de répondre à cette problématique.

Comme nous l'avons vu la question de l'interaction faisceau/plasma est complexe. Des phénomènes comme la diffusion résistive rendent l'enveloppe du faisceau potentiellement dépendante du temps. Ajouté à cela nous aurions pu évoquer l'ionisation de neutres par le courant de retour modifiant aussi les conditions de transport au cours du temps. Ici, nous nous concentrerons sur la mise au point d'une expérience où l'enveloppe du faisceau traversant le plasma sera fixe sur l'échelle de temps du faisceau, c'est-à-dire  $60ns$ . Grâce aux calculs que nous avons effectués plus haut, nous avons déterminé un encadrement de la densité électronique d'un plasma répondant a priori à nos exigences :

$$10^{10}cm^{-3} < n_p < 10^{12}cm^{-3}$$

La densité de neutres résiduels est aussi un paramètre à prendre en compte car on ne désire pas qu'il y ait d'ionisation par impact des électrons du faisceau, au point que la densité électronique du plasma augmente. A partir des tables des sections efficaces d'ionisation par impact électronique [22], on peut calculer que l'ionisation directe par le faisceau reste négligeable si le degré d'ionisation du plasma initial est bien supérieur à  $10^{-3}$  [23].

Par la suite nous nous attacherons donc à mettre au point une expérience dans laquelle on compare la propagation d'un faisceau d'électrons relativistes intense dans le vide, puis dans un gaz, et enfin dans un plasma. Pour cela nous devons concevoir un système ayant deux fonctions principales :

## Problématique

- La production d'un plasma dans la gamme de densité électronique  $10^{10} \text{ cm}^{-3} < n_p < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  et dont le degré d'ionisation soit au moins de l'ordre de  $10^{-2}$ .
- L'adaptabilité à la ligne faisceau FEVAIR, le moyen dont nous disposons pour générer un faisceau d'électrons de  $(4 \text{ MeV}, 3 \text{ kA}, 60 \text{ ns})$ , que nous décrirons plus en détail dans le chapitre 4.

## II. Étude d'une décharge lumineuse pour produire un plasma contrôlé.

Le plasma est un état de la matière contenant une fraction significative de charges libres, c'est-à-dire d'électrons et d'ions. Il se caractérise par la fonction de distribution des vitesses et la densité de chacune de ses espèces. La statistique de Maxwell-Boltzmann est souvent utilisée pour décrire les différentes espèces d'un plasma car elle représente l'équilibre atteint au gré des collisions. On peut alors associer une température à chaque distribution. La figure 13 illustre la grande variété des plasmas à travers la densité et la température des électrons.

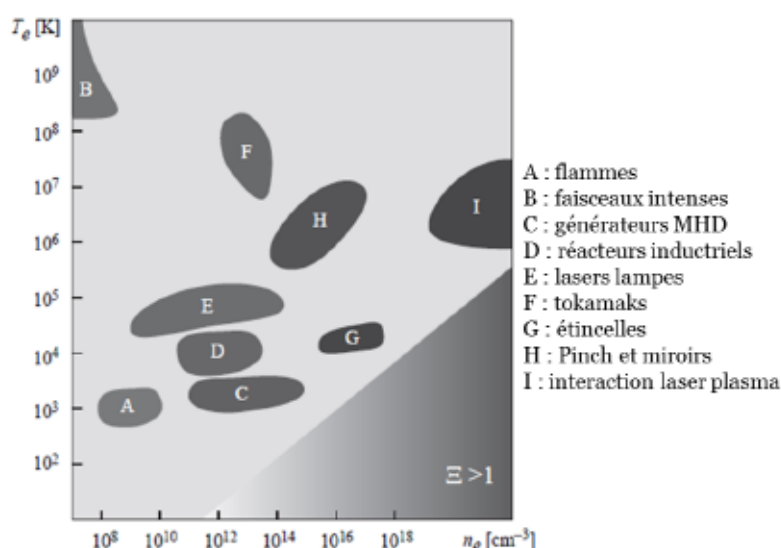


Figure 13 : Exemples de plasmas que l'on peut rencontrer en laboratoire, en fonction de leur densité et leur température électroniques [21].

En effet, la température et la densité électronique s'étendent respectivement sur six et plus de douze ordres de grandeur. Cette grande diversité se traduit par différentes descriptions : les plasmas cinétiques, les plasmas fluides et les plasmas quantiques (ou plasmas fortement corrélés, où la densité volumique d'énergie potentielle électrostatique est supérieure à la densité volumique d'énergie cinétique :  $\Xi > 1$ ). La description cinétique est utilisée pour les plasmas généralement peu denses et froids, tandis que la description fluide est adaptée aux plasmas chauds et/ou denses. La description quantique, quant à elle, s'applique aux plasmas denses et froids. Le lecteur



trouvera dans [21], un critère plus qualitatif pour juger de la pertinence d'une description par rapport à une autre.

Parmi la grande variété des plasmas, nous allons voir que les décharges que l'on qualifie de « luminescentes », ont des propriétés particulières. Nous présenterons un dispositif expérimental de caractérisation de ces décharges puis nous exposerons les résultats des mesures que nous avons effectuées avec plusieurs diagnostics. Finalement nous présenterons un système de chauffage inductif.

### **1. Mécanismes des décharges luminescentes continues.**

Une décharge luminescente peut être obtenue en appliquant une différence de potentiel entre deux électrodes dans un volume contenant du gaz. Ces décharges ont été observées dès la fin du 19<sup>e</sup> siècle, et très largement étudiées [24]. Cependant, compte-tenu de la multiplicité des régimes possibles et des phénomènes observés, des études tant expérimentales que théoriques continuent d'être menées de nos jours [25]. En résumé, le champ électrique appliqué entre les électrodes entraîne une avalanche électronique si les conditions énoncées par la loi de Paschen [26] sont vérifiées. Cette loi, qui dépend de la nature du gaz, relie le produit de la distance entre les électrodes et de la pression avec la différence de potentiel entre ces électrodes nécessaire à l'apparition d'une avalanche électronique.

Bien que l'avalanche électronique soit à l'origine de la décharge luminescente, elle peut mener à différents régimes, comme on peut l'observer sur la courbe de la figure 14. Celle-ci décrit l'évolution de la tension aux bornes des électrodes au fur et à mesure que le courant de la décharge augmente.

La zone A porte le nom de « décharge sombre de Townsend ». Elle correspond à l'initialisation de la décharge par avalanche électronique. Lorsque le courant croît, on voit apparaître un effet de seuil dû aux phénomènes de charge d'espace et d'écrantage, qui deviennent dominants : c'est la zone B, qui est instable et donc représentée par une bande sombre. Le retour à la stabilité se caractérise par une diminution de la tension : c'est la zone C. La décharge dans cette phase se singularise par une forte émissivité dans le domaine optique et l'ultra-violet, d'où le nom de décharge luminescente : c'est la zone qui nous intéresse. Lorsque le courant augmente encore, on passe de nouveau par une zone instable (D), avant de voir la tension chuter. On parle de passage à l'arc électrique (zone E).

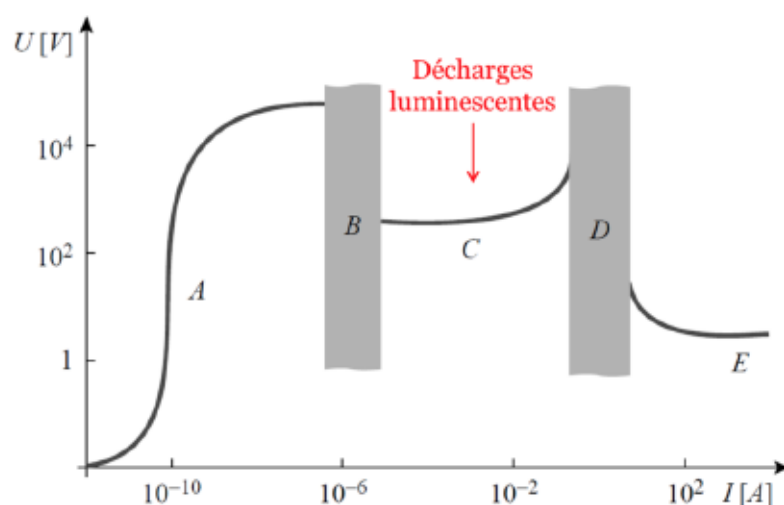


Figure 14 : Allure typique et ordre de grandeur de la caractéristique courant-tension d'une décharge dans un gaz quelconque. Les différentes zones (A,B,C,D,E) sont détaillées dans le texte.

Comme nous l'avons dit, nous allons nous intéresser aux décharges lumineuses. Celles-ci se distinguent de l'arc électrique car ce sont des plasmas hors équilibre où la température électronique est bien plus élevée que la température des ions et des neutres, qui restent à une température proche de l'ambiante. De plus la décharge lumineuse possède une anatomie complexe. La figure 15 donne l'allure idéale du champ électrique, de la luminosité, des densités ionique et électronique, du potentiel ainsi que de la charge d'espace suivant l'axe d'une décharge lumineuse classique à électrodes planes.

La zone cathodique présente un champ important, c'est d'ailleurs à cet endroit que la majorité de la différence de potentiel s'établit. Des électrons sont émis par impact ionique sur la cathode. Les électrons sont alors accélérés et acquièrent une énergie suffisante pour ioniser les neutres et ainsi assurer le renouvellement des ions.

La majeure partie du reste de la décharge est constituée par un plasma électriquement neutre appelé « colonne positive ».

## Etude d'une décharge lumineuse pour produire un plasma contrôlé

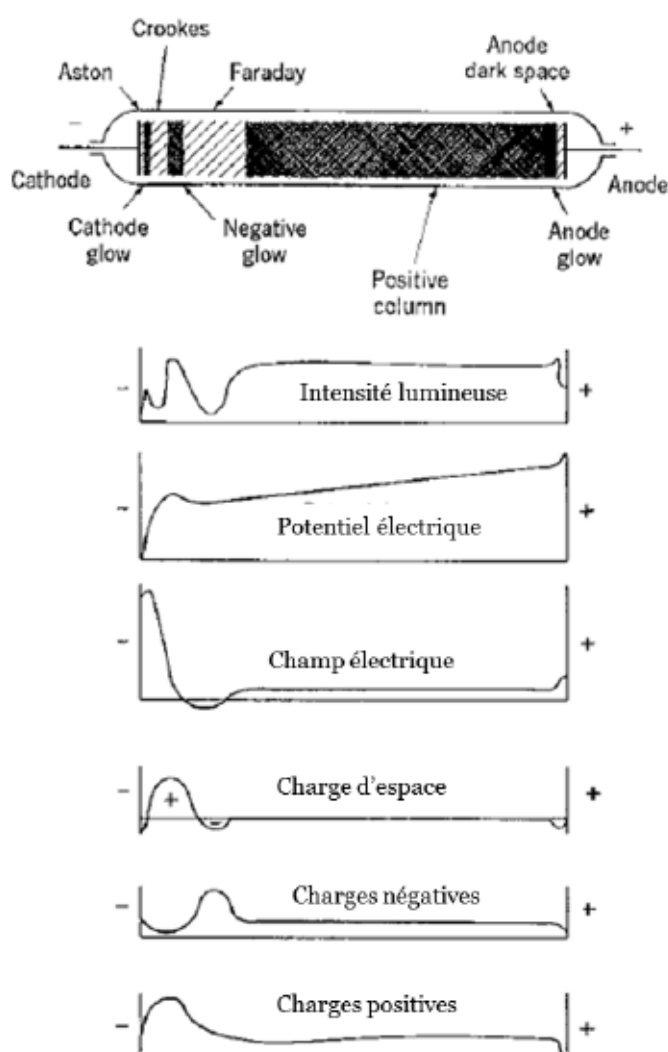


Figure 15 : Répartition spatiale des paramètres d'une décharge lumineuse [24].

Les décharges lumineuses nous intéressent à plus d'un titre : pourvu que l'on possède une alimentation électrique adaptée, il est possible de les maintenir indéfiniment (comparativement au temps caractéristique d'un faisceau électronique pulsé de  $60ns$ ) avec du matériel simple, et comme on peut le voir sur la figure 16, on peut atteindre des densités électroniques de l'ordre de  $10^{10}cm^{-3}$ , ce qui constitue la limite basse des densités que nous avons déterminées dans la partie précédente.

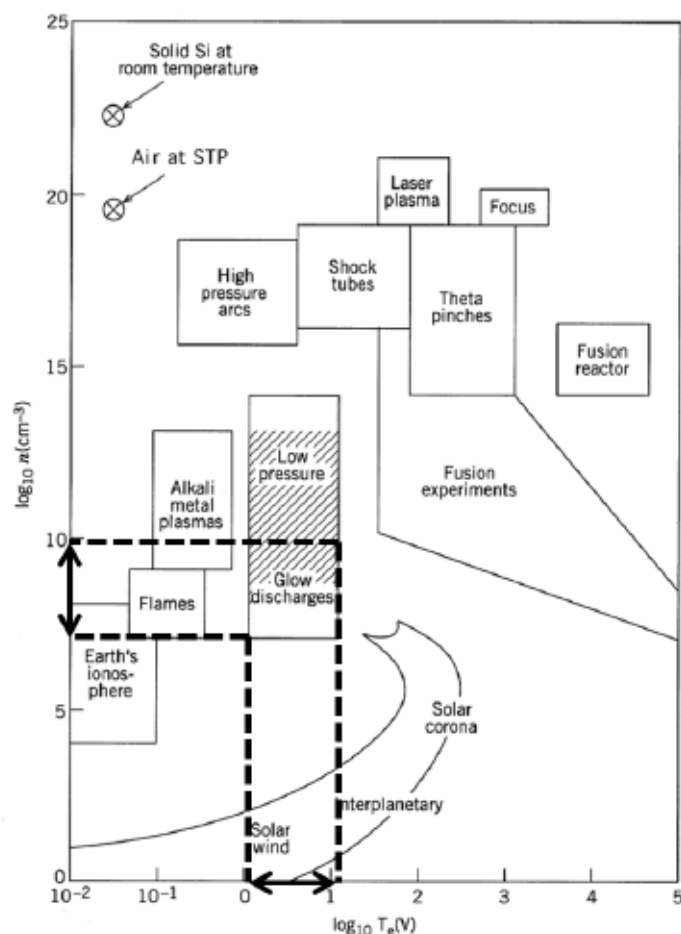


Figure 16 : Densité et température électroniques des différents types de plasma de laboratoire et naturels [27].

Afin d'effectuer des mesures sur les décharges lumineuses nous avons monté un banc de test que nous allons à présent décrire.

## 2. Mise en œuvre expérimentale.

La photo de la figure 17 montre le banc de test que nous avons utilisé pour étudier les décharges lumineuses. Nous avons choisi de les générer dans un tube en verre (1) grâce à des électrodes cylindriques (2), qui permettent ainsi le passage d'un faisceau de particules. La cathode (3) est reliée à une alimentation haute tension (4) (5kV) par une pièce métallique (5) faisant l'étanchéité entre la pression atmosphérique et l'intérieur du tube. L'anode (6) est reliée à la masse via une enceinte métallique (7). Le



## Etude d'une décharge lumineuse pour produire un plasma contrôlé

Le système de pompage (8) est constitué d'une pompe primaire et d'une pompe turbo, connectées à l'enceinte (7). La pression de gaz à l'intérieur du tube est ajustée par une micro-vanne réglable (9). Pour cette caractérisation nous avons utilisé de l'hélium, de l'argon, de l'air sec ainsi que du diazote. Le régime de décharge lumineuse est imposé par l'alimentation haute tension qui ne peut délivrer qu'un courant maximum de  $120\text{mA}$ , pas assez fort pour provoquer une transition vers l'arc électrique dans cette configuration.

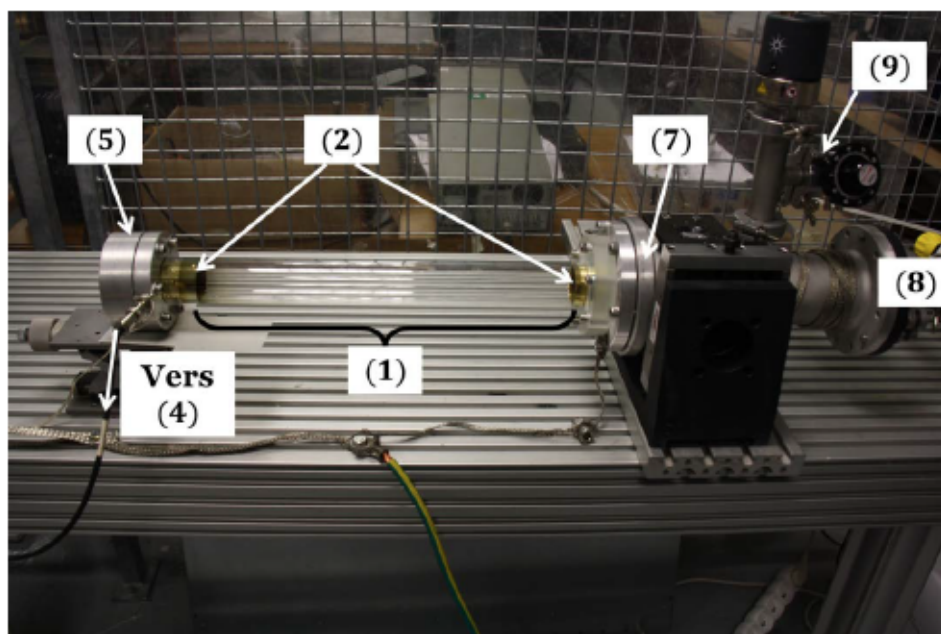
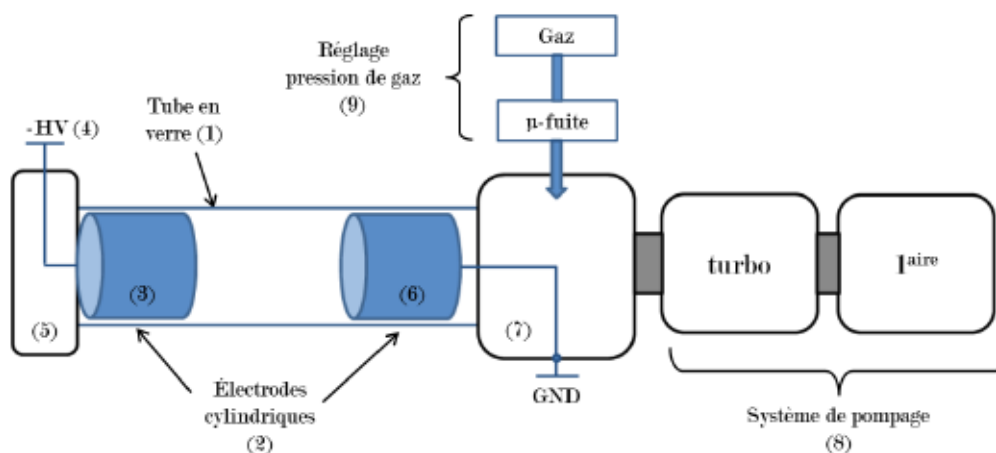


Figure 17 : Schéma et photo du banc de test pour la caractérisation des décharges lumineuses. Le détail des numéros est donné dans le texte.

Grâce à ce dispositif nous générons des décharges lumineuses sur des distances allant de  $20\text{cm}$  à  $60\text{cm}$ , et des gammes de pression allant de  $10^{-2}\text{mbar}$  à  $10\text{mbar}$ . Le critère d'apparition de la décharge est donné par la courbe de Paschen [26], qui donne

la tension inter-électrodes minimale donnant lieu à une avalanche électronique, à pression et longueur données. Sur la figure 18 on a représenté l'allure de cette courbe mesurée pour différents gaz. Dans notre cas nous sommes limités par les caractéristiques de notre alimentation haute tension continue qui délivre au maximum  $5kV$ .

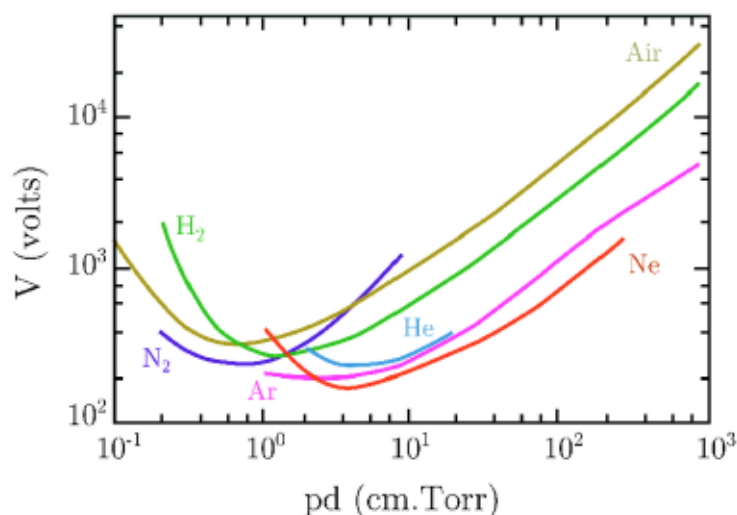


Figure 18 : Courbes de Paschen expérimentales pour différents gaz [24].  $p$  est la pression et  $d$  la distance entre les électrodes.

Rappel : (1 torr = 1,33mbar).

Dans la gamme de pression  $10^{-2}mbar < P < 10^{-1}mbar$ , les ordres de grandeurs typiques de tension et courant de décharge sont de quelques kilovolts et la dizaine de milliampères. La plus grande partie de la décharge est constituée par ce que l'on appelle la *Faraday dark space*, zone où les électrons émis par la cathode n'ont plus assez d'énergie pour exciter les neutres. La décharge est donc relativement peu lumineuse (figure 19).

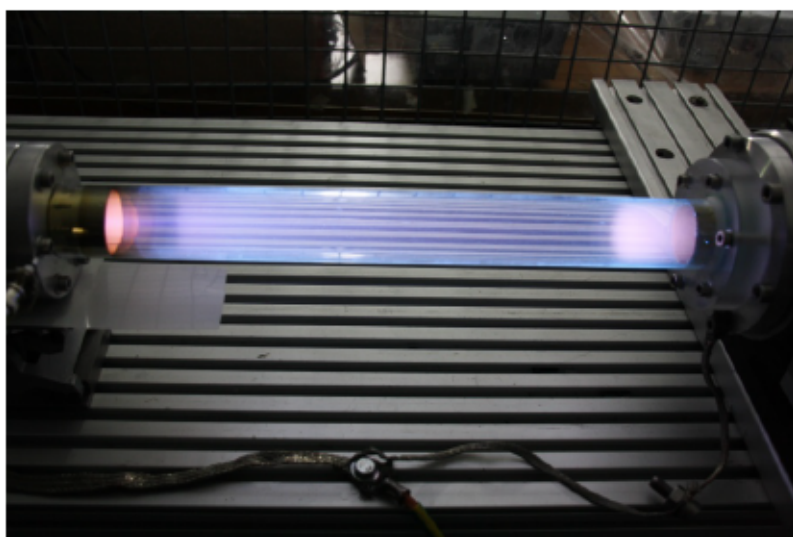


Figure 19 : Photo d'une décharge lumineuse générée sur le banc de test à une pression d'hélium  $P = 5 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$  pour un courant de décharge de 10mA et une distance inter-électrode de 50cm.

Dans la gamme de pression  $10^{-1} \text{ mbar} < P < 1 \text{ mbar}$ , la tension aux bornes de la décharge est au maximum de l'ordre du kilovolt, et les courants peuvent atteindre plusieurs dizaines de milliampères. La colonne positive occupe environ la moitié de la distance cathode/anode et on observe l'apparition de striations, phénomène décrit par la littérature [24](figure 20). Ces structures sont la conséquence de la quantification de l'énergie échangée entre le gaz et les électrons. Bien qu'elles soient étudiées depuis longtemps [28], elles sont aujourd'hui encore l'objet de recherche [29].

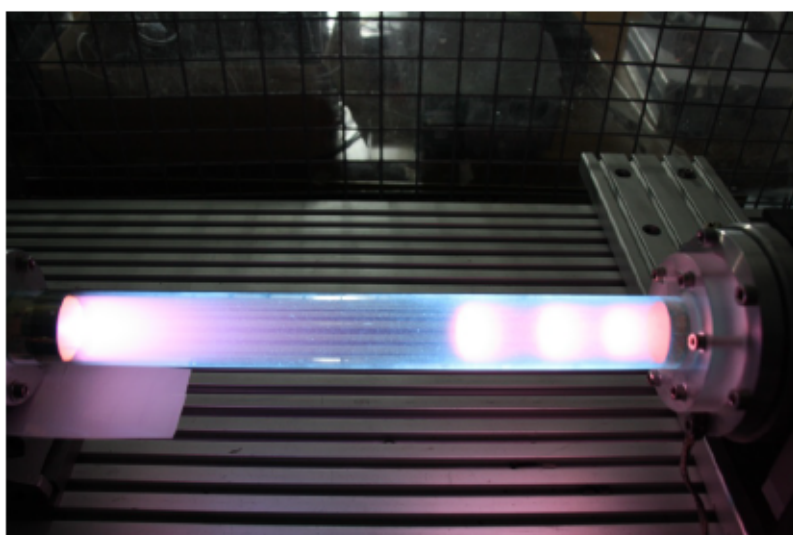


Figure 20 : Photo d'une décharge lumineuse générée sur le banc de test pour une pression d'hélium de  $P = 5 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$  et un courant de 10mA et une distance inter-électrode de 50cm. Proche de l'anode (à droite) on observe la formation de structures appelées « striations ».

A partir de  $1\text{mbar}$  et au-delà, la colonne positive est visuellement homogène et compose la majorité de la décharge (figure 21).



Figure 21 : Photo d'une décharge lumineuse générée sur le banc de test à une pression d'hélium  $P = 5\text{mbar}$  pour un courant de  $10\text{mA}$  et une distance inter-électrode de  $50\text{cm}$ .

**Remarque 1 :** Sur les photos des figures ci-dessus, on observe toujours une lumière bleue émise en périphérie du tube en verre. C'est seulement lorsque nous avons effectué les premières expériences de propagation d'un faisceau dans une cellule plasma que nous avons compris son origine. En effet on utilise un tube en verre dopé au Cérium qui possède par conséquent des transitions atomiques importantes dans le bleu et l'UV [30]. Le verre est donc excité par les impacts électroniques et on observe une lumière bleue causée par sa désexcitation.

**Remarque 2 :** Lorsque nous utilisons un gaz différent pour générer une décharge lumineuse, on observe les mêmes structures et le même comportement mais des couleurs différentes. Par exemple dans l'argon ou bien dans l'air sec, la décharge n'est plus d'une couleur rose mais plutôt bleu.

### 3. Diagnostics du plasma.

Dans cette partie nous présenterons les diagnostics utilisés pour caractériser la décharge lumineuse. Les résultats des différentes méthodes seront rassemblés dans



le chapitre 3. Dans un premier temps nous avons cherché à mesurer la densité électronique des décharges luminescentes que nous générions sur le banc de test avec un diagnostic très répandu dans le domaine des plasmas : la sonde de Langmuir. Cependant, suite à des questionnements sur l'interprétation de ces mesures, nous avons mis au point un système de mesure de la densité électronique et de la fréquence de collision basé sur la réponse du plasma à une excitation radiofréquence, en tant que milieu diélectrique. Afin d'appuyer ces mesures, nous avons finalement utilisé un interféromètre radiofréquence.

### **a. Les sondes de Langmuir.**

#### **Principe**

L'un des premiers moyens de sonder un plasma, et certainement le plus intuitif, a été d'y insérer un conducteur afin de mesurer un flux de particules chargées, c'est-à-dire un courant. Ce type de diagnostic électrostatique est communément appelé « sonde de Langmuir », en référence au physicien américain Irving Langmuir, qui a notablement contribué à leur développement. Comme nous allons l'expliquer ces sondes permettent de mesurer la fonction de distribution des vitesses des électrons du plasma, et par conséquent la densité électronique et, suivant la définition qu'on lui donne, la température correspondante.

Le principe des sondes de Langmuir est le suivant : le corps de la sonde est constitué d'un conducteur placé au sein du plasma. On lui applique un potentiel électrique que l'on balaye. A chaque potentiel on mesure le courant collecté par la sonde. On peut ainsi construire une caractéristique courant-tension dont l'allure idéale est représentée sur la figure 22.

On peut décomposer cette caractéristique en plusieurs zones. Tout d'abord lorsque le potentiel de la sonde  $V_B$  est bien inférieur au potentiel du plasma  $\Phi_p$ , une gaine se forme autour de celle-ci. Cette gaine est la réaction du plasma pour écranter le champ électrique dû à la différence de potentiel entre la sonde et le plasma ( $\Phi_p - V_B$ ). Celui-ci est si fort qu'aucun électron du plasma ne parvient à franchir la barrière de potentiel. Le seul courant collecté vient du passage aléatoire des ions dans la gaine. C'est pourquoi on qualifie cette partie de la courbe de « zone de saturation ionique ».

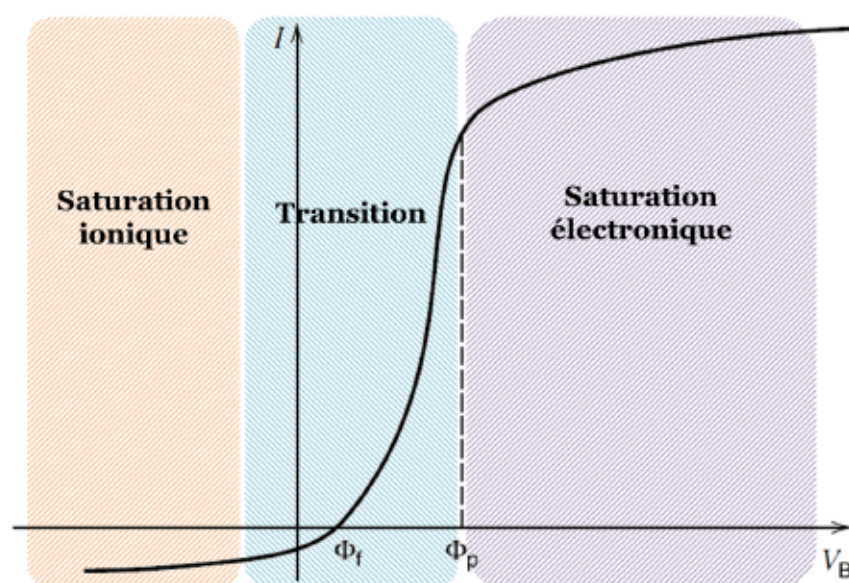


Figure 22 : Caractéristique typique courant-tension en unité arbitraire d'une sonde de Langmuir avec ses différents domaines.

La plupart du temps, on choisit par convention que le courant ionique est négatif, et par conséquent le courant électronique est noté positivement. Ensuite lorsque le potentiel de la sonde se rapproche du potentiel plasma, la barrière de potentiel de la gaine diminue de telle sorte que les électrons les plus énergétiques de la population électronique du plasma la traversent et sont collectés sur la sonde. Le courant correspondant est alors la somme du courant ionique et d'un courant électronique. Au fur et à mesure que le potentiel de la sonde se rapproche du potentiel plasma, de plus en plus d'électrons ont une énergie suffisante pour surmonter la barrière de potentiel de la gaine, le courant électronique collecté croît. C'est la zone de transition. Lorsque le potentiel de la sonde est égal au potentiel plasma, la gaine disparaît et le courant collecté est le résultat des ions et des électrons qui impactent aléatoirement la sonde. Si le potentiel de la sonde augmente au-delà du potentiel du plasma, on dit que le courant sature car il n'est plus l'image de la distribution des vitesses électroniques. La sonde attire les électrons du plasma causant un phénomène d'écrantage : c'est la zone de saturation électronique.

On pourra aussi noter que la caractéristique contient un point particulier, appelé potentiel flottant  $\Phi_f$ . C'est le potentiel de la sonde tel que les courants ionique et électronique sont égaux, et donc le courant net est nul. On l'appelle potentiel flottant car il correspond au potentiel auquel se placerait un élément conducteur quelconque plongé au sein du plasma. En effet, à cause du bombardement électronique bien plus intense que celui des ions, tout élément conducteur flottant est porté à un potentiel

inférieur à celui du plasma jusqu'à ce que la gaine résultant de cette différence de potentiel fasse diminuer le courant électronique jusqu'au niveau du courant ionique.

### Lien entre la caractéristique courant-tension et la fonction de distribution

Afin de ne pas alourdir les expressions mathématiques, nous allons traiter le cas d'une sonde plane comme décrit dans la figure 23. On notera  $A$  l'aire de la surface de collection. On rappelle que le nombre d'électrons  $dN$  dans l'élément de volume de l'espace des vitesses  $dv_x dv_y dv_z$  est donné par :

$$dN = f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z \quad (16)$$

où, par définition,  $f(v_x, v_y, v_z)$  est la fonction de distribution des vitesses des électrons du plasma.

Ainsi on peut exprimer le courant porté par les électrons collectés sur la sonde [24] :

$$I_e = eA \int_{-\infty}^{+\infty} dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} dv_y \int_{v_{min}}^{+\infty} v_z f(\mathbf{v}) dv_z \quad (17)$$

où  $v_{min} = \left[ \frac{2e(\Phi_p - V_b)}{m_e} \right]^{1/2}$  et  $e$  la charge de l'électron,  $\Phi_p$  le potentiel plasma,  $V_b$  le potentiel de la sonde et  $m_e$  la masse de l'électron. Ainsi la formule (17) n'est valide que lorsque  $\Phi_p < V_b$ .

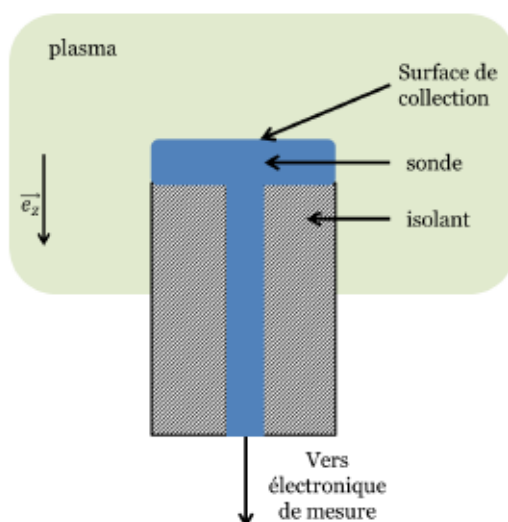


Figure 23 : Schéma d'une sonde de Langmuir à tête plane.



A partir de l'expression (17) il est donc possible de déduire la fonction de distribution des vitesses électroniques. Cependant comme ce procédé suppose la dérivation par rapport à  $V_B$  d'un signal de mesure (l'intensité du courant collectée par la sonde), les fonctions de distribution reconstituées sont souvent très bruitées. Dans le cas où l'on recherche des grandeurs macroscopiques caractéristiques du plasma, il est d'usage de faire une hypothèse sur la forme de la fonction de distribution électronique. Dès lors, on peut déduire simplement densité et température de la distribution. L'hypothèse privilégiée est de considérer la distribution Maxwellienne :

$$f(v) = 4\pi v^2 \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{-m_e v^2}{2k_B T_e} \right) \quad (18)$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_e$  la température de la distribution et  $v = \|\vec{v}\|$ .

Dès lors, à partir de l'équation (17) on trouve l'expression pour le courant électronique capté par la sonde en fonction du potentiel qui lui est appliqué [31]:

$$I_e = \frac{1}{4} e A n_e \left( \frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left( \frac{e}{k_B T_e} (V_B - \Phi_p) \right) \quad (19)$$

avec  $A$  l'aire de la zone de collection de courant de la sonde,  $n_e$  la densité électronique du plasma et enfin  $(V_B - \Phi_p)$  la différence de potentiel entre la sonde et le plasma.

Cependant, cette expression ne décrit que le courant porté par les électrons, pourvu que l'on ait  $V_B \leq \Phi_p$ , c'est-à-dire en dehors de la zone de saturation électronique. Mais comme nous l'avons expliqué, un courant ionique est aussi collecté par la sonde et, compte tenu de leur inertie supérieure à celle des électrons, on peut considérer que le courant porté par les ions est constant et indépendant du potentiel de la sonde (tant que  $V_B \leq \Phi_p$ ). Pour obtenir le courant total collecté par la sonde on considère donc l'expression suivante pour décrire le courant ionique [24] :

$$I_i = \frac{1}{2} e A n_i U_B \quad (20)$$

avec  $U_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M_i}}$  (vitesse de Bohm),  $n_i$  la densité ionique qui est égale à la densité électronique  $n_e$  dans l'hypothèse de quasi-neutralité, et  $M_i$  la masse des ions considérés.

Nous avons ainsi deux équations permettant d'identifier les deux paramètres de la distribution maxwellienne, c'est-à-dire  $n_e$  la densité électronique et  $T_e$  la température électronique.



Lors de l'interprétation des résultats nous verrons que l'hypothèse, très souvent utilisée, de la distribution Maxwellienne n'est pas tout à fait légitime dans le cas des décharges lumineuses à basse pression ( $P < 1\text{mbar}$ ).

### Nécessité de l'utilisation d'une sonde double

En pratique, nous avons rencontré des difficultés lors de la mise en œuvre de ce type de sonde. En effet, nous générons des décharges lumineuses à partir d'une alimentation haute tension, et les tensions typiques de décharges sont comprises entre  $400\text{V}$  et  $3\text{kV}$ . Le potentiel plasma dans la colonne positive est donc de quelques centaines de volts. Pour mesurer la caractéristique courant-tension de la sonde il faudrait alors utiliser une alimentation permettant de balayer le potentiel autour de cette valeur. Nous nous sommes plutôt tournés vers une autre version de sonde électrostatique : les sondes de Langmuir doubles. Leur principe est similaire à celui des sondes de Langmuir simples, à ceci près que l'on fait varier le potentiel non plus entre une électrode et la masse, mais entre deux électrodes. Un schéma de principe est donné dans la figure 24.

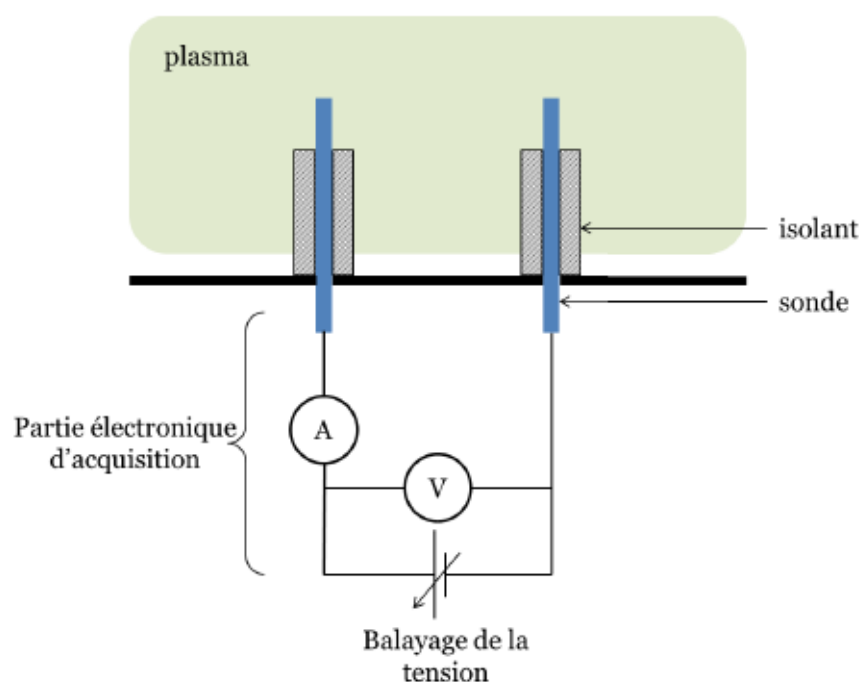


Figure 24 : Schéma de principe illustrant la réalisation d'une mesure par sonde de Langmuir double.

Si les surfaces de collection des deux électrodes de la sonde double sont égales, alors la caractéristique courant-tension est une courbe impaire dont l'allure idéale est représentée sur la figure 25.

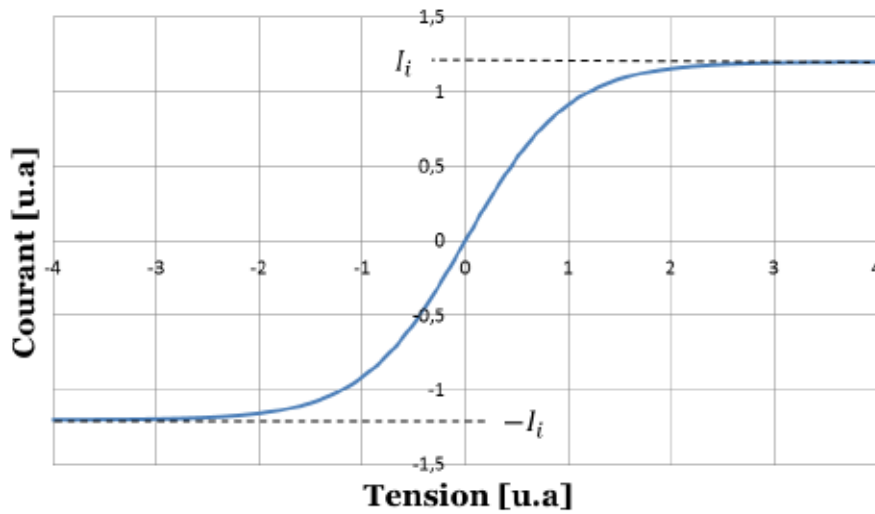


Figure 25 : Allure idéale de la caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir double.  $I_i$  représente le courant de saturation ionique.

Cependant, si l'un des deux embouts composant la sonde possède une surface de collection bien plus grande que l'autre, on retrouve la même caractéristique courant-tension qu'une sonde de Langmuir simple. Cela peut s'expliquer de la manière suivante : lorsque l'on n'applique aucune différence de potentiel entre les deux électrodes, elles se placent au potentiel flottant du plasma et aucun courant ne circule entre elles. En revanche lorsque l'on applique une différence de potentiel, le plasma va agir comme s'il opposait une résistance à ce changement. Cependant, comme la surface de collection d'une électrode est bien plus grande que l'autre, il sera bien plus difficile de changer le potentiel de celle-ci. C'est pourquoi elle agit comme une référence fixée au potentiel flottant  $\Phi_f$ , autour duquel l'électrode plus petite balaye son potentiel et on retrouve la caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir simple.

Dans l'hypothèse d'une distribution électronique Maxwellienne de température  $T_e$ , l'expression du courant traversant une sonde de Langmuir double en fonction de la différence de potentiel appliquée  $\Delta V$ , dans le cas où les surfaces de collection des électrodes sont égales, est [31] :

$$I = I_i \tanh (e\Delta V / 2T_e) \quad (21)$$

Où  $I_i$  est le courant de saturation ionique que nous avons défini plus haut. C'est l'expression de la courbe de la figure 25.

