UNIVERSITE D'ORLEANS

THÈSE PRESENTÉE A L'UNIVERSITÉ D'ORLEANS

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

Discipline : **Physique des plasmas**

PAR

ALBARÈDE Luc

« Etudes expérimentales d'un propulseur à effet Hall - Comportement stationnaire et dynamique du flux d'électrons »

Soutenue Publiquement

le 17 Décembre 2004 à 10 h 30

MEMBRES DU JURY :

Michel DUDECK	*Professeur, Directeur de thèse, CNRS Orléans Université de Paris 6 (Pierre et Marie Curie)*
Jean Pierre BOEUF	*Directeur de Recherche, CPAT, Université Paul Sabatier, Toulouse, Rapporteur,*
Michel TOUZEAU	*Directeur de Recherche, LPGP, Université de Paris-Sud, Rapporteur,*
André BOUCHOULE	*Professeur, Université d'Orléans*
Denis ARRAT	*Ingénieur, CNES Toulouse*
Daniel SCHRAM	*Directeur de Recherche, Université de Technologie d'Eindhoven Hollande*

Sensation

Par les soirs bleus d'été, j'irai dans les sentiers,
Picoté par les blés, fouler l'herbe menue,
Rêveur, j'en sentirai la fraîcheur à mes pieds.
Je laisserai le vent baigner ma tête nue.

Je ne parlerai pas, je ne penserai rien :
Mais l'amour infini me montera dans l'âme,
Et j'irai loin, bien loin, comme un bohémien,
Par la nature, heureux comme avec une femme

Arthur Rimbaud.
Mars 1870

REMERCIEMENTS

TABLES DES MATIERES

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION *9*

1. INTRODUCTION A LA PROPULSION ELECTRIQUE *9*

1.1. L'utilisation de la propulsion électrique à bord d'un satellite **10**

1.2. La propulsion électrique en quelques dates **16**

1.3. L'actualité des propulseurs électriques en Europe **17**

1.3.1. Le satellite STENTOR 17

1.3.2. La sonde lunaire SMART-1 18

1.3.3. La mission BepiColombo 19

1.4. Le principe de fonctionnement d'un propulseur de type SPT-100 ..... **19**

1.5. Le moyen d'essai Propulsion Ionique pour Vols Orbitaux Interprétations et Nouvelles Expériences (PIVOINE) **24**

1.5.1. Le système de pompage 25

1.5.2. Les diagnostics permanents du moyen d'essais PIVOINE 27

1.5.3. La balance de poussée 28

1.5.4. Le système d'enregistrement rapide et la méthode de mesure 29

1.5.5. Le circuit électrique d'alimentation du SPT-100-ML 30

1.6. Le moyen d'essai du GREMI **32**

1.7. Travaux de thèse **32**

CHAPITRE 2 ..... *35*

2. PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT D'UNE CATHODE CREUSE ET ETUDES EN MONTAGE DIODE *35*

2.1. Le principe de fonctionnement d'une cathode creuse **36**

2.1.1. Descriptif de la cathode MIREA 36

2.1.2. La zone de l'émetteur 38

2.1.3. La zone de transit entre la pastille de LaB_6 et l'orifice 40

2.1.4. La zone de l'orifice et le plasma cathodique 41

2.1. Le montage diode **42**

2.2. La cathode M-20 du KhAI **43**

2.3. Montage électrique et procédure d'allumage **44**

2.4. La caractéristique courant-tension **45**

2.5. Etude de l'effet du débit de xénon **46**

2.6. Etude de l'effet du courant de décharge **50**

2.7. Les deux modes de fonctionnement « SPOT » et « PLUME » **52**

2.8. Etude du profil radial de la colonne de plasma **54**

2.9. La cathode MIREA modifiée **55**

2.10. Conclusion **56**

CHAPITRE 3 ..... *58*

3. COMPARAISON ENTRE 3 CATHODES CREUSES COUPLÉES AVEC LE SPT-100-ML *58*

3.1. Introduction **59**

3.2. Etude et comparaison de trois cathodes creuses avec le SPT-100-ML **59**

3.3. Description des 3 cathodes creuses testées **59**
3.3.1. La cathode creuse MIREA 59
3.3.2. La cathode creuse LABEN Proel 60
3.3.3. La cathode creuse du KhAI 61

3.4. Comparaison des performances du propulseur avec les cathodes testées **61**
3.4.1. La poussée 62
3.4.2. Le rendement du propulseur 64
3.4.3. L'impulsion spécifique et la puissance spécifique 66

3.5. Influence de la cathode creuse sur le fonctionnement du propulseur **68**
3.5.1. Effet du débit anode 68
3.5.2. Effet de la tension de décharge 70
3.5.3. Effet du courant de chauffage (cas de la cathode MIREA) 73
3.5.4. Effet du débit cathode 76

3.6. Conclusion **80**

CHAPITRE 4 ..... ***82***

4. PLASMA CATHODIQUE ET PLASMA DU PLAN DE SORTIE EN REGIME STATIONNAIRE ***82***

4.1. Physique du plasma cathodique et de la plume plasma amont en régime stationnaire **83**

4.2. Spectroscopie d'émission dans la zone de l'orifice de la cathode creuse **84**
4.2.1. Le montage expérimental 84
4.2.2. Effet du débit cathode 85
4.2.3. Effet du débit anode 87
4.2.4. Effet de la tension de décharge 89

4.3. Imagerie par caméra CCD **90**
4.3.1. Exemple d'une image 93
4.3.2. La dissymétrie du plan de sortie 98
4.3.2.1. Simulation de l'équation de Poisson pour comparer la dissymétrie du plan de sortie 102

4.4. Sonde de Langmuir fixée à la cathode creuse **107**

4.5. Mesure de la composante électronique du courant de décharge dans le canal à l'aide de l'interrupteur rapide du GREMI **112**

4.6. Carte de potentiel dans la zone cathodique **116**

4.7. Conclusion **117**

CHAPITRE 5 ..... ***120***

5. DYNAMIQUE DE LA DECHARGE ET DU PLASMA DANS LE PLAN DE SORTIE DU PROPULSEUR ET DANS LA ZONE CATHODIQUE ***120***

5.1. Dynamique de la décharge **121**

5.2. La méthode de résolution temporelle **122**

5.3. Imagerie résolue en temps **123**
5.3.1. La dynamique de la dissymétrie dans le plan de sortie 126

5.4. Analyse temporelle du plasma par sondes électrostatiques **128**
5.4.1. Fabrication des sondes co-axiales 128

5.4.2. Mesure moyennée sur un temps de cohérence de 100 µs 130
5.4.3. La dynamique du potentiel flottant $V_f(t)$ et de la température électronique $T_e(t)$ 131
5.4.4. La dynamique de la densité électronique $n_e(t)$ et du potentiel plasma $V_p(t)$ .. 133

5.5. Corrélation avec IdA, IdC, et V_c sur 100 µs 136

5.6. Observation avec les sondes de Hall de PIVOINE de la haute fréquence 139

5.7. Conclusion 142

CHAPITRE 6 144

6. ETUDES DES µ-INSTABILITES ET ANALYSES TEMPS-FRÉQUENCE DES SIGNAUX DES SONDES COAXIALES 144

6.1. Etude des µ-instabilités et analyse temps–fréquence des signaux 145

6.2. Observation du signal obtenu par les sondes coaxiales 148
6.2.1. Corrélation entre Id et A7 149
6.2.2. Corrélation entre A7 et A8 150

6.3. Analyse par transformation de Fourier 152

6.4. Analyse par transformation de Fourier glissante ou Fourrier fenêtrée 154

6.5. Analyse par la « Décomposition Modale Empirique » (E.M.D.) 156
6.5.1. La méthode de Décomposition Modale Empirique ou E.M.D. 156
6.5.1.1. La non-stationnarité 156
6.5.1.2. Introduction à l'E.M.D. 157
6.5.2. La fréquence instantanée 158
6.5.2.1. La transformée de Hilbert 158
6.5.3. Définition et propriétés d'un IMF 160
6.5.4. Algorithme de l'E.M.D. 161
6.5.4.1. Le critère d'arrêt 161
6.5.4.2. Difficultés ou problèmes liés à la méthode 162
6.5.5. Quantification de la stationnarité du signal 163
6.5.6. Analyse des signaux enregistrés par les sondes coaxiales A7 et A8 163
6.5.6.1. Décomposition de A7 163
6.5.6.2. Fréquences et amplitudes instantanées moyenne de A7 165
6.5.6.3. Fréquence instantanée et amplitude instantanée des IMF 166
6.5.6.4. Spectre marginal de Hilbert comparé au spectre de Fourier 167
6.5.6.5. Corrélation entre les IMF et le courant de décharge 169
6.5.7. Corrélation entre les IMF des signaux A7 et A8 179
6.5.8. Recherche de coefficient de transport 183
6.5.9. Conclusion 184

CONCLUSION GENERALE 186

7. CONCLUSION 186

ANNEXES 192

A) Les différentes gammes de fréquence rencontrées dans la décharge du propulseur à effet Hall SPT-100ML 193

a) Les oscillations d'ionisation à basse fréquence : « breathing mode » 193

b) Les oscillations reliées au temps de vol des ions, le « transit time » : 100-500 kHz 195

c) Les oscillations hautes fréquence dans la gamme : 1-12 MHz 197

B) Théorie des sondes électrostatiques 198

a) Les critères de dimensions de la sonde 198

b) Caractéristiques de sonde électrostatique 199

c) Calcul de la fonction de distribution en énergie des électrons (FDEE) 202

C) Distribution de type de Druyvesteyn 203

D) La transformée de Fourier fenêtrée ou glissante 206

E) Problème des trajectoires électroniques et ordre de grandeur des différentes vitesses de dérives 209

F) Mouvement d'un électron 210

i) Dans un champ magnétique uniforme 210
ii) Dans un champ magnétique et électrique uniforme 211
iii) Dans un champ magnétique uniforme et un champ électrique variant dans le temps 213
iv) Dans un champ magnétique non uniforme 215

b) Etude de l'ensemble des effets de dérive dus aux gradients, courbure et variation temporelle du champ électrique et magnétique pour un SPT 218

i) La vitesse de dérive électrique 219
ii) La vitesse de dérive de gradient magnétique dB_r/dz 220
iii) La vitesse de dérive de courbure magnétique 222
iv) Dérive de Larmor ou dérive de polarisation spatiale 222
v) Dérive de Polarisation temporelle liée à $dE_\perp/dt$ 223
vi) Simulation numérique des trajectoires électroniques 224

c) Etude des trajectoires électroniques 227

d) Etude des collisions électron-neutre 230

e) Influence d'une composante de champ électrique E_θ fluctuante dans la simulation 233

G) Liste des proceedings & publications 236

BILBIOGRAPHIE 238

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION

1. INTRODUCTION A LA PROPULSION ELECTRIQUE

1.1. L'utilisation de la propulsion électrique à bord d'un satellite

Les satellites ont besoin de disposer de leur propre système de propulsion pour atteindre leur orbite, puis pour la conserver ou la modifier en fonction de la mission ou encore en fin de vie pour une dernière manœuvre de désorbitation pour libérer une position sur l'orbite géostationnaire. Traditionnellement les satellites utilisent des propulseurs chimiques, la réaction chimique élève la température d'un gaz qui est détendu dans une tuyère pour produire la poussée. Ce type de propulseur consomme plusieurs centaines de kilos d'ergol sur toute la durée de vie du satellite qui est de l'ordre de 10 ans. Ces ergols sont le plus souvent toxiques, c'est pourquoi les propulseurs utilisent souvent un mono-ergol et fonctionnent par une décomposition catalytique d'une substance seule : l'hydrazine (NH_2). Les autres, dits « biergols », utilisent généralement le mono-méthyle hydrazine (CH_3NHNH_2) comme carburant et du peroxyde d'azote (N_2O_4) comme comburant.

Le carburant emporté par un satellite de télécommunication géostationnaire représente de l'ordre de 50 à 60 % de sa masse totale au décollage. Plus de la moitié de ce carburant est utilisé par le satellite lors de l'opération de transfert d'orbite afin d'atteindre l'orbite géostationnaire. Pour accéder à l'orbite géostationnaire, les satellites GEO[1] de télécommunications sont généralement placés tout d'abord sur une orbite de transfert géostationnaire (GTO). C'est une orbite très elliptique, avec une apogée à 36 000 km d'altitude (niveau de l'orbite définitive) et une périgée très basse correspondant à la séparation avec le troisième étage (200 km). Voici la séquence avec plus de détails : le lanceur libère le satellite à une altitude de 200 km avec une vitesse de 10,2 km/s. Cette vitesse étant supérieure à celle de satellisation (8 km/s), le satellite s'éloigne et, ce faisant perd de la vitesse (comme un planeur qui monte). Il arrive à une distance de 36000 km de la Terre (apogée de son orbite), puis utilise alors son propulseur d'apogée pour gagner un peu de vitesse et circulariser progressivement son orbite. Le propulseur chimique qui fourni une forte poussée permet l'accès à l'orbite finale par à-coups alors que le propulseur plasmique qui a une faible poussée va déformer l'orbite peu à peu en faisant plus d'une centaine de révolutions avant d'atteindre son orbite définitive. La trajectoire est beaucoup plus difficile à calculer car la poussée plus faible est fournie en continue pendant les périodes où les panneaux solaires sont éclairés par la lumière solaire. La variation de vitesse à fournir pour le transfert d'orbite est un Δv de 1500

[1] *GEO, Geostationary Earth Orbit, Orbite des satellites géostationnaires, unique, équatoriale, circulaire et directe, et située à une altitude d'environ 35 800 km.*

m/s, la mise à poste est un Δv de 8 m/s. Il est souhaitable de minimiser le temps nécessaire à la mise à poste du satellite et donc de réduire le temps nécessaire au transfert d'orbite.

Le reste du carburant est utilisé pour la désorbitation en fin de mission, d'éventuels changements d'orbites pour éviter des collisions avec des débris et pour les petites manœuvres qu'un satellite géostationnaire doit effectuer régulièrement durant toute la durée de sa mission afin de compenser les perturbations de sa position orbitale.

La source principale de ces perturbations est l'attraction gravitationnelle du Soleil et de la Lune, qui produit une inclinaison d'orbite qui augmente d'à peu près 1° par an. Cette perturbation est compensée par des manœuvres de maintien à poste[2] (« station keeping ») Nord-Sud qui permettent de maintenir l'inclinaison de la trajectoire du satellite dans un intervalle de ±0,05° par rapport au plan équatorial de la Terre. La variation de vitesse moyenne Δv à fournir pendant une année pour cette opération est d'environ 50 m/s, ce qui représente en coût, 95 % de la masse d'ergol totale associée au maintien à poste.
A ceci s'ajoute le renflement de la Terre qui n'est pas une sphère parfaite, ce qui cause une dérive longitudinale, qui est compensée par une manœuvre de maintien à poste Est-Ouest, avec un Δv annuelle de 2 m/s pour conserver une longitude avec une écart maximal de 0,05°.
Finalement, le vent solaire et la pression des radiations solaires perturbent l'orientation du satellite, les panneaux solaires du satellite jouant le rôle d'une grande voile. L'orbite est compensée par une manœuvre de contrôle d'excentricité qui peut être combinée avec un maintien à poste Est-Ouest, tandis que l'orientation du satellite est maintenue par des volants d'inertie accompagnés de générateurs de couple magnétique et de propulseur.
Pour les satellites qui ont une orbite basse du type LEO[3], les frottements avec les particules de la haute atmosphère réduisent son altitude qui faut alors compenser aussi par des manœuvres.

Les propulseurs à effet Hall présentent des performances parfaitement adaptées au maintien à poste Nord/Sud, et vont dans la pratique exécuter un tir de 1h chaque jour pour maintenir l'inclinaison du satellite. Les propulseurs sont toujours en couple sur un support mécanique orientable [Fig. 2] qui permet de diriger l'axe de la poussée afin qu'il passe toujours par le centre de gravité du satellite. Les variations de masse du satellite au cours de sa vie, due à l'éjection de carburant, déplaçant son centre de gravité, il faut donc que le vecteur poussée

---

[2] *Le maintien à poste : Opération récurrente visant à maintenir un satellite sur une orbite spécifiée et à ajuster l'heure de son passage en un point déterminé de cette orbite. Dans le cas d'un satellite géostationnaire, le maintien à poste se traduit par une apparence d'immobilité du satellite pour un observateur terrestre.*
[3] *LEO, Low Earth Orbit : Orbite d'un satellite de la Terre dont l'altitude à l'apogée, faible par rapport à celle des satellites géostationnaires, se situe, selon les domaines d'application, entre quelques centaines et quelques milliers de kilomètres.*

passe par le centre de gravité du satellite si on ne veut pas créer un moment de rotation sur lui-même (« spin ») supplémentaire qui pourrait faire définitivement perdre l'orientation des antennes du satellite.

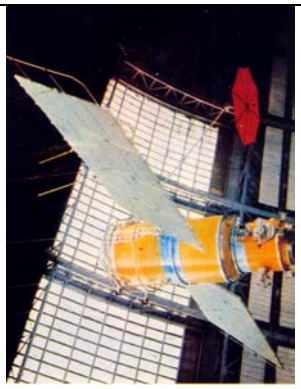


Fig. 1 **Le satellite russe METEOR lancé le 29 décembre 1971, équipé du premier propulseur électrique**

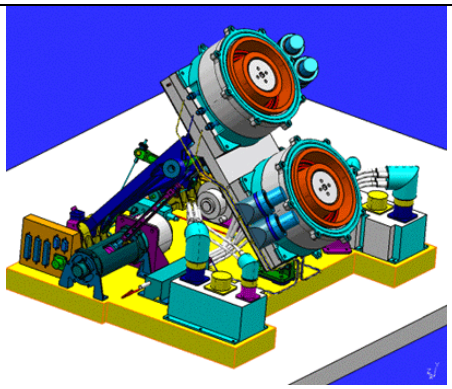


Fig. 2 **Les propulseurs sont toujours en couple sur un support mécanique orientable qui permet que la poussée soit toujours dans l'axe du centre de gravité du satellite**

L'ensemble des éléments d'un satellite géostationnaire est prévu pour une durée de la mission de 10 à 15 ans. Le volume embarqué d'ergol est donc défini par cette durée. En fin de vie, on utilise le reste de gaz pour d'effectuer une dernière manœuvre de désorbitation afin de libérer une place sur l'orbite géostationnaire occupée par 300 à 400 satellites, cette manœuvre nécessite un Δv de 3 m/s.

La propulsion plasmique permet d'accélérer les ions positifs d'un gaz ionisé à de très grande vitesse en utilisant non pas une réaction chimique mais des champs électromagnétiques. Les vitesses d'éjection atteintes dans le cas de la propulsion électrostatique sont de l'ordre de 5 à 10 fois celles des propulseurs chimiques, la vitesse dépend du type de propulseur électrique utilisé. La grande vitesse du plasma expulsé permet d'obtenir une quantité de mouvement du jet propulsif élevée pour une masse de gaz (xénon) consommée qui est 5 à 6 fois plus faible que la propulsion chimique. La propulsion plasma n'avait pas été immédiatement utilisée dans les technologies spatiales dans les années 60 car si la propulsion électrique n'est pas limitée en énergie, elle est limitée par la puissance électrique que le satellite peut lui fournir. De plus elle présentait un rendement énergétique faible. De nos jours, les satellites disposent d'une puissance électrique suffisante pour la propulsion plasma de par les dimensions et les progrès dans les technologies des panneaux solaires. L'amélioration des propulseurs électriques a aussi conduit à des rendements globaux beaucoup plus élevés.

En économisant une centaine de kilogrammes de carburant embarqué, il est possible d'accroître la charge utile ou bien la durée de vie du satellite. Par conséquent il est possible de

faire un retour sur investissement ou bien d'alléger la masse du satellite, ce qui réduit le coût du lancement en utilisant un lanceur moins puissant.
Ces économies sont même plus élevées pour les nouvelles générations de satellites dont la masse a augmenté. Il serait presque inenvisageable d'atteindre les durées de vie attendues pour les plates-formes dont la masse sera proche des 10 t sans envisager d'avoir recours à la propulsion plasmique. De nos jours, pour un satellite dont la masse est de 4500 kg, la propulsion plasmique peut permettre d'économiser 1000 kg et peut être plus si dans l'avenir la propulsion plasma est aussi utilisée pour le transfert d'orbite.

Cependant les compagnies de télécommunication rentabilisent le coût de fabrication et de lancement sur les premiers mois d'activité du satellite. Il faut donc que le satellite arrive très rapidement sur son orbite géostationnaire. En utilisant la propulsion électrique pour ce type de mission, le temps pour atteindre l'orbite géostationnaire serait trop long pour que les opérateurs de télécommunication rentrent dans leurs investissements. C'est pourquoi, à l'heure actuelle c'est toujours la propulsion chimique qui sert au transfert d'orbite. Une autre difficulté rencontrée par la propulsion plasmique est qu'elle n'a pas pu encore démontrer ses performances sur des satellites européens en raison de l'échec du lancement de Stentor. Cependant la sonde Smart 1 de l'ESA actuellement en direction d'une orbite lunaire a déjà fonctionné pendant 4000 h en utilisant la propulsion plasmique avec un propulseur de la SNECMA. Les opérateurs restent encore sceptiques devant la propulsion plasmique. Ils préfèrent assurer leur satellite en doublant le système de propulsion (chimique + plasmique) pour le maintien d'orbite, ce qui rend le coût du système propulsif très cher. Les assurances pour cette nouvelle technologie augmentent le coût, bien que les propulseurs plasmiques n'aient jamais présenté de défaut de fonctionnement lors de leur mission ou au sol, mais les missions devant valider cette technologie ont subi des échecs qui ont peut être laissé une mauvaise impression bien que plus de 70 propulseurs à effet Hall aient été utilisés sur des plates-formes de l'URSS.

Les systèmes utilisant la propulsion électrique peuvent être classés suivant le processus physique employé pour accélérer le gaz propulsif. En effet, en écrivant la loi d'Ohm généralisée, nous pouvons exprimer le champ électrique auto-consistant dans un plasma électriquement neutre comme suit :

$$E = \frac{j}{\sigma} + \frac{j \times B}{en_e} - \frac{\nabla P_e}{en_e} \qquad \textbf{Eq 1}$$

- La propulsion électrothermique utilise le premier terme de la loi d'Ohm qui est le terme ohmique, le chauffage résistif est utilisé dans les arc-jets [Fig. 3] et les résistojets pour chauffer un gaz qui est détendu à travers une tuyère. Dans les résistojets, il n'y a pas de plasma mais un gaz à très haute température provenant de la décomposition d'un gaz moléculaire. En remplaçant le chauffage par une résistance par un arc électrique, on obtient un jet de plasma et on améliore le rendement qui devient proche de 20 %.
- Le second terme est le terme de l'effet Hall utilisé dans la propulsion électrostatique et électromagnétique. Les propulseurs à grilles ou « ion engine » [Fig. 4], les « Field Emission Electric Propulsion thruster » FEEP, les « Stationary Plasma Thruster » SPT, les « MagnétoPlasmaDynamic » MPD [Fig. 5], et les « Pulsed Plasma Thruster » PPT sont dans cette catégorie.
- Le troisième terme est un terme de l'effet pression thermo-ionique qui est le plus souvent très faible et qui ne peut pas être utilisée comme force propulsive.

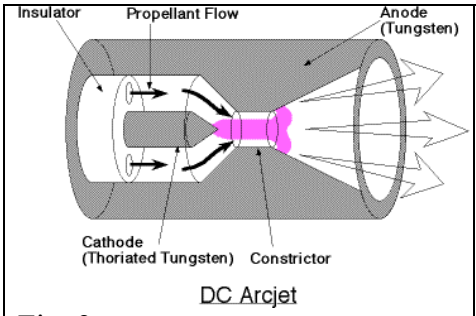


Fig. 3 **Principe du propulseur arcjet à arc électrique**

Fig. 4 **Propulseur à grilles**

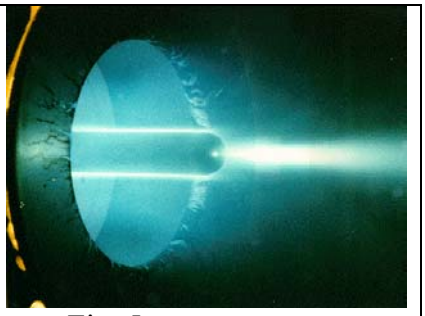


Fig. 5 **Propulseur MPD**

Chaque type de propulseur peut être plus ou moins attractif suivant la mission à remplir. Cela dépendra de leur impulsion spécifique ISP[4], de la puissance électrique consommée, des performances de poussée, etc.… Les principales applications de la propulsion électrique sont :

- Pour les satellites GEO : le maintien à poste Nord-Sud, le transfert d'orbite,
- Pour les constellations de satellites LEO : le transfert d'orbite, la compensation des frottements avec la haute atmosphère, le contrôle d'orbite et d'attitude
- Pour les missions interplanétaires : système de propulsion principale

[4] *L'impulsion spécifique (Isp) s'exprime en seconde et représente le temps pendant lequel 1 kg de propergol, va fournir une force équivalente d'un kilogramme de poussée. Ainsi, la comparaison des Isp de différents moteurs nous donnera, en quelque sorte, une comparaison de leur rendement.*

- Pour les missions scientifiques et d'observations et de la Terre : positionnement ultra-fin, contrôle d'orbite et d'attitude

La poussée fournie par le propulseur est une variation de quantité de mouvement d'un gaz éjecté à une vitesse constante, nous pouvons l'exprimer comme suit :

$$\vec{F} = \frac{dm}{dt}\vec{V} \qquad \textbf{Eq 2}$$

L'impulsion spécifique Isp s'exprime comme le rendement de la poussée par rapport au débit massique : le rendement propulsif, nous pouvons l'exprimer comme suit :

$$Isp = \frac{F}{\frac{dm}{dt}g} = \frac{V}{g} \qquad \textbf{Eq 3}$$

Si le rendement propulsif [Eq 5] augmente, cela signifie que la vitesse d'éjection du gaz augmente, elle, aussi. Nous avons donc une diminution de la consommation d'ergol pour une même manœuvre (Δv) puisque la variation de masse nécessaire à une opération donnée dépend du Δv et de l'Isp du propulseur que l'on peut exprimer sous la forme suivante :

$$\Delta m = m_{satellite}\left(1 - e^{\frac{-\Delta v}{g.Isp}}\right) \qquad \textbf{Eq 4}$$

Nous voyons l'importance de l'Isp pour comparer des propulseurs entre eux, le terme en exponentielle fait très rapidement varier la masse nécessaire à une manœuvre : c'est ce qui rend les propulseurs électriques attractifs par rapport à la propulsion chimique. Il faut penser aussi au rendement énergétique global du propulseur qui s'exprime comme suit :

$$\eta = \frac{F^2}{2\dot{m}P} \qquad \textbf{Eq 5}$$

où $\dot{m}$ est le débit massique total de gaz, P est la puissance électrique consommée. Elle peut s'exprimer en fonction de U_d la tension de la décharge et I_d le courant de décharge : P= U_d I_d. Mais on peut aussi prendre en compte la puissance consommée à travers les bobines magnétiques si leur alimentation est réalisée par un circuit indépendant de la décharge.

En fait ce rendement énergétique global, n'a un sens que si on prend en compte le débit total d'ergol, à l'anode et à la cathode, et la puissance électrique dissipée dans tous les sous-éléments constitutifs du propulseur.

Les valeurs des différents paramètres globaux de fonctionnement des propulseurs permettent de les classer et de définir quelles sont les missions spatiales qu'ils peuvent remplir.

1.2. La propulsion électrique en quelques dates

Si l'idée de propulsion électrique est apparue au début du 20ème siècle, c'est simultanément aux USA et en URSS dans les années 60 que les premiers propulseurs dans leur version industrielle de vol sont apparus. Très rapidement les USA se sont dirigés vers les moteurs à grilles et ont abandonné les propulseurs à effet Hall. Les problèmes rencontrés en ce qui concerne les rendements et les matériaux utilisés les ont fait changer de direction. Les Soviétiques ont continué bien qu'ils aient rencontré les mêmes difficultés mais une explication de leur persévérance peut être le fait que leurs moteurs chimiques ne présentaient pas d'aussi bon rendement que ceux des américains à l'époque, ils ont donc poursuivi dans la voie des propulseurs électriques. Pendant la période de la « guerre froide », les ingénieurs travaillant sur le sujet aux USA étaient de 200 à 300 alors que du côté de l'URSS on pouvait compter environ 2000 personnes (soit un facteur 10 de plus). Une grande part du travail était empirique, ils ont essayé un grand nombre de configurations possibles dans les domaines des matériaux, des gaz à ioniser, des profils géométriques du propulseur ou bien la topologie du champ magnétique pour stabiliser le plasma etc. Des études théoriques étaient cependant développées en parallèle dans l'équipe du professeur A.I. Morozov en particulier.

Quelques dates significatives :

1903 - K. E. Tsiolkovsky utilise l'équation de la fusée pour montrer le bénéfice de la propulsion électrique

1906 - R. Goddard écrit à propos de la possibilité d'utiliser des fusées électriques

1911 - K. E. Tsiolkovsky écrit indépendamment lui aussi à propos des fusées électriques

1929 – Démonstration du premier propulseur électrique par Glushko au laboratoire de dynamique des gaz à Leningrad

1950 - Les Soviétiques débutent les recherches sur la propulsion ionique après le lancement de Spoutnik 1.

1960 - Premier propulseur ionique utilisé aux USA par la NASA au Lewis Research Center

1964 - Première démonstration d'un propulseur à grille (Space Electric Rocket Test SERT I) afin de tester l'utilisation d'un faisceau de neutralisation dans l'espace par les USA

1964 - Première utilisation d'un propulseur électrique pour une sonde interplanétaire (Zond 2) par l'URSS

1965 - Le professeur Morozov de l'institut Kurchatov propose le concept de Stationary Plasma Thruster (SPT)

1966 - Les Soviétiques lancent le programme Yantar (Ambre), destiné à tester le fonctionnement du moteur ionique dans les conditions réelles d'un vol spatial.- Yantar 1, moteur ionique à argon, est testé en octobre et permet d'enregistrer les principaux paramètres de fonctionnement du moteur.

1970 - Test longue durée dans l'espace d'un propulseur à grille utilisant du mercure (SERT II) par les USA

1972 - Première opération d'un SPT-50 dans l'espace avec le satellite METEOR [Fig. 1] par l'USSR; depuis plus de 120 propulseurs construits par FAKEL ont été envoyés dans l'espace.

1991 - Ouverture de l'URSS vers l'Ouest et transfert de la technologie Russe.

1993 - Première utilisation d'un arcjet à hydrazine pour un satellite commercial (Telstar 401) par les USA

1998 - Première utilisation d'un propulseur à grille en mission spatiale avec la sonde Deep Space 1 pour une rencontre avec la comète Borelly par la NASA

2003 - Première utilisation d'un propulseur PPS-1350 construit par SNECMA inspiré d'un SPT-100 pour la sonde SMART-1 pour une mission Lunaire par l'agence spatiale européenne (ESA)

Missions prévues :

2008 - Lancement de la mission Solar Orbiter. Cette mission mettra en orbite autour du Soleil un satellite équipé d'un moteur ionique. Ce projet de l'ESA permettra l'étude du spectre du Soleil et en prendra des photographies en haute résolution

2009 - Lancement de la mission Bepi-Colombo. Cette mission est un projet de l'ESA à destination de la planète Mercure. La sonde sera constituée de trois modules : l'un ira au sol, un autre en orbite basse et le dernier en orbite plus haute. Mercure n'a été approchée à ce jour que par la sonde américaine Mariner 10 en 1974. Le vol interplanétaire doit être propulsé par un moteur plasma à grilles.

1.3. L'actualité des propulseurs électriques en Europe

1.3.1. Le satellite STENTOR

Le programme STENTOR (Satellite de Télécommunications pour Expérimenter les Nouvelles Technologies en Orbite) CNES/DGA/France Telecom, a commencé en 1995. Il avait pour objectif de valider de nouvelles techniques et technologies en orbite. Il comportait 4 propulseurs PPS-1350 (SNECMA Moteurs) et 4 SPT-100 (Fakel Russie) pour assurer le maintien d'orbite et l'orientation Nord-Sud du satellite. Des moyens de diagnostics étaient

embarqués pour étudier la propulsion électrique : microbalance à quartz et sondes électrostatiques. Malheureusement le lancement a été manqué et le satellite perdu le 11 décembre 2002.

1.3.2. La sonde lunaire SMART-1

La sonde SMART-1 (Small Mission for Advanced Research in Technology) est la première sonde spatiale à utiliser la propulsion solaire électrique avec une décharge à effet Hall. Sa mission est l'étude des éléments chimiques à la surface de la Lune notamment la glace en se plaçant en orbite. La mission doit pouvoir permettre de répondre à la question de la formation de la Lune par une collision entre la Terre et une petite planète il y 4,5 milliards d'années, de plus le sol lunaire reste aujourd'hui encore assez mal connu.
Le lancement de la sonde a eu lieu le 27 septembre 2003 à partir du centre de Kourou et le propulseur plasma PPS-1350 [Fig. 6] de SNECMA a été parfaitement mis en fonctionnement le 30 septembre 2003 afin d'effectuer des spirales de plus en plus large autour de la Terre puis un transfert d'orbite jusqu'à ce que la sonde soit capturée par le champ gravitationnel de la Lune vers décembre 2004.

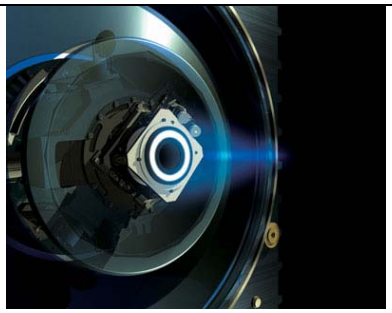


Fig. 6 **Vue d'artiste du propulseur de la sonde SMART-1**

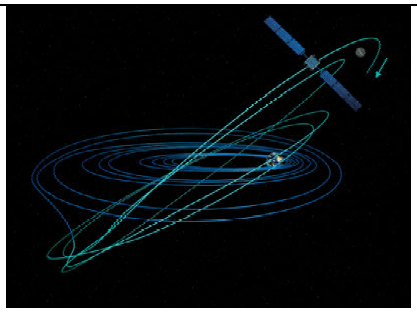


Fig. 7 **Trajectoire suivie par la sonde pour rejoindre une orbite lunaire**

SMART-1, initialement lancée sur une orbite de transfert géostationnaire 656 x 35 844 km, se trouvait alors sur une orbite elliptique bien plus élevée : 14 312 x 59 491 km, atteinte à la seule force de la propulsion plasmique. En quatre mois et plus de 200 orbites, l'incrément de vitesse a atteint 1 220 m/s, soit 4 392 km/h. Le propulseur ne fonctionne pas en continu à cause des éclipses de soleil mais aussi à cause de la trajectoire [Fig. 7] assez complexe que la sonde doit suivre. Le propulseur n'est pas utilisé à son point de fonctionnement nominal où la poussée est de 90 mN mais à 70 mN à cause de la puissance délivrée par les panneaux solaires cependant le propulseur avait déjà produit plus de 1700 h de tir en mars 2004 battant ainsi le record soviétique de durée. La dernière manœuvre est une orbite elliptique entre 300 et 10 000 km au-dessus de la surface de la Lune. L'observation de la surface lunaire est prévue pour

durer 6 mois, avec une prolongation possible pour atteindre 1 an. La masse totale de la sonde est de 367 kg dont 82 kg de xénon, elle sera environ de 305 kg lorsque la sonde arrivera près de la Lune.

1.3.3. La mission BepiColombo

La mission BepiColombo est un projet commun entre l'ESA et le Japon pour explorer de façon très complète la planète tellurique Mercure. La planète Mercure étant très proche du Soleil, elle est difficilement observable et une exploration présente de grandes difficultés à cause du rayonnement dégagé par notre étoile : le soleil. C'est la première mission de l'ESA dans cette « zone chaude de notre système solaire ». Une première partie de la mission est de cartographier la planète, la seconde est une étude de la magnétosphère de Mercure. La sonde utilisera « intelligemment » l'effet gravitationnel de la Lune et de Mercure et sa propre propulsion sera assurée par un propulseur électrique.

1.4. Le principe de fonctionnement d'un propulseur de type SPT-100

Le principe de fonctionnement [Fig. 8] simplifié d'un propulseur est décrit en se basant sur le modèle de type SPT-100-ML [Tableau 1] fonctionnant dans les conditions nominales usuelles. Les propulseur de type SPT (Stationary Plasma Thruster) sont dénommés par le diamètre du canal de décharge : le SPT-100 a un diamètre de 100 mm. Il existe des propulseurs de différentes tailles allant de 20 mm à 160 mm. Les propulseurs allant vers des puissances électrique de plus en importante, il arrive que l'appellation exprime maintenant la puissance en Watts : PPS-1350 pour 1350 W et PPS-5000 pour 5000 W.

Le champ accélérateur dans un propulseur à effet Hall résulte de la baisse locale de la conductivité électronique (en ~1/B) dans le plasma en sortie du canal et non à la formation d'une gaine de charge d'espace. La densité de courant ionique dans ces propulseurs n'est pas limitée par la charge d'espace, contrairement au cas des propulseurs à grilles. Ainsi, la densité de courant ionique n'est pas limitée, contrairement aux sources d'ions à grilles, par exemple. Une grande puissance de jet peut donc être obtenue avec un propulseur à effet Hall relativement compact où le champ accélérateur est produit au sein du plasma. L'absence de grilles pour accélérer les ions est donc pour les SPT un avantage incontestable par rapport aux moteurs ioniques.

Dans un propulseur à effet Hall plus de 65 % de la masse du propulseur est celles des bobines magnétiques et du circuit magnétique. La décharge prend place dans l'espace annulaire délimité par des parois en céramique (pour le SPT-100-ML : Rint = 3,45 cm et la céramique externe limitant le canal avec un rayon, Rext = 5 cm). On utilise une céramique en $BNSiO_2$ pour isoler la décharge des éléments du propulseur afin que les particules de forte énergie ne pulvérisent pas les éléments du propulseur, ce choix est aussi dicté afin d'obtenir à la surface des céramiques un taux d'émission électronique secondaire inférieur à 1 dans la gamme d'énergie des électrons.

La longueur du canal est de 2,5 cm, elle est définie pour que les atomes neutres diffusent par des collisions pariétales qui homogénéisent l'écoulement de xénon dans le canal et afin de ne pas perturber la zone d'ionisation. Si la longueur de canal est trop courte alors l'écoulement de neutres n'est pas assez homogène et l'ionisation peut ne pas être optimale. Mais si le canal est trop long, les ions crées en amont du canal vont faire des recombinaisons aux parois et une forte érosion des céramiques. De plus pour des raisons d'encombrement et de poids on a tout intérêt à minimiser la taille du propulseur.

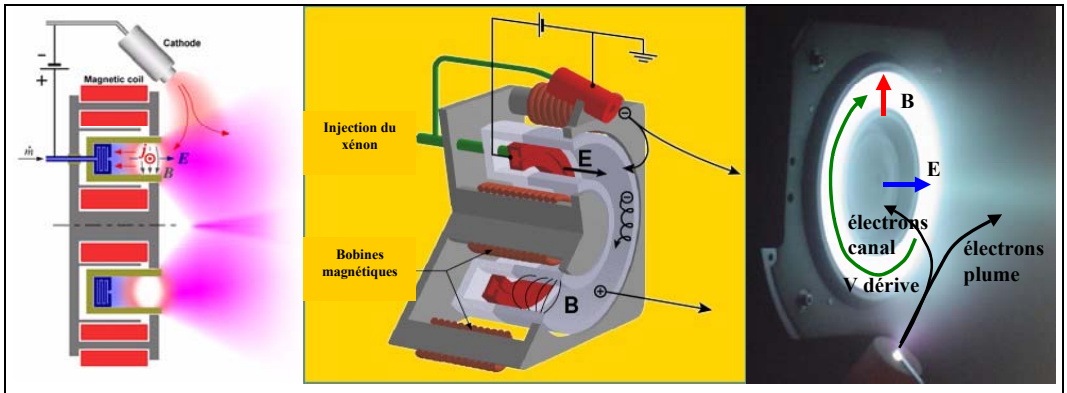


Fig. 8 **Principe de fonctionnement d'un SPT**

La décharge nécessite deux sources de particules. Le premier est le courant d'électrons émis par une cathode creuse [Fig. 8] située à l'extérieur du canal, le second est le flux d'atomes neutres de xénon injectés à travers l'anode située au fond du canal. Le gaz choisi est le xénon, un gaz rare non toxique qui présente une masse élevée de 131,29 g/mol, donc une quantité de mouvement éjectée élevée, et un seuil d'ionisation bas de 12,1 eV pour avoir un fort rendement d'ionisation. Le césium avec une masse atomique légèrement plus élevée 132,9 g/mol et un seuil d'ionisation plus bas de 3,89 eV serait un excellent candidat s'il n'était pas aussi dangereux d'utilisation. Différents gaz ont été étudiés comme l'Argon et notamment le Krypton avec le moyen d'essais PIVOINE. Il apparaît que le Xénon présente les meilleures performances.

Une différence de potentiel est appliquée entre l'anode et la cathode, de l'ordre de 300V dans le fonctionnement nominal. Les électrons vont remonter le champ de potentiel électrique vers l'anode et si les conditions de densité et d'énergie sont suffisantes alors les collisions électrons-neutres vont donner lieu à l'ionisation des atomes de xénon.

Cependant, le libre parcours moyen des électrons est bien trop grand (20 cm) par rapport aux dimensions caractéristiques du canal pour qu'ils subissent une collision avec un neutre dans les conditions de densité atomiques rencontrées dans le canal. C'est pourquoi, on utilise des bobines magnétiques qui réduisent la mobilité électronique en piégeant les électrons dans les zones de fort champ magnétique entre l'anode et la cathode.

Le temps de séjour des électrons dans le canal devient plus long et l'ionisation par impact électronique devient possible. La mobilité électronique théorique définie par $\vec{v} = \vec{\mu}.\vec{E}$ admet une composante transverse aux lignes de champ magnétique qui résulte des collisions avec un atome neutre ou une paroi du canal. Elle varie en $1/B^2$ et s'exprime comme suit :

$$\mu_{e\perp} = \frac{e}{m\upsilon} \frac{1}{1+\left(\frac{w}{\upsilon}\right)^2} \qquad \textbf{Eq 6}$$

où ν est la fréquence de collision totale des électrons (e-Xe, e-Xe^+ et e-parois), et $\omega = \frac{qB}{m_e}$ est la pulsation cyclotronique.

Le champ magnétique [Fig. 9] est obtenu à l'aide de 4 bobines externes et d'une bobine interne et d'un circuit en Fer doux qui conduit à une topologie de champ en forme de lentille avec une composante principalement radiale en sortie du canal. Le champ magnétique présente un maximum d'intensité dans le plan de sortie B_r=150 G et, dans le canal, une valeur minimale à l'anode de l'ordre de 30 G.

Historiquement, la configuration du champ magnétique a évolué. Les premières générations de propulseur possédaient un champ magnétique uniforme, puis le champ magnétique a été modifié pour présenter un maximum d'intensité en sortie du canal et un minimum d'intensité à l'anode. Ces évolutions résultent de la recherche d'une décharge plus stable, présentant des amplitudes d'oscillation plus faible, ainsi qu'un effet de lentille du faisceau d'ions pour diminuer la divergence du jet.

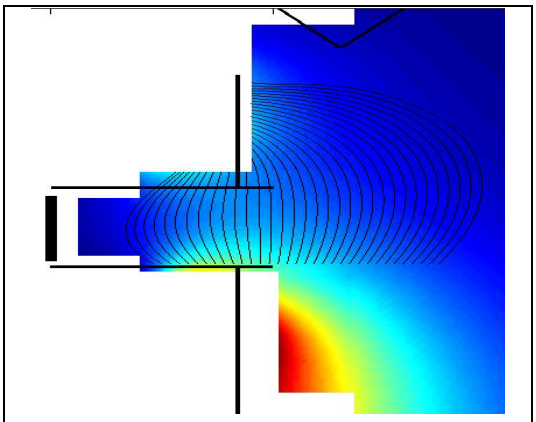


Fig. 9 **Topologie du champ magnétique d'un SPT cathode en haut et anode à gauche**

La présence d'un champ magnétique et d'un champ électrique dans le canal de décharge entraîne une vitesse de dérive électrique azimutale de la forme :

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2} \qquad \text{Eq 7}$$

Le champ magnétique étant radial dans le canal et le champ électrique étant axial, la vitesse de dérive est dans la direction azimutale. De part sa géométrie cylindrique, la dérive électrique se referme sur elle-même, c'est pourquoi on appelle aussi ces propulseurs des propulseurs à dérive fermée « Closed Drift Thruster » ou encore propulseur à champs croisés « Cross-Field Thruster » à cause de la configuration des champs électriques et magnétiques.

Le rapport des masses entre l'électron ($m_e \approx 9.10^{-31}$ Kg) et l'ion xénon ($M_i \approx 2{,}2.10^{-25}$ Kg) étant de $2{,}44.10^5$, fait que les rayons de Larmor des particules présentes dans le même champ magnétique sont très distincts. Le rayon de Larmor de l'électron est de l'ordre du mm alors que celui de l'ion est supérieur aux dimensions caractéristiques du propulseur. Les ions ont des trajectoires peu modifiées par B alors que les électrons ont des trajectoires définies par E×B.

$$\begin{cases} R_{Larmor}e = \dfrac{mv_\perp}{qB} = \dfrac{9{,}1.10^{-31}[kg]*1{,}5.10^6[m/s]}{1{,}6.10^{-19}[C]*150.10^{-4}[T]} \approx 0{,}6\,mm <<< L_{canal} \\ L_{canal} << R_{Larmor}i = \dfrac{M_{Xe+}v_i}{qB} = \dfrac{2{,}2.10^{-25}[kg]*15000[m/s]}{1{,}6.10^{-19}[C]*150.10^{-4}[T]} \approx 1{,}4\,m \end{cases} \qquad \text{Eq 8}$$

La vitesse de dérive des électrons crée un très fort courant de Hall de l'ordre de plusieurs dizaines d'Ampère (10-50 A. C'est le champ électrique induit qui accélère les ions créés à des vitesses axiales comprises entre 15 et 20 km/s. Ce courant électronique azimutal est insuffisant pour modifier de manière significative le champ magnétique créé par les bobines externes et interne (~1 à 2 G).

Les ions accélérés s'appuient sur le champ électrique induit [Eq 9] par la dérive des électrons qui sont piégés dans les zones de fort champ magnétique créé par les bobines. Ainsi la force de poussée s'exerce finalement sur les bobines magnétiques et donc la poussée produite par les ions s'exerce sur les électro-aimants du propulseur. Cet aspect implique que contrairement à la propulsion chimique, l'effort n'est pas transmis par un contact (effet du tenseur des pressions) entre le fluide et les parois de la chambre de décharge. L'effort de poussée pourrait donc s'exercer en absence de contact entre la décharge plasma et les céramiques.

$$\vec{E}_{induit} = -\vec{v}_D \wedge \vec{B} = v_\theta . B_r \approx 2.10^6 [m/s].150.10^{-4}[T] = 30000[V/m] \qquad \text{Eq 9}$$

Si le principe de fonctionnement d'un propulseur est finalement assez simple puisqu'il repose sur l'accélération des ions positifs de la décharge par un champ électrique auto-consistent, il reste néanmoins de nombreux phénomènes physiques encore mal décrits comme en particulier le transport des électrons dans le champ magnétique. Le transport anormal de Bohm des électrons certainement lié à des oscillations de champ électrique haute fréquence, ainsi que l'érosion des céramiques (normale et anormale) et le comportement à haute tension du propulseur sont les thèmes qui restent à approfondir.

Poids du propulseur	4 kg	Vitesse des ions (jet)	15-20 km/s
Diamètre externe	100 mm	Impulsion spécifique	1500 s
Diamètre interne	69 mm	Durée de vie démontrée	7000 h
Longueur canal	25 mm	Rendement global	50 %
Courant décharge	4,4 A	Divergence du faisceau	40°
Tension décharge	300 V	Densité électronique (canal)	10^{11-12} cm^{-3}
Puissance consommée (+bobines, +cathode)	1350 W	Densité électronique (jet)	10^{9-10} cm^{-3}
Débit anode	5 mg/s	Densité des neutres (canal)	10^{13-14} cm^{-3}
Débit cathode	0,4 mg/s	Densité des neutres (jet)	10^{11-12-} cm^{-3}
Gaz propulsif	xénon	Température électronique (canal)	15 eV
Champ magnétique maximal dans le canal	150 G	Température électronique (jet)	2-5 eV
Poussée	80 mN	Température des neutres (canal)	800°K

Tableau 1 Résumé en quelques chiffres des caractéristiques du SPT-100-ML

L'étude des Tokamaks, présentant de nombreuses similitudes avec les propulseurs (les propulseurs ont été initialement proposés par des scientifiques de la communauté de la fusion magnétique), a montré depuis longtemps la difficulté des décharges magnétisées, ou même seulement partiellement magnétisée, qui présentent des gradients de densité ou de champ magnétique qui induisent des phénomènes non linéaires et de la turbulence.

1.5. Le moyen d'essai Propulsion Ionique pour Vols Orbitaux Interprétations et Nouvelles Expériences (PIVOINE)

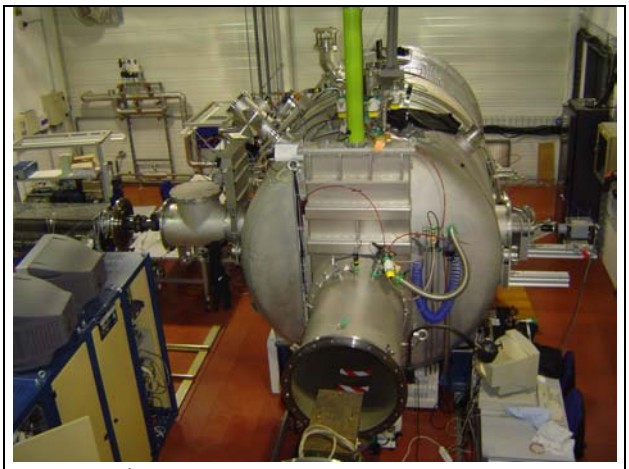


Fig. 10 **Le moyen d'essai PIVOINE**

Une installation au sol dédiée à l'étude des propulseurs plasma doit répondre à divers critères de qualité : dimensions, niveau de vide et nature de gaz résiduel car elle doit simuler au mieux les conditions spatiales rencontrées par le satellite ou la sonde. En fait, on recherche des conditions pour lesquelles les performances restent significatives par rapport aux conditions rencontrées en vol. Les critères résultent donc d'un compromis indispensable entre le coût et les performances.

Le premier critère est la pression interne résiduelle du caisson durant le fonctionnement du propulseur. La pression doit être suffisamment basse pour ne pas altérer ou modifier les caractéristiques de la décharge et ainsi les performances. Si la pression résiduelle du caisson est trop forte, c'est à dire supérieur à 2.10^{-5} mbar, elle conduit à un flux de particules neutres entrant dans le canal de décharge qui augmente « artificiellement » le nombre de collisions et va ainsi accroître l'ionisation. Le courant de décharge s'en trouve augmenté ce qui modifie la poussée, de plus la divergence du jet propulsif peut être réduite par la pression qui confine le jet, ce qui peut donc donner une divergence plus faible et un rendement surestimé. La modification de la plume est mise en évidence par le changement de couleur de celle-ci. La plume passe du vert au bleu lorsque la pression du caisson augmente trop pour un point de fonctionnement du propulseur dans une configuration nominale. Ceci est dû aux collisions de particules qui modifient la population de ces niveaux excités émettant dans la plage spectrale du « vert ».

Le second critère concerne les dimensions du caisson qui doivent être grandes devant le libre parcours moyen des particules. Cette condition s'applique aux interactions entre la surface du caisson et le plasma, où des échanges de charges peuvent jouer un rôle sur la répartition du potentiel de la cathode et du potentiel de la carcasse du moteur. Cependant le libre parcours

moyen des ions dépasse les dimensions du caisson, ils auront donc principalement des collisions les neutralisant avec les parois.

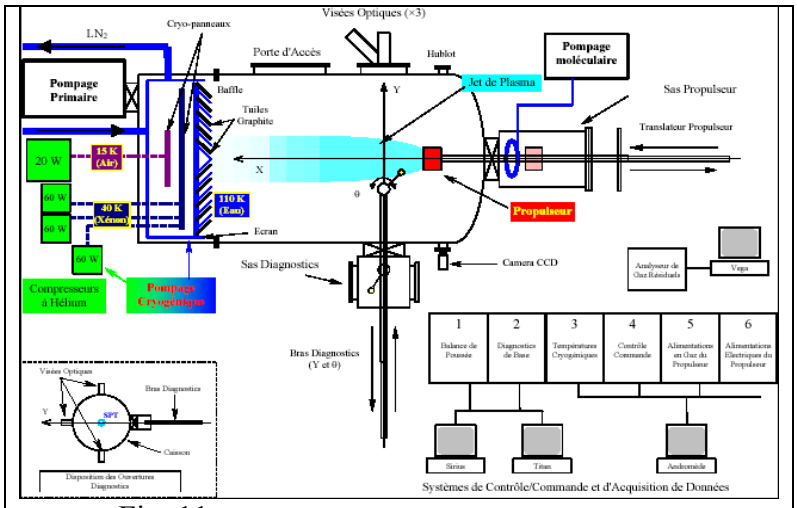


Fig. 11 **Schéma du moyen d'essais P.I.V.O.I.N.E**

Le caisson d'expériences PIVOINE [Fig. 10][Fig. 11] est en acier inoxydable. Il est en forme de cylindre, disposé horizontalement, de 2,2 m de diamètre et 4 m de long, soit un volume d'environ 15 m^3. L'épaisseur de la paroi est de 1 cm. Le caisson dispose de plusieurs piquages, de hublots et de deux sas. Les différents piquages sont utilisés pour des diagnostics comme un capteur de pression et un spectromètre de masse qui permet d'apprécier la qualité du vide ainsi que la proportion d'atome de gaz légers. Les hublots sont utilisés par les équipes de recherche pour réaliser la visée nécessaire aux diagnostics optiques pour le spectromètre optique d'émission, des caméras thermiques IR, CCD rapide ou bien des caméras de vidéo simples afin de surveiller l'apparition d'éventuels points chauds sur la céramique.

Le caisson dispose de deux sas, l'un dans l'axe du caisson, le second perpendiculaire à cet axe. Le premier sert à introduire ou retirer de la chambre à vide principale le propulseur placé sur un bras de déplacement, le second permet de placer des diagnostics intrusifs dans le jet propulsif, lui aussi possède un système de déplacement pilotable. Ces deux sas permettent de ne pas briser le vide du caisson et rendent le moyen d'essai plus souple d'utilisation en évitant son retour à la pression atmosphérique.

1.5.1. Le système de pompage

Pour définir la construction du moyen d'essai, le cahier des charges a été rédigé en 1995 pour un propulseur de type SPT-100 fonctionnant en régime nominal : 5,4 mg/s de débit de xénon (débit anode + débit cathode) et 1350 W de puissance électrique consommée ceci comprend la puissance de la décharge mais aussi la puissance injectée dans les bobines magnétiques et du chauffage de la cathode creuse si celle-ci le nécessite. Pour respecter une pression de travail

de l'ordre de $2{,}5.10^{-5}$mBar de xénon, il faut donc une vitesse de pompage de 70 000 l/s avec le système de pompage cryogénique construit et certifié par la société « Air Liquide ». Le temps de mise sous vide du caisson est de l'ordre de 12 heures et il faut attendre encore une dizaine d'heures pour éliminer les gaz résiduels légers et avoir ainsi un vide de qualité suffisante pour réaliser des essais, où les expériences sont réellement reproductibles. Le groupe de pompage de PIVOINE est constitué de 4 sous-systèmes : un groupe de pompage primaire, un groupe de pompage secondaire, un échangeur d'énergie et une pompe turbo moléculaire.

Le groupe de pompage primaire (80 m^3h^{-1}) permet de vider l'enceinte depuis la pression atmosphérique jusqu'à une pression compatible avec le domaine de fonctionnement du groupe de pompage cryogénique inférieure à 5×10^{-3} mbar. Il est constitué d'une pompe sèche rotative à quatre étages et d'une pompe Roots (1200 m^3h^{-1}) équipée d'un coupleur hydro cinétique, qui permettent d'avoir un vide « propre » sans remontées d'huile comme avec les installations utilisant des pompes à diffusion.

Le groupe de pompage cryogénique a pour principales fonctions de piéger la vapeur d'eau, les gaz résiduels (essentiellement les composants de l'air) et le gaz utilisé par le propulseur, d'absorber une partie de l'énergie thermique du plasma et de protéger les éléments les plus froids du rayonnement thermique. Il est refroidi par une circulation d'azote liquide et par quatre cryo-générateurs utilisant de l'hélium. Trois d'entre eux sont dédiés au pompage du xénon, leur température est régulée à 42 K et la puissance frigorifique disponible est de 60 W par panneaux. Le quatrième panneau à une température de 20 K et dispose d'une puissance de 20 W, il permet la condensation des gaz résiduels en particuliers l'azote et l'oxygène. L'ensemble des panneaux est refroidi par des têtes froides au moyen d'une détente d'hélium gazeux pressurisé. Les quatre panneaux sont protégés thermiquement du rayonnement de la paroi de l'enceinte par un écran parcouru par de l'azote liquide à une pression de 9 bars. Le débit minimal d'azote liquide nécessaire est de 30 l/h pour une décharge éteinte. Le coût principal d'une telle installation est lié à la consommation d'azote liquide depuis qu'une nouvelle procédure de conservation de la qualité de vide a été mise en place. En effet, auparavant, le pompage cryogénique était coupé pendant les week-ends mais la reproductibilité des expériences a montré qu'il était préférable de conserver le pompage cryogénique en fonctionnement continu.

Un convertisseur d'énergie permet d'absorber la puissance des ions avant leur absorption par les panneaux du groupe de pompage cryogénique et protége le système de pompage de la pulvérisation par bombardement ionique. Il est constitué de tuiles de graphite,

matériau, qui résiste bien à la pulvérisation, elles sont inclinées à 45° par rapport à l'axe du caisson (comme des persiennes). En effet, la conception du moyen d'essai a conduit à placer le système de pompage cryogénique face au jet du propulseur, alors que d'autres dispositifs ont été définis avec un pompage latéral. Avec ce groupe de pompage, la pression statique limite dans le caisson peut descendre jusqu'à 10^{-7} mbar. Lorsque le SPT-100-ML fonctionne en régime nominal, la pression est d'environ $2{,}3\times10^{-5}$ mbar ce qui répond à la limite du critère de pression résiduelle.

Une pompe turbo-moléculaire a été ajoutée fin 2003 afin de pomper les gaz légers difficiles à éliminer par le groupe de pompage cryogénique, comme l'hydrogène qui provient de la dissociation de la molécule d'eau présente sous forme de vapeur et l'hélium qui provient de l'atmosphère initiale et aussi peut être de la radioactivité par désintégration alpha due à la présence de thorium et autres métaux radioactif contenus dans l'inox du caisson. Sa vitesse de pompage est de 5000 l/s, elle est fixée dans le caisson au niveau du sas propulseur.

1.5.2. Les diagnostics permanents du moyen d'essais PIVOINE

Il est intéressant d'avoir une mesure des paramètres du jet du propulseur qui peuvent nous permettre d'obtenir des informations sur la décharge plasma créée dans le canal. C'est pourquoi, un système de déplacement a été construit afin de balayer les points du jet par un arc de cercle (r,θ). Cet arc de cercle est obtenu par un déplacement axial du bras du propulseur et par un déplacement perpendiculaire [Fig. 12] du bras diagnostic. Ce double déplacement (x,z) permet par un changement de coordonnées cartésiennes en polaire de respecter la symétrie cylindrique du jet. A l'extrémité du système de déplacement, on peut placer différents diagnostics ou bien du matériel spatial tel que des éléments représentatifs des panneaux solaires afin de tester leur résistance à l'impact du jet d'ions.

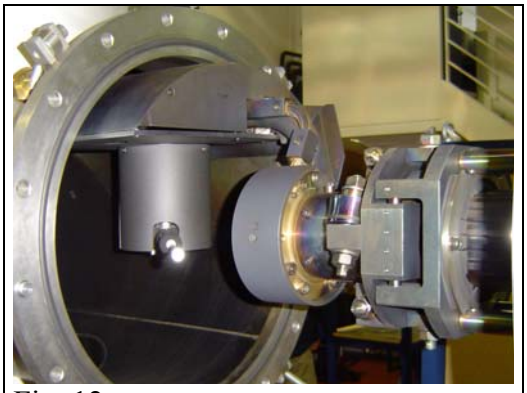


Fig. 12 **Retarding potential analyser, RPA, implanté sur son support rotatif**

Le banc est équipé de deux systèmes de déplacement par translation ; chacun est associé à un sas relié à l'enceinte principale par une vanne. Le système se déplaçant horizontalement suivant l'axe du caisson permet d'introduire le propulseur dans l'enceinte principale et l'autre système, dont le déplacement est orthogonal à l'axe du caisson, permet d'introduire dans le jet un plateau rotatif. Sur ce support rotatif, nous disposons d'un analyseur d'énergie d'ions RPA (Retarding Potential Analyser), couplé à une sonde électrostatique, qui permettent de mesurer le potentiel plasma, le potentiel flottant, la densité de courant ainsi que de déterminer les fonctions de distribution en énergie des ions FDEI et des électrons FDEE. Un balayage angulaire par rapport à l'axe du propulseur jusqu'aux grands angles de l'ordre de 90° permet de mesurer la divergence du faisceau. Il est possible alors de réaliser par ce dispositif une cartographie complète en (r, z,θ) de ces données, d'effectuer des mesures moyennées ou résolues en temps à l'aide de sondes électrostatiques ou du RPA.