En comparaison avec la caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir simple, celle d'une sonde double symétrique présente l'inconvénient d'avoir une amplitude réduite. En effet le courant de saturation ionique  $I_i$  est très inférieur au

courant de saturation électronique. C'est pourquoi, dans le but d'obtenir un signal facilement mesurable mais aussi afin de s'affranchir des contraintes liées à la valeur possiblement grande du potentiel plasma, nous avons choisi de mettre au point une sonde de Langmuir double asymétrique.

### Conception d'une sonde de Langmuir double asymétrique

Nous avons conçu une sonde de Langmuir double adaptée à la géométrie cylindrique de notre banc de test. Pour cela nous avons choisi une électrode cylindrique en cuivre en tant que référence, et une pointe en cuivre également pour la deuxième partie de la sonde. Comme les plasmas que nous souhaitons mesurer sont froids, il n'est pas nécessaire d'utiliser un métal réfractaire pour fabriquer notre sonde. La figure 26 représente un schéma ainsi qu'une photo de la sonde de Langmuir double que nous avons réalisée.

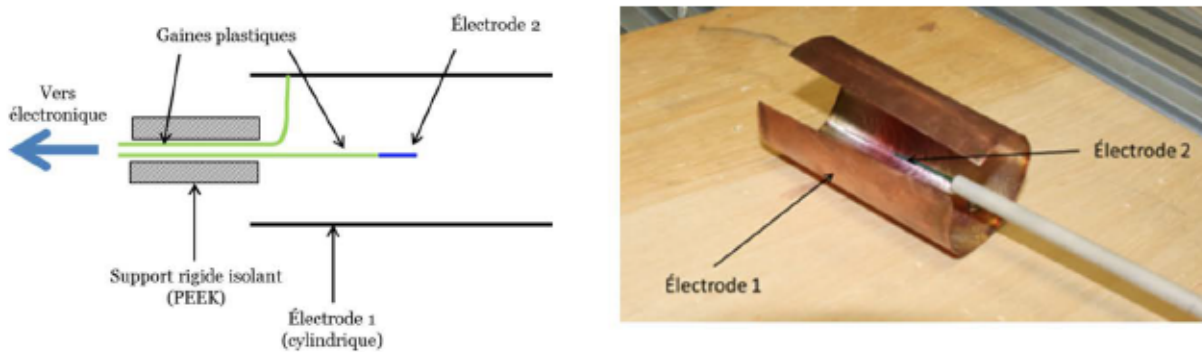


Figure 26 : Schéma de la sonde de Langmuir double (à gauche) et photo (à droite).

Afin que la caractéristique courant-tension d'une sonde double asymétrique soit identique à celle d'une sonde simple, l'électrode de référence doit être assez grande pour que le courant ionique qu'elle collecte soit au moins égal au courant électronique à saturation de l'électrode plus petite. Si on note  $A_1$  l'aire de l'électrode de mesure et  $A_2$  l'aire de l'électrode de référence, alors cette condition s'écrit :

$$\frac{1}{2} e A_2 n_i \sqrt{\frac{k_B T_e}{M_i}} \geq \frac{1}{4} e A_1 n_e \sqrt{\frac{8 k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (22)$$

En faisant l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma ( $n_e = n_i$ ), cette équation se réduit à :

$$\frac{A_2}{A_1} \geq \sqrt{\frac{8M_i}{4\pi m_e}} \quad (23)$$

$M_i$  étant la masse des ions du plasma, ce rapport dépend du gaz utilisé pour générer le plasma. Plus les atomes du gaz considéré sont lourds plus le rapport doit être important. Une application numérique pour l'argon donne un rapport environ égal à 130. Afin d'être certain que la caractéristique courant-tension de la sonde est identique à celle d'une sonde de Langmuir simple, nous avons choisi une électrode cylindrique de référence de diamètre intérieur  $4\text{cm}$  et de longueur  $10\text{cm}$ , ainsi qu'une électrode de mesure de diamètre  $0,1\text{cm}$  et de longueur  $2\text{cm}$ . Ces valeurs donnent un rapport des aires d'environ 200, ce qui nous garantit que la caractéristique courant-tension de la sonde double sera identique à celle d'une sonde simple comme nous le souhaitons.

### **Mise au point d'un circuit électronique pour le relevé de la caractéristique courant-tension de la sonde**

Afin d'être en mesure de réaliser un nombre important de mesures, mais aussi dans le but de suivre une éventuelle évolution des paramètres plasma, nous avons choisi de monter un circuit de balayage dynamique : on balaye la différence de potentiel aux bornes de la sonde à une fréquence donnée et on enregistre les signaux courant-tension sur un oscilloscope. Pour balayer le potentiel appliqué aux bornes de la sonde, nous avons utilisé un générateur de signal HP33120A afin de générer une onde sinusoïdale de tension. Comme le générateur ne fournit que très peu de puissance, nous utilisons un amplificateur INA103KP dont on règle le gain à 1. Le but de cet amplificateur n'est pas d'élever la tension puisque son gain est unitaire, mais plutôt de fournir de la puissance lorsque cela est nécessaire. Ensuite afin d'explorer toute la caractéristique courant-tension de la sonde, nous avons placé un transformateur élévateur de rapport égal à 10. La différence de potentiel entre les deux électrodes de la sonde est mesurée grâce à des sondes de tension TEKTRONIX P6139A. On mesure le courant grâce à ces mêmes sondes de tension par une mesure différentielle aux bornes d'une résistance de  $470\Omega$ . Le principe de la mesure est résumé sur le schéma de la figure 27.



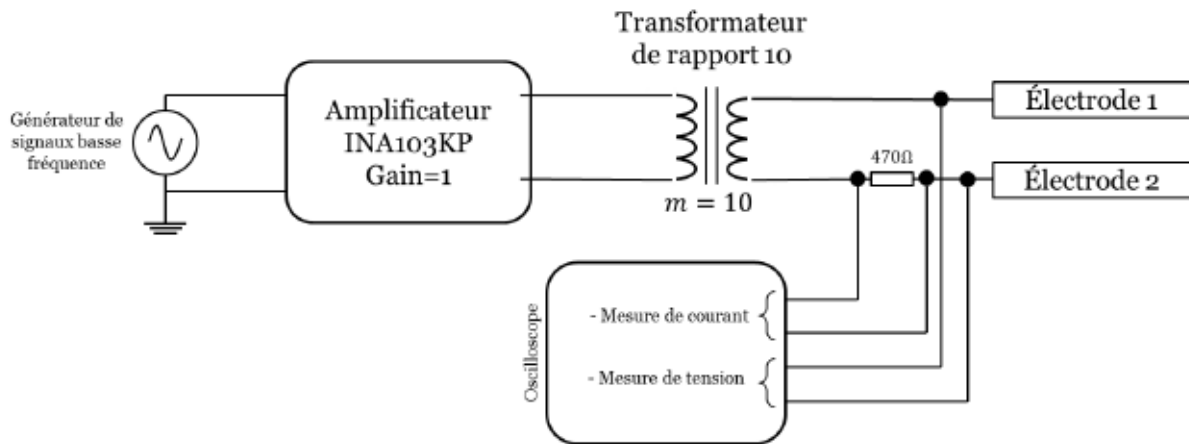


Figure 27 : Schéma du dispositif de mesure par sonde de Langmuir double.

Le choix de la valeur de la résistance de mesure du courant est un compromis nous permettant d'obtenir une bonne sensibilité : on détecte des courants à partir de la dizaine de  $\mu A$  avec l'oscilloscope. D'après l'expression du courant électronique (équation 19) appliquée à la saturation ( $V_B = \Phi_p$ ) on trouve que pour une distribution maxwellienne et une température de  $1eV$ , avec les électrodes dont nous avons spécifié la géométrie précédemment, cela correspond à une densité de  $10^7 cm^{-3}$ . Cependant si l'on espère identifier la zone de transition de la courbe avec précision, on s'attend plutôt à une sensibilité de l'ordre de  $10^8 cm^{-3}$ .

La fréquence de balayage a été choisie de manière empirique à  $200Hz$ . Au-delà de cette valeur, des phénomènes d'hystérésis apparaissent sur la caractéristique courant-tension. Nous avons émis l'hypothèse qu'ils étaient dûs à l'effet capacitif de la gaine qui se forme autour de l'électrode de mesure mais une étude plus approfondie dépasse le cadre de ce travail.

## b. Mesures par couplage capacitif dans le domaine radiofréquence.

### Démarche

L'intérêt de mesurer la densité électronique des décharges lumineuses par un moyen différent est d'une part de renforcer notre confiance dans les résultats obtenus par sonde de Langmuir, mais aussi, comme nous allons le voir, d'accéder à une grandeur macroscopique qui n'est pas accessible aux sondes de Langmuir : la

conductivité du plasma. Or, comme il a été vu dans le premier chapitre, la diffusion résistive du courant de retour dépend de ce paramètre.

La sonde de Langmuir est un diagnostic intrusif qui mesure un flux de particules. Un autre moyen répandu de sonder les plasmas est de mesurer leur réponse à une onde électromagnétique. Cette réponse est caractérisée par la fonction diélectrique du plasma  $\epsilon_r$ .

Dans un milieu conducteur comme un plasma on peut écrire le courant induit par un champ électrique  $E$  harmonique de pulsation  $\omega$  comme étant la somme d'un courant de conduction  $j_{cond}$  et d'un courant de déplacement  $j_D$  :

$$j_{tot} = j_{cond} + j_D = \sigma E + i\omega\epsilon_0\epsilon_{r_0}E = i\omega\epsilon_0 \left( \epsilon_{r_0} - i\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \right) E \quad (24)$$

avec  $\sigma$  la conductivité du plasma,  $\epsilon_0$  la perméabilité du vide,  $\epsilon_{r_0}$  la perméabilité relative du gaz composant le plasma (si le plasma est totalement ionisé alors  $\epsilon_{r_0} = 1$ ).

Cependant on a, par définition :

$$j_{tot} = i\omega\epsilon_0\epsilon_r E. \quad (25)$$

Dès lors, par identification on écrit la constante diélectrique du plasma  $\epsilon_r$  :

$$\epsilon_r = \epsilon_{r_0} - i\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (26)$$

$\epsilon_{r_0}$  représente la partie de la réponse due à la polarisation atomique, par opposition à la réponse des électrons de conduction. La plupart du temps on prendra  $\epsilon_{r_0} = 1$ . Il vient alors :

$$\epsilon_r = 1 - i\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}. \quad (27)$$

Pour déterminer la conductivité d'un plasma appliquons le principe fondamental de la dynamique à ses électrons lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique monochromatique (du fait du rapport  $\frac{B}{E} \approx \frac{1}{c}$  on néglige la force magnétique par rapport à la force électrique) :

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = -eE - \nu_m m_e v_e \quad (28)$$

où  $v_e$  la vitesse d'un électron et  $\nu_m$  la fréquence de collision effective pour le transfert de quantité de mouvement.

## Etude d'une décharge luminescente pour produire un plasma contrôlé

Le champ électromagnétique variant à la pulsation  $\omega = 2\pi f$ , on trouve la solution suivante pour la vitesse d'un électron :

$$v_e = -\frac{eE}{m_e} \frac{1}{(\nu_m + i\omega)} \quad (29)$$

Le courant de conduction s'écrit alors de la manière suivante :

$$j_{cond} = en_e v_e = \frac{e^2 n_e}{m_e (\nu_m + i\omega)} E \quad (30)$$

En introduisant la pulsation plasma  $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0}}$ , il vient :

$$j_{cond} = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu_m + i\omega} E = \sigma E \quad (31)$$

En remplaçant  $\sigma$  par son expression dans l'équation (27), on trouve la constante diélectrique d'un plasma :

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_m^2} \left(1 + i \frac{\nu_m}{\omega}\right) \quad (32)$$

L'indice de réfraction d'un plasma  $\mathfrak{N}$  est défini comme étant la racine carrée complexe de  $\epsilon_r$  :

$$\mathfrak{N} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (33)$$

La partie réelle représente l'indice de réfraction d'un diélectrique classique et la partie imaginaire l'atténuation de l'onde dans le plasma.

Si on considère le plasma comme peu collisionnel ( $\nu_m/\omega \ll 1$ ), la partie réelle de l'indice de réfraction est :

$$\Re(\mathfrak{N}) \approx \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)} \quad (34)$$

Le plasma a donc un comportement de filtre passe-haut de fréquence de coupure  $\omega_p$  envers les ondes électromagnétiques : pour  $\omega < \omega_p$  on a  $\Re^2(\mathfrak{N}) < 0$ , la réaction du

plasma est assez rapide pour écranter le champ électromagnétique de l'onde. On parle d'onde évanescente. Au contraire, pour  $\omega > \omega_p$ , l'onde peut se propager ( $\Re^2(\kappa) > 0$ ).

On pourrait donc, en mesurant la transmission d'une onde électromagnétique à travers un plasma grâce à un analyseur de spectre vectoriel, identifier la fréquence de coupure  $\omega_p$  et par conséquent la densité électronique  $n_e$ . Pour effectuer une telle mesure on relie une antenne émettrice et une antenne réceptrice à un analyseur de réseau vectoriel qui mesure la transmission de l'onde de l'émetteur vers le récepteur sur la gamme de fréquence qu'on lui spécifiera par avance. Grâce aux mesures que nous avons effectuées avec la sonde de Langmuir nous avons déjà une idée de l'ordre de grandeur des densités électroniques auxquelles on peut s'attendre, c'est-à-dire entre  $10^9$  et  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Cela correspond respectivement à des fréquences plasmas de  $300 \text{ MHz}$  et  $900 \text{ MHz}$ . Ainsi pour effectuer des mesures de transmission au travers d'une décharge lumineuse on réglera l'analyseur de réseau pour balayer des fréquences de quelques centaines de  $\text{MHz}$  jusqu'à quelques  $\text{GHz}$ . Nous sommes dès lors confrontés au problème des dimensions caractéristiques du matériel haute fréquence : les longueurs d'onde correspondant aux fréquences données plus haut vont de  $30 \text{ cm}$  à  $1 \text{ m}$ , et par conséquent les dimensions du matériel à utiliser (guide d'onde ou antenne) sont de l'ordre de la dizaine de  $\text{cm}$  au minimum. Les dimensions du matériel et des longueurs d'onde nécessaires à une mesure de transmission étant plus grande que celle du plasma (on rappelle que la décharge lumineuse est générée dans un tube de diamètre égal à  $4 \text{ cm}$ ) cette méthode ne s'avère pas adaptée.

Au vu de cette conclusion, nous avons réfléchi à un dispositif de couplage capacitif dont le principe est le suivant : de part et d'autre du tube en verre contenant la décharge nous plaçons des électrodes reliées à un analyseur de réseau vectoriel. Grâce à lui nous mesurons l'évolution avec la fréquence de l'impédance de ce dispositif, qui n'est rien d'autre qu'un condensateur dont le milieu diélectrique est un plasma. La figure 28 montre un schéma de principe de la mesure.

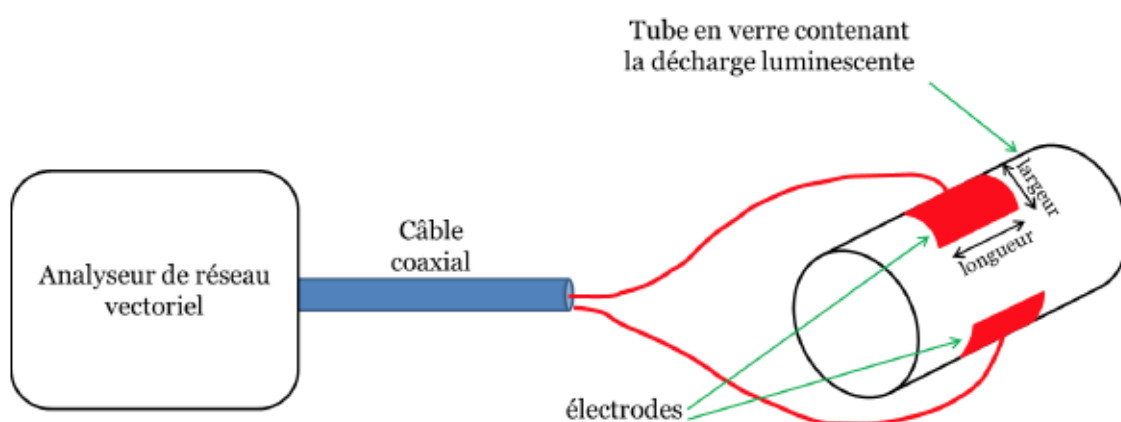


Figure 28 : Schéma de principe de la mesure des paramètres plasma par couplage capacitif.



La comparaison des mesures du dispositif avec et sans la présence d'un plasma nous permet d'accéder à la constante diélectrique de celui-ci. En effet, si on considère notre sonde comme étant un condensateur alors l'expression de son impédance est inversement proportionnelle à la permittivité du milieu séparant ses électrodes  $Z \propto \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r}$ . On a donc la relation suivante entre l'impédance du système à vide  $Z_{vide}$  et avec un plasma  $Z_{plasma}$ :

$$Z_{plasma} = \frac{1}{\epsilon_r} Z_{vide} \quad (35)$$

où  $\epsilon_r$  est la constante diélectrique du plasma.

Comme nous l'avons démontré plus tôt (équation 32), la constante diélectrique d'un plasma peut s'exprimer en fonction de sa densité électronique  $n_e$  et de la fréquence de collision pour le transfert d'impulsion  $\nu$ . En principe nous pouvons donc tracer la courbe expérimentale de la permittivité  $\epsilon_r = \frac{Z_{vide}}{Z_{plasma}}$  et la comparer avec une courbe tracée à partir de l'expression théorique de l'équation (32). Cependant le modèle électrique du dispositif représenté sur la figure 28 ne peut malheureusement pas se résumer à celui d'un simple condensateur. Des impédances parasites liées à la réalisation d'un tel montage rendent un traitement analytique très compliqué. Nous avons donc choisi d'utiliser un logiciel de calcul des circuits électroniques appelé SPICE [32]. Afin de déduire la constante diélectrique du plasma, nous devons modéliser le dispositif et ces impédances parasites, c'est l'objet du paragraphe suivant.

### Modélisation électrique du dispositif

Notre système de mesure est composé de deux électrodes séparées successivement par une couche de verre, du plasma et une autre couche de verre. On peut donc le modéliser par trois capacités en série comme il est montré sur la figure 29.

## Etude d'une décharge lumineuse pour produire un plasma contrôlé

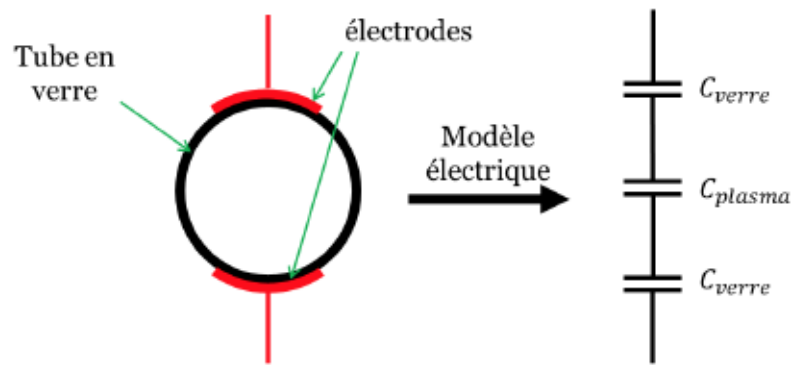


Figure 29 : La capacité formée par les deux électrodes apposées de chaque côté du tube en verre est équivalente à 3 condensateurs en série.

De plus, la mesure de l'impédance de ce dispositif implique une connexion avec un analyseur de réseau vectoriel, et par conséquent nous mesurons aussi les impédances parasites comme les inductances de câble, ou bien les capacités entre les différents éléments du circuit. Le schéma de la figure 30 représente ces différentes impédances.

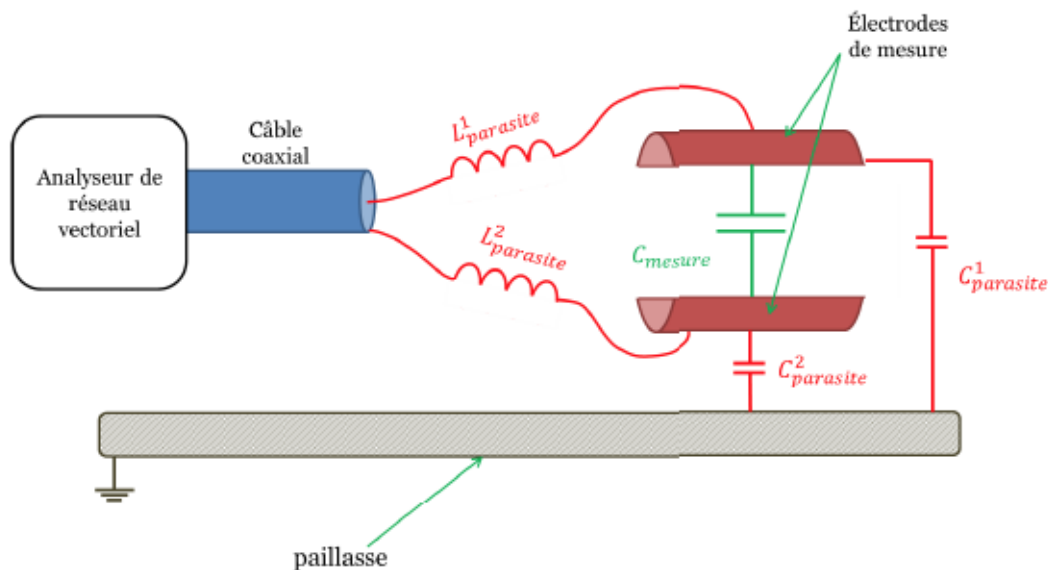


Figure 30 : Emplacement et nature des différentes impédances parasites à prendre en compte dans la modélisation électrique du dispositif de mesure par couplage capacitif.

Nous avons choisi de modéliser le dispositif de mesure suivant le schéma de la figure 31. Les condensateurs  $C_4$  et  $C_5$  représentent les deux capacités formées par les faces externes et internes du tube en verre que nous avons nommées  $C_{verre}$  sur la figure 29. Pour estimer leur valeur nous avons utilisé la formule du condensateur plan. Le condensateur  $C_7$  modélise la capacité entre les deux faces intérieures au verre (voir figure 29), c'est-à-dire la capacité que nous voulons mesurer. Sur le plan pratique, les

électrodes de mesure de ce dispositif sont reliées au câble de l'analyseur de réseau par des fils conducteurs. Nous avons choisi des tresses de masse car leur géométrie plane augmente le chemin parcouru par le champ magnétique autour du fil et par conséquent leur inductance est minimisée. Cette inductance est représentée par l'élément L4 sur le modèle. Enfin le condensateur C6 modélise les capacités parasites, principalement dues au plan de travail relié à la masse.

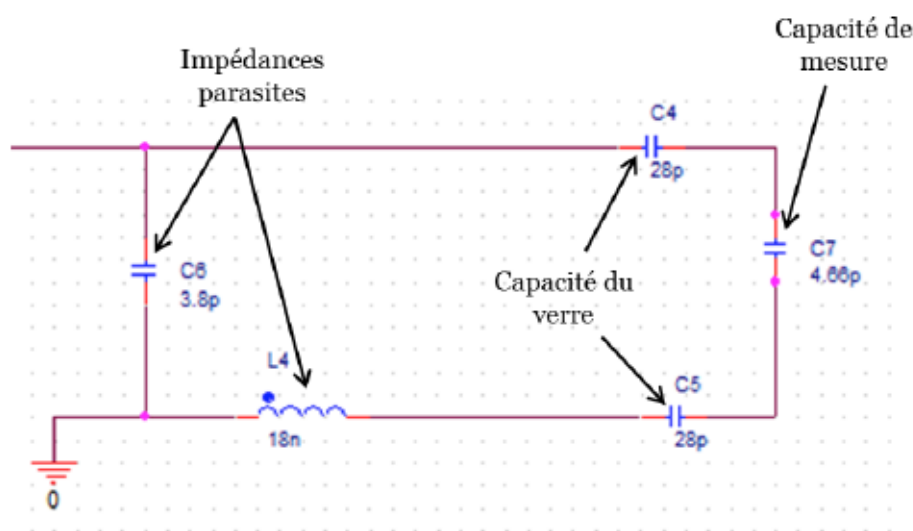


Figure 31 : Modèle électrique du dispositif de mesure par couplage capacitif.

On peut noter que ce modèle ne contient pas toutes les impédances mentionnées sur la figure 30. Au vu de la configuration réelle du diagnostic, nous avons choisi de ne tenir compte que des impédances qui semblaient physiquement les plus importantes.

Afin de déterminer les valeurs des éléments du modèle nous avons réalisé une mesure à vide, c'est-à-dire sans plasma, puis nous avons ajusté les capacités C6 et C7 ainsi que l'inductance L4, qui n'étaient pas calculables facilement. Les courbes de la figure 32 représentent l'évolution de l'impédance du dispositif de mesure par couplage capacitif à vide en bleu, ainsi que celle du modèle de la figure 31, calculée par le logiciel SPICE, en rouge.

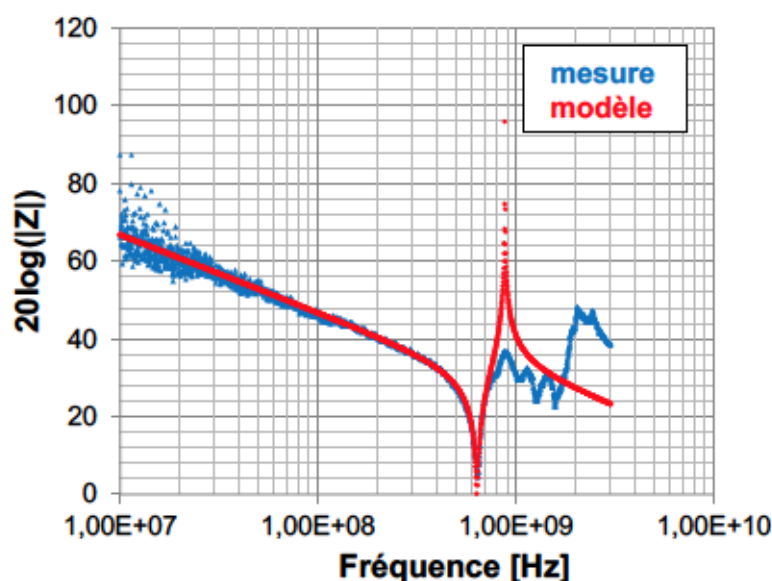


Figure 32 : Impédance du dispositif de mesure par couplage capacitif en fonction de la fréquence, mesuré à vide (bleu) et calculé (rouge) grâce au modèle de la figure précédente.

On remarque une très bonne correspondance jusqu'à 700MHz. Ensuite des résonnances d'ordre supérieur apparaissent, que notre modèle ne permet pas de décrire. Nous en avons déjà évoqué la raison : le modèle ne tient compte que des impédances les plus importantes. Un modèle plus complexe permettrait certes d'obtenir une bonne résolution au-delà de 700MHz, mais avant d'explorer cette piste nous avons effectué une mesure d'impédance en présence d'un plasma. La courbe de cette mesure est représentée sur la figure 33.

La courbe de référence, dans le vide, est représentée en bleu tandis que la courbe en présence d'un plasma est représentée en rouge. Dans les basses fréquences, les deux courbes ont le même comportement, celui d'un condensateur ( $Z \propto 1/\omega$ ). On peut noter que le plasma a pour effet d'augmenter la capacité de ce condensateur équivalent aux basses fréquences. En effet, aux basses fréquences le plasma se polarise pour écranter plus ou moins, selon sa densité électronique, le champ électrique présent entre les armatures du condensateur. C'est le comportement classique d'un diélectrique.



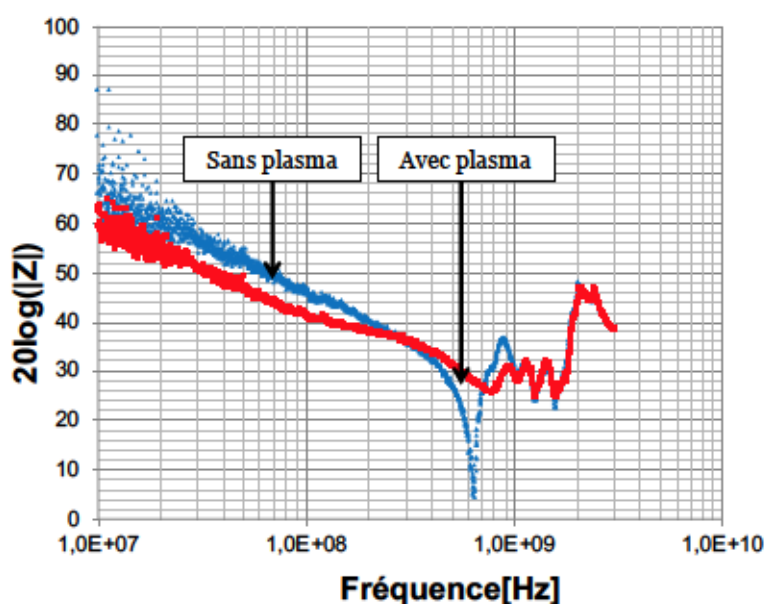


Figure 33 : Evolution de l'impédance du dispositif de mesure par couplage capacitif en fonction de la fréquence en Hz, lorsque le tube en verre contient un plasma de décharge lumineuse ( $P = 1\text{mbar}$  d'hélium et  $I = 90\text{mA}$ ) et dans le vide.

A tension de polarisation égale, le champ électrique dans le condensateur est moins grand, donc sa capacité augmente. Dans la gamme des centaines de  $\text{MHz}$ , on ne peut plus décrire l'effet du plasma comme étant celui d'un simple diélectrique. On peut noter que celui-ci a tendance à atténuer les résonances. Au-delà du  $\text{GHz}$ , les deux courbes sont confondues, le plasma n'a donc plus d'effet sur l'impédance du dispositif. Dans cette gamme de fréquence le plasma n'a pas le temps de réagir aux variations du champ électrique ( $f > f_p = \frac{\omega_p}{2\pi}$ ). Les données de la littérature corroborent cette hypothèse puisque les densités électroniques dans les décharges lumineuses sont au maximum de l'ordre de  $10^{10}\text{cm}^{-3}$ , ce qui correspond à une fréquence plasma d'environ  $900\text{MHz}$ . Après avoir fait varier la pression d'hélium ainsi que le courant de décharge, nous avons toujours observé un effet réel du plasma en dessous de  $700\text{MHz}$ , et suffisant pour identifier les paramètres de sa constante diélectrique. Pour cette raison nous n'avons pas cherché à perfectionner le modèle de la figure 31 afin de décrire les hautes fréquences.

Lorsqu'un plasma de perméabilité relative  $\epsilon_r$  se trouve dans le tube en verre, entre les électrodes de mesures, la valeur de la capacité du dispositif  $C_{pl}$  se déduit de l'équation (35) :

$$C_{pl} = \epsilon_r C_{vide} \quad (36)$$

où  $C_{vide}$  est la capacité du dispositif sans plasma.

Dans le logiciel SPICE, nous avons remplacé la capacité C7 de la figure 31, par l'expression ci-dessus à l'aide de l'élément GLAPLACE, afin de modéliser le dispositif lorsqu'une mesure est en cours.

Sur la figure 34, on peut voir les résultats d'une mesure effectuée avec le diagnostic par couplage capacitif en rouge. Le plasma est issu d'une décharge lumineuse sous une pression de 1mbar d'hélium, avec un courant de 90mA. En vert, nous avons tracé les résultats du calcul SPICE pour une densité électronique de  $3.10^9 cm^{-3}$  et une fréquence de collision pour le transfert d'impulsion de 4,5GHz. Ce couple de paramètre optimise le mieux visuellement l'accord entre la mesure et le modèle.

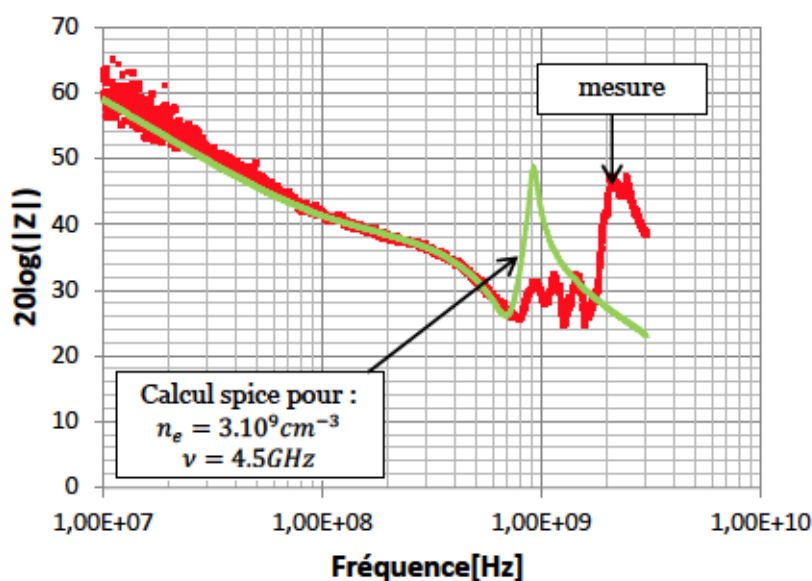


Figure 34 : Mesure de l'impédance du dispositif en présence d'un plasma de décharge lumineuse sous atmosphère d'hélium  $P=1mBar$  et pour un courant de décharge  $I=90mA$  (rouge), et calcul Spice effectué avec le modèle de la figure 31 et les paramètres suivant :  $n_e = 3.10^9 cm^{-3}$  et  $\nu = 4,5GHz$  (vert).

On observe une bonne correspondance entre le modèle et la mesure jusqu'à 700MHz, fréquence à partir de laquelle l'influence d'impédances parasites qui ne sont pas

présentes dans le modèle, commence à être notable. Malgré ces résultats encourageants, il est légitime de se poser la question de la sensibilité d'un tel diagnostic aux paramètres du plasma ( $n_e$  et  $\nu$ ).

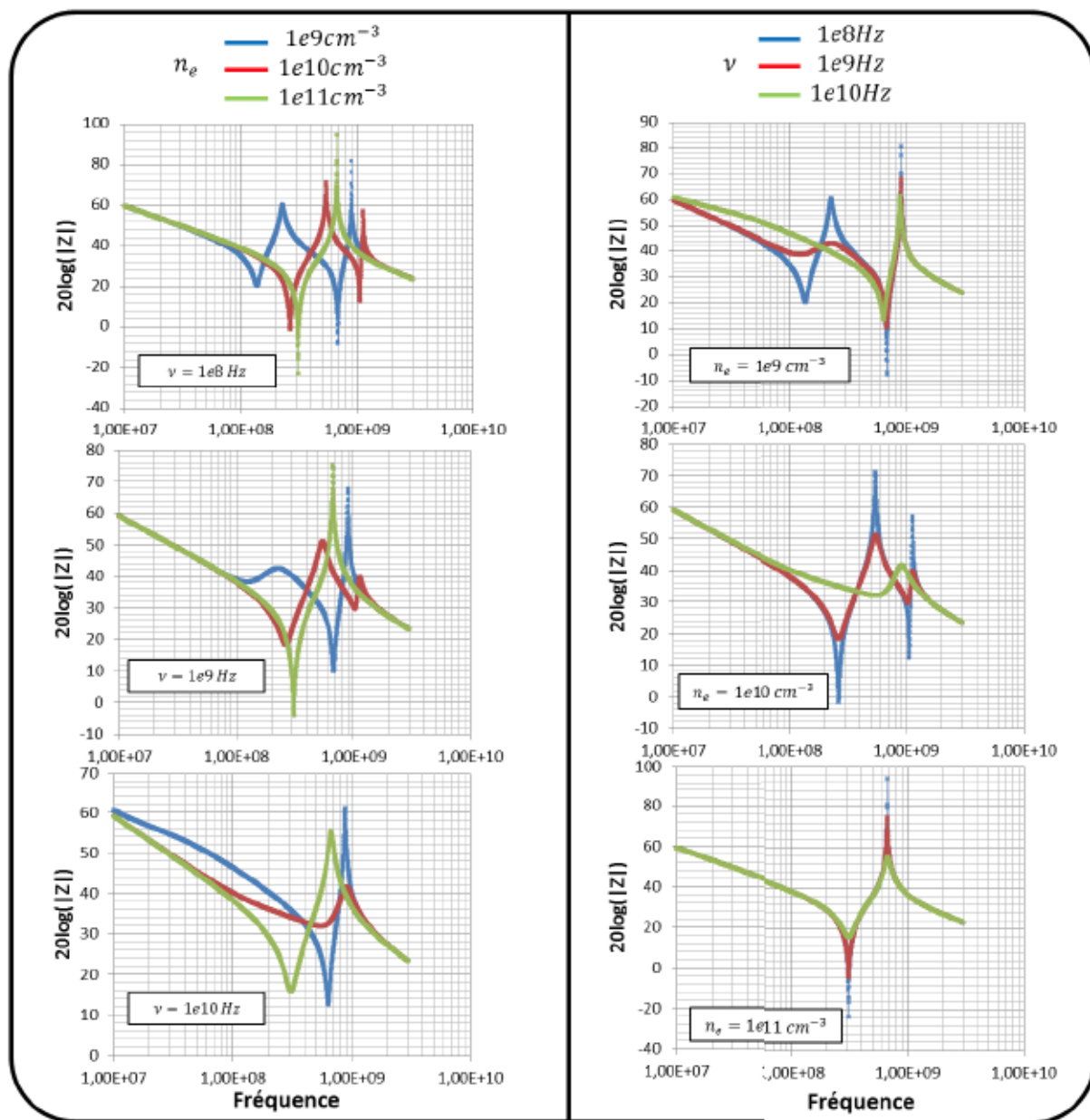


Figure 35 : Comparaison des calculs d'impédance Spice pour différentes valeurs de paramètres  $n_e$  et  $\nu$ .

La figure 35 représente différents calculs effectués avec le logiciel Spice. Afin d'évaluer la sensibilité du dispositif nous avons fixé la fréquence de collision et fait varier la densité électronique, et cela pour plusieurs valeurs de fréquence de collision. De la même manière, nous avons fixé la densité électronique et fait varier la fréquence de



collision. On remarque que la densité électronique semble influencer la valeur de la fréquence à laquelle apparaît la résonance, tandis que l'augmentation de la fréquence de collision a tendance à lisser les pics de cette résonance.

Plus généralement on note que les ordres de grandeur des paramètres du modèle sont facilement identifiables dans la gamme de fréquence  $100 - 700\text{MHz}$ , ceci dans la gamme de densité électronique  $10^9\text{cm}^{-3} - 10^{11}\text{cm}^{-3}$  et dans la gamme de fréquence de collision  $100\text{MHz} - 10\text{GHz}$ .

### Dimensionnement et réalisation des électrodes

Les électrodes ont été réalisées grâce à des feuilles adhésives de cuivre (voir figure 36), ce qui permet de coller parfaitement à la surface du verre en laissant le moins d'espace possible entre électrode et verre. De plus le fait que ces bandes de cuivre soient adhésives facilite la mise en place du système en supprimant les éléments qui auraient servi de support.

Concernant la taille des électrodes (longueur et largeur, voir figure 28), il est important, dans notre cas (géométrie cylindrique), de veiller à ce que leur largeur soit contenue. En effet, cela permet de limiter les lignes de champ qui pourrait passer à l'extérieur du plasma (voir plus loin la figure 45). Etant donné le diamètre du tube en verre ( $4\text{cm}$ ), nous avons choisi une largeur de  $1\text{cm}$ . Dans l'idée de maximiser la valeur du condensateur et par conséquent l'impact du plasma sur l'impédance du dispositif, nous avons choisi une longueur de  $5\text{cm}$ , qui reste cependant inférieure aux longueurs d'onde minimales que nous allons utiliser pendant ces mesures ( $1\text{GHz} \rightarrow \sim 30\text{cm}$ ).

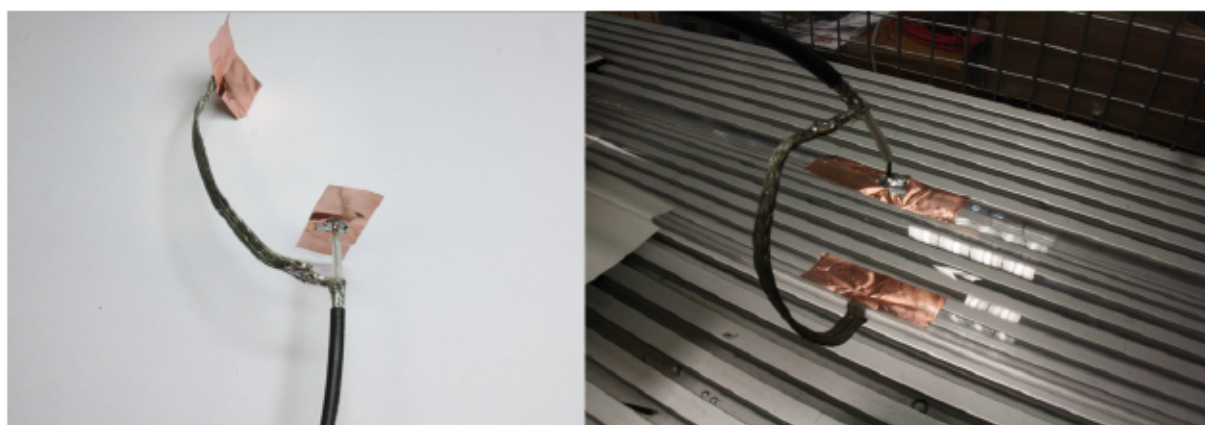


Figure 36 : Photos du dispositif de mesure par couplage capacitif.



### c. Mesure par interférométrie radiofréquence.

Les deux diagnostics que nous venons de décrire ayant été entièrement réalisés au sein du laboratoire, nous avons jugé nécessaire d'appuyer les résultats obtenus par un diagnostic commercial calibré. Notre choix s'est orienté vers une technique bien connue : l'interférométrie. De plus ce type de mesure présente l'avantage de nous permettre de suivre l'évolution de la densité électronique sur des échelles de temps courtes ( $< 10\mu s$ ).

Ce type de mesure, comme son nom l'indique, est basé sur l'interférence de deux ondes. Considérons deux ondes électromagnétiques monochromatiques dont les champs électriques s'expriment de la manière suivante :

$$\underline{E}_1 = E_1 \exp(i\omega t) \quad (37)$$

$$\underline{E}_2 = E_2 \exp [i(\omega t + \phi)] \quad (38)$$

avec  $E_1$  et  $E_2$  les amplitudes respectives des champs électriques des ondes et  $\phi$  le déphasage entre celles-ci.