1.5.3. La balance de poussée

Lors d'une étude de performance d'un propulseur, il est nécessaire de mesurer la poussée axiale avec une bonne précision. L'ordre de grandeur de la force de la poussé à mesurer est de 100 mN. Cependant cette mesure n'est pas évidente à effectuer. En effet, de nombreuses perturbations viennent poser problème comme les gradients thermiques qui peuvent jouer sur la dilatation des matériaux servant à la mesure ou bien encore les flashs électromagnétiques provenant de la décharge plasma. De plus, le groupe de pompage ajoute des vibrations à basses fréquences à l'ensemble du caisson et des éléments à son contact comme le bras propulseur ou les poutres extérieures qui servent de support pour les hublots.

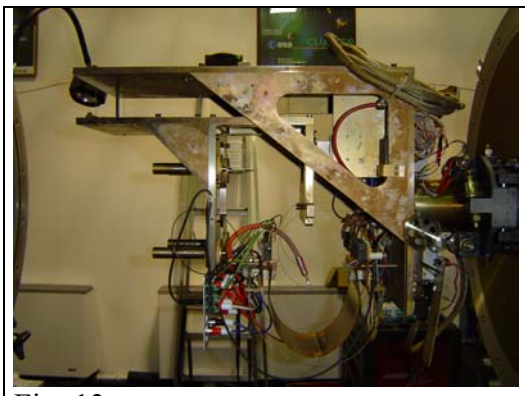


Fig. 13 **Balance de poussée avec le système pendulaire et le support moteur**

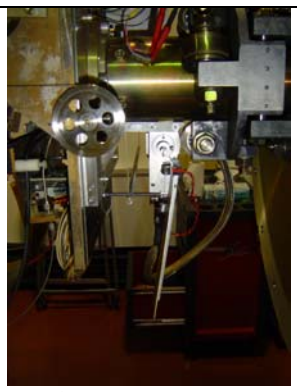


Fig. 14 **Détails de la poulie et de la mesure « sans contact »**

Après avoir testé différentes méthodes, parfois originales, une version définitive de la mesure de la poussée a été mise au point par Pascal Lasgorceix ingénieur de recherche responsable du moyen d'essai. Le propulseur est monté sur une balance [Fig. 13] de type pendulaire à plan

constant. La mesure de la force de poussée dans la gamme 10-400 mN, avec une précision de 2 %, est réalisée indirectement par une mesure de déplacement [Fig. 14] effectué par un capteur capacitif sans contact, à haute fréquence. Un système comportant des masses calibrées et pilotable par ordinateur permet d'effectuer un étalonnage sous vide, c'est à dire en cours de fonctionnement du moyen d'essai. Dans la pratique, une première mesure de déplacement est réalisée avec le propulseur en fonctionnement, puis avec la décharge éteinte pour soustraire une poussée due à la pression résiduelle du gaz chauffé par le propulseur.

1.5.4. Le système d'enregistrement rapide et la méthode de mesure

Un automate réalise la gestion des différentes séquences de mise sous vide du moyen d'essai, du fonctionnement des moteurs et de la sécurité globale des différents types d'opérations. Une centaine de paramètres sont enregistrés en permanence pour assurer la traçabilité du fonctionnement de l'installation. Un second système de contrôle commande est dédié aux diagnostics de base installés sur le moyen d'essais (balance de poussée, systèmes de déplacement, analyseur et sonde électrostatique, système d'acquisition rapide multivoies). La vitesse d'échantillonnage du système d'enregistrement est de 200 kHz, les valeurs moyennes des paramètres de l'installation sont obtenues par une moyenne des dernières millisecondes d'enregistrement une fois que le propulseur atteint un régime de fonctionnement stable.

Des premiers essais de haute tension avec le propulseur PPS-1350 de SNECMA ont montré que le moyen d'essais acceptait une puissance électrique du propulseur de 2,9 kW pour un débit de xénon de 8 mg/s et une tension de décharge de 350 V (forte poussée) soit une tension de 1000 V et 2 mg/s de débit (forte ISP). La consommation d'azote liquide devient alors plus importante, mais l'installation a montré une très bonne tenue face à la puissance électrique et thermique au cours des tests. C'est le même type de propulseur qui est sur la sonde d'exploration lunaire SMART 1.

Pour les propulseurs de forte puissance électrique 6 kW, le moyen d'essai PIVOINE devra être amélioré pour être capable d'absorber la puissance émise par le propulseur que ce soit au niveau du débit de xénon qui sera supérieur à la dizaine de milligrammes par seconde, ou bien au niveau de la puissance thermique rayonnée par la décharge. Ces améliorations devraient faire de PIVOINE, un moyen de recherche unique en Europe dans cette gamme de puissance.

1.5.5. Le circuit électrique d'alimentation du SPT-100-ML

Le circuit électrique représenté [Fig. 15] est celui de l'alimentation du propulseur SPT-100-ML utilisant une cathode creuse fournie par l'institut MIREA de Moscou qui nécessite un chauffage du matériau émissif LaB_6. Nous pouvons voir sur le schéma du circuit les différents filtres qui protégent l'électronique contre de fortes amplitudes de courant de décharge ou bien contre les forts pics de courant apparaissant lors de l'amorçage de la décharge.

Le montage électrique comprend l'alimentation des électro-aimants interne et externes, de la cathode creuse MIREA qui nécessite un chauffage permanent, l'alimentation de la décharge plasma. Un filtre de type passe-bas avec une fréquence de coupure de l'ordre de 3 kHz est utilisé pour protéger l'électronique du circuit face aux fortes amplitudes d'oscillations que la décharge plasma peut présenter lors de certains régimes de fonctionnement ou bien à l'allumage du moteur. Avec un moteur « froid » la tension de décharge appliquée ne suffit pas pour amorcer un claquage. Les électrons sont trop peu énergétiques pour ioniser le xénon. Le claquage est assurer à l'aide d'un basculement momentané de la tension décharge sur le « keeper » placé au voisinage de l'orifice de la cathode. Une fois la décharge amorcée la tension est uniquement appliquée à l'anode. Le rôle du « keeper » est de porter les électrons de la cathode à une énergie suffisante pour assurer l'ionisation du xénon. La tension appliquée au « keeper » étant largement suffisante, les électrons ont une énergie suffisante pour ioniser les atomes de xénon neutres. C'est pourquoi au démarrage, nous avons des pics de courant de l'ordre de 40 A dus au grand nombre de neutres présents dans le canal de décharge et à son voisinage. Le plasma est très dense et va au-delà du canal dans le domaine extérieur. Une fois que la décharge retourne vers son régime normal, alors le plasma rentre à l'intérieur du canal et le courant de décharge oscille autour de sa valeur moyenne qui est de 4,4 A pour le point nominal de fonctionnement du SPT-100-ML.
Ces problèmes de démarrage sont fortement dépendants du type de filtre électronique utilisé pour protégé les alimentations du circuit électrique.

Le courant de décharge est mesuré par des pinces à effet Hall qui évitent tout contact avec les fils du circuit afin de ne pas perturber et de ne pas avoir de courant de fuite sur la ligne. Cette mesure est faite en deux endroits sur le circuit. Le premier permet une mesure du courant près de l'anode que l'on appelle courant anode (IdA) pris avant que le courant n'entre dans l'alimentation et dans le filtre du circuit électrique sur le fil relié à l'anode. La seconde mesure est réalisée près de la cathode creuse que l'on appelle courant cathode (IdC) pris sur le fil relié à la cathode, avant le filtre lui aussi. Le potentiel de décharge (V_d) est mesuré entre les bornes

plus et moins de l'alimentation électrique mais entre le plasma et le filtre électrique. Le propulseur et la cathode creuse sont au flottant, c'est pourquoi la mesure du potentiel cathode (V_c) s'effectue entre le moins de l'alimentation et la masse du caisson qui sert de référence. Pour les conditions nominales de fonctionnement du SPT-100-ML, le potentiel cathode se positionne vers une valeur moyenne de –20 V par rapport à la masse. Une mesure du potentiel de la carcasse du moteur est aussi prélevée, mais elle est difficile à interpréter. En effet, elle évolue en fonction des paramètres de fonctionnement de la décharge que ce soit les débits de gaz, la tension ou bien le courant traversant les électro-aimants. En ce qui concerne les composantes AC de courant, les effets capacitifs d'échange de charges entre le caisson, la cathode creuse, la carcasse du moteur et le plasma du canal sont mis en évidence.

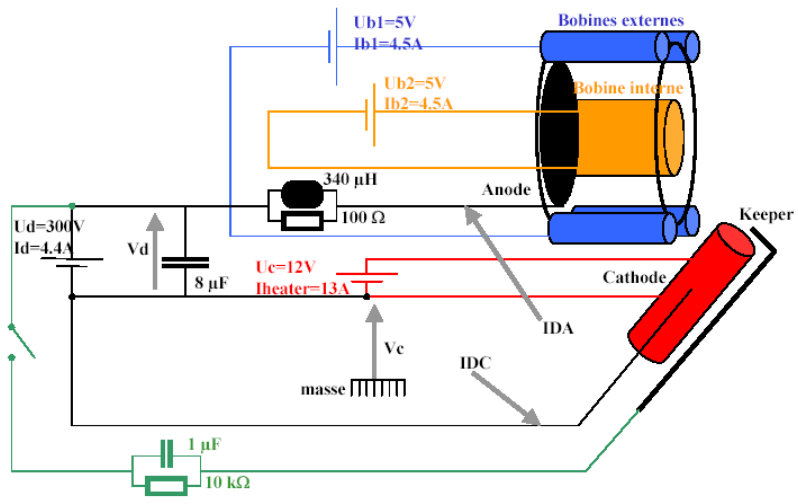


Fig. 15 **Circuit électrique du SPT-100-ML, ainsi que les points de mesures de IdA, IdC, Vd et Vc**

Avec ce circuit électrique nous pouvons :

- Modifier l'intensité et la topologie du champ magnétique avec deux degrés de liberté en modifiant les courants Ib1 et Ib2 traversant les bobines magnétiques externes et la bobine magnétique interne.
- Changer le potentiel de décharge imposé entre l'anode et la cathode creuse entre de 100 V et 1000 V dans la configuration haute tension du moyen d'essai.
- Changer le courant de chauffage qui traverse le filament de la cathode creuse du MIREA.
- Mesurer le courant de décharge sur la ligne anode IdA et sur la ligne cathode IdC par des pinces de courant à effet Hall de la société LECROY AP015 DC ayant une bande passante de 50 MHz.

- Mesurer le potentiel décharge entre l'anode et la cathode, ainsi que le potentiel de la cathode par rapport à la masse par des sondes différentielles LECROY AP031 ayant une bande passante de 15 MHz.

1.6. Le moyen d'essai du GREMI

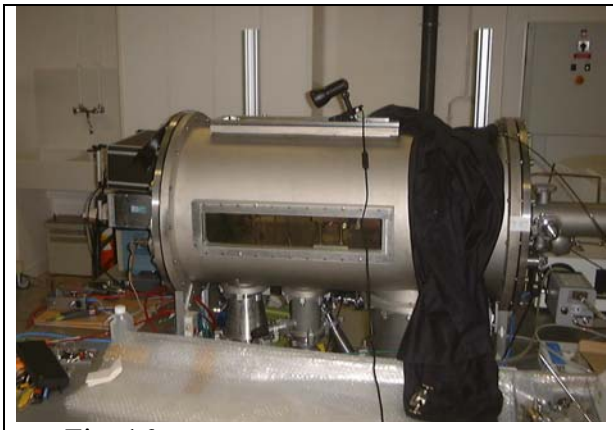


Fig. 16 **Le caisson du GREMI vue latérale**

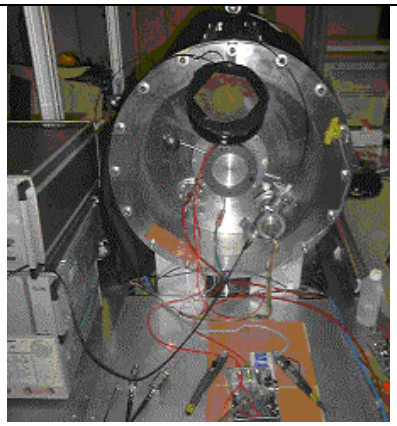


Fig. 17 **Vue des passages sous vide**

Le caisson [Fig. 16] en acier inoxydable utilisé au GREMI, pour étudier des diagnostics utiles à la propulsion électrique, est d'un diamètre de 50 cm et d'une longueur de 1 m. Il dispose de passages sous vide et de trois larges hublots sur la surface latérale. Ces fenêtres de forme rectangulaire ont une longueur de 80 cm et 10 cm large, leur épaisseur est de 1 cm. Nous disposons aussi de passages sous vide [Fig. 17] pour les câbles électriques entre l'intérieur et l'extérieur à travers 2 DN50 et de 2 DN100.

Le groupe de pompage de ce moyen d'essai, qui est d'une utilisation simple, est composé de deux pompes turbo moléculaires ayant des vitesses de pompage de 1800 l/s et 800 l/s et d'une pompe primaire à palette. Le vide est de l'ordre de 1.10^{-7} mbar lorsqu'il n'y a pas d'injection de gaz. Le groupe de pompage est logé sous le caisson. Un système de translation-rotation sous vide permet une étude spatiale d'un jet ou d'une source. Il faut compter entre 1 h½ et 2 h pour obtenir un vide de travail après une remise à l'air du caisson. Cette rapidité de mise en œuvre et la facilité d'accès permettent de corriger et de modifier un montage ou de placer de nouveaux diagnostics facilement et rapidement. Ce caisson a été utilisé par Vanessa Vial pour des études expérimentales sur la mesure de la densité de neutres dans le canal par E.I.F. (Electron Induced Fluorescence).

1.7. Travaux de thèse

Comme nous venons de le voir, l'idée de la propulsion électrique date du début du siècle dernier et sa mise en forme industrielle de quelques 30 ans. Cependant, les phénomènes physiques mis en jeu dans la décharge ainsi que l'interaction entre le plasma et le propulseur et le corps du satellite restent encore mal compris.

La connaissance physique sur des points cruciaux comme le transport électronique, la zone d'ionisation, la zone d'accélération, l'érosion anormale des céramiques, l'optimisation de la topologie du champ magnétique etc., est encore insuffisante pour permettre aux codes numériques (CPAT : code 2D [z,r] hybride) de devenir des outils prédictifs qui permettent de limiter le coût de développement de nouveaux propulseurs.
C'est dans cet objectif d'amélioration des connaissances en vue de l'obtention de codes numériques prédictifs que le Groupement de Recherche GdR « Propulsion à Plasma pour Systèmes Spatiaux » constitué du CNRS, du CNES, de la SNECMA et d'Universités a été créé en 1994 et a lancé la construction du moyen d'essais PIVOINE pour les équipes de recherches (expérimentales) du GdR.

Les laboratoires participant au GdR sont :

- Le Laboratoire de physiques des gaz et des plasmas d'Orsay (LPGP),
- Le Groupe de recherches sur l'énergétique des milieux ionisés d'Orléans (GREMI),
- Le Laboratoire de magnétisme et d'optique de Versailles (LMOV),
- Le Centre de recherche sur les matériaux à hautes températures d'Orléans (CRMHT),
- L'Institut de physique et plasma théorique pratique de Varsovie IPPT,
- Le Laboratoire de physique et chimie de l'environnement d'Orléans (LPCE),
- Le Laboratoire de physique des milieux ionisés et applications de Nancy (LPMI),
- Le Centre de physique des plasmas et de leur applications de Toulouse (CPAT),
- Le Centre de physique théorique de Palaiseau (CPHT),
- Le Laboratoire d'Aérothermique d'Orléans (AERO),

C'est dans la continuité des travaux et des thèses précédemment réalisés[5] au sein du groupement de recherche que s'inscrit cette thèse au laboratoire d'Aérothermique.

Dans le chapitre 1, nous avons introduit la propulsion électrique, le fonctionnement d'un propulseur à effet Hall, les différents moyens d'essais utilisés au cours de cette thèse et les besoins rencontrés dans la physique d'une décharge à champs croisés.

Dans le chapitre 2, nous présentons les principes de fonctionnement d'une cathode creuse, puis ses caractéristiques et ses performances en montage diode, c'est à dire sans liaison avec le propulseur.

[5] *Gilles Guerrini LPMI, Philippe Leray LPGP, Laurent Guarrigues CPAT, Laurent Jolivet ONERA, Stéphanie Roche LPGP, Frank Darnon GREMI, Christelle Philippe-Kadlec GREMI, Carole Pérot AERO, Nicolas Gascon AERO, Mathieu Prioul GREMI, Serge Barral IPPT, Jéromes Bareilles CPAT, Vanessa Vial GREMI,…*

Le chapitre 3 est consacré à une comparaison des performances du propulseur couplé avec 3 cathodes creuses différentes. Une étude paramétrique (débits anode et cathode, tension, courant de chauffage) a été réalisée et les effets sur la décharge ont été analysés et comparés.

Le chapitre 4 est dédié à une caractérisation générale du plasma cathodique et du plasma du plan de sortie du propulseur dans le régime stationnaire, c'est à dire à une échelle de temps bien plus longue que le temps caractéristique (~50 µs soit 20 kHz) de la décharge.

Le chapitre 5 a pour objectif de caractériser les processus physiques rencontrés dans le chapitre 4 mais cette fois dans le régime dynamique de la décharge, c'est à dire sur un temps qui correspond aux oscillations basse fréquence du courant de décharge à 20 kHz. Nous présentons aussi l'observation de phénomènes à plus hautes fréquences d'une centaine de kHz, et dans la gamme 1-10 MHz, visibles sur les enregistrements du moyen d'essais PIVOINE.

Dans le chapitre 6 nous analysons les phénomènes à hautes fréquences observés par les fluctuations du potentiel flottant des sondes coaxiales placées dans le plan de sortie du propulseur. Ces signaux étant non linéaires et non stationnaires, nous avons utilisé toute une gamme de méthodes de traitement du signal qui prend en compte ces caractéristiques et permettent une analyse temps-fréquence adaptée. Le « transit-time » et les micros-instabilités sont les phénomènes physiques qui correspondent à ces échelles de temps, et c'est pourquoi nous analysons ces signaux pour les relier au transport des électrons à travers le champ magnétique.

CHAPITRE 2

2. PRINCIPES DE FONCTIONNEMENT D'UNE CATHODE CREUSE ET ETUDES EN MONTAGE DIODE

2.1. Le principe de fonctionnement d'une cathode creuse

Une cathode creuse est généralement constituée par un cylindre métallique creux dont l'une des extrémités présente un orifice de petite dimension. A l'intérieur de ce tube est placé un matériau thermo-emissif soit sous forme de pastille soit constituant la surface latérale interne du tube. Un flux de gaz, qui est ici du xénon afin d'utiliser le même réservoir d'ergol que pour l'anode, est injecté. A l'intérieur du tube, la pression est maintenue élevée par la présence de l'orifice. Le matériau thermo-émissif est chauffé pour émettre des électrons qui vont ioniser le gaz à l'intérieur du tube et ainsi augmenter le nombre d'électrons produits.

L'avantage d'une cathode creuse réside dans la forte intensité de courant qu'elle est capable d'apporter à la décharge et surtout dans sa longue durée de vie qui doit correspondre à celle du propulseur embarqué sur un satellite.

Dans de premières études sur la propulsion électrique effectuées au laboratoire LPMI (aujourd'hui LPTP- Ecole Polytechniques), Gilles Guerrini a étudié un SPT-20 qui fonctionnait avec un très faible courant de l'ordre de 0,5 A ce qui lui permettait d'utiliser un filament de tungstène chauffé par un courant électrique comme cathode. Le problème était la durée de vie du filament qu'il fallait changer régulièrement. Le passage au SPT-50 a rendu obligatoire l'utilisation d'une cathode creuse pour obtenir le courant demandé par la décharge.

Les cathodes creuses peuvent aussi être utilisées en tant que neutraliseur électrique à la surface d'engins spatiaux. Par exemple le vent solaire apporte une quantité de charge positive à la surface de la Station Spatiale Internationale qu'il faut neutraliser pour éviter l'apparition d'arcs électriques qui pourrait endommager les panneaux solaires ou bien les parois ou encore l'électronique embarquée.

Nous allons voir précisément la physique du fonctionnement d'une cathode creuse à travers l'exemple de la cathode du MIREA (*Moscow Institut of Radiocommunication Electronics and Automatics*) [Fig. 18] que nous utilisons dans le moyen d'essais PIVOINE avec le propulseur SPT-100-ML depuis le début des premières expériences en 1996.

2.1.1. Descriptif de la cathode MIREA

La cathode creuse fournie au laboratoire d'Aérothermique par le MIREA est une cathode correspondant à un ancien concept mais qui répond parfaitement à nos besoins par sa simplicité et sa robustesse et à nos coûts de fonctionnement. C'est un tube de 100 mm de long, avec un diamètre d'orifice de 4 mm et une surface de plateau de 25 mm. Le matériau émissif est une pastille de LaB_6 (Hexaborure de Lantane) qui est chauffée par un filament parcouru par un courant de 13 A. Le débit de xénon nécessaire pour maintenir la cathode en

fonctionnement optimal est de 0,4 mg/s et la pression interne est de l'ordre de 50 mbar soit 37,6 Torr.

Exemple d'une cathode creuse du MIREA. Tube externe avec son arrivée de gaz (haut) et son support pour le keeper (au-dessus du tube)

Tube interne portant la pastille émissive et la céramique isolante et le fil d'alimentation du filament de chauffage, la pastille est entourée de bouclier thermique en molybdène et tungstène.

A l'intérieur du tube interne nous avons de gauche à droite : 1) orifice, 2) support pastille, 3) pastille de LaB_6, 4) filament de chauffage

Fig. 18 **La cathode MIREA**

Cette cathode est capable de débiter un courant moyen de 5 A, ce qui correspond au point nominal de fonctionnement du SPT-100-ML. La conception ancienne vient de la simplicité du chauffage de la pastille. Le filament et la pastille sont insérés dans un tube entouré de feuilles de molybdène pour faire office d'écran thermique. Le chauffage par bombardement ionique n'est pas optimisé et la taille de l'orifice est trop grande pour avoir une pression interne qui permette un bombardement ionique donnant un chauffage autosuffisant.

La cathode peut être décrite en la décomposant en différentes zones où nous allons préciser les phénomènes physiques. Nous pouvons observer l'allure du potentiel électrique [Fig. 19] à l'intérieur de la cathode dans les différentes zones.

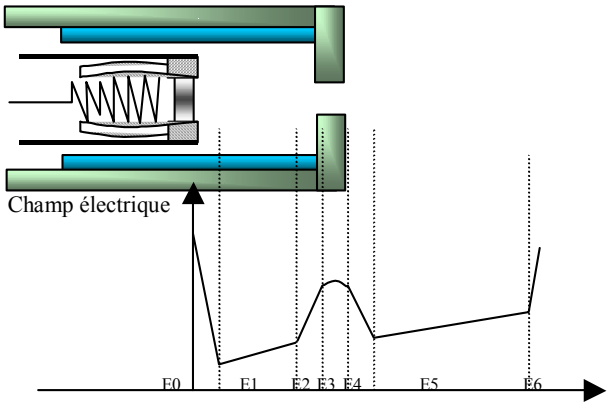


Fig. 19 **Allure du champ électrique dans la cathode dans les différentes zone : 1) zone de l'émetteur 2) zone d'ionisation et plasma interne 3) zone amont de l'orifice 4) zone de l'orifice 5) zone aval de l'orifice 6) plasma cathodique**

2.1.2. La zone de l'émetteur

La physique des solides définit l'énergie qu'il faut apporter pour libérer un électron de la couche de conduction à la surface du solide, à partir de la distribution de Fermi [Fig. 20]. Le travail de sortie du LaB_6 est de 2,6 eV. En fonction de la température de la pastille, le courant de thermo-émission est par la loi de Richardson-Dushman ci-dessous :

$$J_S = AT^2 e^{-\phi / k_B T} \quad \text{Eq 10}$$

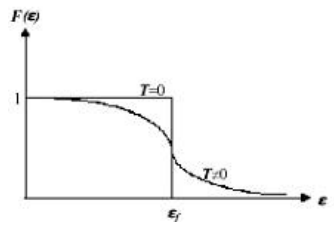
avec A= $1{,}2.10^6$ A/m²K², et $\phi = V(\infty) - \varepsilon_F$ fonction de libération

En présence d'un champ électrique, un effet tunnel peut abaisser le travail de sortie effectif, ce qui augmente encore le courant émis par la pastille. C'est l'effet Shottky qui modifie la loi de Richardson-Dushman sous la forme suivante :

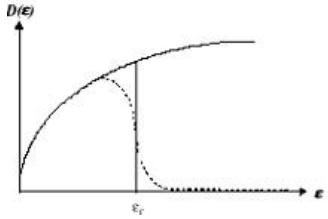
$$J_E = AT^2 . \exp\left[\frac{1}{k_B T}\left(\phi - \frac{1}{2}\left(\frac{e^3 E}{\pi \varepsilon_0}\right)^{1/2}\right)\right] \quad \textbf{Eq 11}$$

où *E* est le champ électrique à la surface du solide.

La chaleur apportée par le filament amène la température de la pastille vers 1000-1100 °C. Cette température est inférieure à la température d'évaporation de la pastille. Au delà de cette température, la durée de vie de la pastille et donc de la cathode, peut diminuer rapidement.
La présence du champ électrique abaissant l'énergie de libération doit être créé au démarrage de la décharge du propulseur. Lorsqu'on amorce la décharge plasma du propulseur, il est nécessaire de réaliser un claquage électrique à l'aide d'un « keeper » placé en sortie d'orifice de la cathode. Le potentiel de l'anode est appliqué sur le « keeper » pendant le temps du claquage, ce qui correspond à un potentiel de 300 V. Le claquage va permettre d'accélérer les électrons émis par la pastille qui vont avoir assez d'énergie pour ioniser les atomes neutres.



Statistique de Fermi Dirac pour T=0 et T≠0



Densité des états D(ε) (traits plein) et densité des états remplis D(ε)F(ε) (en tirets) à une température donnée

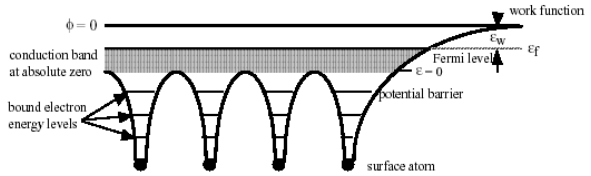
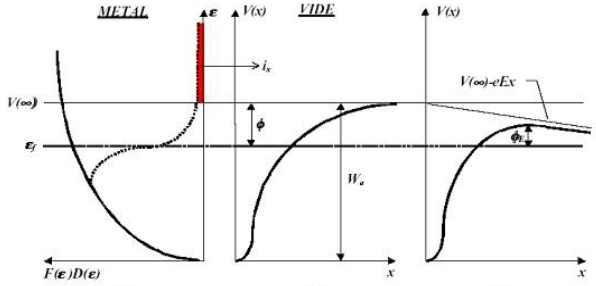


Schéma montrant les énergies des électrons piégés dans le solide et la bande de conduction comprise entre ε=0 et ε_F l'énergie de Fermi, l'énergie de libération est donc $\varepsilon_{libération}=\phi-\varepsilon_F$



Etats remplis dans le solide, 2) potentiel avec E=0 loi de Richardson Dushman, 3) potentiel avec E≠0 effet Shottky

Fig. 20 **Physique du solide pour libérer un électron**

Une fois la décharge stabilisée, le processus d'émission des électrons se maintient grâce au chauffage et une gaine de charge négative affleurant la surface qui se crée à cause de la présence de nombreux électrons à la surface de la pastille [Fig. 21].

Cette haute densité d'électrons près de la surface de l'émetteur va modifier la courbure du potentiel de gaine pour former ce que de nombreux auteurs appellent une « double gaine ». Cette gaine augmente l'énergie des électrons « primaires » émis par la pastille et accélère les ions qui pénètrent dans la gaine. Les ions entrent dans la « double gaine » avec une vitesse acoustique ($v_{Bohm} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M_i}}$) suivant le critère de Bohm. Leur énergie est cependant inférieure à celle de la pulvérisation de la pastille ce qui garantie la longue durée de vie de la cathode creuse. Ce courant ionique est donc neutralisé à la surface de la pastille et dans la gaine, par l'émission des électrons primaires (état stationnaire).

Ce bombardement ionique va participer au chauffage de la pastille et permettre de réduire le courant traversant le filament de 15 à 13 A, c'est ce que l'on appelle l'effet thermo-ionique. Dans une cathode « froide », ce courant est suffisant pour maintenir l'effet thermo-émissif.

Les électrons primaires vont être thermalisés par les différents processus de collision comme l'ionisation ou les différentes étapes d'excitation des atomes neutres. Cette bulle de plasma est donc composée d'un gaz partiellement ionisé quasi-neutre électriquement, et comprenant deux familles d'électrons dans la bulle : les électrons primaires et les électrons thermalisés. Seuls les électrons de la queue de distribution en énergie ont assez d'énergie pour revenir sur la pastille émettrice.

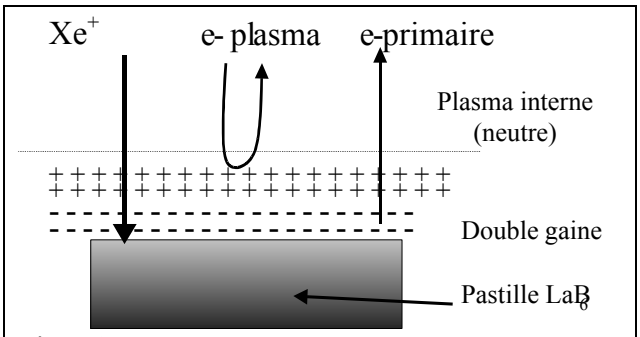


Fig. 21 **Physique de la gaine présente à la surface de la pastille émettrice en LaB_6**

2.1.3. La zone de transit entre la pastille de LaB_6 et l'orifice

Les électrons et les ions de la bulle de plasma sont emportés par un champ électrique du à la diffusion ambipolaire vers l'orifice ainsi que par l'écoulement de neutres qui s'échappent par effusion de l'orifice [Fig. 22]. La constriction de la décharge interne due à l'orifice sert à maintenir une forte pression interne mais elle fait aussi apparaître des doubles couches, « double layer ». Une double couche en plasma, est habituellement identifiée par une discontinuité sur le potentiel plasma.

Pour une cathode creuse, les doubles couches sont des zones où le plasma n'est pas électriquement neutre, ce qui implique de larges sauts de potentiels qui sont à l'origine d'un fort champ électrique local. Le courant conduit par une double couche apparaît par exemple dans les décharges d'arc à basse pression lorsque la densité de courant augmente jusqu'à une valeur critique, ce qui le cas du plasma dans les cathodes creuses.

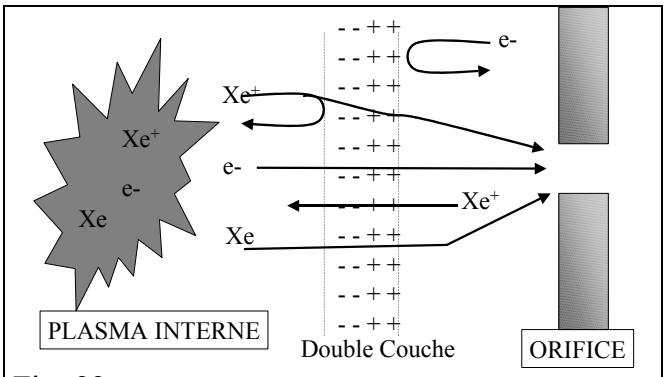


Fig. 22 **Effet de la double couche ou saut de potentiel en amont de l'orifice du à la constriction de la décharge**

Les électrons sont accélérés par cette double couche ou double gaine vers l'orifice alors que les ions ont tendance à se diriger vers la pastille. Ainsi la haute densité de courant dans la cathode creuse apparaît dans la zone de l'orifice.

2.1.4. La zone de l'orifice et le plasma cathodique

Dans cette zone, les longueurs caractéristiques de Debye ou de libre parcours moyen sont bien plus petites que celles du rapport d'aspect de l'orifice. Ainsi les ions créés dans la zone de l'orifice se recombinent aux parois par collision, et les électrons qui oscillent entre les deux extrémités de l'orifice vont ioniser les atomes neutres présents dans cette zone avec un taux compensant les pertes aux parois [Fig. 23]. Les électrons sont diffusés vers la sortie emportant dans ce processus le courant de décharge. Le léger champ électrique qui amène les ions vers la surface de la cathode est contré par la diffusion ambipolaire à l'orifice, ce qui permet aux ions d'être eux aussi émis par la cathode.

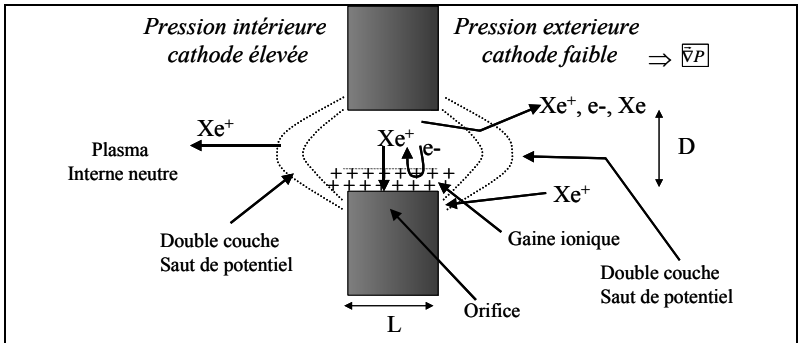


Fig. 23 **Phénomènes physiques intervenant dans la zone de l'orifice**

Cependant la densité de charges négatives apportées par les électrons dans la zone de l'orifice oblige une partie des ions du plasma cathodique à venir neutraliser la zone. Ces ions atteignent les parois de l'orifice avec une énergie gagnée à travers la gaine ionique et peuvent pulvériser la paroi de l'orifice et ainsi en modifier l'aspect. Sur la photographie suivante [Fig. 24] fournie par le KhAI montrant en coupe l'orifice, on peut observer l'érosion de l'orifice et la modification de l'aspect initial de celui-ci. Cet effet joue évidemment sur la durée de vie de la cathode creuse. Il faut donc que le rapport d'aspect de l'orifice soit bien dimensionné pour résister à cette érosion.

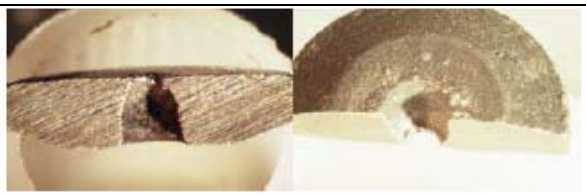


Fig. 24 **Coupe de l'orifice**

Les cathodes creuses sont souvent utilisées aussi comme source d'atomes métastables ou pour constituer des lampes spectrales d'analyse.

Certaines cathodes ne nécessitent pas de chauffage pendant leur fonctionnement mais uniquement au démarrage. La définition de la cathode par sa conception et l'utilisation

d'écrans thermiques et de certains matériaux sont tels que l'effet thermo-ionique est suffisant pour maintenir l'émission des électrons par le matériau émissif.

De nos jours, les matériaux émissifs retenus dépendent de la quantité de courant à fournir à la décharge. Une des limites de fonctionnement pour ces matériaux est leur température d'évaporation car plus le courant à fournir est important et plus la quantité de chaleur apportée par bombardement ionique va être importante, car nous avons par électroneutralité la même densité d'électrons que d'ions.

Des mélanges d'oxydes et de métaux [Tableau 2] comme le tungstène W avec du BaO, CaO et Al_2O_3 ou d'autres composés présentent des énergies de libérations inférieures à 1,5 eV, ce qui les rends attractifs. La stœchiométrie des mélanges est une donnée gardée confidentielle par les fabricants. Des recherches en cours prévoient d'insérer des nano-tubes de carbone qui favoriseraient encore plus l'émission d'électrons.

Il existe toute une gamme de cathodes creuses capables de fournir une large gamme de courant. Au cours d'une visite au KhAI en Ukraine, j'ai pu voir des cathodes pouvant fournir 5, 20, 100, 1000 A et plus. Les cathodes à fort courant nécessitent un système de refroidissement par eau.

Métaux et oxydes	Energie de libération eV	Point de fusion °C
Aluminium Al	3,7	660
Barium Ba	2,3	725
Césium Cs	1,9	28
Molybdène Mo	4,3	2620
Tungstène W	4,5	3410
Nickel Ni	1,85	1455
Nickel Thorium Ni-Th	1,5	-
LaB_6	2,6	-
$[BaO]_x[CaO]_y[W]_z[Al_2O_3]_w$	<1,5	-

Tableau 2 Energie de libération des électrons pour des métaux et des oxydes

2.1. Le montage diode

La décharge d'un propulseur à effet Hall présente de nombreuses fluctuations sur une très large bande de fréquences. Ces oscillations de courant et de potentiel sont observables sur les électrodes qui définissent les conditions aux limites de la décharge. Cette dynamique complexe peut faire intervenir des instabilités venant de différents phénomènes physiques ou d'éléments du propulseur. C'est pourquoi il est intéressant d'étudier la cathode creuse seule afin de savoir si elle présente des oscillations qui lui sont propres et qui, si c'est le cas, se couplent avec celles de la décharge principale dans un montage de propulseur. Pour étudier la cathode seule, nous avons mis au point un montage de type « diode » [Fig. 25][Fig. 26] où la cathode est utilisée comme un générateur de courant et où n'interviennent pas les sources d'instabilités liées à la configuration moteur. Le plan de sortie de la cathode fait face à une

plaque métallique qui joue le rôle d'anode à une distance de quelques millimètres. Ce type de montage est largement utilisé par les constructeurs de cathodes afin de qualifier leurs dimensionnements et de tester leur fonctionnement afin de vérifier qu'elle est capable de débiter le courant pour lesquels elles ont été prévues et qu'elles ne présentent pas de défaut de conception. Le montage diode utilisé étant de faible dimension, il n'était pas nécessaire d'utiliser le moyen d'essai PIVOINE à la fois trop grand, trop coûteux et d'un usage trop complexe pour ce type d'expérience. Pour ces raisons, nous nous sommes tournés vers l'utilisation du caisson du laboratoire GREMI disponible, facile d'accès et permettant un vide de travail d'un niveau parfaitement adapté à ce type d'essais.

2.2. La cathode M-20 du KhAI

La cathode M-20 [Fig. 27] a été définie et fabriquée par le Kharkov Aviation Institut (KhAI) en Ukraine. Spécialiste en cathode creuse, cet institut a fabriqué cette cathode qui nous servira ultérieurement pour le fonctionnement du propulseur forte puissance X000-ML qui sera étudié avec le moyen d'essai PIVOINE.

Cette cathode est dimensionnée pour fournir un courant compris entre 5 et 25 A et son débit nominal de xénon est de 0,4 mg/s. Elle fonctionne sans apport de chauffage extérieur « heaterless ». On dénomme ce type de cathode habituellement sous le vocable « cathode froide » Le matériau émissif est un oxyde dont la composition n'a pas été transmise. L'orifice est de très petite taille, il est cylindrique avec un diamètre est de l'ordre de 0,2 ou 0,5 mm. La très petite dimension de l'orifice assure une très forte pression interne dans le corps de la cathode. L'amorçage est obtenu par un claquage à haute tension et à bas courant de l'ordre de 600 V et 0,3 A entre le corps de la cathode et le matériau qui permet de réaliser un premier apport d'énergie au matériau émetteur. Par la suite, le bombardement des ions entretient à lui seul l'apport de chauffage pour atteindre le seuil thermo-émissif. C'est un système « autorégulé » où l'augmentation de courant demandé s'accompagne d'une élévation de la température du matériau émissif.

La fabrication de la cathode, même si elle reste confidentielle, n'est pas triviale. Elle utilise des techniques telles que des dépôts plasmas pour les corps de la cathode et la céramique isolant le corps de la cathode et son « keeper », ainsi qu'un four à haute température pour faire cuire et sertir l'ensemble. Des études et des codes de calculs sont développés, en particulier au KhAI, pour étudier la thermique et l'ensemble des flux de chaleur du plasma interne pour assurer une thermo-émission efficace de l'émetteur qui lui même fait partie d'une étude de matériaux.

2.3. Montage électrique et procédure d'allumage

La principale difficulté du montage diode une fois le matériau de l'anode choisi a été l'allumage de la décharge. L'anode est un tube en Molybdène de 10 cm de long et de 2 cm de rayon dont la surface en regard de la cathode est un disque plein. Avec ce volume, le tube peut absorber une grande quantité de chaleur sans trop en transférer vers le joint d'étanchéité de la bride supportant la cathode creuse ou vers la paroi du caisson. Le claquage peut se faire à l'aide d'un boîtier comprenant des capacités qui délivrent une haute tension sur un temps très court. Ce boîtier étant en Ukraine nous avons utilisé des alimentations [Fig. 25] haute tension afin d'atteindre ce point. L'apport énergétique lors de l'amorçage doit être de l'ordre de 250 W. A l'aide d'une alimentation de 1000 V et 0,5 A du laboratoire GREMI, nous avons assuré le claquage et avec une seconde alimentation de 80 V et 30 A, nous avons maintenu la décharge jusqu'à l'anode. La puissance apportée étant légèrement inférieure à la valeur limite, le claquage doit être maintenu plus longtemps qu'avec le boîtier.

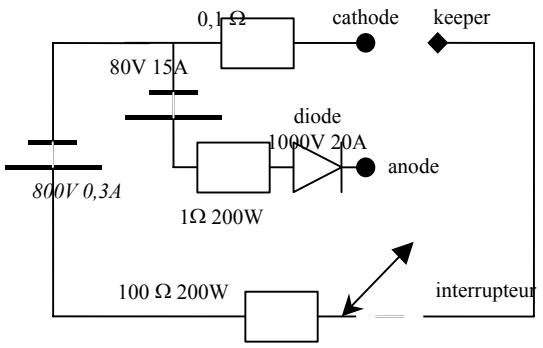


Fig. 25 **Montage électrique, la distance entre l'anode et la cathode est de l'ordre de 5 à 10 mm**

Si l'on coupe trop tôt la tension du « keeper », alors la décharge s'éteint immédiatement. Il faut donc maintenir la tension « keeper » le temps que la décharge s'établisse définitivement. Lors du claquage la tension de décharge est haute environ 700 à 800 V, elle diminue ensuite lentement avant d'atteindre la tension à laquelle se stabilisera (le fonctionnement est à courant imposé) définitivement la décharge. Ce temps de l'ordre de 40 s à 60 s, correspond à un temps de chauffage du matériau émissif, puis de l'établissement de l'équilibre thermique à l'intérieur du corps de la cathode creuse, principalement du matériau émetteur. Ce temps peut être réduit en apportant plus de puissance mais il faut faire attention de ne pas pulvériser le matériau émissif. Une fois que la tension est stable, on peut couper l'alimentation du « keeper ». Dans le circuit électrique, la cathode creuse correspond à un générateur de courant continu. Avec une seconde alimentation, mise en parallèle de l'alimentation de l'ignition, on peut fixer la valeur du courant débité par la cathode.

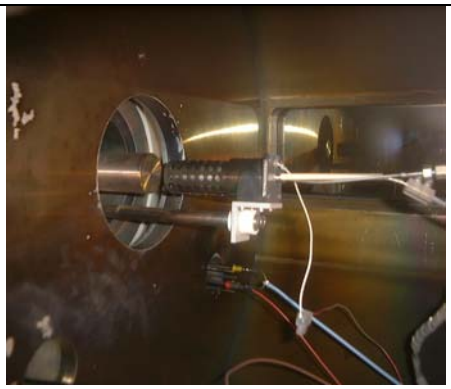


Fig. 26 **Le montage diode dans le caisson du GREMI. On distingue l'anode dans l'axe de la cathode.**

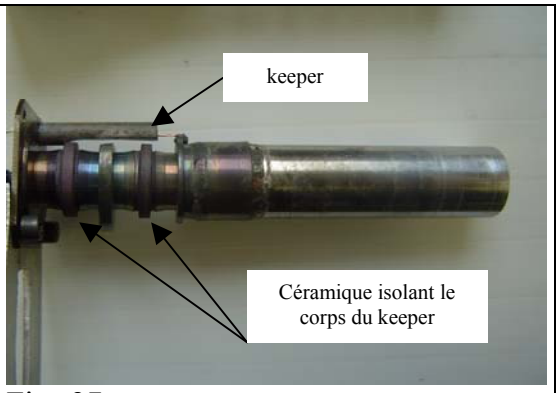


Fig. 27 **La cathode M-20 du KhAI, on peut voir le « keeper » isolé par une céramique**

Une première cathode M-20 nous a été livrée par le KhAI mais aux tests elle a montré un défaut de fabrication : une fuite de gaz due à un sertissage défectueux au niveau du plan de l'orifice. Cette fuite engendrait une pression plus faible et un mauvais fonctionnent de la cathode. La décharge était instable pour un débit massique à sa valeur nominale, il fallait alors accroître le débit pour compenser la fuite. Ce défaut a été corrigé dans la seconde cathode livrée et c'est la nouvelle cathode M-20 dont nous avons étudié le fonctionnement en montage diode.

2.4. La caractéristique courant-tension

Le montage électrique « diode » est conçu pour tester la cathode comme un générateur de courant électronique, c'est pourquoi l'étude suivante a porté sur l'influence du courant fourni [Fig. 28]. La cathode étudiée a été optimisée pour une gamme de courant allant de 5 à 25 A. Nous avons choisi un débit inférieur au débit nominal (0,4 mg/s) et deux débits supérieurs au débit nominal. Il apparaît que le débit à 0,2 mg/s montre un mode de fonctionnement différent des deux autres (0,6 et 1,05 mg/s) pour une valeur de courant inférieure à 12 A. Au-delà de 12 A, la décharge retourne au mode de fonctionnement des hauts débits (mode « SPOT » décrit dans le chapitre 2.7). Pour les deux fort débits de xénon on observe un comportement différent pour un courant inférieur à 5 A. Le débit le plus élevé donne une plus basse tension de fonctionnement. Nous observons que la décharge est fortement dépendante du courant de décharge fixé et du débit de xénon. Nous avons étudié l'influence de ces paramètres ainsi que les modes de fonctionnement observés.

L'effet d'une variation du courant de décharge et du débit a été observé au moyen de deux diagnostics : une fibre optique qui sert à transporter la lumière jusqu'à un spectromètre pour analyser la lumière émise par le plasma et une sonde électrostatique. Nous avons aussi

enregistré le potentiel des électrodes ainsi que le signal recueilli par une sonde électrostatique au potentiel flottant afin d'observer la présence ou non de fluctuations aux différents points de fonctionnement.

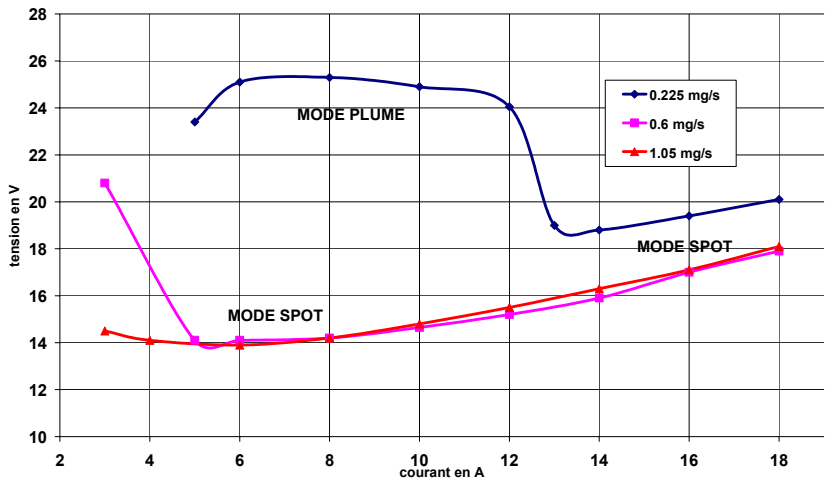


Fig. 28 **Caractéristiques tension-courant pour 3 débits de xénon différents**

Nous avons construit une sonde électrostatique simple avec un tube d'alumine et un fil de tungstène de 0,1 mm de diamètre et d'une longueur de 3 mm. Nous avons utilisé un des passages DN50 pour relier la sonde à un oscilloscope et à un générateur de signaux triangulaires pour mesurer les caractéristiques courant recueilli-tension appliquée à la sonde. Nous avons placé cette sonde électrostatique simple au centre de la colonne de plasma et un point proche de l'anode afin de connaître les propriétés électroniques du plasma. La température électronique est déterminée par la pente de la caractéristique de sonde en échelle logarithmique et la densité par le courant de saturation électronique collecté par la sonde polarisée par rapport au potentiel plasma [ANNEXE B)].

Une fibre optique, reliée à un spectromètre, a été placée pour observer l'intensité lumineuse provenant de la colonne plasma entre l'anode et la cathode afin de suivre l'évolution de certaines raies optiques du xénon neutre à 823,2 nm, ionique à 525,5 nm et du fer à 229,8 nm éjecté de la surface de l'anode métallique. Ces différentes raies de xénon ont été choisies car elles sont habituellement observées lors des expériences avec les propulseurs à effet Hall.

2.5. Etude de l'effet du débit de xénon

Le débit nominal de xénon pour cette cathode creuse est de 0,4 mg/s. Nous avons tracé la caractéristique débit-tension de la décharge pour différents débits de xénon [Fig. 29] en imposant un courant de décharge fixe de 7 A. On remarque une transition pour un débit compris entre 0,2 et 0,3 mg/s qui correspond à un changement de mode, du mode « PLUME »

vers le mode « SPOT » sur lesquels nous reviendrons plus tard. Nous observons qu'au-delà du débit nominal la tension décharge n'est plus influencée par le débit de gaz, elle reste presque constante. Le débit semble être suffisant pour avoir une décharge stable pour la valeur fixée pour le courant. Le débit nominal est situé dans la zone de mode « SPOT ».

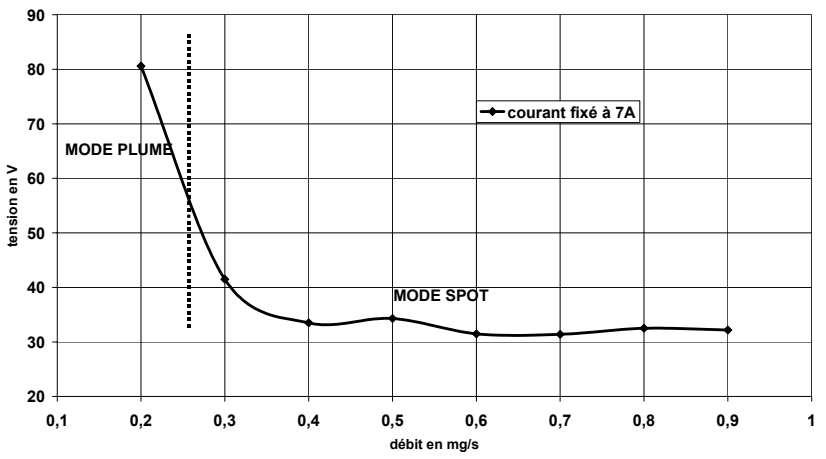


Fig. 29 **Effet du débit de xénon sur la tension de décharge pour un courant cathode fixé à 7A**

La spectroscopie optique d'émission nous permet de suivre les raies des ions de xénon à 525,5 nm et du Fer I à 223,9 nm [Fig. 30] de la colonne de plasma entre l'anode et la cathode creuse. Nous remarquons que leurs comportements sont semblables, forte intensité à bas débit et décroissance continue pour les débits plus élevés. Les atomes de Fer I proviennent de la pulvérisation de l'anode métallique (Mo 99,9% Fer 0,1%) et principalement du plateau de l'orifice de la cathode par les ions de la décharge. Plus l'énergie cinétique des ions est grande, plus ils pulvérisent la surface de l'orifice. Or, nous observons par la spectroscopie que l'intensité lumineuse est plus intense ce qui signifie que la densité d'ions à 525,5 nm est plus élevée pour les bas débits. Nous avons donc plus d'ions et la caractéristique courant-débit nous montre que nous avons un saut de potentiel de décharge pour un débit inférieur à 0,3 mg/s (changement de mode). Le potentiel de la cathode restant proche de la valeur de –4 V lorsque le débit est diminué, c'est donc le potentiel de l'anode qui augmente. La modification du profil du potentiel change près de l'anode, c'est donc près de cette électrode qu'un champ électrique plus important apparaît et qui peut créer les ions vers l'anode.

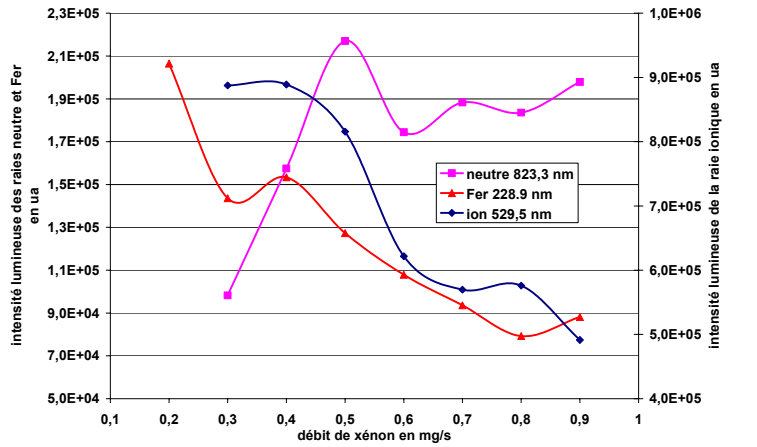


Fig. 30 **Evolution de l'intensité des raies de neutre 823,2, ionique 525,5 nm et de Fer 228,9 nm en fonction du débit de xénon**

La densité de gaz neutre augmente avec le débit c'est pourquoi l'intensité du rayonnement émis par les neutres excités augmente aussi comme le montre la figure précédente. Les électrons ayant leur d'énergie qui décroît avec le débit de xénon puisque l'intensité du courant de décharge est imposé, à haut débit ils n'ont plus assez d'énergie pour ioniser le gaz, mais ils vont alors céder leur énergie dans les niveaux d'excitation des neutres par collision e-Xe.

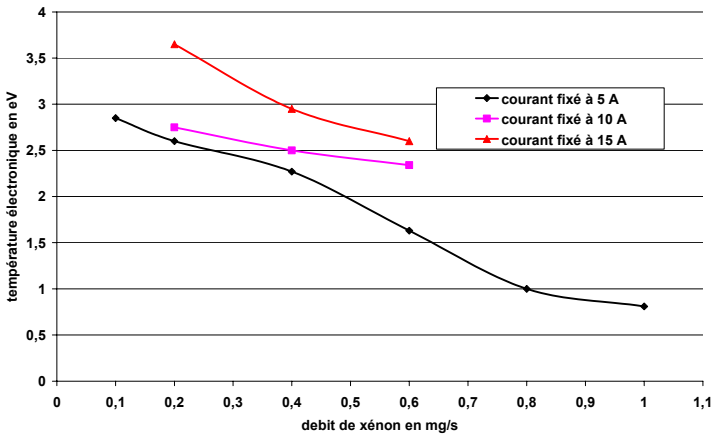


Fig. 31 **Evolution de la température électronique en fonction du débit de xénon pour un courant de 5, 10 et 15 A (mesure de la pente de la caractéristique de sonde V-log(I_e))**

Les mesures par sonde électrostatique [Fig. 31] montrent la même tendance que celle observée par la spectroscopie d'émission. La température des électrons diminue avec l'augmentation du débit massique de gaz à la cathode. Nous savons que la température des électrons dépend du rapport $\frac{E}{n_0}$ où E est le champ électrique et n_0 la densité de neutre présent dans la décharge. Nous avons vu qu'au delà de 0,4 mg/s la tension de décharge restait quasi-constante et donc on peut supposer que le champ électrique moyen $E = \frac{V_d}{d}$ où V_d est la tension de décharge et d la distance entre les deux électrodes reste constant. Seule la densité

n_0 augmente ce qui réduit le rapport $\frac{E}{n_0}$ donc la température électronique diminue. La tension de décharge entre le débit 0,3 et 0,2 mg/s passe de 20 à 40 V, nous avons donc un champ électrique moyen qui double presque alors que la densité de neutre diminue mais pas d'un facteur 2. Les électrons sont donc chauffés par le champ électrique et perdent moins d'énergie à travers les collisions électron-neutre, leur température augmente.

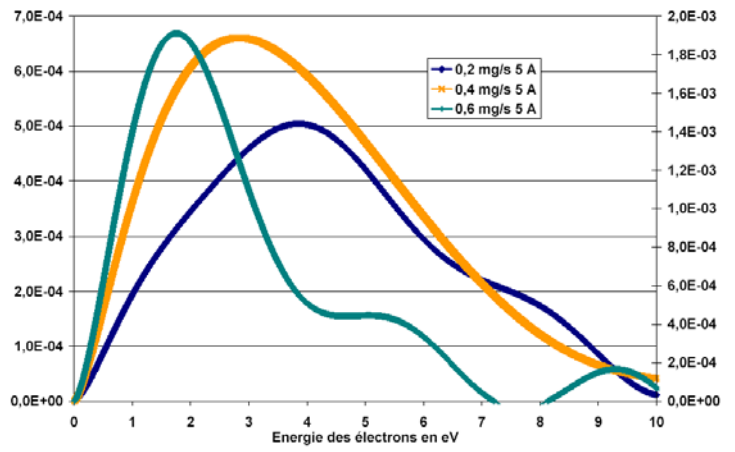


Fig. 32 **Evolution de la fonction de distribution en énergie des électrons FDEE en unité arbitraire en fonction du débit de xénon pour un courant de décharge fixé à 5 A (ordonnées gauche 0,2 mg/s, ordaonnées droite : 0,4 et 0,6 mg/s**

La fonction de distribution en énergie des électrons (FDEE) [Fig. 32] montre bien cette évolution même si le calcul permettant de l'obtenir est toujours contestable à cause du « bruit » conséquent de la double dérivation et de l'influence du choix des fonctions de lissage. Nous observons que pour le débit 0,6 mg/s nous avons une FDEE dont le pic principal est autour de 1,5-2 eV et la distribution est concentrée sur les basses énergie, à 0,4 mg/s la distribution s'élargit est le pic principal est entre 2,5 et 3 eV, pour le débit 0,2 mg/s la distribution s'est encore élargit et le pic principal est proche de 4 eV, ce qui est cohérent avec la remarque précédente sur l'augmentation de Te lorsque le débit décroît en dessous de la valeur de transition entre les deux modes. La détermination de la température par le calcul de l'intégrale sur l'énergie de la FDEE s'effectue par la formule suivante :

$$T_e = \frac{2}{3}\langle E \rangle = \frac{2}{3}\int Ef(E)dE \qquad \textbf{Eq 12}$$

Cette température associée à l'énergie moyenne des électrons nous donne un résultat beaucoup plus significatif que la mesure de la pente de la caractéristique de sonde qui correspond à la température de la seule population Maxwellienne de la distribution. Il est plus réaliste de prendre le pic principal de la distribution pour évaluer la valeur de la température électronique.

2.6. Etude de l'effet du courant de décharge

La spectroscopie optique d'émission en fonction du courant de décharge [Fig. 33] pour un débit de xénon de 0,4 mg/s, montre une augmentation de l'intensité lumineuse des espèces ioniques et neutres (pour les neutres seulement jusqu'à 9 A). Le courant de décharge augmentant la densité électronique doit être neutralisée par des ions, de plus la tension de décharge augmente légèrement de 14 à 18 V pour un courant passant de 5 à 18 A. Les électrons sont donc chauffés par le champ électrique moyen présent et aussi sans doute par effet Joule $\vec{J}.\vec{E}$ vu les forts courant de décharge atteint. Le débit massique étant fixé, la densité de neutre reste inchangée et le nombre de Townsend $\frac{E}{n_0}$ augmente uniquement à travers le champ électrique.