Lorsque ces ondes interfèrent, leurs champs électriques s'additionnent. Ainsi l'intensité de l'onde résultante dépend du cosinus du déphasage [31] :

$$I \propto (1 + \cos\phi). \quad (39)$$

Bien qu'il existe différents types d'interféromètre, ils sont tous identiques dans leur principe : une source délivre une onde électromagnétique qui est scindée en deux. Une partie de l'onde passe à travers un système permettant de régler la phase et constitue la référence de l'interféromètre. L'autre partie traverse le plasma. Ensuite ces deux ondes sont additionnées et on mesure l'intensité de l'onde résultante. Avant d'effectuer une mesure on ajuste la branche de référence afin d'obtenir une phase nulle sans plasma. Lors de la mesure le plasma introduit un changement dans la phase de l'onde qui le traverse, et par conséquent sur l'intensité mesurée par le détecteur après recombinaison des deux ondes (équation (39)). Grâce à la calibration effectuée avant la mesure, nous mesurons donc le déphasage introduit par le plasma [31]:

$$\phi = \int (k_{\text{plasma}} - k_0) dl \quad (40)$$

## Etude d'une décharge luminescente pour produire un plasma contrôlé

avec  $k_{plasma}$  le vecteur d'onde dans le plasma et  $k_0$  le vecteur d'onde dans le vide. On intègre le long du trajet suivi par l'onde dans le plasma. Pour un plasma on a, par définition :

$$k_{plasma} = \eta_{plasma} \frac{\omega}{c} \quad (41)$$

où  $\eta_{plasma} = \Re(\mathfrak{N})$  est l'indice optique du plasma. Il vient alors :

$$\phi = \int (\eta_{plasma} - 1) \frac{\omega}{c} dl. \quad (42)$$

D'après l'équation (34) on a :

$$\Re(\mathfrak{N}) \approx \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)} = \eta_{plasma} \quad (43)$$

Si on considère que  $\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \ll 1$ , alors on peut effectuer un développement limité de l'expression (43). On écrit alors :

$$\eta_{plasma} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{n_e}{n_c} \quad (44)$$

Où  $n_e$  est la densité du plasma et  $n_c$  la densité critique, définie par  $n_c = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2}$ .

Tant que l'hypothèse  $\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \ll 1$  est vérifiée, c'est-à-dire tant que  $n_e \ll n_c$ , alors d'après les équations (42) et (44) on a :

$$\phi \approx \frac{-\omega}{2cn_c} \int n_e dl \quad (45)$$

L'interférométrie nous donne donc une mesure de la densité intégrée le long du chemin optique.

Pour choisir la fréquence de fonctionnement d'un interféromètre il est cependant nécessaire de connaître l'ordre de grandeur des densités électroniques à mesurer. Par exemple si on choisit une fréquence de travail trop élevée par rapport à la fréquence plasma, l'indice de réfraction se rapproche de 1 et le passage de l'onde à travers le plasma induit un déphasage si petit qu'il n'est pas mesurable. Au contraire si la fréquence de travail de l'interféromètre est trop proche de la fréquence plasma alors

l'hypothèse  $n_e \ll n_c$  n'est plus valide et la formule (45) est fautive. Si  $n_e \sim n_c$ , l'onde est réfléchie.

Grâce aux mesures que nous avons effectuées par sonde de Langmuir et par couplage capacitif nous nous attendons à des densités électroniques se situant entre  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . C'est pourquoi, afin d'avoir une bonne sensibilité à ce niveau de densité tout en étant capable de mesurer des densités bien supérieures, il est intéressant de travailler à une fréquence voisine de  $30 \text{ GHz}$ . A cette fréquence la longueur d'onde dans le vide est de  $1 \text{ cm}$ , ce qui est inférieur à la taille du plasma que l'on souhaite mesurer. Pour nos mesures, nous avons choisi de faire l'achat d'un interféromètre commercial dont nous donnerons plus de détails dans le chapitre suivant.

### III. Caractérisation des décharges luminescentes et mise au point d'un système de chauffage.

Nous allons maintenant présenter les résultats des mesures effectuées dans les décharges luminescentes grâce aux diagnostics présentés dans le chapitre précédent. Ensuite nous présenterons un système de chauffage inductif afin d'augmenter le degré d'ionisation.

#### 1. Les mesures

##### a. Sonde de Langmuir double

Sur la figure 37, nous avons représenté une caractéristique courant-tension mesurée par notre sonde de Langmuir double. En rouge, nous avons tracé la caractéristique courant-tension calculée à partir des formules (19) et (20) (hypothèse d'une distribution maxwellienne) en prenant une densité et une température électroniques de respectivement  $4,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  et  $6 \text{ eV}$ .

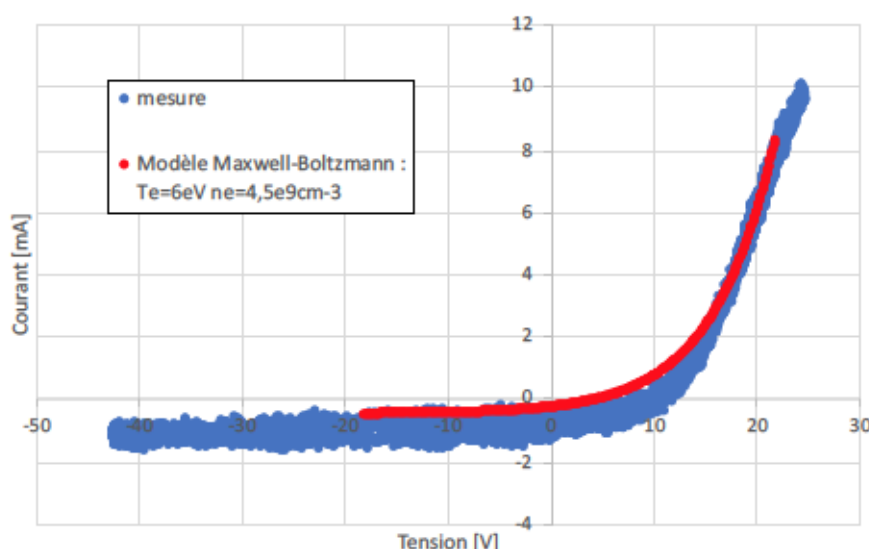
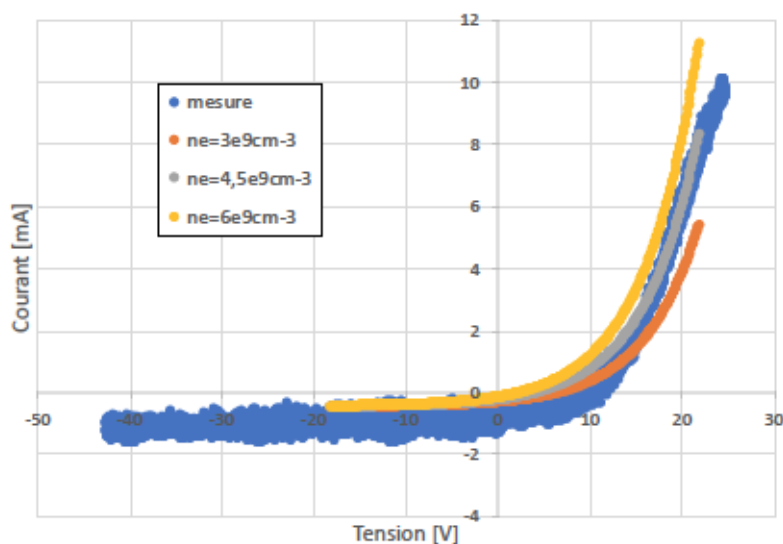


Figure 37 : Exemple d'une caractéristique courant-tension mesurée grâce à notre sonde de Langmuir et caractéristique courant-tension calculée en faisant l'hypothèse d'une distribution de Maxwell-Boltzmann pour  $n_e = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et  $T_e = 6 \text{ eV}$ .



Ces paramètres ont été choisis car ils optimisent l'accord entre le modèle et la mesure. Nous n'avons pas effectué d'études statistiques afin d'obtenir des barres d'erreur sur ces mesures, notamment à cause de problèmes de reproductibilité que nous aborderons plus loin. Cependant, afin d'avoir une idée de la précision des mesures, nous avons tracé sur la figure 38 les caractéristiques courant-tension de notre sonde de Langmuir calculées dans le cas d'un plasma dont la température électronique est de  $6eV$  pour trois densités électroniques différentes :  $3.10^9 cm^{-3}$  ,  $4,5.10^9 cm^{-3}$  et  $6.10^9 cm^{-3}$ . Nous avons aussi représenté le résultat d'une mesure, identique à celui de la figure 37.



**Figure 38 : Calculs de caractéristiques courant-tension de notre sonde de Langmuir pour trois densités électroniques différentes à température donnée ( $6eV$ ).**

C'est pourquoi nous estimons que notre sonde de Langmuir double nous permet d'obtenir la densité électronique avec une précision de  $\pm 1,5.10^9 cm^{-3}$ .

A présent nous allons présenter les valeurs des densités électroniques que nous avons mesurées dans des décharges luminescentes en fonction de la nature et la pression du gaz (ici hélium ou argon) ainsi que du courant de décharge.

## Caractérisation des décharges lumineuses et mise au point d'un système de chauffage

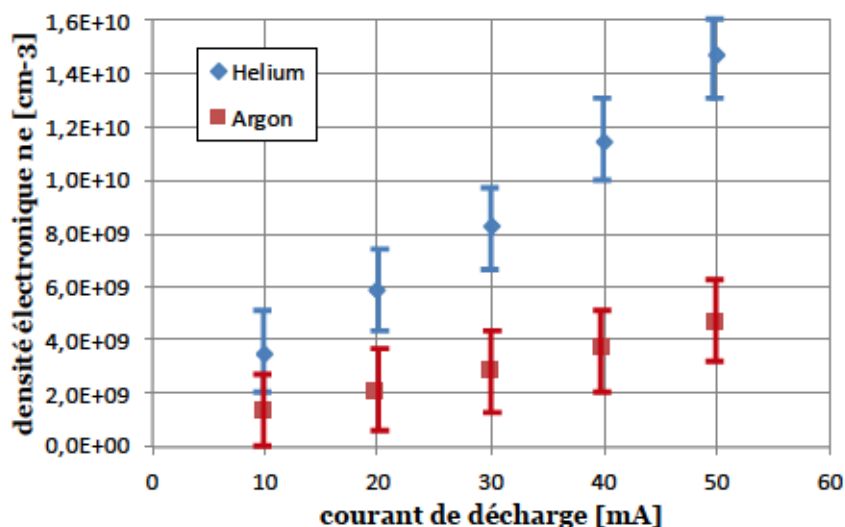


Figure 39 : Mesure de la densité électronique d'une décharge lumineuse sous atmosphère d'hélium ou d'argon à la pression  $P = 5.10^{-1}\text{mbar}$  en fonction du courant de décharge.

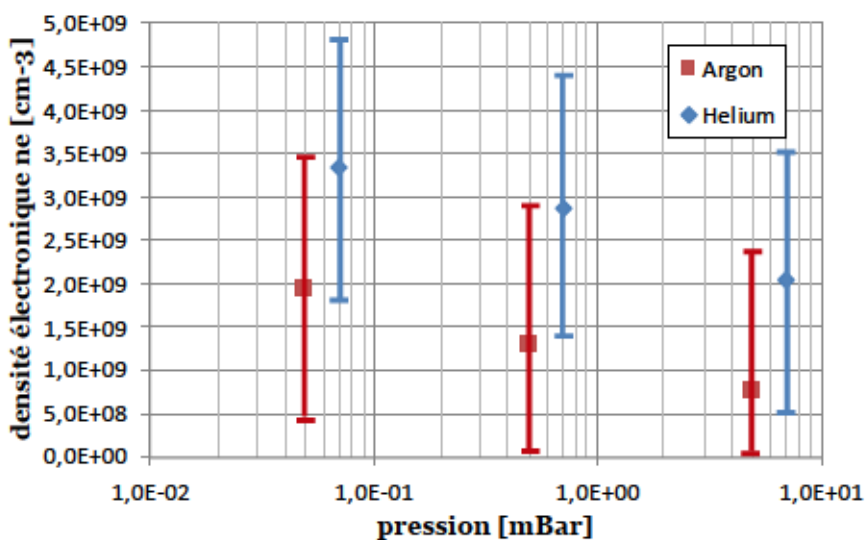


Figure 40 : Mesure de la densité électronique d'une décharge lumineuse sous atmosphère d'hélium ou d'argon pour un courant de décharge  $I = 10\text{mA}$  en fonction de la pression de neutre.

Sur les figure 39 et figure 40, on peut noter d'une part que, malgré les barres d'erreur importantes, la densité électronique mesurée semble croître avec le courant de décharge, et décroître avec la pression. D'autre part, on remarque que la densité électronique sous atmosphère d'hélium est systématiquement supérieure à celle sous atmosphère d'argon.

Si le premier comportement est conforme à ce qui est attendu d'après des simulations de la colonne positive [33], ce n'est pas le cas de la deuxième tendance [34]. Cependant la variation observée sur la figure 40 étant bien inférieure à la barre d'erreur, on ne peut accorder qu'une faible crédibilité à cette dernière observation.

### Critique des résultats

Comme nous avons fait l'hypothèse d'une distribution des vitesses électroniques maxwellienne, nous pouvons associer à chaque mesure une température de la population électronique. L'exploitation des mesures révèlent des températures allant de plusieurs  $eV$  jusqu'à plus d'une vingtaine d' $eV$ . Usuellement la température des décharges luminescentes ne dépasse pas  $1eV$ , ce qui remet en question l'interprétation de nos mesures par sonde de Langmuir double. Dans un premier temps nous avons supposé que l'hypothèse d'une distribution électronique maxwellienne était trop éloignée de la réalité. C'est pourquoi, plutôt que de supposer la distribution des vitesses électroniques maxwellienne nous avons calculé la caractéristique courant-tension théorique de notre sonde de Langmuir en partant de l'équation de Boltzmann décrivant la fonction de distribution des électrons en présence d'un champ électrique uniforme dirigé le long du tube en verre. Pour plus de détails concernant la résolution de l'équation de Boltzmann, le lecteur pourra se référer à l'ouvrage [35]. La fonction de distribution porte alors le nom de distribution de Druyvesteyn et la caractéristique courant-tension ainsi obtenue dépend de la densité électronique  $n_e$  et de la valeur du champ électrique au sein de la décharge  $E_z$ .

La figure 41 représente les allures normalisées d'une distribution maxwellienne de température  $1eV$  et d'une distribution de Druyvesteyn pour un champ électrique  $E_z = 27V/m$ . L'énergie moyenne des particules dans chacune de ces deux distributions est égale.

## Caractérisation des décharges lumineuses et mise au point d'un système de chauffage

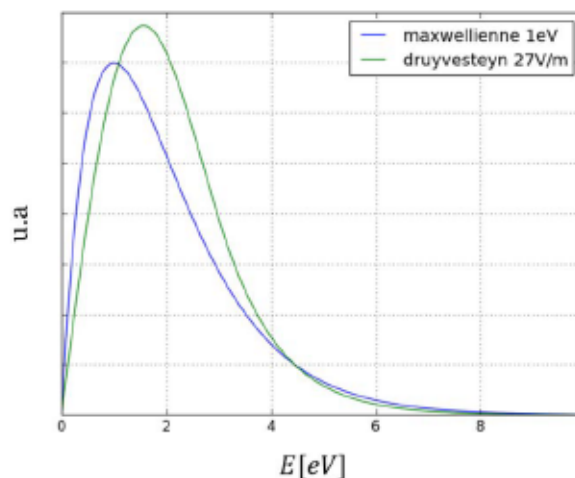


Figure 41 : Comparaison de deux distributions normalisées : une maxwellienne de température égale à 1eV en bleu, et une dite de Druyvesteyn pour un champ électrique de 27V/m en vert.

On peut voir que la distribution de Druyvesteyn se caractérise par une population plus énergétique que la maxwellienne en dessous de 4eV. En revanche elle tend plus rapidement vers zéro, ce qui explique que leurs énergies moyennes soient égales.

Sur la figure 42 nous comparons les correspondances entre ces deux distributions pour une même valeur de densité électronique, et une caractéristique courant-tension que nous avons mesurée avec notre sonde de Langmuir double. On remarque que la distribution de Druyvesteyn reproduit plus fidèlement cette caractéristique que celle de Maxwell.

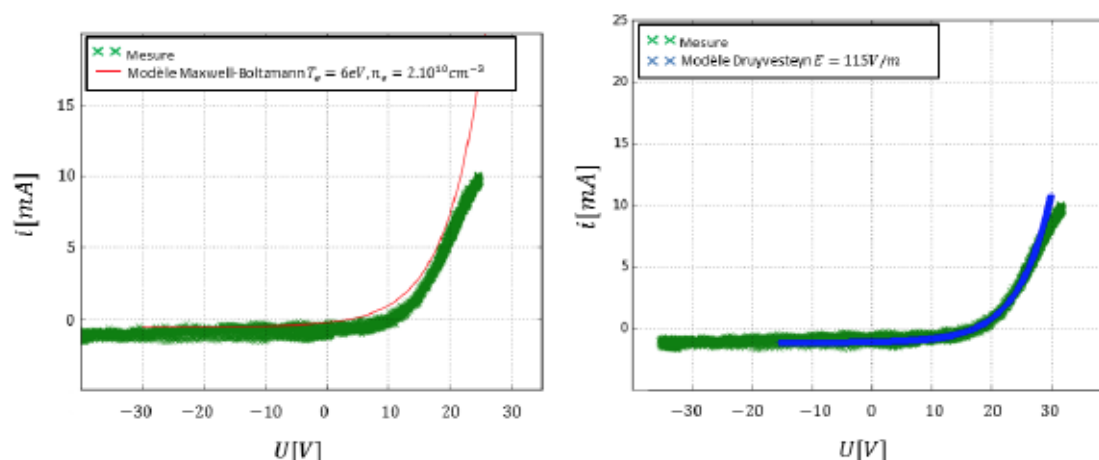


Figure 42 : Caractéristique courant-tension mesurée en vert, et correspondance avec un modèle maxwellien (à gauche) et de Druyvesteyn (à droite).



La valeur de champ électrique associée à la distribution de Druyvesteyn décrivant au mieux cette caractéristique est  $115V/m$ . Afin de corroborer ce résultat nous avons mesuré la valeur du champ électrique au sein de la décharge en question. Pour cela nous avons inséré deux fils métalliques dénudés à leur extrémité dans la décharge luminescente. Les extrémités de ces fils sont décalées le long de l'axe du tube en verre. Comme leur potentiel n'est fixé que par le plasma, ils vont chacun se placer au potentiel flottant correspondant à leur position le long du tube. De cette manière nous connaissons la différence de potentiel entre ces deux points et on obtient la valeur du champ électrique en divisant par la distance entre les extrémités. Cette méthode nous donne un résultat de l'ordre de  $1kV/m$ .

En conclusion nous pouvons dire que malgré le fait que les densités électroniques mesurées grâce à l'interprétation des mesures de sonde Langmuir sont de l'ordre de grandeur attendu, nous avons vu que plusieurs points nécessitent une interprétation beaucoup plus complexe pour être compris. Du point de vue théorique, il est probable que la caractéristique tension-courant soit très éloignée de l'expression simpliste que nous avons utilisée (équations (19) et (20)). Du point de vue expérimental, il est possible que la taille de la sonde que nous avons fabriquée perturbe la répartition du potentiel dans le plasma. De plus, nous avons détecté des problèmes de reproductibilité de la décharge jour après jour. En l'état, nous accordons donc une confiance limitée dans les résultats de la sonde Langmuir.

### **b. Sonde par couplage capacitif.**

Ici nous présentons les résultats obtenus lors des mesures effectuées grâce à la sonde par couplage capacitif. Pour rappel, nous mesurons grâce à un analyseur de réseau l'évolution de l'impédance selon la fréquence d'un condensateur dont le milieu diélectrique est un plasma puis nous la comparons à un modèle électrique dont les paramètres sont la densité électronique  $n_e$  et la fréquence de collision pour le transfert d'impulsion  $\nu_m$ . Sur la figure 34, on peut voir les résultats d'une mesure de ce dispositif. En vert, nous avons tracé l'allure de la mesure calculée par le logiciel SPICE grâce au modèle présenté dans le chapitre précédent. Les valeurs des paramètres  $n_e$  et  $\nu_m$  sont choisies de manière à optimiser l'accord entre mesure et calcul.

Pour les mêmes raisons que celles énoncées plus haut, nous n'avons pas pu effectuer d'étude statistique permettant de donner une barre d'erreur sur ces mesures. Afin d'estimer leur précision, nous avons tracé sur la figure 43 les courbes que l'on obtient par le calcul pour trois densités différentes :  $2.10^9 cm^{-3}$ ,  $3.10^9 cm^{-3}$  et  $4.10^9 cm^{-3}$ , et pour une fréquence de collision pour le transfert d'impulsion fixée à  $4,5GHz$ .

## Caractérisation des décharges lumineuses et mise au point d'un système de chauffage

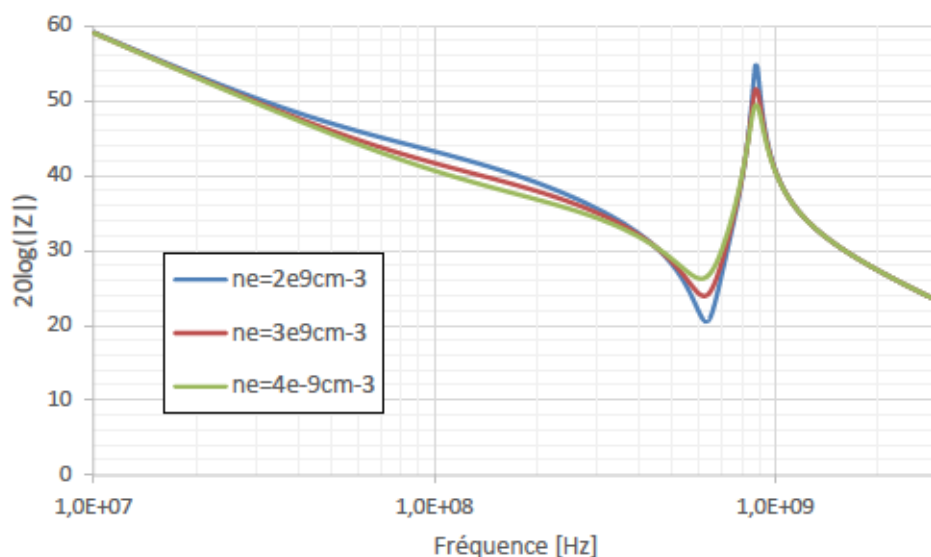


Figure 43 : Evolution de l'impédance du système de mesure par couplage capacitif avec la fréquence, calculée grâce au logiciel SPICE pour trois densités différentes :  $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  et  $4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , et pour une fréquence de collision pour le transfert d'impulsion fixée à 4,5GHz.

Par conséquent, nous estimons que ces mesures nous permettent d'obtenir la densité électronique d'un plasma avec une précision de  $\pm 1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ .

A présent, nous allons présenter les résultats des mesures en fonction des mêmes paramètres que pour les mesures de sonde Langmuir, à savoir : nature et pression du gaz, et courant de décharge.

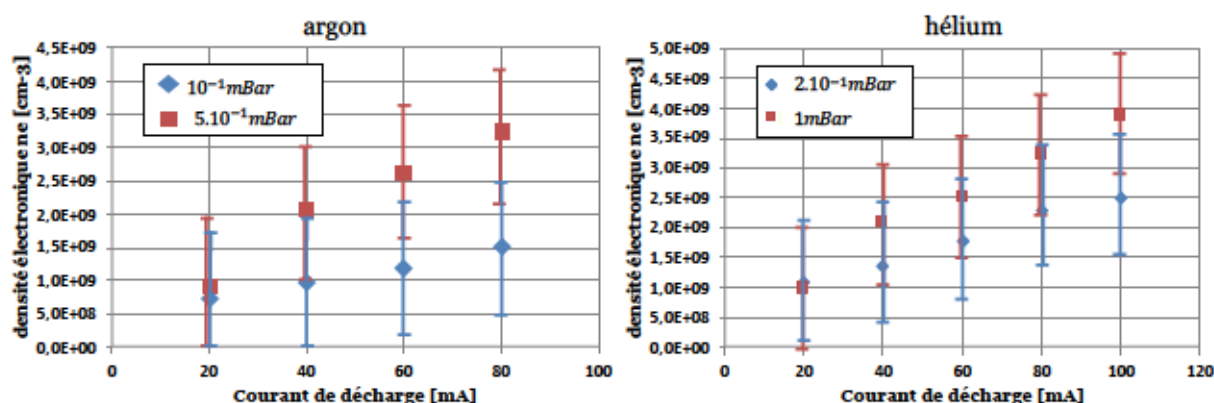


Figure 44 : Mesures de densités électroniques en fonction du courant de décharge dans l'hélium et l'argon à différentes pressions.

La figure 44 montre les densités électroniques mesurées par cette technique. Plusieurs remarques ressortent de ces mesures :

1. On retrouve le comportement proportionnel entre la densité électronique et le courant de décharge.
2. Tandis que les mesures par sonde de Langmuir semblaient indiquer une diminution de la densité électronique avec l'augmentation de la pression (figure 40), ici elle semble augmenter, comme attendu compte-tenu des simulations de la colonne positive [34].
3. Bien que l'ordre de grandeur reste essentiellement le même ( $10^9 \text{cm}^{-3}$ ), les densités obtenues par sonde capacitive sont inférieures à celle obtenues par sonde de Langmuir.

Ce dernier point est inhérent à la nature de notre dispositif de mesure. En effet la densité électronique obtenue est une valeur intégrée le long des lignes de champ. Comme on peut le voir sur la figure 45, les lignes de champ électrique traversent toute la section du cylindre et certaines passent même en dehors de la décharge. On sait que proche des parois diélectriques, une gaine se forme et la densité électronique décroît [35]. C'est pourquoi il n'est pas surprenant de mesurer par cette méthode des densités électroniques plus basses que celles obtenues sur l'axe de la décharge par la sonde de Langmuir.

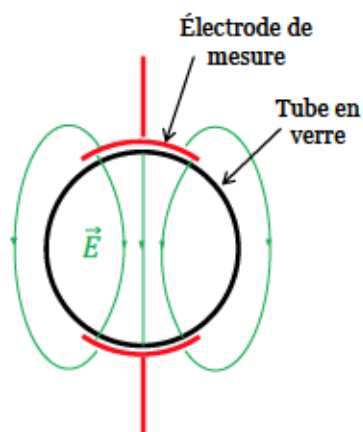


Figure 45 : Schéma des lignes de champ électrique du dispositif de mesure par couplage capacitif. Certaines d'entre elles ne traversent pas le plasma.

De plus il faut signaler que nous n'avons pas été capables de générer des décharges dans les mêmes conditions de pression qu'auparavant, lors des mesures par couplage capacitif. En effet, le temps d'acquisition des données par l'analyseur de réseau étant plus long, il était nécessaire de laisser la décharge allumée pendant un temps plus long

que dans le cas des sondes de Langmuir. Il est alors possible que les matériaux formant les différents éléments du dispositif de décharge aient relâché des polluants dans le plasma, modifiant ainsi les conditions expérimentales.

Le graphique de la figure 46 montre l'évolution de la fréquence de collision pour le transfert d'impulsion mesurée dans l'hélium à deux pressions différentes. On peut conclure que celle-ci augmente légèrement avec la pression mais reste peu sensible au courant dans les gammes mesurées et que sa valeur se situe autour de quelques GHz.

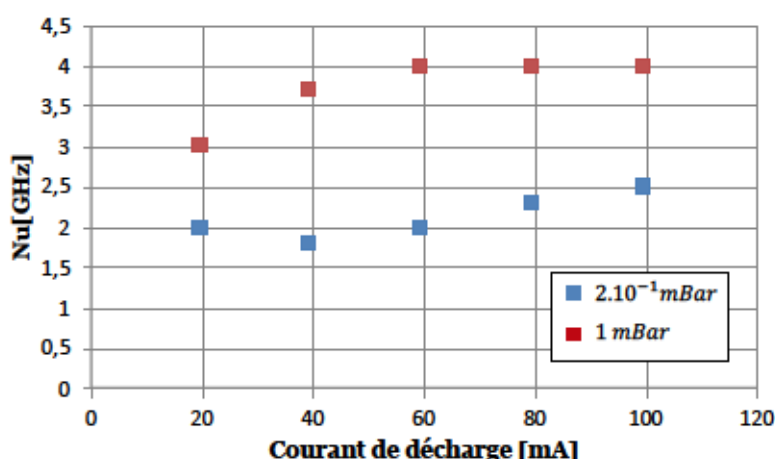


Figure 46 : Fréquences de collision mesurée dans l'hélium à deux pressions différentes.

### c. Interférométrie radiofréquence.

Pour ces mesures nous avons fait l'achat d'un interféromètre radiofréquence MWI2650 de marque Miwitron [36], travaillant à 26,5GHz.

Si on s'intéresse à la densité moyenne le long de la ligne de visée  $\langle n_e \rangle$ , on a d'après l'équation (45) :  $\phi = \frac{-\omega}{2cn_c} \langle n_e \rangle L$  où  $L$  est la longueur de plasma traversé. A 26,5GHz, la densité critique vaut  $8,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . En unités pratiques on a donc :

$$\langle n_e \rangle = \frac{3,1 \cdot 10^{12} \cdot \phi[\text{rad}]}{L[\text{cm}]} = \frac{5,4 \cdot 10^{10} \cdot \phi[\text{deg}]}{L[\text{cm}]} \quad (46)$$

A cette fréquence, le développement limité utilisé pour obtenir l'équation (44) amène une erreur sur  $\langle n_e \rangle$  qui reste inférieure à 10% tant que  $n_e$  reste inférieure à  $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

L'interféromètre se compose d'une antenne émettrice, d'une antenne réceptrice et d'un boîtier de commande (figure 47). Sur le boîtier de commande, des afficheurs sept



## Caractérisation des décharges lumineuses et mise au point d'un système de chauffage

segments servent à donner la valeur de la densité électronique mesurée par l'appareil. De plus, une sortie coaxiale permet de visualiser un signal de tension proportionnel à la densité électronique sur l'oscilloscope. Pour effectuer une mesure on place les antennes face à face de part et d'autre du tube en verre après avoir rentré dans le boîtier de commande l'épaisseur de plasma traversée. Ensuite, à l'aide d'un potentiomètre, on règle la valeur de densité affichée de sorte qu'elle soit la plus basse possible. L'interféromètre est alors prêt pour effectuer des mesures. Lors des mesures de chauffage, nous verrons que nous avons utilisé la sortie coaxiale afin de suivre l'évolution de la densité électronique. Mais ici, comme les décharges lumineuses sont des plasmas continus, nous avons simplement relevé la valeur donnée par l'afficheur se trouvant sur le boîtier. En pratique, lors de la phase de réglage du zéro, la valeur affichée par le boîtier varie entre quelques  $10^8 cm^{-3}$  et  $10^9 cm^{-3}$ . Nous estimons donc que les mesures sont précises à  $\pm 1.10^9 cm^{-3}$ .

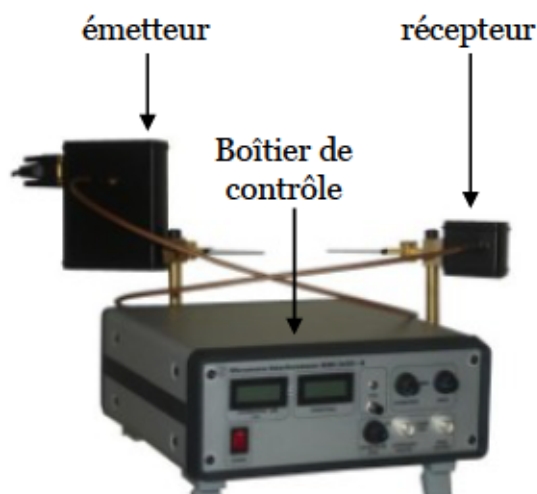


Figure 47 : Photo de l'interféromètre MWI2650.

A la lumière des remarques faites plus tôt à propos de la pollution des décharges nous avons modifié le banc de test afin de faire circuler le gaz à travers le tube. Ainsi, même si nous ne supprimons pas la pollution de la décharge, nous pouvons diminuer son effet en renouvelant le gaz qui la constitue.

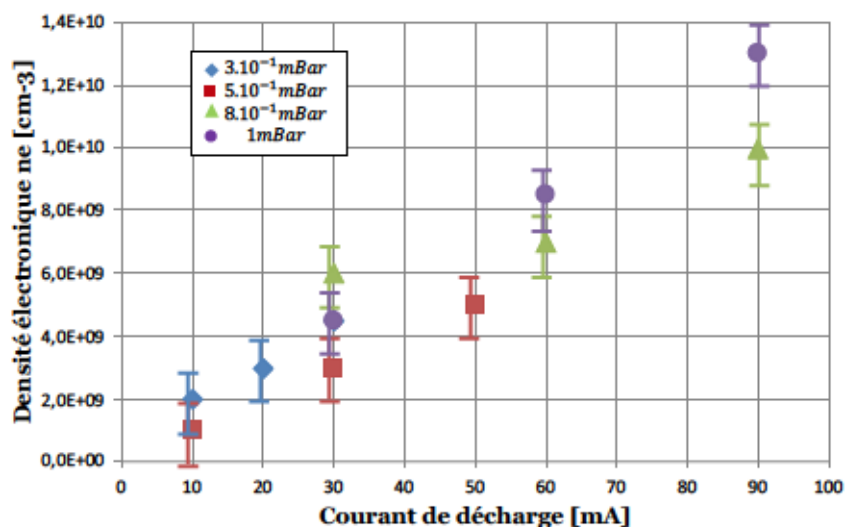


Figure 48 : Densités électroniques mesurées par interféromètre radiofréquence dans une décharge luminescente en fonction du courant de décharge pour différentes pressions.

La figure 48 représente les densités électroniques que nous avons mesurées par interférométrie radiofréquence en fonction du courant de décharge et pour différentes pressions.

Le choix d'effectuer des mesures par interférométrie radiofréquence a été fait afin d'affiner les mesures présentées précédemment. L'intérêt de ce diagnostic repose dans sa rapidité et sa robustesse. Combiné à la circulation du gaz dans le tube en verre du banc de test, nous avons tenté de minimiser les effets de pollution. Comme nous ne disposions pas du matériel nécessaire à l'élaboration d'un interféromètre radiofréquence, nous avons fait l'achat d'un appareil commercial. Nous n'avons pu disposer hélas du matériel que dans les derniers mois de cette thèse. Nous avons alors fait le choix de n'utiliser que de l'hélium en tant que gaz servant à la génération d'un plasma pour notre expérience de propagation, et cela pour des contraintes liées à la simulation. En effet, il est bien plus coûteux en temps de calcul de simuler la cellule plasma lorsqu'elle contient de l'argon plutôt que de l'hélium. Cela provient d'une physique atomique plus complexe due à un plus grand nombre d'électrons, un plus grand nombre d'états excités et d'états d'ionisation. Pour cette raison nous n'avons effectué des mesures par interférométrie que dans l'hélium.

D'une manière générale, on peut dire que les valeurs mesurées sont environ deux fois plus petites que celles de la sonde de Langmuir. On rappelle néanmoins que les mesures effectuées par interférométrie donnent une valeur moyenne de la densité intégrée le long du chemin de l'onde radiofréquence. De plus, on retrouve la même

tendance que lors des autres mesures : la densité électronique augmente avec le courant de décharge luminescente.

Enfin l'interféromètre montre que dans la gamme de courant de décharge que nous avons explorée, la pression de neutre n'a pas d'effet significatif sur la densité électronique.

#### **d. Synthèse.**

Lors des différentes mesures que nous avons effectuées, une tendance claire s'est dégagée : la densité électronique augmente avec le courant de décharge luminescente et cette augmentation semble linéaire. Des problèmes de reproductibilité des décharges nous ont empêchés d'étudier de manière plus quantitative l'effet de la pression et de la nature du gaz. Quoiqu'il en soit, les variations que nous avons observées étant faibles par rapport aux barres d'erreur, nous ne sommes pas en mesure de conclure sur cet aspect.

Les différentes techniques de mesure ont donné des résultats concordants. On note cependant que, tandis que la sonde capacitive et l'interféromètre donnent des résultats quasi-identiques, ceux de la sonde de Langmuir sont environ deux fois plus élevés. Cela peut s'expliquer par le fait que la sonde Langmuir est un diagnostic in-situ positionné au centre de la décharge tandis que les deux autres mesurent la densité électronique intégrée le long de la ligne de visée.

D'une manière générale, on peut dire que pour des courants variant de  $10\text{mA}$  à  $100\text{mA}$ , les mesures que nous avons effectuées nous montrent que la densité électronique dans les décharges luminescentes varie entre  $10^9\text{cm}^{-3}$  et  $10^{10}\text{cm}^{-3}$ . L'hypothèse privilégiée pour expliquer les problèmes de reproductibilité est la pollution de la décharge par les éléments constituant le banc de test. Afin de prouver cette hypothèse, nous pourrions imaginer effectuer une analyse spectrométrique de nos décharges, mais nous n'avons pas eu le temps de mettre en œuvre un tel dispositif au cours de cette thèse.

## **2. Mise au point d'un système de chauffage inductif.**

Dans la partie précédente nous avons vu qu'avec notre configuration expérimentale nous pouvions produire des décharges luminescentes dont la densité électronique se



trouvait entre  $10^9 \text{cm}^{-3}$  et  $10^{10} \text{cm}^{-3}$  selon le courant de décharge, à des pressions autour de  $10^{-1} \text{mbar}$ . Le degré d'ionisation est donc inférieur à  $10^{-3}$ . Dans la première partie de ce rapport nous avons vu qu'afin d'identifier les mécanismes de propagation du faisceau FEVAIR dans un plasma, sa densité électronique devait se trouver entre  $10^{10} \text{cm}^{-3}$  et  $10^{12} \text{cm}^{-3}$  et son degré d'ionisation devait être bien supérieur à  $10^{-3}$ . Avec notre configuration, nous sommes donc à la limite basse de l'intervalle sur les densités électroniques, et le degré d'ionisation n'est pas assez élevé.

Afin de l'augmenter et de balayer l'ensemble de la gamme de densités électroniques nous avons mis au point un système de chauffage inductif pour les décharges luminescentes.

### a. Principe

L'ionisation dans les décharges luminescentes est causée par la queue haute énergie de la fonction de distribution électronique. Dès lors, si on augmente la population aux hautes énergies de cette fonction de distribution, le nombre d'ionisations, et par conséquent la densité électronique, augmentent aussi. En utilisant un champ électrique, on communique de l'énergie aux électrons par l'action de la force de Coulomb. Les collisions élastiques entre les électrons ont tendance à diluer cette énergie sur toute la distribution, augmentant ainsi le nombre d'électrons à haute énergie, c'est-à-dire susceptible d'ioniser un neutre.

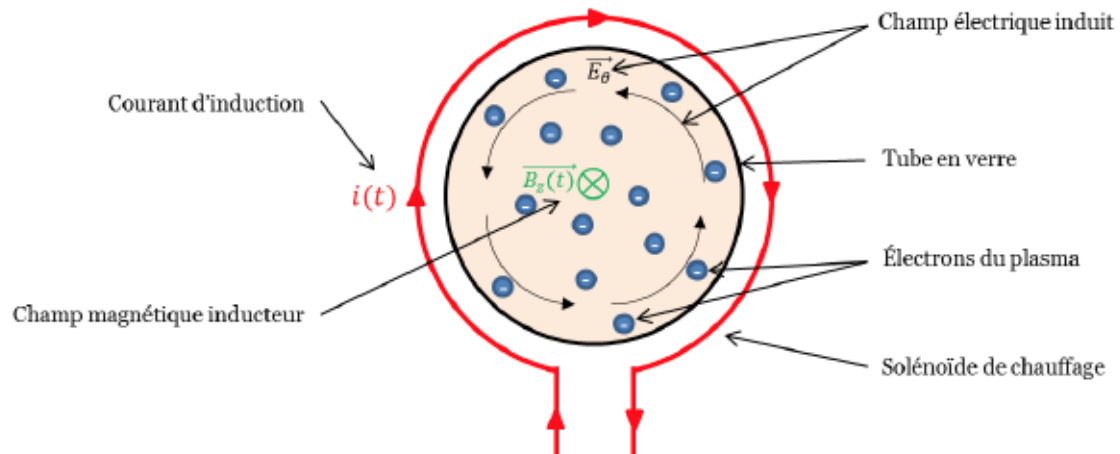
On parle ici de chauffage inductif, car nous allons générer un champ électrique par induction dans une décharge luminescente. En effet selon l'équation de Maxwell-Faraday, une variation temporelle de champ magnétique donne lieu à une variation spatiale du champ électrique :

$$\vec{rot} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (47)$$

La variation de champ magnétique créée à l'intérieur du plasma par un solénoïde parcouru par un courant pseudo-sinusoïdal, va donc induire un champ électrique azimuthal, comme il est décrit sur le schéma de la figure 49.



## Caractérisation des décharges lumineuses et mise au point d'un système de chauffage



**Figure 49 : Illustration du principe de chauffage inductif. Le courant électrique génère un champ magnétique dans le plasma dont la variation induit un champ électrique azimutal.**

On parle de courant pseudo-sinusoidal car il est créé par la décharge oscillante amortie d'un condensateur dans le solénoïde représenté en rouge sur la figure 49. On notera donc que ce système est impulsif, puisqu'il permet d'augmenter la densité électronique seulement pendant une durée de l'ordre de grandeur de la constante de décroissance du circuit électronique de puissance.

### **b. Mise en équation et calcul.**

Afin de dimensionner le dispositif, nous allons coupler les équations du circuit RLC avec les équations électromagnétiques qui décrivent le champ induit à l'intérieur du solénoïde.

#### **Equations circuit**

Pour créer un courant pseudo-sinusoidal, nous allons décharger un condensateur dans le solénoïde de chauffage. Le circuit électronique correspondant est représenté sur la figure 50.

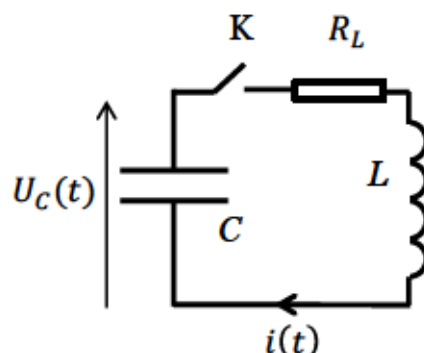


Figure 50 : Schéma d'un circuit RLC série pour le chauffage inductif impulsif.