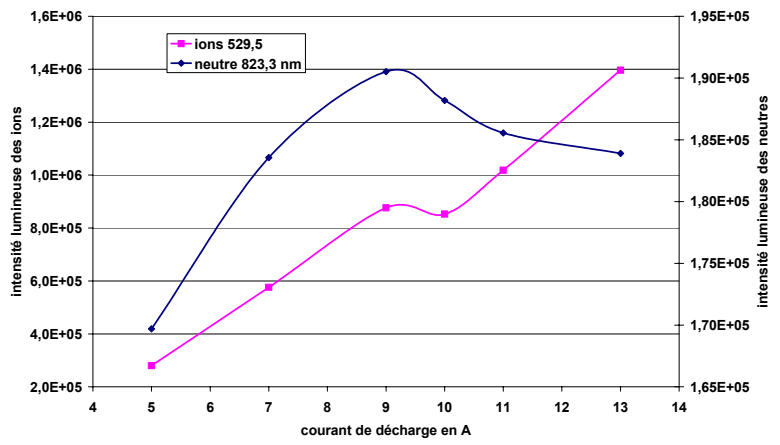


Fig. 33 **Evolution des raies de neutres et d'ions en fonction du courant de décharge**

A partir de 9 A, l'intensité lumineuse des neutres diminue, il est possible que la densité électronique devienne si élevée que l'électrons produisent plus d'ions afin de respecter la neutralité électrique par des collisions ionisantes et ce en défaveur de la production d'atomes neutres excités. De plus, le gaz est chauffé par effet Joule avec l'intensité du courant de décharge, ce qui aura tendance à réduire la densité n_0 et à augmenter le rapport $\frac{E}{n_0}$.

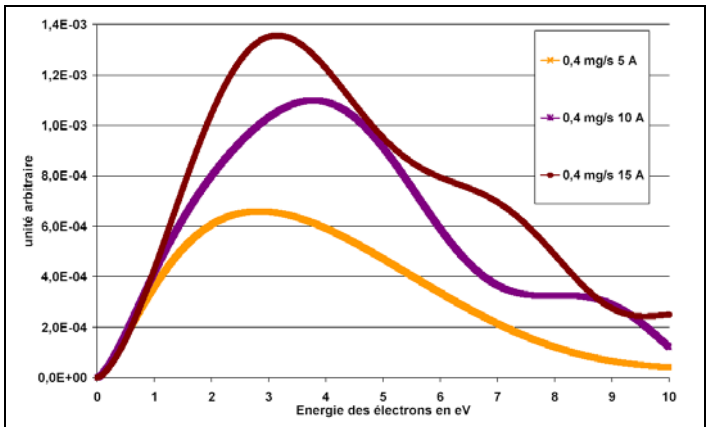


Fig. 34 **Evolution de la FDEE en fonction du courant de décharge pour un débit massique fixé à 0,4 mg/s**

L'évolution de la fonction de distribution en énergie des électrons (FDEE) [Fig. 35] obtenue comme dans le paragraphe précédent, en fonction du courant de décharge confirme les courbes d'évolution de la densité et de température électronique. La densité électronique n_e qui est l'intégrale de la FDEE augmente pour chaque augmentation du courant de décharge. La température électronique varie peu, elle varie de 2,2 2,5 et 3 eV respectivement pour 5, 10 et 15 A par la méthode de la pente de la caractéristique de sonde. Comme pour l'étude de l'effet de la variation de débit, le calcul de la température électronique par l'intégrale de la FDEE donne des valeurs plus élevées mais la tendance reste correcte puisque les distributions s'élargissent avec le courant de décharge.

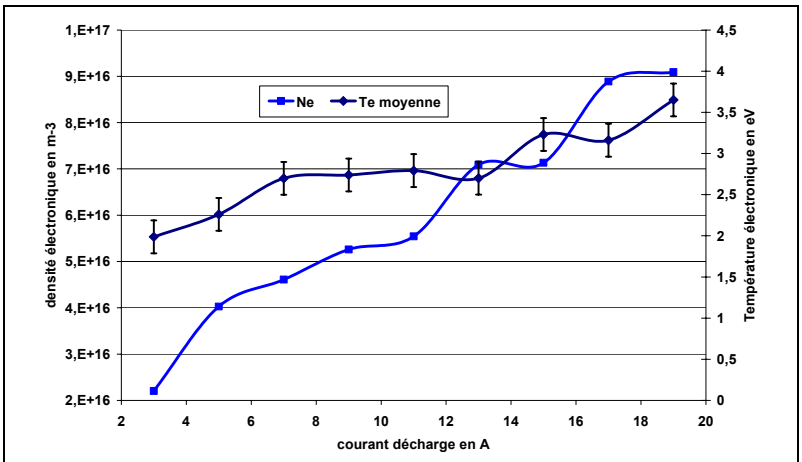


Fig. 35 **Evolution de la densité de la température électronique en fonction du courant de décharge**

L'ensemble de l'étude de l'influence des variations du débit massique et du courant de décharge a permis d'observer deux modes de fonctionnement et de mesurer les paramètres du plasma. Nous allons nous intéresser plus particulièrement à ces deux modes et à leur transition dans le paragraphe suivant.

2.7. Les deux modes de fonctionnement « SPOT » et « PLUME »

Les deux photographies suivantes montrent le mode « SPOT » [Fig. 36] et le mode « PLUME » [Fig. 37] observés avec le montage diode.

L'épaisseur de la gaine augmente, comme la décroissance de la densité plasma, rapidement à l'extérieur de la cathode. Si la densité de courant des ions émis est suffisante pour maintenir la quasi-neutralité, alors les électrons se déplacent aisément vers l'anode à cause du léger champ électrique présent à l'extérieur des gaines. C'est ce que nous observons pour un débit massique suffisant de 0,4 mg/s pour un courant de 5 A demandé. Ce mode de fonctionnement est appelé mode « SPOT », il est défini par un haut débit massique (> 0,3 mg/s), une basse tension de décharge (8 – 10 V) et de petites amplitudes de fluctuation de potentiel. Il est aussi observé à bas débit et basse tension mais à très haut courant de décharge.

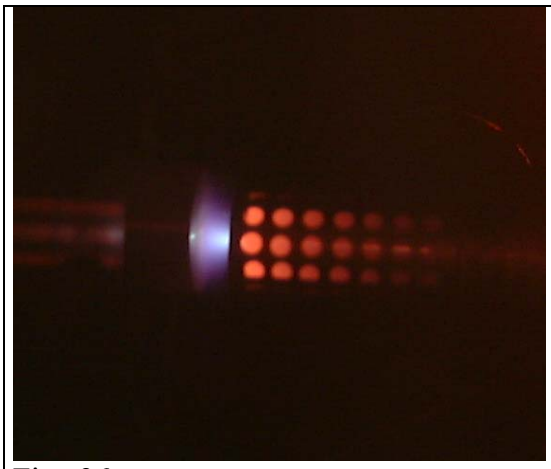


Fig. 36 **Cathode creuse M-20 du KhAI en mode « SPOT »**

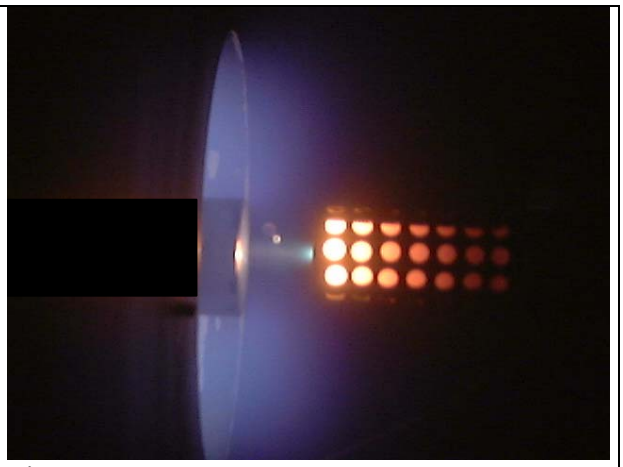


Fig. 37 **Cathode creuse M-20 du KhAI en mode « PLUME »**

Lorsque le débit massique, et par conséquent la densité de courant ionique, est diminué (0,1 mg/s), les gaines doivent grossir afin d'assurer le transport des électrons vers l'anode. La température électronique augmente à cause de la décroissance des collisions inélastique et du profil du champ électrique. La densité plasma dans cette région est suffisamment basse pour que les atomes excités décroissent avant qu'ils soient ionisés par des collisions successives. Ce mode de fonctionnement est appelé mode « plume » parce qu'il est associé à une plume de plasma très lumineuse entre la cathode et l'anode, une haute tension de décharge (20-30 V) et de larges amplitudes pour les fluctuations de potentiel de la décharge avec la présence d'oscillations hautes fréquences (kHz-MHz).

La création d'ions dans l'inter-zone cathode-anode pendant le fonctionnement en mode plume amène une érosion forte du plateau de l'orifice de la cathode. Les larges fluctuations de

potentiel accélèrent les ions et leur donnent une énergie suffisante pour pulvériser et éroder la surface de l'orifice.

Les larges amplitudes [Fig. 38] d'oscillation des potentiels « cathode » et « anode » par rapport à la masse (référence choisie : moyen d'essai) montrent bien le fonctionnement instable de la décharge dans le mode « PLUME ». L'instabilité présente dans le plasma est responsable de la forte luminosité émise. Dans le mode « SPOT » les amplitudes de fluctuation du potentiel cathode et anode sont plus faibles, et peuvent même être considérées comme du bruit.

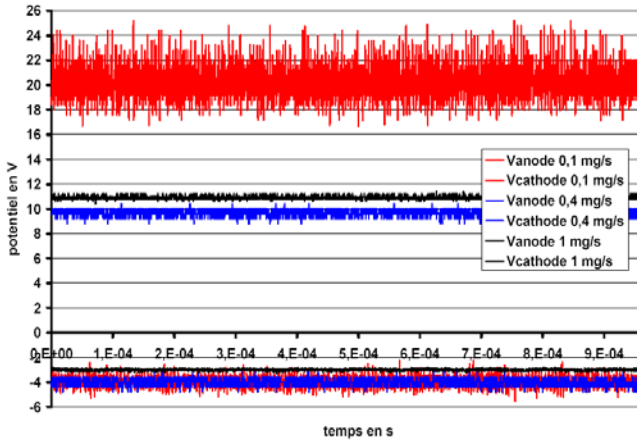


Fig. 38 **Potentiels anode et cathode en V en fonction du temps pour les débits massiques de 0,1 0,4 et 1 mg/s et un courant de décharge fixé à 5 A**

L'évolution des potentiels anode et cathode montrent que la réduction de débit massique permet de passer d'un mode à l'autre et que l'instabilité qui apparaît à bas débit vient du plasma extérieur à la cathode. En effet, c'est le potentiel anode à 0,1 mg/s qui présente les plus larges amplitudes comparé au potentiel cathode. D'ailleurs, le potentiel anode passe de 10 V pour le débit nominal de 0,4 mg/s à 20 V pour le débit 0,1 mg/s. Ce saut de potentiel permet d'assurer une température électronique plus élevée et une création d'ions supplémentaires pour maintenir la quasi-neutralité à bas débit.

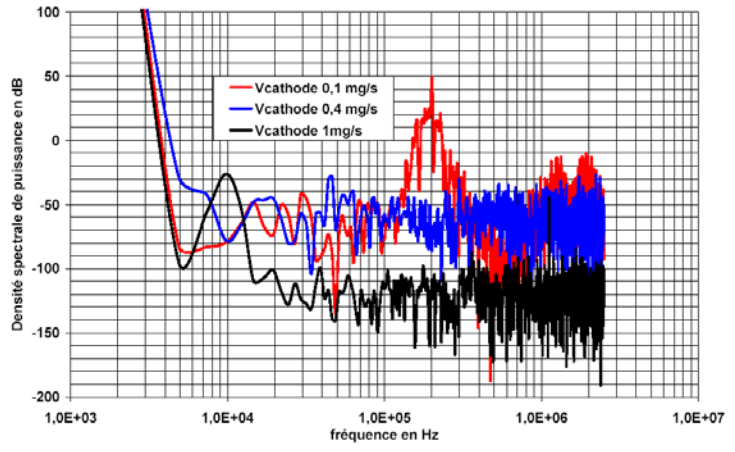


Fig. 39 **Densité spectrale de puissance du potentiel cathode pour les débits massiques 0,1 ; 0,4 et 1 mg/s et un courant de décharge fixé à 5 A**

L'étude des signaux nous montre la présence de haute fréquence [Fig. 39] à 200 kHz et des pics aux MHz dont les amplitudes sont plus fortes à l'anode qu'à la cathode dans le mode « plume ». Le mode « spot » ne présente pas de haute fréquence, nous remarquons que plus le débit massique est élevé (1 mg/s) et plus le bruit en dB est faible. La haute fréquence observée peut provenir de l'instabilité du mode « plume » qui est due à un manque d'ions pour respecter l'électro-neutralité du courant électronique. Les ions doivent être crées dans l'inter-zone anode-cathode, pour assurer le transport des électrons jusqu'à l'anode. Cette fréquence peut correspondre au temps de transport des ions de l'inter-zone jusqu'à l'anode.

Nous avons remarqué aussi que le point de transition entre les deux modes change en fonction du courant demandé à la cathode creuse. Plus le courant demandé est élevé et plus le débit massique pour lequel nous observons la transition est haut. Par exemple pour 5 A la transition apparaît à 0,1 mg/s alors que pour 7 A elle apparaît dès le débit à 0,2 mg/s. Le débit nominal de 0,4 mg/s est suffisant pour que la décharge fonctionne dans le mode « SPOT », sans transition, dans la gamme de courant pour laquelle la cathode M-20 a été définie.

2.8. Etude du profil radial de la colonne de plasma

Nous avons mis au point un système de déplacement micrométrique de la sonde électrostatique à l'aide d'une platine afin d'explorer radialement le plasma. La courte distance entre l'orifice de la cathode et l'anode ne permet pas d'effectuer une exploration axiale du plasma. Nous avons donc mesuré un profil radial de la colonne de plasma en densité et température électronique pour un couple débit-courant fixé à 5 A et 0,6 mg/s. La décharge se plaçant a un potentiel moyen d'à peu près 15 V.

Cette expérience permet de connaître la largeur de la colonne de plasma ainsi que les paramètres des électrons qui la constituent. L'anode est un tube de 2 cm de rayon. Nous avons

balayé une distance radiale allant du centre (r = 0 cm) de l'anode au rayon à r = 4 cm. Nous voyons que la densité chute mais reste importante jusqu'à une distance de 1 cm du centre puis elle se stabilise à peu près tant que nous sommes dans des dimensions voisines de celles du tube. Puis, au-delà de 2 cm, la décroissance devient très rapide. Une fois l'expérience terminée, on a remarqué sur l'anode une zone (tâche) où la surface a été légèrement déformée, comme si elle avait été fondue puis resolidifée, sans doute par la chaleur apportée par le courant de décharge.

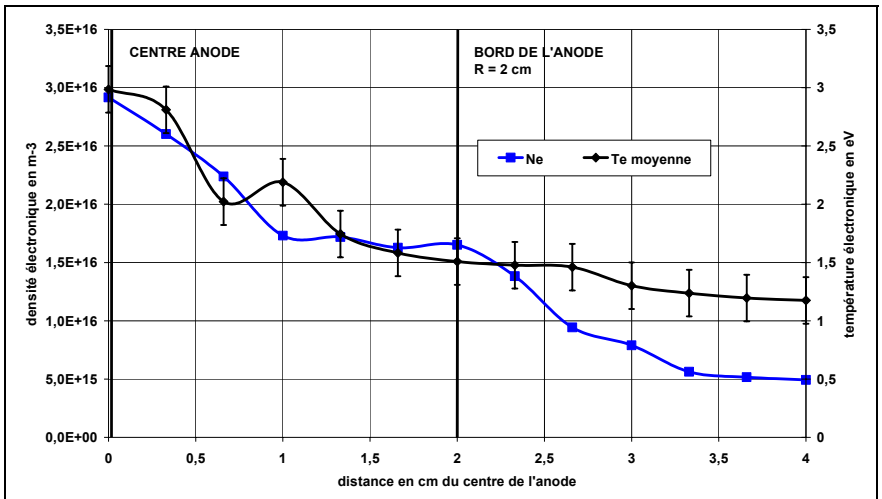


Fig. 40 **Profil radial de la température en eV et de la densité électronique en m^{-3} pour un débit et un courant fixés respectivement à 0,4 mg/s et 5 A**

Cette zone est la marque de la colonne de plasma par où le courant passe. La forte densité de courant apporte une quantité de chaleur qui peut faire fondre ou modifier l'état de surface de l'anode. Les dimensions de cette tache sont cependant bien inférieures à celle qui est caractéristique du profil radial obtenu par les mesures de sondes électrostatiques. La tâche présente un diamètre de 1 cm ou plus, en utilisant le graphique donnant la température électronique [Fig. 40], on observe que la température chute brutalement après 0,5 cm du centre. Cette valeur correspondrait bien avec celle de la tache présente sur l'anode. La température électronique est de l'ordre de 2,5 eV dans la colonne et entre 1 et 1,5 eV dans le plasma environnant.

2.9. La cathode MIREA modifiée

La cathode fournie par l'institut MIREA (Moscou) [Fig. 41] utilisée sur le moyen d'essais PIVOINE depuis sa mise en fonction a été modifiée pour introduire différents diagnostics comme un capteur pour mesurer la pression à l'intérieur du tube, des thermocouples situés sur différents éléments : le matériau émissif, filament de chauffage, zone de l'orifice, etc. afin de suivre le comportement thermique de la cathode. Nous avons aussi ajouté la possibilité de

modifier le rapport d'aspect de l'orifice de la cathode creuse, c'est à dire la rapport entre son diamètre *d* et *l* longueur de l'orifice [Fig. 23].

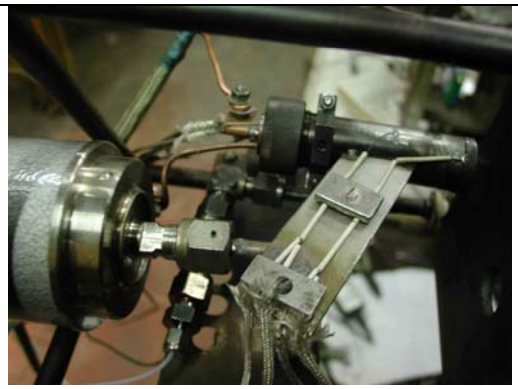


Fig. 41 **La cathode MIREA modifiée avec ses thermocouples et son capteur de pression**

Cette cathode a été testée lors d'une visite au KhAI en Ukraine dans le cadre du programme DNIPRO de coopération entre le laboratoire d'Aérothermique et le KhAI. La cathode a été testée en mode diode dans un caisson à vide dont la pression était de 10^{-5} mBar avec la décharge en fonctionnement. Nous avons rencontré des difficultés lors des tests car la cathode équipée de nombreux diagnostics présentait des fuites de gaz vers l'arrière, là où il y avait les passages des thermocouples. Il a été donc difficile d'interpréter les résultats du capteur de pression ainsi que ceux de l'effet du débit. Cependant, nous avons observé les deux modes de fonctionnement « SPOT » et « PLUME ». L'étude a aussi permis d'observer l'effet de l'aspect de l'orifice sur le fonctionnement de la décharge. En modifiant l'aspect, nous modifions la pression interne et les échelles de longueur des phénomènes physiques se déroulant dans la zone de l'orifice, siége de nombreuses collisions. Nous avons pu observer aussi que le fait d'accroître la constriction, c'est à dire réduire l'aspect de l'orifice, augmente fortement l'érosion et de ce fait la durée de vie de la cathode.

2.10. Conclusion

Cette étude a permis de tester la cathode M-20 du futur propulseur forte puissance X000-ML, en phase d'allumage et dans la quantité de courant qu'elle est capable de générer. Nous avons pu mettre en évidence deux modes de fonctionnement en fonction des paramètres que sont le débit et le courant de décharge. Le mode « SPOT » est le mode habituel de fonctionnement avec le propulseur car il apparaît pour un débit de gaz suffisant c'est à dire nominal et car il présente les plus faibles fluctuations. Les paramètres du plasma, mesurés par la spectroscopie optique d'émission et par une sonde électrostatique, ont permis de suivre le comportement d'espèces neutres et ioniques et de connaître la température électronique et la forme des FDEE en fonction des paramètres de la décharge.

Une étude réalisée à l'aide d'une sonde électrostatique a permis de mesurer la largeur de la colonne de plasma ainsi que la température et la densité électronique en fonction de la distance radiale.

Ces tests sont très bien adaptés pour tester la cathode seule. L'expérience permet de vérifier la conception de la cathode creuse, son fonctionnement pour un débit nominal, de connaître sa capacité à débiter du courant déterminé, d'améliorer l'aspect de l'orifice qui joue un rôle important dans le fonctionnement de la décharge. Mais le montage diode reste toutefois très différent du fonctionnement de la cathode couplé avec un propulseur. Il n'y a pas de présence de champ magnétique, l'anode se situe à une très courte distance de la cathode, et surtout il n'y a pas d'oscillation de courant de décharge permettant d'étudier le comportement de la cathode face à une demande dynamique de courant à fournir.

Le cas des oscillations basses fréquences du propulseur est le point le plus critique de comparaison entre le montage diode et le fonctionnement avec le propulseur. En effet, avec le montage diode la cathode fournit un courant fixe, alors qu'avec le propulseur elle doit fournir un courant moyen avec de fortes fluctuations. Nous avons vu qu'il n'y avait pas de fluctuation de potentiel ou de plasma dans le mode « SPOT » lorsque la cathode fournit un courant fixe, mais il se peut que la demande d'un courant dynamique modifie se comportement. Il serait pertinent de refaire un test en montage diode en faisant osciller par exemple le potentiel de l'anode à une fréquence de 20-30 kHz avec de forte amplitude et de voir si la cathode reste dans un mode « spot » sans fluctuation autres que celle artificiellement ajoutées à l'anode.

CHAPITRE 3

3. COMPARAISON ENTRE 3 CATHODES CREUSES COUPLÉES AVEC LE SPT-100-ML

3.1. Introduction

L'avantage d'utiliser une cathode creuse comme source d'électrons pour la décharge plasma du propulseur vient principalement de sa durée de vie et aussi de la quantité de courant électronique (de quelques ampères à quelques dizaines d'ampères) qu'elle est capable de fournir à la décharge et à la plume. Dans le cadre de la propulsion plasma, les satellites lancés ont une durée de vie de plus en plus longue qui peut atteindre 15 ans. Même si un propulseur dispose d'une cathode de secours, la cathode creuse doit avoir une durée de vie aussi longue que celle du propulseur. De plus, contrairement aux moteurs à grilles qui disposent de deux cathodes, une pour alimenter la décharge (ionisation) l'autre pour la neutralisation, les moteurs à effet Hall eux disposent d'une cathode unique pour ces deux opérations. La décharge présente des oscillations de courant avec de fortes amplitudes ce qui oblige la cathode à répondre à de forts appels de courant.

3.2. Etude et comparaison de trois cathodes creuses avec le SPT-100-ML

Dans ce chapitre, nous allons comparer les performances macroscopiques du propulseur SPT-100-ML couplé avec trois cathodes creuses de types différents. La cathode est placée de telle sorte que l'orifice soit toujours à la même position pour les trois cathodes. Lors des trois tests, le propulseur n'a pas subi de modification et a toujours fonctionné dans de bonnes conditions de même que le moyen d'essais PIVOINE. Ceci rend la comparaison du fonctionnement du propulseur avec les trois cathodes fiable. Les performances macroscopiques comprennent le rendement η du propulseur, son impulsion spécifique *ISP*, sa poussée *F*, la valeur moyenne du courant de décharge anode *IdA* et cathode *IdC* et leurs oscillations, le potentiel de décharge V_d appliqué entre les électrodes et le potentiel cathode V_c par rapport à la masse.

3.3. Description des 3 cathodes creuses testées

3.3.1. La cathode creuse MIREA

La cathode creuse MIREA [Tableau 3] vient du *Moscow Institut of Radio-telecommunication Electronics and Automatics* en Russie. Cette cathode qui repose sur un vieux concept a été utilisée avec le moyen d'essai PIVOINE depuis le début des tests en 1995. Cette cathode répond bien aux besoins du SPT-100-ML en raison d'un système très simple de fonctionnement et un coût d'achat réduit. Cette cathode creuse utilise un matériau émissif en LaB_6 qui est chauffé par un filament spiralé en molybdène traversé par un courant I_h de chauffage de 13 A. Le LaB_6 est un matériau thermo-émissif qui présent un travail de sortie de 2,6 eV. L'orifice de la cathode est de grande dimension, le diamètre fait 4 mm et la longueur

totale du tube est de 9 cm, son diamètre externe est de 2.5 cm. Ce qui signifie que la cathode n'est pas réellement une cathode creuse à orifice mais un mélange entre une cathode ouverte et une cathode creuse. Le débit nominal de cette cathode est de 0,4 mg/s et elle peut débiter un courant moyen de 6 A. La procédure d'activation de la cathode comprend un chauffage de la pastille émettrice pendant plusieurs minutes par étape de 1 A jusqu'à atteindre 15 A. Une fois que la décharge du propulseur est allumée on peut abaisser ce courant de chauffage à 13 A. La tension V_h au borne du filament est approximativement de 12,5 V ce qui nous donne une puissance de chauffage consommée de 160 W.

3.3.2. La cathode creuse LABEN Proel

La cathode de *LABEN-Proel* (Florence, Italie) [Tableau 3] est également basée sur le concept classique de cathode creuse avec orifice. Un gaz inerte, comme le xénon, s'écoule dans le tube de la cathode, où il est ionisé par les électrons émis par un insert spécial d'Hexaborure de Lanthane LaB_6 imprégné d'un oxyde ($BaO:CaO:Al_2O_3$). La surface latérale interne du tube est réalisée en tungstène poreux, imprégné par des produits chimiques afin d'abaisser le travail de sortie effectif des électrons (work function).

L'insert et le tube sont amenés à la température d'émission thermo-ionique par un filament de chauffage enroulé autour du corps du tube de la cathode, ce filament étant électriquement. La procédure de chauffage commence par une montée en courant qui est réalisée par pas de 0,5 A et d'une durée chacune de 1 minute, pour atteindre un courant de 8 A. Il est alors possible de commencer l'ignition de la décharge. Après cette procédure de démarrage, il est possible d'éteindre puis de remettre en marche le moteur en limitant le chauffage de la cathode à 5..7 A pendant 1 minute avant la nouvelle ignition. C'est une cathode creuse de type « cathode froide », car le chauffage de la cathode peut être arrêté lorsque la température de fonctionnement de la cathode est atteinte

Une électrode (Keeper), à laquelle on applique un potentiel positif par rapport au corps de la cathode, sert à accélérer les électrons. Cela permet d'initier et de stabiliser la décharge électrique. Une fois la décharge établie, le système de chauffage est coupé et le plasma est maintenu grâce au bombardement ionique qui chauffe la surface de l'insert.

L'orifice cylindrique de sortie a un diamètre de 1 mm. Le débit de xénon nominal utilisé pour cette cathode est de 0.4 mg/s. Le modèle EM3 qui a été testé au laboratoire d'Aérothermique a été développé en commun entre LABEN / Proel Division et SNECMA dans le cadre d'un projet de l'ESA. Par ailleurs, la cathode EM3 a été testée précédemment avec succès dans le moyen d'essai de SNECMA Villaroche avec un propulseur à plasma de type PPS-1350®.

3.3.3. La cathode creuse du KhAI

La dernière cathode creuse étudiée vient du *Kharkov Aerospace Institute* (KhAI) [Tableau 3] en Ukraine. Cette cathode demande une procédure d'ignition qui repose sur une très courte impulsion de claquage de 800 V et de très faible courant, appliquée sur les parois de la cathode. Ce courant joue le rôle de « keeper » au démarrage. Une fois, cette procédure appliquée, la cathode peut ensuite fonctionner sans apport d'énergie (« cathode froide »). La dimension de l'orifice est de 0,2 à 0,5 mm. La très petite dimension de l'orifice entraîne une très forte constriction du plasma, mais fait aussi apparaître des phénomènes d'érosion de la forme de l'orifice. Le débit de xénon nominal est de 0,2 mg/s. Le courant fournit par cette cathode est d'une valeur comprise entre 1,5 A et 5 A et la température intérieure est comprise entre 700 et 800°C.

Les trois cathodes étudiées sont technologiquement différentes en particulier en ce qui concerne la procédure d'amorçage de plus seule la cathode MIREA est une « cathode chaude ».

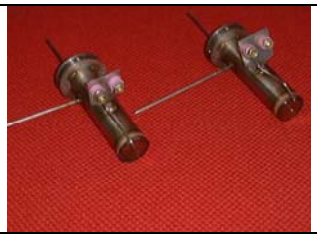
	MIREA	**LABEN-Proel**	**KhAI**
			
Type	**« cathode chaude »**	**« cathode froide »**	**« cathode froide »**
Diamètre de l'orifice	**4 mm**	**1 mm**	**0,2 à 0,3 mm**
Débit nominal xénon	**0,4 mg/s**	**0,4 mg/s**	**0,2 mg/s**
Ignition	**Rampe de chauffage et keeper**	**Rampe de chauffage et keeper**	**Claquage haute tension**
Gamme de courant	**1-6 A**	**Non communiquée**	**1,5-5 A**
Implant émissif	**LaB_6**	**LaB_6+BaO:CaO:Al_2O_3**	**Non communiqué**

Tableau 3 Résumé des caractéristiques des trois cathodes creuses testées

3.4. Comparaison des performances du propulseur avec les cathodes testées

Tous les résultats présentés dans ce chapitre proviennent des mesures enregistrées par le moyen d'essai PIVOINE et qui ont donnée lieu au rapport d'essai sur les cathodes. Lors des essais, nous pouvons jouer sur différents paramètres tels que le débit massique à l'anode m_a pour changer le courant de décharge anode *IdA* et cathode *IdC*, la tension de décharge V_d, le

débit massique à la cathode m_c et dans le cas de la cathode MIREA nous pouvons changer le courant électrique I_h traversant le filament de chauffage.

3.4.1. La poussée

La poussée F en mN est une donnée importante pour connaître le temps nécessaire à une manœuvre du satellite en orbite. La balance de poussée du moyen d'essai PIVOINE mesure la poussée avec une précision de 2 %. Nous présentons les résultats de mesure de poussée pour une variation du débit anode dans les conditions nominales de fonctionnement, c'est à dire V_d = 300 V, $I_{b\,1}$= I_{b2} = 4,5 A, m_c = 0,41 mg/s pour les cathodes MIREA et LABEN et m_c = 0,2 mg/s pour la cathode KhAI.

La poussée s'exprime comme le produit vectoriel entre le courant de Hall des électrons et le champ magnétique radial [Eq 13] dans le canal. On peut aussi l'exprimer à l'aide du champ électrique axial accélérateur des ions et de la densité des ions. Ces deux visions de la poussée amènent au même résultat.

$$d\vec{F} = \vec{j}_H \wedge \vec{B}_r d\varsigma = en_e \frac{E_z}{B_r}\vec{e}_\theta \wedge \vec{B}_r d\varsigma = en_e \vec{E}_z d\varsigma = en_i \vec{E}_z d\varsigma \qquad \textbf{Eq 13}$$

En faisant varier le débit anode nous modifions principalement la densité ionique dans le terme de poussée, ce qui donne cette relation linéaire entre la poussée et le débit anode. La densité ionique dépend du taux d'ionisation et le champ électrique accélérateur dépend de la chute de potentiel que vont voir les ions.

Sur les 300 V appliqué entre l'anode et la cathode creuse seule une partie est vu par les ions. Il faut en effet soustraire le potentiel n'ont vu par l'ion, telle que la chute anodique et cathodique aux électrodes ainsi que le fait que l'ion est crée à un certain potentiel. C'est notamment la chute de potentiel cathodique qui dans notre étude va jouer un rôle dans la comparaison des trois cathodes creuses. Cette chute cathodique peut être étudiée par la valeur du potentiel cathode par rapport à la masse que nous verrons dans l'étude des valeurs de la décharge en fonction des paramètres variables.

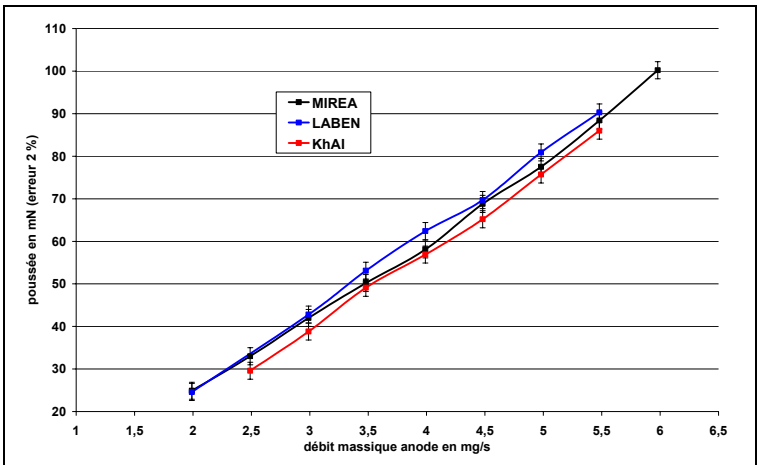


Fig. 42 **La poussée (mN) en fonction du débit anode (mg/s)**

La poussée [Fig. 42] fournie par la cathode LABEN est supérieure à celle des deux autres cathodes au-delà de 2,5 mg/s. On peut expliquer ce point par le fait que la cathode LABEN qui est une cathode « froide » utilise des écrans thermiques pour confiner la chaleur sur l'élément émissif. Il est d'autant plus facile de confiner la chaleur que l'apport du au courant de décharge augmente. Lorsque le débit anode augmente, le courant de décharge augmente et apporte par effet Joule plus d'énergie sous forme de chaleur à l'insert de la cathode. La cathode KhAI donne la poussée la plus faible pour tous les débits mais il s'est avéré après l'étude que la cathode présentait un défaut au niveau du sertissage de l'orifice ce qui produisait une fuite de gaz. Ce défaut entraînait donc une moins bonne pression interne de la cathode ainsi qu'un flux de neutre perdu d'où un mauvais fonctionnement de la cathode.

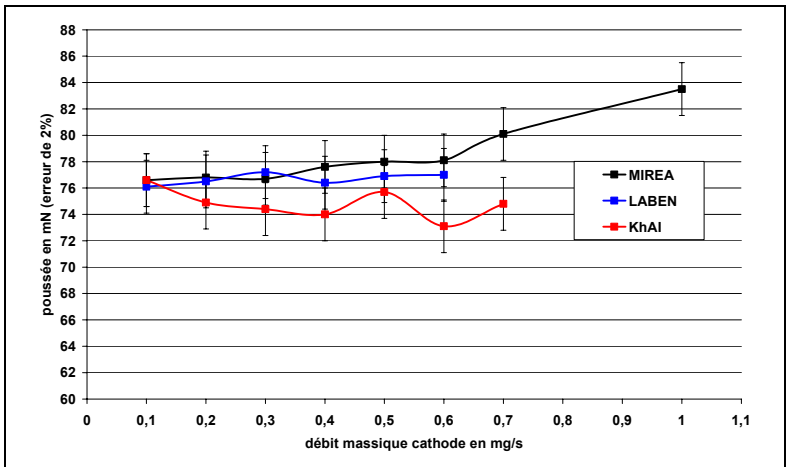


Fig. 43 **La poussée (mN) en fonction du débit cathode (mg/s)**

L'évolution de la poussée en fonction du débit cathode [Fig. 43] montre que la force de poussée du propulseur avec les trois cathodes reste dans le domaine de la barre d'erreur des 2 %. Les cathodes MIREA et LABEN donnent une poussée quasi identique, seule la cathode KhAI donne une poussée inférieure mais qui reste elle aussi dans la limite inférieur de la barre

d'erreur. Il est à remarquer que la cathode MIREA pour un débit très élevé 1 mg/s permet au propulseur de fournir une poussée plus élevée.

Pour un débit cathode aussi important, on peut estimer la poussée due à la cathode [Eq 14] elle-même. En effet, la température interne de la cathode est dans une gamme de 1000°C pour le matériau émissif et sans doute de 800-900°C pour le gaz. La poussée produite par la cathode peut être estimée en prenant T = 800°C à :

$$F = \dot{m}_c V_{gaz} \approx \dot{m}_c \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}}.\cos(\frac{\pi}{4}) \qquad \textbf{Eq 14}$$

où M est la masse atomique du xénon et T la température du gaz et $\pi/4$ est l'angle approximativement formé entre le propulseur et la cathode creuse pour calculer la composante axiale de la poussée. Le calcul donne une force de 0,1 mN ce qui n'est pas suffisant pour expliquer la poussée plus forte à haut débit cathodique. Il faut donc considérer que les ions sont encore plus accélérés, ce qui signifie qu'ils voient une plus grande chute de potentiel ou bien que nous avons une densité d'ions plus élevée grâce à un meilleur taux d'ionisation.

3.4.2. Le rendement du propulseur

Le rendement η du propulseur est la puissance récupérée sous forme de poussée F par rapport à la puissance consommée $U_d I_d$ par le propulseur quelle soit sous forme électrique ou de débit de gaz. Souvent le débit massique ne comprend que celui de l'anode mais dans le cadre de l'étude de l'effet de la cathode sur la décharge nous avons ajouté le débit de la cathode. La formule s'écrit donc sous la forme :

$$\eta = \frac{F^2}{2.V_d I_d (\dot{m}_a + \dot{m}_c)} \qquad \text{Eq 15}$$

Dans le cas de la cathode « chaude » MIREA la puissance consommée par le filament de chauffage $U_h I_h$ est prise en compte et le rendement s'écrit sous la forme suivante :

$$\eta = \frac{F^2}{2.(V_d I_d + U_h I_h)(\dot{m}_a + \dot{m}_c)} \qquad \text{Eq 16}$$

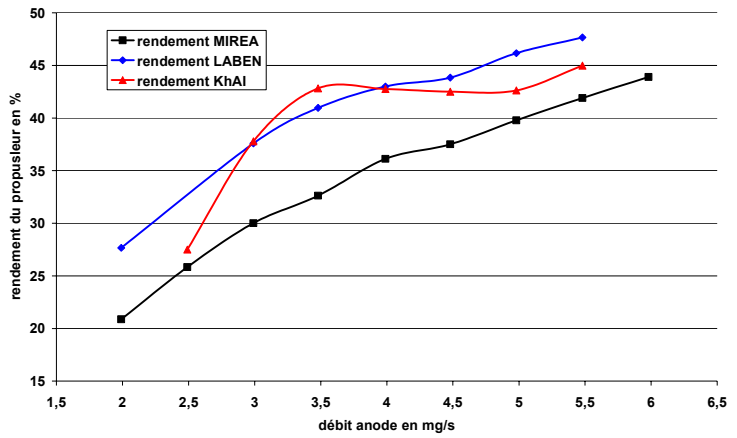


Fig. 44 **Rendement en fonction du débit anode**

Le premier résultat est l'évolution du rendement en fonction du débit anode [Fig. 44] pour chaque cathode. La cathode « chaude » MIREA présente le rendement le plus bas ce qui était attendu sachant qu'elle consomme une puissance de chauffage constante lors de son utilisation et que son vieux design ne la rend pas optimale. Elle a donc un coût fixe de 160 W qui est inclus dans le rendement comparé aux deux autres cathodes dites « froides ».

La cathode LABEN présente un rendement en pourcentage semblable à celui de la cathode MIREA mais avec un décalage supérieur à peu près constant de 7 points. Les deux cathodes creuses ont le même débit nominal de 0,4 mg/s et on peut donc voir que la différence de rendement est uniquement due au chauffage permanent de la pastille de LaB_6. C'est en observant le rendement de la cathode KhAI qu'il est clair que la cathode présente un défaut. Le rendement croit rapidement entre 2,5 et 3,5 mg/s puis décroît très légèrement entre 3,5 et 5 mg/s pour augmenter à nouveau. Comme nous l'avons vu précédemment, l'*ISP* tout comme le rendement croissent avec le débit anode ce qui n'est pas le cas de la cathode KhAI à cause de la fuite de gaz. De plus la cathode KhAI avec son débit nominal de 0,2 mg/s aurait du donner un rendement et une impulsion spécifique meilleurs que l'autre cathode « froide ».

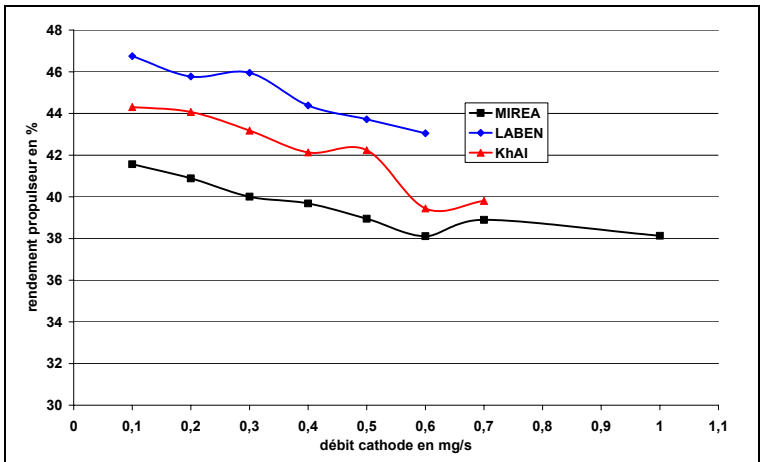


Fig. 45 **Rendement en fonction du débit cathode**

Le rendement en fonction du débit cathode [Fig. 45] montre la forte dépendance en débit de gaz du rendement. Lorsqu'on souhaite optimiser la cathode creuse d'un propulseur à effet Hall, on cherche à minimiser sa consommation de gaz et à réduire le coût de la thermo-émission des électrons. Nous voyons que la forte poussée obtenue pour la cathode MIREA à m_c = 1 mg/s se fait au dépend du rendement qui passe de 40 % à 38 %.

3.4.3. L'impulsion spécifique et la puissance spécifique

L'impulsion spécifique *Isp* est le temps équivalent de poussée pendant lequel le propulseur peut fournir une poussée *g (g est la constante gravitationnelle terrestre = 9,81 m/s²)* soit à peu près une poussée de 1 kg avec 1 kg d'ergol. Dans la recherche d'une amélioration du propulseur et de ses performances, c'est une donnée essentielle qui permet de définir le type de mission que le propulseur peut remplir. Les résultats obtenus directement par le moyen d'essai PIVOINE ne prennent pas en compte le débit massique de xénon à la cathode ou la puissance de chauffage de la cathode MIREA dans le calcul de l'*ISP* totale, il faut donc dans l'étude cathode prendre en compte ces valeurs mesurées. La formule de l'impulsion spécifique s'écrit alors sous la forme :

$$ISP = \frac{F}{g(\dot{m}_a + \dot{m}_c)} \qquad \text{Eq 17}$$

L'ISP est la durée pendant laquelle une force mg communiquerait l'action de poussée réelle d'une masse éjectée m_0. Si V est la vitesse moyenne d'éjection, ceci conduit à $m_0 g.ISP = m_0 V$ ou encore $ISP = \frac{V}{g}$.

Une augmentation du rendement propulsif passe donc par une augmentation de la vitesse d'éjection des ions (du gaz pour la propulsion chimique), ce qui se traduit par un gain en consommation d'ergol pour une même manœuvre.

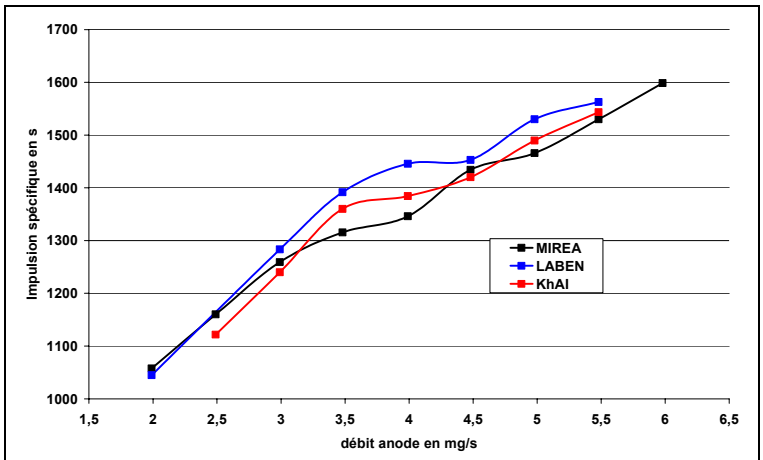


Fig. 46 **Evolution de l'impulsion spécifique en s en fonction du débit massique à l'anode en mg/s**

L'évolution de l'ISP en fonction du débit massique [Fig. 46] à l'anode indique que l'ISP augmente avec le débit. En fait à tension de décharge constante, c'est la poussée qui augmente. La cathode LABEN présente les meilleures performances par rapport à la consommation de gaz.

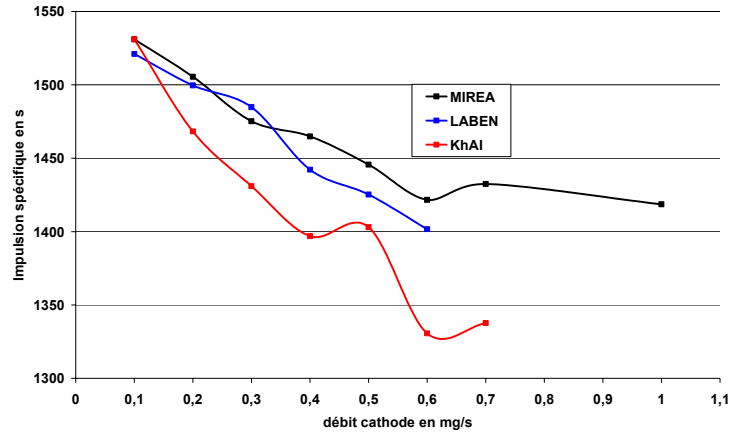


Fig. 47 **Evolution de l'impulsion spécifique en s en fonction du débit massique à la cathode en mg/s**

En fonction du débit massique à la cathode, nous voyons les performances de l'ISP chuter avec l'augmentation du débit. C'est sur ce graphe [Fig. 47] que nous voyons l'importance d'optimiser le débit nominal de gaz à la cathode creuse. Si le débit est trop élevé les performances chutent d'environ 50 s sur l'ISP, mais si le débit est trop faible nous voyons que la poussée est légèrement plus faible et que le fonctionnement de la décharge n'est pas optimale : perte par rayonnement de phénomène haute fréquence dans la zone cathodique, chute cathodique plus forte et par conséquent une partie du potentiel n'est plus utilisé pour accélérer les ions.

La puissance spécifique W_{ISP} (W/N) est la consommation électrique du propulseur rapportée à la poussée. Dans une optimisation d'un propulseur électrique, il faut chercher à minimiser la puissance spécifique dont la formule s'écrit sous la forme suivante :

$W_{ISP} = \frac{(I_d V_d)}{F}$ Eq 18 pour les cathodes « froides » et $W_{ISP} = \frac{(I_d V_d + U_h I_h)}{F}$ Eq 19 pour les cathodes « chaudes ».

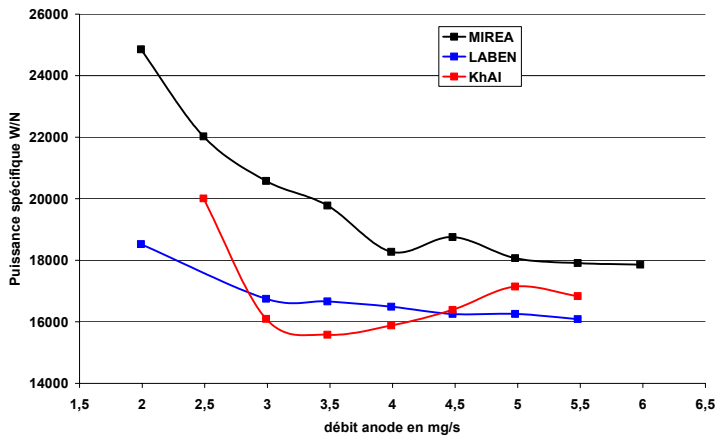


Fig. 48 **La puissance spécifique en W/N en fonction du débit massique à l'anode en mg/s**

La puissance spécifique met en évidence la consommation électrique du courant de chauffage de la cathode MIREA. Nous voyons en fonction du débit anode [Fig. 48], que les deux cathodes « froides » sont assez proches. Nous savons que lorsque le débit anode augmente que la puissance spécifique diminue, or nous observons que la cathode KhAI présente un minimum pour un débit de 3,5 mg/s. Nous imputons ce résultats au mauvais fonctionnement du à la fuite de gaz.

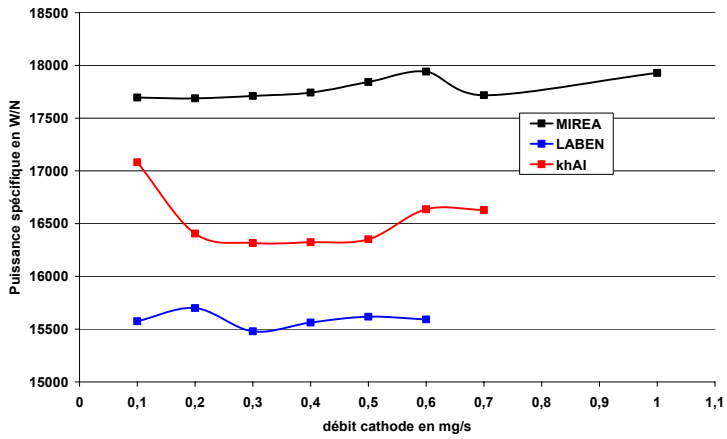


Fig. 49 **La puissance spécifique en W/N en fonction du débit massique à la cathode en mg/s**

L'évolution de la puissance spécifique en fonction du débit cathode [Fig. 49] accentue la différence entre les trois cathodes et montre nettement que la cathode LABEN produit les meilleures performances de poussée en fonction des paramètres électriques.

3.5. Influence de la cathode creuse sur le fonctionnement du propulseur

3.5.1. Effet du débit anode

L'évolution du courant de décharge en fonction du débit anode [Fig. 50] montre que les trois cathodes creuses répondent à la décharge en fournissant un courant très proche. Aucune des

trois ne se distingue mais nous observons cependant que chaque cathode a un profil d'amplitude d'oscillation du courant de décharge qui lui est propre. Ce profil d'amplitude entre les valeurs maximales et minimales du courant de décharge présente pour la cathode MIREA un minimum pour le débit 4 mg/s et pour la cathode LABEN un minimum pour les débits 4 et 4,5 mg/s.

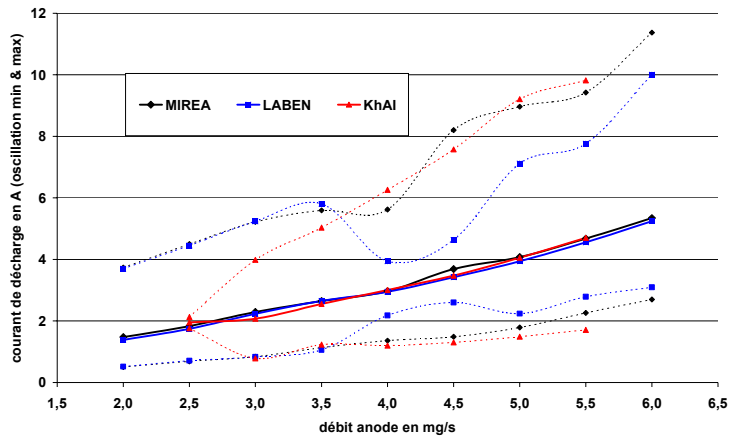


Fig. 50 **Evolution du courant (A) de décharge et ses oscillations minima et maxima en fonction du débit anode (mg/s)**

Il est difficile d'expliquer ce profil d'amplitude d'oscillation et de l'attribuer à la cathode creuse. Comme ces amplitudes maximales et minimales de courant sont enregistrées par le moyen d'essai avec une très basse fréquence échantillonnage il se peut que cette observation soit reliée à un phénomène physique assez lent de type thermique. En effet, lorsque nous augmentons le débit anode, nous augmentons le courant de décharge et par conséquent le chauffage par effet Joule de l'anode métallique et de la cathode creuse. Ce qui augmente la température des neutres et modifie la thermo-émission des électrons à la cathode. C'est une exemple de la difficulté à extraire des informations d'une décharge complexe avec des couplages entre les phénomènes physiques thermiques, électriques et une dynamique d'écoulement et d'ionisation du gaz.

L'évolution de potentiel de la cathode V_c en fonction du débit anode [Fig. 51] montre que la cathode reste à un potentiel à peu près constant par rapport à la masse si on tient compte de l'écart type autour de la valeur moyenne du aux oscillations. La gamme du débit anode étudié fait que nous restons dans le domaine de courant de décharge auquel la cathode peut répondre. Cela montre que les trois cathodes sont bien optimisées pour une gamme de courant d'un SPT-100 à son fonctionnement nominal.

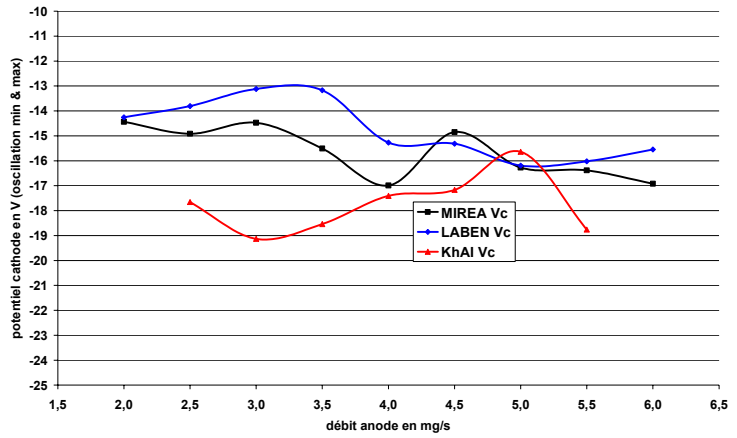


Fig. 51 **Evolution du potentiel cathode Vc (V) en fonction du débit anode (mg/s)**

Dans le fonctionnement de la décharge la cathode creuse se positionne toujours à un potentiel négatif par rapport à la masse afin d'être répulsive pour les électrons et de faciliter le transport électronique vers l'extérieur que ce soit le canal de décharge ou le jet d'ions. Nous avons déjà observé le comportement de la cathode MIREA lorsqu'elle arrive en fin de vie, c'est à dire lorsque sa pastille de LaB_6 a été fortement consommée. Elle commence à ne plus être capable de fournir la décharge dans la gamme de courant demandée et son potentiel devient de plus en plus négatif (-40 V ou –70 V) jusqu'à obliger l'extinction de la décharge. Cela montre que le potentiel cathode est un paramètre de qualité. Plus il sera proche de la masse et plus la cathode aura un bon fonctionnement avec la décharge du propulseur. Dans le cadre de la comparaison des trois cathodes, c'est la cathode LABEN qui présente le potentiel cathode le plus proche de la masse avec –15 V et donc une bonne interaction avec le canal de décharge et les parois du caisson.

3.5.2. Effet de la tension de décharge

Lorsque nous faisons varier la tension de décharge le courant moyen de décharge reste presque identique pour les trois cathodes en chaque point de V_d à 0,2 A près. La cathode LABEN présente toujours les meilleures performances avec un courant minimal comparé aux deux autres cathodes. Il est intéressant de suivre l'évolution du potentiel de la cathode par rapport à la masse [Fig. 52] en fonction de la tension de décharge. Cette évolution montre que le potentiel de la cathode varie peu avec la tension de décharge. Le potentiel de la cathode dépend plus de la valeur moyenne du courant de décharge pour les tensions étudiées.

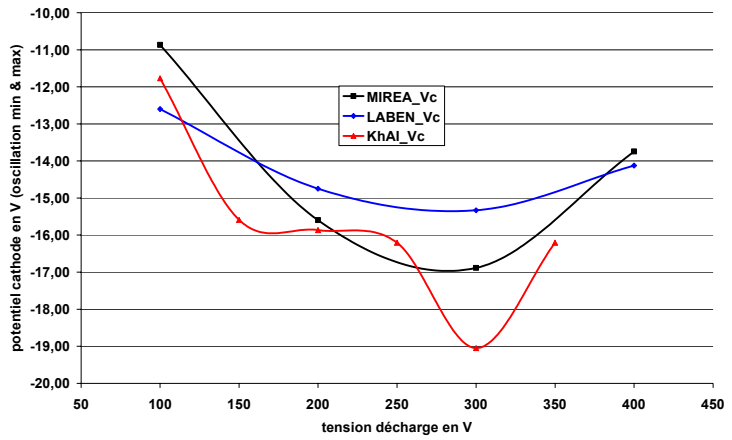


Fig. 52 **Evolution du potentiel cathode Vc (V) en fonction du potentiel de décharge Vd (V)**

Le dernier point de mesure analysé est la valeur du pic principal de la transformée de Fourier (ou de la densité spectrale de puissance) du courant de décharge. Le moyen d'essai enregistre les courants de décharge *IdA* et *IdC* et les potentiels de décharge V_d et cathode V_c avec une fréquence d'échantillonnage de 200 kHz pour déterminer les valeurs moyennes, les amplitudes, les fréquences et les écarts-types lors de la dernière minutes d'un point de fonctionnement stable du propulseur.

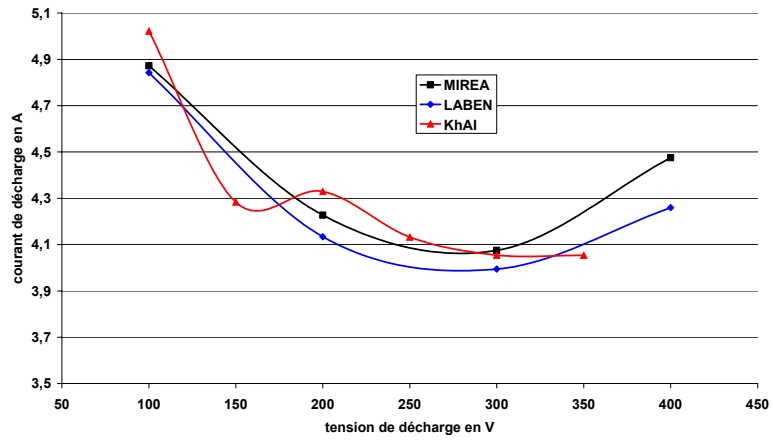


Fig. 53 **Evolution de la valeur moyenne du courant de décharge IdA (A) en fonction du potentiel de la décharge Vd (V)**

Nous retrouvons bien le fait que la physique du propulseur à basse tension est différente du comportement à tension supérieure à 300 V.

Cet type d'enregistrement permet aussi d'analyser l'évolution des oscillations basses fréquences [Fig. 54] de la bande 20-30 kHz en fonction de la tension de décharge.

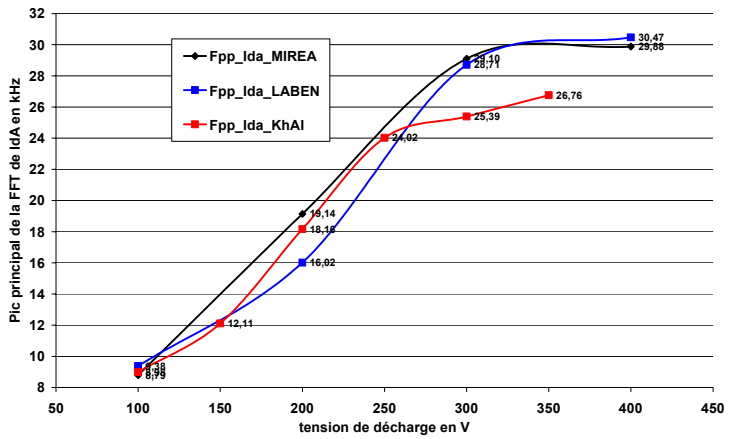


Fig. 54 **Evolution du pic principal de la FFT du courant de décharge IdA (kHz) en fonction du potentiel de la décharge Vd (V)**

Le modèle 0D présenté par Michael Fife [ANNEXE A)] explique la gamme de fréquences des oscillations 20-30 kHz du courant de décharge par un modèle de type proies-prédateurs entre les espèces neutres et ionisées dans le canal dans la zone d'ionisation et d'accélération. Le modèle permet d'exprimer le comportement de la fréquence en fonction de la vitesse d'écoulement des neutres et de la vitesse des ions sous la forme suivante :

$$f = \frac{1}{2\pi L}\sqrt{V_a V_i} \qquad \text{Eq 20}$$

où L est la longueur de la zone d'ionisation et d'accélération, V_a est la vitesse d'écoulement des neutres et V_i la vitesse d'éjection des ions. On peut aussi exprimer la vitesse d'éjection des ions en fonction de la différence $\Delta\Phi$ vue par l'ion qui est relié au potentiel V_d appliqué entre l'anode et la cathode. On suppose que tous les ions sont produits au même potentiel, nous avons donc un $\Delta\Phi$ unique pour tous les ions. La vitesse des ions s'écrit $V_i = \sqrt{\frac{2e\Delta\Phi}{M}}$, ce qui permet d'exprimer la fréquence sous la forme :

$$f = \frac{1}{2\pi L}\sqrt{V_a\sqrt{\frac{2e\Delta\Phi}{M}}} = \frac{1}{2\pi L}\sqrt{V_a}\left(\frac{2e}{M}\right)^{1/4}\Delta\Phi^{1/4} \qquad \text{Eq 21}$$

Nous voyons que la fréquence principale f du courant de décharge est reliée à la racine 4ème de la différence de potentiel $\Delta\Phi$. Les atomes de xénon neutres ont une vitesse qui dépend de la température des parois du canal de décharge, mais aussi de la température de l'anode. Un autre problème pour évaluer la vitesse de l'écoulement des neutres provient du fait que la température de la céramique interne est plus élevée que la céramique externe. Ceci peut s'expliquer d'un point de vue géométrique, la céramique interne à un rapport surface-volume inférieure à celui de la céramique externe et peut donc moins diffuser sa chaleur vers l'extérieur. Il est donc difficile de connaître la vitesse des neutres ainsi que son évolution en fonction des paramètres de la décharge. On sait que la température des atomes est égale à la

température des parois et on a mesuré T_{paroi} par thermographie infrarouge. Nous pouvons exprimer la vitesse des neutres en fonction de la température des parois et écrire la formule de la fréquence principale f de la décharge comme suit :

$$f = \frac{1}{\pi L}\left(\frac{ekB}{\pi M^2}\right)^{1/4}(T_{paroi} \times \Delta\Phi)^{1/4} \qquad \text{Eq 22}$$

$$\text{avec } V_a = \sqrt{\frac{8k_B T_{paroi}}{\pi M}}$$

où M est la masse d'un atome de xénon et T_{paroi} est la température des céramiques. En faisant varier la tension de décharge, nous déplaçons les zones d'accélération et d'ionisation donc L change. La température T_{paroi} est différente selon que la céramique soit interne ou externe. De plus, la température des céramiques dans le canal doit dépendre aussi de la température de l'anode métallique qui est en contact avec les céramiques et peut les chauffer. L'ensemble de ces hypothèses rendent l'explication du comportement de la fréquence difficile mais la tendance à la hausse de la fréquence avec l'augmentation du potentiel est retrouvée.

3.5.3. Effet du courant de chauffage (cas de la cathode MIREA)

L'étude de l'influence du courant de chauffage de la pastille émissive sur les performances de la cathode MIREA a montré que la poussée était légèrement plus forte avec un courant de chauffage plus élevé (pour I_h 8, 10, 12, 14 A nous avons respectivement une poussée de 75,1 ; 75,6 ; 78,5 ; 78,9 mN). Ceci s'explique par le phénomène de thermo-émission de la pastille. La température à la surface de la pastille augmente ce qui va, suivant la loi de Richardson-Dushman, augmenter le nombre d'électrons émis ou bien faciliter l'extraction des électrons de la surface de la pastille. Le courant électronique plus important ou plus facilement produit entraînera un meilleur fonctionnement du propulseur, cependant le rendement lui va diminuer car la puissance consommée par le chauffage ne compense par le gain de poussée. Nous voyons que le courant de décharge à l'anode *IdA* reste à peu près constant en fonction du courant de chauffage de même que l'amplitude entre les valeurs minimales et maximales. Par contre, nous observons que le courant de décharge cathode *IdC* augmente légèrement pour 14 A et que les amplitudes augmentent elles aussi.

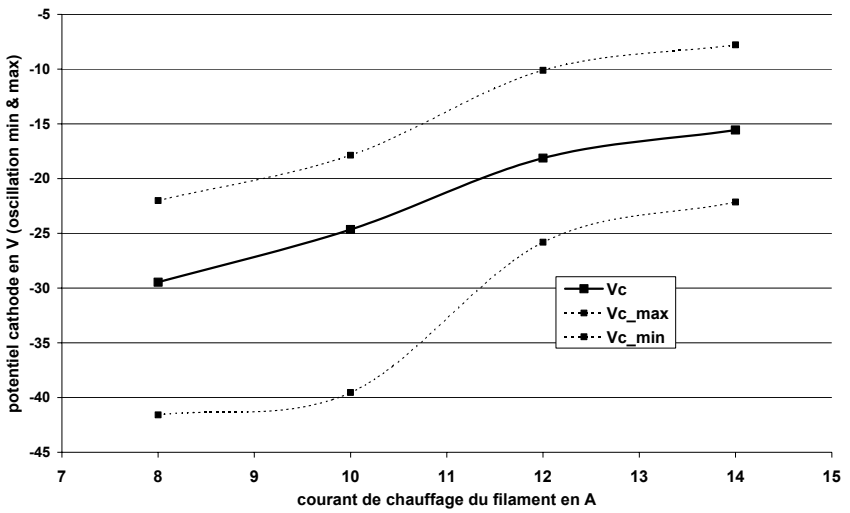


Fig. 55 **Evolution du potentiel de la cathode en fonction du courant de chauffage du filament de la cathode MIREA**

Le point qui peut expliquer les meilleures performances au niveau de la poussée s'observe sur le comportement du potentiel cathode. En effet, comme nous l'avons vu précédemment un apport de chaleur supplémentaire à la pastille émissive va augmenter ou faciliter l'extraction par thermo-émission des électrons. Ainsi la cathode n'a plus besoin d'être autant répulsive qu'au point de chauffage habituel et son potentiel cathode diminue pour se rapprocher de la masse. Le potentiel V_c [Fig. 55] passe de –30 V pour 8 A de chauffage à –15 V pour 14 A.

On peut penser que cette modification de potentiel n'agit pas sur toute la décharge mais uniquement dans la zone proche de la cathode, c'est à dire dans le plan de sortie. Les résultats de mesure de LIF ont montré qu'une partie de la zone d'accélération se située à l'extérieur du canal. On peut penser que la modification du potentiel cathode va modifier en partie le profil du potentiel de décharge dans le plan extérieur et notamment dans la zone d'accélération. Le potentiel utilisé par la cathode pour produire et transporter les électrons vers le canal diminuant, il est réparti à présent dans la zone accélératrice ce qui améliore les performances de poussée du propulseur car les ions voient une zone de chute de potentiel plus forte.

Le potentiel cathode représente la différence de potentiel entre la cathode et le plasma-caisson. On peut penser que le plasma-caisson est à un potentiel définit par T_e qui doit être le même quelque soit la cathode creuse utilisée. La variation de V_c par rapport à la masse est la même que la variation de la différence de potentiel cathode plasma-caisson.

Le potentiel anode Va est la somme du potentiel de décharge et du potentiel de cathode par rapport à la masse : $V_a = V_d + V_c$. Nous avons vu [Fig. 55] les variations du potentiel cathode en fonction du courant de chauffage pour une même tension de décharge. En étudiant la transition entre un courant de chauffage passant de 8 à 14 A, nous avons :

$$V_a(I_h = 8A) = 300 - 29 = 271V$$
$$V_a(I_h = 14A) = 300 - 16 = 284V$$

La vitesse des ions varie approximativement comme la racine du potentiel anode V_a et nous trouvons une variation de vitesse (poussée) de $\sqrt{271/284} \approx 0{,}977$, soit 2,3 %. La variation de poussée mesurée est de $^{75,1}/_{78,9}$ soit 5 %. La variation de poussée correspondante est supérieure à ce qui est attendu. Le gain de production d'un électron dû à une meilleure thermo-émission semble être intéressant pour améliorer les performances de poussée du propulseur.

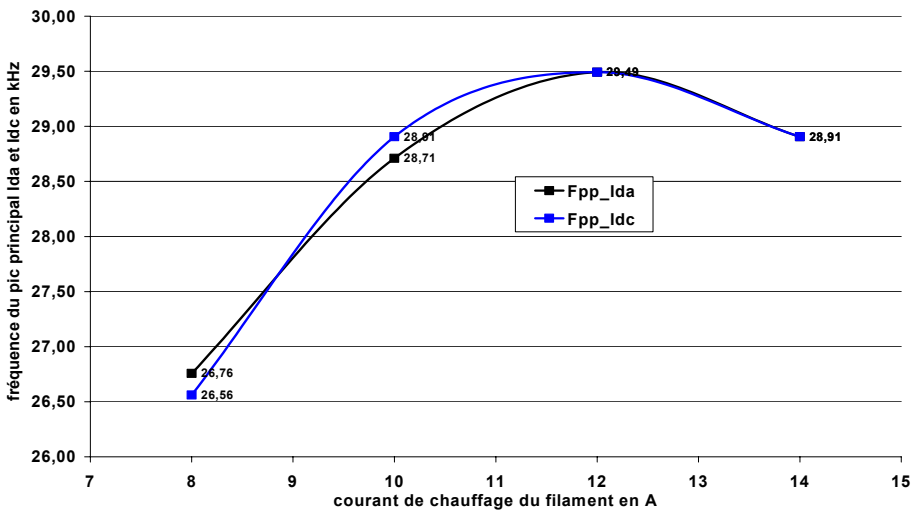


Fig. 56 **Evolution du pic principal de la FFT de IdA et IdC en fonction du courant de chauffage du filament de la cathode MIREA**

Sur l'évolution du pic principal [Fig. 56] de la transformée de Fourier du courant de décharge IdA et IdC, nous observons l'augmentation de la fréquence qui d'après le modèle 0D provient soit d'une augmentation de la vitesse d'écoulement des neutres soit de l'augmentation de la vitesse des ions. A part le corps de la cathode creuse, il n'y a aucun phénomène physique pour augmenter la température des neutres, on peut supposer que la vitesse des neutres n'est pas modifiée. Donc c'est bien la vitesse des ions qui a été augmentée par une chute de potentiel plus importante.

Pour le vérifier, nous comparons les rapports entre les fréquences et le potentiel cathode [Tableau 4] avec un potentiel fictif de 30 V en sortie canal. Nous supposons que le début de la chute de potentiel apparaît pour un potentiel de 170 V ce qui permet d'avoir un $\Delta\Phi$ fictif d'accélération des ions.

I_h en A	V_c en V	f en kHz	Φ fictif	Φ fictif-V_c	Φ début de chute	ΔΦ	Ratio f f_2/f_1	Ratio ΔΦ $(\Delta\Phi_2/\Delta\Phi_1)^{1/4}$
8 A	-29,46	26,56	30 V	59,46	170 V	240,54		
10 A	-24,65	28,91	30 V	54,65	170 V	245,35	1,09	1,005
12 A	-18,12	29,49	30 V	48,12	170 V	251,88	1,02	1,006
14 A	-15,56	28,91	30 V	45,56	170 V	254,44	0,98	1,002

Tableau 4 Estimations des variations de fréquence caractéristique de la décharge

Nous voyons une forte corrélation entre le comportement de la fréquence principale d'oscillation du courant décharge et celui du potentiel cathode. Ce résultat montre que le potentiel cathode peut être vu comme un indice du coût de transport des électrons de la cathode au canal de décharge, coût qui est perdu pour l'accélération des ions mais qui est inévitable pour le fonctionnement de la décharge.

3.5.4. Effet du débit cathode

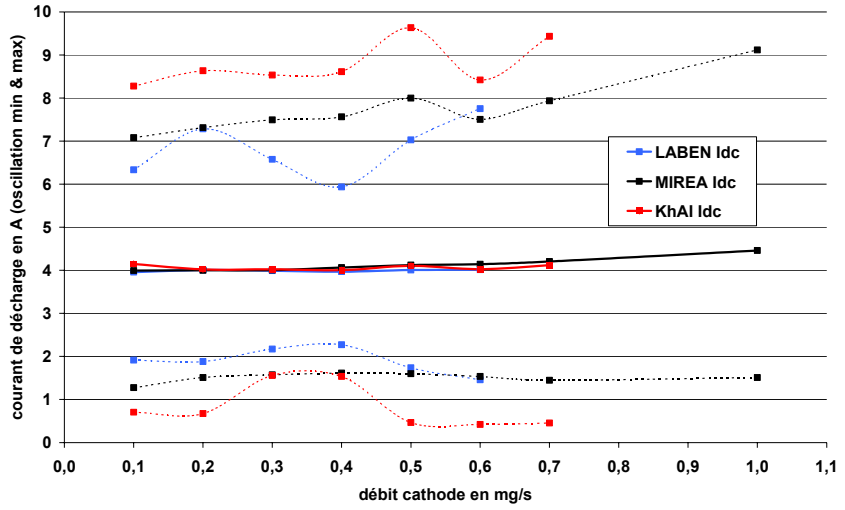


Fig. 57 **Evolution du courant de décharge IdC (A) et ses fluctuations minima et maxima en fonction du débit cathode (mg/s)**

L'effet du débit cathode sur le courant de décharge [Fig. 57] montre que les trois cathodes fournissent le même courant de décharge IdC demandé, mais chaque cathode présente un profil d'amplitude entre les minima et maxima d'oscillation qui lui est propre. Les deux cathodes MIREA et LABEN présentent une amplitude d'oscillation minimale pour leur débit nominal respectivement 0,4 et 0,2 mg/s, cet effet est très marqué pour la cathode LABEN. Ceci montre qu'elles ont été bien optimisée pour ce débit et cette gamme de courant. La cathode KhAI avec son défaut de fuite de gaz présente un minimum d'amplitude d'oscillation pour le débit 0,3 mg/s qui n'est pas son débit nominal.

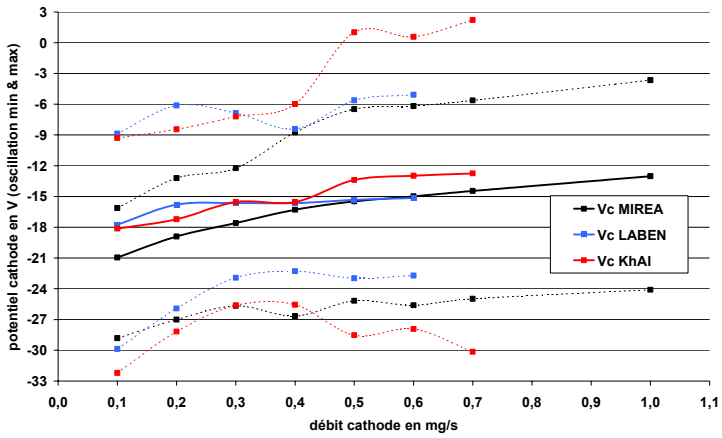


Fig. 58 **Evolution du potentiel cathode en fonction du débit cathode (ligne pleine : valeur moyenne, ligne pointillée valeur min et max d'oscillation)**

En étudiant le graphe [Fig. 58] de l'évolution du potentiel cathode par rapport à la masse nous remarquons que l'amplitude des oscillations de chaque cathode est minimal pour les mêmes débits que ceux observés sur l'évolution du courant décharge en fonction du débit cathode.

L'évolution du potentiel cathode en fonction du débit cathode montre que le potentiel V_c augmente lorsque le débit diminue. La chute de potentiel cathode avec la réduction du débit est la moins marquée pour la cathode LABEN. C'est cette cathode qui présente la plus grande stabilité de son potentiel en fonction du débit.

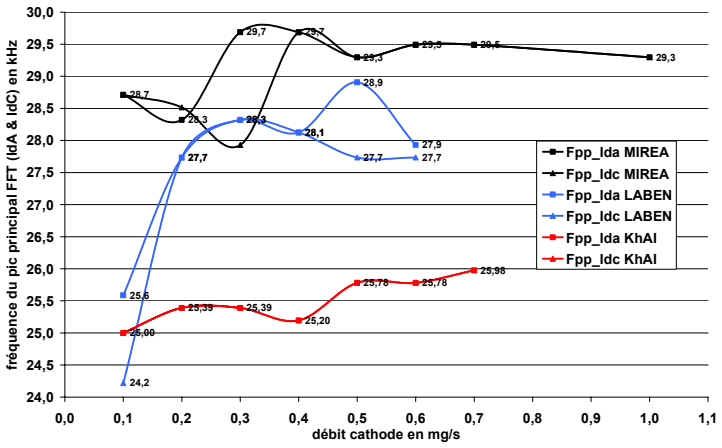


Fig. 59 **Evolution du pic principal de la FFT de IdA et IdC en fonction du débit cathode**

La cathode MIREA a une chute continue marquée pour une valeur de débit comprise entre 0,3 et 0,4 mg/s, le potentiel de la cathode LABEN présente un plateau pour les débits supérieurs à 0,2 mg/s puis son potentiel devient plus négatif. La cathode KhAI présente un plateau pour les débits supérieurs à 0,5 mg/s puis une chute, puis un plateau pour 0,4 et 0,3 mg/s et une dernière chute.

La diminution du débit cathode réduit la pression interne de la cathode et rend la production d'électrons plus difficile car il y a moins de gaz à ioniser. Le potentiel de la cathode s'abaisse afin d'être la plus répulsive aux électrons. En sortie d'orifice de la cathode à bas débit, il y a moins d'atomes neutres pour faire des collisions, il y a souvent observation d'apparition de phénomènes électriques haute fréquence observés pour compenser la perte de conductivité du plasma. Si on parvient à réduire la consommation d'ergol de la cathode, on s'aperçoit que si la cathode n'est pas optimisée pour les faibles débits alors le rendement ne sera pas forcément amélioré car une partie de la puissance sera convertie en onde haute fréquence.

Sur le pic principal [Fig. 59] de fréquence, nous pouvons voir une chute pour un débit cathode correspondant à la valeur trouvée pour la chute du potentiel de la cathode. Ce résultat se retrouve pour les trois cathodes. La cathode MIREA avait une chute de potentiel entre 0,3 et 0,4 mg/s, la cathode LABEN avait une chute à partir de 0,2 mg/s et la cathode KhAI avait 2 chutes et nous retrouvons ces chutes de fréquence aux débits pour lesquels nous avions des chutes de potentiel cathode.

Comme pour le courant de chauffage de la cathode MIREA, une variation du potentiel cathode vers la masse entraîne une augmentation de la fréquence du pic principale [**Tableau 5**] de la FFT du courant de décharge. Dans le cas de la variation du débit cathode, il n'y a aucun effet qui peut modifier la vitesse des neutres, c'est donc la vitesse des ions uniquement qui a du changé. Cela signifie que la différence de potentiel vue par les ions est plus grande pour le débit cathode 0,4 mg/s que pour le débit 0,1 mg/s.

Cathode	**débit mg/s**	**V_c en V**	***f* IdA en kHz**	***f* IdC en kHz**
LABEN	0,1	-17,7	25,6	24,2
	0,4	-15,6	28,1	28,1
MIREA	0,1	-20,9	28,7	28,7
	0,4	-16,3	29,7	29,7

Tableau 5 Evolution des basses fréquences sur IdA et IdC

Dans le modèle 0D, la fréquence dépend de la racine 4ème de la différence de potentiel $\Delta\Phi$ accélératrice des ions mais aussi de la longueur L de la zone d'ionisation et d'accélération. Dans notre cas, la modification de la répartition du potentiel ne doit pas jouer sur toute la longueur L mais sur la partie la plus extérieure (la plus vers la cathode) de cette zone.

Comme pour la variation de courant de chauffage, nous pouvons comparer les variations du potentiel anode et la variation de la poussée.

$$V_a(\dot{m}_c = 0{,}1mg/s) = 300 - 21 = 279V$$
$$V_a(\dot{m}_c = 0{,}7mg/s) = 300 - 15{,}4 = 284{,}6V$$

La vitesse des ions varie approximativement comme la racine du potentiel anode V_a et nous trouvons une variation de vitesse (poussée) de $\sqrt{279/284,6} \approx 0,99$, soit 1 %. La variation de poussée mesurée est de $76,6/80,1$ soit 4,3 %. La variation de poussée correspondante est supérieure à ce qui est attendu, mais nous remarquons que le gain de production d'un électron est plus difficile en augmentant le débit cathode qu'en augmentant le courant de chauffage. Nous voyons l'avantage de produire un électron par effet thermo-émissif que par ionisation sur la performance de poussée du propulseur.

Le transport des électrons du matériau émissif en passant par l'orifice jusqu'au canal de décharge à un coût de potentiel. Ce potentiel est donc soustrait au potentiel vu par les ions. A haut débit, ce coût semble se réduire mais il se fait en diminuant le rendement par la consommation supplémentaire de gaz.

Le potentiel cathode par rapport à la masse peut être considéré comme la différence de potentiel entre la cathode et le plasma-caisson. Il doit prendre en compte l'énergie de production d'un électron par thermo-émission, l'énergie de production d'un électron par ionisation et le coût du transport électronique jusqu'au jet. Si le plasma cathodique est proche du jet, alors le transport électronique est facilité par l'interaction proche entre les deux plasma.

$$V_c = \varepsilon_{thermo-émission}\left(matériau\ \text{émissif, design}\right) + \varepsilon_{ionisation}\left(débit\ gaz\right) + \varepsilon_{transport}\left(position, \text{débit gaz}\right) \quad \textbf{Eq 23}$$

Une expression [Eq 24] simplifiée du potentiel cathode par rapport à la masse montre qu'il est possible d'optimiser la décharge en jouant sur les paramètres cathode tels que : le débit de gaz, la position ou encore en jouant sur l'effet thermo-émissif comme nous l'avons vu.

Nous n'avons pas étudié l'influence de la position de la cathode mais il semble qu'elle doit être le plus proche possible du jet, tout en prenant en compte la divergence de celui-ci pour éviter l'érosion de la cathode creuse. Il faut aussi que le corps de la cathode soit parallèle aux lignes de champ magnétique afin de faciliter le transport des électrons vers la décharge. L'étude haute tension du PPS-1350 de SNECMA a montré que le potentiel cathode tend à diminuer lorsque la tension augmente. A haute tension, le transport électronique est facilité, ainsi dans l'expression [Eq. 24] le potentiel cathode va tendre vers une valeur proche du potentiel d'ionisation du gaz utilisé et de l'énergie de production d'un électron par thermo-émission.

Pendant l'expérience de haute tension, nous avons étudié un point de fonctionnement à bas débit anode 2,7 mg/s et fait varier la tension de 350 V à 902 V. Le potentiel cathode a varié respectivement de -18,9 V à -14,3 V. A ce débit anode le courant de décharge est peu élevé et

il est facile pour la cathode de fournir la quantité d'électrons demandée. Ainsi, nous voyons que le potentiel cathode tend vers le potentiel d'ionisation du gaz utilisé. Il serait possible d'utiliser du césium à la cathode et du xénon à l'anode et dans ce cas le potentiel cathode tendrait vers une valeur proche de l'énergie d'ionisation du césium plus l'énergie de production d'un électron par thermo-émission. Ce qui donnerait un potentiel cathode V_c proche de -4 à -5 V. Une plus grande part du potentiel servant alors à accélérer les ions.

Dans la littérature, il apparaît que le rapport d'aspect de l'orifice, c'est à dire le rapport entre le diamètre et la profondeur de l'orifice joue un rôle important dans la consommation du gaz et dans le potentiel cathode pris par la cathode en fonctionnement avec le propulseur. Mais il s'avère qu'un rapport d'aspect d'orifice mal dimensionné peut entraîner une érosion de l'orifice plus rapide et plus importante et donc réduire la durée de vie de la cathode.

3.6. Conclusion

L'ensemble de l'étude sur la comparaison des trois cathodes creuses a montré que l'influence de la cathode sur la décharge est faible. Les valeurs moyennes de paramètre tel que le courant de décharge restent très proches pour les différentes cathodes, mais à chaque fois la cathode LABEN a présenté un courant de décharge inférieur et une poussée supérieure pour les paramètres que sont la tension V_d et les débits massique m_a et m_c. L'étude a montré qu'il y avait un gain sur le rendement et l'impulsion spécifique en utilisant une cathode « froide » ce qui était attendu. Le meilleur rendement de la cathode LABEN par rapport à la cathode MIREA est principalement du à la puissance de chauffage économisé et à son potentiel cathode qui est plus proche de la masse que les autres cathodes.

L'étude a montré que certains effets dus à la cathode sont perceptibles tels que l'amplitude et le pic principale des oscillations basses fréquences. Nous avons montré qu'il y avait un lien entre l'évolution du potentiel cathode et l'évolution du pic principal de la transformée de Fourier du courant décharge. Nous avons vu qu'il était possible de faire varier le potentiel cathode principalement en faisant varier le débit cathode ou bien dans le cas de la cathode MIREA son courant de chauffage. Les résultats ont montré que plus le potentiel cathode est proche de la masse et meilleures sont les performances. Ce résultat semble indiquer que le potentiel cathode est un paramètre important qui permet de savoir si la décharge du propulseur fonctionne bien. Le comportement du potentiel cathode dépend aussi des interactions du plasma de sortie et des parois du caisson, ce qui peut être différent entre un propulseur en vol et étudié au sol.

L'étude haute tension réalisée avec le propulseur PPS-1350, nous a montré que le potentiel cathode à très haute tension a aussi tendance à se rapprocher du potentiel de référence de

l'installation pour les tensions élevées vers les 900 et 1000 V. Il semble qu'à haute tension le coût de transport des électrons de la cathode au canal soit réduit peut être par la présence d'une plus grande partie de la chute de potentiel à l'extérieur. Ce qui signifierait un meilleur transport des électrons de la cathode au canal de décharge à haute tension.

Il serait intéressant de refaire une campagne de test avec la cathode creuse du KhAI maintenant que son défaut est corrigé. En effet, cette cathode présente sur certains points de l'étude des performances qui semblent être meilleures que la cathode LABEN avant de s'effondrer. Le principal intérêt de cette cathode est son allumage sous forme de claquage et le fait que son débit nominal de xénon soit 0,2 mg/s ce qui signifie une économie de xénon.

CHAPITRE 4

4. PLASMA CATHODIQUE ET PLASMA DU PLAN DE SORTIE EN REGIME STATIONNAIRE

4.1. Physique du plasma cathodique et de la plume plasma amont en régime stationnaire

Nous pouvons définir le plasma de sortie du propulseur comme le plasma situé à l'extérieur du canal et allant jusqu'à une distance de 10 cm dans le jet, ce qui correspond au diamètre d'un SPT-100. Comme nous pouvons le voir sur les photographies [Fig. 60] du propulseur, le plasma du canal est très lumineux mais il est entouré d'un halo lumineux jusqu'à une certaine distance dans le jet, et nous pouvons aussi observer le plasma cathodique qui entre en interaction avec le plasma de décharge principale et ce halo extérieur, ainsi qu'avec le jet (vert) des ions. Si le plasma est lumineux jusqu'à une certaine distance d'environ 10 cm de l'anode, il faut que l'intensité des neutres excités et des ions excités soit importante : $I \propto n_e n_a \langle \sigma_{e-Xe} v_e \rangle$. Cela implique la présence d'une densité électronique n_e qui peut exciter les niveaux radiatifs des atomes de xénon.

Fig. 60 **Photos du SPT-100-ML à 45° et à 90°**

Ce plasma de sortie est actuellement mal connu car la plupart des expériences précédentes ont été principalement menées pour étudier les phénomènes physiques apparaissant dans le canal de décharge ou bien la plume mais à une assez grande distance du propulseur afin de connaître les interactions et l'impact du propulseur avec le satellite ou bien encore pour mesurer la divergence du jet.

Il est important d'étudier le plasma du plan de sortie car il y a de nombreux points encore mal compris tels que l'érosion anormale des céramiques, l'érosion et la zone lumineuse à l'avant et sur l'axe du propulseur, le transport des électrons de la cathode au canal (sans paroi et avec une densité de neutre dix fois plus faible pour assurer des transferts de quantité de mouvement par des collisions). De plus, les mesures de LIF réalisées par Jean Bonnet de l'ONERA Palaiseau ont montré qu'une part importante de la chute de potentiel assurant l'accélération des ions se situe à l'extérieur du canal dans la zone de sortie. Ceci a été confirmé par les mesures par Fabry Pérot.

4.2. Spectroscopie d'émission dans la zone de l'orifice de la cathode creuse

4.2.1. Le montage expérimental

Une première expérience a consisté à étudier la lumière émise par le spot lumineux en sortie d'orifice [Fig. 61] de la cathode creuse en faisant varier des paramètres comme le débit de gaz à l'anode et à la cathode et la tension de décharge. Nous avons utilisé un petit spectromètre AVANTES USB couvrant la gamme 200-900 nm avec une résolution de 1,5 nm prêté par le LPGP (université de Paris XI). Une lentille a été utilisée pour focaliser la lumière du spot lumineux de la cathode creuse vers l'entrée d'une fibre optique, ayant un diamètre de 100 µm, connectée en sortie au spectromètre [Fig. 62] à travers un hublot situé à 90° de l'axe du propulseur.

Fig. 61 **Montage optique support de la lentille et support de la fibre optique reliée au spectromètre**

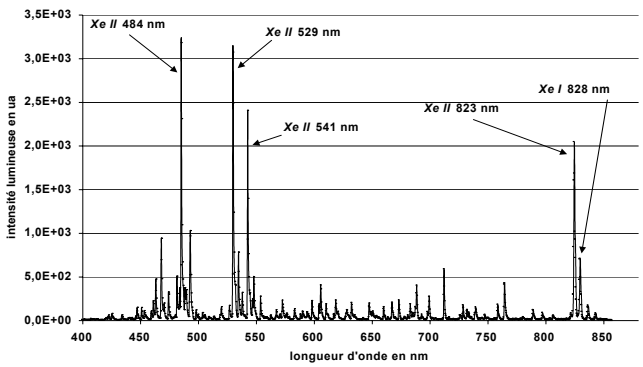


Fig. 62 **Spectre obtenu entre 400 et 880 nm, non normalisé au temps d'acquisition et sans correction de la fonction d'appareil**

Nous avons ensuite sélectionné des raies [**Tableau 6**] représentatives d'espèces neutres et ioniques excitées. Le choix a porté sur les mêmes raies que celle observées avec des filtres interférentiels et la caméra CCD ou au cours des autres études de spectroscopie optique d'émission. Nous avons utilisé la base de donnée du NIST pour les données spectrales.

espèces	Longueur d'onde
Xe I	823,63 nm
Xe I	828,01 nm
Xe II	484,43 nm
Xe II	529,22 nm
Xe II	541,91 nm

Tableau 6 Les raies sélectionnées

Les raies associées aux neutres à 823,6 et 828 nm et aux ions à 529,2 nm sont suivies avec les filtres de la caméra CCD. L'avantage de ces raies est qu'elles sont dans des domaines bien distincts de ceux de l'émission produite par les autres espèces, ainsi nous sommes sûrs de ne suivre que des raies émises par du xénon neutre ou bien par du xénon ionisé.

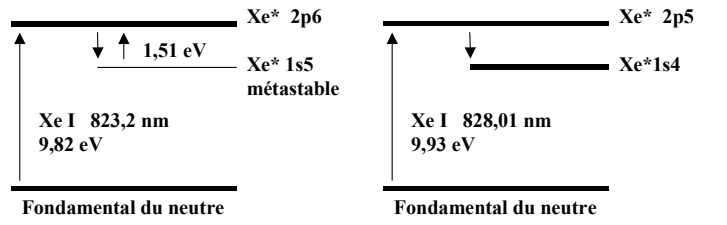


Fig. 63 **Les processus de peuplement des deux niveaux donnant des raies de xénon neutres à 823,2 nm et 828 nm**

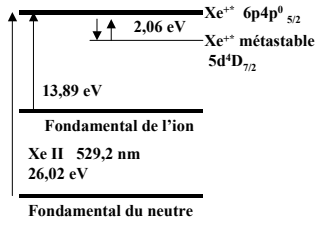


Fig. 64 **Le processus de peuplement de la raie ionique à 529,2 nm**

Les processus de peuplement [Fig. 63][Fig. 64] permettent de voir que nous avons deux raies (longueurs d'onde de 823,2 nm et de 529,2 nm) qui sont liées à des états métastables de longues durées de vie.

Les résultats présentés dans les paragraphes suivants ont été obtenus avec la cathode italienne de LABEN Proel.

4.2.2. Effet du débit cathode

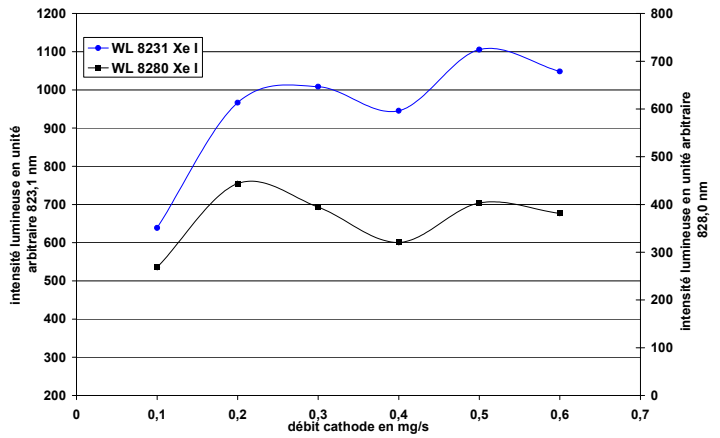


Fig. 65 **Evolution de l'intensité lumineuse du spot (Xe I) de la cathode creuse en unité arbitraire en fonction du débit cathode en mg/s (unité à gauche 823,1 nm droite 828 nm)**

Les comportements des deux raies neutres en fonction du débit cathode [Fig. 65] sont semblables bien que leurs intensités soient différentes (l'unité arbitraire est la même pour les deux longueurs d'onde et les résultats présentés résultent d'une moyenne temporelle sur plusieurs temps d'oscillation du courant de décharge). La tendance est à l'augmentation avec le débit, cela est plus clair pour la raie 823,1 nm que pour celle à 828 nm. Lorsque le débit cathode augmente l'intensité des neutres excités augmente, l'énergie d'excitation est relativement basse de l'ordre de 9-10 eV, donc la queue de la fonction de distribution en énergie des électrons est toujours suffisante pour avoir des neutres excités.

La densité de neutre émise en sortie d'orifice par la cathode peut être estimer en fonction du débit par la formule suivante admettant une vitesse sonique de l'écoulement à l'orifice :

$$n_a = \frac{\dot{m}_c}{MS\sqrt{\gamma RT}} \qquad \text{Eq 24}$$

où M est la masse d'un atome de xénon, S est la surface de l'orifice de la cathode, m_c est le débit massique de la cathode, γ est le ratio des chaleurs spécifique qui vaut 5/3 pour le xénon, R est la constant des gaz parfait qui vaut 63,1 $J.kg^{-1}.K^{-1}$ pour le xénon et T est la température du gaz supposé à l'équilibre avec les parois de l'orifice. Il est assez difficile de mesurer la température de l'orifice car il faut mesurer la température à l'intérieur de la constriction, mais nous pouvons l'estimer à environ 900°C (plateau de l'orifice). En fonction du débit cathode pour une augmentation de 10 sscm (standart cm^3 par seconde) soit 0,1 mg/s, nous avons une augmentation de la température de 40°C.

Nous pouvons donc estimer la densité de neutre en sortie d'orifice en fonction du débit de la cathode LABEN et nous obtenons pour m_c= 0,3 mg/s et T=900 °C une densité de $1{,}2.10^{15}$ cm^{-3} et pour m_c=0,4 mg/s et T= 940°C une densité de $1{,}6.10^{15}$ cm^{-3}. Le débit massique à la cathode permet de faire varier la densité de neutre en sortie d'orifice et aussi comme nous l'avons vu dans le chapitre III.1.3.4 de modifier le potentiel « cathode » par rapport à la masse.

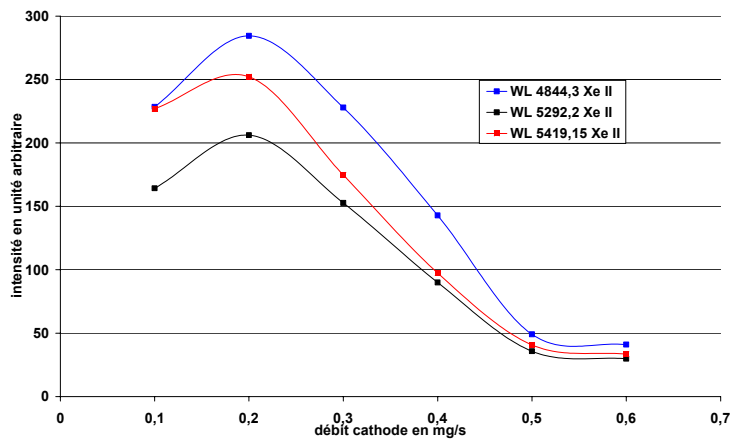


Fig. 66 **Evolution de l'intensité lumineuse (Xe II) du spot de la cathode creuse en unité arbitraire en fonction du débit cathode en mg/s**

La plus grande partie des électrons émis par la cathode sont utilisés pour neutraliser le jet d'ions dans la plume du propulseur. Il y a donc une interaction forte entre la cathode creuse et le jet, le tout étant en interaction avec les parois du caisson qui représente la masse. Les électrons créés ont donc une énergie de l'ordre de la différence entre le potentiel cathode par rapport à la masse qui est de l'ordre de –15 V et le potentiel de la plume qui est de l'ordre de 20 V par rapport au caisson à 35 cm du plan de sortie du propulseur. Lorsque nous réduisons le débit cathode, le potentiel flottant du jet ne doit pas changer alors que celui de la cathode s'abaisse. Les électrons voient donc une différence de potentiel plus forte entre la cathode et

le jet. L'énergie des électrons dépend du terme en E/p où E est le champ électrique et p la pression des neutres, la densité en neutres diminue lorsque nous diminuons le débit cathode et les électrons peuvent être accélérés plus longtemps par le champ électrique avant de perdre de l'énergie par une collision avec un neutre car le libre parcours moyen est plus grand.

Dans le cas des raies de neutres, l'augmentation du débit cathode entraîne une augmentation de la densité de neutres et donc le nombre de neutres excités par collision électronique, les électrons ayant suffisamment d'énergie même à débit cathode plus élevé. Le cas des raies ioniques [Fig. 66] montre bien l'effet du débit sur l'énergie des électrons. L'augmentation du débit cathode entraîne une augmentation de la densité de neutre et par conséquent un plus grand nombre de collisions mais aussi un potentiel cathode plus proche de la masse. Les électrons n'ont plus assez d'énergie pour créer des ions (12,13 eV) et les exciter (13,89 eV), c'est pourquoi leur nombre diminue jusqu'au débit 0,5 mg/s puis atteint un plateau qui doit correspondre au nombre minimal d'ion nécessaire pour assurer la production d'électrons par la zone de l'orifice de la cathode pour maintenir la décharge.

Le taux de production de xénon ionisé, de la forme $k(Te)n_e n_a$ indique qu'en augmentant la densité de neutres, nous augmentons le nombre de collisions entre les électrons et les atomes neutres et donc le nombre de collisions ionisantes mais qu'une augmentation en nombre de neutres va diminuer la température électronique en admettant un champ électrique constant. La compétition entre ces deux effets apparaît sur les figures précédentes. Une analyse par niveaux serait cependant indispensable pour préciser les comportements observés.

4.2.3. Effet du débit anode

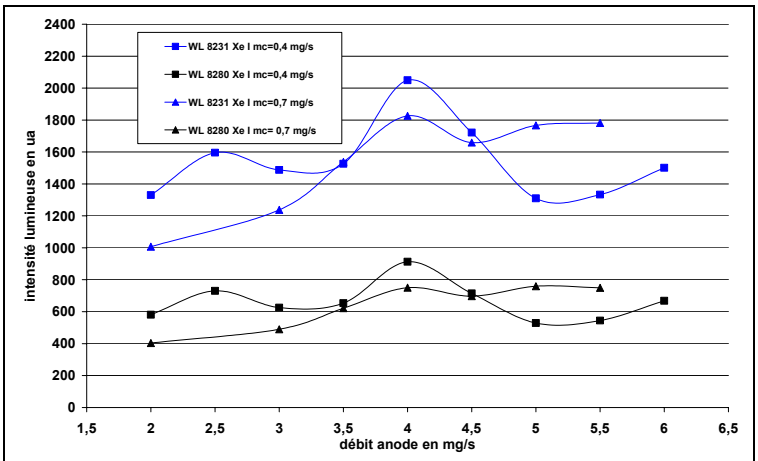


Fig. 67 **Evolution de l'intensité lumineuse du spot (Xe I) de la cathode creuse en unité arbitraire en fonction du débit anode en mg/s (gauche 823,1 nm droite 828 nm)**

La première remarque porte sur le point de fonctionnement pour le débit massique à l'anode de 4 et 4,5 mg/s. Nous avons eu pour ce point un courant de décharge plus élevé et un fonctionnement moteur difficile à stabiliser avant un retour à la normale pour le reste des points de mesure. C'est ce que nous voyons sur les mesures de spectroscopie optique dans le zone de l'orifice de la cathode, nous avons une intensité lumineuse nettement plus forte que pour les points 3,5 et 5 mg/s et un débit cathode de 0,4 mg/s. Nous avons fait une autre série avec un autre débit cathode à 0,7 mg/s qui ne présente pas ce saut pour les points 4 et 4,5 mg/s, c'est pourquoi nous avons représenté les mesures pour les deux débits cathode 0,4 et 0,7 mg/s respectivement symbolisés par un carré et un triangle sur les graphes [Fig. 67][Fig. 68].

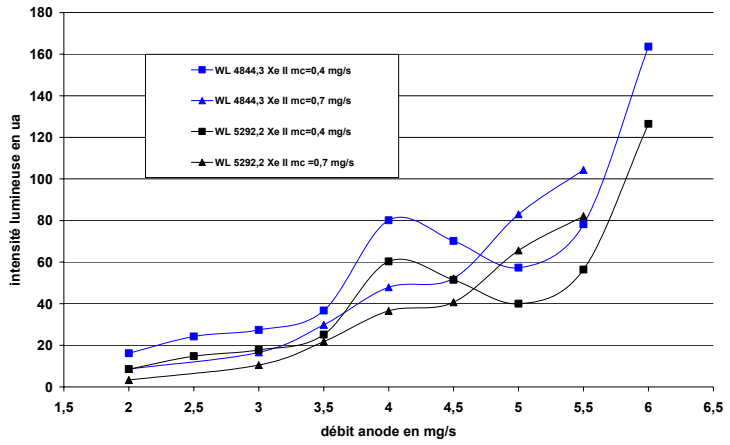


Fig. 68 **Evolution de l'intensité lumineuse (Xe II) du spot de la cathode creuse en unité arbitraire en fonction du débit anode en mg/s**

Lorsque nous augmentons le débit anode pour un débit cathode fixé, nous augmentons le courant de décharge et ainsi le nombre d'électrons que la cathode doit fournir pour maintenir la décharge et neutraliser le jet d'ions. La densité en xénon neutre reste quasi constante en fonction du débit anode, elle est principalement influencée par le débit cathode, alors que la densité en xénon ionisé croit en raison de l'augmentation de la densité et de la température électronique. L'intensité lumineuse des ions excités est de la forme $I \propto n_e n_i \langle \sigma_{e-Xe^+} \rangle = n_e^2 \langle \sigma_{e-Xe^+} \rangle$, l'intensité lumineuse mesurée [Fig. 68] varie donc comme le carré de la densité électronique.

La campagne d'étude des cathodes a montré que le potentiel cathode devient légèrement plus négatif lorsque le débit anode augmente. La cathode doit émettre plus d'électrons et pour cela son potentiel devient plus répulsif face aux électrons pour les émettre plus facilement. Le potentiel de la cathode LABEN passe de –13 V à 3 mg/s pour un courant décharge de 2,23 A à un –16 V pour un débit de 6 mg/s et un courant de 5,24 A. Les neutres excités présentent une légère augmentation d'intensité avec l'augmentation du débit anode ce qui va avec

l'argument d'un plus grand nombre d'électrons fournis par la cathode pour un même nombre de neutre en sortie d'orifice. Nous remarquons que l'effet du débit cathode sur la variation du débit anode joue un rôle. Lorsque le débit cathode est bas l'intensité lumineuse émise par les raies des neutres et des ions est plus intense, nous l'avons vérifié pour les débits cathodes 0,3 0,4 et 0,7 mg/s. L'effet peut être expliqué par l'abaissement du potentiel cathode avec la réduction du débit cathode et par le fait que les collisions moins importantes à bas débit permettent aux électrons d'être plus énergétiques.

L'augmentation du nombre d'ions correspond à la neutralisation du courant électronique émit par la cathode qui traverse l'orifice. Les ions crées à l'intérieur de la cathode font des collisions avec les parois de l'orifice et sont neutralisés, pour respecter la neutralité des ions extérieurs à l'orifice sont accélérés vers l'intérieur pour compenser les pertes aux parois. Ce sont ces ions qui sont responsables de l'érosion de l'orifice de la cathode et c'est pourquoi l'érosion apparaît sur la face externe et non pas interne de l'orifice.
A l'œil nu, nous avons observé que l'émission lumineuse du spot de l'orifice est plus intense et de plus grande dimension lorsque le courant augmente, mais également en mode haute tension pendant la campagne avec le propulseur PPS-1350 de SNECMA.

4.2.4. Effet de la tension de décharge

L'effet de la tension de décharge sur l'émission des neutres et des ions a été analysé.

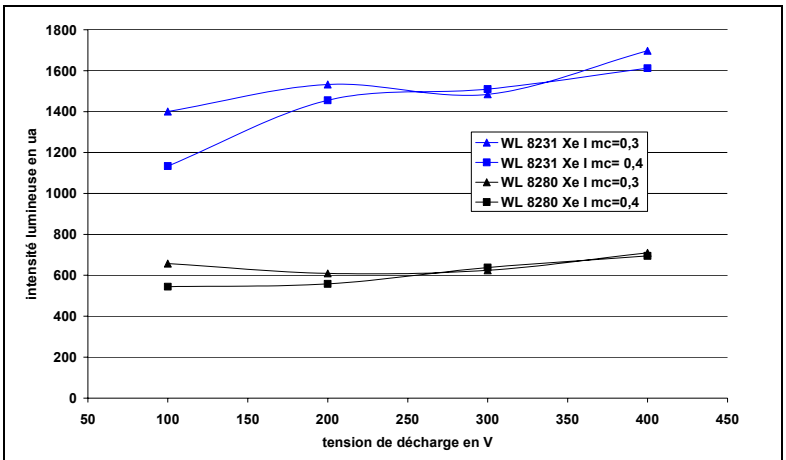


Fig. 69 **Evolution de l'intensité lumineuse du spot (Xe I) de la cathode creuse en unité arbitraire en fonction de la tension de décharge en Volts (gauche : 823,1 nm droite : 828 nm)**

On observe une légère augmentation de neutres excités avec l'augmentation de la tension de décharge avec un comportement identique pour les deux débits cathode utilisés, soit 0,3 mg/s et 0,4 mg/s.

L'intensité des émissions XeI neutres [Fig. 69] augmente avec la tension de décharge et comme précédemment plus le débit cathode est bas et plus l'intensité est forte. On retrouve cet effet du débit cathode pour les raies ioniques mais cette fois le comportement est inversé. Plus le débit est bas et plus l'intensité est faible, de plus le comportement n'est plus associé à l'augmentation de la tension mais au fonctionnement de la décharge. Le propulseur à 100 V présente un comportement instable avec des oscillations de forte amplitude et un courant de décharge élevé. A partir de 200 V, on retrouve un comportement des intensités lumineuses lié à l'évolution de la tension.

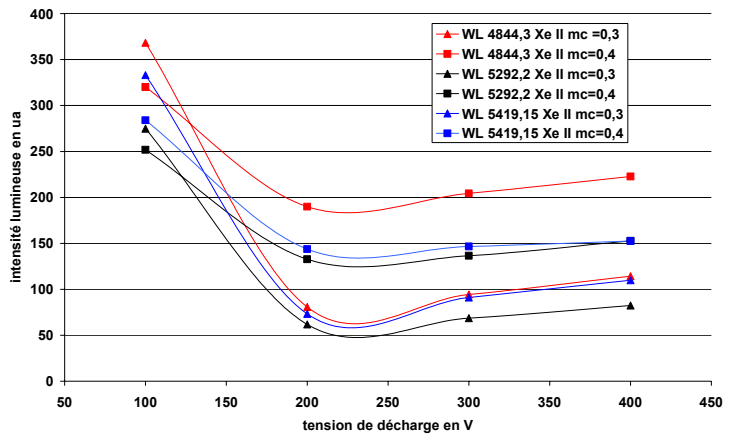


Fig. 70 **Evolution de l'intensité lumineuse (Xe II) du spot de la cathode creuse en unité arbitraire en fonction de la tension de décharge en Volts**

L'évolution des raies ioniques [Fig. 70] montre le même comportement que celui du courant de décharge ou du potentiel cathode en fonction de la tension de décharge comme nous l'avons vu dans le chapitre III.3.5.2.

Tout montre que les régimes de fonctionnement basse tension (<200V) correspondent à une physique différente des régimes supérieurs à 300V.

4.3. Imagerie par caméra CCD

Des mesures par imagerie utilisant une caméra CCD [Fig. 71] ont été réalisées avec un objectif VUV de focale 105 mm et d'ouverture 4,5 monté sur une caméra intensifiée ICCD-512-T de « Princeton Instrument ». La caméra ICCD est constituée :

- D'un intensificateur d'images qui sert d'amplificateur lorsqu'il est alimenté, et qui est opaque lorsqu'il est non alimenté. Il est commandé par un générateur d'impulsions haute tension qui peut lui-même être synchronisé sur un signal de référence externe. Il est ainsi possible de faire des mesures résolues en temps avec des temps d'expositions très court. La synchronisation se fait sur le courant de décharge « anode » ou

« cathode » avec des temps d'exposition de l'ordre de la µs ce qui suffit pour suivre les oscillations de la décharge du propulseur dont la période se situe vers les 20-50 µs.

- D'une matrice CCD 512 x 512, composée de pixels carrés de taille 19 x 19 µm². Les électrons issus de l'intensificateur sont convertis en photons par un écran phosphorescent avant d'être lus sur la matrice. Le détecteur est refroidi par un étage « Peltier » ce qui limite le bruit thermique.

L'optique de la caméra permet de faire sur la matrice CCD l'image [Fig. 73] du plasma du propulseur et du jet. Que la caméra soit placée sur les bancs inclinés à 45° ou à 90° par rapport à l'axe du caisson, le moteur est toujours situé à une distance de 1,1 m, qui est très grande devant la distance focale. En considérant que le propulseur est situé à « l'infini », chaque pixel de la matrice collecte des photons provenant d'une région bien déterminée : un cylindre très fin perpendiculaire au pixel. L'intensité lumineuse mesurée par un pixel de la matrice CCD résulte donc de l'intégration de la lumière émise de long de ce cylindre. Ainsi, à la difficulté de l'interprétation physique de l'émission lumineuse s'ajoute un problème de compréhension géométrique des images.

Le problème de la géométrie de visée et du chemin optique d'intégration lumineuse est particulièrement complexe lorsqu'on s'intéresse à des images prises à 45° (étude de l'intérieur du canal). Lorsqu'on utilise la transformée d'Abel afin de reconstruire le profil radial de l'émission lumineuse pour les images prises à 90°, il faut que l'image présente une symétrie de révolution et que le plasma soit considéré comme optiquement transparent. Dans notre cas, nous allons utiliser l'image brute c'est à dire normalisée par rapport à son temps d'acquisition et nous soustrayons la valeur du bruit de fond à l'ensemble de l'image. Cela sans aucune transformée car nous souhaitions observer la zone cathodique qui brise la symétrie d'émission lumineuse du plasma dans le jet.

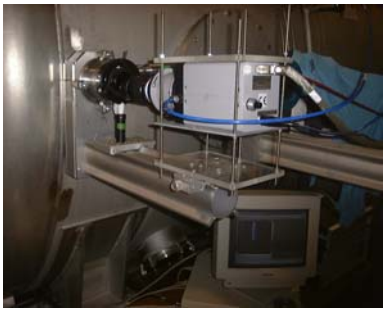


Fig. 71 **La caméra ICCD-512-T de Princeton avec le support du filtre interférentiel**

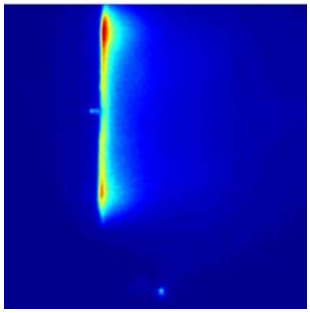


Fig. 72**Vue du propulseur à 90° et image de la camera CCD (filtre 525 nm)**

L'observation du jet du propulseur se fait en utilisant des filtres interférentiels [**Tableau 7**] placés entre le hublot et l'objectif de la camera. Ces filtres interférentiels servent à sélectionner une bande de longueur d'onde, ce qui permet d'observer soit l'émission lumineuse provenant d'atomes de xénon neutres excités soit d'atomes de xénon ionisés et excités, si les raies entre espèces sont suffisamment bien séparées.

Filtres	Type	Demi-largeur de bande	Ligne 1 nm	Ligne 2 nm	Ligne 3 nm
825 nm	Xe I	10 nm	823,.16	828,01	834,68
525 nm	Xe II	8 nm	529,22	531,38	
450 nm	Xe II	15 nm	460,30	462,43	

Tableau 7 Filtres interférentiels, de leur largueur de bande et des raies comprises dans la bande

Dans les thèses de Mathieu Prioul et celle de Stéphanie Roche ainsi que dans les mesures de spectroscopie optique du spot lumineux de la cathode, on a montré que les bandes spectrales définies par ces filtres isolent l'émission des espèces. Ainsi sur la bande spectrale sélectionnée nous avons uniquement soit des raies neutres excités, soit des raies d'ions excités mais pas de chevauchement de raie des deux espèces. Du xénon neutre est observé avec le filtre centré à 825 nm et du xénon ionisé avec le filtre à 525 nm. Ces raies sont représentatives des espèces Xe I et Xe II et nous supposons que l'intensité lumineuse est proportionnelle à la densité de l'espèce. Par abus de langage nous appellerons « neutres » les raies observées avec le filtre centré à 825 nm et « ions » les raies observées avec le filtre centré à 525 nm.

Dans ce chapitre, les images présentées ont été prises avec au minimum un temps de résolution de 2 ms lorsqu'il n'y a pas de filtre interférentiel placé entre le hublot et l'objectif de la caméra et de 300 ms avec le filtre à 525 nm et de 175 ms pour le filtre à 825 nm. Le temps d'acquisition équivaut à un nombre d'oscillation basse fréquence de la décharge compris entre 40 et 60 pour le cas de mesures sans filtre et 6000 pour les mesures avec le filtre centré à 525 nm et 3500 pour le filtre centré à 825 nm. Cela signifie que la lumière émise est moyennée dans le temps par rapport à l'échelle temporelle caractéristique de la décharge pour le cas des mesures sans filtre et « très largement » moyennée lorsqu'il y a filtrage.

Lorsque nous avons une image, elle est obtenue sous la forme d'une matrice carrée de 512 sur 512 pixels. Il est donc utile de déterminer l'échelle d'observation associée à un pixel. Pour cela nous utilisons les dimensions du canal. L'émission lumineuse du canal est bien délimitée par les dimensions de la céramique externe dont le diamètre vaut 10 cm ce qui permet de connaître la longueur correspondante à 1 pixel. De plus, les céramiques utilisées pendant l'expérience nous offre un repère supplémentaire par la présence de petits trous le long du canal situés sur l'axe central du propulseur. Ces petits orifices avaient servi pour les

expériences de fibres optiques et de sondes électrostatiques dans le canal. A l'aide de ces repères et de l'échelle du canal nous pouvons évaluer les distances et les positions du canal, de la cathode et la forme du jet dans le plan de sortie.

4.3.1. Exemple d'une image

Les figures suivantes [Fig. 73] montrent l'image du jet filtré à 525 nm (xénon ionisé) avec une vue à 90°. Le schéma du propulseur et de la cathode creuse a été superposé à l'image du jet. Afin d'accentuer la séparation des teintes, l'image a été traité avec l'option « prism » [Fig. 74] du logiciel Matlab. La symétrie axiale de l'émission des ions de xénon apparaît sur ces deux figures bien qu'une (légère) déformation du côté de la cathode puisse être décelée.

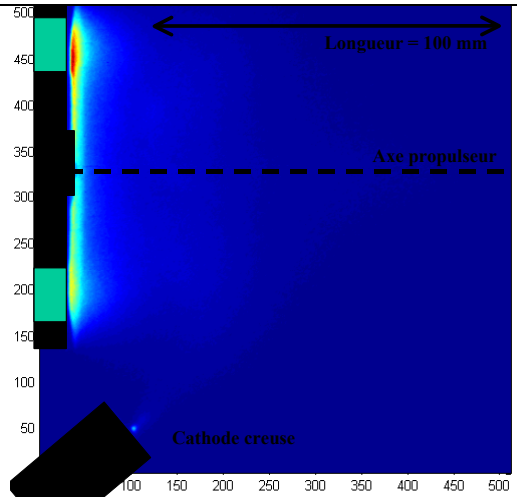


Fig. 73 **Image avec le filtre 525 nm et la représentation du propulseur et de la cathode creuse**

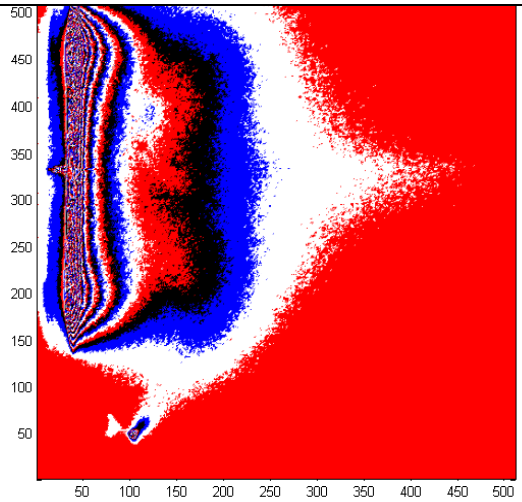


Fig. 74 **Image traitée sous Matlab avec l'option « prism » qui représente des iso-contour d'intensité lumineuse 1 cm = 35 pixels**

L'avantage est qu'avec la caméra nous avons un nombre de points et une continuité bien plus élevée qu'avec des fibres optiques. Cependant nous utilisons des filtres interférentiels avec une largueur de bande passante autour de la raie observée ce qui donne une moins bonne précision au niveau de la longueur d'onde qu'une étude avec un spectromètre. Dans ce chapitre, nous allons surtout avoir des observations géométriques sur les différentes zones du jet [Fig. 75] que ce soit le plan de sortie, le jet lui même la zone cathodique etc. A l'aide de l'imagerie nous pouvons voir que la zone la plus lumineuse, c'est à dire la plus dense en ions se situe dans le plan de sortie du canal puis chute rapidement. Cette vision du comportement des espèces a déjà été observée à l'aide de fibres optiques réparties le long du canal et dans le jet.

Il est possible de déterminer une échelle pour passer des pixels au cm à l'aide du diamètre du canal. Le canal a un diamètre de 10 cm et nous avons 350 pixels, nous avons à peu près 1cm ⇔ 35 pixels.

La première remarque porte sur la dimension du jet en sortie du propulseur. Si nous comparons la dimension du diamètre du canal du SPT-100-ML, elle correspond à peu près à la longueur du jet lumineux jusqu'à la pointe où les mesures par sonde ont montré une forte densité de courant ionique.

Le jet peut se décomposer en différentes parties, la première est la sortie du canal qui s'étend sur une longueur de 100 pixels soit moins de 3 cm, une seconde zone qui s'étend à 250 pixels soit 7,15 cm, la zone cathodique avec sa plume en sortie d'orifice, la dernière zone est un halo lumineux qui regroupe les zones du canal et la zone cathodique que l'on voit en blanc sur l'image du propulseur [Fig. 73] avec l'option « prism » de Matlab.

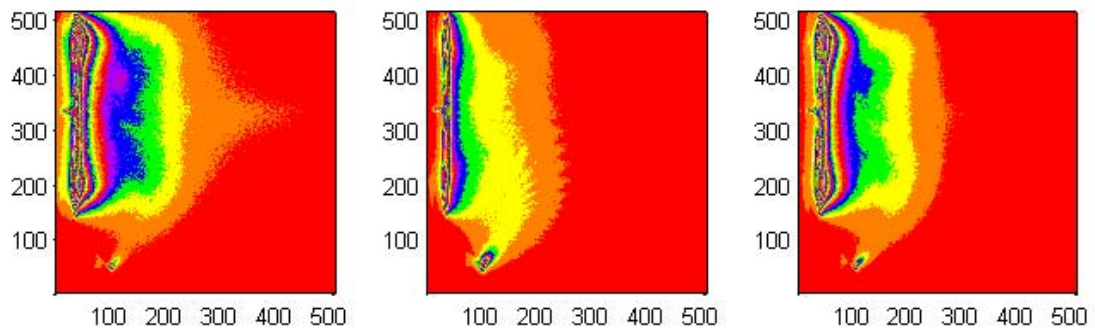


Fig. 75 **Vue à 90° avec l'option « prism » pour les filtres centrés à 525 nm, 825 nm et sans filtre**

La première zone qui s'étend sur une longueur de 3 cm et très lumineuse et il est possible qu'elle ait une longueur plus petite à cause de la saturation de la matrice CCD de la caméra. Elle serait plus proche de 1 cm ce qui correspondrait à la partie de l'accélération des ions qui apparaît à l'extérieur du canal.

La seconde zone d'une longueur de 7 à 8 cm correspond à la limite de la décharge plasma, au-delà nous sommes dans le jet. Dans cette zone ce sont encore les électrons de la décharge provenant de l'ionisation et du faisceau de la cathode servant à alimenter la décharge qui sont présents. Au delà nous avons un faisceau d'ions neutralisé électriquement par les électrons émis par la cathode.