Le condensateur  $C$  initialement chargé à la tension  $V_0$  est déchargé dans le solénoïde  $L$  de résistance interne  $R_L$ , grâce au commutateur  $K$ .

Lorsque  $K$  est fermé, l'équation électrique d'un tel circuit est :

$$\frac{d^2 U_C}{dt^2} + \frac{R_L}{L} \frac{dU_C}{dt} + \frac{1}{LC} U_C = 0 \quad (48)$$

Pour se placer dans le régime pseudo-sinusoidal, la relation suivante doit être vraie :

$$\frac{R^2}{L^2} < \frac{4}{LC} \quad (49)$$

Dès lors la tension aux bornes du condensateur s'écrit :

$$U_C(t) = V_0 \exp\left(-\frac{R_L}{2L} t\right) \cos(\omega t), \quad (50)$$

avec  $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$ .

Le courant se déduit par la relation :  $I = -C \frac{dU_C}{dt}$ .

Si on néglige l'influence du plasma sur le solénoïde (on verra plus loin que cette hypothèse est justifiée), la valeur de l'inductance s'évalue grâce à la formule classique des solénoïdes :

Caractérisation des décharges lumineuses et mise au point d'un système de chauffage

$$L = \mu_0 N^2 \frac{S}{l} \quad (51)$$

avec  $N$  le nombre de tours du solénoïde,  $S$  sa section et  $l$  sa longueur, et on peut estimer sa résistance interne avec la formule :

$$R_L = \rho_{Cu} \frac{l_{Cu}}{S_{Cu}} \quad (52)$$

avec  $\rho_{Cu} = 17.10^{-9} \Omega.m$  la résistivité du cuivre,  $l_{Cu}$  la longueur de câble en cuivre utilisée pour fabriquer le solénoïde et  $S_{Cu}$  la section de ce câble.

### Equations électromagnétiques

Le phénomène d'induction est décrit par l'équation (47) ou équation de Maxwell-Faraday. L'équation de Maxwell-Ampère quant à elle fait le lien entre le champ magnétique inducteur et la densité de courant qui lui donne naissance :

$$\overrightarrow{rot} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (53)$$

On peut exprimer la densité de courant induite dans le plasma  $\vec{j}$  en fonction du champ électrique par la loi d'Ohm :  $\vec{j} = \sigma_{pl} \vec{E}$  où  $\sigma_{pl}$  est la conductivité du plasma définie dans l'équation (31). Dans ce cas il vient :

$$\overrightarrow{rot} \times \vec{B} = \mu_0 \sigma_{pl} \vec{E} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (54)$$

Dans la suite des calculs nous ferons l'hypothèse que le solénoïde est infiniment long. Cela signifie que le domaine de validité de nos calculs se restreint à l'intérieur du solénoïde.

Du fait de la géométrie cylindrique dans laquelle nous nous trouvons et compte tenu des relations de symétrie, nous pouvons déjà écrire que le champ électrique dans le tube en verre est purement azimutal et ne dépend que du rayon  $E_\theta(r, t)$ , et le champ magnétique est orienté suivant l'axe du cylindre et ne dépend que du rayon  $B_z(r, t)$ .

En injectant l'équation (54) dans le rotationnel de l'équation (47) il vient :

$$\frac{\partial^2 E_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\theta}{\partial r} - \frac{E_\theta}{r^2} = \mu_0 \left( \sigma_{pl} \frac{\partial E_\theta}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial^2 E_\theta}{\partial t^2} \right) \quad (55)$$

Cette équation admet la solution complexe suivante [35]:

$$\widetilde{E}_\theta = H_{z0} \frac{k J_1(kr)}{i\omega\epsilon_0 k_p J_0(kR)} \quad (56)$$

avec  $R$  le rayon du tube en verre,  $H_{z0}$  la valeur du champ magnétique en  $r = R$ ,  $k_p = 1 - \frac{\omega_p}{\omega(\omega - i\nu_m)}$  et  $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{k_p}$ , et enfin  $J_1$  et  $J_0$  les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 1 et 0 respectivement.

### Chauffage du plasma

Les équations électromagnétiques sont reliées aux équations circuit par le biais des conditions aux limites : le courant traversant le solénoïde (équation circuit) impose le champ magnétique sur les bords du tube en verre  $H_{z0}$  (équation électromagnétique). Afin de calculer  $E_\theta(r)$ , identifions tout d'abord les paramètres d'entrée :

- La géométrie du solénoïde de chauffage (section, longueur et nombre de tours), afin de calculer son inductance  $L$ .
- L'amplitude et la fréquence du courant d'excitation.
- La densité électronique de la décharge luminescente avant le chauffage ainsi que la fréquence de collision pour le transfert du moment. Ces deux grandeurs servent à calculer la conductivité du plasma  $\sigma_{pl}$ .

Dans le tableau 1 nous exposons les résultats de calculs d'inductance, d'amplitude du courant traversant le solénoïde et de sa fréquence, des champs magnétique et électrique dans le plasma en  $r = R$ , et de puissance absorbée par le plasma, si on considère un solénoïde de  $N$  tours, sur une longueur  $l$ , dans lequel se décharge un condensateur de  $10nF$  chargé à  $10kV$ . On rappelle que le rayon du tube en verre que nous utilisons est de  $2,1cm$ . Les paramètres du plasma avant qu'il ne soit chauffé sont une densité électronique de  $10^9 cm^{-3}$  et une fréquence de collision de  $1GHz$ . Nous avons négligé la résistance interne du solénoïde.

Les grandeurs électriques telles que l'inductance, la fréquence et l'amplitude du courant ont été calculées en utilisant les formules classiques (voir la partie « Equations circuit »). Le champ électrique a été calculé grâce à la formule (56), de laquelle on



## Caractérisation des décharges luminescentes et mise au point d'un système de chauffage

déduit le champ magnétique d'après l'équation de Maxwell-Faraday (équation 47). Comme nous connaissons la conductivité du plasma, nous pouvons exprimer la densité de courant à l'intérieur de celui-ci  $j_{\theta}(r) = \sigma_{pl}E_{\theta}(r)$ . Nous avons alors estimé la puissance absorbée par le plasma par la formule des pertes par effet Joule :

$$P_{abs} = \iiint_{V_{plasma}} j_{\theta} E_{\theta} dV_{plasma} \quad (57)$$

Si la fréquence de travail est très petite devant la fréquence de collision, ce qui est le cas comme nous le voyons dans le tableau 1, alors la conductivité du plasma peut être approximée par sa conductivité en régime continu, qui est réelle :

$$\sigma_{pl} \approx \sigma_{DC} = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu_m}. \quad (58)$$

Enfin, d'après la loi de Lenz-Faraday, la force électromotrice induite aux bornes d'une boucle de courant est proportionnelle à la variation de flux magnétique à travers la boucle. C'est pourquoi nous souhaitons travailler à une fréquence la plus élevée possible. Nous donc avons choisi un condensateur nous permettant d'avoir une capacité faible ( $\omega = 1/\sqrt{LC}$ ) tout en supportant une tension de charge importante afin de stocker suffisamment d'énergie. Le choix d'un condensateur de  $10nF$  et d'une tension de charge de  $10kV$  a été fait compte tenu des technologies et du matériel qui étaient à notre disposition.

**Tableau 1 : Fréquence et amplitude du courant parcourant le solénoïde de chauffage, amplitude des champs électrique et magnétique en  $r = R$ , et puissance absorbée par le plasma en fonction des paramètres du solénoïde de chauffage.**

N	l[cm]	L[μH]	f[MHz]	I[kA]	B(R)[T]	E(R)[kV/m]	Pabs[W]
4	10	0,28	3,02	1,9	0,1	19	350
10	10	1,75	1,21	0,76	0,1	7,6	58
20	10	7,03	0,6	0,38	0,1	3,8	14
20	20	3,51	0,84	0,53	0,07	3,8	27

Pour une longueur de bobine donnée, on peut voir que la puissance absorbée par le plasma est d'autant plus grande que le nombre de tours est faible. Pour un nombre de tour donné, la puissance absorbée est proportionnelle à la longueur de la bobine. Il semblerait donc que nous ayons tout intérêt à utiliser une bobine possédant peu de tours sur une longueur importante. En réalité, nous sommes limités dans la longueur

du solénoïde car si les spires sont trop éloignées les unes des autres, on risque de perdre des lignes de champ magnétique. Nous sommes aussi limités dans notre choix du nombre de tours : en effet le câble servant à bobiner le solénoïde possède une inductance linéique propre (de l'ordre de  $1\mu H/m$ ), ce qui fixe une limite basse pour la valeur de l'inductance totale du dispositif. C'est pourquoi nous choisissons un nombre de tours tel que l'inductance géométrique (équation (51)) soit du même ordre de grandeur que l'inductance propre du câble (produit de la longueur de câble par la valeur de l'inductance linéique). Au vu de ces considérations nous avons donc opté pour un solénoïde constitué de 4 tours, sur une longueur de  $10cm$ . L'amplitude des champs magnétique et électrique à l'intérieur du tube est représentée sur la figure 51, lorsque celui-ci contient un pré-plasma dont la densité électronique est de  $10^9 cm^{-3}$ .

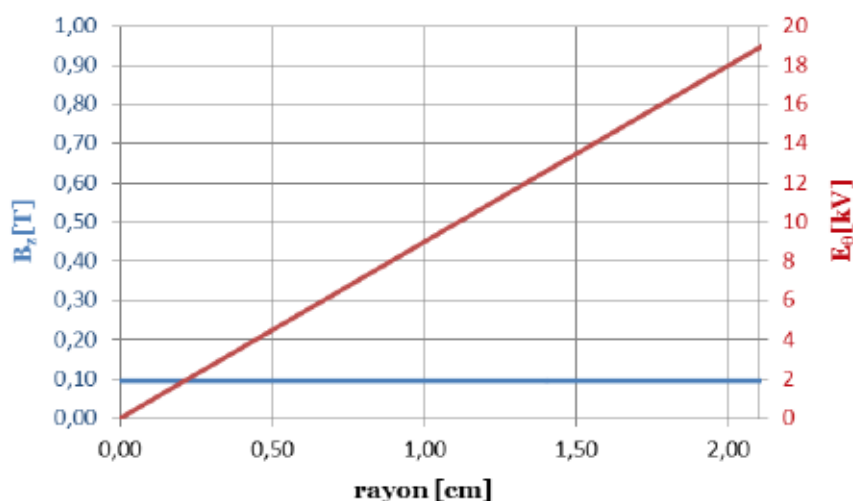


Figure 51 : Amplitude du champ électrique  $E_\theta$  et du champ magnétique  $B_z$  dans le tube en verre calculés lorsqu'un solénoïde de 4 tours est bobiné sur  $10cm$  autour du tube et qu'une capacité de  $10nF$  chargée à  $10kV$  se décharge dans ce solénoïde.

On peut noter que les champs, électrique comme magnétique, pénètrent le tube sur toute sa section, car l'épaisseur de peau pour la densité considérée est très grande devant le rayon du tube  $R$ . Ceci corrobore l'hypothèse que nous avons faite plus tôt selon laquelle le plasma a peu d'influence sur le circuit électrique de chauffage. Afin d'estimer l'ordre de grandeur de la densité électronique maximale atteignable, nous avons calculé que la puissance absorbée par le plasma était de  $350W$  (voir tableau 1). Si on considère que toute cette énergie est consacrée à l'ionisation, on calcule que sur une période d'oscillation l'énergie cédée au plasma est de l'ordre de  $10^{-4}J$ . Dans l'hélium, sachant que l'énergie de première ionisation est de  $24,58eV$ , cela représente  $2,5 \cdot 10^{13}$  électrons. Ramené au volume de plasma situé à l'intérieur de la bobine, cela représente une densité de l'ordre de  $10^{11} cm^{-3}$ , soit un gain de deux ordres de grandeur

sur la densité de départ du plasma. Cependant ce résultat est à nuancer. En effet, nous avons supposé que toute l'énergie couplée était consacrée à l'ionisation, or on sait qu'une partie de cette énergie est perdue aux parois diélectriques, une autre partie est convertie en agitation thermique (voir remarque sur le mécanisme de chauffage) et enfin une partie de cette énergie est rayonnée. Cependant, avec l'estimation que nous avons faite, on voit que notre système de chauffage devrait augmenter significativement la densité électronique. De plus, la puissance absorbée augmentant avec la densité électronique, on s'attend à une croissance exponentielle de celle-ci.

### **Remarque sur le mécanisme de chauffage**

On peut penser que le mécanisme menant à l'augmentation de la densité électronique par chauffage inductif est l'ionisation par impact électronique. Bien que cela soit vrai, il est important de noter que ce n'est pas un mécanisme direct : les électrons accélérés par le champ électrique induit ne donnent pas forcément lieu à une ionisation. En revanche, l'énergie qu'ils ont acquise durant cette phase d'accélération est relaxée dans toute la distribution électronique, ce qui a pour effet d'augmenter sa température. C'est pour cette raison que l'on parle de « chauffage ». Or, dans ce genre de décharges (peu denses et froides) l'ionisation est causée par la queue « haute énergie » de la distribution électronique. Par conséquent, en augmentant la température de la distribution, on augmente le nombre d'électrons « haute énergie », susceptibles d'ioniser les neutres.

## **b. Réalisation.**

### **Le solénoïde**

Dans la partie précédente, nous avons vu qu'il était préférable de minimiser le nombre de tours du solénoïde et par conséquent son inductance. L'inductance d'une bobine réelle est composée d'une partie géométrique et d'une partie liée au câble de bobinage qui possède une inductance linéique. Nous avons déjà vu que cette dernière imposait une limite basse à l'inductance totale. On désire donc la minimiser dans le but d'augmenter l'efficacité du chauffage. La longueur de câble étant fixée par les paramètres que nous avons calculés (4 tours sur 10cm), nous pouvons agir sur la valeur de l'inductance linéique (en  $H/m$ ). Pour cela, nous utilisons un câble plat. De cette manière, on rallonge le chemin parcouru par les lignes de champ magnétique autour du câble. En vertu du théorème d'Ampère, le champ magnétique diminue par rapport



## Caractérisation des décharges luminescentes et mise au point d'un système de chauffage

à un câble cylindrique pour un même courant, et par définition l'inductance linéique du câble est plus faible.

Dans cet esprit nous avons fabriqué un câble composé de quatre fils de cuivre de  $2\text{mm}$  de diamètre soudés côte à côte (figure 52). Le bobinage du solénoïde a été effectué directement autour du tube en verre (figure 52). Sur la figure se trouve une photo d'un solénoïde de chauffage de test. Nous l'avons utilisé seulement muni de diagnostics électriques (sonde de courant et de tension) dans le but de tester le circuit de stockage d'énergie mais aussi afin d'avoir une confirmation visuelle du bon fonctionnement du système de chauffage. Cependant comme nous souhaitions mesurer la densité électronique atteinte avec le système de chauffage par interférométrie radiofréquence, nous avons fabriqué un deuxième solénoïde plus long, afin de nous permettre de faire passer l'onde radiofréquence au milieu.



Figure 52 : Photo du solénoïde de chauffage.

On pourra aussi noter qu'une prise de type « banane » est soudée directement sur l'une des extrémités du solénoïde, afin d'effectuer la liaison avec le câble haute tension en sortie du circuit de stockage de l'énergie que nous allons à présent décrire. De cette manière nous introduisons le moins d'inductance parasite possible.

### **Le circuit de stockage de l'énergie**

Pour réaliser le circuit de charge, nous avons modifié un générateur existant. Celui-ci était à la base dimensionné pour produire un créneau de tension de hauteur variable entre  $10\text{kV}$  et  $20\text{kV}$ , d'une durée de  $600\text{ns}$ . Après avoir retiré les inductances servant à mettre en forme le signal, nous avons un banc de cinq condensateurs de  $2,5\text{nF}$  montés



## Caractérisation des décharges lumineuses et mise au point d'un système de chauffage

en parallèle, pouvant être chargés entre  $10kV$  et  $20kV$ . Ce circuit est déclenché par un éclateur à gaz, et l'onde de tension est amenée à la charge (le solénoïde de chauffage) par un câble haute tension. Aucune adaptation d'impédance n'a été réalisée ici puisque le principe même de la décharge oscillante d'un condensateur dans une bobine repose sur les allers et retours de l'énergie entre le solénoïde et le condensateur.

La modification d'un circuit existant, nous a permis d'utiliser directement son circuit de commande pour le déclenchement, ainsi que le circuit de puissance nécessaire pour générer des tensions de charge de l'ordre de la dizaine de kilovolt.

### c. Mesures.

Comme ce système de chauffage est impulsionnel nous avons utilisé le seul de nos diagnostics permettant d'avoir une mesure de la densité électronique sur des temps de l'ordre de la  $\mu s$  : l'interféromètre radiofréquence.

La configuration expérimentale est représentée sur la photo de la figure 53. On utilise le banc de test déjà présenté, autour duquel nous avons bobiné le solénoïde de chauffage. De part et d'autre du tube en verre on installe l'émetteur et le récepteur du bras de mesure de l'interféromètre. On visualise à l'oscilloscope le signal de sortie de l'interféromètre. Ce signal, prétraité par le boîtier de commande de l'appareil de mesure, est proportionnel à la densité de la manière suivante :  $1mV/10^9cm^{-3}$ .

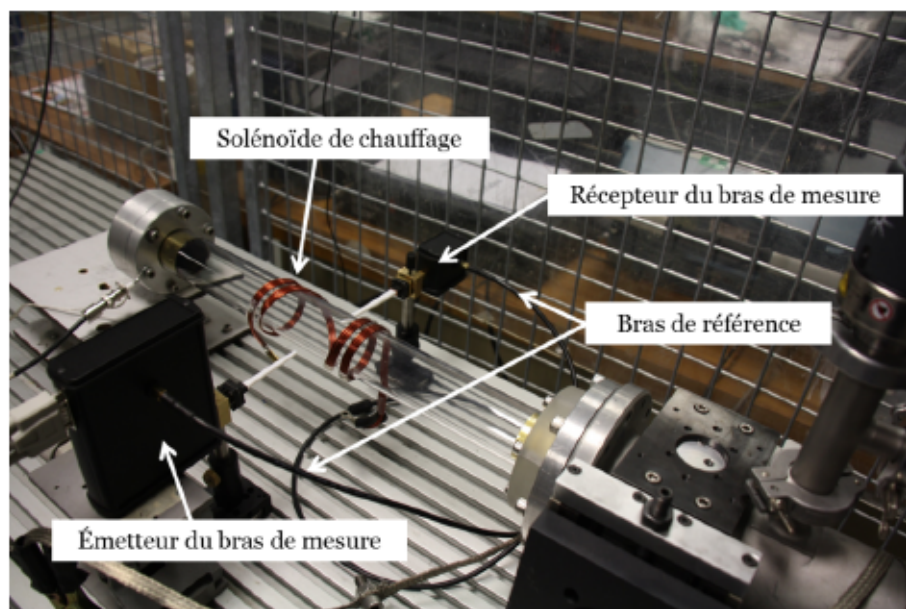


Figure 53 : Configuration expérimentale pour la mesure de la densité électronique dans une décharge lumineuse chauffée par un système inductif.

## Caractérisation des décharges lumineuses et mise au point d'un système de chauffage

Sur la figure 53, le circuit de stockage d'énergie n'est pas branché par soucis de clarté.

En plus de l'interféromètre, nous avons utilisé :

- Une sonde de courant PEARSON, modèle 410 [37], pour mesurer le courant traversant le solénoïde de chauffage. Sa sensibilité est de  $0,1V/A$  et sa bande passante est de  $20MHz$ .
- Une photodiode THORLABS DET 100 AM [38] pour mesurer la lumière émise par le plasma lors du chauffage. Sa résolution temporelle est de  $10ns$ .

Pour effectuer une mesure, dans un premier temps on se place dans les conditions de pression que l'on a choisies auparavant, en agissant sur la vanne d'injection de gaz. Ensuite on allume le circuit de stockage d'énergie et on règle la tension de charge. On peut alors allumer une décharge lumineuse continue. L'expérience montre qu'un très faible courant dans la décharge lumineuse est suffisant pour initier le chauffage inductif. En revanche l'impulsion de courant circulant dans le solénoïde ne suffit pas à déclencher le chauffage à elle seule. Finalement on déclenche le chauffage par un signal TTL envoyé au système de stockage d'énergie. Le déclenchement de l'oscilloscope est synchronisé sur ce même signal.

La figure 54 donne les formes typiques des signaux obtenus sur les trois diagnostics.

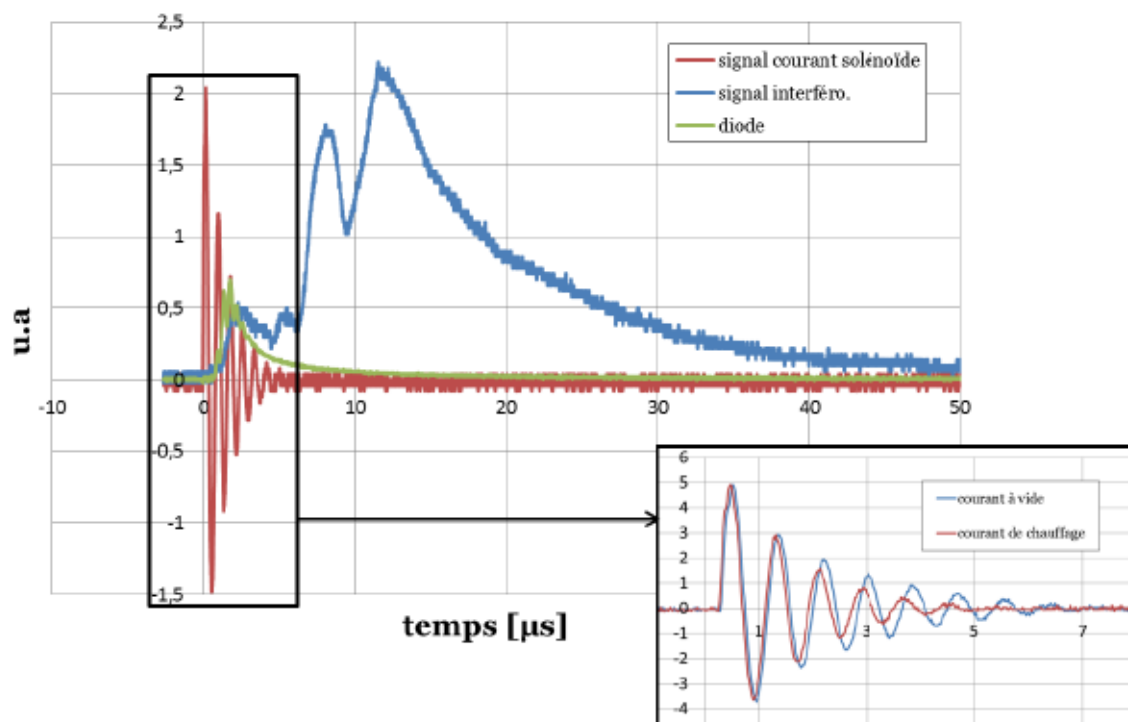


Figure 54 : Signaux de mesures typiques relevés pendant le chauffage inductif d'une décharge lumineuse. Conditions :  $P = 5 \cdot 10^{-2} mbar$ , tension de charge du système de chauffage  $V_0 = 10kV$  et courant initial dans la décharge lumineuse  $I = 5mA$ .



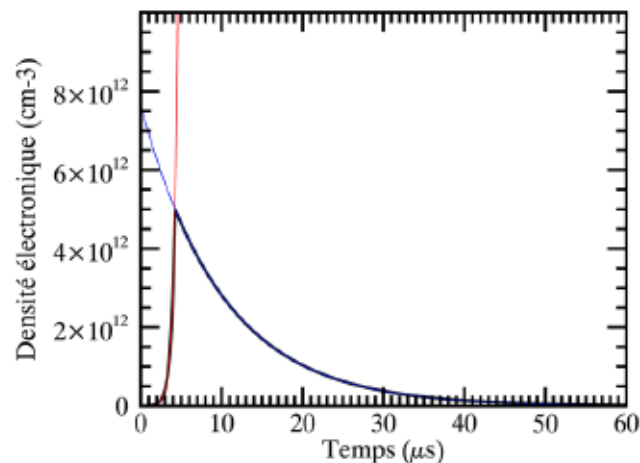
## Caractérisation des décharges luminescentes et mise au point d'un système de chauffage

La courbe rouge représente le courant traversant le solénoïde de chauffage. L'amplitude du premier pic correspond à un courant de 840A et la pseudo-fréquence d'oscillation est de 1,22MHz. On ne retrouve pas les valeurs du tableau 1 car en pratique des inductances supplémentaires agissent sur le comportement du système. Ces inductances se trouvent dans l'alimentation et le câble haute tension. Sur la figure 54 nous montrons un grossissement du signal de courant traversant le solénoïde lors du chauffage. Ce même signal de courant est représenté lorsque qu'aucun chauffage n'a lieu. Lorsque le chauffage du plasma a lieu, on observe que la pseudo-période diminue progressivement mais aussi que le temps caractéristique de décroissance du courant passe d'environ 1,8 $\mu$ s à 1,4 $\mu$ s. La dissipation plus rapide de l'énergie stockée dans le circuit de chauffage est une preuve du couplage entre la bobine et le plasma et par conséquent de l'absorption par ce dernier d'une certaine énergie.

La courbe verte représente le signal issu de la photodiode. Cette dernière est sensible à l'intensité lumineuse du plasma qui est liée à l'énergie (température) des électrons. On voit que celle-ci croît considérablement sous l'influence des oscillations de courant puis décroît avec une constante de temps d'environ 1,8 $\mu$ s. L'intensité lumineuse émise par le plasma est maximale après deux à trois périodes d'oscillations du courant. On peut aussi noter qu'elle varie selon le double de la fréquence du courant d'excitation (cet effet est bien visible sur la figure 57, sur le graphe du milieu). En effet le courant circulant dans le plasma étant une image du courant circulant dans le solénoïde de chauffage, il est logique que ceux-ci soient en phase, et que par conséquent on observe un maximum de l'intensité lumineuse du plasma à chaque extremum du courant.

L'élévation de température que traduit le signal de la photodiode témoigne d'une augmentation de l'ionisation dans le plasma comme le montre la courbe bleue, signal de sortie de l'interféromètre. Cependant, à première vue, la forme de ce signal échappe à toute interprétation physique. En effet, on ne s'attend pas à voir la densité électronique varier d'une manière si désordonnée et surtout il est difficile d'expliquer que le maximum de densité arrive après 12 $\mu$ s, lorsque plus aucun courant ne circule dans le solénoïde et que le plasma émet une lumière négligeable par rapport au maximum enregistré par la photodiode. Quelles que soient les conditions expérimentales, la forme du signal de l'interféromètre résiste à une interprétation physique. Néanmoins pour tenter une explication nous avons exploré l'hypothèse selon laquelle la densité atteinte lors du chauffage est telle qu'elle engendre des sauts de phase de  $2\pi$ . Si tel est le cas, la résolution temporelle de l'interféromètre (entre 1 et 10 $\mu$ s selon le constructeur) adoucirait la forme abrupte de ces sauts. Pour appuyer ces propos, nous avons calculé, pour un profil de densité électronique donné, le déphasage de l'onde traversant le plasma, puis par convolution de ce signal avec une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur donne la résolution de l'interféromètre, nous avons reconstruit le signal de sortie de l'interféromètre. De cette manière nous pouvons observer l'effet de la résolution de l'interféromètre sur son signal de sortie, notamment

lorsque des sauts de  $2\pi$  apparaissent dans la mesure. La figure 55 présente la forme de la courbe de densité électronique en fonction du temps que nous avons construite. Pour construire ce signal, nous nous sommes basés sur les constantes de temps de montée et de descente que l'on observe sur les signaux expérimentaux des photodiodes, c'est-à-dire respectivement  $0,5\mu\text{s}$  et  $10\mu\text{s}$ .



**Figure 55 : Construction d'une courbe de d'évolution de la densité électronique en fonction du temps grâce à deux exponentielles de constante de temps égale à  $0,5\mu\text{s}$  (rouge) et  $10\mu\text{s}$  (bleu).**

Ensuite nous avons calculé le déphasage exact entre une onde électromagnétique à la fréquence de  $26,5\text{GHz}$  se propageant dans le vide et cette même onde se propageant dans  $4,2\text{cm}$  de plasma (diamètre du tube en verre), grâce à l'équation (42). La figure 56 montre le résultat de ce calcul pour trois profils temporels de densité électronique du plasma. Chaque profil a été construit de la même manière que sur la figure 55, seule la valeur maximale de la densité change et prend respectivement les valeurs :  $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  et  $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Sur la figure 56, nous avons aussi tracé l'allure de ce même déphasage lorsqu'il est mesuré par un interféromètre dont la résolution temporelle vaut  $2\mu\text{s}$ . Pour obtenir ces courbes nous effectuons la convolution du déphasage exact par une gaussienne de largeur à mi-hauteur  $2\mu\text{s}$ .



## Caractérisation des décharges lumineuses et mise au point d'un système de chauffage

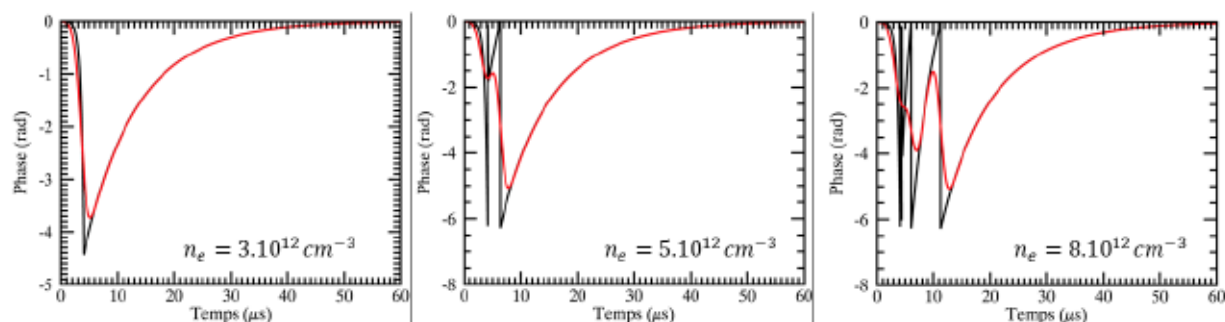


Figure 56 : Calcul du déphasage exact et du déphasage mesuré par un interféromètre dont la résolution vaut  $2\mu\text{s}$ , pour différents profils de densité, en fonction du temps.

Tout d'abord on remarque que sur la courbe du déphasage exact de gauche, celui-ci n'atteint pas  $2\pi$ , alors que sur la courbe du milieu on observe un saut de phase. Cela nous permet de dire que la première valeur de densité électronique pour laquelle on a un saut de  $2\pi$  se situe entre  $3.10^{12}\text{cm}^{-3}$  et  $5.10^{12}\text{cm}^{-3}$ .

Ensuite on peut voir que la résolution temporelle de l'interféromètre a pour effet de « lisser » les variations rapides de phase. Ainsi, sur les courbes de gauche, alors que la valeur du déphasage réel est de  $-4,5\text{rad}$ , on ne mesure que  $-3,7\text{rad}$ . Cependant l'effet de la résolution temporelle de la mesure est encore plus gênant si des sauts de phase entrent en jeu. En effet, sur les courbes du milieu et de droite on peut voir que l'appareil est totalement incapable de suivre les variations très rapides de la phase lors de la croissance de la densité électronique. En revanche lorsque celle-ci diminue, la constante de temps associée à cette décroissance étant bien plus lente ( $10\mu\text{s}$ ), le signal de l'interféromètre peut suivre l'évolution de la phase et on observe bien les sauts de  $2\pi$ .

Si on convertit le signal de sortie de l'interféromètre de la figure 54 (courbe bleue) en unité de densité électronique, on remarque que les deux pics situés aux alentours de  $10\mu\text{s}$ , valent respectivement  $1,7.10^{12}\text{cm}^{-3}$  et  $2,1.10^{12}\text{cm}^{-3}$ . Ces valeurs sont proches de l'intervalle dans lequel nous avons calculé l'apparition d'un saut de phase. De plus la forme des signaux de la figure 56 ressemble bien aux signaux de sortie de l'interféromètre que l'on observe expérimentalement, sur la figure 54 notamment. C'est pourquoi les calculs que nous venons de présenter soutiennent bien l'hypothèse selon laquelle nous observons des sauts de phase bien trop rapides lors de la croissance de la densité électronique pour être suivi par notre appareil de mesure.

**Remarque :** Bien que les valeurs maximales de densité électronique soient difficilement accessibles grâce aux signaux de l'interféromètre, on peut comparer les mesures entre elles en regardant à quel temps apparaît la dernière décroissance du

## Caractérisation des décharges lumineuses et mise au point d'un système de chauffage

signal. Comme nous l'avons vu, plus la densité est grande plus la dernière décroissance arrive tardivement.

Sur la figure 57, nous avons représenté les signaux de mesures pour des pressions de neutres de  $2,5 \cdot 10^{-2} \text{mbar}$  et  $5 \cdot 10^{-2} \text{mbar}$ . Les autres paramètres expérimentaux sont identiques : tension de charge  $V_0 = 10 \text{kV}$  et courant initial de décharge lumineuse  $I = 0,5 \text{mA}$ .

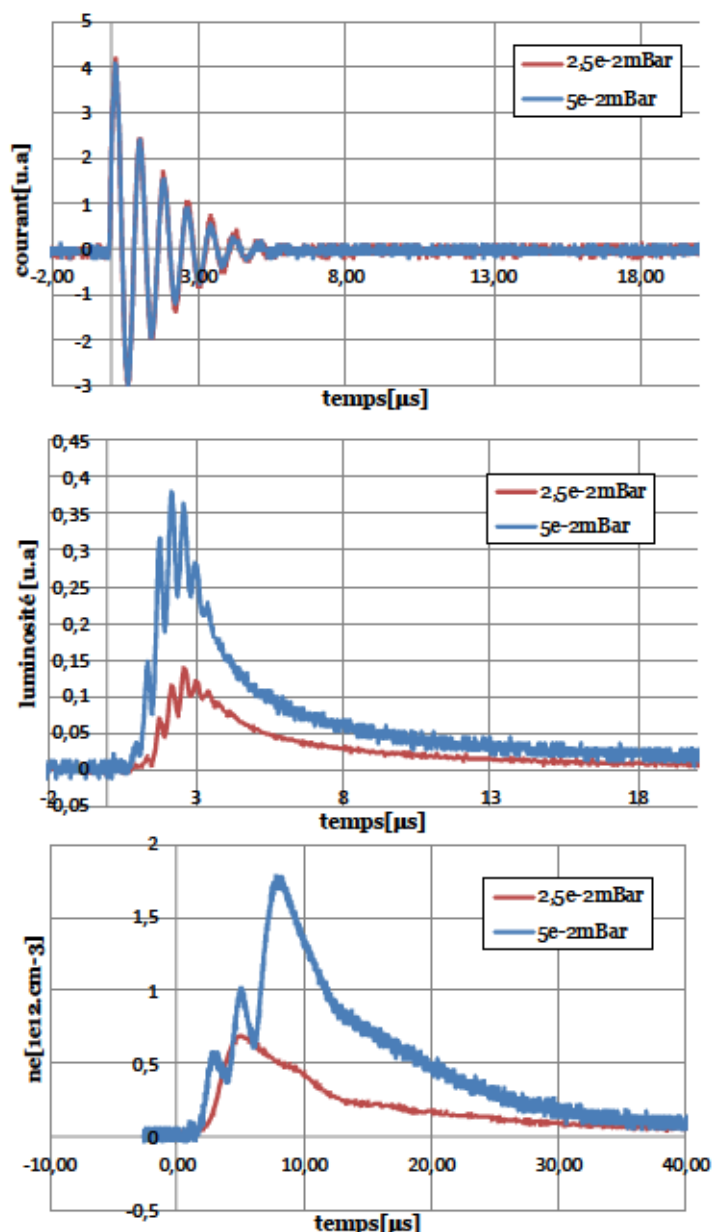


Figure 57 : Signaux expérimentaux relevés lors du chauffage d'une décharge dont le courant initial est de  $0,5 \text{mA}$  avec une tension de charge de  $10 \text{kV}$ . Les courbes bleues ont été prises pour une pression de neutre de  $5 \cdot 10^{-2} \text{mbar}$  et les courbes rouges pour  $2,5 \cdot 10^{-2} \text{mbar}$ .

Les oscillations de courant sont légèrement plus amorties lorsque la pression est plus haute, ce qui dénote une absorption supérieure du plasma, et par conséquent on s'attend à une densité électronique plus grande. Cette tendance est confirmée par l'émission lumineuse du plasma, qui est environ trois fois plus élevée à plus haute pression. On note que la densité électronique supérieure à haute pression est bien plus visible sur les signaux de la photodiode que sur les signaux de courant. Enfin, bien que les signaux de l'interféromètre soient distordus par les effets dont nous avons parlé, nous savons que l'on peut se fier à la dernière décroissance du signal. Sur la figure 57 on peut voir que l'instant auquel apparaît cette dernière décroissance arrive  $2\mu\text{s}$  plus tard pour la pression la plus haute. Cela démontre que la densité électronique est montée plus haut dans le cas où  $P = 5.10^{-2}\text{mbar}$  que dans le cas où  $P = 2,5.10^{-2}\text{mbar}$ , confirmant par cette occasion les observations liées aux deux autres diagnostics. En résumé, dans la gamme de pression  $10^{-2}\text{mbar} < P < 10^{-1}\text{mbar}$ , la densité électronique obtenue par chauffage inductif augmente avec la pression. Avant d'interpréter ce résultat, rappelons que le mécanisme menant au chauffage du plasma vient de la relaxation de l'énergie communiquée aux électrons sur l'ensemble de leur distribution des vitesses. Ce phénomène engendre une augmentation de la température électronique. Comme ce sont les électrons les plus énergétiques qui participent à l'ionisation, l'augmentation de la température s'accompagne d'une augmentation du nombre d'électrons participant à ce processus, et par conséquent une augmentation de l'ionisation et de la densité électronique.

A présent nous allons étudier l'effet du courant de la décharge luminescente servant à initier le chauffage. Sur la figure 58, d'une manière identique à la figure 57, nous avons tracé les signaux expérimentaux lorsque le courant initial vaut  $0,5\text{mA}$  et  $5\text{mA}$ . Les autres paramètres sont identiques, c'est-à-dire une pression de neutre de  $5.10^{-2}\text{mbar}$ , et une tension de charge  $V_0 = 10\text{kV}$ .

## Caractérisation des décharges luminescentes et mise au point d'un système de chauffage

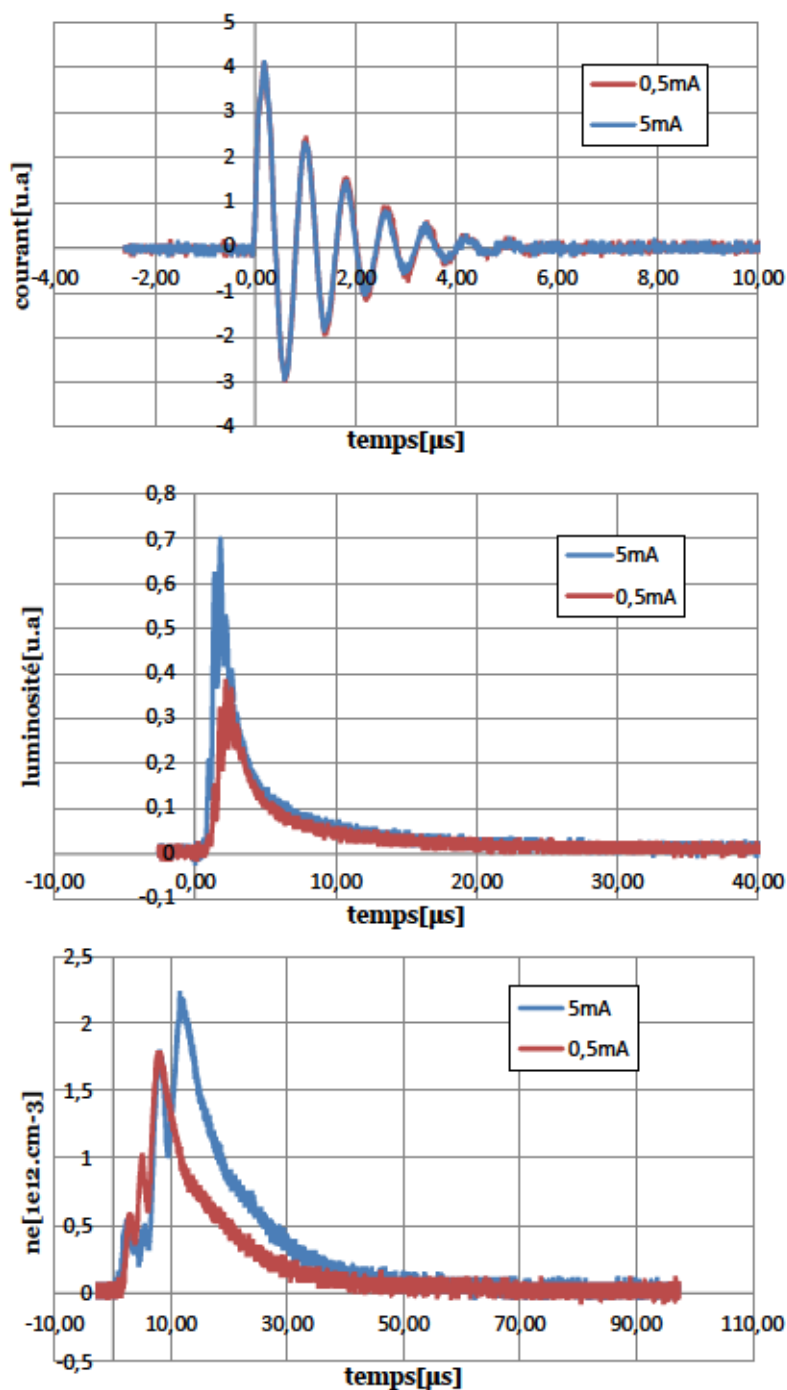


Figure 58 : Signaux expérimentaux relevés lors du chauffage d'une décharge dont la pression de neutre est de  $5 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$  avec une tension de charge de  $10 \text{ kV}$ . Les courbes bleues ont été prises pour un courant initial de  $5 \text{ mA}$  et les courbes rouges pour  $0,5 \text{ mA}$ .

Bien que la différence soit moins marquée que lorsque nous avons étudié l'effet de la pression de neutres, les signaux expérimentaux indiquent une densité électronique



plus grande lorsque le courant initial est plus important : on observe un amortissement très légèrement supérieur sur les signaux de courant, une intensité lumineuse deux fois supérieure et un pic sur le signal d'interféromètre retardé de  $3\mu\text{s}$  qui peut indiquer qu'un nombre plus grand de sauts de  $2\pi$  a été franchi (voir figure 56). Dans le chapitre III nous avons vu que la densité électronique dans une décharge luminescente était proportionnelle au courant la traversant. Donc en augmentant le courant initial, nous augmentons le nombre d'électrons libres dans le plasma, ce qui permet un emballement plus rapide de leur température, et donc nous atteignons des densités électroniques plus hautes.

Pour conclure sur ces mesures de densité électronique pendant le chauffage de la décharge, nous avons remarqué des formes de signaux anormales sur l'interféromètre que nous avons attribué à l'effet de sa résolution temporelle et à des sauts de phase de  $2\pi$ . Bien qu'il soit alors compliqué de déduire des estimations de la densité électronique durant le chauffage, nous pouvons dire que celle-ci est assez grande pour provoquer des sauts de phase. Grâce à l'équation (46), on calcule que la densité électronique provoquant un déphasage de  $2\pi$  dans notre cas est :  $n_e = 4,9.10^{12}\text{cm}^{-3}$ . Par conséquent on peut déjà dire que  $n_e > 4,9.10^{12}\text{cm}^{-3}$ . Nous avons aussi pu voir que la densité électronique augmentait avec le courant de décharge initial ainsi que la densité de neutre. Quoiqu'il en soit, il est fort probable que la densité électronique que nous atteignons soit de l'ordre de  $10^{13}\text{cm}^{-3}$ , ce qui dépasse le cadre que nous nous étions fixés lors du premier chapitre. Cependant, comme nous avons vu que la décroissance du signal de l'interféromètre estimait bien la valeur de la densité électronique, nous pourrions envisager de synchroniser le fonctionnement de l'injecteur de FEVAIR avec un instant donné de cette décroissance. De cette manière nous pouvons choisir la densité électronique du plasma. En revanche cela impose que l'on résolve les problèmes de reproductibilité des décharges que nous avons pu rencontrer sur le banc de test.

### **3. Synthèse sur l'étude des décharges luminescentes.**

Les raisons qui nous ont poussés à étudier les décharges luminescentes pour notre application sont leur stabilité temporelle et la simplicité de leur mise en œuvre. Pour des longueurs de décharge aux alentours de  $50\text{cm}$ , la pression minimale autorisant l'apparition d'une décharge luminescente est de quelques  $10^{-2}\text{mbar}$ . Concernant la densité électronique, on peut retenir que des courants de décharge entre  $10\text{mA}$  et

## Caractérisation des décharges luminescentes et mise au point d'un système de chauffage

100mA donnent lieu à des densités entre  $10^9 \text{cm}^{-3}$  et  $10^{10} \text{cm}^{-3}$ . Enfin on soulignera des problèmes de reproductibilité.

Le système de chauffage inductif que nous avons mis au point présente un intérêt double : balayer l'ensemble de la gamme de densité qui nous intéresse et produire des plasmas dont le degré d'ionisation est bien supérieur à  $10^{-3}$  (voir conclusion du chapitre 1). Nous avons pu constater que ce dispositif fonctionnait, d'une part visuellement, le chauffage est accompagné d'un flash lumineux, et d'autre part grâce aux signaux expérimentaux. Cependant le chauffage est si intense et rapide que les caractéristiques de l'interféromètre nous empêchent de suivre l'évolution de la densité électronique. Grâce à une analyse plus poussée des signaux expérimentaux, nous pouvons dire que celle-ci atteint certainement des valeurs de l'ordre de  $10^{13} \text{cm}^{-3}$ . Par contre, nous avons remarqué une grande sensibilité du chauffage au courant initial de décharge luminescente. Comme nous maîtrisons mal la reproductibilité de ces dernières, un travail de fiabilisation reste à réaliser concernant le chauffage. La production d'une densité électronique de l'ordre de  $10^{12} \text{cm}^{-3}$  dans une pression de neutre de quelques  $10^{-2} \text{mbar}$ , donne un degré d'ionisation de  $10^{-3}$  environ. Au premier chapitre de ce document nous avons vu que pour s'affranchir de l'effet de l'ionisation directe des neutres par le faisceau, le degré d'ionisation du plasma devait être supérieur à  $10^{-3}$ . Nous n'avons pas pu générer de tels plasmas car la pression minimale nous permettant de produire une décharge luminescente, et par conséquent des électrons primaires pour initier le chauffage, est de quelques  $10^{-2} \text{mbar}$ . Afin de pouvoir exploiter le système de chauffage inductif dans le futur, il est donc nécessaire de trouver une nouvelle méthode permettant de générer un pré-plasma à partir d'une pression de neutre de l'ordre de  $10^{-3} \text{mbar}$ .

## IV. Adaptation d'une cellule plasma au passage d'un faisceau.

Dans les chapitres II et III nous avons présenté un système permettant de générer des décharges luminescentes dans un tube en verre à partir d'électrodes creuses et nous avons vu que la densité électronique dans ce type de configuration pouvait atteindre  $10^{10} \text{cm}^{-3}$ . Dans ce chapitre, nous allons présenter la conception de ce que nous avons appelé une « cellule plasma », c'est-à-dire un dispositif capable de générer un plasma et adaptable sur la ligne d'un faisceau de particules. Bien que le degré d'ionisation des décharges luminescentes soit trop faible par rapport au critère fixé au chapitre 1, le passage d'un faisceau intense d'électrons à travers un tel dispositif présente des difficultés autres, comme nous allons le voir. Cette raison nous a motivé à travailler à la conception d'une première version de cellule plasma.

L'utilisation d'électrodes creuses a été pensée dans le but de propager un faisceau dans un plasma. Cependant l'intégration d'un tel dispositif sur une ligne faisceau demande de nombreuses adaptations. On peut séparer cette problématique en deux points :

- D'un côté les contraintes liées à ce que nous appellerons la séparation des volumes. En effet, afin de propager un faisceau d'électrons, il est important de maintenir un vide de l'ordre de  $10^{-6} \text{mbar}$  dans l'espace de propagation afin de limiter les perturbations du faisceau dues à d'éventuelles collisions. Mais comme nous l'avons vu, la pression de neutre minimale sous laquelle nous pouvons générer une décharge luminescente est de l'ordre de  $10^{-2} \text{mBar}$ . Il est donc important de mettre au point une interface entre le volume de la décharge luminescente et celui de l'accélérateur. Comme nous le verrons dans la deuxième partie de ce chapitre, la mise au point de cette interface implique différentes contraintes.
- D'autre part le passage d'un faisceau électronique relativiste intense et la génération d'une décharge luminescente signifie que des potentiels électriques d'ordre de grandeurs très différents sont présents dans un volume restreint. Nous analyserons ces contraintes et proposerons des solutions dans la partie trois de ce chapitre.

Mais dans un premier temps, avant de parler de l'intégration d'une cellule plasma sur la ligne d'un faisceau, nous présenterons le moyen expérimental sur lequel nous avons travaillé : l'injecteur de FEVAIR.



## 1. Présentation de l'injecteur de FEVAIR.

Le moyen expérimental FEVAIR est actuellement en cours de montage sur le CESTA. Le « Faisceau d'Electrons pour la Validation d'un Accélérateur à Induction de Radiographie » consiste en un injecteur ainsi que quatre cellules accélératrices délivrant un faisceau de  $5\text{MeV}$  et  $2\text{kA}$  sur une cible de conversion.

Afin de réaliser les expériences liées à ce sujet de thèse nous avons utilisé l'injecteur de FEVAIR (voir photo de la figure 59) qui délivre quant à lui un faisceau d'électrons de  $4\text{MeV}$  et  $2\text{kA}$ , d'une durée de  $60\text{ns}$ .



Figure 59 : Photographie de l'injecteur de FEVAIR.

Le premier étage de cet injecteur est constitué d'un banc de capacités en parallèle chargé à  $-100\text{kV}$ . Ces capacités sont déchargées dans un transformateur élévateur grâce à un éclateur. A la sortie du transformateur la tension est de  $-1,5\text{MV}$  et vient charger un dispositif appelé « ligne blumlein ». Le schéma de la figure 60 résume les étapes que nous venons de décrire.



## Adaptation d'une cellule plasma au passage d'un faisceau

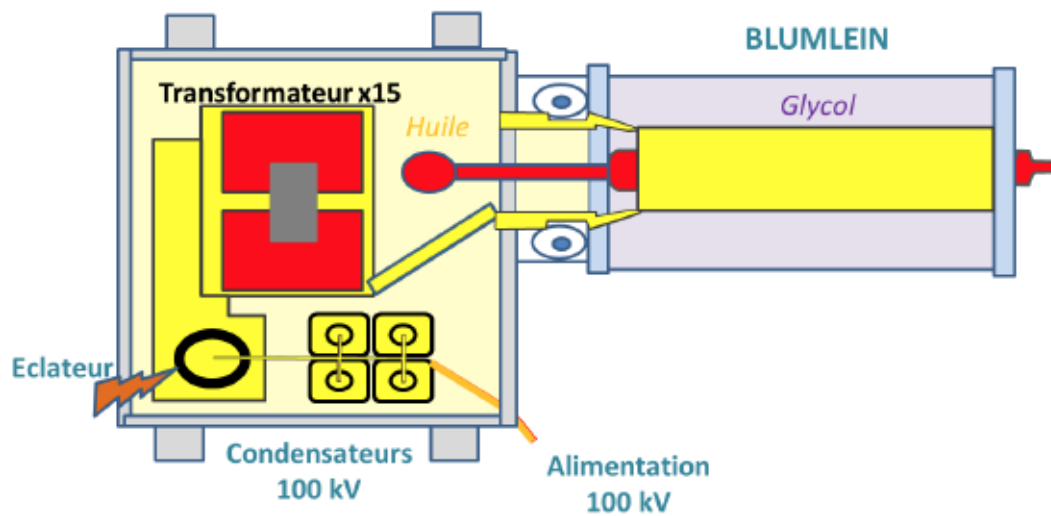


Figure 60 : Schéma du banc de puissance primaire suivi de la ligne blumlein.

La description détaillée du fonctionnement de la ligne blumlein dépasse le cadre de cette thèse. En résumé, une ligne de ce type permet de générer un créneau haute tension de la valeur de la tension de charge, ici  $-1,5MV$ . Son principe repose sur l'utilisation d'une ligne triaxiale.

Ensuite par l'intermédiaire d'un éclateur à gaz déclenché par laser, on décharge la ligne blumlein dans une ligne de transmission élévatrice dont un schéma est donné sur la figure 61.

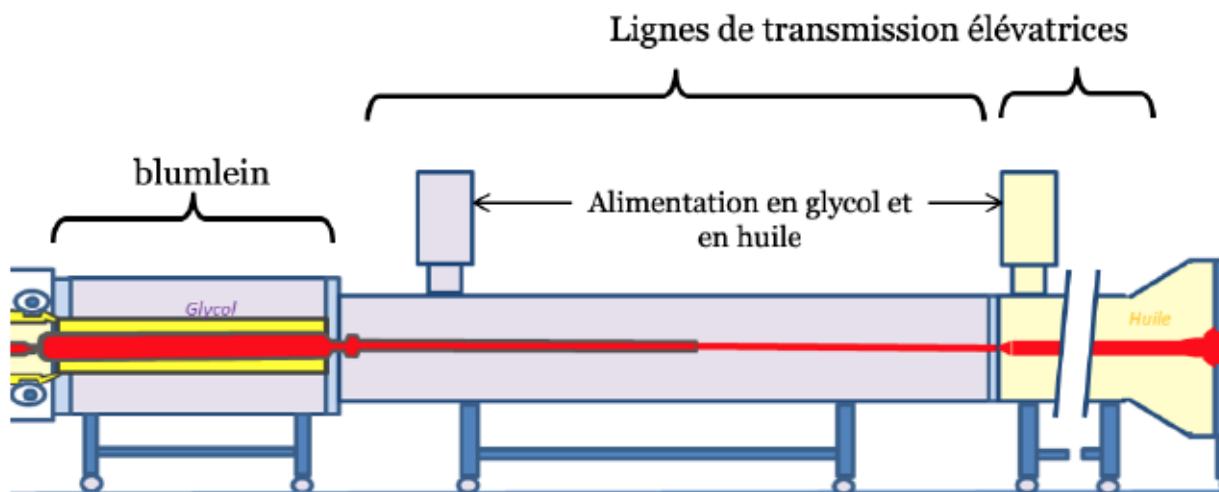


Figure 61 : Schéma de la ligne blumlein suivi des lignes de transmission de l'injecteur FEVAIR.

Les lignes de transmission élévatrices sont des lignes coaxiales : elles sont composées d'une âme centrale de rayon  $r_i$  et d'une gaine de rayon  $r_o$  reliée à la masse. L'élévation de tension est créée par la désadaptation successive de différents tronçons de ligne. En effet, l'impédance par unité de longueur d'une ligne coaxiale est donnée par la formule suivante [39]:

$$Z = \frac{\sqrt{\mu_0 \mu_r / \epsilon_0 \epsilon_r}}{2\pi} \ln \left( \frac{r_o}{r_i} \right) \quad (59)$$

où  $\mu_r$  et  $\epsilon_r$  sont respectivement la perméabilité et la permittivité relative du matériau se trouvant entre l'âme et la gaine. En diminuant le rayon de l'âme, l'impédance augmente. Le courant circulant sur l'âme étant constant, cela conduit à une augmentation de la tension. De la même manière, en changeant le diélectrique d'une ligne pour un autre ayant une permittivité relative plus petite, l'impédance augmente. C'est la raison pour laquelle la première ligne contient du glycol ( $\epsilon_r \approx 37$ ) et la deuxième de l'huile ( $\epsilon_r \approx 2,3$ ). Ainsi, au bout de la ligne de transmission de l'injecteur on obtient une tension de  $-4MV$ . Le temps de propagation d'une onde électromagnétique à travers une ligne de longueur  $l$  s'exprime de la manière suivante [40]:  $t_p = l \frac{\sqrt{\mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r}}{c}$ . Ainsi la longueur des lignes est réglée de sorte que le plateau de tension au bout de la ligne de transmission soit isolé temporellement des rebonds liés à la désadaptation. C'est pourquoi la ligne de transmission de l'injecteur de FEVAIR s'étend sur une longueur de  $13m$ , au bout de laquelle se trouve la diode émettrice.

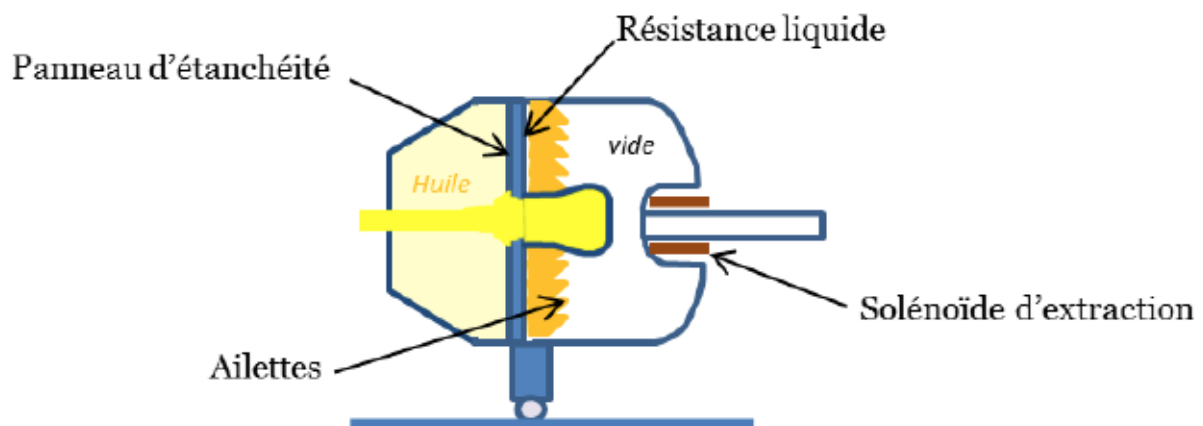


Figure 62 : Schéma de la diode et des différents éléments qui l'accompagnent.

La diode est un système répondant à des fonctions complexes, c'est pourquoi, comme on peut le voir sur la figure 62, il est composé de plusieurs éléments. L'âme de la ligne de transmission est représentée en jaune. En fin de ligne, elle est plongée dans l'huile.

Cependant afin d'émettre des électrons la surface émettrice de la diode doit être dans le vide. Un panneau, représenté en bleu foncé sur la figure 62, assure l'étanchéité de l'interface huile/vide. La surface émettant les électrons est appelée la cathode. Nous reviendrons sur les mécanismes d'émission un peu plus loin dans cette partie. Durant le processus menant à l'émission d'un faisceau d'électrons, l'impédance de la diode seule varie : durant le front de montée de l'onde de tension aucun électron n'est encore émis et l'impédance est par conséquent infinie. Au contraire, lorsque les électrons sont émis, l'impédance chute. La forte variation relative d'impédance rend toute adaptation impossible et par conséquent des réflexions de l'onde de tension apparaissent. Ces réflexions détériorent la qualité du plateau de tension. Or, afin de minimiser la dispersion énergétique du faisceau, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la variation de tension sur le plateau ne peut excéder  $\pm 1\%$ . Afin de résoudre ce problème, une résistance liquide a été installée entre la cathode et la masse. Elle est représentée en bleu clair sur la figure 62. Le courant la traversant étant grand par rapport au courant extrait par l'émission du faisceau, la variation relative d'impédance est faible, et cela permet d'obtenir un plateau de tension constant.

La présence conjointe, au niveau de la diode, d'un conducteur, d'un isolant et du vide pose des problèmes de tenu au champ électrique [41] : on parle de « jonction triple » [42]. La probabilité de claquage est plus grande aux rayons faibles, c'est-à-dire proche de la cathode. Ce phénomène est amplifié par la distribution naturelle du champ électrique radial  $E_r$ , qui varie selon l'inverse du rayon dans le vide :  $E_r \propto \frac{1}{r}$ . En faisant varier l'épaisseur de la résistance liquide comme l'inverse du rayon  $e(r) \propto 1/r$ , sa résistance varie linéairement avec le rayon :

$$R \propto \int \frac{dr}{surface} = \int \frac{dr}{2\pi r \cdot e(r)} \propto \int dr \propto r$$

Dans ce cas, selon la loi d'Ohm, le potentiel électrique varie linéairement et les lignes de champ électrique sont réparties de manière régulière dans la résistance liquide. Les ailettes que l'on peut voir sur la figure 62 servent à imposer une répartition similaire des lignes de champ électrique que dans le vide, et ainsi diminuer le risque de claquage au niveau de la cathode. On peut observer l'effet de ces ailettes sur les lignes de champ électrique sur la figure 63.

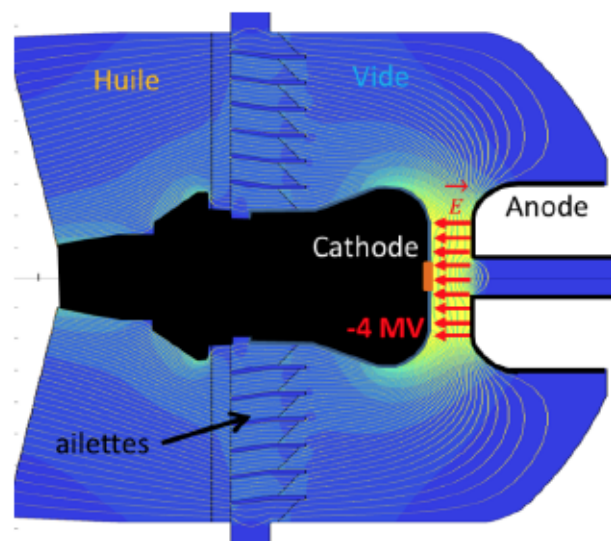


Figure 63 : Figure issue d'une simulation effectuée avec le code OPERA [43] représentant la diode ainsi que les lignes de champ électrique [44].

La différence de potentiel entre la cathode, portée à  $-4MV$ , et l'anode, à la masse, donne lieu à un champ électrique si fort que les électrons sont arrachés : c'est le mécanisme d'émission par cathode froide [45]. Dans notre cas, les électrons sont émis depuis une zone en velours, représentée en orange sur la figure 63, ce qui permet d'homogénéiser le profil transverse du faisceau. Cependant, il a été montré que l'émission d'électrons depuis une cathode en velours était liée à l'apparition d'un plasma à la surface de la cathode [46] [47]. Ce mécanisme fait l'objet d'études [48], notamment dans le contexte de la radiographie éclair multi-temps, où la présence du plasma peut augmenter l'émittance du faisceau et diminuer le courant extrait.

Un faisceau de  $2kA$  est émis au niveau de la cathode pendant une durée de  $60ns$ . Au niveau de l'anode son énergie est de  $4MeV$ . La charge contenue dans le faisceau est de l'ordre de  $120\mu C$ . Sous l'action des forces de répulsions coulombiennes, le rayon du faisceau explose, c'est le cas représenté sur la figure 64a.



## Adaptation d'une cellule plasma au passage d'un faisceau

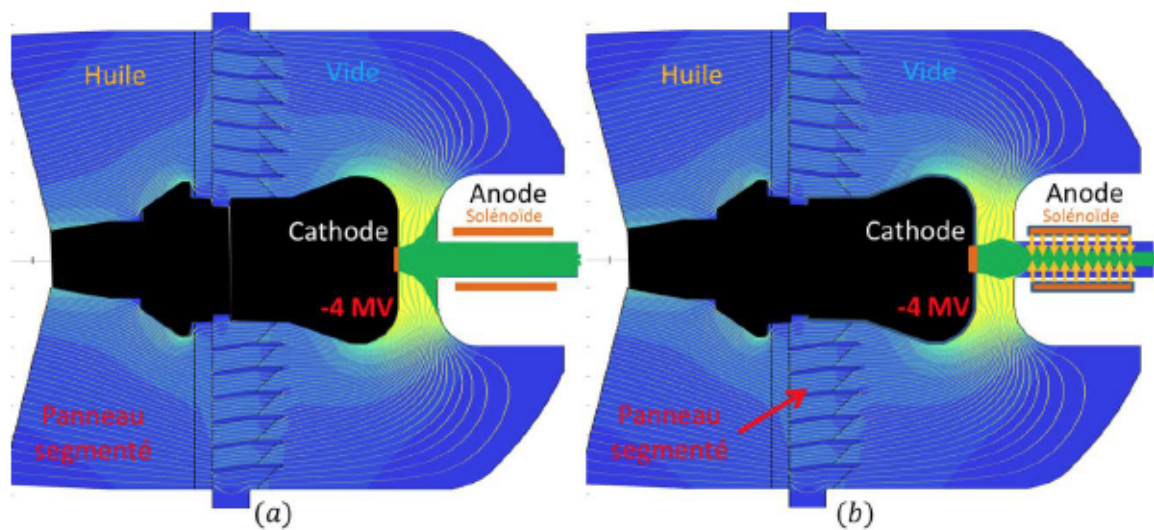


Figure 64 : Schéma de la diode de l'injecteur de FEVAIR. Le faisceau est représentée en vert sans (a) et avec (b) solénoïde d'extraction.

Afin que le faisceau puisse pénétrer la ligne de propagation du faisceau, on utilise un solénoïde dit d'extraction. Il produit un champ magnétique axial qui contraint le rayon du faisceau (figure 64b). A la sortie de ce solénoïde, le diamètre du faisceau d'électrons est de l'ordre de quelques centimètres. Ce dernier entre alors dans un dispositif nommé « déviateur » (voir figure 65) : des enroulements plans courbés sur la surface cylindrique du tube de propagation produisent un champ magnétique selon les axes  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ . Ils agissent sur la position du centroïde du faisceau par rapport au milieu du tube de propagation. Il y a trois déviateurs sur l'injecteur de FEVAIR : un intégré dans le solénoïde d'extraction et deux autres qui sont visibles sur la figure 65. En pratique, nous n'avons utilisé que le premier et le troisième. Après avoir traversé les déviateurs, le faisceau est centré et fait quelques centimètres de diamètre. Il entre alors dans le solénoïde de focalisation (figure 65) qui, en appliquant un champ magnétique selon l'axe de propagation  $\vec{z}$ , va focaliser le faisceau d'électrons afin de le faire pénétrer à l'intérieur de la cellule plasma.

## Adaptation d'une cellule plasma au passage d'un faisceau

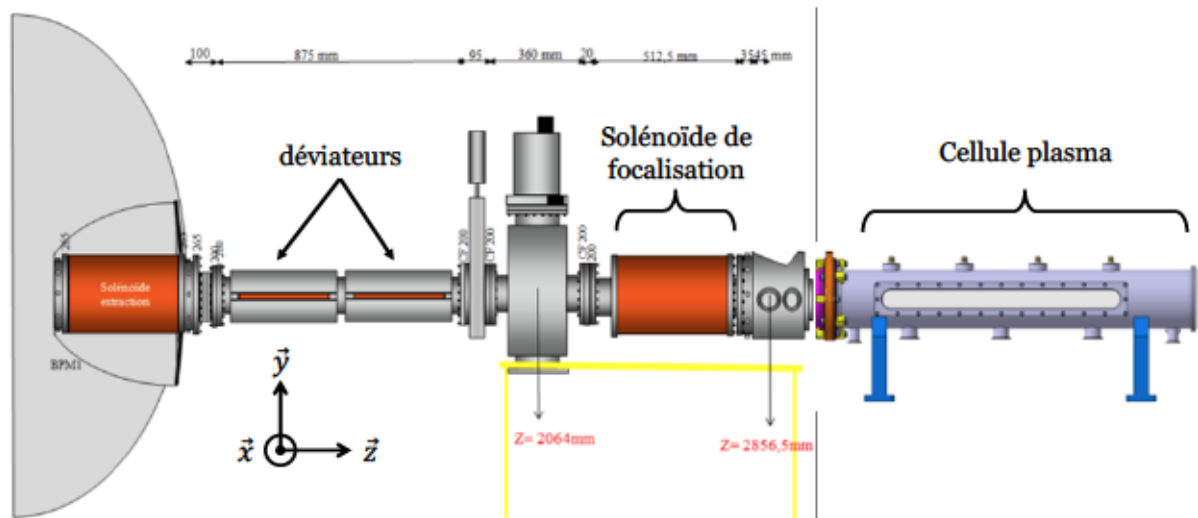


Figure 65 : Schéma de la ligne faisceau complète depuis le solénoïde d'extraction jusqu'au solénoïde de focalisation.

Juste derrière le solénoïde de focalisation se trouve une chambre qui nous a permis de mener des expériences sur les feuilles servant à l'interface vide/plasma de la cellule plasma. Finalement, après avoir traversé cette chambre d'expérience, le faisceau pénètre dans la cellule plasma. Cette dernière a été volontairement placée à quelques dizaines de centimètres du solénoïde de focalisation afin de faciliter le passage du faisceau au travers. En effet, compte tenu des dimensions de la cellule plasma (46cm de long pour un rayon de 2,1cm), il est préférable de focaliser faiblement le faisceau afin que son rayon reste inférieur à 2cm durant toute la longueur de la cellule. Même si une focalisation importante a pour effet de réduire le diamètre du faisceau, celui-ci augmente alors d'autant plus rapidement après le foyer. Pour nous aider à dimensionner le guidage du faisceau, nous avons utilisé un code de calcul nommé TRAJENV [49]. Celui-ci permet de simuler l'évolution des dimensions transverses d'un faisceau d'électrons le long d'un accélérateur, en faisant les hypothèses suivantes : le faisceau est paraxial et infiniment long. TRAJENV est un code d'enveloppe : ses sorties sont les valeurs quadratiques moyennes des deux dimensions transverses  $X_{rms}$  et  $Y_{rms}$ . Elles sont définies de la manière suivante :

$$X_{rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle} \quad Y_{rms} = \sqrt{\langle y^2 \rangle}$$

où  $x$  et  $y$  sont les positions des électrons du faisceau selon les deux directions transverses.

En outre, il est possible de simuler l'effet d'une feuille métallique mince sur le faisceau, c'est-à-dire sa focalisation due à l'annulation dans la feuille conductrice du champ électrique radial propre du faisceau, mais aussi la diffusion des électrons sur les noyaux

de la feuille. Pour simuler l'effet focalisant d'une feuille mince conductrice, les concepteurs du code TRAJENV se sont inspirés de la formule de focale équivalente donnée dans [50]. Cependant, comme la focale est dépendante du rayon du faisceau dans cette formule, elle a été adaptée à une description d'enveloppe en considérant un profil uniforme et en prenant la valeur moyenne sur le rayon de la formule citée précédemment. Finalement, la formule implémentée dans TRAJENV est [49]:

$$\langle f \rangle = R_{rms} \frac{I_A}{I_b} h\left(\frac{R_{rms}}{b}\right),$$

où  $\langle f \rangle$  est la distance focale équivalente,  $R_{rms}$  la dimension quadratique moyenne du faisceau,  $I_A$  une grandeur appelée courant d'Alfvén valant  $17kA \times \beta\gamma$ ,  $I_b$  le courant du faisceau,  $b$  le rayon du tube du faisceau, et  $h$  une fonction polynomiale dépendant du rapport entre la taille du faisceau et la taille du tube de propagation, dont les coefficients dépendent eux-mêmes du profil du faisceau et sont donnés dans [49].

Pour simuler la diffusion du faisceau par une feuille mince, les concepteurs ont utilisé une formule très similaire à celle développée par Molière dans [51]. Cependant, nous aborderons la description de la diffusion multiple un peu plus loin.

La figure 66 montre un calcul, réalisé avec le code TRAJENV, du rayon de l'enveloppe du faisceau le long de l'injecteur de FEVAIR, ainsi que la valeur du champ magnétique axial, selon le courant traversant le solénoïde de focalisation. Nous simulons l'effet sur le faisceau d'une feuille de mylar aluminisé de  $6,5\mu m$  en entrée de la cellule plasma. Outre l'effet focalisant de la feuille conductrice de mylar aluminisé, ces calculs illustrent bien le phénomène dont nous parlions plus haut : on peut voir que pour un courant de focalisation de  $85A$ , le faisceau pénètre la cellule plasma avec un rayon d'environ  $1cm$  mais il en sort avec un rayon de  $2,1cm$ , ce qui est égal au rayon du tube en verre. En revanche pour un courant de focalisation de  $75A$ , le faisceau pénètre la cellule avec un rayon certes plus grand,  $1,6cm$  environ, mais à la sortie celui-ci est de  $1,3cm$ . Il n'y a donc pas de risque qu'il entre en contact avec le tube en verre.



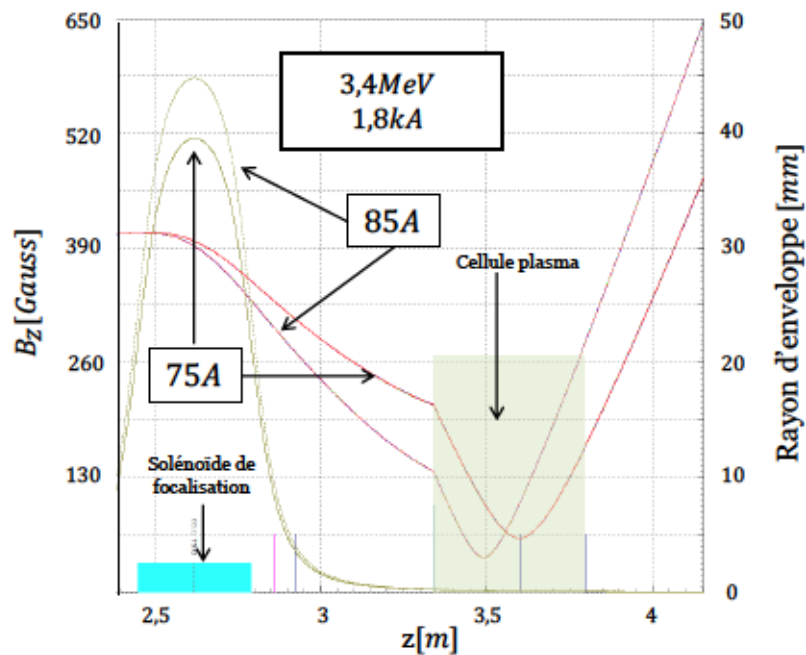


Figure 66 : Calculs du rayon de l'enveloppe du faisceau et du champ magnétique axial, obtenues grâce au code TRAJENV, pour deux valeurs du courant traversant le solénoïde de focalisation : 75A et 85A. A l'entrée de la cellule plasma nous simulons l'effet focalisant d'une feuille de mylar aluminisé de  $6,5\mu\text{m}$  d'épaisseur.

Le long de l'injecteur de FEVAIR, deux diagnostics de positionnement du faisceau sont placés (DPF en français, ou BPM en anglais pour beam position monitor) : un après le solénoïde d'extraction et un en sortie du solénoïde de focalisation. En plus de donner la position du faisceau dans l'accélérateur, les DPF permettent aussi de mesurer le courant total du faisceau. Nous aborderons le fonctionnement de ces diagnostics dans le chapitre suivant.

## 2. Les fonctions électriques d'une cellule plasma.

Les deux fonctions principales d'une cellule plasma telle que nous l'avons définie sont de générer une décharge lumineuse et de permettre le passage d'un faisceau d'électrons relativistes intense. La génération d'une décharge lumineuse impose l'application d'une tension de l'ordre du kilovolt. Le faisceau quant à lui est porté à un potentiel nommé potentiel de dépression dont nous allons parler un peu plus loin. Enfin, le passage d'un faisceau dans une cavité métallique est inévitablement accompagné d'un courant de retour, ou courant image, dans celle-ci. Par conséquent,



## Adaptation d'une cellule plasma au passage d'un faisceau

afin de ne pas perturber le faisceau, on souhaite que ce courant de retour puisse circuler dans le plasma.

Premièrement, afin d'apporter un potentiel électrique de l'ordre du kilovolt à l'intérieur d'une cellule plasma, il est bien entendu nécessaire que celui-ci soit isolé par rapport aux parois du tube de l'injecteur qui sont référencées à la masse. Cependant, comme nous venons de l'évoquer le passage du faisceau s'accompagne d'un courant de retour. C'est pourquoi, afin de ne pas perturber le passage de ce courant, il est essentiel qu'il puisse circuler par l'intérieur de la cellule plasma. Le plasma étant un état conducteur de la matière, il assure le passage d'une partie du courant de retour qui correspond au courant induit dans le plasma. Cependant un problème se pose au niveau de l'alimentation haute tension servant à générer la décharge, puisque cette dernière doit être isolée électriquement de la masse. La solution à cette problématique est présentée sur le schéma de la figure 67.

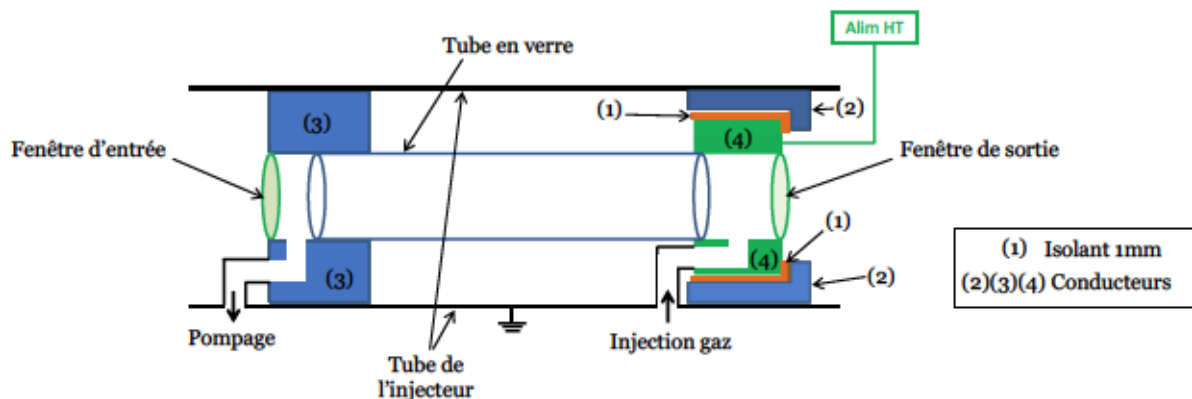


Figure 67 : Schéma de la cellule plasma présentant des solutions techniques pour l'adaptation sur l'injecteur de FEVAIR.

L'isolation de l'alimentation haute tension est assurée par un isolant (1) placé entre l'électrode de la décharge lumineuse (4) et le corps de la cellule (2) à la masse. On peut alors calculer une épaisseur permettant de maintenir l'isolation pour l'alimentation haute tension, c'est-à-dire quelques kilovolts au maximum, mais qui provoquera un claquage lors du passage du courant de retour (voir figure 68).

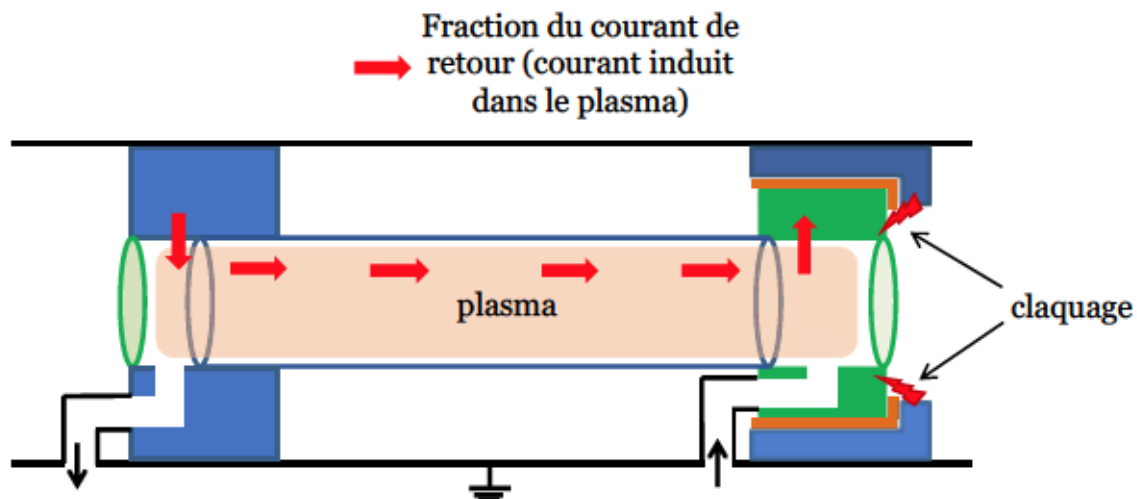


Figure 68 : Illustration du passage du courant de retour par le plasma, menant au claquage en bordure de l'isolant de l'alimentation haute tension.

Avant d'aborder le dimensionnement de l'épaisseur d'isolant, nous allons introduire la notion de potentiel de dépression du faisceau. Lorsque les électrons du faisceau de l'injecteur de FEVAIR sont émis et accélérés à travers le gap de  $-4MV$  de la diode, leur énergie n'est pas tout à fait égale à  $4MeV$ . Une partie de cette énergie est convertie en énergie potentielle. En effet, le faisceau étant constitué de particules chargées se propageant dans un tube relié à la masse électrique, une différence de potentiel existe entre ces derniers. Afin de l'estimer, considérons le cas décrit par la figure 69 : un faisceau d'électrons homogène infiniment long de rayon  $r_b$ , se propageant dans un tube métallique relié à la masse, de rayon  $r_p$ . Le faisceau est supposé parfaitement centré dans le tube.

Dans ce cas à symétrie cylindrique, le champ électrique est radial, et il se calcule facilement en utilisant le théorème de Gauss. Pour  $r \geq r_b$ , on a :

$$\|\vec{E}_r\| = \frac{\rho_0 r_b^2}{2\epsilon_0 r} \quad (60)$$

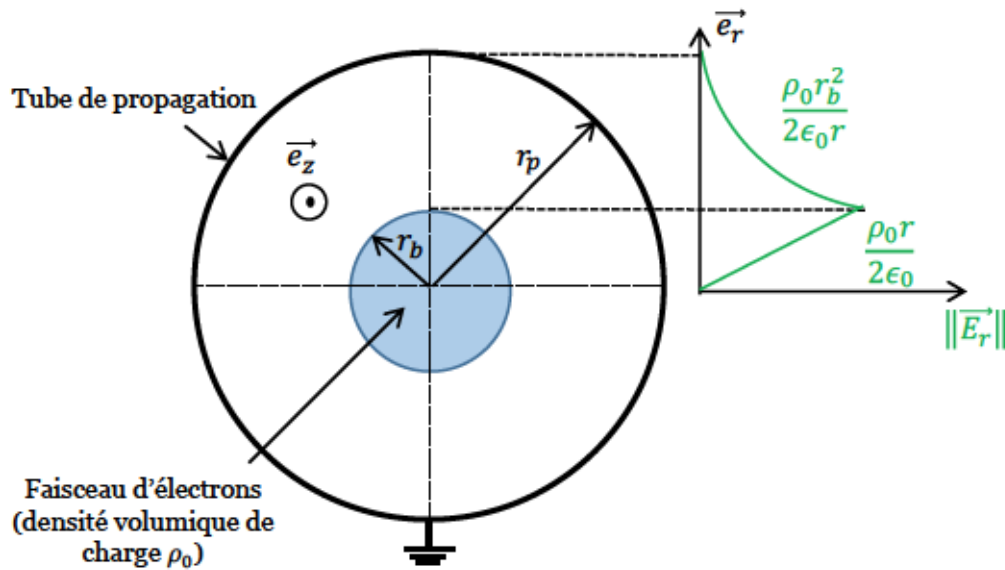


Figure 69 : Schéma illustrant la forme et l'expression du champ électrique associé à la propagation d'un faisceau d'électrons infiniment long dans un tube métallique référencé à la masse en géométrie cylindrique.

Comme le faisceau est infiniment long, on considère que l'on est en régime établi et par conséquent on peut écrire :  $\vec{E} = -\overline{grad}V$ . Comme le potentiel électrique est fixé à 0 sur le tube de propagation ( $V(r_p) = 0$ ), il vient pour  $r \geq r_b$  :

$$V(r) = -\frac{\rho_0 r_b^2}{2\epsilon_0} \ln(r) + \frac{\rho_0 r_b^2}{2\epsilon_0} \ln(r_p) = \frac{\rho_0 r_b^2}{2\epsilon_0} \ln\left(\frac{r_p}{r}\right) \quad (61)$$

Avec  $\rho_0$  la densité volumique de charge du faisceau, qui se calcule à partir du courant  $I$  du faisceau :  $\rho_0 \approx \frac{I}{\pi r_b^2 c}$  avec  $c$  la vitesse de la lumière (on rappelle que les électrons sont relativistes).

En  $r = r_b$ , on a :

$$V(r_b) = \frac{\rho_0 r_b^2}{2\epsilon_0} \ln\left(\frac{r_p}{r_b}\right) \quad (62)$$

Le potentiel de dépression du faisceau est donc proportionnel à sa densité volumique de charge, et il tend vers 0 lorsque le rayon du faisceau tend vers le rayon du tube.