Le halo lumineux englobe le plasma de la décharge et le plasma cathodique de neutralisation, c'est la zone d'interaction entre la décharge et le jet. La série d'image à 90° avec les filtres 525, 825 nm et sans filtre permet de bien distinguer les différentes zones citées précédemment.

L'image avec le filtre à 525 nm permet de suivre une raie ionique qui nous indique bien que l'émission des ions provient du canal. L'intensité associée aux ions chute rapidement axialement vers la plume car le produit de la densité et de la vitesse doit rester constant, comme les ions acquièrent encore une partie de leur vitesse à l'extérieur du canal, ils sont accélérés et leur densité diminue rapidement pour respecter la conservation de la masse : $n.v = cste$ et de l'effet du changement de section en sortie du propulseur. De plus, la densité électronique diminue rapidement elle aussi ce qui réduit fortement l'excitation électronique.

L'image avec le filtre à 825 nm associée à l'émission des neutres excités permet de bien distinguer le plasma cathodique et la zone délimitant le plasma de décharge de la plume. L'émission lumineuse des neutres excités provient principalement du spot [Fig. 77] lumineux de l'orifice de la cathode. Nous observons aussi le « trajet des électrons » de la cathode vers la décharge à travers les neutres excités par les collisions.

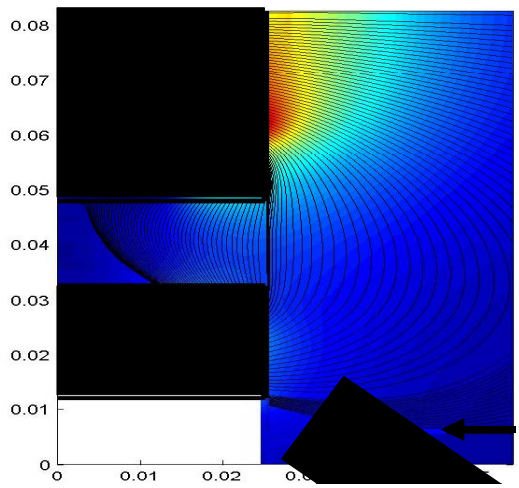


Fig. 76 **Calculs des lignes de champ magnétique dans le canal de décharge et dans le plan de sortie du propulseur avec en fond l'intensité du champ magnétique mesuré, la cathode fait un angle de 40° avec l'axe du propulseur, la flèche indique la position de l'orifice (échelle en m)**

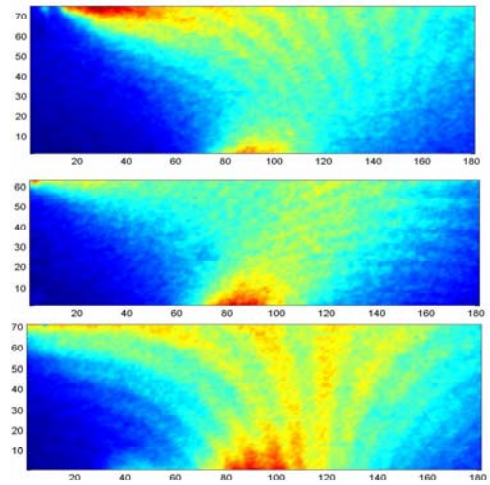


Fig. 77 **Zoom dans la zone du plasma en sortie d'orifice de la cathode avec le filtre à 825 nm, haut : cathode KhAI, (1cm->37,5 pixels), centre cathode LABEN (1cm->38,3pixels), bas cathode MIREA (1cm->28 pixels). Il y a des problèmes de Moivres dus au filtre à 825 nm**

Lorsque nous observons les lignes de champ magnétique [Fig. 76] à l'extérieur du canal, nous voyons qu'en sortie d'orifice de la cathode creuse les électrons sont émis avec un certain angle par rapport aux lignes de champ magnétique, puis très vite la trajectoire est perpendiculaire aux lignes magnétiques. Nous remarquons que le transport des électrons est transverse au champ magnétique quasiment dès la sortie d'orifice. Si l'intensité du champ magnétique est plus faible de l'ordre de 50 G au niveau du rayon moyen du canal à la hauteur de la cathode et de 20 à 30 G en sortie d'orifice de la cathode creuse que dans le canal de décharge, le transport électronique présente dans le plan de sortie la même complexité que

dans le canal. Les électrons doivent se déplacer perpendiculairement aux lignes de champ magnétique pour atteindre le canal.

L'image sans filtre est en quelque sorte une somme des deux images prises avec filtre, son principal avantage est que l'intensité rayonnée est telle qu'on peut prendre des temps d'exposition et d'acquisition extrêmement courts ce qui est très utile dans le cas de la résolution temporelle.

Nous pouvons par l'imagerie clairement observer que la zone cathodique est une source lumineuse pour les images avec le filtre à 525 nm, mais encore plus pour le filtre à 825 nm associé aux neutres excités. Les images peuvent être traitées par transformée d'Abel mais elles doivent être symétriques. Or l'émission de lumière provenant de la cathode brise la symétrie. Seule la partie supérieure du canal de décharge est utilisée lors de la transformée d'Abel afin de symétriser l'image totale pour appliquer la transformée d'Abel.

Nous pouvons faire une étude plus approfondie en faisant un zoom sur la zone du plasma cathodique [Fig. 77] de l'imagerie réalisée avec le filtre à 825 nm. La cathode KhAI et LABEN présentent toute deux la même forme d'émission lumineuse en sortie d'orifice alors que la cathode MIREA montre une forme plus large. Cela peut s'expliquer par la dimension de l'orifice de la cathode. En effet, la cathode KhAI a un orifice dont le diamètre est estimé à 0,2-0,5 mm, la cathode LABEN a un orifice d'un diamètre de 1 mm, et la cathode MIREA a un orifice de diamètre 4 mm. L'écoulement de gaz chaud en sortie de la cathode MIREA est donc plus large et plus étendu à cause de son large diamètre et les électrons peuvent faire des collisions avec les neutres sur une zone plus vaste.

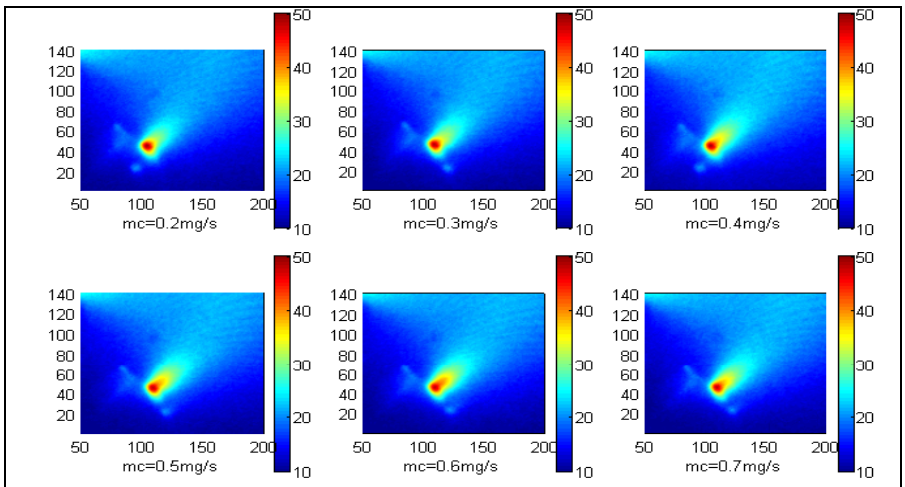


Fig. 78 **Imagerie avec le filtre à 825 nm en sortie d'orifice de la cathode LABEN en fonction du débit cathode $\dot{m}_c$=[0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,7 mg/s], intensité en unité arbitraire**

Nous avons vu par la spectroscopie optique d'émission en sortie d'orifice de la cathode creuse que l'intensité varie en fonction des paramètres comme le courant de décharge, le débit cathode et la tension de décharge. L'effet du débit anode correspond à une augmentation du courant de décharge et donc une augmentation du nombre d'électrons émis par la cathode.

Il n'y a pas de modification nette de la forme de la plume cathodique, seule la pression interne de la cathode et l'écoulement du gaz neutre sont modifiés fortement et peuvent être visible par l'imagerie. Nous observons que la plume cathodique [Fig. 78] s'allonge avec le débit massique à la cathode de 0,2 à 0,4 mg/s, après le débit nominal sa longueur n'est plus modifiée mais la zone de forte intensité de l'orifice en rouge sur l'image continue à être plus grande.

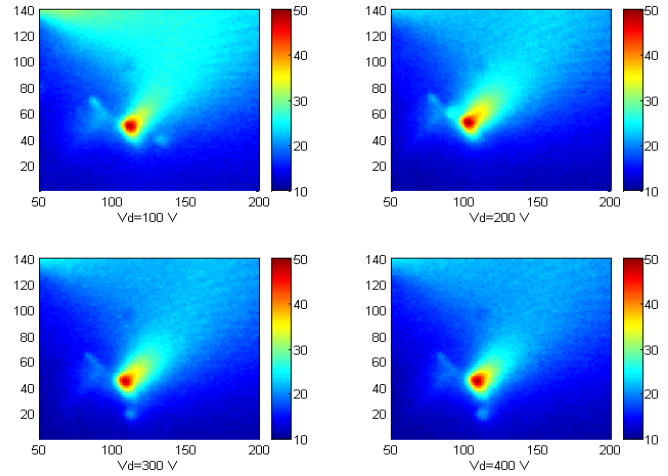


Fig. 79 **Imagerie avec le filtre à 825 nm en sortie d'orifice de la cathode LABEN en fonction de la tension de décharge V_d=[100 200 300 400 V], intensité en unité arbitraire**

Sur les ions il n'y a pas de modification car, comme nous l'avons vu, le potentiel cathode varie légèrement, il passe de –15,8 V pour 0,2 mg/s à –15,6 V pour 0,4 mg/s. La différence de potentiel entre le jet du propulseur et la cathode creuse ne varie pas assez pour avoir une influence visible par imagerie, les électrons sont plus énergétiques à bas débit cathode comme la spectroscopie le montre mais l'effet n'est pas mesurable par imagerie. Par contre en faisant varier la tension, nous voyons par imagerie que la plume cathodique [Fig. 79] est modifiée. A 100 V nous avons un comportement de la décharge fortement fluctuant avec de grandes amplitudes de courant décharge, le SPT n'est pas dans un régime 'stable' et nous voyons que la plume cathodique est très intense et présente une longueur plus importante qu'aux autres tensions. Il semble que plus la tension augmente et moins la plume devient expansive et plus elle se rétracte vers l'orifice. Nous observons le même comportement avec le filtre à 525 nm associé aux ions.

La cathode creuse étant une des électrodes, elle est une des conditions aux limites de la décharge. Nous savons que nous avons des chutes de potentiel près des électrodes, une chute

anodique et cathodique qui est « perdue » pour l'accélération des ions. Le comportement instable de la décharge du propulseur semble corrélé avec la plume de la cathode, qui devient plus intense et plus en dehors de l'orifice lorsque le fonctionnement devient instable.
L'imagerie rapide nous montre que la dynamique de la décharge n'est pas seulement localisée dans le canal mais aussi dans la zone du plasma près de la cathode creuse. Le plasma cathodique à l'extérieur de l'orifice réagit pour s'adapter au comportement de la décharge dans le canal. Nous pouvons émettre l'hypothèse que ces modifications apparaissent aussi dans la zone de la gaine de potentiel du matériau thermo-émissif à l'intérieur de la cathode.

4.3.2. La dissymétrie du plan de sortie

On admet généralement que le jet de plasma présente une symétrie de révolution suivant l'axe du propulseur. Les figures précédentes montrent que cette hypothèse n'est pas vérifiée dans la zone de plasma comprise entre le plan de sortie du propulseur et dans un plan parallèle situé à environ 2 cm dans la plume. Le jet de plasma est ensuite axisymétrique. Nous allons étudier l'émission lumineuse en sortie du propulseur pour analyser cette dissymétrie.

Nous avons observé une dissymétrie [Fig. 80] du plasma dans le plan de sortie entre le côté du canal proche de la cathode creuse et le côté qui lui est opposé. Cette dissymétrie a été aussi observée sur les autres propulseurs étudiés tels que le ATON (A53), le PPS-1350 et le X000-ML. La décharge plasma se fait dans un canal à géométrie cylindrique. Il existe plusieurs hypothèses pouvant expliquer ce phénomène :

- Le champ magnétique n'est pas symétrique dans la direction azimutale,
- L'injection du xénon neutre ne se fait pas de façon uniforme dans le canal,
- La position extérieure de la cathode creuse brise la symétrie de la décharge.

La première hypothèse peut être exclue car les mesures des composantes du champ magnétique effectuées par le banc magnétique du GDR ont montré qu'il y avait moins de 1 % d'écart entre les valeurs de B_r en fonction de l'angle azimutal θ et de B_z en fonction de θ. La symétrie azimutale du champ magnétique est donc respectée (dans la gamme de précision souhaitée).

L'injection des neutres aurait pu être une explication car nous avons rencontré des problèmes avec l'anode mais ceci plusieurs mois après ces mesures. De plus, comme la dissymétrie a été observée sur d'autres types de propulseurs c'est donc un effet propre à la configuration de la

décharge des propulseurs à effet Hall. Dans la thèse de Vanessa Vial, une étude sur le mode d'injection des neutres à travers des anodes avec différentes configurations d'injecteurs a montré que quelque soit la position des trous d'injection du xénon neutre, la dissymétrie était présente.

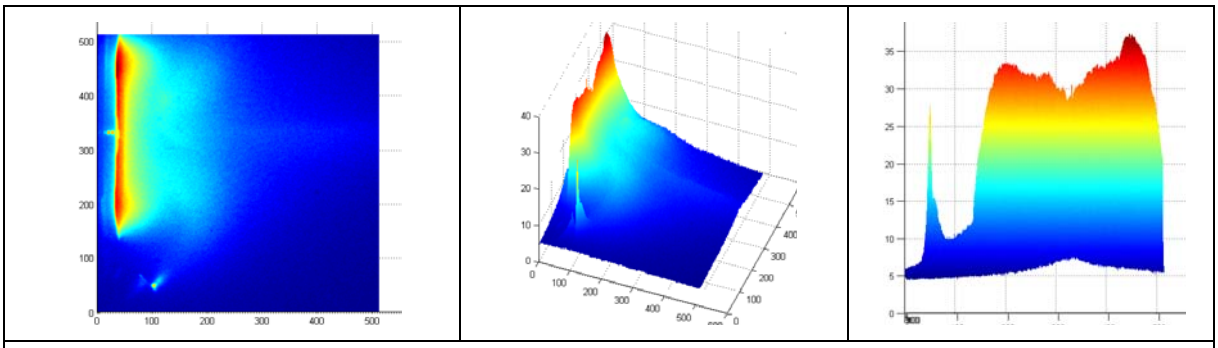


Fig. 80 **Image prise à 90° avec le filtre à 525 nm. L'intensité est en dB. En représentant l'intensité comme une fonction de (r,z), et en retournant l'image I(r,z) nous observons de face le plan de sortie du propulseur, de gauche à droite de la dernière image nous voyons le pic d'émission de la cathode, puis le canal côté cathode et enfin le canal opposé à la cathode**

Il reste comme possibilité la position de la cathode creuse à l'extérieur du canal. Le potentiel de la décharge est appliqué entre l'anode et la cathode creuse, il se peut donc que la chute de potentiel cathodique brise la symétrie par rapport au côté opposé à la cathode.

La cathode creuse avec son plasma et son faisceau d'électrons introduit obligatoirement une dissymétrie.

Pour le plasma du plan de sortie, la cathode représente un élément de « grande taille » chargé à un potentiel moyen de –20 V placé dans le jet du propulseur. La répartition du potentiel dans une zone proche du corps de la cathode peut donc être modifiée et être différent de celui de la zone opposée où il n'y a pas de corps chargé mais uniquement le potentiel du jet. De plus, la chute de potentiel cathodique qui correspond à la chute de potentiel près des électrodes n'intervient que près de la zone cathode et peut ainsi modifier la carte de potentiel dans cette zone.

La cathode est aussi une source de xénon neutre ce qui peut jouer un rôle bien que les neutres soient éjectés vers le jet avec un angle de 40° avec l'axe du propulseur et que la cathode se situe approximativement 2 cm en aval de la face avant du propulseur. Ces atomes neutres ne sont donc pas éjectés dans le plan de sortie du propulseur, là où nous observons le maximum d'asymétrie, mais plus vers le jet. La quantité de neutres injectés n'est cependant pas négligeable puisqu'il représente généralement le dixième du flux principal.

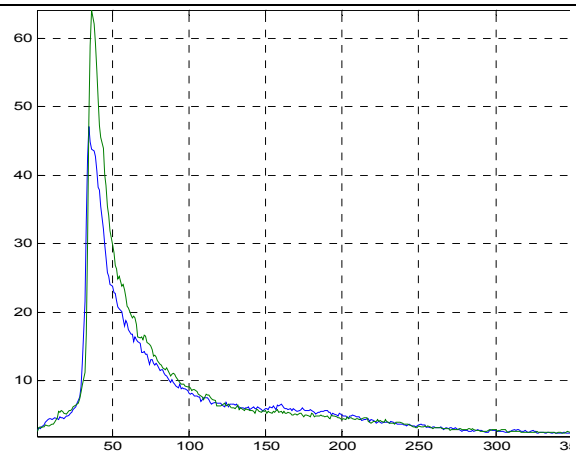


Fig. 81 **Intensité lumineuse I(z) en unité arbitraire sur le rayon opposé du canal opposé à la cathode (vert), et I(z) sur le rayon côté cathode (bleu) avec le filtre 525 nm**

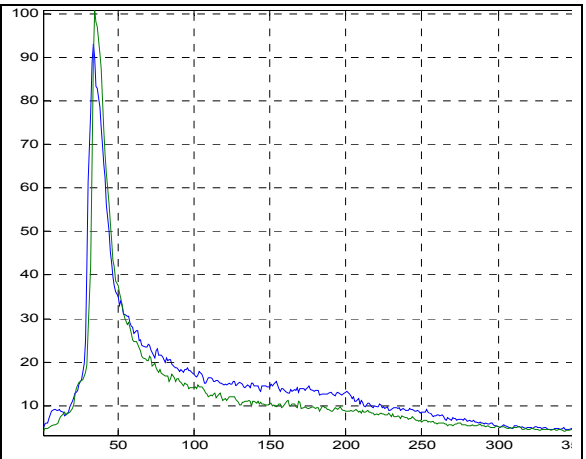


Fig. 82 **Intensité lumineuse I(z) en unité arbitraire sur le rayon opposé du canal opposé à la cathode (vert), et I(z) sur le rayon côté cathode (bleu) avec le filtre 825 nm**

Pour étudier l'importance de la dissymétrie, nous avons tracé l'intensité lumineuse en fonction de l'axe du propulseur pour un rayon centré sur le canal côté cathode et pour un rayon centré canal côté opposé à la cathode et ce pour les deux filtres interférentiels à 525 [Fig. 81] et 825 nm [Fig. 82].

Nous observons que la dissymétrie est plus importante pour les images avec le filtre à 525 nm que celui à 825 nm respectivement associés aux ions et aux neutres excités. Pour le filtre à 525 nm, la dissymétrie est présente dans le plan de sortie du propulseur et les deux intensités sont à nouveau égales après une distance de 70 pixels soit de 1,8 cm qui correspond au pixel n°=100 où se situe la cathode creuse. Pour le filtre à 825 nm, la dissymétrie est moins forte mais à partir du pixel n°=55, c'est l'intensité lumineuse du canal côté cathode qui devient plus intense que le côté opposé de la cathode. Sur l'image du propulseur à 90° et sur le zoom de la zone cathodique, nous voyons en fait les neutres excités par les électrons se dirigeant vers le canal de décharge en passant par la partie du canal proche de la cathode. Au delà du pixel n°=100, nous pouvons supposer que c'est l'écoulement des neutres de la cathode qui perturbe la symétrie pour le côté proche de la cathode.

Il est à noter que nous avons enregistré les images par une acquisition simple avec un temps d'exposition de l'ordre de 0,3 s pour le filtre 525 nm et de 0,18 s pour le filtre à 825 nm. Dans sa thèse, V. Vial a aussi utilisé la caméra CCD pour étudier la plume et calculer la divergence à partir des transformées d'Abel des images. Elle a pris des images avec un temps d'acquisition de 0,45 s et une moyenne statistique de 20 acquisitions. Sur ces images, la dissymétrie est plus faible, mais reste, cependant présente. La moyenne statistique et le temps d'acquisition plus long, moyenne fortement les images. Si nous supposons un temps caractéristique de décharge de l'ordre 5.10^{-5} s pour une fréquence de 20 kHz, nous avons enregistré pour un temps d'acquisition de 0,3 s à peu près 6000 oscillations alors qu'avec un

temps de 0,45 s et une moyenne de 20 acquisitions nous atteignons les 180 000 oscillations basse fréquence de la décharge. Nous avons un facteur 30 pour un temps d'enregistrement, c'est sans doute pourquoi la dissymétrie apparaît plus faible, mais reste néanmoins mesurable. Le fait d'accumuler ou de moyenner l'intensité ne fait pas disparaître la dissymétrie. C'est donc un phénomène qui est toujours présent.

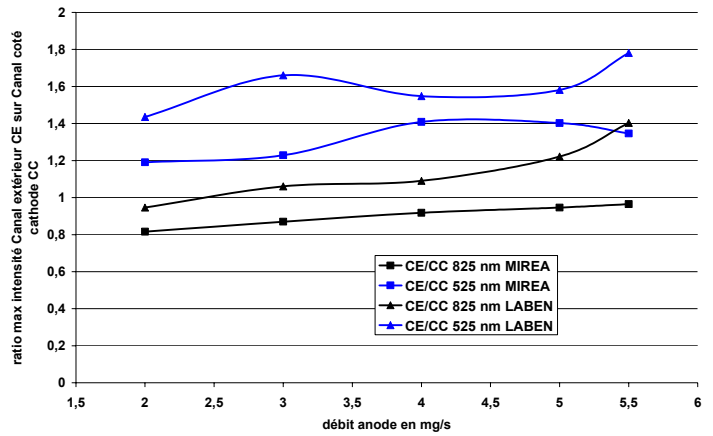


Fig. 83 **Dissymétrie entre le canal côté extérieur CE par rapport au canal côté cathode CC en fonction du débit anode en mg/s**

Nous mesurons le maximum d'intensité dans la partie supérieure de l'image pour le canal opposé à la cathode, cette valeur est notée CE, puis de même nous mesurons la valeur maximale d'intensité pour la partie inférieure de l'image du canal comprise entre le centre du canal et le plasma cathodique, cette valeur est notée CC. Le rapport entre les deux valeurs CE et CC nous indique l'asymétrie qui existe entre les deux parties du canal de décharge.

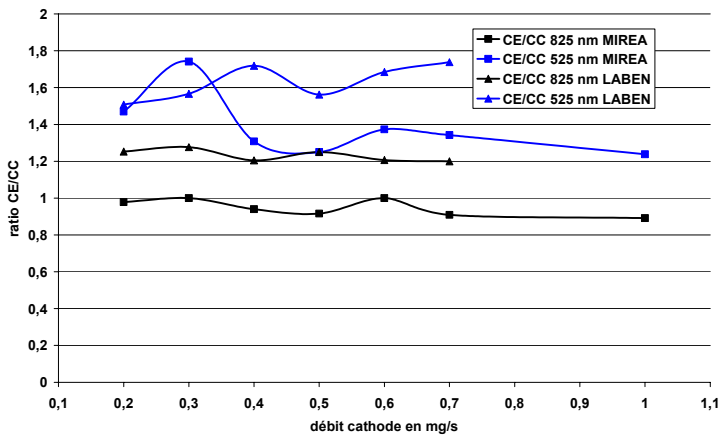


Fig. 84 **Dissymétrie entre le canal côté extérieur CE par rapport au canal côté cathode CC en fonction du débit cathode en mg/s**

Cette valeur de dissymétrie est une indication est non pas une valeur exacte car le rapport entre CE et CC peut être amplifié par un maximum d'intensité très important par rapport à l'intensité moyenne de la partie supérieure ou inférieure de l'image. Il aurait fallu traiter

chaque partie supérieure et inférieure du canal, et en extraire une valeur moyenne d'intensité pour mieux refléter la dissymétrie, mais il est bien plus rapide de repérer un maxima pour un gain de temps surtout lorsqu'il y a beaucoup d'images à traiter. La méthode du maxima fait qu'il y a une incertitude de 10 à 20 % sur le rapport CE/CC pour le filtre à 525 nm alors qu'elle est plus faible pour le filtre à 825 nm de l'ordre de 5 à 10 % car nous n'avons pas de pic qui ressort autant de la moyenne pour les images associées aux neutres excités.

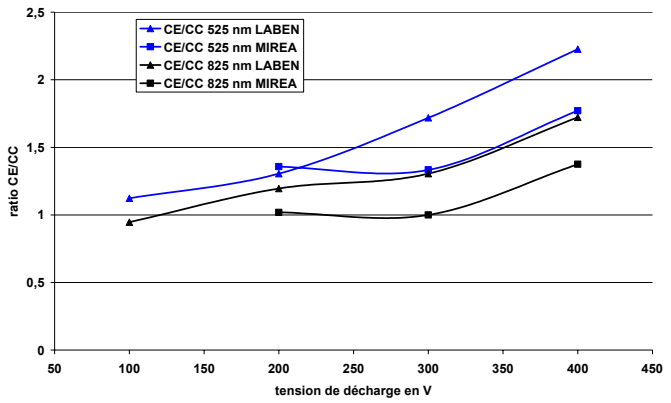


Fig. 85 **Dissymétrie entre le canal côté extérieur CE par rapport au canal côté cathode CC en fonction de la tension de décharge en V**

Nous remarquons que la dissymétrie est présente lorsque nous faisons varier les différents paramètres de la décharge du propulseur, mais elle reste à peu près constante en fonction du débit de xénon à l'anode [Fig. 83] ou à la cathode [Fig. 84]. Les deux cathodes MIREA et LABEN présentent des rapports CE/CC différents, c'est la cathode LABEN qui entraîne la dissymétrie dans le jet la plus importante et cependant les performances les meilleures lors des tests de comparaison effectués.

Le paramètre qui influence le plus la dissymétrie du jet semble être la tension [Fig. 85] de décharge. L'argument d'une déformation de la carte de potentiel dans le plan de sortie due à la présence de la cathode creuse de part son potentiel moyen, sa localisation dans l'espace et la chute de potentiel cathodique semble être confirmé par la forte influence du paramètre de tension de décharge par rapport aux effets provoqués par les débits massiques.

4.3.2.1. Simulation de l'équation de Poisson pour comparer la dissymétrie du plan de sortie

Pour vérifier l'hypothèse de la position de la cathode comme élément principal brisant la symétrie nous avons calculé la solution de l'équation de Poisson dans le vide avec la géométrie du SPT-100-ML. Le domaine de simulation est pris assez grand par rapport aux dimensions du propulseur pour éviter que les conditions aux limites du bords extérieur influent sur la solution du calcul. Le calcul est réalisé sous Matlab® en utilisant le code de la

« pdetoolbox » et la résolution de l'équation de Poisson par la méthode des éléments finis. La géométrie est celle du propulseur SPT-100-ML et les conditions aux limites sont les suivantes :

- Le potentiel de l'anode est à 280 V
- Le potentiel de la cathode creuse est à –20 V (300 V entre anode et cathode)
- Le flux de potentiel est nul sur les parois de la céramique interne et externe et sur la face avant du propulseur
- Le potentiel est à 0 V sur les bords extérieur du domaine de simulation
- Il n'y a pas de champ magnétique car il est supposé parfaitement axisymétrique et ne peut donc pas jouer sur la dissymétrie

Le domaine étudié est une tranche plane contenant la cathode, l'axe du propulseur et un axe vertical. La résolution est donc 2D. Le calcul pourrait être étendu en utilisant une modélisation 3D.

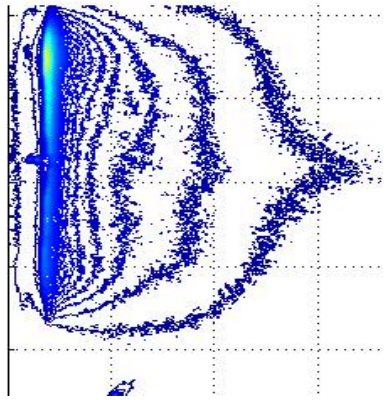


Fig. 86 **Image par camera CCD avec filtre interférentiel 525 nm, représentation des niveaux d'iso-intensité**

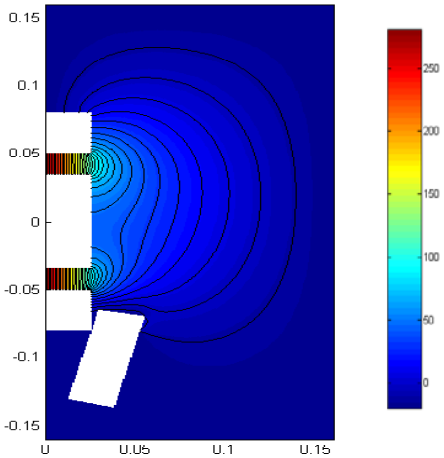


Fig. 87 **Simulation de l'équation de Poisson dans le vide 300 V**

Sur le graphe de gauche [Fig. 86] une image prise par la caméra CCD à 90° de l'axe du propulseur avec le filtre à 525 nm qui permet d'observer une raie ionique. Nous pouvons observer le spot lumineux de la cathode en bas de la figure et le jet principal au milieu du graphe. On aperçoit une intensité lumineuse plus forte dans le côté opposé à la cathode et une asymétrie qui continue jusqu'à la hauteur de la cathode, puis un peu plus loin dans le jet le retour de la symétrie de l'intensité lumineuse émise. Cette observation peut se faire sans filtre ce n'est donc pas un artefact du au filtre interférentiel utilisé.

Sur le graphe de droite [Fig. 87], est présenté la simulation numérique de l'équation de Poisson dans le vide en prenant une différence de potentiel de 300 V entre l'anode et la

cathode. Nous retrouvons le même comportement que sur l'image de gauche, c'est à dire la dissymétrie au niveau du plan de sortie jusqu'à la hauteur de la cathode puis retour à la symétrie dans le jet.

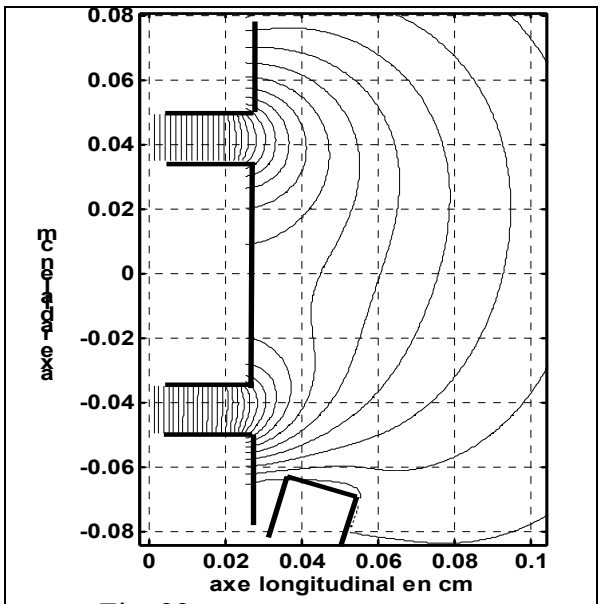


Fig. 88 **Zoom sur les iso-potentiels**

En observant mieux les iso-potentiels [Fig. 88], nous voyons que les lignes dans le canal ne sont pas modifiées, la dissymétrie n'apparaît que dans le plan de sortie jusqu'à une distance qui correspond à la position de la cathode creuse. Cela signifie que la dissymétrie ne déforme pas les lignes de potentiel à l'intérieur du canal. Les ions qui ont été accélérés ont déjà atteint une vitesse telle qu'ils ne seront que très peu déviés par la forme des iso-potentiels entre la partie du canal proche de la cathode et le côté opposé à celle-ci. Les performances macroscopiques ne sont donc pas touchées et même, il est observé que l'érosion des céramiques ne semble pas plus importante entre la partie de la céramique du côté de la cathode creuse que de son opposé, d'après les observations faites sur les céramiques usagées (~1500 heures de tirs).

La dissymétrie peut cependant avoir un effet sur les particules qui subissent un échange de charge dans la zone du plan de sortie.

$$Xe_{lent} + Xe^{+}{}_{rapide} \rightarrow Xe^{+}{}_{lent} + Xe_{rapide} \quad \text{Eq 25}$$

Dans ce cas de figure, un atome neutre (lent : quelques centaines de m/s) devient par collision (CEX) [Eq 24] un ion lent qui va être accéléré par la chute de potentiel restante du plan de sortie. Cet ion sera donc plus dévié que les ions de forte énergie qui sont été éjectés du canal de la décharge. Cependant, cet ion peut jouer un rôle d'impact plus important avec

l'environnement du satellite, c'est à dire principalement avec les panneaux solaires qui sont sensibles à un impact de particules ayant une énergie de 30 eV.

Dans le cas d'une haute tension de décharge du propulseur, nous avons un plasma plus énergétique à l'extérieur du canal et un nombre d'ions deux fois chargés qui devrait être plus important. Ces ions sont créés plus en aval dans le canal et ils sont donc peut être plus sensibles à la dissymétrie du jet, ce qui peut augmenter leurs interactions et leurs impacts sur le satellite.

Dans le moyen d'essai PIVOINE, nous disposons d'un analyseur d'énergie des ions (RPA), installé sur un système de rotation et de déplacement qui permet de réaliser des cartographies polaires (à r = cste) dans un plan horizontal, mais la cathode creuse n'est pas comprise dans ce plan, ce qui fait que nous ne pouvons pas vérifier la présence de la dissymétrie dans le jet avec ce dispositif. Une autre difficulté réside dans le fait que les mesures par RPA aux grands angles, par rapport au propulseur, sont difficiles à cause de l'angle de vision de la source qui est plus faible. Il faut alors utiliser un coefficient correcteur pour comparer les données obtenues aux grands angles et celles obtenues aux petits angles. Des mesures de RPA dans le jet d'un SPT ont été réalisées dans un plan comprenant la cathode par Sang-Wook Kim. Les mesures ont montré une dissymétrie entre le côté cathode et le côté opposé. Il y a un écart de 10 % de densité ionique et ceci pour différents rayons et une incertitude de 5 % sur la mesure. L'imagerie à l'aide du filtre à 825 nm nous permet de suivre l'intensité des neutres excités, c'est à dire le produit : $n_e n_a \langle \sigma(Xe^*) v_e \rangle$, le filtre à 525 nm nous permet de suivre une raie d'ions excités, c'est à dire le produit : $n_e n_i \langle \sigma(Xe^{+*}) v_e \rangle = n_e^2 \langle \sigma(Xe^{+*}) v_e \rangle$. Nous observons qu'une déformation de la carte de potentiel due à la présence de la cathode creuse, modifie légèrement et localement l'énergie des électrons et donc le terme v_e.

La dissymétrie peut s'expliquer par un plus grand nombre d'ions excités observés du côté opposé à celui de la cathode CE. Cela ne veut pas dire qu'il y a plus d'ions produits du côté CE que du côté CC, mais uniquement que la rapport $\frac{[ions \text{ excités}]}{[ions]}$ est plus important pour CE que CC.

La déformation de la carte du potentiel électrique par la cathode creuse entraîne la présence d' électrons plus énergétiques du côté de CE que du côté CC, nous avons vu par le graphique des peuplements des niveaux [Fig. 64][Fig. 63] des raies à 529 et 823 nm que l'énergie à apporter est faible respectivement 2,06 et 1,51 eV.

En représentant la valeur du potentiel électrique [Fig. 89] le long de l'axe longitudinal pour le rayon moyen du canal, opposé à la cathode, et pour le rayon moyen, côté cathode, nous observons que le potentiel électrique du rayon moyen du côté CE est toujours supérieur à celui de CC. Cette différence devient plus importante lorsque nous sommes à la hauteur de la cathode (z=4 cm), puis vers le jet (au delà de 12 cm) la différence de potentiel s'estompe. Les électrons peuvent plus facilement exciter les niveaux d'énergie des ions du côté CE avec leur énergie plus élevée que du côté CC.

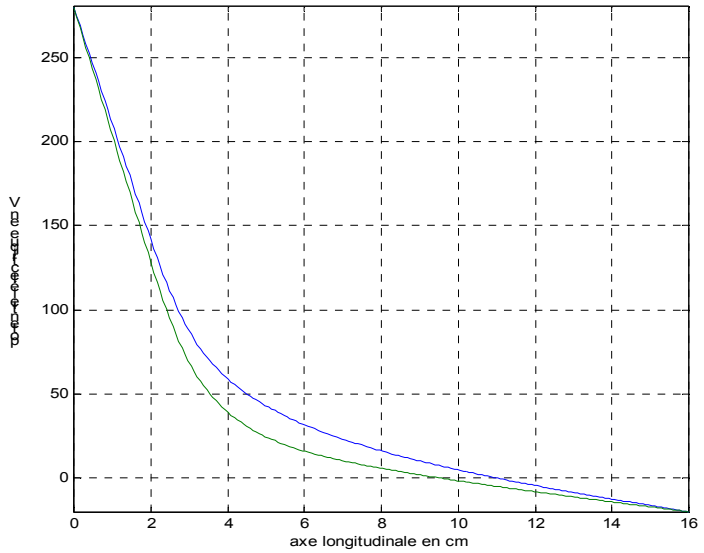


Fig. 89 En bleu potentiel électrique en Volts le long de l'axe longitudinal pour un rayon constant r=+4,25 cm, en vert potentiel électrique en Volts le long de l'axe longitudinal pour un rayon constant r=-4,25 cm

Les électrons peuvent donc exciter plus facilement dans la partie opposée à la cathode les ions que dans la partie proche de celle-ci. Par conséquent, nous observons plus de lumière émise par les ions excités mais pas plus d'ions. Nous avons vu que c'est le paramètre de la tension de décharge qui faisait varier le plus la dissymétrie, ceci rejoint le fait que l'énergie des électrons est modifiée localement par la carte de potentiel ce qui permet d'exciter plus ou moins les niveaux d'énergie des ions.

La conclusion de ces mesures est que la présence d'une dissymétrie n'affecte pas les performances macroscopiques du propulseur car elle ne provient pas d'un nombre plus important d'ions qui pourraient modifier l'axe de poussée s'ils étaient plus nombreux du côté opposé à la cathode creuse.

Evidement il faut tenir compte du fait que la simulation de la résolution de Poisson a été calculée dans le vide, et qu'en tenant compte du plasma nous aurions peut être une différence de potentiel électrique plus faible entre CE et CC.

Cependant, nous pouvons penser que la dissymétrie du jet dans le plan de sortie doit avoir un effet sur la physique microscopique du propulseur. La vitesse de dérive azimutale des électrons qui donne le courant de Hall dépend du champ magnétique et du champ électrique. Si le champ magnétique est symétrique en θ car il est peu influencé par la décharge, ce n'est pas forcément le cas pour le champ électrique qui dérive du potentiel électrique. Nous pouvons alors avoir une asymétrie azimutale de la vitesse de dérive du courant de Hall avec des électrons qui vont tourner plus vite dans les zones de fort gradient de potentiel.

Des prochaines mesures réalisées par sondes électrostatiques devraient permettre de déterminer l'allure du potentiel électrique autour du plan de sortie et d'identifier la dissymétrie entre le côté opposé de la cathode et le côté cathode creuse.
La prise en compte de l'asymétrie de la décharge dans le plan de sortie obligerait les codes numériques à faire des calculs en 3D qui prendraient en compte la présence de la cathode creuse. Le coût de ces calculs serait important à cause du domaine plus grand à simuler mais aussi par la prise en compte des phénomènes physiques de la zone cathodique.

4.4. Sonde de Langmuir fixée à la cathode creuse

Des mesures ont été réalisées dans le voisinage de la cathode creuse par des sondes électrostatiques [ANNEXE B)] solidaires du corps de la cathode.

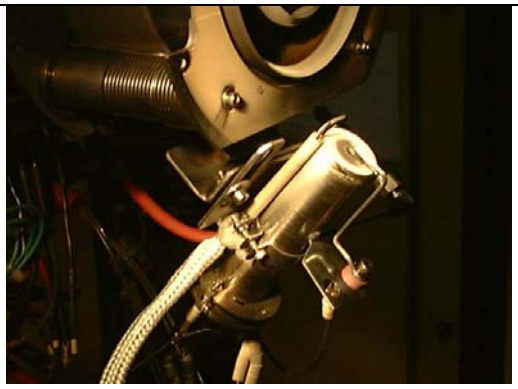


Fig. 90 **Première position de la sonde électrostatique collée au corps de la cathode**

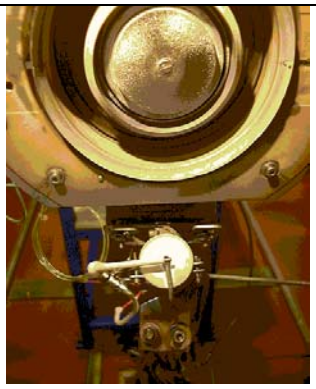


Fig. 91 **Seconde position en sortie d'orifice**

La première sonde [Fig. 90] est attachée au corps de la cathode et elle est placée horizontalement à une distance de 1,25 cm de l'orifice de la cathode et verticalement à une distance de 1,5 cm. Son diamètre est de 1mm pour une longueur de 5 mm (elle est dans une position assez excentrée par rapport au jet d'électron vu par la camera CCD). La seconde sonde est située à une distance de 2 mm au dessus du « keeper », elle a un diamètre de 1 mm pour 3 mm de longueur.

Nous avons tout d'abord examiné l'influence du champ magnétique sur les caractéristiques de sonde en faisant varier le courant dans les bobines magnétiques. Il s'avère que la partie de courant de saturation électronique est modifiée. Arrivé à une certaine valeur du courant de bobine I_b entre 2,9 A et 5,5 A, le courant de saturation décroît. Il semble que nous modifions la topologie du champ magnétique et que les lignes de champ sont orientées de telles manières qu'elles modifient les trajectoires des électrons arrivant à la surface de la gaine de la sonde et permettent de capter plus de courant. Cela montre qu'il faut être prudent dans l'interprétation des mesures réalisées par sonde électrostatique en présence d'un champ magnétique. Il existe un critère en fonction de la pression et du champ magnétique appelé critère d'Aikawa définit par : $B/p_0 \leq 2{,}5.10^6 G/torr$. Il représente l'effet du champ magnétique par rapport aux collisions qui peuvent assurer du transport en dehors d'une ligne de champ magnétique. Ce critère permet de d'affirmer que l'anisotropie de la fonction de distribution (FDEE) est négligeable. Cela ne signifie pas que l'effet du champ magnétique ne modifie pas les mesures par sonde électrostatique (courant de saturation électronique), mais que le calcul de la fonction de distribution en énergie des électrons conserve un sens physique qui n'est pas perturbé (anisotropie) par la présence du champ magnétique.

Dans le cadre de nos mesures, la pression est de l'ordre de P=2,5.10^{-5} mbar et le champ magnétique dans cette zone est de l'ordre de 40 G. Ces valeurs donnent un rapport entre le champ magnétique et la pression dans le caisson de l'ordre de $B/p_0 = 2{,}1.10^6 G/torr$, ce qui fait que nous sommes à la limite du critère d'Aikawa.

L'ensemble des FDEE obtenues par une dérivation seconde du courant électronique en fonction du potentiel appliqué à la sonde met en évidence deux familles d'électrons.

- La première famille est celle des électrons « froids » ayant une énergie comprise entre 0 et 6 eV.
- La seconde famille dit des électrons « chauds » a une énergie comprise entre 7 et 15 eV.

Dans certains cas, nous avons vu apparaître une troisième famille d'électrons très chauds vers les 20-22 eV. L'existence de cette troisième famille est parfois contestée bien qu'observée aussi dans les mesures de A.I. Brugova au MIREA de Moscow, car elle est liée à un potentiel de sonde très proche du potentiel flottant et donc à un signal difficile à extraire du bruit de fond lors de la seconde dérivation. Une énergie moyenne des électrons serait donc de 5 ou 6 eV pour cette position de sonde.

Le graphe suivant représente la FDEE [Fig. 92] pour deux débits différents de xénon à l'anode mais avec la même tension de décharge, ce qui veut dire que le courant décharge est plus élevé pour le débit de 5 mg/s que pour 4 mg/s. La cathode doit donc fournir plus d'électrons pour alimenter la décharge principale mais aussi neutraliser le jet en sortie. Les graphes sont présentés en unité arbitraire, nous pouvons donc comparer les deux intégrales qui représentent la densité électronique. Il est clair que la densité électronique fournie par la cathode pour un débit de 5 mg/s est plus importante que celui de 4 mg/s.

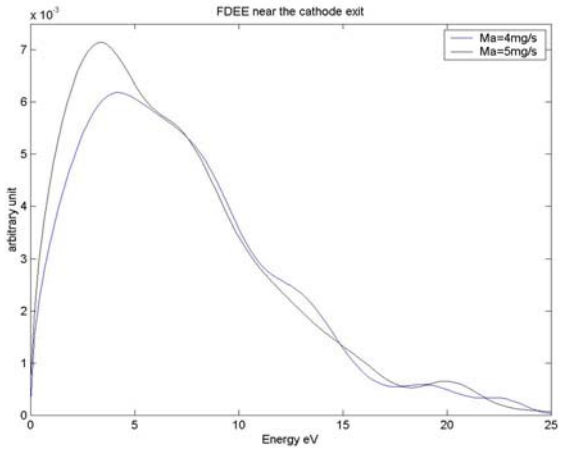


Fig. 92 **Evolution de la FDEE pour deux débits anode : 4 et 5 mg/s**

On remarque aussi, même s'il faut rester prudent avec les mesures de sonde, que les électrons présents en plus par rapport à la FDEE de 4 mg/s sont des électrons « froids » dont l'énergie est inférieure à 5 eV et une famille d'électrons « chauds » à 20 eV. Les familles intermédiaires restant sensiblement les mêmes.

Le second graphe représente la FDEE en fonction du débit cathode. On voit que plus le débit cathode est élevé et plus l'intégrale des FDEE s'accroît, ce qui veut dire que la densité électronique augmente avec le débit de gaz de la cathode.

Ce point rejoint les observations précédentes sur le fonctionnement de la cathode en fonction du débit de xénon à la cathode. Nous avions observé que le potentiel cathode se rapproche de celui de la masse (l'installation) lorsque le débit cathode était élevé. Ceci s'explique par le fait que la cathode a moins besoin d'être répulsive aux charges négatives pour éjecter les électrons vers la décharge. Ici nous voyons que la densité électronique augmente lorsque le débit cathode augmente. La cathode dispose donc de plus d'électrons pour un même courant électronique de décharge à fournir, elle n'a donc pas besoin d'abaisser son potentiel pour fournir plus facilement des électrons. De plus, la pression interne qui règne dans la cathode augmente avec le débit ce qui tend aussi à abaisser le potentiel des gaines à l'intérieur du tube

de la cathode creuse. On peut donc dire qu'une cathode creuse fonctionne mieux à haut débit, mais il faut voir que le rendement du propulseur décroît avec l'augmentation du débit de xénon à l'anode et à la cathode. De plus, on peut aussi supposer que si le débit cathode dépasse un certain seuil alors le plasma interne à la cathode creuse se refroidit trop par les collisions ion-neutre (température des ions) ou électron-neutre (ionisation), ce qui jouerait en défaveur de l'effet thermo-ionique recherché.

La seconde remarque portant sur l'influence du débit cathode [Fig. 93] sur la FDEE, est l'apparition de population d'électrons chauds à bas débit. Ici on rejoint les résultats très nets de la spectroscopie optique d'émission des raies ioniques en fonction du débit cathode.

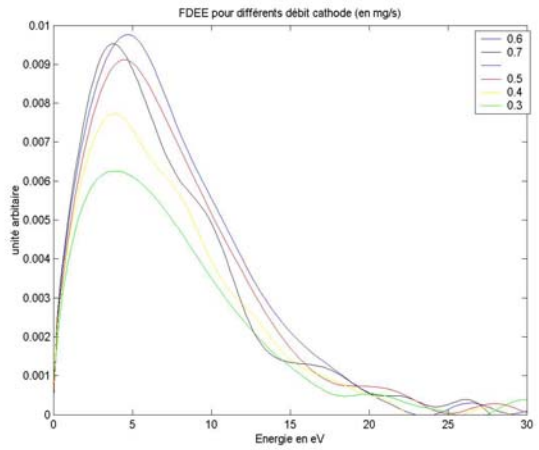


Fig. 93 **FDEE pour différents débit cathode en mg**/s

Pour la cathode LABEN et MIREA, nous avons vu que l'intensité des raies ioniques décroît avec l'augmentation du débit cathode. On a donc, plus d'ions créés à bas débit cathode qu'à haut débit. On peut expliquer cela par le libre parcours moyen des électrons qui est plus grand à bas débit cathode car il y a moins de xénon neutre pour réaliser des collisions. Un plus grand nombre d'électrons va pouvoir acquérir assez d'énergie pour ioniser le gaz. C'est ce que nous voyons sur la FDEE : pour les bas débits cathode, nous avons une population d'électrons plus énergétiques vers les 20-22 eV et ceci est mesurable à partir d'un débit inférieur à 0,4 mg/s.
Ceci est perceptible uniquement pour les bas débits cathode alors que c'est exactement la même méthode de double dérivation que nous avons appliquée pour tous les débits massiques à la cathode.
Les électrons de cette troisième famille sont souvent appelés électrons primaires car pour atteindre cette énergie, il semble qu'ils n'aient pas fait de collision depuis leur sortie de l'orifice de la cathode.
Des mesures du potentiel plasma à la position de la sonde nous donne une valeur de l'ordre de 7 V pour le débit cathode nominal de 0,4 mg/s. On connaît le potentiel cathode pour ce même

débit, il est de l'ordre de -16 V. Si un électron quitte l'orifice de la cathode et atteint la sonde électrostatique sans perte d'énergie par collision alors il va avoir une énergie égale à la différence entre les potentiels de départ et d'arrivée, soit :

$$E_{électrons} = \phi_{plasma} - \phi_{cathode} = 7 - (-16) = 23\,eV \qquad \textbf{Eq 26}$$

Cette valeur est bien dans l'ordre de grandeur de l'énergie de la troisième population trouvée. Dans la thèse de Philippe Leray, le modèle développé prévoyait l'existence cette troisième famille d'électrons qui n'ont pas subi de collision dans la zone cathodique.

Les mesures de la FDEE en sortie d'orifice [Fig. 91] montrent les mêmes tendances que pour la position précédente de la sonde. C'est à dire, une valeur intégrale qui suit l'évolution du débit cathode, mais la population en énergie [Fig. 93] est cette fois centrée vers 10 eV. La différence entre les deux mesures de sonde peut s'expliquer par le fait que la seconde série de mesures est pleinement centrée dans le faisceau d'électrons émis par la cathode alors que la première est décalée de 1 ou 2 cm.

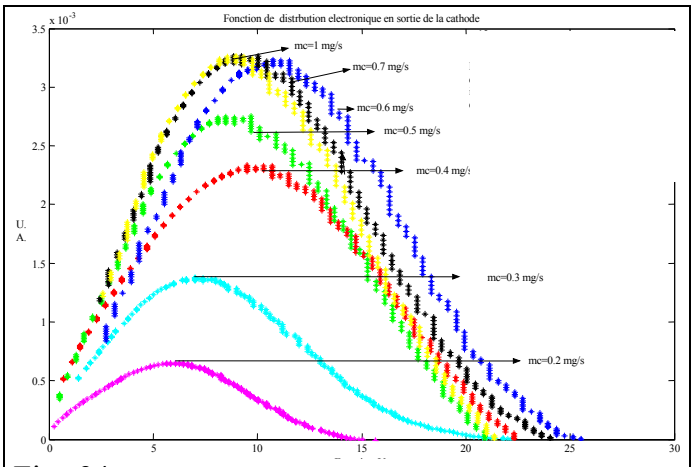


Fig. 94 **Evolution de la FDEE en sortie d'orifice de la cathode creuse en fonction du débit cathode [0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,7 et 1 mg/s]**

Mais cette remarque est importante car il n'est pas possible d'ajuster une fonction de type Maxwellienne à la FDEE mesurée [Fig. 95], alors que cela est possible en utilisant une fonction de distribution de type Druyvesteyn [ANNEXE C)].

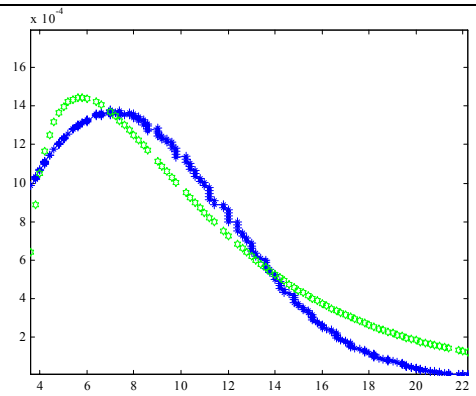


Fig. 95 **Le fit par une distribution Maxwellienne ne correspond pas à la FDEE mesurée**

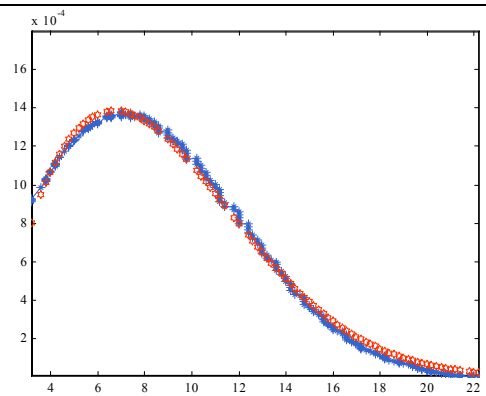


Fig. 96 **Le fit par une distribution du type de Druyvesteyn correspond à la FDEE mesurée**

Le fait que la fonction de distribution en énergie des électrons soit de la forme de Druyvesteyn implique que la FDEE présente une anisotropie. Nous avons calculé le critère d'Aikawa, et nous avons déterminé que nous étions à la limite de l'influence du champ magnétique sur l'anisotropie de la FDEE. Il semble donc que nous soyons au delà du critère car les fonctions de distribution sont affectées par la présence du champ magnétique.

Cela peut expliquer l'énergie élevée (10eV) trouvée pour les électrons.

Les fonctions de distribution du type de Druyvesteyn peuvent aussi avoir pour origine la domination des collisions électron-neutre sur les autres collisions électron-ion ou électron-électron. Cela apparaît lorsque le taux d'ionisation est bas, c'est à dire lorsque la densité de neutres est très élevée comme en sortie d'orifice de la cathode creuse. Les mesures par sonde électrostatique réalisées sur le coté de la sonde ont permis de voir que la forme des FDEE est plus proche d'une distribution de Maxwell, là où la densité de neutres est plus faible car plus loin de l'orifice de la cathode creuse source de neutres et avec cependant la présence d'un champ magnétique.

Nous voyons que la présence du champ magnétique empêche de déterminer si le caractère anisotrope de la FDEE est dû à la présence du champ magnétique, à la forte densité de neutre entraînant de nombreuses collisions électron-neutre, où à la présence d'un champ électrique dont le calcul est possible en absence de champ magnétique.

4.5. Mesure de la composante électronique du courant de décharge dans le canal à l'aide de l'interrupteur rapide du GREMI

La cathode creuse fournit d'une part le courant électronique qui va neutraliser les charges positives émises par le canal dans le jet mais aussi le courant électronique qui va fournir la décharge dans le canal. On ne sait pas encore avec précision comment s'effectue la partition entre ces deux courants et nous n'avons que des estimations de la répartition entre le courant ionique et le courant électronique dans le courant total de la décharge.

$$Id = Id_e + Id_i \quad \text{Eq 27}$$

A l'aide de l'interrupteur rapide [Fig. 97] du GREMI, il est possible de couper pendant une durée de 10 µs le courant de décharge. Lors de cette coupure, le potentiel de l'anode chute rapidement vers les –150 V, elle devient répulsive en formant une gaine pour les électrons qui se trouvent piégés dans le canal le long des lignes de champ magnétique. Le champ électrique accélérateur est lui aussi interrompu car il est présent pour compenser la différence de mobilité entre les ions et les électrons et assurer la conservation de l'équation de continuité : $\nabla.\Gamma_e = \nabla.\Gamma_i$. Le plasma du canal va donc se relaxer rapidement sur un temps de 0,5 µs.

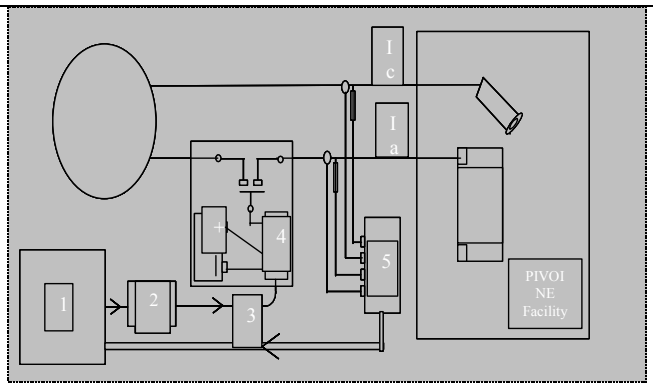


Fig. 97 **Schéma du branchement de l'interrupteur rapide avec le SPT**

La relaxation du plasma déclenche des impulsions fortes [Fig. 98] sur le courant de décharge et le potentiel cathode que l'on peut voir sur les signaux enregistrés en début et fin de coupure sur le courant décharge et le potentiel cathode. Pendant la coupure, les particules chargées sont gelées dans le canal mais une partie des ions qui avait déjà atteint une vitesse d'éjection a quitté le canal et la cathode doit encore les neutraliser. C'est pourquoi le courant cathode IdC ne varie pas [Fig. 99] comme celui de l'anode. De plus si le potentiel de l'anode devient très négatif celui de la cathode ne semble pas touché par l'interruption ce qui tend à montrer que la cathode est encore en forte interaction avec le plasma extérieur et le caisson.

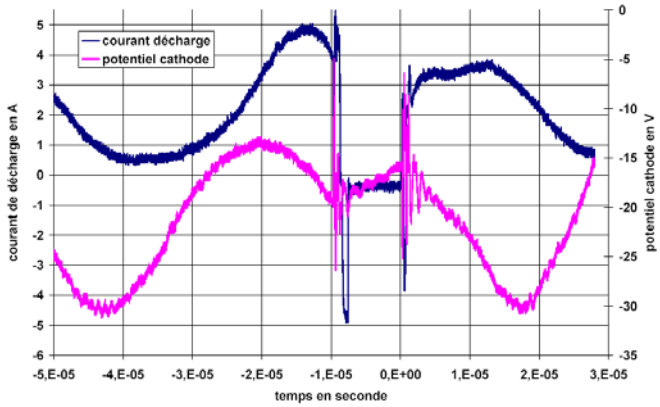


Fig. 98 **Interruption de 10 µs sur le courant de décharge IdC et sur le potentiel cathode Vc**

Nous connaissons le courant moyen de la décharge et au moment de l'interruption le courant cathode correspond au courant nécessaire à la neutralisation du courant ionique éjecté. En soustrayant le courant cathode au courant moyen de la décharge nous avons la valeur du courant électronique fourni au canal. Un des problèmes majeurs de cette mesure est la présence d'un bruit électromagnétique du à l'arrêt brutal de la décharge. Le plasma rayonne fortement c'est ce qu'on peut voir sur le graphique [Fig. 98] au début et surtout en fin d'interruption. De plus il faut prendre en considération les composants du circuit électrique et le fonctionnement de la cathode creuse. Une première campagne de tests avait été réalisée avec la cathode du MIREA qui avec son système de chauffage par un courant traversant un filament peut présenter des fuites de courant perdu pour la mesure. Le test a été réalisé avec la cathode du KhAI qui est reliée au circuit électrique du propulseur par un unique fil ce qui évite toute perte ou interaction avec des éléments autre que le circuit.

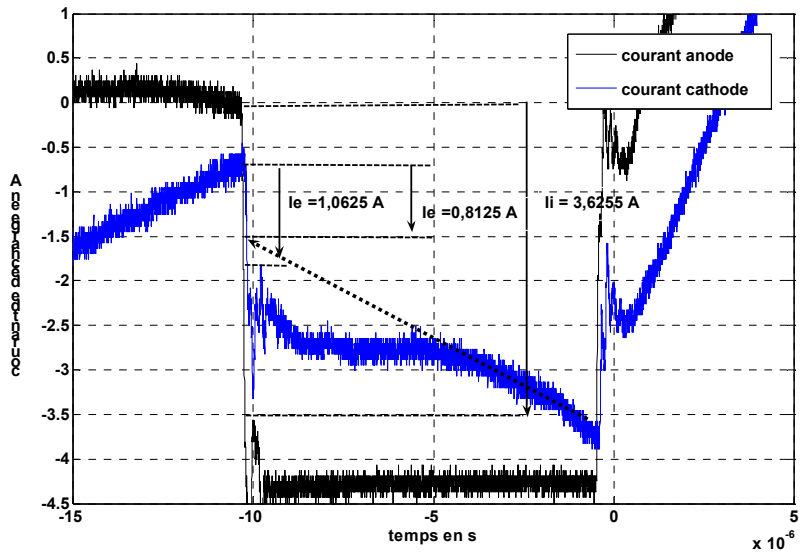


Fig. 99 **Courant décharge cathode IdA et IdC en A zoom sur la partie de la coupure de 10 µs**

Sur le graphique [Fig. 99] de la coupure, nous apercevons entre [-10 µs;-8 µs] et entre [-1 µs; 0 µs] les phénomènes des fortes oscillations d'interruption même avec une acquisition moyennée sur 256 acquisitions. On devine une partie en oscillation amortie puis un chute presque linéaire avant le réamorçage pour le courant cathode. Il est difficile d'extraire la partie qui exprimera le mieux le courant électronique.