**Remarque :** Nous venons de voir que le faisceau de l'injecteur de FEVAIR, initialement accéléré à travers un gap de  $-4MV$ , ne se propage pas avec une énergie de  $4MeV$  dans le tube de propagation. Cependant, l'énergie potentielle associée à sa charge d'espace est regagnée lorsque le faisceau interagit avec une cible portée à la masse. Par conséquent, lors de l'interaction faisceau/cible de conversion, les électrons ont bien l'énergie voulue.

Au niveau de la fenêtre de sortie de la cellule plasma (emplacement du gap isolant), le rayon du faisceau est de l'ordre de  $1cm$  et le rayon du tube est de l'ordre de  $5cm$ . Sachant que le faisceau porte un courant de  $2kA$ , on calcule le potentiel de dépression :  $V_{faisc} \approx 190kV$ . Par conséquent, on estime que la pièce métallique représentée en vert et numérotée (4) sur la figure 67, va monter à une fraction du potentiel de dépression  $V_{faisc}$ , c'est-à-dire autour d'une centaine de kilovolts, lors du passage du faisceau.

Le gap isolant, numéroté (1) sur la figure 67, doit donc être dimensionné pour tenir une tension de l'ordre du kilovolt, mais induire un claquage lorsque la tension dépasse une dizaine de kilovolts. D'après les travaux de Martin dans [52], le champ électrique menant à un claquage au niveau d'une interface vide/conducteur/diélectrique, est de l'ordre de  $20MV/m$ . Pour une tension de  $100kV$  (ordre de grandeur du potentiel de dépression du faisceau), cela correspond à une distance de  $5mm$ . Comme le potentiel de dépression que nous avons calculé ne représente qu'une estimation, nous avons choisi une épaisseur d'isolant de  $1mm$ . De cette manière, nous prenons une marge de sécurité pour nous assurer qu'un claquage se produise lors du passage du faisceau. Le potentiel associé à la production d'une décharge lumineuse étant de l'ordre de  $1kV$ , le champ électrique dans le gap lorsqu'il est soumis à une telle différence de potentiel est de l'ordre de  $1MV/m$ . Selon le critère énoncé dans [52], il n'y a pas de risque de claquage pour ce potentiel. Le matériau diélectrique que nous avons employé est un thermoplastique appelé PEEK [53]. En plus d'être un bon isolant, il est très peu absorbant, ce qui limite la désorption lorsqu'il est mis sous vide.

Pour finir nous présentons un système de protection de l'alimentation haute tension vis-à-vis du potentiel de dépression du faisceau. Ce système est présenté sur la figure 70.

On utilise un circuit RC dont la constante de temps est égale à :  $\tau = RC = 20\mu s$ . Ainsi, lorsque l'électrode est portée au potentiel de dépression du faisceau, la montée en tension au niveau de l'alimentation est retardée par la constante de temps. Avec une durée de  $60ns$ , le passage du faisceau représente  $0,3\%$  de la constante de temps du faisceau. Pendant cette durée, la tension atteint environ  $0,3\%$  de sa valeur maximale. Dans notre cas, l'élévation de tension au niveau de l'alimentation est donc de l'ordre du kilovolt, ce qui est acceptable.

A présent nous allons aborder la problématique de la séparation des volumes.



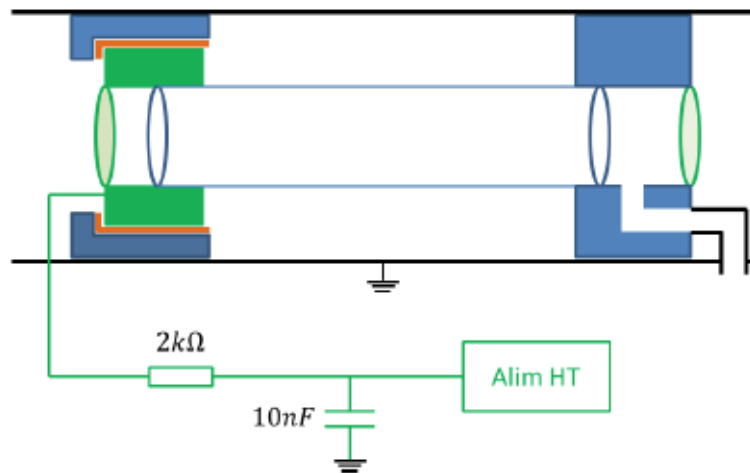


Figure 70 : Schéma électrique du dispositif de protection de l'alimentation haute tension servant à générer une décharge lumineuse, vis-à-vis du potentiel de dépression du faisceau.

### 3. Choix d'un matériau pour l'interface vide/plasma.

La seconde problématique que nous avons mentionnée dans l'introduction de ce chapitre concerne la séparation des volumes, c'est-à-dire l'interface entre l'espace de propagation du faisceau d'électrons de l'injecteur de FEVAIR et le volume de plasma. En effet, le vide de l'accélérateur ( $10^{-6}mbar$ ) est bien plus poussé que celui de la cellule plasma ( $10^{-2}mbar$ ). Afin de remplir ce rôle nous désirons placer une feuille mince à chaque extrémité de la cellule plasma. Cependant, afin que cette feuille remplisse son rôle, elle doit être résistante face à la chaleur générée par le plasma mais aussi au flux d'énergie transporté par le faisceau pour éviter d'avoir à la changer entre deux essais. Enfin la diffusion qu'elle engendre sur le faisceau doit être prise en compte afin que le faisceau se propage tout le long de la cellule plasma. Dans cette partie nous présenterons donc un modèle décrivant la diffusion d'un faisceau d'électrons par une feuille mince, ou diffusion Molière, puis nous présenterons les résultats des calculs effectués grâce au code d'enveloppe TRAJENV. Par la suite nous aborderons les considérations mécaniques (tenue au flux, manipulation), et enfin nous discuterons de l'intérêt d'une couche d'aluminium recouvrant la feuille.

### a. La théorie de la diffusion multiple (Molière).

Lorsqu'un faisceau d'électrons interagit avec la matière, il peut engendrer de l'excitation ou de l'ionisation, ou bien il peut être dévié par l'interaction coulombienne avec le noyau d'un atome. Entre  $1MeV$  et  $10MeV$ , ce dernier mécanisme est dominant. La description à adopter dépend de l'épaisseur de matière traversée  $d$ . Lorsque celle-ci est très petite devant le libre parcours moyen ( $d \ll 1/\sigma N$ , avec  $\sigma$  la section efficace de collision et  $N$  le nombre de centres diffuseurs par  $cm^3$ ), on est dans le cas d'une diffusion simple, c'est-à-dire que la déflexion des électrons du faisceau est majoritairement le résultat d'une seule collision avec un centre diffuseur. Pour une feuille de graphite, on calcule que le libre parcours moyen d'un électron de  $10MeV$  est d'environ  $50nm$  [54]. Par conséquent pour des matériaux dont l'épaisseur est de l'ordre de la dizaine de micromètres, il n'est pas raisonnable d'envisager une description du type « diffusion simple ».

Le modèle de la diffusion multiple donne une description de l'angle de diffusion moyen, c'est-à-dire la valeur moyenne de la distribution angulaire par rapport à la direction des électrons incidents. On doit son développement à Bothe et Williams [55], et plus récemment Molière [51], Snyder et Scott [56]. Dans ce modèle, l'angle moyen de diffusion  $\bar{\theta}$  s'exprime de la manière suivante [57]:

$$\bar{\theta} = \frac{\pi}{2} \chi_c \sqrt{B} \left( 1 + \frac{0,982}{B} - \frac{0,117}{B^2} + \dots \right) \quad (63)$$

Avec  $B$  une grandeur tabulée par Molière en fonction du nombre de collision moyen  $n$ , et :

$$\chi_c = \frac{44.8Z}{\left( \frac{E + m_e c^2}{m_e c^2} - \frac{m_e c^2}{E + m_e c^2} \right)} \sqrt{\frac{\sigma_{surf}}{A}}$$

Où  $Z$  et  $A$  sont le numéro et la masse atomique,  $E$  et  $m_e$  l'énergie et la masse de l'électron, et enfin  $\sigma_{surf}$  est la densité surfacique en  $g.cm^{-2}$ . La variable  $B$  augmente avec le nombre de collisions moyen, par conséquent l'angle moyen augmente aussi avec le nombre de collisions moyen. La variable  $\chi_c$  est proportionnelle au numéro atomique, et à la racine de la densité surfacique. De plus, elle diminue lorsque l'énergie des électrons  $E$  augmente. Par conséquent l'angle de diffusion moyen diminue lorsque l'énergie des électrons augmente, et augmente lorsque le numéro atomique du matériau traversé et son épaisseur augmente.

Le modèle de la diffusion multiple de Molière s'applique lorsque le nombre de collisions moyen effectuées par les électrons du faisceau est supérieur à 20 et lorsque l'angle de diffusion moyen est inférieur à  $20^\circ$ . La figure 71 donne le domaine de validité de ce modèle en fonction de l'énergie des électrons et de la densité surfacique du

matériau traversé. La zone de validité de la théorie de la diffusion de Molière est représentée en vert pour le cas du carbone. Sur la zone située à gauche du graphique, hors de la zone de validité, la densité surfacique, c'est-à-dire l'épaisseur du matériau, n'est pas assez grande et par conséquent le nombre moyen de collisions est inférieur à 20. La zone située sous les traits d'un matériau donné correspond au cas où l'énergie des électrons incidents n'est pas assez grande pour induire un angle de déflexion moyen inférieur à  $20^\circ$ . Sur ce graphique, on peut lire que pour un faisceau de  $4\text{MeV}$  en interaction avec une feuille de carbone, les densités surfaciques limites pour la validité du modèle de Molière sont de  $3\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  et  $500\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ . En d'autres termes, pour le cas du carbone dont la masse volumique vaut  $2,2\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ , le modèle de la diffusion multiple de Molière est valide pour des épaisseurs comprises entre  $10\mu\text{m}$  et  $2,5\text{mm}$ .

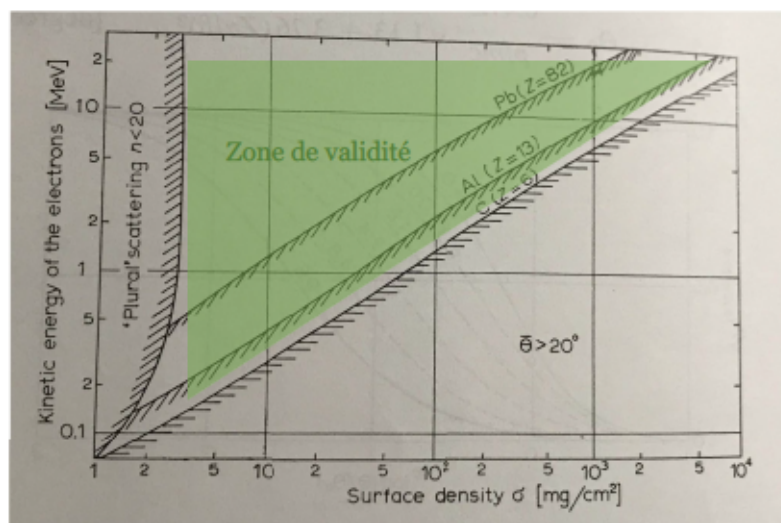


Figure 71 : Graphique décrivant la zone de validité de la théorie de la diffusion multiple de Molière, tiré de [57].

**Remarque :** Parmi les électrons du faisceau incident, certains d'entre eux ne sont pas impliqués dans un grand nombre de collisions lors de leur interaction avec la matière. Par conséquent ils ne rentrent pas dans le cadre de la description de la diffusion multiple. Les termes d'ordre supérieur à 1 dans la formule (63) sont des corrections servant à inclure ces quelques électrons de la distribution qui ne subissent pas un nombre de collisions supérieur à 20. Ils tendent vers zéro lorsque le nombre de collisions moyen augmente.

Les données expérimentales présentées dans [58] et [59] montrent de bonnes correspondances avec le modèle de Molière.

En pratique, lorsque le faisceau d'électrons de l'injecteur de FEVAIR traverse une feuille mince on s'attend donc à une augmentation de son émittance d'autant plus significative que son épaisseur et son numéro atomique sont grands. L'émittance  $\epsilon$  et



## Adaptation d'une cellule plasma au passage d'un faisceau

l'angle moyen des électrons du faisceau au foyer  $\bar{\theta}$  peuvent être reliés au premier ordre par la relation suivante :

$$\epsilon = \bar{\theta} \times d$$

où  $d$  est la taille du faisceau au foyer.

La figure 72 montre un calcul effectué grâce au code d'enveloppe TRAJENV : on compare l'enveloppe d'un faisceau de  $4\text{MeV}$  et  $2\text{kA}$  dans le vide juste après le solénoïde de focalisation avec cette même enveloppe dans le cas où l'on placerait une feuille de kapton (film de polymère à base d'imide) de  $8\mu\text{m}$  à l'emplacement de l'entrée de la cellule plasma. Le courant de focalisation est fixé à  $85\text{A}$ .

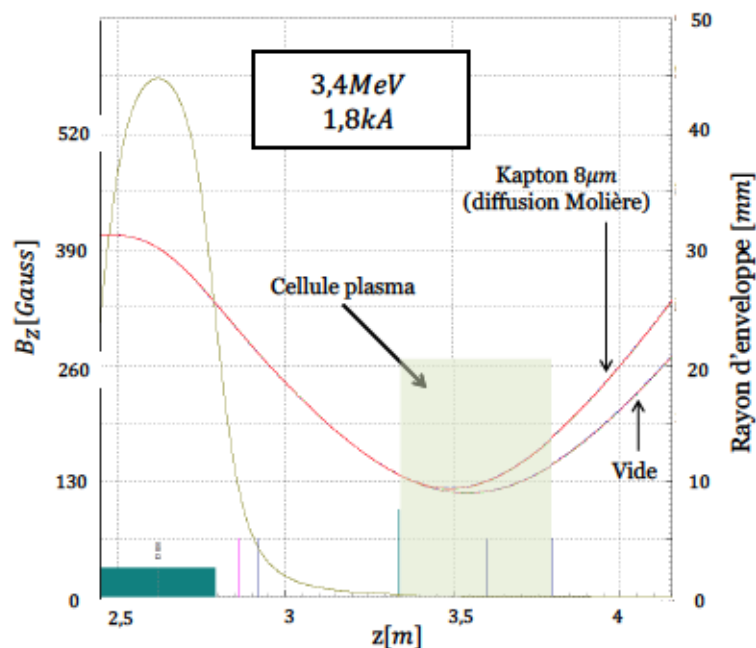


Figure 72 : Calcul d'enveloppe TRAJENV du faisceau FEVAIR en sortie du solénoïde de focalisation ( $I_{foc} = 85\text{A}$ ) sans feuille (violette) et avec une feuille de kapton de  $8\mu\text{m}$  en utilisant le modèle de la diffusion multiple de Molière.

Le kapton possède une densité de  $1,42\text{ g.cm}^{-3}$ , un nombre atomique moyen d'environ 6,4, et un nombre de masse moyen d'environ 12,7 [60]. On peut voir que même dans ce cas où la feuille est fine et le matériau est léger, l'augmentation de l'émittance engendrée par la diffusion du faisceau entraîne une modification sensible de son enveloppe.

Ainsi, afin de limiter l'effet de la feuille d'interface vide / plasma, on choisira plutôt un matériau avec un numéro atomique faible, dont l'épaisseur ne dépasse pas une dizaine de microns.



## b. Les contraintes mécaniques.

Au cours de leur utilisation et de leur montage, les fenêtres d'interface vont être soumises à des contraintes mécaniques : elles doivent être assez résistantes pour être manipulables, et ne pas se percer à cause du flux de chaleur du plasma ou de l'énergie transportée par le faisceau. De plus, elles doivent être étanche car leur fonction principale est la séparation de deux volumes dont la pression est différente. Dans la partie précédente, nous avons vu qu'afin de limiter l'augmentation d'émission induite par la diffusion du faisceau, l'interface devait être composée d'un matériau léger dont l'épaisseur ne dépasse pas une dizaine de  $\mu m$ . En excluant le béryllium à cause de sa toxicité, le premier matériau intéressant pour notre application est le carbone. On peut le trouver sous différentes formes :

- le graphite pyrolytique, disponible pour des épaisseurs autour de  $10\mu m$ , et très résistant à la chaleur et au flux d'énergie du faisceau. Cependant il présente l'inconvénient d'être fragile. Il existe du graphite pyrolytique « flexible » mais l'épaisseur minimale que nous avons trouvée est de  $25\mu m$ , ce qui entraînerait une trop grande diffusion du faisceau.
- les polymères. Les deux types de polymères que nous avons retenu pour cette application sont le kapton (épaisseur de  $8\mu m$ ) et le mylar (épaisseur de  $6,50\mu m$ ). Le kapton présente une meilleure résistance mécanique et à la chaleur que le mylar mais nous n'avons pas pu nous procurer une version aluminisée, contrairement au mylar. Nous aborderons un peu plus loin l'intérêt d'une fine couche d'aluminium sur la fenêtre.

Nous avons résumé les caractéristiques de ces différentes feuilles dans le tableau 2 en fonction des différentes contraintes mécaniques en jeu.

Tableau 2 : Caractéristiques des différentes feuilles vis-à-vis des contraintes mécaniques.

	Manipulation	Chaleur	Faisceau	Étanchéité	Diffusion du faisceau
Graphite pyrolytique $10\mu m$	--	++	++	Non testé	++
Graphite pyrolytique flexible $25\mu m$	++	++	++	++	--
Kapton $8\mu m$	++	++	++	++	++
Mylar aluminisé $6,5\mu m$	++	+	++	++	++

Au vu de leurs caractéristiques, nous avons retenu les feuilles de mylar et de kapton afin de servir de fenêtre pour la cellule plasma.

**Remarque :** comme on peut le voir sur le tableau 2, le mylar est moins résistant que le kapton à la chaleur. En pratique nous avons remarqué que le mylar de  $6,5\mu m$  résistait au plasma si le courant de la décharge lumineuse était inférieur à environ  $10mA$ . En revanche si on augmente ce dernier, la feuille se perce quasi instantanément. Par conséquent, il faut soit se contenter d'un courant de décharge inférieur à  $10mA$  soit augmenter le courant de décharge juste avant le déclenchement du faisceau et accepter de devoir changer la fenêtre après chaque tir.

### c. Intérêt d'une interface conductrice.

Le dernier point que nous allons aborder concerne la capacité des matériaux utilisés à conduire le courant. Alors que le graphite est naturellement conducteur, ce n'est pas le cas du mylar et du kapton. Cependant, le mylar de  $6,5\mu m$  que nous avons utilisé possède une très fine couche ( $50nm$ ) d'aluminium (d'où sa dénomination « mylar aluminisé ») qui permet au courant de circuler à la surface de la feuille.

Comme nous l'avons déjà abordé dans la première partie de ce chapitre, la capacité d'une feuille fine à conduire le courant a tendance à focaliser un faisceau d'électrons la traversant. Pour rappel, ce phénomène est dû à l'annulation sur la feuille du champ électrique répulsif propre du faisceau. Sur la figure 73, nous avons représenté le résultat d'un calcul TRAJENV : un faisceau de  $4MeV$  et  $2kA$  traverse une feuille de mylar de  $6,5\mu m$  dans le cas où celle-ci est conductrice et dans le cas où elle est isolante.

Lorsque la feuille est conductrice, grâce à une fine couche d'aluminium par exemple, on observe bien l'effet focalisant mentionné plus haut. Cependant, ce qu'il est important de noter c'est qu'après avoir été focalisé, le rayon du faisceau croît fortement. D'un côté cet effet est pénalisant car le rayon du faisceau étant plus grand à la sortie de la cellule dans le cas d'une feuille conductrice que dans le cas d'une feuille isolante ( $1,3cm$  contre  $2,1cm$ ), nous avons moins de marge pour dimensionner la propagation d'un faisceau au travers de la cellule. D'un autre côté, cette capacité à conduire le courant pourrait permettre à la feuille d'éviter toute variation de potentiel électrique qui pourrait être induite par le passage du faisceau (éjection d'électrons secondaires par exemple). Pour cette raison nous avons décidé de tester à la fois les feuilles de kapton de  $8\mu m$  et les feuilles de mylar aluminisé de  $6,5\mu m$ .

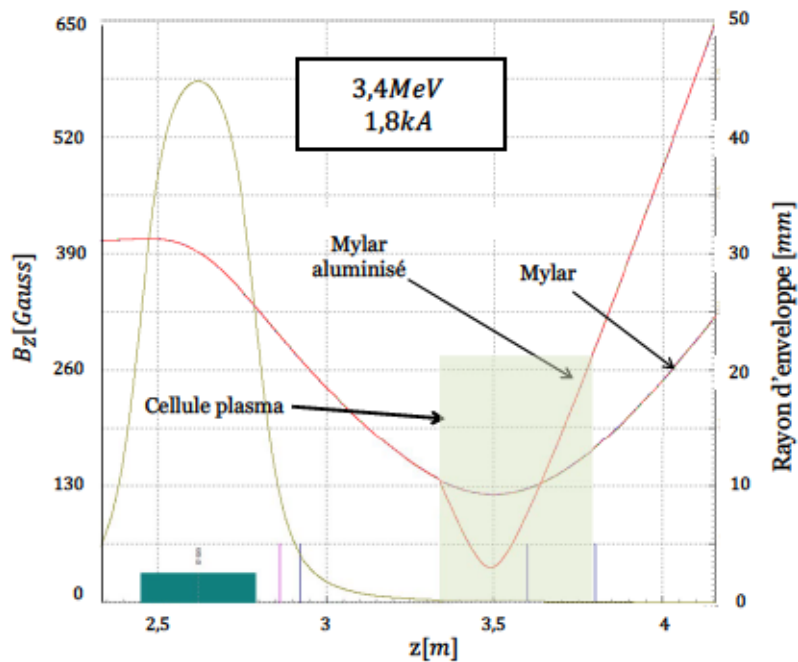


Figure 73 : Calcul d'enveloppe TRAJENV à partir du solénoïde de focalisation ( $I_{foc} = 85A$ ) lorsque le faisceau traverse une feuille de mylar de  $6,5\mu m$  avec et sans couche d'aluminium.

## 4. Conclusion sur l'intégration « faisceau » d'une cellule plasma.

Dans les chapitres précédents nous avons vu que la densité électronique des décharges lumineuses était de l'ordre de  $10^{10} cm^{-3}$  et que leur effet sur la propagation était significatif à partir d'une longueur de plasma traversé de l'ordre de  $50cm$ . Dans ce chapitre nous avons traité les problèmes liés à l'intégration d'un dispositif capable de générer une décharge lumineuse sur le trajet d'un faisceau d'électrons. Nous avons appelé ce dispositif « cellule plasma ». Parmi ces problèmes nous avons discuté de la nature des fenêtres servant d'interface entre le plasma et le vide de l'accélérateur. Pour cette application nous avons retenu deux types de matériaux : le kapton de  $8\mu m$  et le mylar aluminisé de  $6,5\mu m$ . Nous avons dimensionné la propagation du faisceau de l'injecteur de FEVAIR ( $4MeV, 2kA, 60ns$ ) à travers la cellule plasma à l'aide du code d'enveloppe TRAJENV pour ces deux cas. Sur la figure 74 nous avons représenté le calcul TRAJENV pour le cas où la cellule plasma est équipée avec les fenêtres de mylar aluminisé et mesure  $46cm$  de long. Pour que le faisceau traverse la cellule plasma, celle-ci est placée à  $55cm$  du solénoïde de focalisation, et le courant traversant ce dernier est de  $75A$ .



## Adaptation d'une cellule plasma au passage d'un faisceau

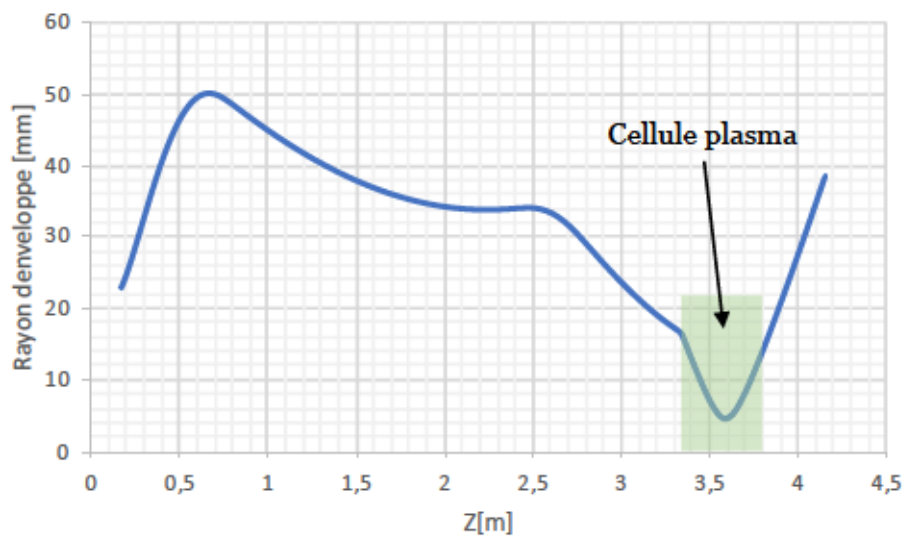


Figure 74 : Evolution du rayon d'enveloppe du faisceau calculé par TRAJENV le long de l'injecteur de FEVAIR et à travers la cellule plasma lorsque celle-ci possède des fenêtres de mylar aluminisé de  $6,5\mu\text{m}$ .

De plus, nous avons vu que la cellule plasma doit intégrer des passages de cloison permettant l'injection et le pompage de gaz, ainsi que l'alimentation électrique de la décharge lumineuse. Pour sa réalisation pratique, nous avons choisi de diviser la cellule plasma en deux parties (figure 75) : la partie externe est fixée à l'accélérateur. Elle est équipée d'une fenêtre permettant d'observer la zone contenant le plasma, ainsi que de diagnostics du faisceau que nous décrirons dans le chapitre suivant. La partie interne de la cellule plasma maintient le tube en verre, dans lequel la décharge lumineuse est générée, à l'intérieur de la partie externe. Elle est amovible afin de faciliter le changement des fenêtres d'interface vide/plasma. La figure 75 est un extrait des plans ayant servis à la réalisation de la cellule plasma : la partie interne est représentée seule sur la gauche, et partiellement rentrée dans la partie externe sur la droite.



## Adaptation d'une cellule plasma au passage d'un faisceau

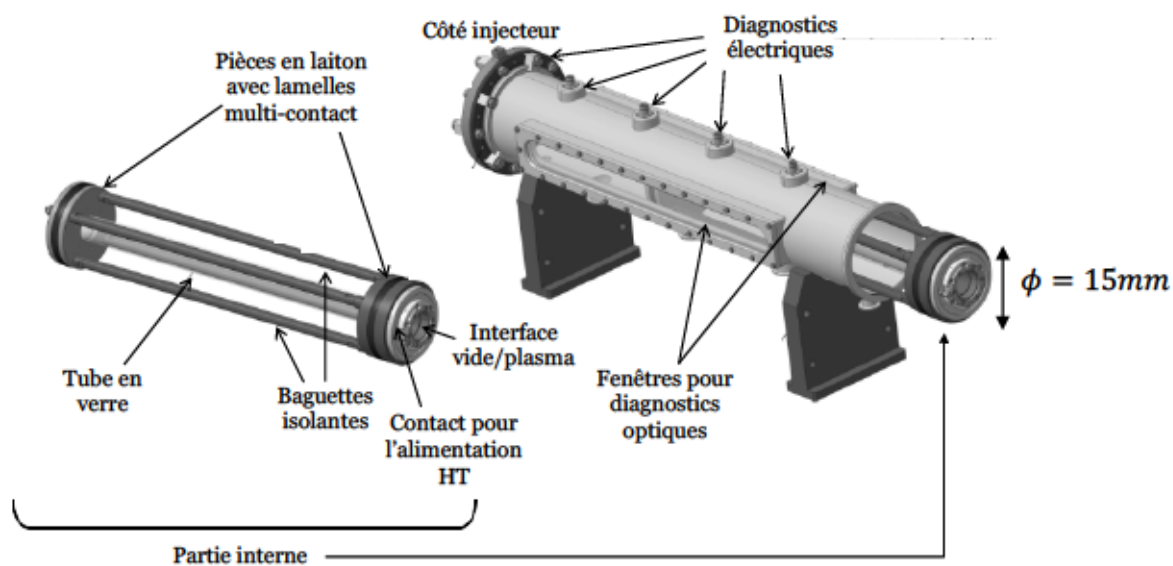


Figure 75 : Extrait des plans ayant servis à la réalisation de la cellule plasma. A gauche la partie interne de la cellule est représentée seule, et à droite elle est représentée partiellement rentrée dans sa partie externe.

## V. Expériences sur faisceau.

Dans les chapitres précédents nous avons étudié et caractérisé les décharges luminescentes, puis nous avons présenté un dispositif capable de générer une telle décharge sur l'axe du faisceau de l'injecteur de FEVAIR, que nous avons appelé « cellule plasma ». Dans cette partie, nous décrirons dans un premier temps le planning des mesures de la campagne expérimentale puis les différents diagnostics que nous avons utilisés. Par la suite, nous présenterons les résultats que nous avons obtenus en propageant le faisceau de l'injecteur FEVAIR à travers la cellule plasma. Lors de ces essais la configuration exacte du faisceau était la suivante :

- énergie :  $3,4\text{MeV}$ .
- courant :  $1,8\text{kA}$ .

On peut voir l'allure du courant porté par le faisceau sur la figure 76.

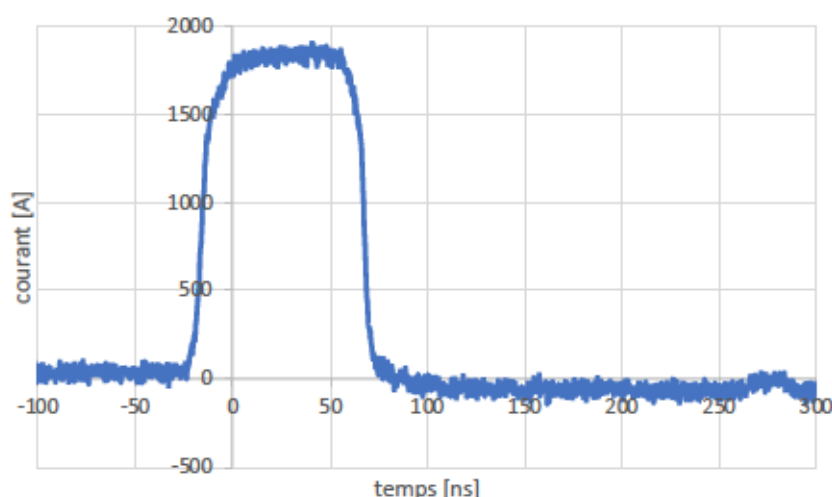


Figure 76 : Allure du courant mesuré par le DPF Cadix. L'origine des temps est choisie au début du plateau.

Finalement nous discuterons de l'interprétation de ces résultats.

## **1. La configuration expérimentale.**

### **a. Planification des expériences.**

L'injecteur du moyen FEVAIR est une machine complexe, émettant notamment du rayonnement ionisant. De ce fait, les créneaux disponibles pour effectuer des expériences sont réglementés et limités. Dans ce contexte, nous avons pu effectuer 71 tirs sur une période de 7 jours. Les restrictions liées à l'exposition aux rayonnements ionisants nous imposaient un maximum de 160 tirs sur une période de 30 jours. Le temps disponible pour effectuer des mesures de propagation du faisceau dans un plasma étant court, il est impératif de disposer d'un plan d'expérience détaillé. Les différentes phases de ce plan sont résumées dans la figure 77.

## Expériences sur faisceau

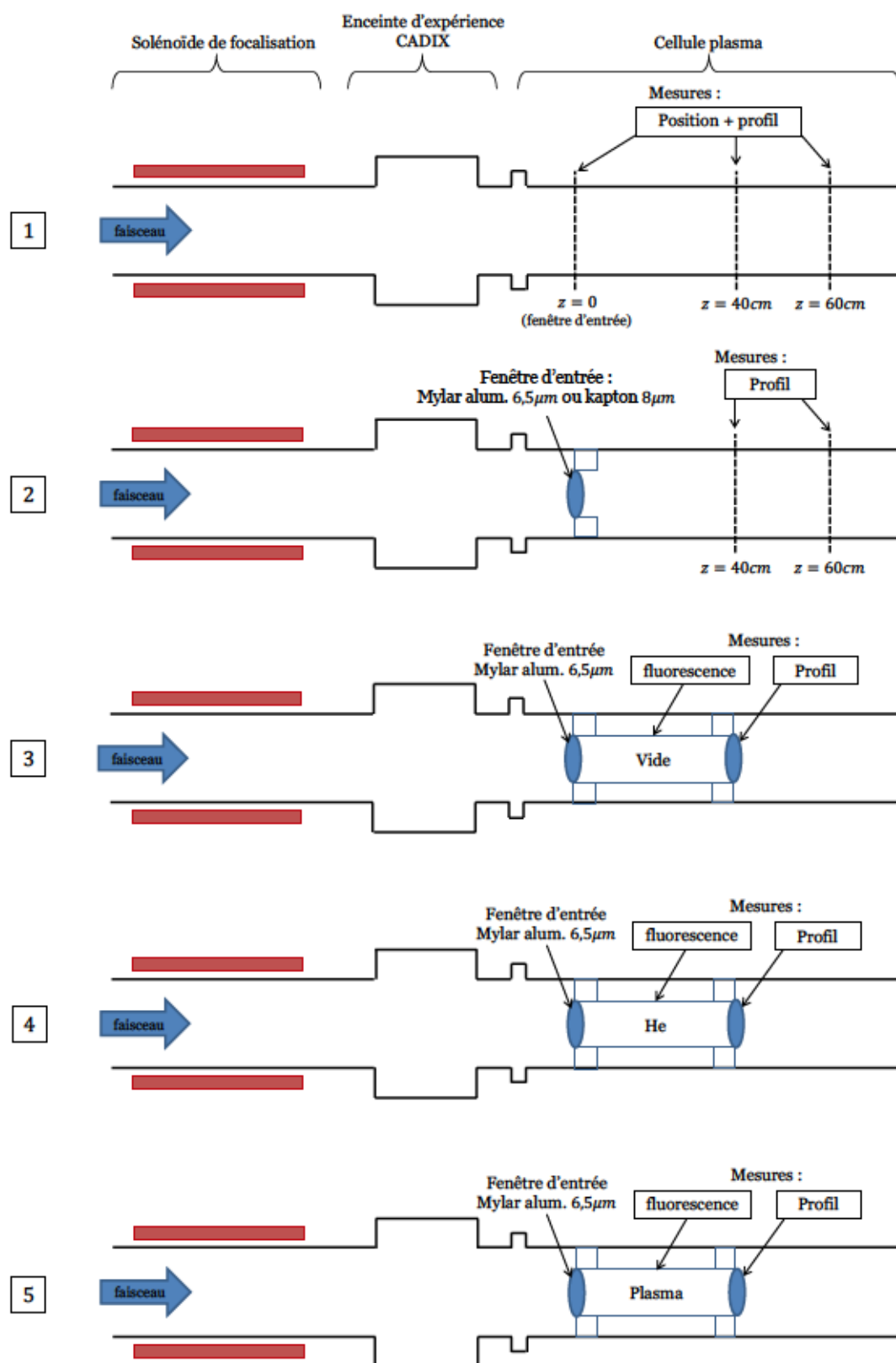


Figure 77 : Schéma des cinq étapes de notre expérience visant à : (1) valider les calculs de propagation dans la cellule plasma sans sa partie interne effectués par le code TRAJENV, (2) établir l'influence de la fenêtre d'entrée, (3) (4) (5) comparer la propagation sous vide, gaz et décharge lumineuse.



La première étape consiste à propager le faisceau d'électrons à l'intérieur de la cellule dépourvue de sa partie interne (à gauche sur la figure 75), dans le vide de l'accélérateur ( $\sim 10^{-6} \text{ mbar}$ ), et de mesurer la position et le profil transverse du faisceau. On effectue ces mesures en trois points : à la position de la fenêtre d'entrée de la cellule, à la position de la fenêtre de sortie et à une position intermédiaire. Ces mesures nous permettent de vérifier que le centrage du faisceau est bon et que le code TRAJENV prédit bien l'évolution de rayon d'enveloppe du faisceau dans ce cas précis.

La seconde étape des tests consiste à rajouter une fenêtre à l'entrée de la cellule plasma. En effectuant à nouveau des mesures de profil aux deux autres positions, nous souhaitons mesurer l'influence des feuilles de mylar aluminisé de  $6,5 \mu\text{m}$  et de kapton de  $8 \mu\text{m}$  sur la propagation du faisceau ainsi que notre capacité à modéliser l'interaction faisceau/feuille grâce au code TRAJENV.

Après avoir validé les calculs de propagation, la troisième étape consiste à effectuer les premiers essais de la cellule complète, c'est-à-dire avec sa partie interne et le tube en verre. Dans un premier temps, nous effectuons des mesures lorsque la pression dans le tube en verre est quasiment égale à celle de l'accélérateur ( $\sim 10^{-6} \text{ mbar}$ ) et sans générer de plasma pour avoir un point de référence (propagation sous vide). Ensuite, avant d'effectuer des essais de propagation dans un plasma, nous mesurons l'influence de la densité de neutres sur la propagation du faisceau. En effet, si des effets dus à l'ionisation des neutres par le faisceau venaient à apparaître, il deviendrait compliqué de les discriminer des effets liés à l'influence du plasma. C'est pourquoi nous avons planifié plusieurs essais de propagation sous atmosphère d'hélium seulement (sans plasma), à des pressions allant de  $2 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ , valeur minimale à laquelle nous générons une décharge luminescente, jusqu'à  $6 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$ . Au-delà de cette valeur, il n'est plus réaliste d'espérer générer une décharge luminescente dont la densité électronique ne soit pas entièrement gouvernée par l'ionisation des neutres lors du passage du faisceau. Pour déterminer l'effet de la pression de neutre sur la propagation du faisceau nous observons le profil du faisceau à la sortie de la cellule plasma, ainsi que la lumière potentiellement émise par fluorescence du gaz.

Enfin, la dernière phase de la campagne expérimentale est dédiée à la propagation du faisceau dans un plasma de décharge luminescente.

### **b. Les diagnostics.**

On peut séparer les diagnostics que nous avons employés en deux parties : les diagnostics électriques qui mesurent la trace électromagnétique du faisceau, et les

diagnostics optiques qui mesurent la lumière émise par le faisceau lors de son interaction avec un gaz ou bien un solide.

### a. Les diagnostics électriques.

Bien qu'il existe des techniques permettant de mesurer le champ électrique généré par le faisceau, nous n'avons utilisé que des diagnostics sensibles à son champ magnétique. Le courant  $I$  porté par le faisceau génère un champ magnétique azimutal  $B_\theta$  dont l'intensité varie avec la distance  $r$  :

$$\overrightarrow{B_\theta(r)} = \mu_0 \frac{I}{2\pi r} \overrightarrow{e_\theta} \quad (64)$$

Ainsi le faisceau de l'injecteur de FEVAIR produit un champ magnétique d'environ  $5mT$  à  $7,5cm$  de son centroïde. Cette distance correspond au rayon du tube de propagation du faisceau. La mesure de ce champ nous permet de remonter à plusieurs paramètres du faisceau, et ceci grâce à différents types de diagnostics que nous allons énumérer ici. Le lecteur trouvera une description détaillée des différents diagnostics dont nous allons parler ainsi que des diagnostics liés aux faisceaux de particules d'une manière générale dans [61] [62] [63].

### La boucle de Rogowski

La boucle de Rogowski est un diagnostic servant à mesurer le courant du faisceau. Son principe est celui d'un transformateur électrique classique : le faisceau joue le rôle de l'enroulement primaire. Le secondaire est formé par un solénoïde toroïdal, comme il est décrit dans la figure 78. La section droite du tore étant orientée selon le même axe que le champ magnétique du faisceau, une force électromotrice  $f.e.m(t)$  est générée aux bornes du solénoïde, selon le principe de l'induction magnétique :

$$f.e.m(t) = -N \frac{d\phi}{dt} \quad (65)$$

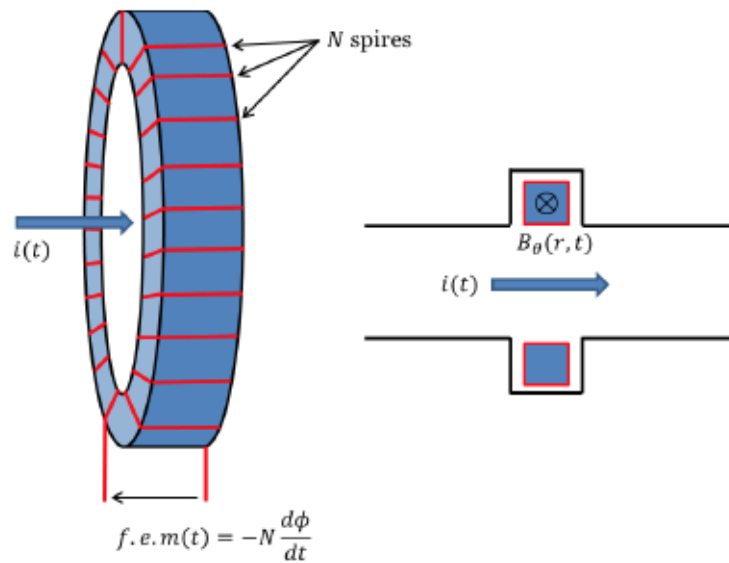


Figure 78 : Schéma de principe d'une boucle de Rogowski.

Si la section du tore est constante, la tension induite aux bornes du solénoïde est proportionnelle à la dérivée du courant. Pour retrouver la forme du courant nous avons soudé un connecteur muni d'une résistance de  $100m\Omega$ , dite de shunt, à la sortie du solénoïde. Le schéma équivalent à ce montage est donné sur la figure 79.

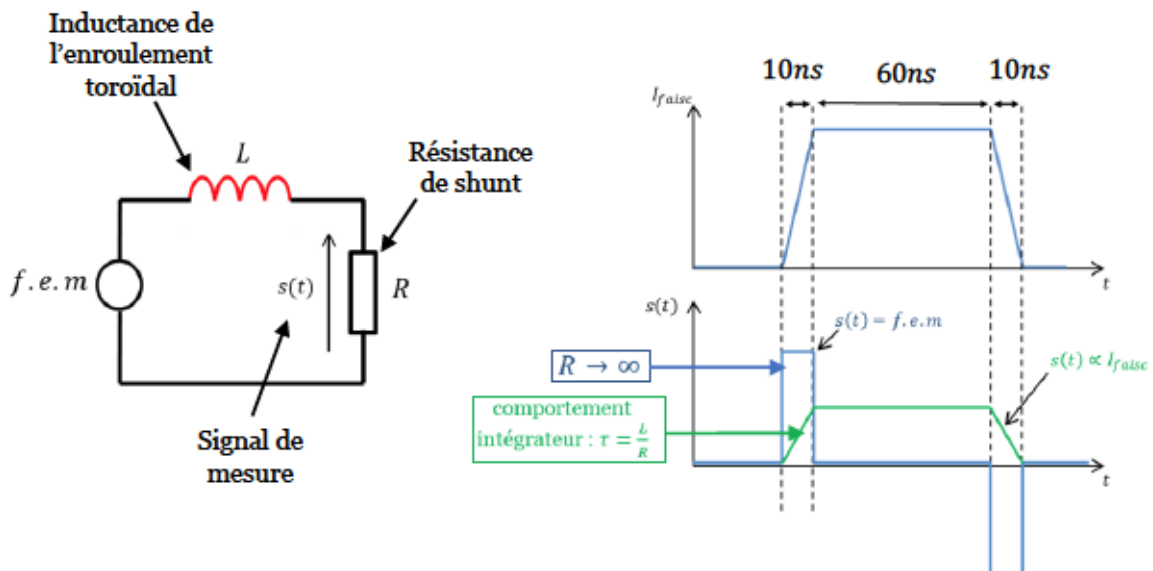


Figure 79 : Circuit électronique équivalent du transformateur de courant et de sa résistance de shunt, et formes des signaux aux bornes de celle-ci en réponse au passage du faisceau FEVAIR (fronts de 10ns et plateau de 60ns).

Si la valeur de la résistance  $R$  est infinie, alors la sortie  $s(t)$  du circuit est égale à la *f.e.m.*, qui est proportionnelle à la dérivée temporelle du courant faisceau (équation (65)). En revanche, si la résistance  $R$  est telle que  $\tau = \frac{L}{R} \gg 60ns$ ,  $\tau$  étant la constante de temps du circuit  $RL$ , alors la sortie est l'intégrale de la *f.e.m.* (comportement intégrateur). On retrouve alors un signal dont la forme est identique à celle du courant du faisceau. En calibrant le transformateur de courant grâce à un courant connu, on trouve le facteur de conversion entre celui-ci et le signal de sortie.

Pour s'assurer que le système a bien un comportement intégrateur compte-tenu du temps caractéristique du faisceau ( $\frac{L}{R} \gg 60ns$ ) on peut estimer la valeur de l'inductance du solénoïde constituant le transformateur de courant. La formule de l'inductance d'une bobine toroïdale est la suivante :

$$L = \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi} \cdot l \cdot N^2 \ln \frac{r_o}{r_i} \quad (66)$$

avec  $\mu_r$  la perméabilité du tore,  $l$  sa circonférence,  $r_o$  et  $r_i$  respectivement son diamètre extérieur et intérieur et  $N$  le nombre de tours constituant le bobinage.

Une application numérique, sachant que la bobine est constituée d'une vingtaine de tours, et que le tore possède un rayon interne de  $8cm$  et externe de  $9cm$  donne une inductance d'une dizaine de  $\mu H$ . Comme la résistance de shunt a une valeur de  $100m\Omega$ , cela correspond à une constante de temps d'environ  $100\mu s$ , ce qui est bien supérieur à la durée du faisceau.

### **Le Diagnostic de Position du Faisceau (DPF)**

Le diagnostic de position du faisceau, ou DPF, sert à repérer la position transverse du faisceau dans le tube de l'accélérateur. Ce système présente l'avantage de ne pas intercepter le faisceau et repose sur la mesure du champ électromagnétique produit par le faisceau. Il existe différents types de DPF, parmi lesquels nous pouvons citer les DPF électrostatiques, à cavité résonnante, ou encore les DPF magnétiques. Ce sont ces derniers qui sont utilisés sur la machine FEVAIR car ils présentent l'avantage d'être compacts, simples à mettre en œuvre et à calibrer et ils permettent aussi de mesurer le courant total porté par le faisceau.

Afin d'expliquer le principe de la mesure d'un DPF nous allons nous baser sur le schéma de la figure 80.



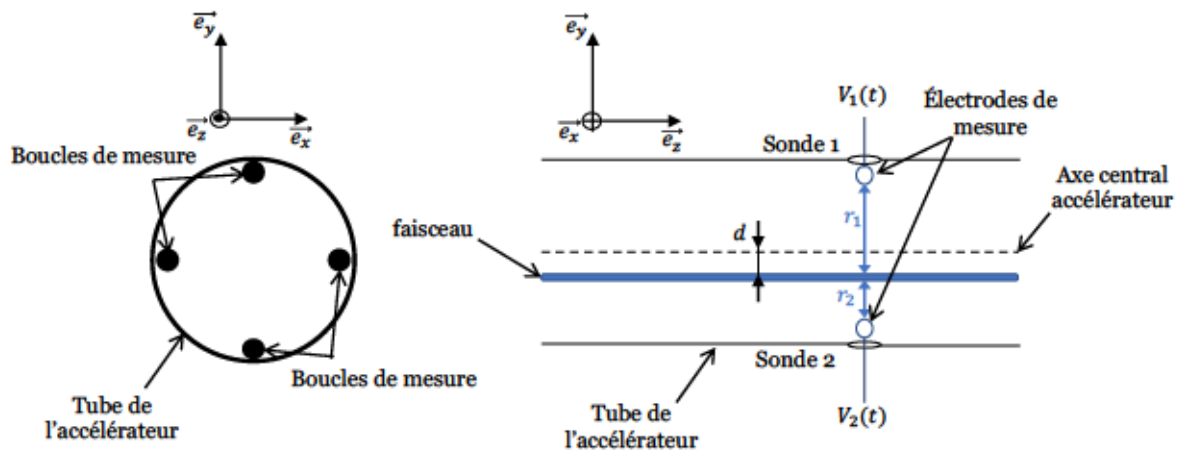


Figure 80 : Schéma présentant la disposition d'un DPF selon une coupe transversale à gauche, et une coupe longitudinale où le faisceau se trouve à une distance  $r_1$  de la boucle supérieure et une distance  $r_2$  de la boucle inférieure, à droite.

Le faisceau se propageant suivant l'axe  $\vec{e}_z$  est repéré dans le plan transverse par deux coordonnées  $(x, y)$ . Afin de mesurer chacune de ces coordonnées, quatre sondes sont placées à l'intérieur de l'accélérateur de manière diamétralement opposée, comme on peut le voir à gauche sur la figure 80. Ces sondes sont de simples boucles de courant : on mesure à leur borne la tension induite par la variation du champ magnétique azimuthal  $B_\theta$  créé par le faisceau.

Considérons le cas illustré à droite sur la figure 80 : un faisceau d'électrons portant un courant  $I$  se propage dans un tube de diamètre  $\phi$ . Nous observons une coupe longitudinale de l'accélérateur selon le plan formé par les vecteurs  $\vec{e}_y$  et  $\vec{e}_z$  et passant par l'axe central du tube de propagation du faisceau. Le faisceau d'électrons n'est pas centré : il se trouve respectivement à une distance  $r_1$  et  $r_2$  et des sondes 1 et 2. La surface des boucles de courant de ces deux sondes est identique et notée  $S$ . On définit  $d = \frac{r_1 - r_2}{2}$ , par conséquent  $|d|$  représente la distance séparant le centre de masse du faisceau de l'axe central du tube de propagation.

La tension  $V_i(t)$  induite aux bornes de la sonde  $i$  par le champ magnétique azimuthal  $B_\theta$  du faisceau, est donnée par la relation de Lenz-Faraday :

$$V_i(t) = -\frac{d\phi}{dt} = -S \frac{dB_\theta}{dt}$$

D'après l'équation (64), on en déduit la relation suivante :

$$V_i(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{1}{r_i} \frac{dI}{dt} \quad (67)$$

Autrement dit, la forme de la tension induite aux bornes d'une sonde dépend du profil du courant du faisceau et son amplitude est inversement proportionnelle à la distance la séparant du faisceau.

On effectue l'opération suivante de manière analogique :

$$\frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} = \frac{\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}}{\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_1}} = \frac{r_1 - r_2}{r_1 + r_2} = \frac{2d}{\phi}$$

où  $V_i$  est l'amplitude de la tension induite aux bornes de la sonde  $i$ . Grâce à ce calcul, on obtient une valeur proportionnelle à l'écart  $d$  entre le centre de masse du faisceau et l'axe central de l'accélérateur. De plus, la grandeur  $d$  étant signée, nous savons si le faisceau se trouve plus proche de la sonde 1 ou de la sonde 2. De cette manière nous avons déterminé la coordonnée  $y$  du faisceau. De la même manière dans le plan formé par les vecteurs  $\vec{e}_x$  et  $\vec{e}_z$  et passant par l'axe centrale de l'accélérateur, nous pouvons déterminer la coordonnée  $x$ .

On peut noter qu'en faisant la somme des signaux issus des quatre sondes, on retrouve le signal de sortie d'une boucle de Rogowski dont le solénoïde toroïdal serait composé de quatre tours. C'est pourquoi, le DPF nous permet aussi de mesurer le courant total du faisceau.

### La « B-dot »

La « B-dot » est une boucle de courant identique aux sondes composant un DPF : on mesure la tension induite à ses bornes par le champ magnétique du faisceau. Cette tension est proportionnelle à la dérivée temporelle du flux magnétique à travers la boucle (équation 65), et par conséquent à la dérivée temporelle du courant porté par le faisceau :  $fem \propto \frac{dI}{dt}$ . Au niveau de la cellule plasma, on peut faire l'hypothèse que le faisceau est quasiment centré. Par conséquent, on détermine le facteur de proportionnalité entre la force électromotrice et la dérivée temporelle du courant du faisceau en effectuant une calibration : avant le montage de la cellule plasma, on mesure le courant  $I$  traversant un conducteur placé en son centre, ainsi que la  $fem$  induite aux bornes des « B-dots ». Le rapport entre la tension induite et la dérivée temporelle du courant donne le facteur de proportionnalité  $K_{Bdot}$ . Lorsque la cellule

plasma est montée sur l'accélérateur et que le faisceau la traverse, on mesure la tension  $V_{ind}(t)$  induite aux bornes d'une « B-dot ». On a alors :

$$V_{ind}(t) = K_{Bdot} \frac{dI}{dt}$$

Pour remonter au courant  $I$  on effectue donc l'intégration suivante :

$$I(t) = \int \frac{1}{K_{Bdot}} V_{ind}(t) dt \quad (68)$$

La cellule plasma possède 4 « B-dot » (figure 81) espacées de 20cm. La première se trouve avant la fenêtre d'entrée, puis on en trouve deux le long du tube en verre, et finalement la dernière se trouve juste après la fenêtre de sortie.

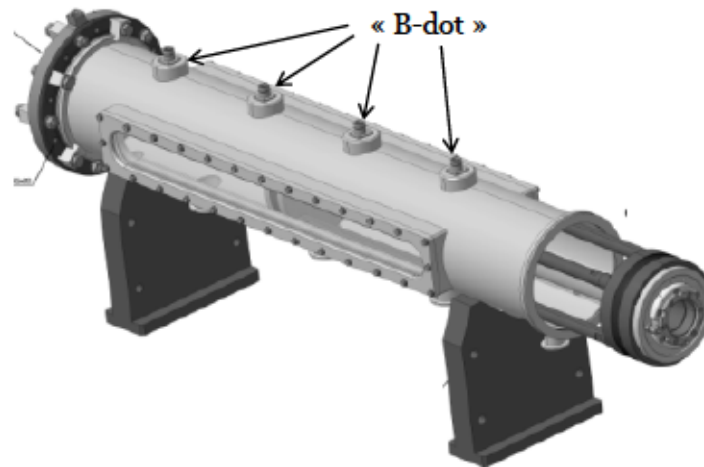


Figure 81 : Emplacement des "B-dot" le long de la cellule plasma.

### b. Les diagnostics optiques.

Afin de caractériser la propagation du faisceau d'électrons dans un plasma nous avons mesuré son profil transverse à la sortie de la cellule plasma ainsi que la lumière émise par le gaz résiduel sous l'influence du faisceau.

### Imagerie Cerenkov

La fenêtre de sortie de la cellule plasma est une feuille de mylar aluminisée de  $6,5\mu\text{m}$ . Lorsque le faisceau traverse ce matériau, il émet un rayonnement dit « Cerenkov » [64]. Le faisceau d'électrons étant relativiste, dans le mylar, sa vitesse est supérieure à la vitesse de la lumière. Ainsi, le rayonnement induit par le passage du faisceau forme

un front d'onde cohérent. En plaçant un miroir oblique juste après la fenêtre de sortie de la cellule plasma (figure 82), on observe ce rayonnement, qui nous donne le profil du faisceau en première approximation.

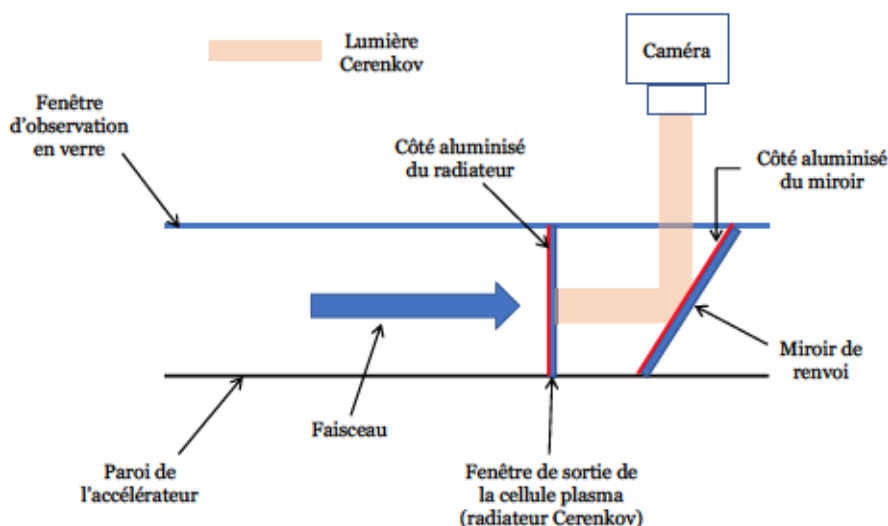


Figure 82 : Schéma de principe illustrant la configuration permettant de mesurer le profil du faisceau par imagerie Cerenkov.

### Mesure de l'émission transverse

Lors de sa propagation dans la cellule plasma, le faisceau va interagir avec le plasma d'une part, mais aussi avec les neutres. En plus de l'ionisation, il peut exciter les atomes. Les atomes ainsi excités retournent à leur niveau fondamental en émettant un rayonnement électromagnétique de fluorescence. La détection de ce rayonnement grâce au dispositif décrit dans la figure 83, permet de repérer la trace du faisceau au travers des fenêtres latérales de la cellule plasma.



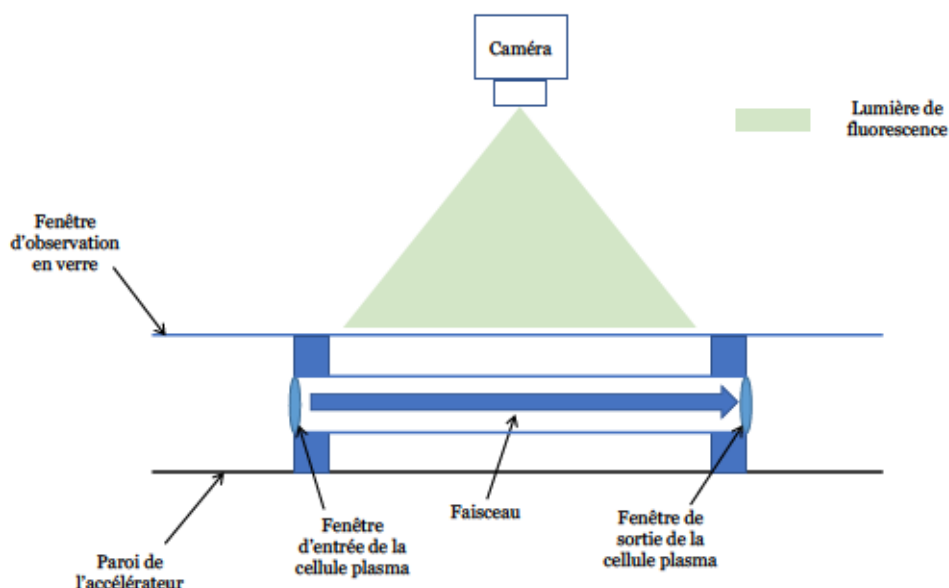


Figure 83 : Schéma de principe illustrant la configuration permettant de mesurer l'émission transverse engendrée par le faisceau traversant la cellule plasma.

### La caméra CCD intensifiée

Pour détecter les émissions lumineuses dont nous venons de parler nous avons utilisé deux caméras CCD intensifiées. Ce type d'équipement se distingue d'une caméra CCD classique par la présence d'un intensificateur de lumière. La fonction principale de l'intensificateur est l'amplification du signal d'entrée pendant un temps réglable (le temps d'exposition), c'est-à-dire la multiplication des photons. Dans notre cas, cela permet d'obtenir des images alors que le temps d'exposition est très faible ( $3ns$ ) et que, par conséquent, peu de photons atteignent le détecteur.

L'intensificateur se compose de trois éléments [65] (figure 84):

- Une photocathode qui convertit les photons entrant en électrons (on parle de photoélectrons pour désigner les électrons ainsi générés).
- Une galette de micro-canaux qui est un dispositif amplificateur de charge électrique (similaire à un photomultiplicateur).
- Un écran phosphore qui reconvertit les photoélectrons en photons.

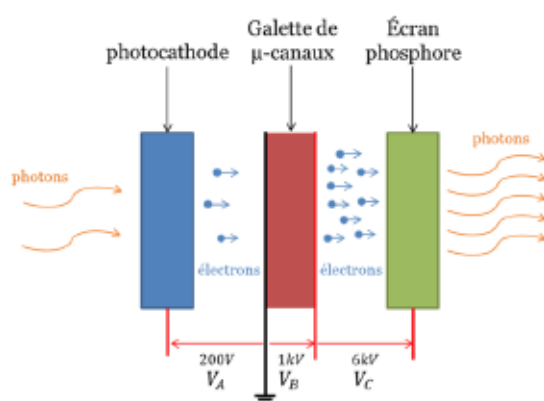


Figure 84 : Description schématique du fonctionnement d'un intensificateur.

La tension  $V_A$  est utilisée pour le déclenchement de la caméra. Lorsqu'elle est négative les photoélectrons sont accélérés vers les micro-canaux, mais lorsqu'elle est positive, ils ne peuvent pas franchir la barrière de potentiel et le signal optique est bloqué. Ainsi, en commandant la polarité de cette tension, nous commandons le temps d'exposition de la caméra. La rapidité des composants électroniques actuels permet d'obtenir des temps d'exposition de l'ordre de la nanoseconde. La tension  $V_B$  génère la multiplication électronique dans les micro-canaux, et la tension  $V_C$  ré-accelère les électrons sortant des micro-canaux afin de maximiser la conversion électron/photon au niveau de l'écran phosphore. Par la suite, le signal lumineux amplifié est capté par un dispositif CCD classique.

Au cours de cette campagne expérimentale, nous avons utilisé deux caméras *PIMAX4* de Princeton Instruments [66]. Nous avons fixé le temps d'exposition à  $3ns$ . Cette valeur, bien que courte par rapport à la durée du faisceau, correspond au temps mis par un de ces électrons pour parcourir environ  $1m$ . Par conséquent, il est important de noter que les images prises par nos caméras représentent une vue intégrée sur la traversée de la cellule plasma plutôt qu'instantanée.

### Disposition dans le hall d'expérience

La figure 85 présente la configuration spatiale des différents éléments de notre expérience.

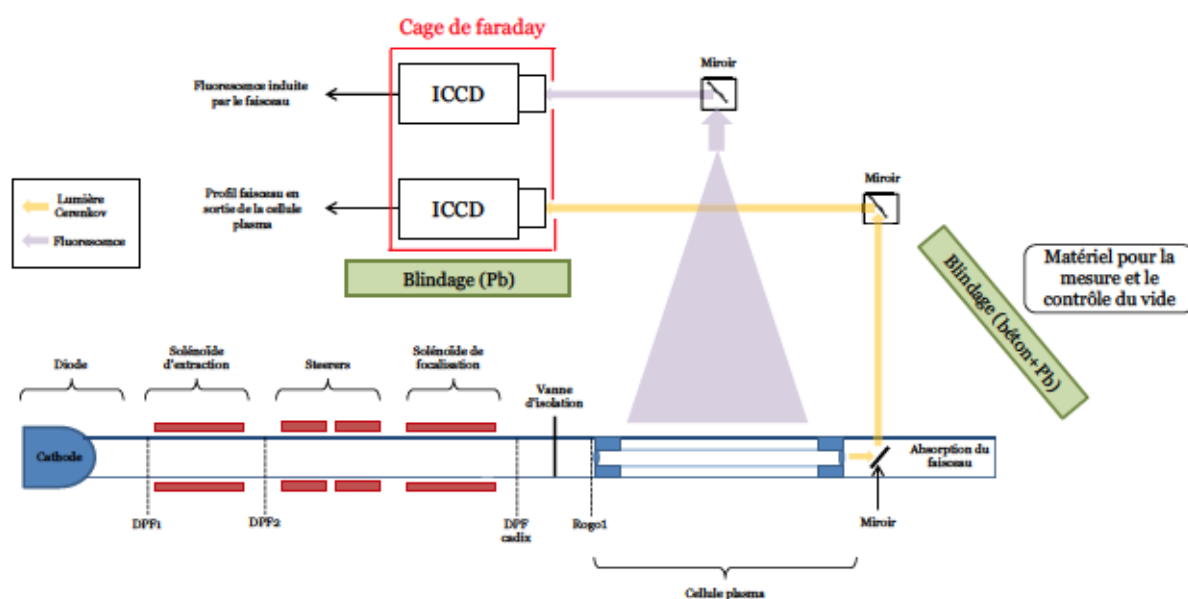


Figure 85 : Position relative de l'accélérateur, de la cellule plasma et des diagnostics.

On peut noter plusieurs éléments :

- Entre la cellule plasma et le reste de l'accélérateur se trouve une vanne d'isolation. De cette manière nous pouvons effectuer des opérations sur la cellule plasma nécessitant son ouverture sans altérer le vide du côté de l'injecteur.
- Les signaux lumineux que nous désirons mesurer sont dirigés vers les caméras grâce à des miroirs. Cela nous permet de placer les caméras derrière un blindage afin de les protéger des rayonnements ionisants émis par l'accélérateur.
- Les caméras sont placées dans une cage de Faraday afin de réduire l'impact sur l'électronique des perturbations électromagnétiques induites par le fonctionnement de l'accélérateur.

Le système de pompage de la cellule n'est pas représenté sur la figure 85 par souci de clarté. Nous rappelons que la cellule nécessite deux systèmes de pompage puisqu'elle possède deux volumes opérant à des pressions différentes. Cependant afin de minimiser les contraintes sur les interfaces entre ces deux volumes (feuilles de mylar aluminisé de  $6,5\mu m$ ) nous avons lié ces deux circuits de pompage : chacun possède sa propre pompe turbo-moléculaire mais ils partagent la même pompe primaire. Les appareils de contrôle des pompes turbo-moléculaires ont été placés derrière un mur blindé, de même que les contrôleurs des jauges de vide. Les systèmes de commande servant à déclencher la décharge lumineuse et l'émission du faisceau ont été déportés dans une salle de contrôle. Des caméras placées dans le hall d'expériences

permettent de visualiser la pression sur les contrôleurs de jauges, ainsi que la présence de la décharge luminescente dans la cellule plasma. Enfin, les signaux expérimentaux mesurés par les différents diagnostics sont visualisés directement depuis la salle de contrôle.

Dans les parties suivantes, nous allons présenter les résultats expérimentaux en suivant l'ordre chronologique décrit sur la figure 77.

## 2. Mesure du profil du faisceau en sortie de la cellule plasma.

Comme nous l'avons abordé plus tôt, la mesure du rayonnement Cerenkov induit par le passage du faisceau à travers la fenêtre de sortie de la cellule plasma, nous permet d'accéder en première approximation aux dimensions transverses du faisceau et d'avoir une idée de son homogénéité. La figure 86 présente une image typique de ces mesures.

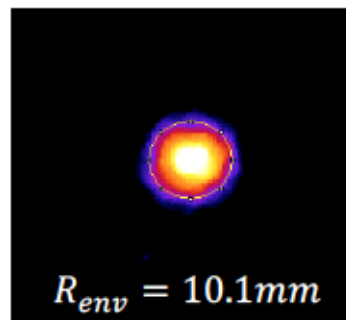


Figure 86 : Exemple d'une image du rayonnement Cerenkov émis par la fenêtre de sortie de la cellule plasma. Elle a été obtenue lorsque la cellule plasma était sous-vide ( $P = 10^{-4}mbar$ ).

Pour plus de clarté nous avons converti l'échelle de gris en couleurs. Les zones dont la couleur tire vers le jaune correspondent aux zones où l'émission de rayonnement Cerenkov est importante et par conséquent où la densité d'électrons du faisceau est importante. Au contraire, les zones violettes présentent une plus faible concentration d'électrons.

Pour évaluer le rayon d'enveloppe du faisceau, nous utilisons la formule suivante :

$$R_{env} = \sqrt{(2X_{rms})^2 + (2Y_{rms})^2}$$



où  $(X_{rms}, Y_{rms})$  sont les dimensions moyennes du faisceau, telles qu'elles sont définies dans la section 1 du chapitre 4. Ces dimensions sont définies de la même manière que dans le code TRAJENV, afin de pouvoir comparer nos mesures avec les résultats de ce code.

Dans notre configuration expérimentale, la barre d'erreur sur la mesure du rayon d'enveloppe est de l'ordre du millimètre.

### a. Phase 1 : mesure sous vide sans la partie interne de la cellule plasma.

Comme il est expliqué dans la première partie de ce chapitre, dans un premier temps nous avons effectué des mesures de profil du faisceau à différents endroits le long de la cellule plasma dépourvue de sa partie interne. Dans le graphe de la figure 87 nous avons reporté le rayon d'enveloppe du faisceau calculé à partir de ces mesures selon la méthode exposée plus haut. En trait continu, nous avons reporté le rayon d'enveloppe du faisceau calculé par TRAJENV.

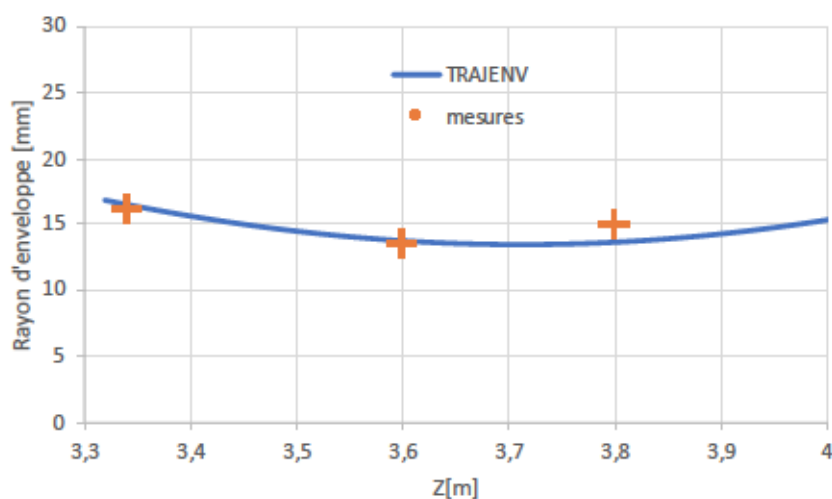


Figure 87 : Rayon d'enveloppe du faisceau dans le vide à l'emplacement de la cellule plasma : calcul TRAJENV (trait continu) et mesure (points).

Étant donné la barre d'erreur estimée à 1mm, on peut dire que le code TRAJENV reproduit avec une bonne précision l'évolution du rayon d'enveloppe du faisceau sous vide et sans feuille influençant la propagation du faisceau, seulement pour les deux premières positions ( $z = 3,35m$  et  $z = 3,6m$ ).

## b. Phase 2 : étude de l'influence de la fenêtre d'entrée de la cellule plasma.

### Fenêtre en kapton de $8\mu\text{m}$

Sur le graphe de la figure 88, nous présentons le rayon d'enveloppe du faisceau aux différents points de mesure, déterminé à partir des mesures de son profil lorsque nous avons placé une fenêtre de kapton de  $8\mu\text{m}$  au niveau de la fenêtre d'entrée de la cellule plasma. Là encore nous rappelons que ces mesures ont été effectuées sans la partie interne de la cellule plasma. Afin d'étudier la stabilité temporelle du faisceau, nous avons effectué ces mesures à deux temps :  $5\text{ns}$  et  $40\text{ns}$  après le début du plateau de courant du faisceau. Tout comme le graphe précédent, nous avons reporté en trait plein l'enveloppe du faisceau calculé par TRAJENV dans ces conditions expérimentales.

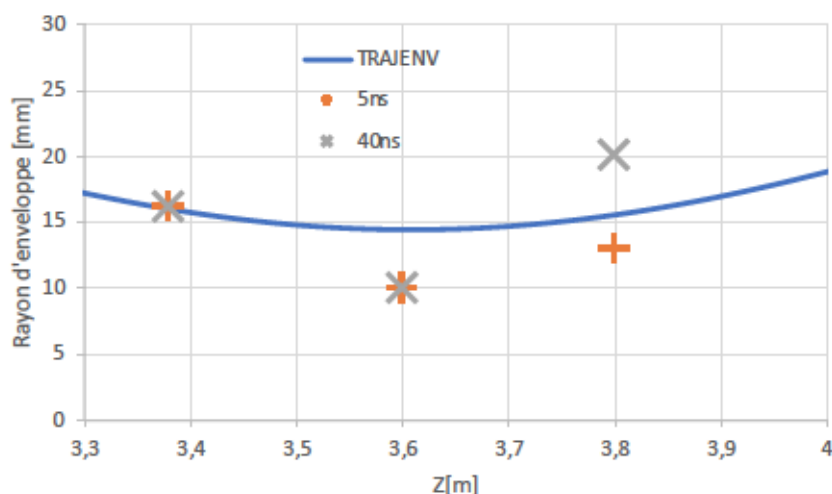


Figure 88 : Rayon d'enveloppe du faisceau dans le vide après avoir traversé une fenêtre de kapton de  $8\mu\text{m}$  à l'emplacement de la fenêtre d'entrée de la cellule plasma : calcul TRAJENV (trait continu) et mesure (points).

**Remarque :** Tout au long des expériences, la configuration de l'accélérateur (énergie et courant du faisceau, courant dans les déviateurs et dans les solénoïdes d'extraction et de focalisation) est restée la même. C'est pourquoi sur le graphique ci-dessus le rayon du faisceau en entrée de la cellule est le même que celui de la figure 87.

Les mesures effectuées  $5\text{ns}$  après le début du plateau montrent un rayon d'enveloppe plus petit d'environ  $4\text{mm}$  en  $Z = 3,6\text{m}$  et plus petit d'environ  $2\text{mm}$  en  $Z = 3,8\text{m}$  par rapport aux calculs TRAJENV. Après  $40\text{ns}$ , on observe une évolution du rayon d'enveloppe en  $Z = 3,8\text{m}$  : il augmente d'environ  $7\text{mm}$ . Ces mesures montrent d'une

part un effet focalisant de la feuille auquel nous ne nous attendions pas et d'autre part que le rayon d'enveloppe n'est pas stable dans le temps. Il est possible que la feuille se charge induisant un claquage de surface qui modifie le champ électrique radial  $\vec{E}_r$  du faisceau un peu comme une feuille conductrice.

### Fenêtre de mylar aluminisé de $6,5\mu m$

De la même manière et dans les mêmes conditions qu'avec la fenêtre de kapton, nous avons effectué des mesures avec une fenêtre de mylar aluminisé de  $6,5\mu m$ . Les résultats de ces mesures ainsi que les calculs TRAJENV correspondant sont reportés sur la figure 89.

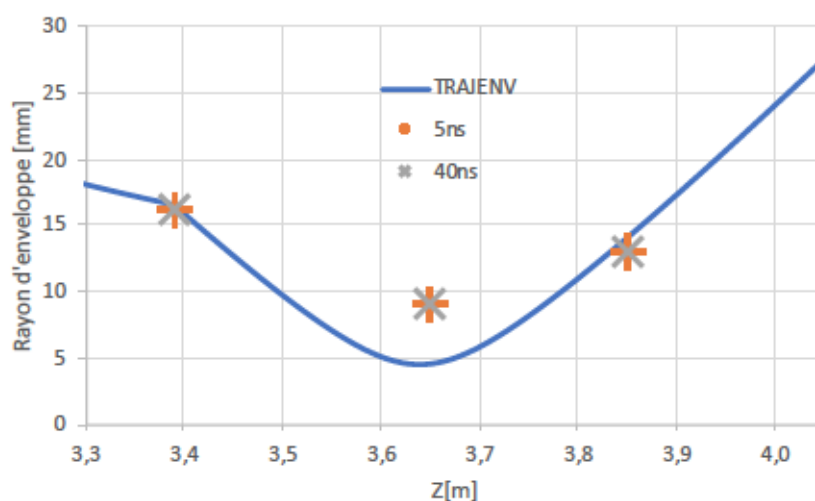


Figure 89 : Rayon d'enveloppe du faisceau dans le vide après avoir traversé une fenêtre de mylar aluminisé de  $6,5\mu m$  à l'emplacement de la fenêtre d'entrée de la cellule plasma: calcul TRAJENV (trait continu) et mesure (points).

On peut voir que le rayon d'enveloppe mesuré à la position intermédiaire est plus grand d'environ  $4mm$  que celui calculé par le code TRAJENV. De plus, contrairement au cas du kapton, le rayon d'enveloppe du faisceau est stable dans le temps. Ces observations sont cohérentes avec l'hypothèse de la charge de la feuille de kapton. En effet, la fine couche d'aluminium ( $50nm$  pour rappel) recouvrant nos feuilles de mylar permet d'éviter que celles-ci se chargent, ce qui pourrait expliquer la stabilité temporelle de l'enveloppe du faisceau.

A l'issue de la deuxième phase de notre planning d'expérience, nous avons fait le choix d'utiliser seulement les fenêtres de mylar aluminisé de  $6,5\mu m$  afin de s'assurer que les conditions expérimentales étaient stables. En revanche, on peut voir que le code

TRAJENV a du mal à reproduire l'effet focalisant d'une feuille conductrice de mylar aluminisé.

### c. Phase 3 : Cellule plasma complète sous vide.

Dans la troisième phase de notre plan d'expérience, nous avons monté la cellule plasma dans sa totalité, c'est-à-dire avec sa partie interne. Dès lors il ne nous est plus possible de mesurer le profil du faisceau à une position intermédiaire. Par conséquent nous ne mesurons plus que son profil en sortie de la cellule plasma. Dans un premier temps nous avons effectué des tirs à vide, c'est-à-dire lorsque la pression à l'intérieur de la cellule était proche de la pression à l'intérieur du tube de propagation de l'accélérateur. Comme nous souhaitons par la suite étudier l'influence de la pression de gaz et de la présence d'un plasma sur la propagation du faisceau, ces mesures à vide constituent un point de référence. La figure 90 présente les images des profils du faisceau à la sortie de la cellule plasma à une pression de  $10^{-4} \text{ mbar}$ , à deux temps différents ( $5 \text{ ns}$  et  $30 \text{ ns}$ ) et pour deux tirs différents. Le rayon effectif du faisceau est aussi noté sur chaque image.

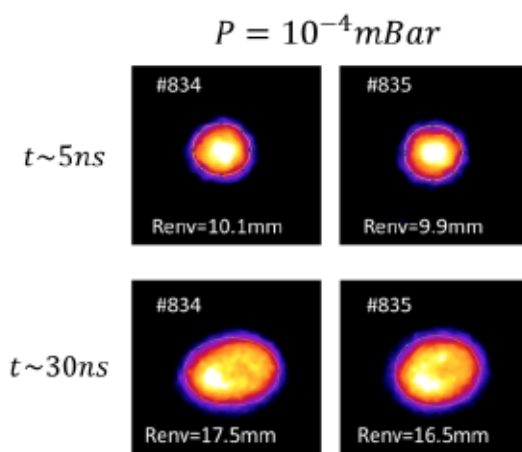


Figure 90 : Rayonnement Cerenkov de la fenêtre de sortie lors de la propagation du faisceau dans la cellule plasma sous vide pour les tirs 834 et 835. Les images du haut sont prises au début du plateau de l'impulsion électronique ( $\sim 5 \text{ ns}$ ) et celle du bas au milieu du plateau ( $\sim 30 \text{ ns}$ ).

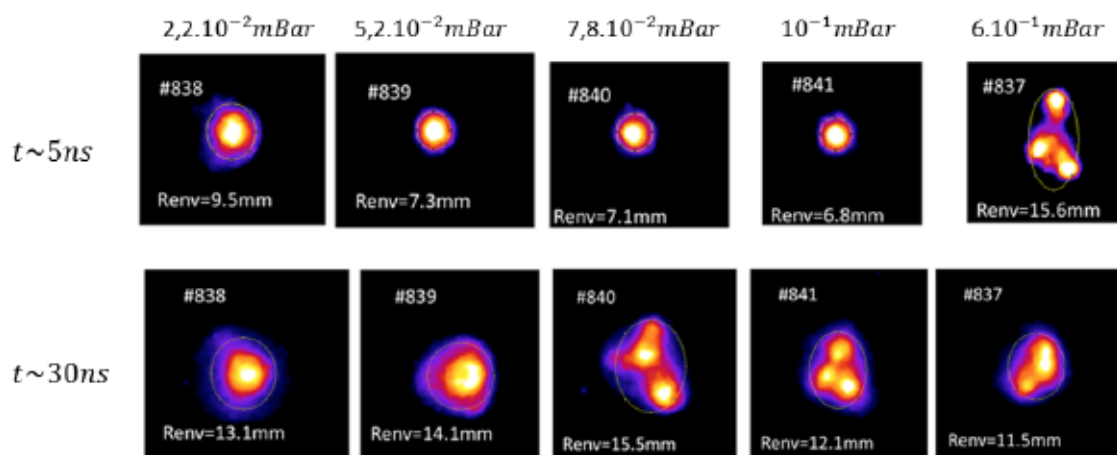
Premièrement on peut noter que les résultats sont assez reproductibles. Cependant ils sont contradictoires avec ceux présentés sur la figure 89. En effet, lorsque seule la fenêtre de mylar aluminisé est présente et non la cellule entière, le rayon effectif d'enveloppe mesuré est de  $13,7 \text{ mm}$  au niveau de la sortie de la cellule et il ne varie pas dans le temps. Les valeurs que nous mesurons avec toute la cellule au même emplacement sont assez différentes : le rayon effectif est plus petit au début du plateau



de courant, puis il croît significativement. Pour expliquer la différence de rayon entre ces mesures à  $5ns$  et les mesures de la figure 89, nous avons fait l'hypothèse que la présence du support en laiton tenant la fenêtre de sortie de la cellule, peut avoir une influence sur le faisceau. Quant à l'évolution du rayon d'enveloppe du faisceau avec le temps, nous pensons que celle-ci est due à la charge du tube en verre de la cellule lors de collisions avec les électrons les plus périphériques du faisceau, comme ce sera abordé plus loin.

#### d. Phase 4 : étude de l'influence de la pression de gaz.

L'étape suivante de notre plan consiste à étudier l'influence de la pression de gaz à l'intérieur de la cellule plasma sur la propagation du faisceau. Sur la figure 91, nous présentons le résultat des mesures de profil du faisceau en sortie de cellule, à deux temps différents ( $5ns$  et  $30ns$ ) et pour une gamme de pression d'hélium allant de  $2,2 \cdot 10^{-2} mbar$  à  $6 \cdot 10^{-1} mbar$ . Nous rappelons que lors de ces mesures aucun plasma n'est encore présent dans le tube de la cellule. Celui-ci contient simplement une certaine densité d'atomes d'hélium.



**Figure 91 : Emission Cerenkov de la fenêtre de sortie après propagation du faisceau dans de l'hélium pour les pressions indiquées. Les images du haut sont prises au début du plateau de l'impulsion électronique ( $\sim 5ns$ ) et celle du bas au milieu du plateau ( $\sim 40 ns$ ).**

Les images montrent que le gaz a déjà un effet sur la propagation du faisceau d'électrons, même à une pression de remplissage de quelques  $10^{-2} mbar$ . A  $t \sim 5 ns$  (images du haut) cet effet se traduit par une diminution de la taille observée du faisceau d'autant plus que la pression de gaz augmente. A  $0.6 mbar$  une instabilité se développe et le faisceau filamente. Après quelques dizaines de nanosecondes (images du bas), on observe une nette évolution par rapport au début du plateau : d'une part on observe à

ce temps la filamentation du faisceau pour des pressions inférieures, et d'autre part le faisceau est globalement plus large qu'au début du plateau (comme sous vide). La cause de ces observations est l'ionisation du gaz de la cellule par le faisceau. En effet l'effet est plus marqué quand la pression de gaz est plus élevée, et quand le faisceau a pu ioniser le gaz pendant plus de temps. A cela s'ajoute le phénomène de charge du tube en verre déjà évoqué.

### **e. Phase 5 : étude de l'influence du plasma de décharge luminescente.**

En conséquence, il est clair que la présence du gaz a un effet visible sur la propagation du faisceau, y compris à basse pression malgré le fait que le taux d'ionisation du gaz par le faisceau est très faible. En pratique, notre système de décharge plasma ne nous permet pas de démarrer la décharge avec une pression de gaz inférieure à  $2.10^{-2}$  mbar, pression pour laquelle le gaz influe déjà sur la propagation. Compte-tenu du temps imparti pour l'expérience, nous n'avons pu faire qu'un seul essai avec la décharge plasma, pour une pression initiale de gaz égale à  $5.10^{-2}$  mbar et une densité électronique de l'ordre de  $10^9$   $cm^{-3}$ . Nous n'avons pas vu de différence significative par rapport à l'essai avec gaz seul, ce qui montre que l'ionisation du gaz par le faisceau produit une densité électronique nettement supérieure. Ce résultat est en accord avec ce que nous avons estimé à la fin du premier chapitre de cette thèse. Pour rappel, nous avons vu que pour négliger l'augmentation de densité des décharges luminescentes induite par l'ionisation directe des neutres par les le faisceau, le degré d'ionisation de la décharge devait être bien supérieur à  $10^{-3}$ . Grâce à l'équation des gaz parfaits :

$$P = nk_B T$$

où  $P$  est la pression,  $n$  la densité de neutre et  $T$  la température de la population de neutres, on calcule qu'une pression de  $5.10^{-2}$  mbar, c'est-à-dire 5Pa, à  $20^\circ C$ , équivaut à une densité de neutre d'environ  $10^{15}$   $cm^{-3}$ . La densité électronique dans notre décharge luminescente étant de l'ordre de  $10^9$   $cm^{-3}$ , le degré d'ionisation est donc d'environ  $10^{-6}$ . C'est pourquoi, pour isoler l'effet d'un plasma préformé, il faut impérativement augmenter le degré d'ionisation initial du plasma, c'est-à-dire accentuer l'effet « plasma » au détriment de l'effet « gaz seul ».