Le courant moyen de la décharge a pour valeur 4,23 A, nous allons déterminer par différentes méthodes la composante électronique du courant de décharge.

On peut prendre la chute du courant anode qui équivaut au courant ionique Ii = 3,625 A puisque les électrons ne sont plus transportés mais piégés dans le champ magnétique. Le

courant électronique ainsi mesuré est la différence entre le courant moyen de la décharge et le courant ionique soit : Ie = 4,23-3,625 = 0,605 A. Le défaut de cette méthode est qu'elle s'effectue sur le courant anode et il se peut que des électrons soient encore transportés à l'anode soit par des collisions électron neutre ou bien par leur grand rayon de Larmor dans la zone anodique.

La second mesure s'effectue en utilisant le courant cathode IdC et en prenant en compte la chute de courant dès le début de l'interruption. Par cette méthode, nous mesurons directement un courant électronique Ie de 1,0625 A. Le défaut de cette mesure est qu'elle est réalisée dans la zone où nous avons des oscillations amorties dues à l'interruption et qu'il est difficile de choisir précisément la fin de la chute du courant cathode.
L'interrupteur coupe instantanément le champ électrique et ainsi le courant électronique vers l'anode, cependant les ions déjà crées et ayant une certaine vitesse vont quitter le canal de décharge avec un temps qui correspond au temps de vol des ions. C'est peut être ce que l'on observe sur le courant cathode sur l'intervalle [-10 µs ; -5 µs] car la chute du courant IdC est différente après cet intervalle.
C'est pour cela qu'une autre mesure est réalisée qui prend en compte cette deuxième partie de l'interruption. En prolongeant par une droite la chute de courant IdC de la seconde partie de l'interruption sur l'intervalle [-5 µs ; 0 µs] nous mesurons une seconde chute de courant qui nous donne une valeur de courant électronique de 0,812 A. Le défaut de cette méthode est qu'il est difficile d'apprécier la pente de la droite qui s'ajuste au mieux à la chute de courant cathode sur l'intervalle [-5 µs ; 0 µs].

Estimation	Id en A	I_e en A	I_i en A	I_i/Id %
1er méthode	4,23	0,605	3,625	85,6
2nd méthode	4,23	1,0625	3,157	74,6
3éme méthode	4,23	0,8125	3,417	80,7
Moyenne des 2 dernières méthodes	4,23	0,9375	3,2925	77,8

Tableau 8 Détermination de Ide par différentes méthodes

En faisant la moyenne des deux dernières méthodes de mesure, nous obtenons une valeur de 0,93 A pour la composante de courant électronique Ie dans le canal de décharge. Le code 2D hybride du CPAT donne une estimation 0,9 A pour ce courant électronique, nous sommes dans le domaine de valeur obtenue par le code 2D. Une mesure correcte du courant électronique permet de remonter au rendement du propulseur en calculant le rapport entre le courant ionique et le courant total de la décharge autrement que par une mesure de sonde dans

la plume afin de mesurer le courant ionique, ce qui est une mesure délicate aux grands angles car il faut corriger la surface collectrice.

Nous voyons que la composante [**Tableau 8**] du courant électronique dans le canal est de l'ordre de 15 à 25 % du courant de décharge. Il serait intéressant d'étudier la dynamique de cette composante en recherchant une résolution temporelle à différent instants du courant décharge en prenant en compte les oscillations à basses fréquences. Mais il n'est pas évident de déclencher l'interruption à un instant choisi sur les oscillations du courant de décharge.

4.6. Carte de potentiel dans la zone cathodique

Nous avons étudié la carte de potentiel électrique dans la zone cathodique à l'aide d'une sonde électrostatique. Pour cela nous avons besoin d'un système de déplacement [Fig. 100] qui permette de déplacer la sonde dans les directions radiale et axiale[6].

L'ensemble est piloté par un contrôleur de « Micro-contrôle » de la société Newport prêté par Jean Bonnet de l'ONERA Palaiseau. La zone balayée est de petite dimension mais il ne fallait pas que la sonde rentre en contact avec le corps de la cathode ou qu'elle soit trop dans le jet d'ions, afin d'éviter que des poussières ne se déposent dans le canal de décharge ou produisent des sauts de courant en faisant un apport de débit massique.

Nous avons enregistré le potentiel flottant par rapport à la masse de la sonde avec l'oscilloscope LECROY du moyen d'essai PIVOINE sur une échelle de temps allant de 1.10^{-7} s à 5 ms. Nous déterminons ensuite la moyenne du potentiel flottant de la sonde sur un temps de 5 ms à l'endroit où est la sonde pour obtenir la carte de potentiel. Le problème est que le potentiel flottant de la sonde fluctue fortement en fonction du temps. Nous avons sur ces 100 oscillations de courant décharge, un courant moyen de 3,37 A pour un débit anode de 4 mg/s et un potentiel cathode moyen de –24 V. Mais le courant présente des pics autours de 6 ou 7 A où nous avons de forte chute de potentiel qui ne sont identiques à celles observées pour des oscillations de courant proche de la moyenne. La valeur moyenne du potentiel [Fig. 101] est mesurée sur une centaine d'oscillations à basse fréquence, qui ne sont pas toutes représentatives d'un même état du plasma.

---

[6] *Un grand MERCI à Pascal Dom pour la construction rapide des pièces composant le système de déplacement ainsi que des différents supports de sonde utilisées dans les mesures de signaux à haute fréquence du potentiel flottant.*

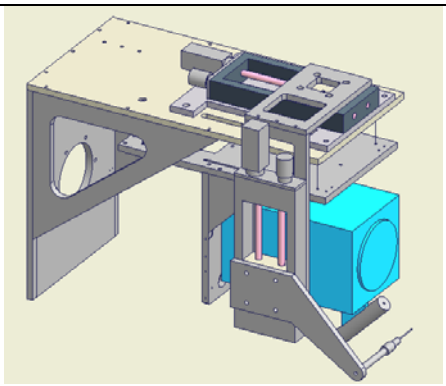


Fig. 100 **La sonde électrostatique et son support de déplacement à l'aide de 2 platines « Micro-contrôle » mises en équerre**

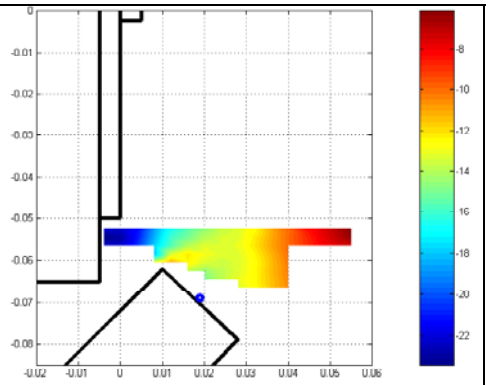


Fig. 101 **Carte du potentiel flottant en V en sortie d'orifice de la cathode creuse, échelle radiale et axiale en m**

Le potentiel de la cathode a une valeur moyenne de –24 V par rapport à la masse et nous mesurons un potentiel flottant de –14 V. La carte du potentiel flottant nous indique que nous avons à peu près une chute de 10 V à 1 cm à la verticale de l'orifice. Cette chute de potentiel n'est pas très importante et nous aurions pu nous attendre à plus mais il faut se rappeler que ces mesures sont des valeurs moyennées sur 5 ms.

Si l'on souhaite réaliser une cartographie sur un même état de plasma dans le temps, il faut donc prendre en compte la dynamique basse fréquence de la décharge. Cela impose d'utiliser une moyenne statistique déclenchée sur un niveau du courant de décharge. Il faut pour cela mettre en place une méthode de résolution temporelle et un enregistrement sur un certain nombre d'événements.

Dans ce cas là, nous verrons alors peut être une chute de potentiel plus importante entre l'orifice de la cathode creuse et le plasma cathodique environnant.

4.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la caractérisation du plasma à l'extérieur du canal de décharge, c'est à dire le plasma du plan de sortie et le plasma cathodique mais pas celui du jet, par différents diagnostics en régime stationnaire de la décharge. Le régime stationnaire est un état moyen du plasma pris sur un grand nombre d'oscillations basse fréquence du courant de décharge.

La spectroscopie optique d'émission a permis de voir le rôle jouer par les collisions électron-neutre en sortie d'orifice de la cathode creuse.

Les mesures par sondes électrostatiques près de la cathode et près de l'orifice de la cathode creuse, nous ont permis de mesurer la température électronique moyenne, respectivement 5 et 10 eV et d'avoir accès à la fonction de distribution en énergie des électrons, FDEE. La FDEE

en sortie d'orifice de la cathode n'est pas du type de Maxwell, mais de Druyvesteyn ce qui implique un état hors équilibre et la présence possible d'un champ électrique qui déforme la distribution d'équilibre.
L'imagerie a permis de voir la déformation de la plume cathodique due à l'effet de la tension de décharge, ce qui démontre une modification de la répartition de potentiel près de la cathode lorsque nous faisons varier V_d. De plus, nous avons observé qu'il y a une forte corrélation entre le comportement du propulseur et la forme de la plume cathodique, qui est plus expansive lorsque le fonctionnement du propulseur est 'instable' pour les tensions de décharge inférieures à 300 V.

L'imagerie du plan de sortie a permis de définir différentes zones, et d'observer une dissymétrie en intensité lumineuse entre la partie du canal proche de la cathode et celle qui lui est opposée. Cette dissymétrie a été observée à l'aide de filtres interférentiels permettant d'observer soit un domaine dominé par les raies ioniques à 525 nm, soit un domaine dominé par les raies de neutres excités à 825 nm. La dissymétrie mesurée est plus forte sur les images prises avec le filtre à 525 nm et elle semble peu dépendre des débits massiques à l'anode ou à la cathode, mais plutôt de la tension de décharge. La dissymétrie est présente dans le plan de sortie du canal jusqu'à une distance qui correspond au plan de la cathode creuse. Nous avons supposé que cette dissymétrie est due à la présence de la cathode creuse et à la répartition de potentiel près de la cathode. A l'aide d'un calcul, nous avons montré que cette dissymétrie n'avait pas d'impact sur les performances globales du propulseur car les iso-potentiels ne sont pas déformées dans le canal mais seulement dans le plan de sortie à hauteur de la cathode creuse.
Les mesures de la composante du courant électronique par rapport au courant électrique total de la décharge, à l'aide de l'interrupteur rapide du laboratoire GREMI et de la cathode du KhAI, n'ont pas apporté d'information nouvelle par rapport à la mesure réalisée par Mathieu Prioul dans sa thèse. Les mesures confirment qu'il y a un courant électronique dans le canal de décharge de 0,93 A soit une valeur d'environ 22 % du courant total indépendamment du type de la cathode creuse utilisée et de son branchement électrique.
Nous avons pu à l'aide d'une sonde électrostatique, réaliser une cartographie du potentiel flottant près de la cathode creuse. Ce type de mesure ainsi que celles faites à l'aide de l'interrupteur nous ont montré la limite de mesures moyennées sur un grand nombre d'oscillations à basse fréquence.

Il apparaît maintenant nécessaire de réaliser des mesures qui prennent en compte la dynamique de la décharge à 20-30 kHz par une méthode de résolution temporelle qui utilise le

fait que la décharge a une fréquence d'oscillation qui reste à peu près constante dans le temps ou bien dérive très lentement devant le temps caractéristique des basses fréquences de la décharge.

CHAPITRE 5

5. DYNAMIQUE DE LA DECHARGE ET DU PLASMA DANS LE PLAN DE SORTIE DU PROPULSEUR ET DANS LA ZONE CATHODIQUE

5.1. Dynamique de la décharge

Avec le moyen d'essai PIVOINE, nous avons accès au courant de décharge à deux endroits du circuit électrique situés avant le filtre électronique [Fig. 15] passe-bas avec une fréquence de coupure à 3 kHz qui protègent l'alimentation du propulseur. Ce sont les courants qui seront désignés par « courant anode » Ida et « courant cathode » Idc. Nous mesurons aussi le potentiel de décharge Vd et le potentiel cathode Vc par rapport à la masse. La décharge plasma présente une large bande de fréquence allant du kHz au MHz [ANNEXE A)] et plus encore jusqu'à la fréquence plasma de l'ordre du GHz. A chaque fréquence on peut associer un phénomène physique avec un temps caractéristique tel que l'ionisation, le temps de vol des neutres, des ions et des temps de rotation des électrons dans le courant de Hall.

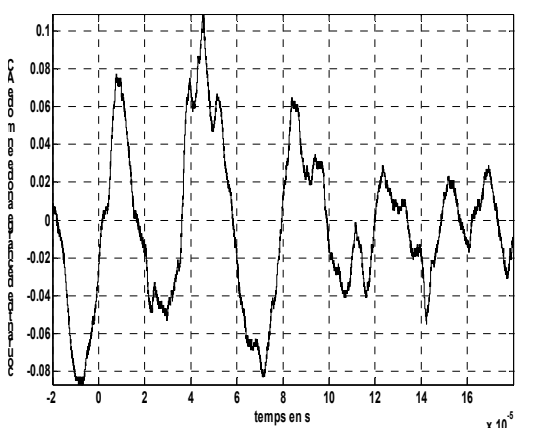


Fig. 102 **Oscillation du courant de décharge anode IdA sur 200 µs**

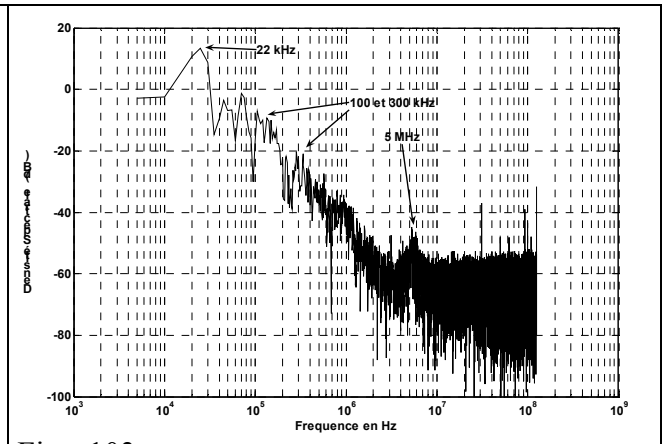


Fig. 103 **Densité spectrale de puissance (dB) du courant de décharge anode IdA**

- Sur les graphes ci-dessus il apparaît nettement que les oscillations basses fréquences de l'ordre de 25 kHz [Fig. 102] dominent le spectre par leur densité spectrale de puissance.
- On observe aussi une série de pic [Fig. 103] entre 200 et 600 kHz
- Un dernier pic centré autour de 5-6 MHz sort nettement [Fig. 103] du bruit de fond dans le domaine des hautes fréquences.

Nous voyons que la décharge plasma présente un caractère dynamique important qui nous oblige à prendre en compte dans nos mesures cette échelle de temps. Il est intéressant d'étudier le comportement et la dynamique de la décharge à une échelle de temps de l'ordre d'une oscillation basse fréquence qui correspond au temps caractéristique principal. C'est pourquoi nous allons présenter différents résultats obtenus par résolution temporelle à l'aide des diagnostics que sont la caméra rapide ICCD-512-T et les sondes électrostatiques.

5.2. La méthode de résolution temporelle

Les courbes de sondes électrostatiques ont été jusqu'à maintenant obtenues avec le moyen d'essais PIVOINE en utilisant un générateur de signal qui fournir un potentiel en fonction du temps de forme triangulaire à une fréquence de 100 Hz ce qui équivaut à un temps de résolution de 10^{-2} s. Le temps caractéristique de la décharge au point de fonctionnement nominal du propulseur qui correspond aux oscillations basse fréquence de 20 kHz est de l'ordre de 5.10^{-5} s. S'il l'on souhaite faire des mesures des paramètres du plasma en tenant compte des oscillations naturelles du propulseur, il faut alors travailler avec un temps de résolution nettement inférieur à 5.10^{-5} s. Comme il est impossible de réaliser une caractéristique de sonde avec un seul balayage (« single shot ») à cette échelle de temps, il faut donc utiliser une méthode de reconstruction temporelle.

Le courant de décharge oscille à une fréquence qui varie lentement dans le temps et qui reste proche de la valeur de 20 kHz et l'amplitude de ce courant varie dans le temps avec un comportement non linéaire. Cependant, nous avons remarqué qu'en utilisant un déclenchement sur un niveau seuil [Fig. 104] du courant de décharge, que nous avions une certaine cohérence temporelle du signal, c'est à dire que le signal était reproductible sur un certain temps. Ceci nous permet donc de faire des moyennes de mesures résolues en temps pour un même niveau seuil de déclenchement.

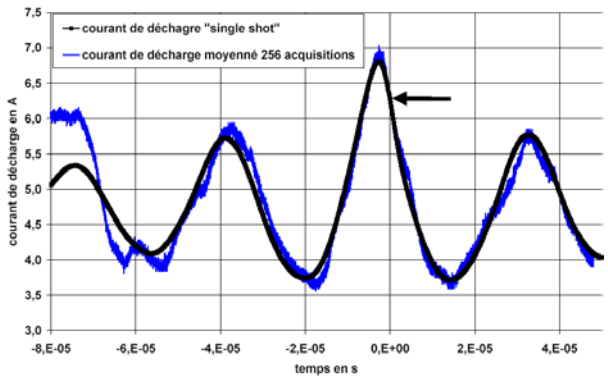


Fig. 104 **Reproductibilité statistique du courant de décharge, « single shot » pris au hasard (bleu) et courant de décharge moyenné sur 256 acquisitions (noir) et son seuil de déclenchement (flèche)**

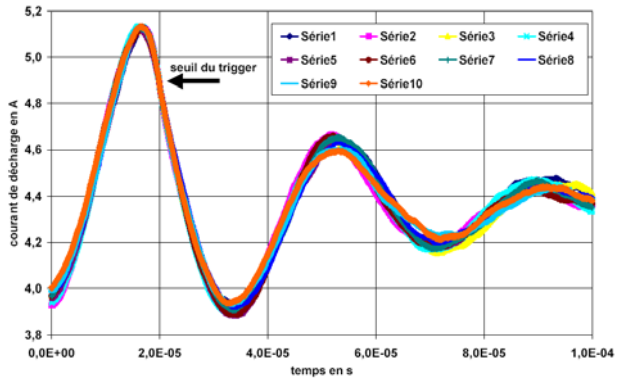


Fig. 105 **Reproductibilité temporelle du courant de décharge entre le premier enregistrement et le dernier avec les signaux intermédiaires. Il y a 30 minutes d'écart entre la première et la dernière mesure sur un même niveau seuil du trigger**

La principale difficulté de la méthode réside dans le choix du seuil de déclenchement. En effet, il faut sélectionner un événement qui soit représentatif de l'état moyen du plasma tout en s'assurant que nous conservons une cohérence et une reproductibilité [Fig. 105] de la mesure dans le temps.

Si le « trigger » est sélectionné sur un seuil trop haut, nous allons mesurer des événements rares de la décharge comme des sauts de courant qui ne sont pas du tout représentatif du comportement moyen et si le trigger est pris trop bas alors nous allons perdre la cohérence temporelle du signal et donc la reproductibilité de l'expérience. L'expérience a montré qu'en prenant un seuil de plus en plus élevé nous avons une cohérence temporelle de plus en plus longue, elle peut atteindre 1 à 2 ms mais vu le niveau du trigger il n'est pas sur que l'événement soit représentatif d'une oscillation basse fréquence caractéristique de la décharge. Dans notre cas, nous souhaitons mesurer à l'aide d'une sonde électrostatique les paramètres électroniques sur 1 à 2 oscillations du courant de décharge. De plus, nous avons enregistré le courant collecté par la sonde pour un balayage de potentiel de polarisation avec un pas de 1 V, ce qui signifie que la décharge du propulseur doit être dans le même état entre la mesure à –30 V et celle effectuée à +61 V. Il nous faut donc un événement qui soit représentatif et très reproductible avec une cohérence temporelle qui soit de l'ordre de 2 à 3 oscillations du courant de décharge. Lors des expériences le courant moyen de la décharge étant de 4,4 A nous avons pris un seuil à 4,9 A soit 11 % au dessus de la moyenne. Nous avons donc un événement qui est très représentatif de la moyenne avec une cohérence temporelle qui est correcte pour une mesure des paramètres électroniques sur une période d'oscillation à 20 kHz. Cette technique est couramment utilisée pour l'ensemble des diagnostics qu'ils soient optiques ou intrusifs, nous l'avons ici employé pour la résolution temporelle des sondes électrostatiques mais aussi avec la caméra CCD dont il est possible de déclencher l'acquisition sur une voie externe qui est pour nous le courant de décharge.

5.3. Imagerie résolue en temps

Le principe de la résolution temporelle s'applique à différents diagnostics et notamment à la caméra CCD. Nous pouvons choisir sur un oscilloscope un niveau seuil du courant de décharge IdA pour lequel une impulsion logique TTL est envoyée au contrôleur « Princeton » de la caméra CCD. Cette impulsion sert de point de référence dans le temps, ce qui nous permet de déclencher l'obturateur de la caméra et prendre des images sans ou avec temps de retard choisi par rapport à l'impulsion.

Il est donc possible de prendre une série d'images décalées dans le temps par rapport au temps t = 0 s de l'impulsion et de suivre la dynamique de l'intensité lumineuse émise par la propulseur. Les temps de déclenchement de la caméra étant très courts, de l'ordre de la microseconde, l'intensité lumineuse recueillie est très faible il faut donc cumuler plusieurs acquisitions en faisant une moyenne statistique pour un même état du plasma.

Le point de référence dans le temps peut être obtenu par un niveau seuil de déclenchement sur le courant de décharge, mais il est possible d'utiliser comme point de référence dans le temps une micro-coupure créée par l'interrupteur rapide du laboratoire GREMI. Le principal avantage de ce procédé tient au fait qu'après la micro-coupure, nous avons une oscillation de forte amplitude [Fig. 106] avant un retour au régime naturel. Cette ample oscillation produit une intensité lumineuse plus importante et un nombre d'acquisitions à faire par la caméra moindre. De plus, l'état du plasma est reproductible à chaque micro-coupure. L'inconvénient est que l'oscillation d'après coupure n'est pas représentative d'une oscillation moyenne de la décharge. Car pendant la micro-coupure, le canal s'est rempli de neutres, ce qui provoque une oscillation de forte amplitude lors du « micro-réallumage » de la décharge.

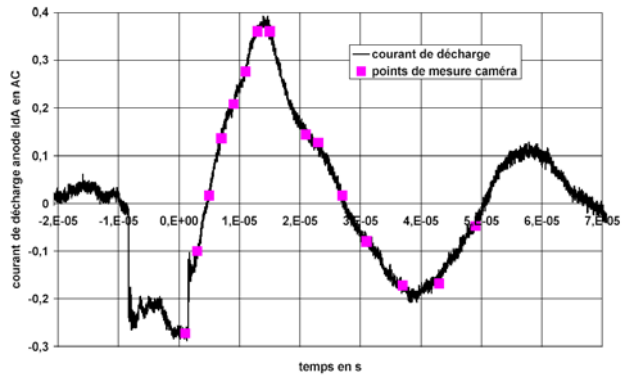


Fig. 106 **Courant de décharge anode IdA et points de mesures de la caméra CCD sur une oscillation basse fréquence après une micro-coupure du courant de décharge par l'interrupteur rapide du GREMI**

Vanessa Vial a réalisé l'imagerie pour étudier par transformée d'Abel la dynamique de la plume. Dans son cas, elle a prélevé uniquement la partie supérieure de l'image afin d'avoir une symétrie de révolution. Cela lui a permis de remonter à la zone de création des ions en fonction du mode d'injection des neutres à l'anode. Pour notre part, nous utilisons directement les images sans traitement, mais avec une attention particulière portée à la zone cathodique

Images du plan de sortie [Fig. 107] du propulseur et zoom sur le plasma cathodique, ainsi que le temps d'enregistrement à partir de la fin de la coupure du courant de décharge par l'interrupteur rapide.

A l'aide de la série d'images obtenues, nous pouvons suivre la dynamique du plasma dans le plan de sortie du propulseur et aussi dans la zone du plasma cathodique. Les images sont obtenues sans filtre, mais les mesures effectuées lors du régime stationnaire du propulseur ont montré que la lumière émise dans la zone du plan de sortie étaient principalement due aux ions, l'émission des neutres étant très faible, alors que la lumière de la zone cathodique était

principalement due aux xénon neutres excités. L'émission provenant du plan de sortie sature la caméra et ne permet pas l'observation du plasma cathodique, c'est pourquoi nous avons réalisé un zoom spécifiquement sur cette zone. Nous observons que les dynamiques des deux zones sont liées.

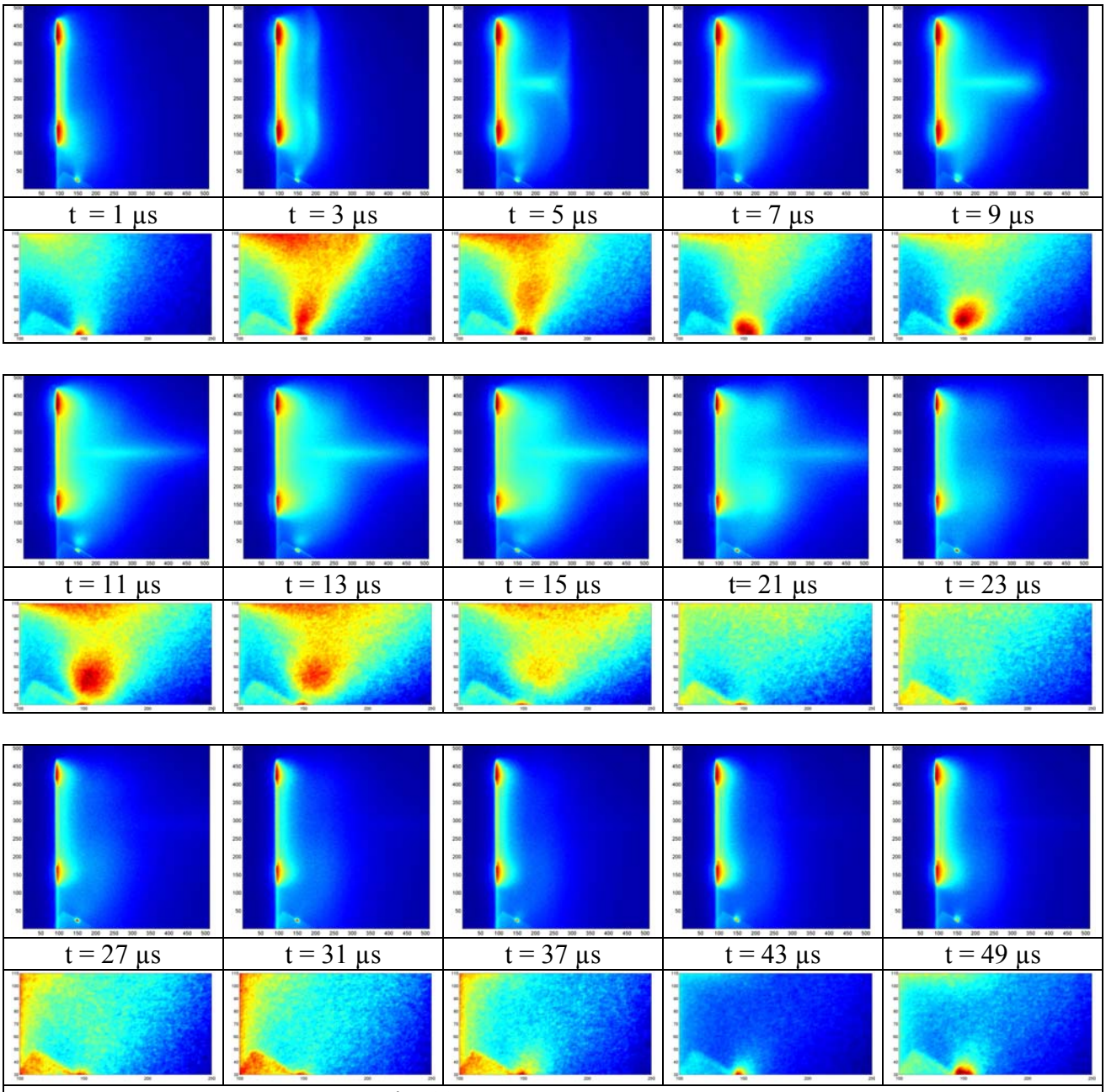


Fig. 107 **Imagerie résolue en temps**

Lors de la première µs, nous voyons que la décharge doit être à nouveau alimentée en électrons dans le canal car la micro-coupure a fait diminuer l'ionisation du plasma par des pertes aux parois des électrons chauds, puis froids. Nous voyons que le plasma cathodique est principalement dirigé vers le canal de décharge.

Sur les images allant de 3 à 5 µs, nous voyons la formation puis l'éjection du jet d'ions en sortie du canal, ainsi qu'une augmentation d'intensité lumineuse du plasma cathodique qui est maintenant plus dirigé vers le plan de sortie à la hauteur de la cathode creuse.

Le temps d'ouverture de l'obturateur de la caméra est de 1 µs, nous avons donc une incertitude de ±1 µs sur le temps de 5 µs pendant lequel les électrons de la cathode interviennent pour neutraliser le jet d'ions. Nous pouvons estimer le temps de vol des ions, de la zone d'ionisation au plan de sortie du propulseur, à une valeur comprise entre 4 et 6 µs.

Le jet d'ions est éjecté vers la plume dans l'intervalle de temps de 7 à 21 µs, puis nous arrivons à la fin de l'éjection des ions. Le canal doit se remplir à nouveau en neutres pour que le processus d'ionisation reprenne. Le plasma cathodique reste intense jusqu'à t = 15 µs, mais il se dirige de moins en moins vers la plume pour aller vers le canal, pour les temps t = 21 ; 23 et 27 µs.

De t = 31 à 37 µs, le plasma du plan de sortie est peu intense de même que celui de la zone cathodique, pour atteindre à t = 43 µs l'intensité la plus faible, nous sommes près du minimum de courant de décharge. C'est à dire que le somme de la composante électronique et ionique du courant est minimale.

A t = 49 µs le cycle recommence avec un nouveau front montant du courant de décharge et une nouvelle oscillation basse fréquence.

Le temps du cycle a duré approximativement 40 µs ce qui donne une fréquence de 25 kHz qui correspond bien au régime des basses fréquences rencontrées sur le courant de décharge.
On peut noter que le cycle qui vient d'être décrit correspond à la réponse de la décharge à une interruption et ne correspond pas aux oscillations naturelles du plasma.

5.3.1. La dynamique de la dissymétrie dans le plan de sortie

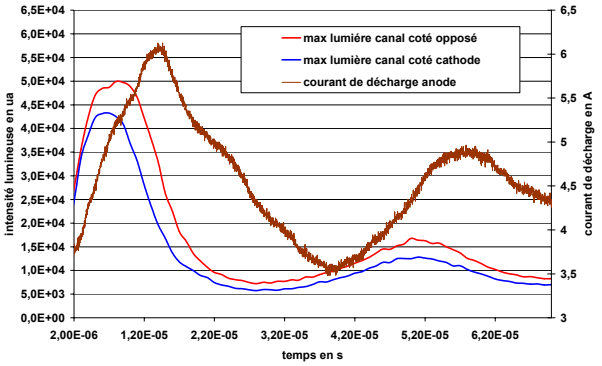


Fig. 108 **Dynamique du courant de décharge et des maxima des intensités lumineuses du canal côté cathode notée CC, et côté du canal opposé à la cathode notée CE**

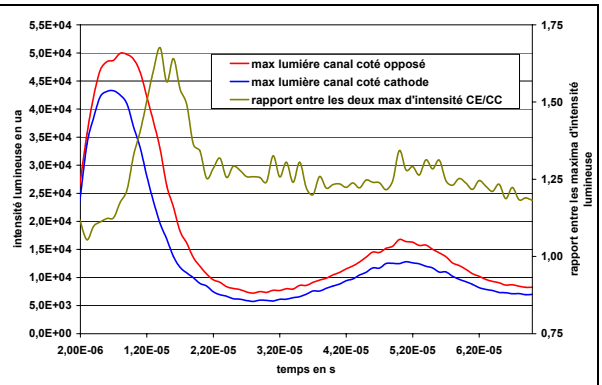


Fig. 109 **Dynamique des maxima d'intensité lumineuse de CC et CE et de la dissymétrie par le rapport CE/CC**

Nous avions observé dans le régime stationnaire une dissymétrie d'intensité lumineuse entre la partie du canal de décharge proche de la cathode et la partie opposée à la cathode creuse sur les images prises à 90°. Cette dissymétrie est localisée dans le plan de sortie du propulseur. Nous avons utilisé les images, sans filtre, résolues en temps, sur un état de plasma reproductible obtenu par une micro-coupure de 10 µs provoquée par l'interrupteur rapide du GREMI afin de suivre l'évolution de la dissymétrie [Fig. 108] sur une échelle de temps de l'ordre d'une oscillation basse fréquence à 20 kHz.

Ici, nous notons *CC* l'intensité lumineuse provenant de la partie du canal situé près du côté de la cathode creuse et *CE* l'intensité lumineuse émise par la partie du canal située sur le côté opposé à la cathode. Nous mesurons le maximum d'intensité provenant de la partie près de la cathode et le maximum du côté opposé, puis nous calculons le rapport entre les deux maxima afin d'avoir une valeur représentative de la dissymétrie.
Nous remarquons que la dissymétrie [Fig. 109] n'est pas constante au cours d'une oscillation du courant de décharge à basse fréquence, et que le maximum d'asymétrie apparaît sur le maximum du courant de décharge et non pas au maximum d'intensité lumineuse.

Nous voyons que la dissymétrie est bien liée à la présence d'ions qui apparaissent dans le plan de sortie pour le maximum de courant de décharge et que ce sont les électrons de la décharge qui excitent les ions car nous avons vu que le maximum de densité électronique apparaît avec un temps de 5 µs de retard par rapport au maximum de courant.

La dissymétrie n'avait pas été jusqu'à présent étudiée en détail car elle n'a pas d'incidence sur les performances macroscopiques du propulseur car elle intervient après ou en fin de la zone d'accélération des ions comme nous l'avons montré précédemment. Il se peut, avec les propulseurs à haute tension, que la zone d'ionisation soit plus en aval vers le jet et la zone

d'accélération soit elle aussi plus près de la zone de dissymétrie, et dans ce cas les lignes de potentiels pourraient être déformées dans la zone d'accélération entre le côté CE et CC. La dissymétrie poserait alors peut être un problème sur l'axe du vecteur poussée qui ne serait pas le même que l'axe longitudinal du propulseur.

5.4. Analyse temporelle du plasma par sondes électrostatiques

5.4.1. Fabrication des sondes co-axiales

Lors d'une première campagne de mesures par sondes électrostatiques près du corps de la cathode, nous avons mesuré des fluctuations de courant électrique recueillies au potentiel flottant de la sonde. Nous avions observé après traitement des signaux par transformée de Fourier la présence d'oscillations du propulseur entre 20 et 30 kHz mais aussi un pic à 12 MHz de faible intensité visible sur le spectre après suppression des composantes à basses fréquences. Dans la thèse de Mathieu Prioul, des mesures par des antennes capacitives passives situées sur la céramique extérieure du canal avaient mis en évidence la présence de phénomènes oscillants à haute fréquence centrés à 5-7 MHz, sur ces signaux la présence de plusieurs harmoniques étaient très nettement visible.

L'idée d'utiliser les sondes pour mesurer [Fig. 110] à la fois les caractéristiques électroniques du plasma [ANNEXE B)] et les fluctuations à hautes fréquences, nous a mené à fabriquer des sondes de type co-axe. L'avantage de la sonde coaxiale est de transmettre l'énergie électromagnétique du signal avec un faible taux d'atténuation et de véhiculer l'information correspondante à l'abri des phénomènes parasites de la source jusqu'au détecteur.
La sonde est constituée [Fig. 111] d'un fil de tungstène qui dépasse du co-axe de 3 mm, le reste du fil étant blindé, nous avons donc une information locale des fluctuations du plasma et ce pour des signaux de très faible amplitude. Le tungstène (W) est choisi pour son haut point de fusion 3422 °C et pour son énergie d'extraction élevée de l'ordre de 4,55 eV. Cependant le tungstène est un matériau assez difficile à travailler car il est fibreux et cassant. Le tantale (Ta) présente un point de fusion plus bas 2996 °C et une énergie d'extraction électronique de 4,1 eV mais il est plus facile à travailler. Nous pensons l'utiliser pour une prochaine campagne de mesures par sonde.

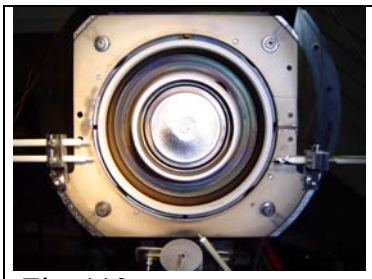


Fig. 110 **Position des sondes sur la face avant du propulseur**

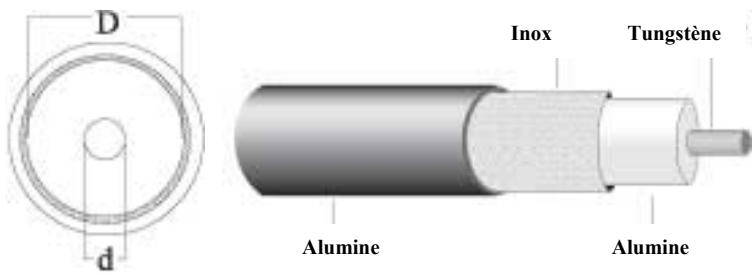


Fig. 111 **Schéma en coupe, puis décomposé d'une sonde coaxiale**

Nous pouvons calculer les caractéristiques de notre co-axe fabriqué. Il faut savoir que la longueur du co-axe n'a aucun lien avec son impédance. L'impédance est déterminée par la dimension et l'espace entre les conducteurs et la nature de l'isolant qui les sépare. La formule suivante peut être utilisée pour calculer en première approche l'impédance d'un co-axe.

$$Z = \frac{138}{\sqrt{\varepsilon}} \log_{10}(\frac{D}{d}) \qquad \text{Eq 28}$$

d = diamètre externe du conducteur central

D = diamètre interne du tube du câble bouclier

ε = constante diélectrique de l'isolant (= 1 pour l'air)

L'isolant que nous avons utilisé, est de l'alumine (Al_2O_3 à 99 %) qui a une permittivité comprise entre 9 et 10,1 Farad/m selon les données trouvées dans la littérature et sur le site Internet du fournisseur de la société « Goodfellow ». L'alumine a été utilisée car elle présente une bonne tenue mécanique aux températures élevées elle résiste à des températures de 1700-1800 °C, une bonne conductivité thermique 900 J/K/kg , une grande résistivité électrique > 10^{14} Ω.cm, une grande dureté, et une bonne résistance à l'usure.

La valeur de d est de 0,1 mm et celle de D est de 1,1 mm. Nous avons donc une impédance d'une valeur comprise entre 45 et 48 Ω pour le co-axe de la sonde. En général, les impédances des co-axes sont comprises entre 20 et 150 Ω. La longueur du tube de la sonde est de 5 cm, l'extrémité du co-axe est soudée à un câble co-axe blindé 50 Ω utilisé dans les satellites[7], le tout est relié par un connecteur SMA femelle. Il serait possible de réduire encore l'impédance de la sonde en modifiant les dimensions du tube d'inox et d'alumine, mais il faut aussi que la sonde résiste au plasma. Afin d'éviter qu'il y ait apparition d'un court circuit entre l'âme et la masse du co-axe par un dépôt métallique lors de l'expérimentation, nous avons utilisé une fine couche de pâte céramique pour boucher les espaces de la masse en contact avec le plasma à l'extrémité de la sonde.

[7] *Un grand merci à Sisouk Sayhamat pour les câbles « co-axes » de qualité spatiale, pour les passages sous vides des câbles et pour toute son aide dans les montages des expériences sur PIVOINE.*

Les résultats présentaient dans ce chapitre ont été obtenus par une sonde fixée sur la face avant du propulseur. Elle est située pour sa position radiale sur le bord de la céramique extérieur R_{ext} = 5,2 cm et pour sa position axiale à 1 cm en aval dans le jet.

5.4.2. Mesure moyennée sur un temps de cohérence de 100 µs

Nous avons donc polarisé la sonde à : –30 V puis enregistré le courant collecté par la sonde à travers une résistance de 1 kΩ. Le courant collecté est en fait une moyenne statistique sur 256 acquisitions déclenchées par un niveau de « trigger » sélectionné sur le courant de décharge. Nous enregistrons de même la valeur du potentiel appliqué même si elle est supposée être constante. Nous disposons donc des valeurs moyennes statistiques du courant de décharge IdA, du courant collecté [Fig. 112] par la sonde et du potentiel appliqué à la sonde. Nous avons répété cette opération en incrémentant le potentiel appliqué par pas de 1 V jusqu'à atteindre un potentiel de + 61 V.

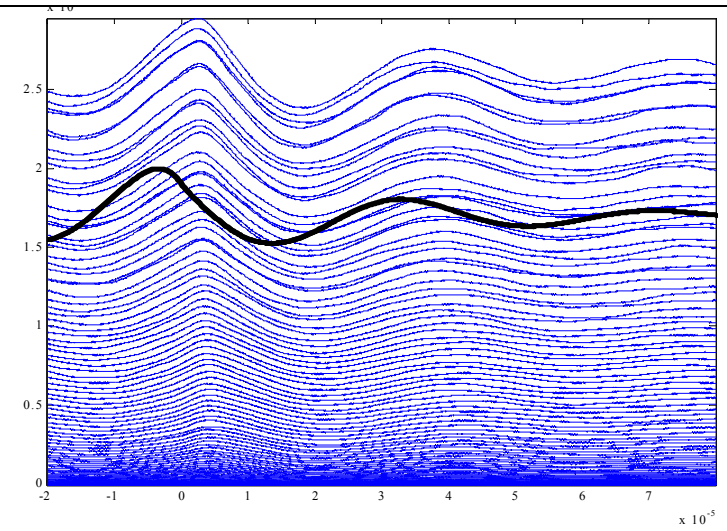


Fig. 112 **Les 92 mesures de courant collecté par la sonde de [–30 ;+61 V] en bleu sur 100 µs et du courant de décharge anode IdA (AC) en noir**

A partir de l'ensemble de ces données, il est possible de construire une caractéristique de sonde à différents instants sur l'oscillation du courant de décharge anode IdA. L'effet du champ magnétique sur l'interprétation des caractéristiques de sonde est cette fois moins important car nous nous intéressons au caractère dynamique des paramètres électroniques. Chaque courbe de sonde est traitée de la même façon et elles ont toutes étaient réalisées avec le même champ magnétique.

Un premier résultat intéressant à extraire est de calculer à partir de ces courants collectés une moyenne temporelle sur ces 100 µs des paramètres plasmas.

Nous obtenons une caractéristique de sonde unique qui est une mesure moyennée [Fig. 113] sur 100 µs à partir de laquelle nous pouvons déterminer les valeurs de température, de densité

électronique de potentiel flottant et de potentiel plasma sur 3 oscillations basses fréquences. Cette mesure donne une précision de 0,1 ms avec une état reproductible du plasma alors que le signal triangulaire à 100 Hz nous donnait une précision de 10 ms sur une série d'états non reproductibles. La première remarque est que la courbe de sonde moyennée est nettement moins bruitée que celle obtenue habituellement. Cela est du à la bonne reproductibilité de l'état de la décharge et aussi à la moyenne statistique rendue possible par le niveau seuil de déclenchement.

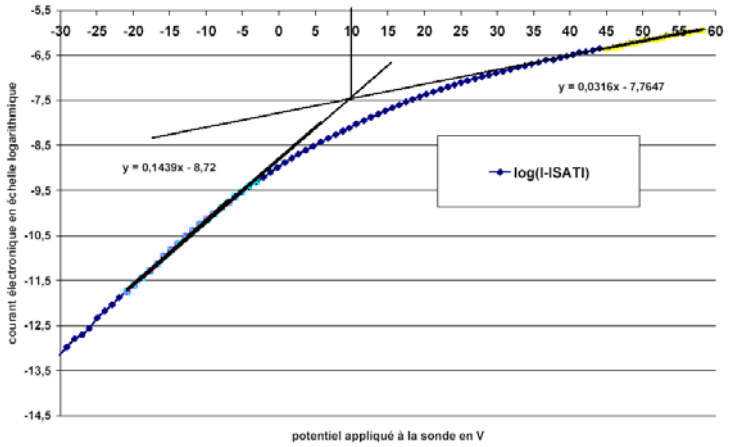


Fig. 113 **Caractéristique de sonde obtenue en moyennant les valeurs mesurées sur 100 µs.**

Les résultats donnent un potentiel flottant autour de la valeur de V_f= - 21,8 V, une température électronique T_e = 6,9 eV, une densité électronique de n_e = 2,4 10^9 cm^{-3} et un potentiel plasma V_p = 9,6 V. La mesure du potentiel plasma est réalisée en référence à la masse, c'est à dire le caisson d'expérience PIVOINE, le potentiel de la cathode par rapport à cette même masse était de l'ordre de –21,7 V. Nous avons donc un potentiel flottant mesuré qui est proche du potentiel de la cathode et un potentiel plasma mesuré 1 cm en aval du plan de sortie du propulseur à 31,3 V du potentiel de la cathode. Le calcul de la fonction de distribution n'est toujours pas possible à cause du caractère discret des données qui bruite fortement la dérivation.

5.4.3. La dynamique du potentiel flottant $V_f(t)$ et de la température électronique $T_e(t)$

Le premier résultat obtenu est la mesure au cours du temps du potentiel flottant qui est le potentiel pris naturellement par la sonde lorsqu'elle baigne dans le plasma sans être polarisée. Nous avons tracé les caractéristiques de sonde pour 7 instants différents de l'oscillation et nous observons que le potentiel flottant présente une dynamique temporelle, il varie entre –19 V et –24 V. Nous pouvons faire une seconde remarque à partir de ces courbes de sonde, nous voyons que le courant recueilli par la sonde juste après le potentiel flottant est à peu près

identique pour chaque instant et cela est encore plus évident si nous décalons les courbes afin de les superposer. Cela met en évidence le fait que si il y a bien une dynamique de part le potentiel flottant [Fig. 114], l'état du plasma semble rester sensiblement le même, il est juste décalé en potentiel.

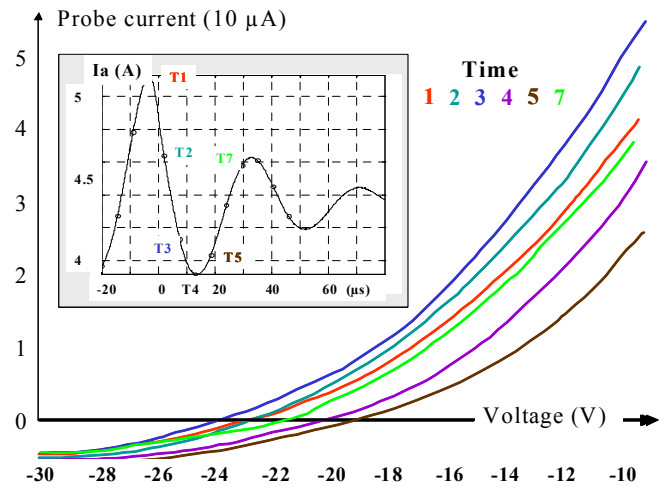


Fig. 114 **Caractéristiques de sonde autour du potentiel flottant V_f en V à 7 différents instants du courant décharge anode IdA**

Sur les résultats présentés, le niveau de déclenchement est fixé à une valeur de 4,9 A et localisé à l'instant t = 0 s sur un front descendant du courant de décharge anode IdA. Les données ont été traitées pour 15 différents instants répartis sur une oscillation complète du courant de décharge anode. Comme il avait été pressenti par les caractéristiques de sonde autour du potentiel flottant, nous remarquons que la température électronique [Fig. 115] varie très peu et peut être considérée comme constante dans la zone du plan de sortie en bordure de la céramique externe. La température quasi-constante a une valeur de 6,6 eV, proche de celle mesurée sur une moyenne temporelle de 100 µs.

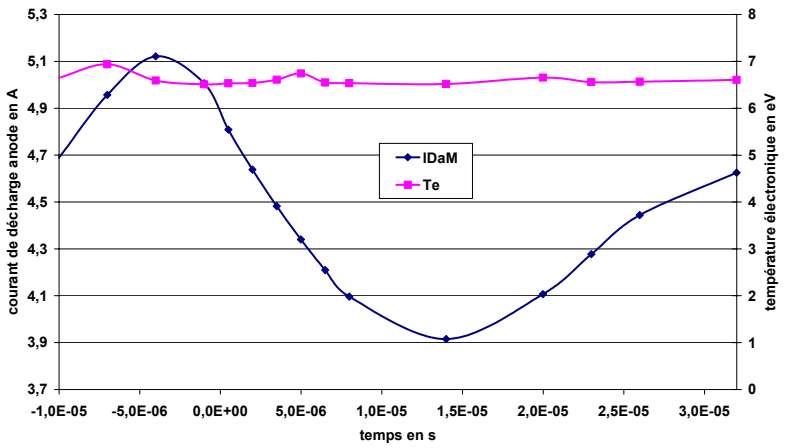


Fig. 115 **Dynamique de la température électronique Te(t) en eV et du courant décharge anode IdA en A sur une oscillation basse fréquence.**

Dans un plasma, il est difficile de modifier la température des électrons, le plus souvent le chauffage des électrons provient d'une interaction avec une onde (champ électrique) extérieure ou bien par la présence d'instabilité permettant un transfert d'énergie. Les collisions électron-neutre peuvent aussi modifier la température électronique par transfert d'énergie mais le coefficient de transfert μ est tel que :

$$\Delta E = \mu E = 4\frac{m_e M}{(M+m_e)^2}E \approx 4\frac{m_e}{M}E \qquad \text{Eq 29}$$

où ΔE est la variation d'énergie lors de la collision et E l'énergie avant collision. Le rapport des masses entre l'électron et l'atome de xénon est de l'ordre de : $4\frac{m_e}{M} \approx 16.10^{-6}$, ce qui implique que pour qu'un transfert d'énergie soit notable il faut un nombre de collisions important.

Le temps caractéristique de collision dans la décharge est de l'ordre de $\tau_c = 10^{-6}$ s. Lors de n collisions, nous avons l'énergie finale des électrons qui vaut :

$$E_{finale} = E_{initiale}(1-\mu)^n \qquad \text{Eq 30}$$

Dans le plan de sortie, la densité de neutre est 10 fois plus faible qu'à l'entrée du canal, elle est de l'ordre de $n_a = 10^{12}$ cm^{-3}, c'est donc une estimation haute que nous faisons sur le temps de collision. Nous pouvons estimer qu'une perte de 10 % de l'énergie initiale apparaît après $n = 6.10^3$ collisions soit un temps de l'ordre de 6 ms ce qui correspond à une centaine d'oscillations basse fréquence à 20 kHz.

La faible densité de neutre et le très faible coefficient de transfert d'énergie par collision entre un électron et un atome de xénon montrent que le processus collisionnel est un processus long devant l'échelle de temps d'une seule oscillation basse fréquence qui est de l'ordre de 5.10^{-5} s. Les collisions ne peuvent donc pas modifier la température des électrons à cette échelle de temps caractéristique de la décharge.

Les mesures par sonde électrostatique dans le plan de sortie confirment qu'il n'y a pas de processus physique permettant de modifier la température des électrons.

5.4.4. La dynamique de la densité électronique $n_e(t)$ et du potentiel plasma $V_p(t)$

La densité électronique [Fig. 116] n'est pas constante au cours du temps, elle suit une dynamique proche de celle du courant de décharge anode IdA, mais avec un temps de retard, elle suit l'évolution temporelle du potentiel plasma local. La valeur de densité oscille entre $2{,}3.10^9$ et $2{,}9.10^9$ cm^{-3}, alors que nous avions trouvé une densité moyennée sur 100 µs de $2{,}4.10^9$ cm^{-3}, cela montre qu'un traitement de caractéristique de sonde à l'aide d'une résolution temporelle moyennée dans le temps donne une très bonne indication des

paramètres électroniques de la décharge mais ne permet pas de suivre la dynamique des paramètres électroniques.

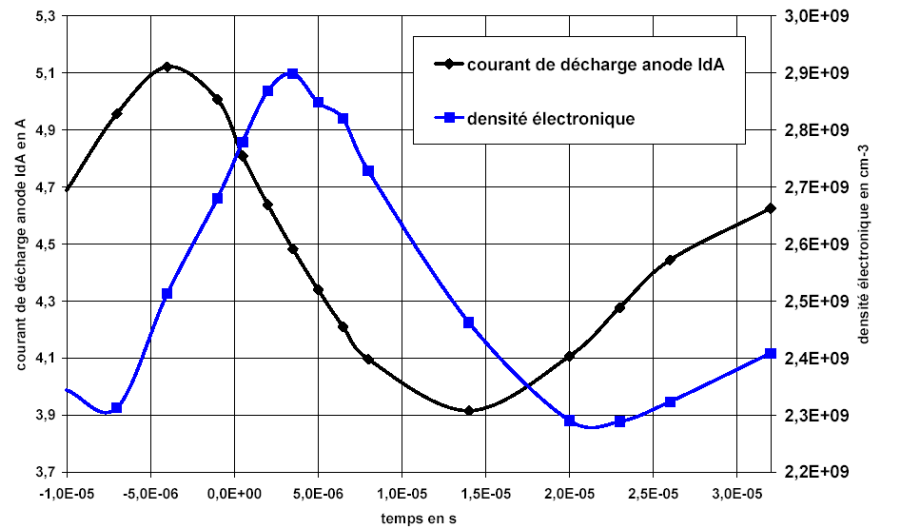


Fig. 116 **Evolution du courant de décharge anode IdA en A et de la densité électronique en cm^{-3}**

Le décalage entre le maximum de densité électronique et le maximum de courant de décharge anode est d'approximativement de l'ordre de 7,5 µs. Il existe une incertitude de ±2 µs sur ce temps de décalage du au nombre limité de points utilisés pour étudier la dynamique et au calcul lui-même. Cependant il est possible d'utiliser le courant collecté par la sonde polarisée à +61 V pour suivre la dynamique du courant électronique. En effet, au potentiel de +61 V, la sonde collecte à sa surface uniquement les électrons, ce courant est directement proportionnel à la densité électronique, nous pouvons avoir ainsi accès à une valeur du temps de décalage avec beaucoup moins d'incertitude. Le temps de décalage obtenu entre le courant de décharge anode et le courant électronique [Fig. 112] pour le potentiel appliqué le plus élevé (+61V), il est de 5,85 µs.

Nous remarquons que le maximum de densité électronique apparaît sur le front descendant du courant de décharge anode. D'après l'imagerie rapide en résolution temporelle, nous savons que les ions sont éjectés hors du canal sur la phase descendante du courant de décharge anode. L'électro-neutralité implique que la densité électronique doit être égale à la densité ionique. C'est pourquoi nous avons une augmentation de la densité d'électrons pour neutraliser le jet d'ion dans le plan de sortie sur le front descendant. Nous avons mesuré dans le chapitre 4.6 la composante électronique du courant dans le canal, nous avions trouvé 0,89 A pour un courant de décharge moyen de 4,4 A, il y a donc 3,51 A de courant ionique à neutraliser en sortie de canal.

Le temps de retard peut être vu comme un temps de vol des ions entre le canal et la position de la sonde. Si on suppose que les ions ont une vitesse moyenne de 15.10^3 m/s à la fin de la

chute de potentiel et comme nous connaissons le temps de retard entre le courant anode et sonde de 5,85 µs alors il est possible de calculer une distance de neutralisation *D*. Le calcul donne une valeur de D = 5,85 µs * 15.10^3 m/s = 8,7 cm. Dans le canal, les ions sont neutralisés par les électrons provenant de l'ionisation donc des électrons de la décharge, mais lorsqu'ils sont éjectés vers le jet, ce sont les électrons émis par la cathode qui les neutralisent. La distance *D* correspond donc à la longueur à partir de laquelle ce ne sont plus les électrons de la décharge mais les électrons de la cathode qui neutralisent les ions. Sachant que la longueur du canal est de 2,5 cm, nous pouvons estimer que les électrons de la cathode interviennent à une distance de 6,2 cm du plan de sortie du propulseur. L'imagerie dans le C*hapitre 4.3.1* nous avait montré différentes zones d'émission lumineuse dont l'une d'elles avait une longueur de l'ordre de 7 à 8 cm par rapport au plan de sortie qui pourrait correspondre à cette zone où ce sont les électrons de la décharge qui neutralisent les ions et au-delà ce sont les électrons de la cathode.

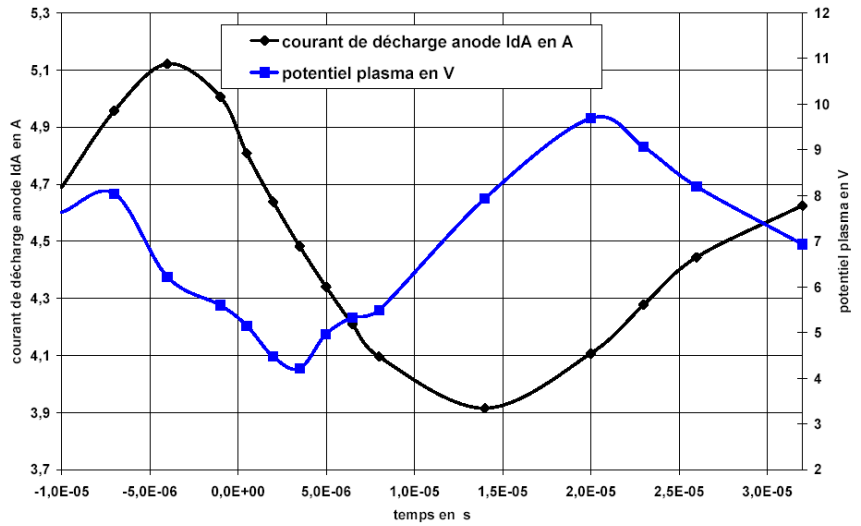


Fig. 117 **Evolution du courant de décharge anode IdA en A et du potentiel plasma en V**

Le potentiel plasma [Fig. 117] présente la même dynamique que le courant de décharge IdA, mais en opposition de phase et avec un temps de retard qui est le même que celui trouvé pour la densité électronique. Son minimum apparaît lui aussi sur un front descendant de IdA. Cela montre le lien qui existe entre la dynamique du potentiel plasma et la dynamique de la densité électronique.

Un potentiel est le rapport entre une charge et une capacité, dans notre cas la capacité C du plasma. Lorsque le plasma se remplit en un maximum d'électrons, la densité n_e augmente et le potentiel V_p devient de plus en plus négatif car la charge totale est égale à $Q = -en_e$ avec e la charge élémentaire. Lorsque la densité électronique est minimale alors la charge électronique

du plasma augmente et le potentiel devient de plus en plus positif. C'est bien cette dynamique que nous retrouvons entre le potentiel plasma et la densité électronique.

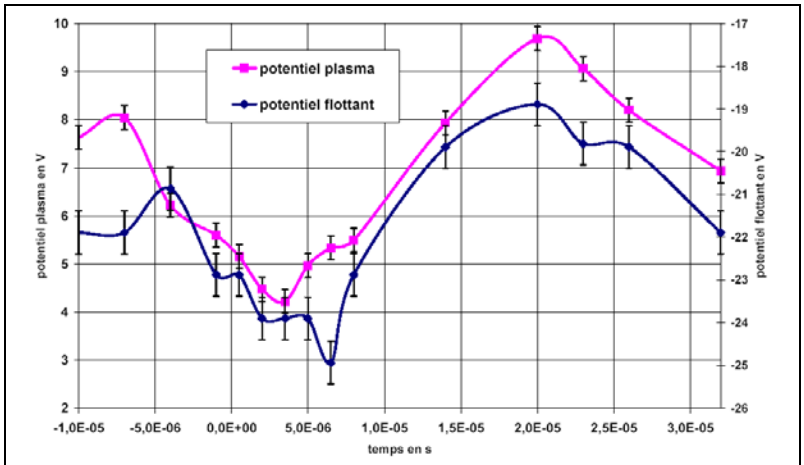


Fig. 118 **Evolution du potentiel plasma et du potentiel flottant en V**

Il est possible aussi de mesurer la température électronique à partir de la différence entre le potentiel plasma et le potentiel flottant par la formule suivante :

$$V_p - V_f = \frac{k_B T_e}{2e} \ln\left(\frac{M_i}{2\pi (0{,}6)^2 m_e}\right) \qquad \text{Eq 31}$$

Les mesures expérimentales sont des mesures discrètes par pas de 1 V ce qui laisse une incertitude forte sur la mesure du potentiel flottant où le courant ionique est égal au courant électronique. Nous pouvons estimer que la marge d'erreur est de 0,5 V pour le potentiel flottant à cause du pas de mesure. De même, le calcul du potentiel plasma est obtenu de façon géométrique à partir de l'intersection des deux droites de « température » et de courant de saturation électronique, ce qui induit aussi une incertitude, elle est cependant moins forte que pour le potentiel flottant. Cependant, nous remarquons que les deux potentiels ont la même dynamique, leur différence [Fig. 118] reste donc à peu près constante sur une oscillation basse fréquence de la décharge. Cela montre à nouveau que la température électronique varie très peu et peut être considérée comme constante dans le temps. Ce résultat confirme la mesure par la méthode de la pente de la caractéristique de sonde.

5.5. Corrélation avec IdA, IdC, et V_c sur 100 µs

Nous avons enregistré une moyenne statistique sur 128 acquisitions les signaux [Fig. 119] de la décharge tels que le courant décharge anode et cathode ainsi que les potentiels de décharge et potentiel cathode par rapport à la masse. Nous remarquons qu'il existe une différence d'amplitude entre le courant anode IdA et le courant cathode IdC, mais les deux courants ont la même intégrale. Nous observons aussi des temps de retard entre les 4 valeurs enregistrées.

Le temps de retard entre le courant IdA et IdC est de l'ordre de 1 à 2 µs, et il est de 4,02 µs entre IdA et V_c.

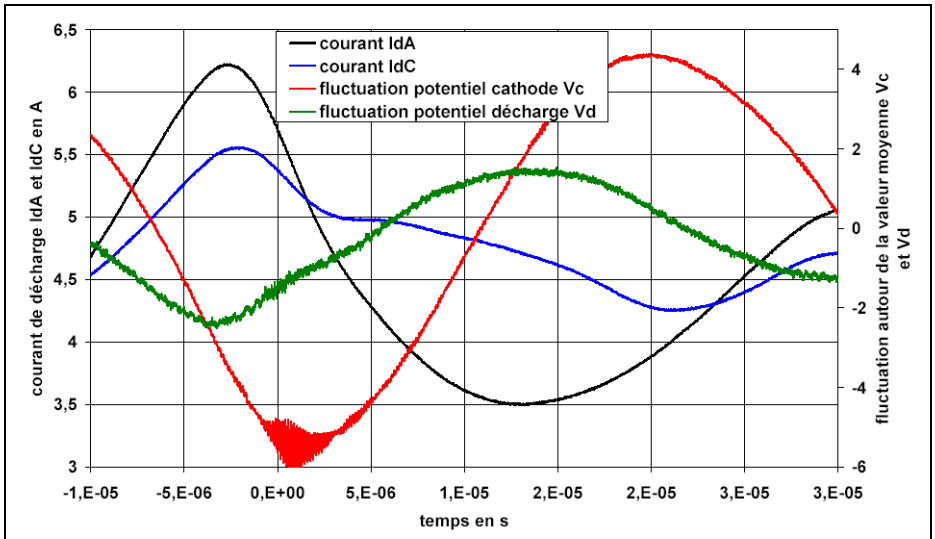


Fig. 119 **Moyenne statistique sur 128 acquisitions des courants décharge anode IdA et cathode IdC, des fluctuations autour de la valeur moyenne du potentiel de décharge Vd et du potentiel cathode Vc**

Le temps de retard entre le courant anode et le potentiel de la cathode creuse correspond au temps trouvé par les mesures de sonde électrostatique (5,8 µs). Ce temps de décalage est représentatif du temps de vol des ions et à la montée de densité électronique pour neutraliser le jet. La différence entre la mesure de sonde et la mesure par les pinces à effet Hall du temps de décalage peut venir de l'incertitude due aux mesures de sonde mais aussi au temps de transport de l'électron de la cathode jusqu'au plan de sortie du propulseur.

Le potentiel de décharge V_d est la différence de potentiel appliqué entre l'anode et la cathode creuse, nous connaissons le potentiel V_c de la cathode par rapport à la masse nous pouvons donc connaître le potentiel V_a de l'anode. Les mesures des fluctuations du potentiel anode et du potentiel cathode, nous montre que l'écart type est plus grand pour l'anode que la cathode. Le potentiel V_c de la cathode a des oscillations moins fortes car la cathode est en interaction [Fig. 120] avec la décharge du propulseur mais aussi avec le jet et le caisson. La cathode est toujours en contact avec la plume qui lui évite de voir des variations de charge aussi forte qu'à l'anode.

Les expériences utilisant l'interrupteur ont mis en évidence ce phénomène. Lors d'une interruption de 10 µs du courant de décharge anode, le potentiel anode chute vers les –150 V alors que celui de la cathode reste dans son régime habituel autour des –20 V, car la cathode reste constamment en contact avec la plume qui la « protége » des fortes fluctuations de la décharge principale. Il existe encore un point mal compris sur ces problèmes d'interaction entre le caisson et le propulseur : dans le moyen d'essais PIVOINE, le corps du SPT-100-ML est au potentiel flottant, nous avons accès à la mesure du potentiel V_m de la carcasse du propulseur par rapport à la masse. Cette valeur montre un comportement dépendant des

paramètres de décharge tels que V_d, m_a, I_b ou encore la pression statique du caisson mais il est très difficile d'établir une règle prédictive. Ce point montre la grande interaction du propulseur à travers sa décharge plasma avec les éléments constituant le moyen d'essai.

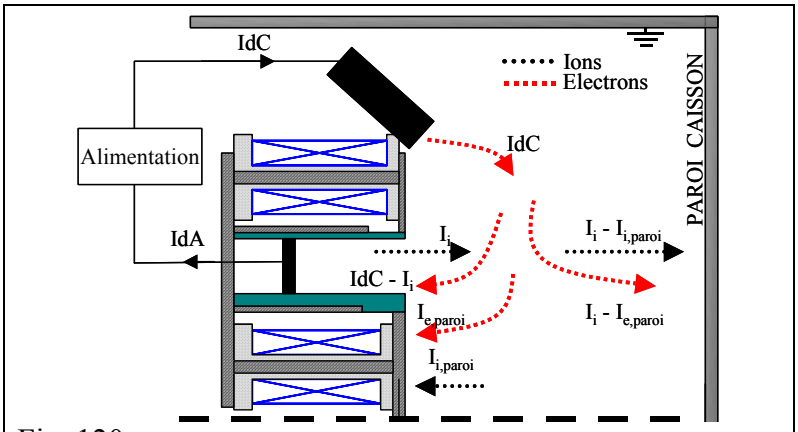


Fig. 120 **Exemple des interactions entre les courants électroniques et ioniques entre le propulseur, la cathode et le caisson**

Il est intéressant de regarder ce problème de dynamique de charges émises et leur interaction avec le propulseur. On peut étudier la quantité de charge éjectée vers la plume que ce soit le propulseur ou bien la cathode en utilisant la différence de courant IdA et IdC.

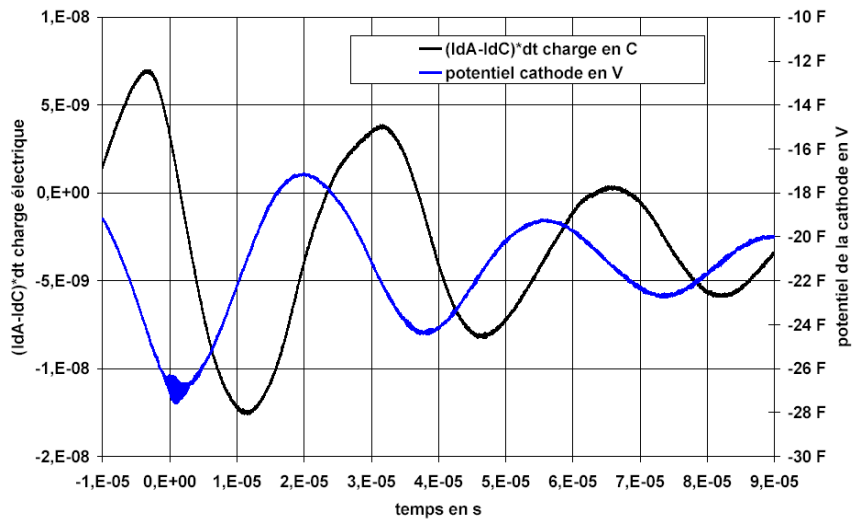


Fig. 121 **Dynamique de la quantité de charge émise à l'extérieur du propulseur par la valeur de (IdA-IdC), et dynamique du potentiel cathode par rapport à la masse.**

Nous observons que la différence entre le courant de décharge anode et cathode est en quadrature de phase avec le potentiel de la cathode creuse [Fig. 121], c'est à dire que la différence IdA et IdC s'annule lorsque Vc est sur un extrema. La différence entre les deux courants IdA et IdC est équivalente au courant émis pour neutraliser le jet d'ion à l'extérieur du propulseur. Nous pouvons à partir de cette différence calculer la quantité de charge émise à l'extérieure du propulseur car nous avons :

$$I_{ext} = \frac{dq_{ext}}{dt} \Rightarrow q_{ext} = \int (IdA - IdC)dt \text{ Eq 32}$$

Lorsque le propulseur éjecte les ions vers la plume, la cathode creuse doit fournir des électrons pour neutraliser le flux d'ions. La cathode émet donc une quantité de charge électronique qui rend son potentiel encore plus négatif. Le potentiel cathode atteint son minimum lorsque le nombre d'ions à neutraliser est maximum. De plus, en devenant encore plus négative la cathode devient répulsive face aux charges négatives des électrons ce qui facilite leur éjection vers la plume.

Sur le minimum du potentiel cathode [Fig. 119][Fig. 121] moyenné statistiquement, nous observons un écart type plus grand qui montre que nous avons de forte fluctuation par rapport à la moyenne et ce sur un temps très court. Ceci implique que nous avons un phénomène fluctuant qui apparaît sur le minimum d'oscillation du potentiel cathode et ce à une fréquence plus élevée que les oscillations à 20 kHz de l'ordre de 1-5 MHz.

5.6. Observation avec les sondes de Hall de PIVOINE de la haute fréquence

Lors de cette étude, nous avons enregistré le potentiel cathode par rapport à la masse en réalisant une moyenne statistique sur 128 acquisitions sur un état du plasma obtenu par déclenchement sur un niveau de courant. Nous avons remarqué que le potentiel cathode Vc moyenné statistiquement présente sur ses minima une forte dispersion de ces valeurs par rapport à la moyenne.

Le comportement du potentiel de la cathode étant à peu près semblable sur les autres parties de l'enregistrement, cette forte dispersion [Fig. 121] sur la moyenne statistique signifie qu'il y a une très forte fluctuation de la valeur du minimum de potentiel cathode. Les fluctuations localisées sur un temps très court de l'ordre de 2 à 5 µs indiquent que nous avons un phénomène haute fréquence qui apparaît sur le minimum de potentiel cathode.

Nous avons traité le signal pour étudier ce phénomène et voir s'il apparaît sur les autres valeurs mesurées par le moyen d'essais PIVOINE tels que IdA, IdC et V_d, à l'aide des outils que sont la transformée de Fourier, et la transformée de Fourier glissante [ANNEXE D)].

Nous remarquons qu'effectivement nous avons un phénomène haute fréquence dans la gamme 5-7 MHz qui apparaît principalement sur le minimum du potentiel cathode [Fig. 122] ou bien sur les fronts descendant du courant de décharge anode. On devine dans le bruit la seconde harmonique vers les 12-13 MHz.

Nous pouvons comparer l'intensité, en dB, de ce phénomène haute fréquence par rapport à l'intensité des basses fréquences de la décharge plasma pour les différents signaux IdA, IdC,

V_d et V_c et nous avons observé la présence de la haute fréquence entre 5-7 MHz sur tous les signaux [Fig. 123][Tableau 9]. Cette haute fréquence n'a pas la même intensité mais elle est toujours localisée dans le temps et présente un comportement dynamique.

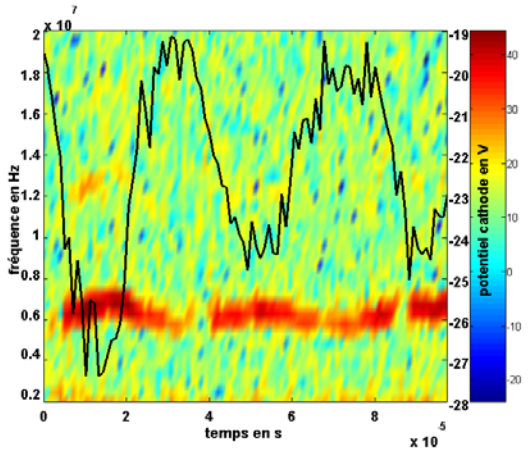


Fig. 122 **Spectrogramme du potentiel cathode Vc en dB et évolution de Vc en fonction du temps en V (axe y de gauche)**

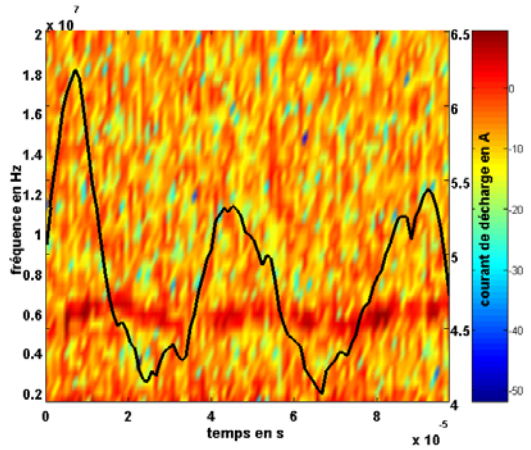


Fig. 123 **Spectrogramme du courant de décharge anode en dB et IdA en fonction du temps en A (axe y de gauche)**

Les mesures du courant de décharge IdA et IdC par pinces à effet Hall et de potentiel par sonde différentielle qui mesure V_d et V_c nous avons les résultats présentés dans le tableau suivant :

Paramètres	Basse fréquence	Haute fréquence	Ecart en dB entre BF et HF
IdA	30 kHz (39 dB)	5-7 MHz (-14 dB)	~ 53 dB
IdC	30 kHz (30 dB)	5 et 6,5 MHz (-17,5 dB)	~ 47 dB
Vd	30 kHz (40 dB)	2 et 5 et 6,5 MHz (16 12 et 4 dB)	~ 36 dB
Vc	30 kHz (52 dB)	5-7 MHz pic à 6,5 MHZ (25 dB)	~ 27 dB

Tableau 9 Mesures des intensités des fréquences en dB par le moyen d'essai PIVOINE

Nous avons donc un rapport 10^3 entre les deux phénomènes basse et haute fréquence. Mais ce rapport dépend sur quel paramètre il a été mesuré.

Il apparaît donc que ce phénomène haute fréquence est plus facilement observable sur le potentiel cathode que sur tous les autres paramètres. Il y a deux possibilités pour expliquer ce fait, soit la cathode est à l'origine de ces oscillations haute fréquence, soit la cathode agit comme une antenne qui baigne dans le plasma et elle reçoit de part sa surface une plus grande intensité du phénomène à haute fréquence que l'anode.

Il se peut aussi que la surface de la cathode ne joue pas un aussi grand rôle, mais que le phénomène haute fréquence se produit dans une zone proche de la cathode, c'est à dire dans le plan de sortie du propulseur.

Cette haute fréquence sur le potentiel de la cathode [Fig. 124] a été observée avec le propulseur PPS-1350 sur un banc de la SNECMA à Villaroche qui dispose d'une cathode creuse de la société Fakel. Nous remarquons, même si l'intensité est faible, la présence d'un massif de fréquences comprises entre 5 et 10 MHz sur le potentiel CRP équivalent du V_c sur PIVOINE.

De même, nous avons récemment observé sur le spectre du potentiel cathode par rapport à la masse de la haute fréquence aux environs de 7 MHz lors du test du SPT-100-ML avec la cathode M-20 du KhAI qui doit servir pour le propulseur X000-ML.

Il semble donc que cette fréquence soit typique des décharges des propulseurs à effet Hall et que nous pouvons la retrouver peut être plus généralement sur des décharges en E∧B qui sont dans les mêmes gammes de densité, tension et intensité de champ magnétique.

Nous observons donc un phénomène haute fréquence qui semble être localisé dans le temps, sur les fronts descendant du courant IdA ou sur le minimum de V_c, et peut être dans l'espace. Cela signifie qu'il y a une corrélation entre ce phénomène haute fréquence et les oscillations basses fréquences caractéristiques de la décharge des propulseurs à effet Hall. Ce point pourra être analysé en détail au moyen du code particulaire du CPHT.

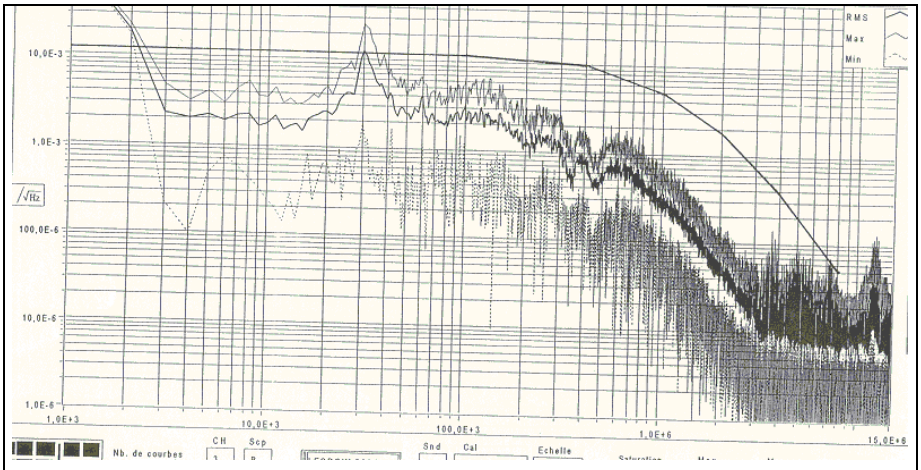


Fig. 124 **Transformée de Fourier du potentiel CRP qui est le potentiel cathode par rapport à la masse, PPS1350, SNECMA, Villaroche**

La fréquence élevée du phénomène est liée aux électrons qui sont les seuls capables d'agir à ces échelles de temps 0,2 µs, les ions ayant une inertie trop grande. Ce phénomène présente une dynamique rapide car la haute fréquence observée n'est pas constante dans le temps, la fréquence augmente, atteint un maximum puis diminue plus lentement qu'elle avait augmenté semble t-il.

Nous pouvons estimer que les électrons ont une vitesse de dérive de l'ordre de 2.10^6 m/s ($v_D \approx \frac{E_z}{B_r} \approx \frac{3.10^4\ V/m}{150.10^{-4}\ T} = 2.10^6\, m/s$), le diamètre du rayon moyen du canal est de $4{,}225.10^{-2}$ m, nous avons donc une longueur (périmètre du cercle) de 0,266 m, le temps de rotation est de $1{,}3.10^{-7}$ s, soit une fréquence de 5,6 MHz. Ces hautes fréquences correspondent à des temps de rotation des électrons dans le canal. C'est pourquoi elles sont souvent associées à des oscillations azimutales du courant de Hall.

5.7. Conclusion

Nous avons étudié le caractère dynamique du plasma en tenant compte des oscillations basses fréquences de la décharge à l'aide d'une caméra CCD rapide et d'une sonde électrostatique dans le plan de sortie. L'imagerie résolue en temps a permis d'observer la dynamique du plasma dans le plan de sortie du propulseur et aussi dans la zone cathodique à l'échelle basse fréquence de 20 kHz mais aussi à un temps de 5 µs qui correspond au temps de vol des ions. Elle a permis d'étudier la dynamique de la dissymétrie qui est maximale pour le maximum de courant de décharge.

Les mesures par sonde électrostatique résolue en temps ont permis de mesurer les paramètres électroniques moyennés sur un temps de 100 µs et les valeurs Te(t), ne(t) et Vp(t) sur une oscillation du courant de décharge. La température électronique reste constante dans le temps à une valeur de 6,5 eV car aucun processus physique ne peut la modifier. La densité électronique et le potentiel plasma oscillent dans le temps avec la même fréquence que le courant de décharge mais avec un temps de retard. La densité électronique présente une valeur maximale sur le front descendant du courant de décharge alors que le potentiel plasma est lui minimal, c'est à ce moment que les ions sont éjectés dans le plan de sortie du propulseur.

Nous avons montré la corrélation entre les mesures de la dynamique des paramètres électroniques par sonde électrostatique et des paramètres de la décharge IdA(t) et V_c(t). La valeur du potentiel cathode par rapport à la masse est minimale sur le front descendant du courant de décharge et nous observons sur les minima du potentiel cathode la présence de fluctuations hautes fréquences à 6 MHz. Les sondes utilisées comme antennes mesurent des fluctuations hautes fréquences du potentiel flottant à 6 et 12 MHz. Il se peut que la cathode creuse agisse comme une antenne et capte les fluctuations hautes fréquences du plasma ou bien il se peut qu'elle soit une source de fluctuation haute fréquence.

Cette haute fréquence à 6 MHz a été observée sur différents propulseurs et sur différents bancs d'essais. Elle est donc générale à la décharge en champs croisés des propulseurs à effet Hall.

CHAPITRE 6

6. *ETUDES DES μ-INSTABILITES ET ANALYSES TEMPS-FRÉQUENCE DES SIGNAUX DES SONDES COAXIALES*

6.1. Etude des μ-instabilités et analyse temps–fréquence des signaux

L'intérêt de l'étude des μ-instabilités et de l'analyse temps-fréquence des signaux est que les hautes fréquences apparaissent sur les signaux enregistrés par le moyen d'essai, mais avec une intensité qui n'est pas assez suffisante pour bien les étudier. De plus, nous avons remarqué dans le chapitre précédent que les hautes fréquences ont une forte corrélation avec les basses fréquences et qu'elles présentent une dynamique dont le maximum d'intensité apparaît sur le minimum du potentiel cathode V_c ou bien sur un front descendant du courant de décharge anode (IdA) où nous avons mesuré de manière résolue en temps, par une sonde électrostatique, un maximum de densité électronique dans le plan de sortie du propulseur.
Il semble donc que ces hautes fréquences jouent un rôle dans la dynamique de la décharge et peut être dans le transport électronique dans la zone du plan de sortie du propulseur. Ce dernier point justifie amplement l'attention particulière qui est portée aux oscillations à haute fréquence.

L'hypothèse du lien entre les μ-instabilités et le transport électronique vient du fait que les hautes fréquences observées seraient corrélées à des fluctuations azimutales de densité électronique. Ces fluctuations de densité électronique peuvent créer un champ électrique azimutal E_θ fluctuant dans le temps. Le champ magnétique principalement radial va créer une vitesse de dérive axiale avec ce champ électrique fluctuant en $\vec{E}_\theta \times \vec{B}_r = \vec{v}_z$, ce qui permettrait un transport électronique transverse aux lignes de champ magnétique vers l'anode.

Nous allons analyser les différentes échelle de temps [ANNEXE A)] que ce soit la basse fréquence vers les 20 kHz, les 100-700 kHz associés au temps de vol des ions et la haute fréquence entre 1-10 MHz.

Les deux types de sonde coaxiale et antenne du GREMI ont été calibrées [Fig. 125] à l'aide d'une source EM haute fréquence. Nous avons déplacé de façon angulaire la source EM, réglée à 10 MHz, sur un rayon constant pour une sonde co-axe située à la position 45°. A chaque pas en rotation, nous avons enregistré le maximum d'intensité et nous avons répété cette opération pour différentes distances *d* par rapport au plan de la sonde. Ceci correspond à une simulation d'une quantité de charge électrique rayonnant à 10 MHz se déplaçant azimutalement et ce pour différents plans axiaux.

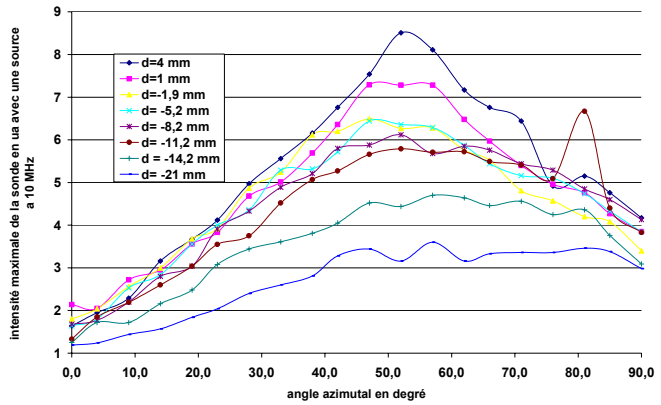


Fig. 125 **Calibration de la sonde co-axe. La sonde est située à 45°, c'est la source à 10 MHz qui est déplacée suivant θ [0; 90°] et ce pour différents d [-21; 4] mm**

Nous avons aussi vérifier la réponse spectrale de la sonde co-axe toujours à l'aide de la source haute fréquence. La source génère un signal de forme sinusoïdale dont la fréquence est variable. Si la sonde co-axe ne redonne pas parfaitement la forme sinusoïdale du signal d'origine, nous retrouvons exactement la fréquence pour la gamme testée. Nous ne savons pas qu'elle est la largeur de bande en fréquence de la sonde car la source ne nous permet pas de dépasser les 50 MHz car elle est limitée en puissance.

La calibration [Fig. 125] nous montre que la sonde co-axe capte le signal émis même à une distance assez éloignée de la sonde. Ce qui tend à montrer que nous captons une émission sur une largeur spatiale de 1 à 2,5 cm de la sonde. Il est donc difficile de définir un point précis de localisation de la source sachant que le périmètre du rayon moyen du canal de décharge est de 26,5 cm. Nous intégrons donc sur toute la largeur du canal qui est de 1,55 cm entre le rayon intérieur et le rayon extérieur et nous avons une résolution azimutale de l'ordre de 1/10 du périmètre.

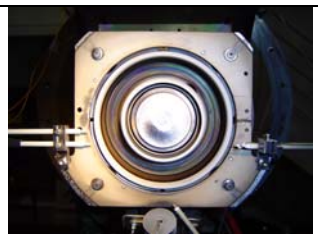
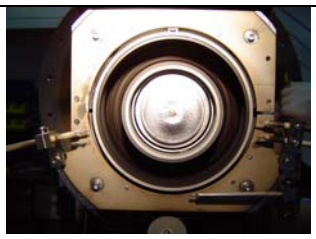
Même à l'aide de deux sondes peu distantes azimutalement, il n'est pas évident de localiser à la source émettrice bien que nous ayons essayé, le problème provient du fait que la source se déplace azimutalement mais aussi axialement.

Nous avons utilisé les sondes électrostatiques coaxiales comme antenne pour capter les différentes fluctuations du plasma. Elles baignent directement dans le plasma et sont situées sur le bord externe de la céramique externe. Elles sont fixées à l'aide de petits supports greffés sur les trous de la face avant du propulseur. Ainsi la sonde-antenne se situe exactement dans le plan de sortie du canal de décharge. Il est possible d'augmenter la distance entre la sonde et le plan de sortie à l'aide de plaques métalliques que l'on ajoute au petit support.

Nous avons pu tester différentes combinaisons de positions de sonde et au cours des expériences, nous avons construit des supports pouvant porter simultanément deux sondes, soient décalées en direction axial, soient décalées dans la direction azimutale afin de mesurer des temps de retard entre les signaux.

Un des avantages de cette campagne de mesure a été de joindre l'expérience acquise avec les antennes GREMI construites à partir de câbles Thermocoax 50 Ω à celle des sondes co-axes de l'Aérothermique. En effet, les antennes du GREMI protégées du plasma car positionnées dans des entailles de la céramique, permettent de mesurer sans risque des fluctuations en enregistrement AC 50 Ω, alors que les sondes en contact avec le plasma voient de façon constante un potentiel moyen de –20 V ce qui oblige à protéger l'oscilloscope en enregistrant en mode AC 1 MΩ ou en mode DC 50 Ω.

Ces deux campagnes [Fig. 126][Fig. 127][Fig. 128] jointes ont permis d'avoir une vision plus large et une quantité d'enregistrements servant de « bibliothèque » empirique pour mieux comprendre le phénomène haute fréquence dans la gamme 1-10 MHz. Cela a permis aussi de vérifier que ce phénomène apparaît dans des configurations différentes de décharge telles que la configuration des aimants permanents ou bien avec des céramiques en carbone. Ces hautes fréquences sont donc typiques de la décharge plasma d'un propulseur à effet Hall, elles ont été observées et étudiées sur d'autres propulseurs à effet Hall.

Fig. 126 **Configuration de novembre 2003 SPT-100-ML habituel, avec 3 sondes co-axes : 2 dans le plan de sortie et une sur un support mobile près de la cathode**	 Fig. 127 **Configuration de janvier 2004 lors des tests des aimants permanents du LMOV, 5 sondes co-axes : 1 près de la cathode, 2 séparées en z et 2 séparées en θ**	 Fig. 128 **Configuration de février 2004 avec la céramique en carbone lors des tests matériaux, 5 sondes co-axes : 1 près de la cathode, 2 séparées en z et 2 séparées en θ**

Les études de sondes co-axes utilisées comme antenne sont réalisées avec la balance de poussée en position bloquée car la tension des fils ne permet pas une mesure réaliste de la force propulsive du SPT. Cependant, il est possible de faire varier tous les paramètres usuels du propulseur comme le débit massique à l'anode et à la cathode, la tension de décharge, le courant traversant les bobines magnétiques.

L'enregistrement des signaux d'antennes se fait sur un déclenchement sur le courant de décharge par un « trigger ». Un oscilloscope 4 voies permet d'enregistrer le courant décharge

et le comportement basse fréquence, ainsi que le signal de trois antennes en haute fréquence. La sonde coaxiale n'est pas polarisée, elle mesure donc les fluctuations du potentiel flottant. L'équipe de l'université de Stanford (San Francisco, USA) a réalisé des mesures par des sondes polarisées négativement pour suivre les fluctuations de densité ionique qui en raison de la condition d'électro-neutralité doit être égale à la densité électronique, mais la présence d'une alimentation et d'éléments électroniques sont susceptibles de « parasiter » ou bruiter les mesures, c'est pourquoi nous avons souhaiter avoir des mesures directes.

6.2. Observation du signal obtenu par les sondes coaxiales

Sur le graphe suivant [Fig. 129][Fig. 130], nous avons tracé des enregistrements typiques obtenus par les sondes utilisées comme antenne au potentiel flottant. Les signaux des sondes coaxiales sont enregistrés simultanément avec le courant de décharge IdA ou IdC afin d'étudier les corrélations possibles.

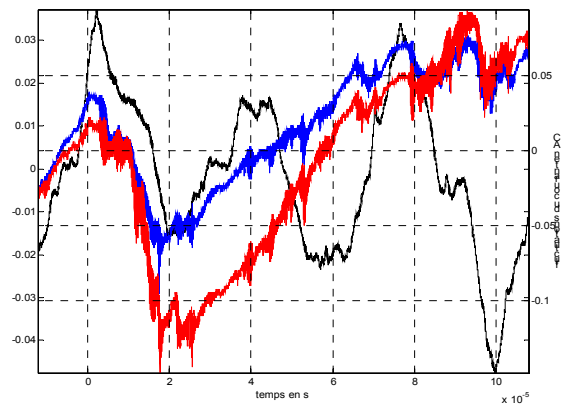


Fig. 129 **Exemple de signaux : (bleu) courant de décharge cathode IdC, (noir) antenne A7, (rouge) antenne A8, enregistrés en AC 1 MΩ lors de la configuration de novembre 2003**

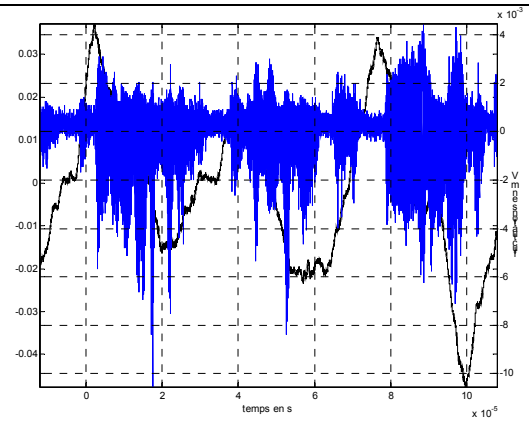


Fig. 130 **Le même évènement : (noir) courant de décharge IdC, (bleu) antenne A6 GREMI, câble Thermocoax 50 Ω, enregistré en AC 50 Ω lors de la même configuration**

Nous observons des fluctuations du potentiel flottant à différentes échelles de temps. Une échelle lente qui correspond aux oscillations basse fréquence du courant de décharge 20-30 kHz et une échelle rapide qui est localisée dans le temps sur les fronts descendant du courant de décharge ou sur le minimum du potentiel cathode.

Nous remarquons que le potentiel flottant présente des chutes sur chaque front descendant du courant de décharge c'est à dire lorsque : $\frac{d(IdA)}{dt} < 0$ et ce ceci que le front descendant soit d'amplitude importante ou non. L'amplitude de la chute du potentiel flottant n'est pas forcément corrélée avec l'amplitude du front descendant du courant de décharge mais plutôt avec la durée de celui-ci. Il est cependant assez difficile de l'affirmer de façon définitive car il n'est pas possible de réaliser une moyenne statistique sur une durée de la chute du front

descendant de courant de décharge, mais uniquement sur un niveau de celui-ci. Cette tendance est cependant vérifiée sur un grand nombre de signaux provenant de la « bibliothèque » d'enregistrements.

6.2.1. Corrélation entre Id et A7

Nous avons vu que les deux signaux : courant de décharge Id, et antenne A7 présentent des corrélations, Nous allons les évaluer à l'aide de la fonction d'intercorrélation qui permet de connaître le taux de corrélation et d'évaluer des temps de retard entre deux signaux. La fonction d'intercorrélation est définit par :

$$C_{xy}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)y(t-\tau)dt \quad \text{Eq 33}$$

Elle est le produit scalaire des fonctions x(t) et y(t), ce qui correspond à la projection de x(t) sur y(t). L'intercorrélation sera maximale lorsque les deux signaux auront le maximum de ressemblance en fonction du temps τ de décalage. Nous présentons ici des fonctions d'intercorrélation normalisées.

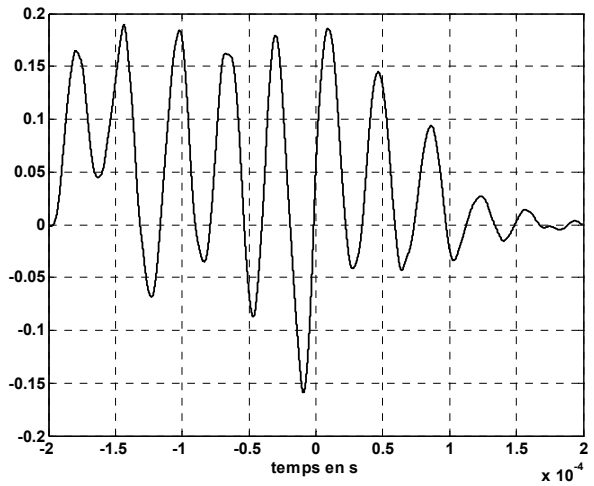


Fig. 131 **Intercorrélation C(τ) entre le signal du courant de décharge IdA et le signal de sonde A7**

Le calcul de la fonction d'intercorrélation [Fig. 131] entre le courant de décharge anode IdA et le signal de sonde au potentiel flottant A7 permet de connaître le temps de corrélation entre les deux signaux. Lorsque deux signaux ne sont pas corrélés la fonction d'intercorrélation tend vers 0. Or, nous observons que la fonction d'intercorrélation oscille avec un temps de décalage τ, ce qui signifie que les deux signaux partagent des oscillations communes qu'elles soient en phase ou en retard ou en opposition de phase. Le taux de corrélation entre les deux signaux oscille entre 0 et 15 %. Le temps de décalage entre les deux maxima positifs autour de τ = 0 est de 39,41 µs ce qui correspond à une fréquence de 25,37 kHz, nous retrouvons

bien la basse fréquence caractéristique de la décharge du propulseur. Nous remarquons que si nous comparons le temps τ de décalage entre les autres pics que la basse fréquence n'est pas constante dans le temps. C'est la non stationnarité de la basse fréquence corrélée des deux signaux que nous observons dans le tableau ci-dessous :

Position dans le temps des pics	Temps de décalage	Fréquence associée
$-1{,}79.10^{-4}$		
$-1{,}44.10^{-4}$	$3{,}58.10^{-5}$	27,91 kHz
$-1{,}02.10^{-4}$	$4{,}17.10^{-5}$	24,0 kHz
$-6{,}74.10^{-5}$	$3{,}44.10^{-5}$	29,0 kHz
$-3{,}02.10^{-5}$	$3{,}71.10^{-5}$	26,9 kHz
$9{,}21.10^{-6}$	$3{,}94.10^{-5}$	25,4 kHz
$4{,}66.10^{-5}$	$3{,}74.10^{-5}$	26,7 kHz
$8{,}64.10^{-5}$	$3{,}98.10^{-5}$	25,1 kHz

Tableau 10 Mesures des temps de décalage et des fréquences associées

6.2.2. Corrélation entre A7 et A8

Les deux sondes A7 et A8 sont séparées par un angle θ de 119,6° et situées sur un même rayon de la céramique externe de 5,2 cm (R_{ext} + épaisseur de la céramique) ce qui nous donne une longueur d'arc, séparant les deux sondes, d'après la formule dl=Rdθ de 10,85 cm.

Nous observons une très forte corrélation entre les signaux des sondes A7 et A8 car nous obtenons une fonction d'intercorrélation [Fig. 132] de forme triangulaire ce qui signifie que les deux signaux sont presque identiques.

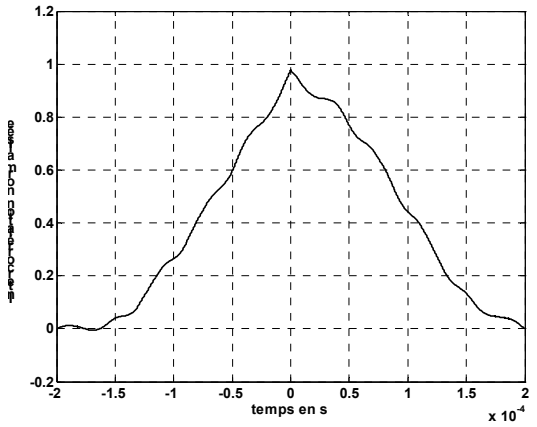


Fig. 132 **Intercorrélation entre les signaux des sondes A7 et A8**

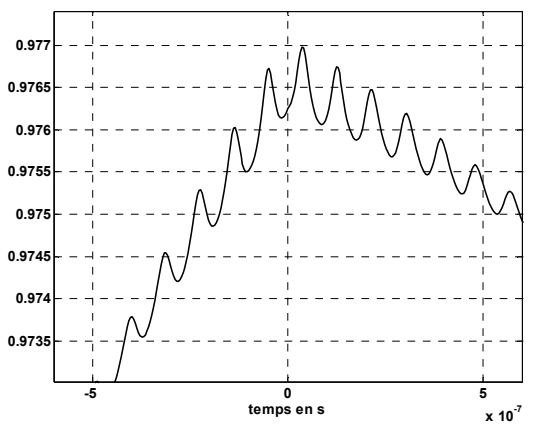


Fig. 133 **Zoom de l'intercorrélation autour de τ = 0 pour mesurer les temps de retard entre les deux signaux des sondes A7 et A8**

Lorsque nous calculons la fonction d'intercorrélation de deux signaux différents, nous calculons le moment où les deux signaux ont un maximum de corrélation en fonction d'un temps τ de décalage. Comme nous l'observons les deux signaux sont très proches car nous avons un taux de corrélation maximum de 97,7 %, et nous avons une corrélation de 50 % après un temps de décalage compris entre 67 et 91 µs. Les deux sondes, séparées par un angle

de ~120°, observent donc le même phénomène physique qui se déplace dans la direction azimutale avec une grande vitesse, ce qui induit un temps de décalage très court.

Le temps de retard étant très faible, il faut donc faire un zoom [Fig. 133] autour de $\tau = 0$ pour mesurer ce décalage. Nous obtenons donc un temps de retard (ou d'avance) de $\tau = +3{,}6.10^{-8}$ s et $\tau = -4{,}8.10^{-8}$ s. Comme nous connaissons la longueur d'arc entre les deux sondes, nous pouvons donc déterminer une vitesse de déplacement du phénomène de micro-instabilité observé :

$$v = \frac{d\widehat{l}}{\tau} \quad \text{Eq 34}$$

Nous mesurons donc une vitesse de rotation de l'ordre de v(+)= $3{,}01.10^6$ m/s et v(-)= $2{,}26.10^6$ m/s. Ces vitesses de rotation sont proches de la vitesse de dérive des électrons dans le courant de Hall, que nous pouvons estimer à $v_D = \frac{E_z}{B_r} = \frac{30.10^3}{150.10^{-4}} \approx 2.10^6\ m/s$.

Nous remarquons que les vitesses de rotation des instabilités sont légèrement supérieures à celle de la vitesse de rotation des électrons.

Le temps séparant les deux pics positifs est de $8{,}4.10^{-8}$ s, ce qui équivaut à une fréquence de 11,9 MHz.

Position temporelle des pics	Temps de décalage	Fréquence associée
-4.10^{-7} s		
$-3{,}12.10^{-7}$ s	$8{,}80.10^{-8}$ s	11,4 MHz
$-2{,}24.10^{-7}$ s	$8{,}80.10^{-8}$ s	11,4 MHz
$-1{,}36.10^{-7}$ s	$8{,}80.10^{-8}$ s	11,4 MHz
$-4{,}8.10^{-8}$ s	$8{,}80.10^{-8}$ s	11,4 MHz
$3{,}6.10^{-8}$ s	$8{,}40.10^{-8}$ s	11,9 MHz
$1{,}24.10^{-7}$ s	$8{,}80.10^{-8}$ s	11,4 MHz
$2{,}12.10^{-7}$ s	$8{,}80.10^{-8}$ s	11,4 MHz
$3{,}04.10^{-7}$ s	$9{,}20.10^{-8}$ s	10,9 MHz
$3{,}92.10^{-7}$ s	$8{,}80.10^{-8}$ s	11,4 MHz

Tableau 11 Mesures des temps de décalage et des fréquences associées

Nous déterminons ainsi une fréquence [Tableau 11] qui revient régulièrement à 11,4 MHz mais qui n'est pas forcément constante dans le temps. A cette fréquence (ou échelle de temps) seuls les électrons ont une inertie assez faible pour réagir ce n'est donc pas un effet du aux ions. Les temps de retard mesurés correspondent à des temps de rotation (ou des multiples du temps de rotation) des électrons dans le canal ou à l'extérieur du canal dans le courant de Hall.

Une première hypothèse est que le phénomène physique observé semble être une densité d'électrons « énergétiques » en rotation dans le courant de Hall qui tourne à une vitesse légèrement supérieure à la vitesse moyenne attendue des électrons. Cette densité peut être vue comme un nuage d'électrons (« bulk ») en rotation dont les dimensions sont difficiles à évaluer à cause de la limite imposée par la résolution spatiale des sondes coaxiales.

Ce phénomène est visible lorsque le courant de décharge est dans sa phase de décroissance, c'est à dire, d'après l'imagerie résolue en temps, lorsque les ions sont expulsés à l'extérieur du canal ou bien encore comme l'ont montré les mesures par sondes électrostatiques résolues en temps dans le plan de sortie du propulseur à un maximum de densité électronique $n_e(t)$. Le fait que la fréquence soit le plus souvent un multiple d'un tour de rotation d'un électron peut signifier qu'il y a peut être plusieurs nuages électroniques simultanément en rotation.

Il se peut aussi que ces nuages n'aient pas la même vitesse de rotation, et que cette vitesse ne reste pas constante dans le temps. Il faut donc pouvoir étudier la dynamique temps-fréquence de ces micro-instabilités.

Il apparaît clairement une forte corrélation entre la dynamique des hautes et des basses fréquences. L'étude de cette corrélation et de cette dynamique des signaux aux différentes échelles de temps (20-30 kHz, 100-500 kHz et 1-10 MHz) peut se faire par une observation minutieuse de l'évolution f(t) des signaux, en regardant l'évolution de la périodicité, les temps de retard entre signaux etc… cette méthode a été employée par Vanessa Vial dans sa thèse.

Nous allons de notre part analyser et traiter ces signaux par la transformée de Fourier usuelle (FFT), puis glissante fenêtrée (TFFG) [ANNEXE D)] et enfin par une nouvelle méthode de décomposition du signal appelée Décomposition Modale Empirique.

6.3. Analyse par transformation de Fourier

C'est historiquement la première méthode dans l'analyse spectrale des signaux, mais on ne peut l'appliquer que si le signal respecte certains critères :

- Le signal doit être linéaire
- Le signal doit être périodique ou stationnaire. Si ce critère n'est pas respecté le spectre de Fourier aura peu de sens physique car l'énergie du signal va se disperser sur une large bande de fréquence.

Cette méthode nous permet de localiser et d'identifier la présence ou non des fréquences étudiées et de mettre en avant l'utilisation de diagnostics intrusifs afin de mieux observer les fluctuations rapides du plasma.

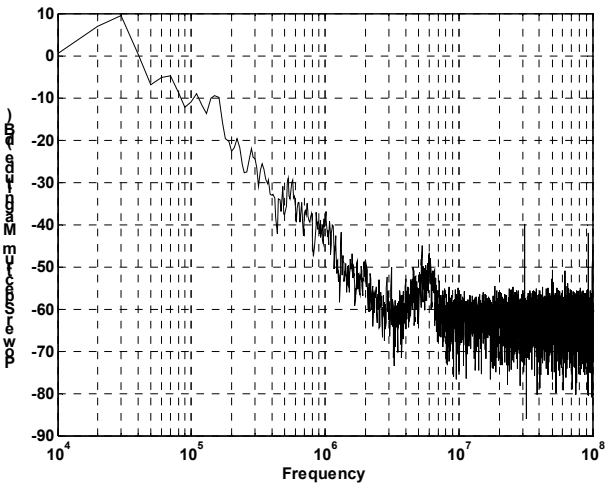


Fig. 134 **Densité spectrale de puissance du courant de décharge en échelle log-log pour un point nominal de fonctionnement du SPT-100-ML.**

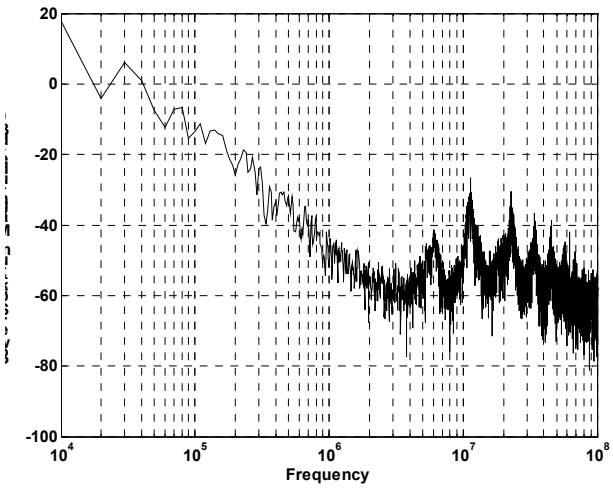


Fig. 135 **Densité spectrale de puissance du signal de sonde co-axe A7 au potentiel flottant en dB**

Le signal du courant de décharge ainsi que celui de la sonde co-axe A7 sont non linéaires et ils ne sont pas tout à fait périodiques aux basses fréquences. Même si la période de fréquence 20–30 kHz varie très lentement dans le temps elle n'est pas constante, nous avons donc un signal non stationnaire.

En théorie, nous n'avons pas le droit d'appliquer une transformée de Fourier. Cependant pour les mesures basses fréquences du courant de décharge, la fréquence ne varie pas rapidement et il est possible de supposer une périodicité du signal et de mesurer une densité spectrale de puissance moyennée statistiquement sur plusieurs acquisitions par l'oscilloscope.

Ainsi la largeur du pic basse fréquence peut nous donner des informations sur la dispersion des valeurs autours de la fréquence moyenne de 20 kHz et ainsi sur la non stationnarité du signal. Plus la période variera peu ou très lentement ou restera constante et plus le pic de 20 kHz restera centré sur sa valeur moyenne.

Dans le cas des hautes fréquences, nous utilisons uniquement la transformée de Fourier pour repérer la présence des fréquences, ainsi que leurs intensités. De même, la largueur des pics haute fréquence peut être associé à la dispersion de l'énergie due à la non stationnarité du phénomène physique.

Comme nous pouvons le voir le spectre obtenu par la sonde co-axe [Fig. 135] est bien plus riche en fréquence que celui du courant de décharge [Fig. 134]. De plus, le rapport signal sur bruit est largement favorable à la sonde qui nous permet de voir la série de pics au delà de 10 MHz.

Nous observons sur la densité spectrale de la sonde A7, la présence des basses fréquences à 30 kHz et –14,7 dB, une série de pic compris entre 70 et 500 kHz d'une intensité comprise entre –16 et –30 dB, puis un pic à 5,5 MHz et –50 dB, un pic à 9-12 MHz et –34 dB suivi par ses harmoniques.

Nous avons vu que ce phénomène haute fréquence apparaît dans une gamme de fréquence correspondant à des temps de rotation des électrons dans leur dérive en : $\vec{E} \times \vec{B}$. Une hypothèse est que nous observons une perturbation de densité électronique en rotation dans le sens du courant de Hall à une fréquence de 5 MHz. Mais il se peut qu'il n'y ait pas qu'une seule perturbation en rotation au même moment, c'est ce qui pourrait expliquer pourquoi nous avons un pic à 11,5 MHz plus important que celui du fondamental. La largeur des pics pourrait alors être associée à la non stationnarité du signal mais aussi au fait que les deux perturbations ne se déplacent pas avec la même vitesse de rotation.

La transformée de Fourier constitue un outil très efficace pour analyser des signaux périodiques ou finis, mais elle ne donne pas d'information locale en temps. Par exemple, dans le cas de plusieurs phénomènes physiques, l'analyse de Fourier peut déterminer parfaitement les fréquences, mais elle est incapable de déterminer leur durée, ou dans quel ordre les phénomènes se succèdent. L'idée est alors d'analyser le signal par morceaux de petits intervalles.

Ces hypothèses font que l'étude par transformée de Fourier n'est pas suffisante pour extraire le maximum d'information du signal, il faut une étude temps-fréquence du signal ou une étude temporelle très fine du signal pour suivre les perturbations une à une d'après la forme des pics et leur temps de retard.

6.4. Analyse par transformation de Fourier glissante ou Fourrier fenêtrée

Une analyse temps-fréquence permet de localiser dans le temps l'apparition et la durée des phénomènes physiques. La première méthode utilisée est la transformée de Fourier glissante [ANNEXE D)]. Comme il avait déjà observé sur les signaux de courant de décharge ou de potentiel cathode ou encore précédemment dans d'autres expériences, les hautes fréquences [Fig. 136] sont localisées dans le temps sur les fronts descendant du courant de décharge. Nous observons plusieurs pics : un premier groupe à 5 MHz qui n'est pas toujours présent sur

tous les fronts descendants, puis un groupe, très intense, présent pour $\frac{d}{dt}Id \leq 0$ à 10 MHz dont les harmoniques sont observables jusqu'à 60 MHz.

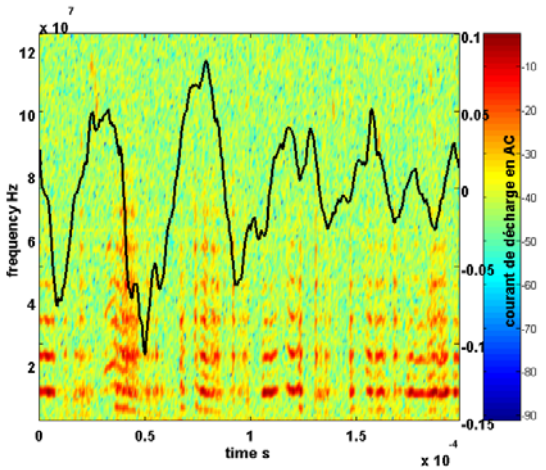


Fig. 136 **Spectrogramme en dB du signal de la sonde co-axe A7 et fluctuation AC du courant de décharge IdA (les BF sont coupées)**

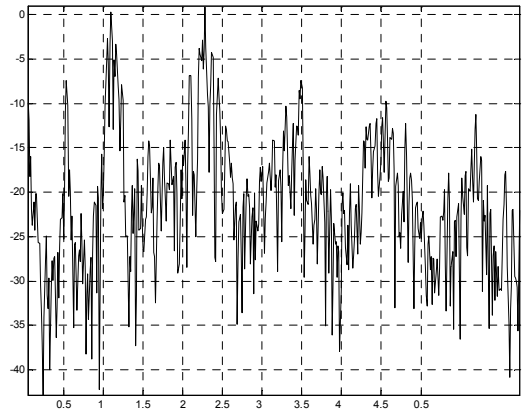


Fig. 137 **Coupe à t = 40 µs du signal en dB en fonction de la fréquence avec une très haute résolution Δf afin d'observer la largeur des pics**

Les harmoniques montrent bien le caractère non sinusoïdale du signal. Si le signal avait été une oscillation à fréquence constante, nous aurions eu un Dirac parfaitement centré sur la fréquence sans aucune harmonique.

Nous remarquons que le pic à 5 MHz a une forme [Fig. 137] plus centrée (moins large) en fréquence que le pic à 12 MHz qui est plus large. De plus, il semble que les pics à 10 MHz et 22 MHz n'ont pas la même forme et ont presque la même intensité, ce qui laisse supposer que le 22 MHz n'est pas une harmonique du pic à 11 MHz. Les pics au delà de 22 MHz ont leur intensité qui décroît avec l'augmentation de la fréquence. On peut supposer qu'ils sont bien les harmoniques du pic à 22 MHz ou la somme des harmoniques des pics à 11 et 22 MHz.

Nous avons observé que les basses fréquences de l'ordre de 20 kHz varient lentement dans le temps. C'est ce qui nous permet d'ailleurs de réaliser des mesures résolues en temps pour caractériser le plasma à cette échelle de temps basse fréquence. Mais dans le cas des hautes fréquences, nous ne pouvons plus supposer le fait que la fréquence varie très lentement par rapport au temps caractéristique de la décharge. Il nous faut donc une méthode qui prenne en compte le caractère dynamique de la fréquence.

L'approche de traitement du signal par la transformée de Fourier glissante n'est pas pleinement satisfaisante pour plusieurs raisons :

- Premièrement se pose le problème du choix de la fenêtre utilisée et plus précisément du choix de sa largeur temporelle

- Deuxième le critère d'incertitude fait que plus le temps d'un phénomène est court est plus l'incertitude sur la fréquence devient grande. Nous touchons à la limite de cette méthode pour les phénomènes physiques transitoires et rapides.
- Il faut tenir compte de la non stationnarité du signal, c'est à dire de la dynamique de la fréquence.

Pour résoudre ces problèmes, aucun compromis sur une taille de fenêtre optimale sans connaissance *a priori* du signal ne semble satisfaisant.

La décomposition par E.M.D, qui va être décrit dans la prochaine section propose une méthode de traitement efficace qui permet de résoudre ces problèmes de connaissance *a priori* et de choix des fonctions de décomposition.

6.5. Analyse par la « Décomposition Modale Empirique » (E.M.D.)

6.5.1. La méthode de Décomposition Modale Empirique ou E.M.D.

6.5.1.1. La non-stationnarité

Comme nous venons de le voir les signaux enregistrés présentent comme caractéristiques d'être non linéaires et non stationnaires.
La non-stationnarité est une non-propriété. Pour la définir, on va expliquer ce qu'est la stationnarité. La notion de stationnarité est reliée naturellement à celles de régime établi, et de stabilité temporelle. La définition utilisée en théorie du signal formalise d'une certaine manière ces idées. Si on parle de signaux certains, on pourra dire d'eux qu'ils sont stationnaires s'ils peuvent se décomposer en une somme d'ondes sinusoïdales éternelles (infinies), on retrouve ici la décomposition utilisant les modes de Fourier. Les signaux aléatoires stationnaires sont ceux pour lesquels il n'existe pas d'origine temporelle. Par conséquent, leurs propriétés statistiques (leurs moments) ne varient pas au cours du temps. Est non stationnaire, tout ce qui n'est pas stationnaire :

- Les transitoires, i.e., lorsqu'on n'est pas encore parvenu à un régime permanent (par ex : la phase d'accélération d'un objet avant qu'il atteigne une vitesse stable),
- Les ruptures, i.e, les modifications brutales et intempestives d'amplitude (par ex : mise en marche d'un propulseur sur une sonde spatiale, début et fin d'une micro-coupure par l'interrupteur rapide du GREMI).

6.5.1.1.1. Définition mathématique de la non stationnarité

La définition mathématique de la non stationnarité peut s'écrire pour un signal x(t,k) où *t* est le temps et *k* une variable aléatoire qui peut être comme dans notre cas la fréquence d'oscillation du courant de décharge, comme suit :

- La moyenne ou moment d'ordre 1 est $\mu_x(t_1) = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} x_k(t_1)$
- L'auto corrélation ou moment d'ordre 2 est $R_{xx}(t_1, t_1+\tau) = \lim \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} x_k(t_1)x_k(t_1+\tau)$

Si $m_X(t_1)$ et $R_{XX}(t_1,t_1+t)$ varient en fonction du temps comme t_1, le processus est aléatoire, le signal x(t) est alors non stationnaire.

Pour un processus à stationnarité faible, $m_X(t_1)$ est constants, et $R_{XX}(t_1,t_1+t)$ ne dépend seulement que du temps séparant les deux événements. Alors, nous avons $m_X(t_1) = m_X$; et $R_{XX}(t_1,t_1+t) = R_{XX}(t)$.

Lorsque tous les moments sont invariants dans le temps, alors le processus aléatoire est strictement stationnaire.

6.5.1.2. Introduction à l'E.M.D.

L'EMD est une méthode récente d'analyse de signaux bien adaptée aux signaux non-linéaires et non stationnaires qui a été introduite en 1998 par Huang et ses collaborateurs. Cette méthode est appelée décomposition en modes empiriques (*Empirical Mode Decomposition*).

L'idée de base de l'EMD est qu'un signal est composé d'oscillations rapides superposées à des oscillations plus lentes. L'EMD va donc identifier localement l'oscillations la plus rapide, puis la soustraire au signal et itérer sur le reste.

A l'intérieur du signal, les données présentent des échelles de temps naturelles comme le temps entre deux racines successives ($f(t) = 0$), entre deux extrema ($\frac{df(t)}{dt} = 0$) ou bien entre des extrema de courbure ($\frac{d^2 f(t)}{dt^2} = 0$). Après avoir identifié ces échelles de temps appropriées qui révèlent les caractéristiques physiques du signal étudié, il faut décomposé le signal sur les échelles de temps déterminées en modes intrinsèques appelés encore IMF (intrinsic mode functions). La somme de l'ensemble des IMF et du résidu permet de reconstruire le signal étudié.

L'EMD présente donc l'avantage de s'adapter localement sur les échelles multiples et naturelles du signal étudié. En traitement du signal, on cherche toujours à décomposer le signal en somme de combinaisons linéaires de fonctions propres connues de type polynôme, sinus, cosinus, exponentielle etc…ici ce sont donc les données qui vont « piloter » la décomposition et définir les fonctions 'propres'.

Avec l'EMD nous avons une décomposition qui est complète, orthogonale, locale et adaptative. A partir de cette décomposition, nous extrayons les échelles locales de temps-fréquence.

6.5.2. La fréquence instantanée

La fréquence globale est la fréquence moyenne qui est calculée à partir des coefficients de la densité spectrale de Fourier :

$$\omega = 2\pi f = \int \omega \left| S(\omega) \right|^2 d\omega \quad \text{Eq 35}$$

Elle a donc un sens physique uniquement sur un temps qui correspond à une période d'une oscillation sinusoïdale dans le cas d'une décomposition de Fourier. Si la non stationnarité apparaît à des échelles de temps inférieures à cette période alors nous ne pourrons pas l'observer. C'est pourquoi nous allons définir la fréquence instantanée d'un signal qui permet l'étude d'un signal non stationnaire.

A tout signal *x(t)* réel correspond un signal analytique Z(t) comprenant la trace complexe *y(t)* tel que :

$$Z(t) = x(t) + j.y(t) \quad \text{Eq 36}$$

Cette trace complexe *y(t)* s'obtient par la transformation de Hilbert de la partie réelle du signal.