### 3. Mesure de l'émission transverse.

Initialement, nous avons pensé le concept de la cellule plasma avec des fenêtres sur ses côtés afin d'observer la lumière émise par le gaz lors du passage du faisceau. Cependant, lors des mesures, la lumière que nous avons réellement observée provenait de l'interaction du faisceau avec les parois du tube en verre. Nous pensons que celle-ci était bien trop intense pour nous permettre de distinguer un rayonnement de fluorescence du gaz. Cependant ces images nous ont permis de détecter les électrons périphériques du faisceau de façon complémentaire au diagnostic précédent. En revanche, nous avons montré en décalant temporellement l'instant d'observation, que le temps de décroissance de la fluorescence du verre utilisé pour le tube est long (bien supérieur à  $100\text{ns}$ ). L'image que nous avons de la zone impactée n'est donc pas instantanée, mais intégrée depuis le début de l'impulsion électronique jusqu'au moment de l'observation. Ces propos sont illustrés de manière qualitative sur le schéma de la figure 92. Dans cet exemple, nous considérons que le faisceau entre en contact avec une certaine partie du tube en verre au début du plateau. Nous avons schématisé en vert la décroissance de la fluorescence engendrée par cette collision. Ici, l'instant de déclenchement de la caméra est quelconque, l'information à retenir étant que l'image que nous obtenons est l'intégrale du signal lumineux depuis le début de l'impulsion jusqu'au moment de la mesure. Ainsi, la détection d'un signal par la caméra ne nous permet de déterminer précisément ni son origine temporelle ni sa durée. Autrement dit, on ne peut pas dire si cette lumière provient d'une collision brève entre le faisceau et le tube en verre ou bien si la collision est plus longue. De plus on ne peut pas déterminer à quel instant, entre le début du faisceau ou le moment de la mesure, cette collision a eu lieu.

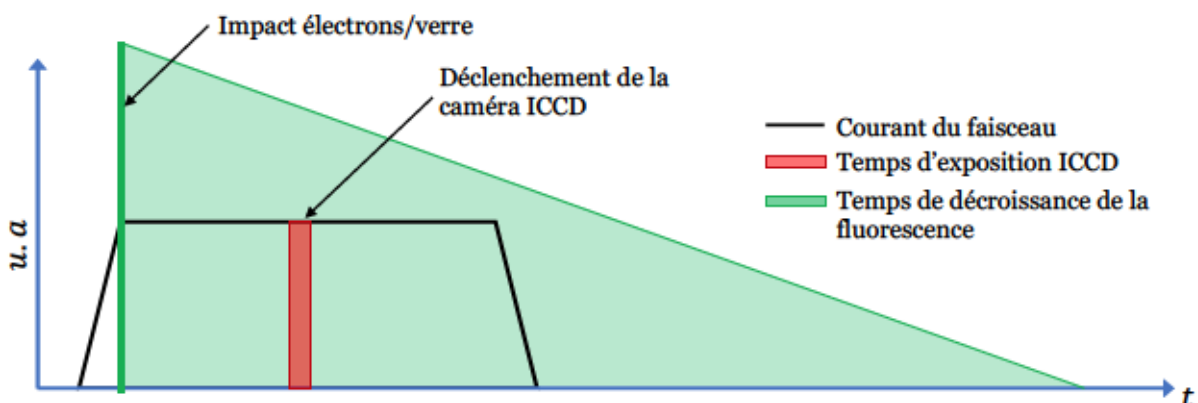


Figure 92 : Comparaison des temps caractéristiques du faisceau, de la caméra ICCD et de la fluorescence du tube en verre. Ceci est une illustration, par conséquent les échelles de temps ne sont pas exactes.



Durant les deux premières phases de notre plan d'expérience, nous avons effectué des tirs sans la partie interne de la cellule, c'est-à-dire sans tube en verre et à une pression égale au vide de l'accélérateur ( $10^{-6}mbar$ ). N'ayant alors vu aucun rayonnement transverse, nous allons aborder directement les résultats obtenus durant la troisième phase de l'expérience.

**Remarque :** lors de l'étude du rayonnement transverse, nous avons systématiquement pris des mesures à deux temps différents :  $5ns$  et  $40ns$  après le début du plateau de courant. Pour cela, nous avons utilisé les deux caméras PIMAX avec des temps de déclenchement différent. Les deux caméras n'avaient pas la même ligne d'imagerie donc leurs niveaux de gris ne sont pas directement comparables, mais du même ordre de grandeur.

### **a. Phase 3 : cellule plasma complète sous vide.**

La figure 93 montre l'émission transverse observée à  $5ns$  et  $30ns$  (début et milieu du plateau de courant), sans gaz dans la cellule. Sur ces images, le faisceau d'électrons provient de la gauche.

**Remarque :** en  $5ns$  un électron relativiste parcourt environ  $1m50$ . Étant donné que la cellule mesure moins d'un mètre de long, les premiers électrons du faisceau l'ont déjà traversé  $5ns$  après le début du plateau de courant.

Une faible émission lumineuse est visible sur toute la longueur du tube en verre, et est accentuée vers la sortie de la cellule. Ceci indique que malgré le fait que les images de la fenêtre de sortie vues précédemment montrent un faisceau plus petit que le tube en verre, des électrons périphériques du faisceau impactent le tube. Ces impacts entraînent très probablement la charge du tube en verre, qui en retour peut affecter la propagation du faisceau et pourrait expliquer l'augmentation avec le temps de son diamètre au niveau de la fenêtre de sortie, même quand la cellule est vide.



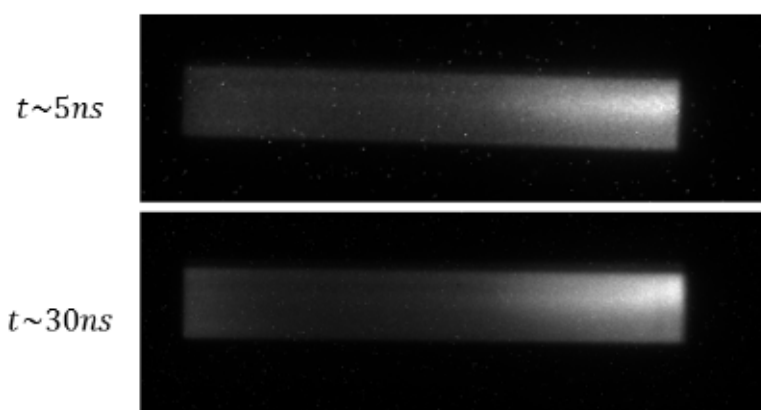


Figure 93 : Emission transverse observée avec la cellule vide. La zone lumineuse correspond à l'ensemble du tube en verre (longueur 33cm, diamètre 4,8cm). Le faisceau d'électrons arrive de la gauche.

#### **b. Phase 4 : étude de l'influence de la pression de gaz.**

La figure 94 montre les images obtenues quand de l'hélium a été introduit dans la cellule, au début du plateau de courant (images de gauche) et au milieu de celui-ci (images de droite). A  $t \sim 5 \text{ ns}$ , l'image à  $2,2 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$  n'est pas très différente de celle sous vide, et celles pour les pressions de  $5,2 \cdot 10^{-2}$  à  $10^{-1} \text{ mbar}$  montrent même moins d'émission lumineuse sur la partie finale du tube que sous vide. Le cas à plus haute pression est clairement différent, et montre qu'un halo considérable d'électrons entoure le faisceau. A  $t \sim 30 \text{ ns}$ , pour toutes les pressions de gaz testées, il y a plus d'électrons qui impactent le tube que sous vide. De plus, ceci se produit d'autant plus tôt dans le sens de la propagation que la pression de gaz augmente (avec un changement de régime particulièrement clair entre  $2,2 \cdot 10^{-2}$  et  $5,2 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ ).

La baisse de l'émission lumineuse mesurée à  $t \sim 5 \text{ ns}$  lorsque la pression augmente, ainsi que la preuve de la présence d'une grande quantité d'électrons périphériques à  $6 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$  à ce même instant, nous montrent que ces observations sont cohérentes avec celles que l'on avait faites précédemment (figure 91). En effet on peut respectivement attribuer ces phénomènes à la réduction du diamètre du faisceau, et à sa filamentation, observées sur la figure 91. De même à  $t \sim 30 \text{ ns}$ , nous avons observé sur la figure 91, un accroissement global du diamètre du faisceau par rapport à  $t \sim 5 \text{ ns}$ , ainsi qu'une filamentation à une pression plus faible, ce qui explique que les mesures d'émission transverse correspondantes révèlent la présence d'une plus grande quantité d'électrons périphériques.

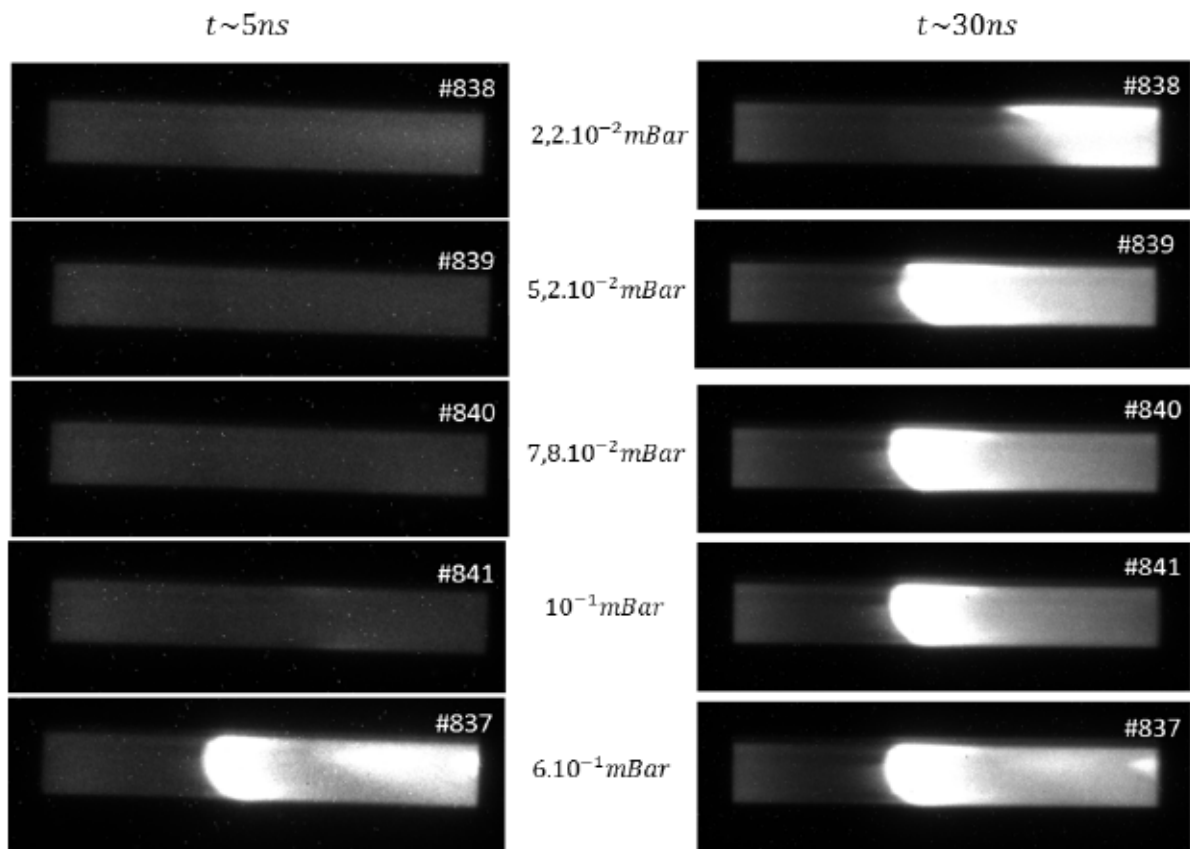


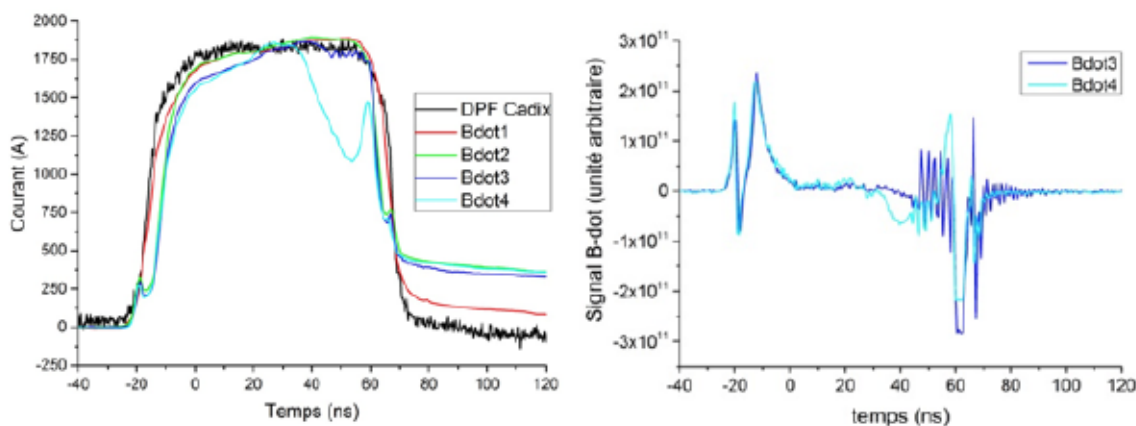
Figure 94 : Emission transverse observée quand la cellule contient de l'hélium à la pression indiquée. Le faisceau d'électron arrive par la gauche. Les images de gauche sont prises au début du plateau de l'impulsion électronique ( $\sim 5ns$ ) et celle de droite au milieu du plateau ( $\sim 30ns$ ). Pour chaque série (droite ou gauche), l'échelle de niveau de gris est la même.

## 4. Mesures de courant net.

Finalement, nous allons présenter les mesures de courant net par les différentes « B-dot » placées le long de la cellule.

La figure 95 à gauche montre, dans le cas de la cellule plasma complète à vide, les courants nets calculés à partir des quatre signaux « B-dot », ainsi que le courant mesuré en amont par le DPF Cadix (voir figure 85) qui sert de référence. De plus nous avons ajouté les signaux bruts (avant leur intégration) des sondes 3 et 4, c'est-à-dire la tension induite dans la boucle de courant donnée par la loi de Lenz-Faraday (voir partie 1.b.a de ce chapitre). Les signaux ont été décalés en temps pour tenir compte du temps de propagation du faisceau jusqu'aux différentes positions des « B-dots ». Les décrochés au pied du front de montée pour les « B-dot » 2, 3 et 4 sont dûs au support

de la fenêtre d'entrée, qui intercepte une partie du faisceau lors de son front de montée, car à ce moment son couple énergie/courant n'est pas nominal. Le retour incorrect à la ligne de base des signaux après l'impulsion est dû à une légère saturation des signaux bruts lors du front de descente, mais qui n'altère pas les résultats au niveau du plateau. On voit que le courant aux positions des « B-dot » 1 et 2 est assez similaire au courant mesuré par le DPF de l'enceinte CADIX. En revanche, on observe dès le début du plateau une perte de courant d'environ 100A aux positions 3 et 4, qui pourrait correspondre aux électrons interceptés par le tube en verre (figure 93). A partir de 35ns environ, on voit une chute significative du courant sur la « B-dot » 4, qui montre qu'une grosse partie des électrons du faisceau est interceptée par le tube en verre et le support en laiton de la fenêtre de sortie. Environ 10ns plus tard, le courant mesuré à la position 3 décroît légèrement. Encore quelques nanosecondes plus tard une composante oscillante s'ajoute au signal de « B-dot » 3 ainsi que celui de « B-dot » 4 dans une moindre mesure, comme on peut le voir sur les signaux bruts représentés sur la même figure à droite. La fréquence caractéristique de ce signal est 0.4GHz (période 2,5ns), et son origine n'est pas clairement identifiée pour l'instant ; il pourrait s'agir d'une onde électromagnétique voyageant dans la cavité formée par le tube de l'accélérateur et les deux supports en laiton et excitée par un claquage de surface sur le tube en verre.



**Figure 95 : Courant net calculé à partir des signaux des sondes « B-dot », dans le cas où la pression dans la cellule plasma est de  $10^{-4}mbar$ , c'est-à-dire quasiment égale au vide de l'accélérateur (gauche). Signaux bruts des B-dots numéro 3 et 4 (droite).**

La figure 96 montre le cas de la cellule remplie à  $2,2 \cdot 10^{-2}mbar$  d'hélium. Lors de cet essai, nous avons mis en place le miroir de renvoi de la lumière émise par la fenêtre de sortie (voir figure 85). Celui-ci se trouvant au même niveau que la « B-dot » en position 4, les signaux issus de cette dernière sont inexploitable et ne sont donc pas présents sur cette figure. La principale différence avec le cas « cellule vide » concerne la décroissance du courant « B-dot » 3, qui est plus prononcée et apparaît environ 10ns



plus tôt, ce qui est cohérent avec le fait que plus d'électrons périphériques interceptent le tube en verre à cet instant (voir figure 94 à droite).

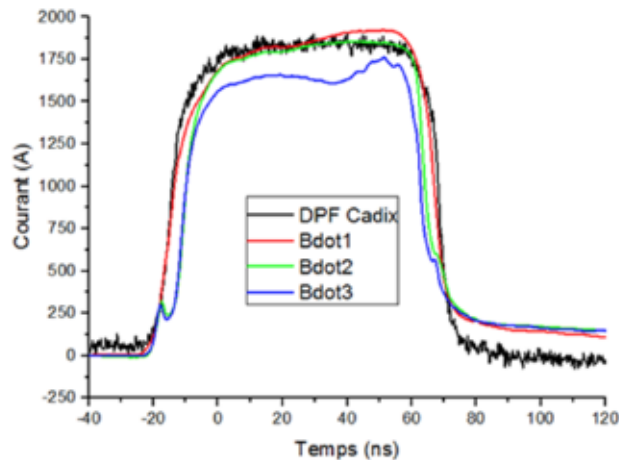


Figure 96 : Courant net calculé à partir des signaux des sondes « B-dot », dans les cas de la cellule plasma contenant du gaz hélium à  $2,2 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ .

## 5. Conclusions des mesures.

Lors de cette campagne expérimentale, nous avons tout d'abord validé la propagation du faisceau à travers la cellule plasma. De plus, nous avons pu observer que la pression de gaz avait un effet sur le faisceau dès quelques  $10^{-2} \text{ mbar}$ , et d'autant plus important que la pression était grande. Nous avons même pu observer la filamentation du faisceau à partir d'une pression de  $6 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$ . Ensuite, nous avons déduit de l'observation de l'émission transverse, que le faisceau impactait le tube en verre, ce qui semble être confirmé par les mesures des sondes « B-dot ».

D'autre part, nous avons remarqué que le diamètre du faisceau en sortie de la cellule plasma complète à vide était inférieur à celui observé sans le tube en verre et le support en laiton de la fenêtre de sortie. Par conséquent, nous nous interrogeons sur l'influence possible de la partie interne de la cellule sur le faisceau. Pour finir, nous avons vu que les mesures de profil et d'émission transverse évoluent avec le temps, et ce même lorsque la pression dans la cellule plasma est très faible. L'observation du profil du faisceau à  $t \sim 30 \text{ ns}$ , a montré que la filamentation pouvait arriver avec le temps à des pressions inférieurs à  $6 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$ . Comme nous avons observé que les électrons périphériques du faisceau impactaient le tube en verre, nous avons émis l'hypothèse que celui-ci se chargeait électriquement. La charge étant de plus en plus importante avec le temps, cela pourrait causer les effets que l'on observe vers le milieu du plateau



## Expériences sur faisceau

de courant, notamment suite à un claquage de surface le long du tube en verre. Cependant cette hypothèse reste à prouver.

## Conclusion et perspectives.

A la direction des applications militaires (DAM), la radiographie éclair est utilisée pour sonder des matériaux en mouvement très rapide (quelques  $km. s^{-1}$ ) et dont la densité est élevée (plusieurs dizaines de  $g. cm^{-3}$ ). Pour obtenir une image de radiographie dans ces conditions le rayonnement X doit être énergétique (autour d'une dizaine de  $MeV$ ), bref ( $60ns$ ) et la dose doit être importante (plusieurs centaines de rad). Un tel rayonnement est créé par l'interaction d'un faisceau d'électrons de  $20MeV$ , portant un courant de  $3kA$  et d'une durée de  $60ns$  avec une cible dite de conversion. Lors de l'interaction faisceau/cible, une partie de l'énergie du faisceau est transmise à la cible sous forme de chaleur. Les conditions de pression et de température ( $1eV, 1Mbar$ ) conduisent à la formation d'un plasma en expansion autour de la cible. L'expansion hydrodynamique du plasma est suffisamment lente par rapport à la durée du faisceau pour ne pas influencer ce dernier. En revanche, dans l'hypothèse d'une chaîne de radiographie éclair multi-temps, on se pose la question de l'influence de ce plasma sur la qualité des flash X suivant le premier. Notre objectif était donc de concevoir une expérience de propagation du faisceau FEVAIR ( $3,4MeV; 1,8kA; 60ns$ ) dans un plasma. Au-delà de cette problématique, l'étude de l'interaction faisceau/plasma est aussi un premier pas vers la conception de lentilles plasma pour la focalisation des faisceaux de radiographie éclair. Après une étude bibliographique et des calculs à l'aide d'un modèle utilisant le formalisme de l'équation d'enveloppe et du code Particle-In-Cell LSP, nous avons déterminé que pour explorer la physique de l'interaction faisceau/plasma (hors instabilités), nous devons travailler avec des plasmas dont la densité est comprise entre  $10^{10}cm^{-3}$  et  $10^{12}cm^{-3}$ . Dans ce but, nous avons mis en place un banc de test afin de générer des décharges luminescentes et de les caractériser. Après avoir utilisé différents diagnostics, nous en avons déduit que la densité électronique maximale que l'on pouvait atteindre dans ce type de plasma était de l'ordre de  $10^{10}cm^{-3}$ . Cette valeur ne couvre que la fourchette basse de la gamme de densité que nous nous étions fixée, et étant donné les pressions minimales permettant de générer une décharge luminescente dans notre configuration, le degré d'ionisation ( $10^{-6}$ ) est bien trop faible par rapport à notre critère ( $> 10^{-3}$ ). Cependant, étant donné la complexité de la réalisation d'un dispositif permettant de propager un faisceau intense d'électrons dans un plasma, nous avons tout de même retenu les décharges luminescentes pour une première version de la cellule plasma. Nous avons donc, d'une part, mis au point un système de chauffage inductif pulsé des décharges luminescentes afin d'augmenter leur densité électronique. Ce système a montré son efficacité pour produire des densités électroniques au-delà de notre gamme d'intérêt ( $10^{13}cm^{-3}$ ), mais nous sommes limités car nous ne pouvons pas produire de décharges luminescentes, servant d'allumage au chauffage, en dessous d'une pression de quelques  $10^{-2}mbar$ . Par conséquent le degré

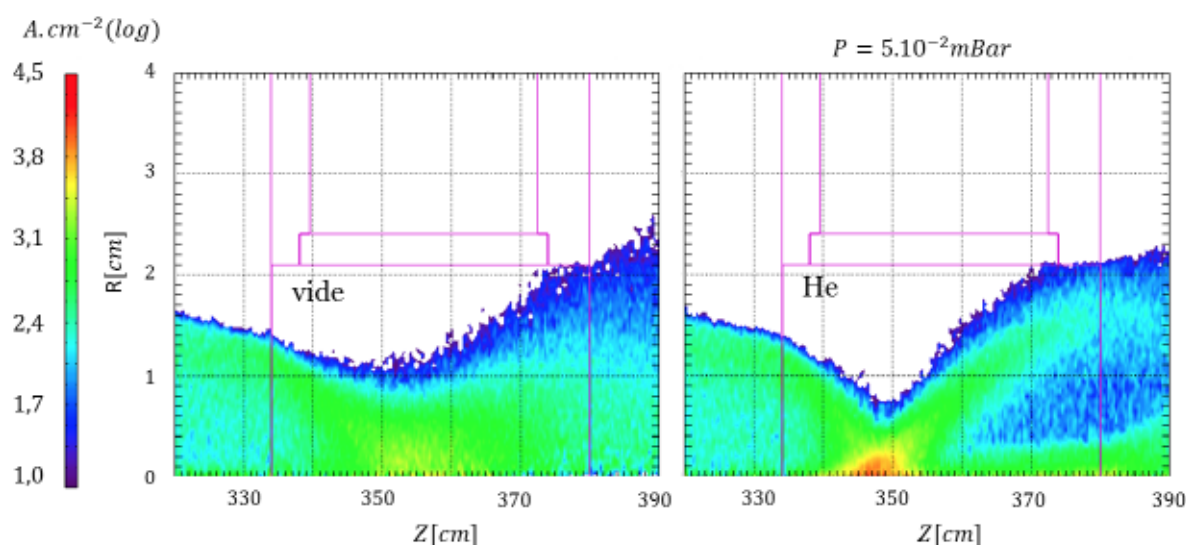
d'ionisation reste faible pour notre application. D'autre part, nous avons travaillé à la conception d'un dispositif adaptable sur la ligne du faisceau FEVAIR capable de générer une décharge luminescente : la « cellule plasma ». Après avoir défini sa géométrie, nous avons étudié l'influence sur le faisceau d'une fenêtre d'interface entre le volume de plasma et le vide de l'accélérateur. La physique de l'interaction faisceau/matière prévoit une diffusion du faisceau, et un effet focalisant de la feuille si celle-ci est conductrice. En plus de ces effets, nous avons remarqué que dans le cas d'une feuille non-conductrice, le rayon d'enveloppe du faisceau augmente au cours du temps. Nous pensons que le passage du faisceau engendre des phénomènes de charge de cette feuille qui perturbent sa propagation par la suite. Comme nous avons noté ce phénomène seulement sur la feuille non-conductrice, nous pensons que la capacité d'une feuille à conduire le courant permet d'écouler les charges et de limiter voire d'annuler cet effet temporel.

A l'issue de notre campagne expérimentale, nous avons pu valider la plupart des fonctions clés de la cellule plasma, dont les plus importantes sont l'étanchéité de l'interface plasma/vide et la génération d'une décharge luminescente. L'ensemble des diagnostics, optiques et électroniques, ont donné des informations cohérentes entre elles, et nous ont permis d'observer une modification notable de la propagation du faisceau sous l'influence d'un plasma. Cependant, ce plasma n'est pas celui que nous générons grâce à l'application d'une différence de potentiel dans la cellule. Il est issu de l'ionisation des neutres par le faisceau. Par conséquent nous ne connaissons pas ses caractéristiques, et son effet sur le faisceau est dominant par rapport à celui de la décharge luminescente. De plus, nous assistons à un phénomène temporel qui pourrait être dû à une charge du tube en verre par les électrons périphériques du faisceau.

La compréhension des interactions complexes en jeu nécessite clairement une quantité de données expérimentales supérieure à celle que nous avons récoltée durant la seule campagne avec le faisceau de FEVAIR que nous avons pu effectuer. Néanmoins ces premiers résultats ont motivé la volonté de simuler notre expérience grâce au code PIC LSP. Ces simulations ont été effectuées par un collègue du centre CEA de Gramat [67]. Le faisceau FEVAIR a été simulé depuis son émission au niveau de la diode jusqu'à sa propagation dans la cellule plasma dans une géométrie 2D axisymétrique. Nous reprenons ici le résultat de ces simulations dans le cas où la cellule plasma est vide et dans le cas où elle contient une pression de  $5.10^{-2}mbar$  d'hélium (figure 97). Par ailleurs, le choix de l'hélium pour nos expériences a été grandement motivé par les contraintes liées aux simulations PIC. En effet, un traitement entièrement cinétique est utilisé, prenant en compte notamment l'ionisation des neutres par les électrons primaires. La durée des simulations n'est donc rendue raisonnable que par l'utilisation d'un gaz monoatomique à une pression relativement faible, couplé à une parallélisation massive des calculs. L'interaction du faisceau avec les fenêtres est traitée par une méthode de transport Monte-Carlo. Le cas de la cellule vide est représenté à gauche sur la figure 97 et on peut déjà voir que les électrons périphériques du faisceau rentrent



en contact avec le tube en verre. Lorsque la cellule est remplie d'hélium (figure 97 à droite), les simulations montrent que le gaz est ionisé (présence d'électrons secondaires et d'ions), et on observe une diminution du rayon d'enveloppe du faisceau au foyer d'environ  $3\text{mm}$  et un déplacement de ce foyer d'environ  $5\text{cm}$  en amont du faisceau. Cette tendance était prédite par le modèle d'équation d'enveloppe présenté dans le premier chapitre de cette thèse et s'explique par une neutralisation de la charge d'espace du faisceau par les ions. La surfocalisation est inévitablement suivie d'un éclatement plus prononcé du faisceau, et par conséquent la quantité d'électrons impactant le tube en verre est encore plus importante que dans le cas de la cellule vide.



**Figure 97 : Résultats préliminaires des simulations LSP de l'expérience de propagation du faisceau de l'injecteur FEVAIR dans la cellule plasma. La densité de courant est représentée au début du plateau de courant ( $\sim 5\text{ns}$ ), à gauche lorsque la cellule est vide, et à droite lorsqu'elle contient de l'hélium à une pression de  $5 \cdot 10^{-2}\text{mbar}$ .**

Ces premiers résultats de simulation confirment donc bien que le faisceau ionise le gaz, même à des pressions de quelques  $10^{-2}\text{mbar}$ , et que les électrons périphériques du faisceau rentrent en contact avec le tube en verre de la cellule. Cependant nous n'avons toujours pas de preuves que cela entraîne une charge du tube en verre, qui influence à son tour la propagation du faisceau. Afin de confirmer cette hypothèse, il serait intéressant d'améliorer la modélisation du tube en verre dans les calculs LSP afin de simuler son interaction avec le faisceau.

Expérimentalement nous envisageons d'effectuer des tirs dans la cellule sans plasma soit en diminuant la longueur du tube en verre, soit en le remplaçant par un tube composé d'un matériau conducteur afin de permettre l'évacuation des charges. Nous pourrions alors observer la propagation du faisceau dans la cellule plasma en étant certain qu'elle n'est pas influencée par un effet de charge. Au-delà de ce phénomène, nous avons vu que pour avoir des résultats quantitatifs sur la propagation du faisceau



FEVAIR dans un plasma, nous devons nous assurer que l'effet de ce dernier sur le faisceau est plus important que l'effet du plasma généré par l'ionisation du gaz résiduel par le faisceau. Pour cela, nous devons produire un plasma dont le degré d'ionisation est supérieur à celui des décharges luminescentes, en augmentant la densité électronique à pression de neutres équivalente, ou en diminuant la pression de neutres à densité électronique équivalente. Les premiers essais du système de chauffage inductif ont montré que cette technique avait du potentiel, et c'est pourquoi nous prévoyons de travailler à sa fiabilisation. En effet bien que l'on ait mesuré des densités électroniques jusqu'à trois ordres de grandeurs supérieures à celui des décharges luminescentes à pression équivalentes, elles restent très dépendantes du courant de décharge luminescente utilisé pour initier le chauffage. Or, ces dernières nous ont posé des problèmes de reproductibilité et elles imposent une limite de pression, à longueur fixée, en dessous de laquelle on ne peut pas les générer. C'est pourquoi nous souhaitons explorer de nouvelles techniques pour initier le chauffage. Nous avons remarqué qu'une faible quantité d'électrons était suffisante pour assurer l'allumage d'un plasma pour notre système de chauffage. Cette faible quantité d'électrons, qui est fournie par la décharge luminescente pour le moment, pourrait être créée par une autre méthode. Nous pourrions par exemple utiliser un laser ou bien un flash de photons UV.

Par conséquent, lors de la prochaine campagne expérimentale, nous pouvons imaginer monter une cellule plasma plus courte sur la ligne FEVAIR afin d'éviter toute interaction entre le verre et le faisceau. Dans cette version de la cellule plasma, les caractéristiques du plasma seraient contrôlées par chauffage inductif, nous permettant ainsi de balayer toute la plage de densité électronique d'intérêt. Les données ainsi récoltées nous permettront de tester notre capacité à décrire l'interaction d'un faisceau d'électrons relativistes intense avec un plasma par la méthode PIC dans la gamme de densité qui nous intéresse. Nous avons déjà observé l'effet de l'annulation de la charge d'espace du faisceau par le plasma mais nous ne savons pas encore si la simulation reproduit fidèlement le courant de retour. Ce travail futur sera aussi l'occasion de tester le module Cloud-In-Cell de LSP [19], qui permet de combiner une description cinétique à une description fluide selon un critère de vitesse, ce qui peut engendrer une économie de temps de calcul lorsque le nombre de particules est important.

# Bibliographie

- [1] R. Cammack et al., Oxford dictionary of biochemistry and molecular biology, Oxford university press, 2008.
- [2] N. Pichoff, «Les nouvelles limites de la radiographie éclair,» *Clefs CEA*, n° 154, pp. 59-66, 2006.
- [3] J. E. Leiss, «Beam loading in linear accelerators,» *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 12, n° 13, pp. 566-579, 1965.
- [4] N. C. Christofilos et al., «High current Linear Induction Accelerator for electrons,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 35, n° 17, pp. 886-890, 1964.
- [5] J. R. Bayless et R. J. Adler, «Linear induction accelerators for radiation processing,» *International journal of radiation applications and instrumentation*, vol. 31, n° 111, pp. 327-331, 1988.
- [6] C. Vermare, «Mise en évidence et étude du mécanisme de sur-focalisation ionique d'un faisceau intense d'électrons relativistes,» Thèse, Université de Bordeaux, 1999.
- [7] D. Kaganovich et al., «Physics of neutralization of intense high energy ion beam pulses by electrons,» *Physics of Plasmas*, vol. 17, n° 15, 2010.
- [8] R. Govil, W. P. Leemans, E. Y. Backhaus et J. S. Wurtele, «Observation of return current effects in a passive plasma lens,» *Physical Review Letters*, vol. 83, n° 116, pp. 3202-3205, 1999.
- [9] A. G. Sgro et al., «Long time scale electron beam penetration of blowoff plasma in multipulse x-ray radiography,» *Physics of Plasmas*, vol. 10, n° 13, pp. 849-854, 2003.
- [10] D. R. Welch et al., «Transport of a relativistic electron beam in gas and plasma filled focusing cells for X-Ray radiography,» *Physics of Plasmas*, vol. 11, n° 12, 2004.
- [11] H. Alfvén, «On the motion of cosmic rays in interstellar space,» *The Physical Review*, vol. 55, n° 15, p. 425, 1939.
- [12] S. Rajagopalan, D. B. Cline et P. Chen, «Application of a plasma lens to e-gamma colliders,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics research*, vol. 357, n° 11, pp. 1-10, 1995.

- [13] D. A. Callahan, «Chamber propagation physics for heavy ion fusion,» *Fusion Engineering and Design*, Vols. 1 sur 232-33, pp. 441-452, 1996.
- [14] M. Roth et al., «Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams,» *Physical Review Letters*, vol. 86, n° 13, p. 436, 2001.
- [15] D. Kaganovich et al., «Non-linear charge and current neutralization of an ion beam pulse in a pre-formed plasma,» *Physics of Plasmas*, vol. 8, n° 19, pp. 4180-4192, 2001.
- [16] D. Kaganovich et al., «Analytical and numerical studies of heavy ion beam transport in the fusion chamber,» *Laser and Particle Beams*, vol. 20, n° 13, pp. 497-502, 2002.
- [17] J. J. Su, T. Katsouleas, J. M. Dawson et R. Fedele, «Plasma lenses for focusing particle beams,» *Physical Review A*, vol. 41, n° 16, pp. 3321-3331, 1990.
- [18] S. Humphries Jr, *Charged Particle Beams*, John Wiley and Sons, 1990.
- [19] «Northrop Grumman,» [En ligne]. Available: <https://www.northropgrumman.com/Capabilities/PICCodeSoftware/LSP/Pages/default.aspx>.
- [20] P. A. Pincosy et al., «Multipulse electron beam converter design for high power radiography,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 72, n° 16, pp. 2599-2604, 2001.
- [21] J.-M. Rax, *Physique des plasmas*, DUNOD, 2005.
- [22] «Electron-impact cross sections for ionization and excitation,» [En ligne]. Available: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/molTable.html>.
- [23] C. Fourment, «Etude des cibles de radiographie,» DR34, 2018.
- [24] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, Springer, 1991.
- [25] H. Luo, B. Lv, X. Wang, Z. Guan et L. Wang, «Observation of the transition from a townsend discharge to a glow discharge in helium at atmospheric pressure,» *Applied Physics Letters*, vol. 91, n° 122, 2007.
- [26] F. Paschen, «Ueber die zum funkenübergang in luft, wasserstoff und kohlendäure bei verschiedenen drucken erforderliche potentialdifferenz,» *Annalen der physik*, vol. 273, n° 15, pp. 69-96, 1889.
- [27] J. L. Shohet, «Plasma Science and Engineering,» *Encyclopedia of Physical Science and Technology*, pp. 401-423, 2003.



- [28] M. J. Druyvesteyn et F. M. Penning, «The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure,» *Reviews of modern physics*, vol. 12, n° 12, pp. 87-176, 1940.
- [29] H. Zhu, Z. Su et Y. Dong, «Experimental studies on striations in helium glow discharge,» *Applied Physics Letters*, vol. 111, n° 15, 2017.
- [30] A. Kramida, Y. Ralchenko et J. Reader, «Atomic spectra database,» [En ligne]. Available: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
- [31] I. H. Hutchinson, *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge University Press, 2005.
- [32] «OrCAD PSpice Designer,» [En ligne]. Available: <https://www.orcad.com/products/orcad-pspice-designer/overview>.
- [33] J. T. Gudmundsson et A. Hecimovic, «Foundations of DC plasma sources,» *Plasma sources science and technology*, vol. 26, n° 112, 2017.
- [34] L. L. Alves, «Fluid modelling of the positive column of direct-current glow discharges,» *Plasma sources science and technology*, vol. 16, n° 13, pp. 557-569, 2007.
- [35] M. A. Lieberman et A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing*, John Wiley and sons, 2005.
- [36] «Ka-band Microwave Interferometer MWI 2650,» [En ligne]. Available: [http://www.miwitron.com/pageID\\_7766911.html](http://www.miwitron.com/pageID_7766911.html).
- [37] [En ligne]. Available: <https://www.pearsonelectronics.com/products/wideband-current-monitors>.
- [38] [En ligne]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=DET100A/M>.
- [39] H. Bluhm, *Pulsed power systems*, Berlin: Springer, 2006.
- [40] G. A. Mesyats, *Pulsed power*, Springer, 2005.
- [41] R. Arora et W. Mosch, *High voltage and electrical insulation engineering*, IEEE, 2011.
- [42] C. Tran Duy et al., «Partial discharges at a triple junction metal/solid insulator/gas and simulation of inception voltage,» *Journal of electrostatics*, vol. 66, n° 15-6, pp. 319-327, 2008.
- [43] D. Systemes, «Opera simulation software,» [En ligne]. Available: [operafea.com](http://operafea.com).
- [44] D. Guilhem, Communication privée.



- [45] R. H. Fowler et L. Nordheim, «Electron emission in intense electric fields,» *Proceedings of the royal society*, vol. 119, n° 1781, 1928.
- [46] Y. E. Krasik et al., «Intense electron emission from carbon fiber cathodes,» *The European physical Journal D*, vol. 15, n° 13, pp. 345-348, 2001.
- [47] R. B. Miller, «Mechanism of explosive electron emission for dielectric fiber (velvet) cathode,» *Journal of applied physics*, vol. 84, n° 17, p. 3880, 1998.
- [48] J.-M. Plewa, «Etude de l'influence des plasmas dans les diodes à électrons pour la radiographie éclair,» Thèse, université de Toulouse, 2018.
- [49] O. Mouton, «Modélisation du transport de l'enveloppe d'un faisceau continu dans l'accélérateur AIRIX,» 2005.
- [50] R. F. Fernsler et al., «Foil focusing of electron beams,» *Journal of Applied Physics*, vol. 68, n° 112, 1990.
- [51] G. Molière, «Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I. Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld,» *Z.Naturforsch.*, vol. A2, n° 1133, 1947.
- [52] T. H. Martin et al., *J. C. Martin on Pulsed Power*, Springer US, 1996.
- [53] «Dielectric manufacturing,» [En ligne]. Available: <https://dielectricmfg.com/knowledge-base/peek/>. [Accès le octobre 2019].
- [54] C. J. Powell et al., «NIST databases with electron elastic-scattering cross sections, inelastic mean free paths, and effective attenuation lengths,» *surface and interface analysis*, vol. 37, pp. 1068-1071, 2005.
- [55] E. J. Williams, *Proc. Roy. Soc.*, vol. A169, n° 1531, 1950.
- [56] H. S. Snyder et W. T. Scott, «Multiple Scattering of Fast Charged Particles,» *Physical review*, vol. 76, n° 1220, 1949.
- [57] K. Siegbahn, *Alpha-, Beta- and Gamma-ray spectroscopy*, North Holland Publishing Company, 1979.
- [58] L. A. Kulchitsky et G. D. Latyshev, «The multiple scattering of fast electrons,» *Physical Review*, vol. 61, n° 15-6, p. 254, 1942.
- [59] A. O. Hanson et al, «Measurements of multiple scattering of 15.7MeV electrons,» *Physical Review*, vol. 84, n° 14, p. 634, 1951.
- [60] [En ligne]. Available: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl>.

- [61] P. Strehl, *Beam Instrumentation and Diagnostics*, Berlin: Springer, 2006.
- [62] M. G. Minty et F. Zimmermann, *Measurement and Control of Charged Particle Beams*, Berlin: Springer, 2003.
- [63] V. Smaluk, *Particle Beam Diagnostics for Accelerators: Instruments and Methods*, VDM Publishing House Ltd., 2009.
- [64] C. Leroy et P. Rancoita, *Principles of Radiation Interaction in Matter and detection*, World scientific, 2009.
- [65] «Stanford Computer Optics,» [En ligne]. Available: <https://stanfordcomputeroptics.com/technology.html>.
- [66] «Teledyne Princeton Instrument,» [En ligne]. Available: <https://www.princetoninstruments.com/products/PI-MAX4-emICCD>.
- [67] R. Maisonne, «Communication privée».
- [68] W. Bothe, *Handbuch der physik*, vol. 22, 1932.