6.5.2.1. La transformée de Hilbert

Pour une fonction *f* réelle, la transformée de Hilbert définie par $H(f)$ se calcule[8] par :

$$H(f) = \frac{1}{\pi} PV \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(t)}{t-u} du = \lim_{\varepsilon \to 0} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{t-\varepsilon} \frac{f(t)}{t-u} du + \lim_{\varepsilon \to 0} \frac{1}{\pi} \int_{t+\varepsilon}^{+\infty} \frac{f(t)}{t-u} du \quad \text{Eq 37}$$

[8] *Il est possible de calculer plus simplement la transformée de Hilbert sans passer par le calcul intégral. La transformée de Hilbert est équivalente à prendre la transformée de Fourier du signal, puis à éliminer tout le spectre des fréquences négatives, et pour conserver l'énergie du signal à multiplier par deux le spectre des fréquences positives et de calculer la transformée de Fourier inverse pour revenir dans l'espace des temps.*

La divergence de l'intégrant en t=u est permise en prenant la valeur principale PV de Cauchy de l'intégrale. La transformée de Hilbert peut être vue comme le produit de convolution entre la fonction *f* et la fonction 1/t, par conséquent cela accentue les propriétés locales de x(t).

La partie réelle et la partie imaginaire d'un signal analytique sont orthogonales donc la transformée de Hilbert équivaut à un déphasage de $\pi/2$ entre les deux composantes réelle et imaginaire de la trajectoire complexe du signal[9].

Le signal analytique peut s'écrire comme :

$$Z(t) = x(t) + j.y(t) = x(t) + j.H\{x(t)\} = A(t)e^{j\theta(t)} \quad \text{Eq 38}$$

où A(t) est l'amplitude instantanée du signal analytique tel que :

$$A(t) = \sqrt{x^2(t) + y^2(t)} \quad \text{Eq 39}$$

et θ(t) est la phase du signal analytique tel que :

$$\theta(t) = arctg(\frac{y(t)}{x(t)}) \quad \text{Eq 40}$$

En théorie il existe une infinité de façons d'obtenir la partie imaginaire d'un signal réel mais la transformée de Hilbert produit une unique définition de la partie imaginaire.

Le signal analytique Z(t) a le même spectre de fréquences positives que x(t), mais il n'y a pas de fréquences négatives dans son spectre.

La fréquence instantanée est définie comme la dérivée de la phase instantanée :

$$\omega = 2\pi f = \frac{d}{dt}\theta(t) \quad \text{Eq 41}$$

Il peut apparaître des cas où la fréquence instantanée peut conduire à des paradoxes :

- La fréquence instantanée peut ne pas être une des fréquences du spectre (de Fourier).
- Bien que le spectre d'un signal analytique soit nul pour les fréquences négatives, la fréquence instantanée peut être négative.
- Pour un signal à bande limitée, la fréquence instantanée peut être en dehors de la bande.

La définition de la fréquence instantanée implique que pour un instant t donné, il y a une fréquence unique : une mono-composante. Pour que la fréquence instantanée ait un sens

---

[9] *Exemple :* $\cos(wt) + j.\sin(wt) = e^{jwt}$, *la fonction sinus est la transformée de Hilbert de la fonction cosinus, et la fonction* e^{jwt} *est la fonction analytique de cos(wt). La fonction sinus est la fonction cosinus déphasée de π/2 :* $\cos(t - \frac{\pi}{2}) = \sin(t)$

physique, il faut qu'elle soit positive ce qui implique que le signal étudié doit respecter certains critères.

Le signal pourra alors s'écrire après la transformée de Hilbert comme :

$$x(t) = \sum_{i=1}^{i=m} a_i(t) \exp\left(j \int \omega_i(t) dt\right) + résidu \quad \textbf{Eq 42}$$

Où a_i est le coefficient de l'amplitude

On reconnaît une forme généralisée de la décomposition de Fourier qui cette fois peut s'appliquer aux signaux non stationnaires.

6.5.3. Définition et propriétés d'un IMF

Les fonctions qui respectent les critères suivants sont appelées IMF pour fonctions de mode intrinsèque :

- Le signal doit être symétrique par rapport à sa valeur moyenne (zéro) en chaque point,
- Le signal doit avoir le même nombre d'extrema que de passages par zéro ou différer au plus de un,

Le nom IMF est bien adapté car il représente le mode d'oscillation « enterré » dans les données. Avec cette définition, il n'y a qu'un unique mode d'oscillation qui existe dans un IMF, il n'y a pas d'oscillation cavalière.
L'EMD permet de décomposer le signal en différents IMF et un résidu final. Pour obtenir un IMF nous devons éliminer localement :

- Les oscillations cavalières (riding waves)
- Les asymétries (définies par l'enveloppe des extrema)

Ainsi la fréquence instantanée est définie partout dans un IMF et il est donc possible de la déterminer par le spectre de Hilbert.

L'algorithme de l'E.M.D. [Tableau 12] est itératif et se poursuit jusqu'à ce qu'il ne reste plus que deux extrema, un maximum et un minimum qui représentent le résidu.

6.5.4. Algorithme de l'E.M.D.

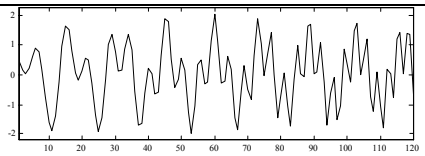
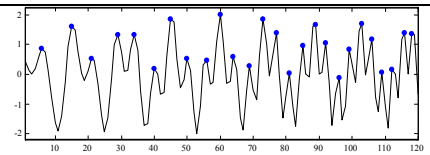
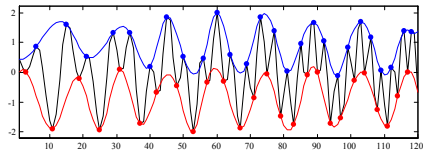
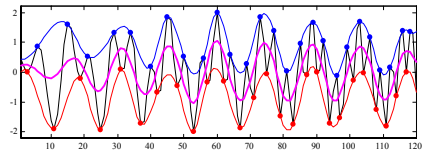
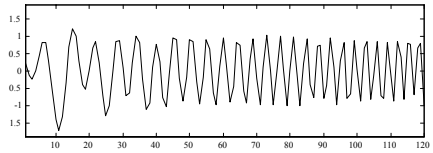
I	Initialisation $r_0(t)=x(t)$ $i=1$		
II	Extraction du i-^{ème} IMF	**A**	$h_0(t)=r_i(t)$ $j=1$
		**B**	Extraction des minima et maxima locaux de $h_{j-1}(t)$
		**C**	Interpolation par une fonction « spline » cubique des maxima locaux, puis interpolation des minima locaux de $h_{j-1}(t)$
		**D**	Calcul de la moyenne $m_{j-1}(t)$, de l'enveloppe des maxima locaux et de l'enveloppe des minima locaux
		**E**	$h_j(t)= h_{j-1}(t)- m_{j-1}(t)$
$SD = \sum_{t=0}^{T}\left[\frac{\left\|h_{1(k-1)}(t)-h_{1(k)}(t)\right\|^2}{\left\|h_{1(k-1)}(t)\right\|^2+\varepsilon}\right]$		**F**	Si le critère d'arrêt SD est respecté alors $IMF_i(t)= h_j(t)$ Sinon retour à B et j=j+1
III	$r_i(t)=r_{i-1}(t)-IMF_i(t)$		
IV	Si $r_i(t)$ a encore au moins 2 extrema alors retour à II et i=i+1 Sinon la décomposition est finie et $r_i(t)$ est le résidu ou tendance du mode		

Tableau 12 Algorithme de la décomposition modale empirique

Le signal peut s'écrire comme étant la somme directe des IMF et du résidu soit $x(t) = \sum_{i=1}^{N} IMF_i(t) + r_n(t)$ où $r_n(t)$ est le résidu obtenu à la n^{ème} décomposition en IMF. Le résidu est aussi appelé dans la littérature « tendance » du signal car il correspond à la dérive sur le long terme du signal.

6.5.4.1. Le critère d'arrêt

Un critère d'arrêt, SD, est défini pour stopper le processus itératif sinon le processus d'interpolation, la prise de la moyenne et sa soustraction pourraient conduire à un mode sans

réalité physique. En effet, après un certain nombre d'itérations le signal résultant ne contient plus d'informations significatives. De plus, chaque processus itératif est très coûteux en temps calcul, c'est pourquoi un critère d'arrêt est inévitable.

$$SD = \sum_{t=0}^{T} \left[\frac{\left| h_{1(k-1)}(t) - h_{1(k)}(t) \right|^2}{\left| h_{1(k-1)}(t) \right|^2 + \varepsilon} \right] \quad \textbf{Eq 43}$$

où k est le nombre d'itérations entre les étapes A et E du tableau de l'algorithme, et le terme ε presque négligeable est présent dans le dénominateur pour prévenir le fait que SD peut tendre vers l'infini lorsque $h_{k-1}(i)=0$.

Le terme $\frac{\left| h_{k-1}(t) - h_k(t) \right|^2}{h_{k-1}^2(t)}$ peut être compris comme la différence entre h_{k-1} et h_k pour chaque point t normalisé par $h_{k-1}(t)$. Ainsi SD_k est la mesure de la différence h_{k-1} et h_k, où la différence entre h_{k-1} et h_k autour du passage par zéro de h_{k-1} contribue plus à la valeur de SD_k que la différence h_{k-1} et h_k où h_{k-1} a une amplitude élevée. Ainsi pour un petit SD_k le zéro devrait rester à la même position dans deux composantes successives. En fait, si $h_{k-1} \approx h_k$ la position à laquelle le passage par zéro apparaît devrait être presque la même pour h_{k-1} et h_k.

Il est important de définir un critère d'arrêt qui repose sur un critère mathématique vu que la méthode est en grande partie empirique. En pratique, ceci est du au tamisage qui a atteint sa limite, le signal n'est plus qu'une modulation en fréquence et d'amplitude constante.

La valeur limite de SD définit si h_k est un IMF ou pas. Si elle est prise trop grande, elle peut mener à des modes qui ne sont pas assez raffinés où le nombre d'extrema et le nombre de passages par zéro peuvent différer. Néanmoins, si la limite de SD est prise trop basse alors les processus itératifs se répètent si souvent que le mode tend vers zéro et n'a alors plus de sens physique. Le plus souvent le critère d'arrêt SD admis est compris entre 0,2 et 0,3 et ε à 1.10^{-7}.

Le nombre d'IMF dépend de SD mais le contenu fréquentiel du signal n'est affecté. Il permet de conserver un sens physique à l'IMF.

6.5.4.2. Difficultés ou problèmes liés à la méthode

Une des difficultés de la méthode EMD réside en particulier dans les problèmes de bord du signal traité. En effet, on détermine les enveloppes des minima et des maxima, puis on interpole ces extrema par une fonction « spline cubique » qui peut produire des erreurs à cause de longueur finie du signal où l'on ne connaît pas la valeur des points extérieurs des bords. Un cas qui peut corrompre le calcul est le fait que les bords soient des extrema. Il faut donc prendre soin de la façon dont on traite les limites du signal. Une autre difficulté provient du fait que la théorie mathématique de la méthode EMD n'est pas totalement démontrée, c'est

pourquoi beaucoup de critères restent empiriques comme le nom de la méthode l'indique. Il n'est pas démontré que la méthode permette de traiter tous les types de signaux.

L'algorithme est intuitif mais ad-hoc et non unique, il existe des paramètres qui sont à la discrétion de l'utilisateur. Il est difficile d'interpréter physiquement ce que représente un mode ou IMF seul, cela revient à bien identifier quelles sont les échelles naturelles du signal et celles induites par la méthode. Il se peut qu'il faille additionner deux ou trois IMF pour représenter un phénomène physique.
Les performances (complexité de l'algorithme) de la méthode ne sont pas faciles à évaluer car il n'existe pas de définition analytique. L'orthogonalité n'est pas garantie par une théorie, bien que par construction, les composantes doivent être orthogonales localement. L'orthogonalité préviens des fuites d'énergie entre les modes, mais il est possible de le vérifier *à posteriori.*

6.5.5. Quantification de la stationnarité du signal

On peut définir le spectre marginal de Hilbert par une intégration sur le temps tel que :

$$h(\omega) = \int_0^T H(\omega, t)dt \quad \text{Eq 44}$$

On peut définir le spectre marginal moyen comme :

$$n(\omega) = \frac{1}{T} h(\omega) \quad \text{Eq 45}$$

Le degré de stationnarité pour l'ensemble du signal est alors :

$$DS(\omega) = \frac{1}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{H(\omega, t)}{n(\omega)} \right)^2 dt \quad \text{Eq 46}$$

Plus le coefficient DS est proche de zéro et plus le signal est stationnaire.

6.5.6. Analyse des signaux enregistrés par les sondes coaxiales A7 et A8

6.5.6.1. Décomposition de A7

La décomposition du signal de la sonde A7 [Fig. 138] par EMD a donné 15 IMF et un résidu. La décomposition a mis en évidence les différentes échelles de temps présentent à l'intérieur du signal. Les premiers IMF représentent les oscillations rapides contenues dans le signal, c'est à dire la haute fréquence, et plus la décomposition avance et plus nous atteignons les basses fréquences du signal et enfin nous obtenons la composante continue : le résidu ou tendance du signal. La décomposition est totale, en additionnant tous les IMF et le résidu nous retrouvons exactement le signal de la sonde A7.

Parmi tous les IMF, seuls certains ou la somme de plusieurs IMF ayant des fréquences caractéristiques voisines ont un sens physique. De même, à l'intérieur d'un IMF, toute l'information n'a pas un sens physique : elle est localisée sur des intervalles de temps qu'il faut déterminer grâce au spectre de Hilbert.

Nous avons vu que le calcul de la fréquence instantanée est possible sur tout un IMF, cependant la densité de présence de la fréquence instantanée doit être pondérée par l'énergie instantanée du signal. Pour localiser les zones où la fréquence a un sens physique nous devons déterminer les zones où l'énergie E du signal est localisée.

$$E(t) \propto |A(t)|^2 \quad \text{Eq 47}$$

La densité de présence P de la fréquence instantanée f_{ins} peut être calculée par :

$$P = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A(t)|^2 f_{ins}(t)dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A(t)|^2 dt} \quad \text{Eq 48}$$

Avec cette définition, nous voyons que contrairement à la transformation de Fourier qui définit une fréquence par rapport à une oscillation d'un sinus ou d'un cosinus qui sont les fonctions propres de la décomposition, le spectre de Hilbert définit une densité de probabilité de présence d'une oscillation à la fréquence instantanée calculée localement dans le temps.

Nous voyons que la décomposition apporte des informations sur le signal, mais les IMF doivent être encore traités par la transformée de Hilbert pour extraire l'information à l'intérieur de chacun d'eux. Nous voyons que le signal de la sonde A7 a été décomposé en 15 IMF et le résidu, chaque IMF représente un mode d'oscillation. Nous pouvons identifier les hautes fréquences (IMF 3;4) qui sont très bien localisées dans le temps, des fréquences de l'ordre de la centaine de kHz (IMF 10) qui sont moins localisés que la haute fréquence dans le temps, puis les basses fréquences caractéristiques de la décharge du propulseur (IMF 12;13).

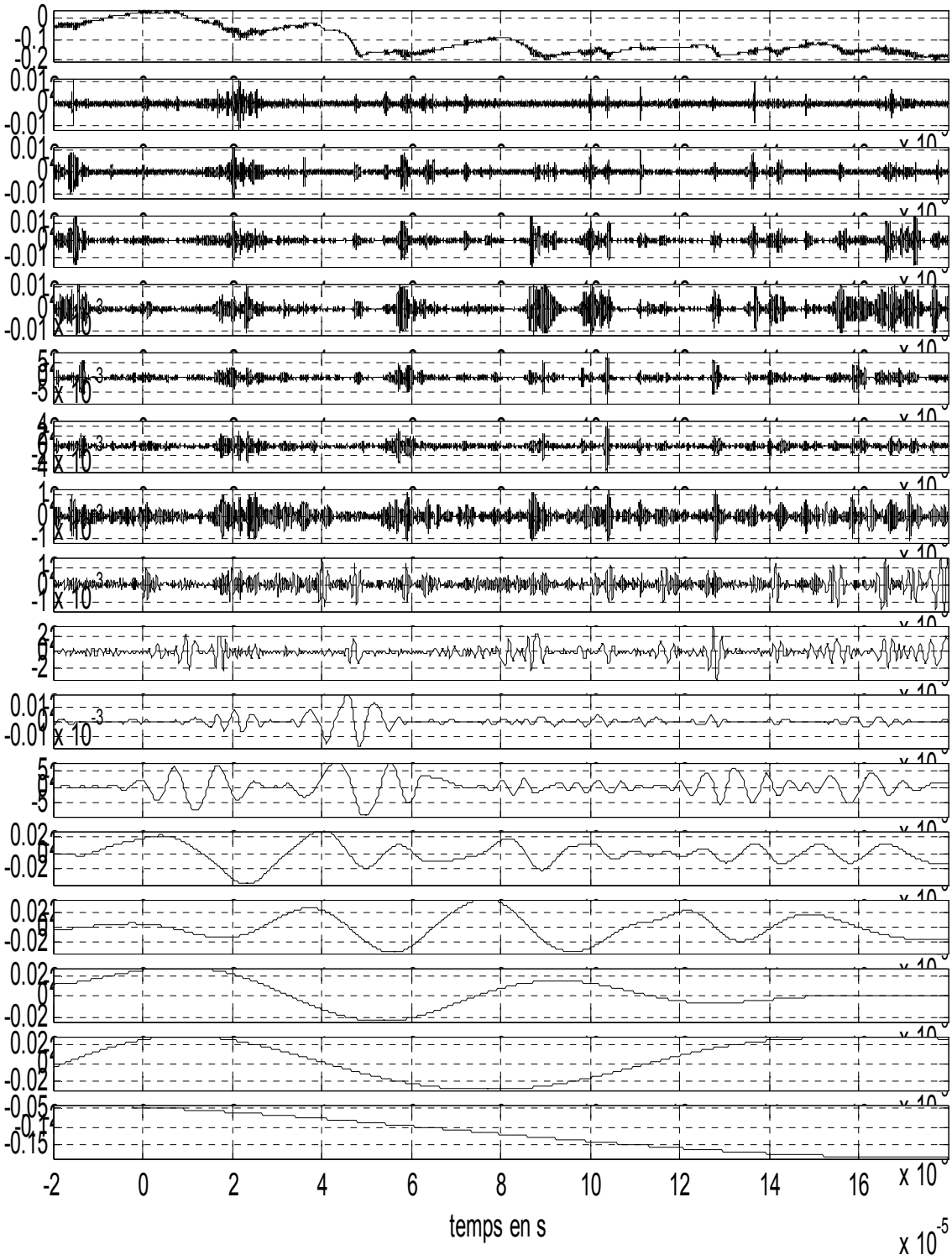


Fig. 138 **Représentation (du haut ver le bas) du signal de la sonde A7 et des 15 IMF et du résidu final de la décomposition EMD**

6.5.6.2. Fréquences et amplitudes instantanées moyenne de A7

Nous avons calculé le spectre de Hilbert du signal, c'est à dire l'amplitude instantanée et la fréquence instantanée de chaque IMF. Nous représentons la fréquence instantanée moyenne de chaque IMF ainsi que l'amplitude au carré moyenne qui est proportionnelle à l'énergie instantanée contenue dans l'IMF. Cela permet d'illustrer le principe de la méthode EMD.

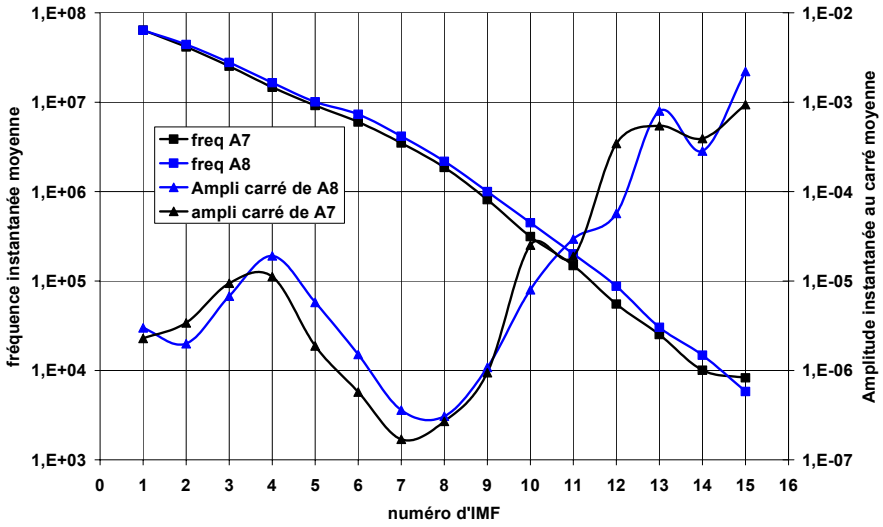


Fig. 139 **Fréquence moyenne (à gauche) et amplitude au carré moyenne instantanée (à droite) pour les 16 IMF en échelle logarithmique**

A chaque itération, les oscillations rapides sont soustraites ce qui fait que la fréquence moyenne de l'IMF diminue jusqu'aux basses fréquences présentent dans le signal. Mais l'amplitude de l'IMF dépend de l'énergie contenu dans le mode d'oscillation, nous voyons ainsi que les modes contenant le plus d'énergie sont les IMF 3 et 4 pour les hautes fréquences dans la gamme du MHz, l'IMF 10 contient de l'énergie dans la gamme de la centaine de kHz et les IMF 12 et 13 contiennent l'énergie des modes basse fréquence dans la gamme du kHz.

C'est une vue moyenne [Fig. 139] qui permet d'identifier rapidement les modes les plus intéressants ainsi que de connaître approximativement les valeurs des fréquences.

6.5.6.3. Fréquence instantanée et amplitude instantanée des IMF

Nous avons appliqué la transformée de Hilbert aux IMF obtenus après la décomposition EMD des signaux A7, A8 et Id. Dans le graphe ci dessous, nous avons représenté l'énergie instantanée du signal qui permet de localiser la forte densité d'existence d'une oscillation à la fréquence instantanée calculée.

Nous voyons par la représentation de la densité d'énergie $|A(t)|^2$ que les événements temps-fréquence sont localisés avec une grande précision par l'EMD et le spectre de Hilbert.

Les fréquences, notamment les hautes, présentent de grandes amplitudes d'oscillation [], cela est du à la dérivation de la phase car elle présente des oscillations de faible amplitude qui sont amplifiées par la dérivation, elles n'ont aucun sens physique. Il faut un traitement supplémentaire pour moyenner ou filtrer ces grandes amplitudes pour qu'il ne reste que

l'information qui a un réel sens physique. Aux plus basses fréquences, les grandes amplitudes diminuent et nous avons accès directement à la dynamique temps-fréquence d'un mode d'oscillation.

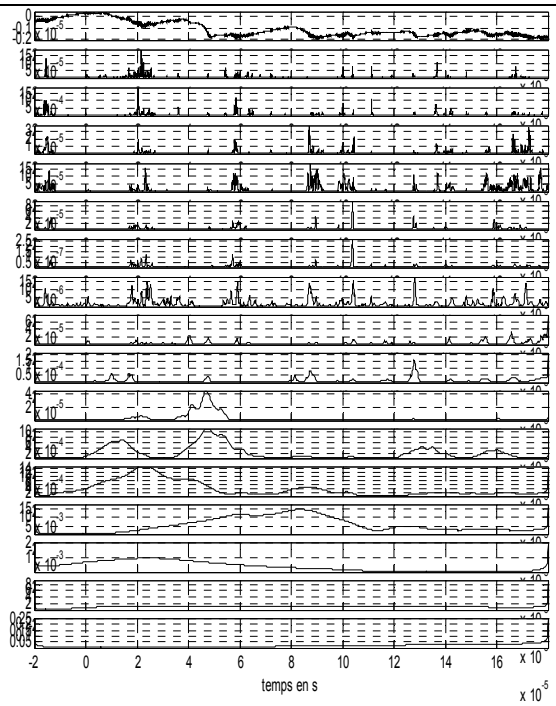


Fig. 140 **Représentation en fonction du temps du signal de sonde A7 et Evolution de la densité instantanée d'énergie $|A(t)|^2$ des 15 IMF et du résidu**

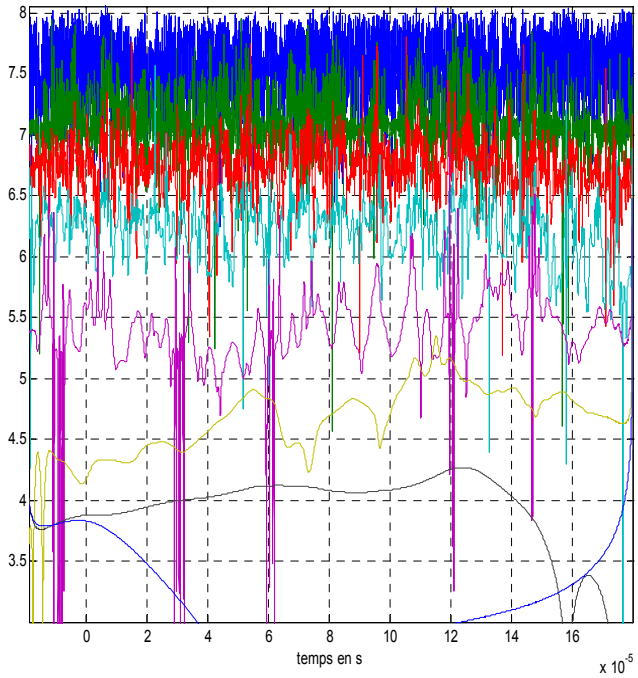


Fig. 141 **Représentation en échelle logarithmique temps-fréquence de quelques fréquences instantanées des IMF de la décomposition EMD**

Il est à noter que les effets de bords, du au fait que le signal n'est pas infini, jouent un rôle plus important sur les modes à basse fréquence d'oscillation que sur les modes à haute fréquence. Cela provient du fait que l'EMD identifie les extrema locaux qui sont plus proches entre eux à haute fréquence qu'à basse fréquence et ainsi le bord ne propage pas d'erreur aussi loin à l'intérieur du signal. Il est possible de diminuer ces effets de bord en prolongeant le signal à ses extrémités, par symétrie par exemple. Dans notre cas, le signal comporte assez d'oscillations à l'échelle caractéristique de la décharge du propulseur pour ne pas avoir à étendre le signal à ses extrémités. En effectuant un zoom sur le temps d'une oscillation caractéristique de la décharge, nous pouvons étudier la dynamique temps-fréquence des différents modes.

6.5.6.4. Spectre marginal de Hilbert comparé au spectre de Fourier

Nous pouvons déterminer le spectre marginal [Eq 45] du signal des sondes A7 et A8 en fonction des spectres de Hilbert calculés. Nous allons les comparer aux spectres de Fourier.

Visuellement le signal provenant des sondes ou bien du courant de décharge du propulseur semblait non stationnaire, la différence entre le spectre marginal de Hilbert [Fig. 142] et le

spectre de Fourier met en évidence ce caractère. La non stationnarité fait que l'énergie du signal se répand dans différentes gammes de fréquence dans le spectre de Fourier.

Le spectre marginal met en évidence le fait que le spectre de la décharge est toujours dominé par les basses fréquences mais à une fréquence de 20 kHz comparé au 25 kHz du spectre de Fourier.

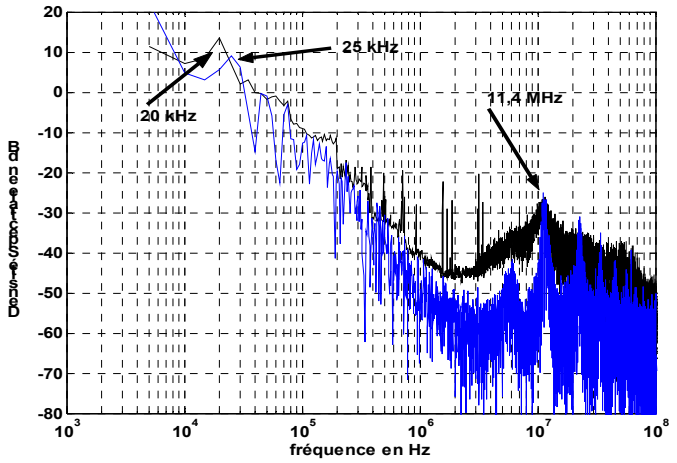


Fig. 142 **Spectre marginal de Hilbert (vert) et spectre de Fourier (bleu) du signal de la sonde co-axe A7 (résolution fréquentielle de 2500 Hz) zone de la basse fréquence**

Nous remarquons que le spectre marginal met en avant la présence de pics de fréquence à ~400, 500 et 700 kHz qui sont dans la gamme attendue du temps de vol des ions. La densité spectrale de puissance de ces pics dans le spectre de Fourier était étalée sur la gamme de fréquence alors qu'avec la méthode prenant en compte la non stationnarité ces pics sont localisés et identifiés correctement. A haute fréquence [Fig. 143], les harmoniques du fondamental à 12 MHz du spectre de Fourier ont disparu pour laisser la place à un large pic massif compris dans les fréquences allant de 8 à 15 MHz, on devine deux autres pics massifs plus aplatis vers les environs de 6,8 MHz et 23 MHz.

Nous avons aussi la présence de pics très centrés au fréquence 963 kHz, un triplet à 1,93 ; 2,22 et 2,69 MHz et un doublet à 4,94 et 5,289 MHz. Il est possible que ces pics très centrés soient du bruit qui n'a pas été éliminé par la méthode EMD et le spectre de Hilbert-Huang.

Le spectre de Hilbert-Huang obtenu à partir de la décomposition EMD révèle à travers la prise en compte de la non stationnarité, la richesse cachée du spectre de Fourier.

Dans leur thèse Vanessa Vial et Mathieu Prioul ont étudié les signaux par une analyse temporelle directe sans traitement, ils ont mis en évidence le fait qu'à l'intérieur de l'instabilité il existe une certaine structuration. En effet, ils observent par l'analyse temporelle qu'il y a présence de plusieurs pics qui se rattrapent, se retrouvent en phase, puis de dépassent etc…

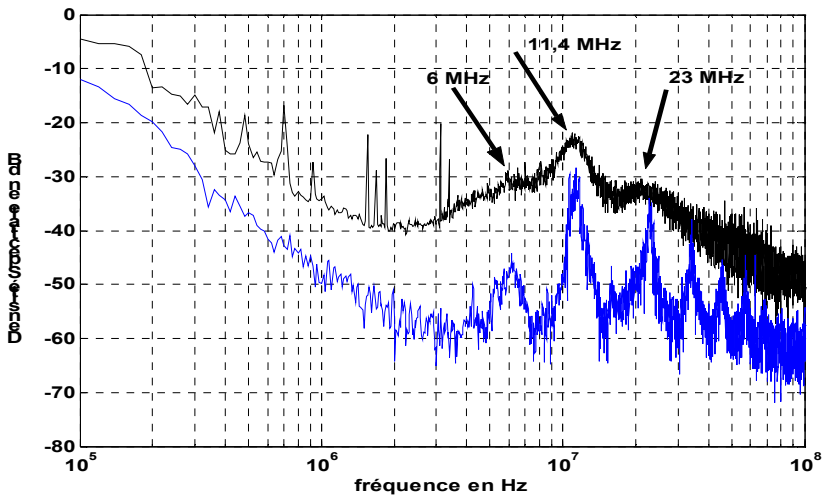


Fig. 143 **Zoom sur la haute fréquence du signal A7 densité spectrale de puissance marginal de Hilbert (vert) en dB et Hz et (bleu) spectre de Fourie en dB et Hz, zone de la haute fréquence pic à 12 MHz**

Lorsqu'on étudie les signaux par la méthode de Fourier, nous ne voyons qu'un grand pic de forte intensité vers les 12 MHz et parfois il est possible d'observer des pics à 5-7 MHz.

Il existe des pics très centrés entre 1 et 3 MHz qui sont soit du bruit soit s'ils existent réellement ces pics correspondent à des temps de rotation des électrons dans le courant de Hall. Il est possible que ces pics soient des nuages d'électrons en rotation dans la boucle de Hall mais tous ces nuages ne vont pas à la même vitesse azimutale.

Nous observons trois pics massifs à 6, 11,4 et 23 MHz, dont celui à 11,4 MHz présente la plus forte densité spectrale. Il est possible que ces trois pics soient 3 phénomènes physiques distincts ou bien qu'ils soient liés entre eux. La haute fréquence observée sur le potentiel cathode est de l'ordre de 6 MHz que nous retrouvons sur le spectre marginal, le pic à 11,4 MHz est observé dans le plan de sortie du propulseur et dans la zone du plasma cathodique. Il se peut que les antennes observent l'effet la rotation azimutale des électrons mais aussi l'effet de la vitesse radiale qui s'ajoute au mouvement des électrons dans leur mouvement de dérive.

6.5.6.5. Corrélation entre les IMF et le courant de décharge

6.5.6.5.1. La gamme basse fréquence de la décharge

Nous nous intéressons au mode d'oscillation qui est associé aux basses fréquences caractéristiques de la décharge du propulseur qui sont comprises entre 20 et 30 kHz.

Nous avons vu que l'IMF n°13 de la décomposition du signal de sonde A7 correspondait à ces basses fréquences, nous allons donc étudier la fréquence instantanée liée à cet IMF.

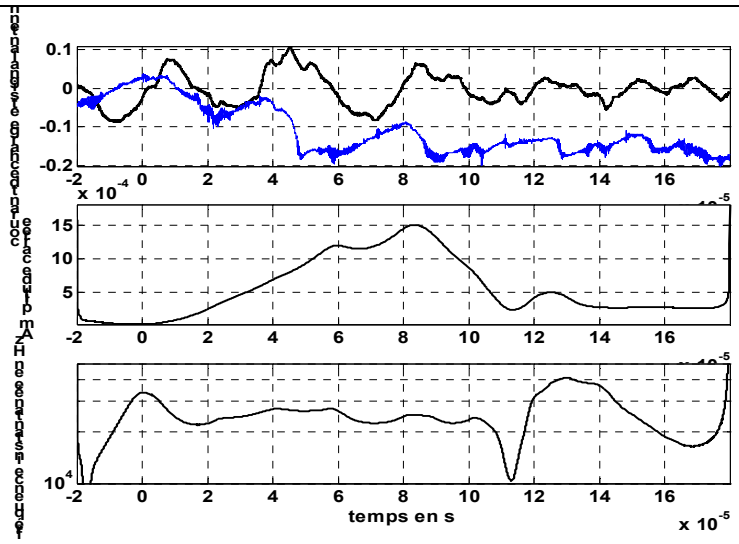


Fig. 144 **Dynamique de la basse fréquence, en haut (noir) courant de décharge et signal d'antenne (bleu), milieu densité d'énergie instantannée, bas fréquence instantanée de l'IMF 13 en Hz**

Sur le graphe ci-dessus [Fig. 144], nous avons tracé le signal de la sonde A7 et le courant de décharge et nous avons ajouté la fréquence instantanée associé au spectre de Hilbert de l'IMF n°13 de la décomposition. Cette fréquence instantanée est liée à la basse fréquence et nous pouvons voir sa dynamique sur 200 µs. Nous observons les effets dus aux bords du signal, en effet le signal étant fini nous avons des problèmes de dérivation ou de décomposition où il manque des informations sur le début et sur la fin du signal, c'est pourquoi nous avons de grandes variations de la fréquence instantanée à ces endroits. Nous voyons que la fréquence instantanée est à peu près constante à 24 kHz sur l'intervalle allant de 10 à 100 µs car nous avons trois oscillations à peu près à la même fréquence. Puis, nous avons une accélération de la fréquence due à la présence de pics d'intensité plus faible très rapprochés à partir de t =11 µs, c'est pourquoi la fréquence instantanée augmente à 35 kHz.

L'étude de la basse fréquence par la méthode de l'EMD et du spectre de Hilbert nécessite de travailler sur des fichiers enregistrés sur des temps plus longs pour éviter que les effets de bords ne se propagent vers l'intérieur du signal et avoir ainsi une meilleure résolution. Cependant, nous voyons ici la mise en évidence de la non stationnarité à basse fréquence du signal de sonde. Il en est de même pour le courant de décharge Id même si nous ne présentons pas les résultats.

L'étude avec une transformée de Fourier glissante n'aurait pas permis de suivre les variations de la basse fréquence car elle est définit à partir des oscillations de fonctions sinus et cosinus dont les périodes auraient été celles des oscillations du signal A7 ou Id, qui sont beaucoup trop longues pour voir l'évolution.

Lors d'un démarrage du propulseur, la basse fréquence caractéristique et les amplitudes du courant de la décharge augmentent jusqu'à atteindre un équilibre qui est peut être liée à l'équilibre thermique des céramiques du propulseur. La transformée de Fourier n'est pas assez précise pour évaluer la variation de la fréquence. La méthode EMD et le spectre de Hilbert vont peut être nous permettre d'étudier cette dynamique de la basse fréquence sur des signaux enregistrés sur des temps acquisitions longs et de la comparer à l'imagerie de la caméra thermique. Nous pourrons comparer la pente de l'augmentation de la basse fréquence (ou des amplitudes) à la pente de la température des céramiques et confirmer ou non ce lien.

6.5.6.5.2. La gamme de fréquence associée au transit time

Nous avons observé la présence de nombreux pics dans la gamme de fréquence allant de 100 à 900 kHz. Cette gamme est souvent associée aux ondes de « transit time » des ions, c'est à dire au temps de vol des ions dans le canal de décharge.

La première observation [Fig. 145] concerne l'amplitude instantanée du signal de sonde pour l'IMF n°10. Nous remarquons que les deux pics de plus forte amplitude (là où il y a le plus d'énergie dans ce mode d'oscillation) sont localisés pour les deux plus fortes chutes de potentiel observées par la sonde A7 au potentiel flottant. Le spectre de Hilbert permet de localiser avec exactitude ces événements sur les fronts descendants du courant de décharge.

Ces événements sont associés à une fréquence comprise entre 100 et 700 kHz souvent liée au temps de vol des ions dans le canal. Nous avons vu à l'aide de l'imagerie résolue en temps que c'est à ce moment que les ions sont éjectés hors du canal de décharge et passent le plan de sortie, donc devant la sonde coaxiale. Cet événement est bien associé à un phénomène de transport des ions dans le plan de sortie, là où les conditions de configuration de champ magnétique avec un gradient négatif permettent le développement de l'instabilité.

Nous remarquons que plus l'amplitude instantanée est faible et plus la fréquence instantanée est élevée pour ce mode d'oscillation. De plus, la fréquence instantanée est modulée ce qui met en évidence le fort caractère non linéaire du mode.

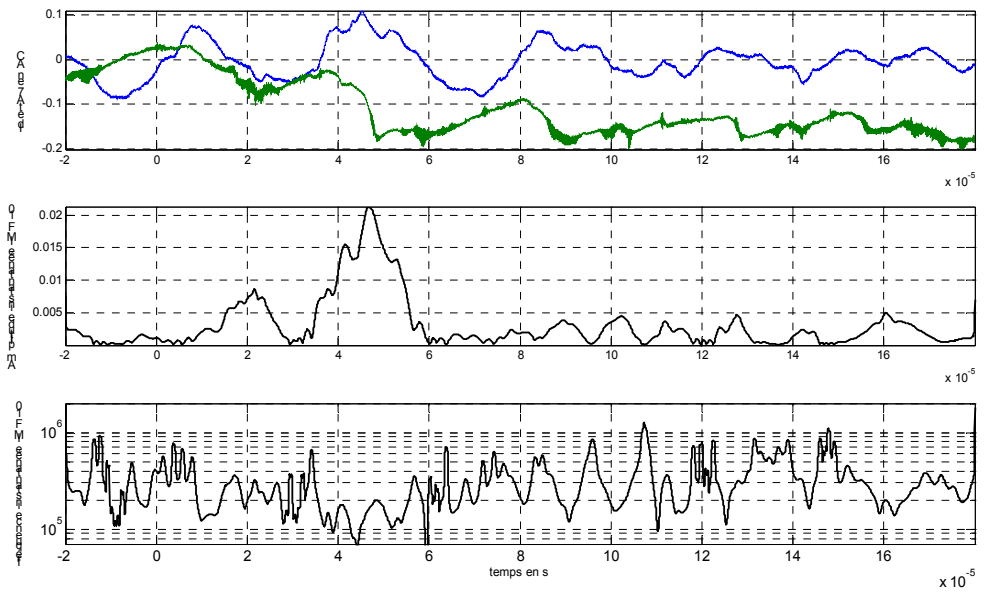


Fig. 145 - **Signal Id en bleu et A7 en noir en mode AC en fonction du temps, - Amplitude instantanée de l'IMF n°10 en fonction du temps, - Fréquence instantanée de l'IMF n°10 en fonction du temps (moyenne mobile sur 101 points)**

Le transit time est une instabilité qui se propage axialement et qui est d'après la théorie due au fait que nous pouvons avoir deux zones d'ionisation : une première près de l'anode qui donne lieu à des ions rapides et une seconde près de la zone de fort champ magnétique qui donne lieu à des ions plus lents. Les deux jets d'ions crées dans ces zones peuvent donner lieu à une situation où les oscillations de transit time sont des perturbations de potentiel 2D dont le vecteur d'onde est orthogonal au champ magnétique. C'est pour atténuer cette instabilité que le champ magnétique près de l'anode est faible (proche de 0) et que l'on utilise des écrans magnétiques pour assurer une configuration de champ magnétique présentant des gradients qui s'inversent dans le plan de sortie.

Nous avons observé la relation existant entre la chute de potentiel observée par la sonde A7 et la densité d'énergie du mode associé au transit time. Nous retrouvons donc bien l'idée d'une perturbation de potentiel qui se propage dans la zone de fort champ magnétique comme le prédit la théorie. L'origine physique des ondes de transit time n'est cependant pas encore complètement établie de manière claire.

6.5.6.5.3. La gamme haute fréquence de la décharge

Nous avons vu que le mode 4 (IMF n°4) contient principalement l'énergie parmi les modes hautes fréquences, c'est donc ce mode que nous allons étudier.

Le spectre de Hilbert [Fig. 146] permet de localiser la haute fréquence exactement sur les fronts descendant du courant de décharge. La haute fréquence est même localisée sur des

petites amplitudes de pentes négatives du courant de décharge ce qui montre bien que ce phénomène est lié à la condition : $\frac{d}{dt}(Id) < 0$.

Nous remarquons que la densité d'énergie instantanée n'est plus corrélée avec la chute de potentiel flottant enregistrée par la sonde comme c'était le cas avec le mode d'oscillations associé au « transit time ». C'est donc un phénomène physique différent du « transit time » que nous observons, il n'est pas lié à la dynamique ou à un temps de vol des ions mais bien aux électrons pour répondre à des fréquences aussi élevées proche de 10 MHz.

Nous remarquons que sur les premières µs de [- 20 ;100 µs] du signal A7 nous avons des grandes oscillations du potentiel flottant bien définies et la densité d'énergie instantanée est elle aussi bien localisée sur la pente décroissante du courant de décharge. Par contre dans les dernières µs de [100 ; 180 µs] du signal A7 [Fig. 146] nous avons des petites oscillations du potentiel flottant qui sont proches entre elles et la densité d'énergie est aussi importante que pour les grandes fluctuations du potentiel flottant.

Ces deux comportements du signal sont dus au niveau de déclenchement choisi. En effet, sur un haut niveau de déclenchement nous sélectionnons les amplitudes élevées du signal. C'est ce que nous observons entre - 20 et 100 µs, puis les amplitudes des oscillations retournent dans un régime de fluctuation dont les amplitudes sont plus faibles, c'est ce que nous observons de 100 à 180 µs.

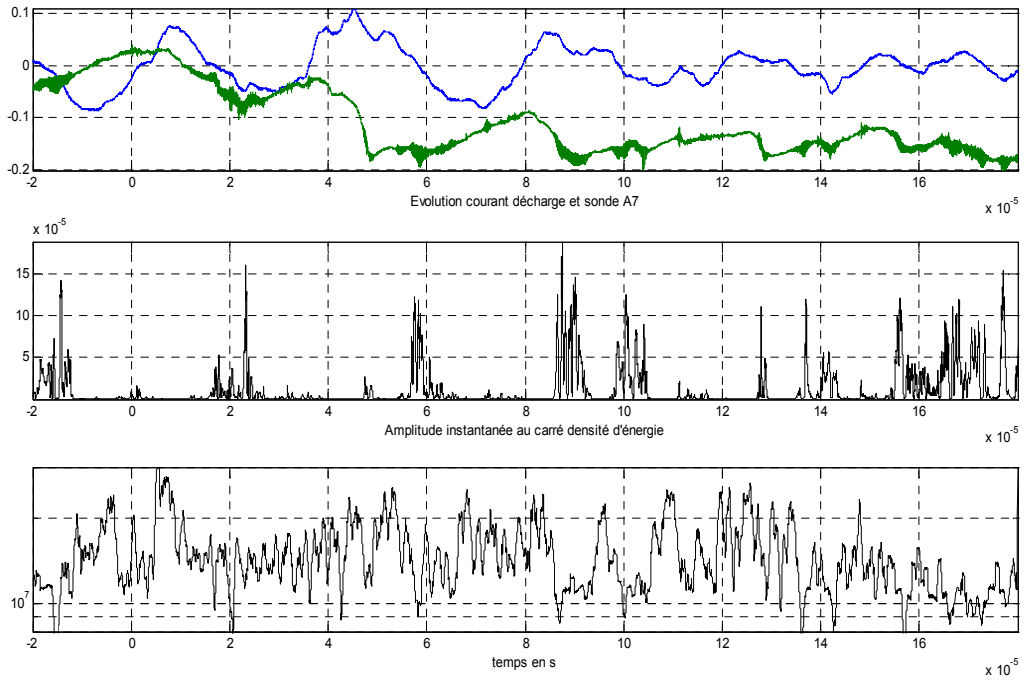


Fig. 146 - **Signal du courant de décharge Id en bleu et A7 en noir en mode AC en fonction du temps, - Amplitude instantanée au carré (densité d'énergie instantanée) de l'IMF n°4 en fonction du temps, - Fréquence instantanée de l'IMF n°4 en fonction du temps (moyenne mobile sur 101 points)**

Ce phénomène haute fréquence n'est donc pas lié à l'amplitude de la chute de potentiel flottant comme nous venons de le voir pour le « transit time » et il n'est pas non plus lié à l'amplitude de la chute du courant de décharge. Il semble corrélé avec la valeur de la pente du courant de décharge lors de sa phase de décroissance. En effet, plus la pente semble douce et plus le phénomène haute fréquence semble durer.

Nous pouvons déterminer la durée d'un phénomène haute fréquence avec précision à l'aide de la densité d'énergie instantanée. Les durées sont variables, elles varient entre 6 µs et 8 µs. L'imagerie résolue en temps après une micro-coupure du courant de décharge a montré que les ions sont éjectés du canal et se retrouvent dans le plan de sortie après un temps de l'ordre de 5 à 7 µs.

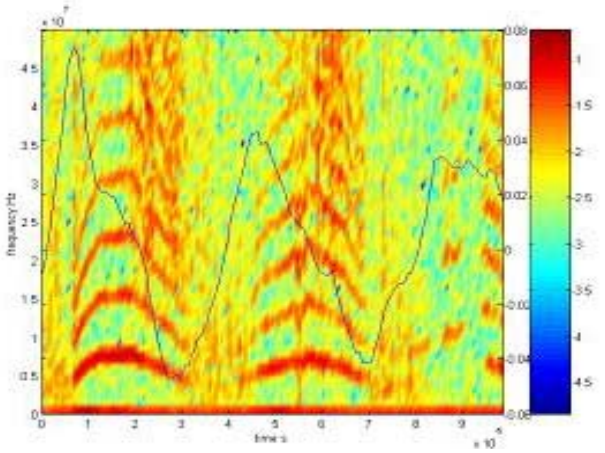


Fig. 147 **axe de gauche ; Spectrogramme en dB du potentiel flottant d'une sonde, axe de droite : Evolution du courant de décharge en bleu**

Une hypothèse est que cette instabilité des électrons se développe au passage des ions. La valeur du courant de Hall est maximal dans le plan de sortie, là où le champ magnétique est le plus intense et lorsque les ions sont éjectés ils traversent la boucle de courant et peuvent permettre le développement de l'instabilité (de type Buneman) par échange d'énergie entre les ions et les électrons[10].

[10] *Ce type de phénomène se rencontre aussi dans la région E de la haute atmosphère terrestre comprise entre 90 et 120 km dont la pression est d'environ 0,01 Pa, la température de -50°C et la densité électronique de 10^{11} m^{-3}, et la fréquence de coupure varie entre 1 et 5 MHz, les électrons, sous l'impulsion d'une dérive de Hall, forment un flux à travers les ions non magnétisés (en région F allant de 120 à 800 km, les ions et électrons sont magnétisés et l'instabilité est inopérante). Elle se déclenche en région E lorsque la dérive relative entre les ions et les électrons dépasse la vitesse acoustique ionique. La formation des irrégularités de plus grande taille en région E est attribuée à l'instabilité en champs croisés. Cependant, les caractéristiques du plasma variant avec l'altitude, la source d'énergie pour cette instabilité est cette fois un courant de Hall.*

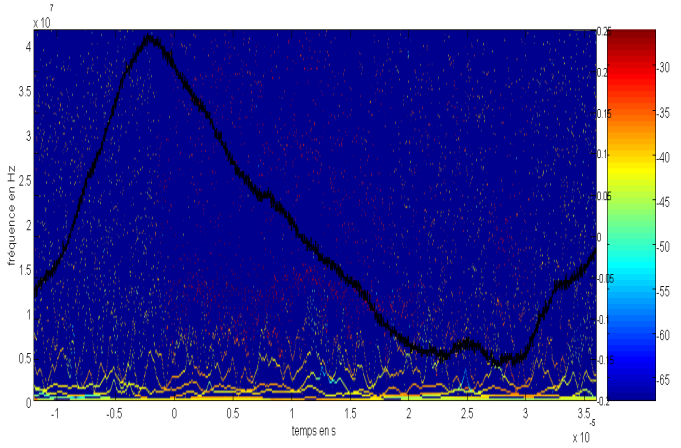


Fig. 148 **Axe de gauche spectre temps-fréquence de Hilbert-Huang en dB et axe de droite courant de décharge en AC noir**

L'instabilité de Buneman apparaît lorsque, dans un plasma neutre, les électrons sont en mouvement relatif par rapport aux ions. Cela peut se produire dans un faisceau d'électrons neutralisé par des ions, ou dans un plasma qui a été soumis à un champ électrique constant qui a placé les électrons dans un mouvement de dérive par rapport aux ions. Dans le cas de la décharge d'un propulseur à effet Hall, les électrons ont un mouvement de dérive azimutale par rapport au mouvement axial des ions, ils sont aussi axialement dirigés dans le sens opposé des ions dans leur mouvement vers l'anode. Elle apparaît lorsque la condition $v_d > v_e$ est vérifiée, c'est à dire lorsque le mouvement de dérive est plus rapide que la vitesse thermique des électrons.

Nous avons mesuré les vitesses du phénomène haute fréquence en rotation dans le courant de Hall et nous avons mesuré des vitesses de rotation des paquets d'électrons plus rapide que la vitesse de dérive attendue (voir Chapitre 6.2.1).

Dans notre cas le champ électrique varie dans le temps. Il augmente jusqu'à une valeur maximale puis lorsqu'il n'y a plus de neutres à ioniser et que les ions ont été en grande partie éjectés il commence à diminuer, pour reprendre ensuite un nouveau cycle.

Sur le spectrogramme [Fig. 147] du potentiel flottant de la sonde, nous avons observé que la fréquence du phénomène étudié augmentait, passait par un maximum, puis diminuait jusqu'à ce que la haute fréquence ne soit plus visible.

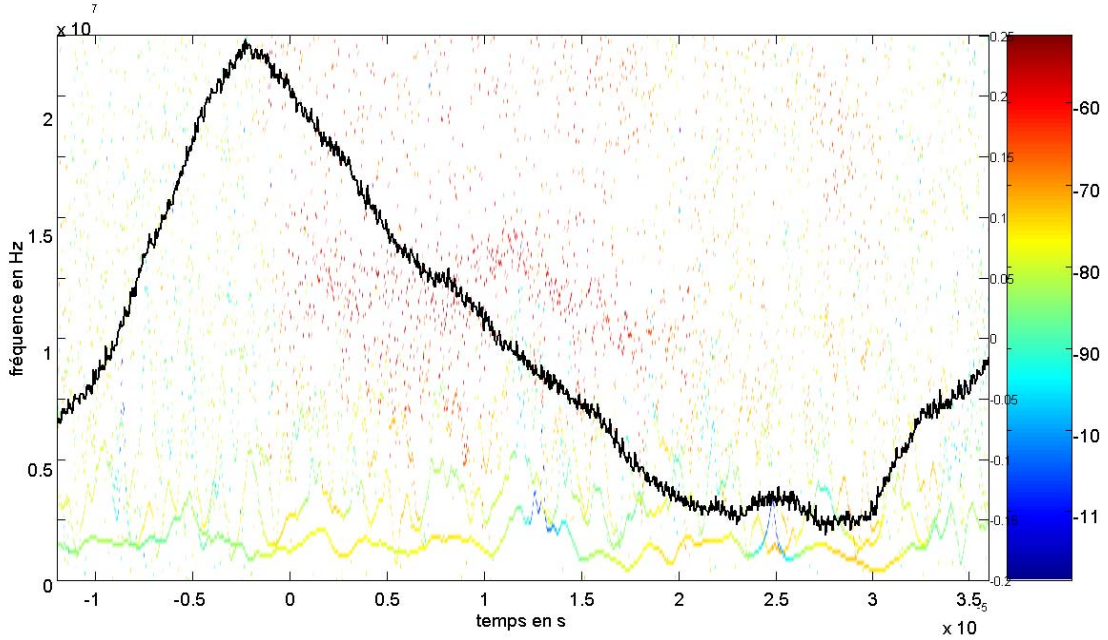


Fig. 149 **Axe de gauche zoom sur les hautes fréquences (points rouges) du spectre temps-fréquence de Hilbert-Huang en dB et axe de droite courant de décharge (noir) en AC**

L'exploitation du spectre brut [Fig. 148] de Hilbert-Huang s'avère difficile car les modes d'oscillations hautes fréquences ne sont pas les plus énergétiques comparés aux modes basses fréquences. C'est ici notre cas. L'IMF de la basse fréquence et les IMF associés au transit time ont une densité d'énergie instantanée plus importante que les modes à hautes fréquences entre 1-10 MHz. Mais il est possible d'observer la dynamique du pic à 11 MHz sur un zoom [Fig. 149] du spectre de Hilbert-Huang en coupant les basses fréquences.

Le pic à 11 MHz est visible sous forme de pointillé car comme nous l'avons vu sur le spectre de Fourier, c'est un pic assez large donc son énergie n'est pas centré autour d'une unique fréquence constante, contrairement aux pics allant de 1 à 5 MHz qui apparaissent sous forme de lignes, car leur énergie est très centrée autour d'une seule fréquence, ce sont des fréquences fondamentales.

Nous remarquons que la dynamique du pic à 11 MHz suit celle observée sur le spectrogramme de Fourier, mais nous avons cette fois une meilleure résolution fréquentielle de l'événement. Il semble que le pic a une fréquence instantanée constante proche de 11,5 MHz sur l'intervalle [5 ; 8 µs], puis la fréquence instantanée croit jusqu'à 15 MHz sur l'intervalle [8 ; 12,5 µs], et finalement décroît vers les 10 MHz sur l'intervalle [12,5 ; 16 µs].

Nous remarquons que sur la phase de croissance de la fréquence instantanée, la forme du courant de décharge sur le front descendant présente une légère déformation. Il s'agit peut être du lien entre les micros-instabilités et le transport électronique, mais il faudrait analyser un grand nombre de fichiers pour avoir une confirmation statistique de cette observation.

Une autre remarque concerne le fait que lors de la phase de croissance du pic massif de 11,5 à 15 MHz sur l'intervalle [10 ; 15 µs], nous observons que les fréquences instantanées des pics

centrés (que l'on voit sous forme de lignes et non de points) dans le domaine allant de 1 à 5 MHz augmentent elles aussi. Cela peut confirmer l'idée que le pic massif à 11,5 MHz est en fait composé de plusieurs pics centrés de 1 à 5 MHz.

La sonde coaxiale voit principalement le rayonnement du phénomène haute fréquence comme un unique paquet d'électrons en rotation rapide à une fréquence de 11,5 MHz, alors que nous avons en réalité plusieurs paquets d'électrons en rotation, qui ont des vitesses assez proches associées à des fréquences de 1, 2, 5 MHz.

Le spectre de Hilbert-Huang associé à la méthode de décomposition EMD a permis de mettre en évidence ce qui était caché par le traitement de Fourier.

6.5.6.5.3.1. L'instabilité de Buneman

L'équation de dispersion de l'instabilité de Buneman s'obtient en utilisant les équations linéarisées de la conservation du flux de matière et de la quantité de mouvement et se met sous la forme :

$$D(k,\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - kv_0)^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} = 0 \quad \text{Eq 49}$$

où v_0 est la vitesse relative des électrons par rapport aux ions.

Pour obtenir une expression analytique approchée du taux de croissance maximum, de la fréquence et du nombre d'onde correspondant à ce maximum, il est commode de faire d'abord un changement de repère pour que les ions soient en mouvement par rapport à des électrons immobiles.

Le changement de repère s'effectue en posant :

$$-\omega' = \omega - kv_0 \quad \text{Eq 50}$$

La relation de dispersion devient alors :

$$D'(k,\omega') = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega'^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega' - kv_0)^2} = 0 \quad \text{Eq 51}$$

Pour un nombre k_r d'onde réel ($k = k_r + jk_i$) et au voisinage des conditions de synchronisme $|\omega'| \approx \omega_{pe} \approx k_r v_0$, nous avons :

$$(\omega' - \omega_{pe})(\omega' - k_r v_0) \approx \frac{1}{2}\omega_{pe}\omega_{pi}^2 \quad \text{Eq 52}$$

Posons maintenant, $\omega' \approx \omega_{pe} + \Omega \approx k_r v_0 + \Omega$, on trouve pour la racine instable (en ω) :

$$\frac{\Omega}{\omega_{pe}} = \left(-\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2}\right)\left(\frac{\mu}{2}\right)^{1/3} \quad \text{Eq 53}$$

$$\text{où : } \mu = \frac{m_e}{M_i}.$$

En revenant au référentiel du laboratoire où les électrons se déplacent par rapport aux ions, on trouve finalement pour $k_r \approx \omega_{pe}/v_0$:

$$\begin{aligned} \omega_r &\approx \frac{\mu^{1/3}}{2^{4/3}}\omega_{pe} = \frac{\omega_{pi}}{2^{4/3}\mu^{1/6}} \\ \omega_i &\approx \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}}\mu^{1/3}\omega_{pe} = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}}\frac{\omega_{pi}}{\mu^{1/6}} \end{aligned} \qquad \text{Eq 54}$$

En considérant dans notre décharge plasma que les électrons sont magnétisés, alors la fréquence caractéristique de la décharge n'est pas la fréquence plasma mais la fréquence cyclotronique électronique ω_{ce}.

Une estimation de la fréquence de l'instabilité donne alors pour un champ magnétique de 150 G dans le plan de sortie du canal :

$$\omega_r \approx \frac{\mu^{1/3}}{2^{4/3}}\omega_{ce} \approx 2^{-4/3}\left(\frac{m_e}{M}\right)^{1/3}\frac{qB}{m_e} \approx \frac{1}{2{,}52} * 0{,}0161 * 2{,}64.10^9 = 16{,}8MHz$$

$$\omega_i \approx \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}}\mu^{1/3}\omega_{ce} \approx \frac{1{,}73}{2{,}52} * 0{,}0161 * 2{,}64.10^9 = 29{,}4MHz$$

En prenant un champ magnétique de 100 G là où sont situées les sondes coaxiales :

$$\omega_r \approx \frac{1}{2{,}52} * 0{,}0161 * 1{,}76.10^9 = 11{,}2MHz$$

$$\omega_i \approx \frac{1{,}73}{2{,}52} * 0{,}0161 * 1{,}76.10^9 = 19{,}4MHz$$

Nous trouvons des fréquences du même ordre de grandeur tout en étant plus élevées que celles observées mais la relation de dispersion est très générale et procède d'une linéarisation ce qui ne rend pas évidente la comparaison. Le CPHT de Palaiseau travaille sur une équation de dispersion plus générale que celle décrivant l'instabilité de Buneman obtenue à partir des équations de conservation de la matière et de la quantité de mouvement qui respectent la géométrie et les valeurs de densité, de champ magnétique, etc.…de la décharge et ils retrouvent des fréquences dans la gamme de 1-10 MHz.

Nous voyons que ce type d'instabilité répond bien à certains critères comme la vitesse de dérive supérieure à la vitesse thermique des électrons. A la présence du faisceau d'ions qui passe devant le plan de sortie lors de la phase décroissante du courant de décharge ce qui rend le phénomène haute fréquence visible principalement sur les fronts descendants du courant de décharge. De plus la variation dans le temps de la fréquence observée peut être corrélée à la

variation du champ électrique qui accélère les ions ce qui modifie la vitesse relative des électrons par rapport aux ions, et qui modifie aussi la vitesse de dérive en E_z/B_r des électrons dans le courant de Hall. La dynamique de la fréquence évoluant à une échelle de temps de 2 à 4 µs qui correspond au temps de vol des ions et par conséquent à la dynamique de la carte de potentiel : c'est la dynamique du champ électrique E_z qui peut être responsable de l'évolution temporelle du phénomène haute fréquence.

Pour savoir si cette instabilité est liée au transport des électrons, il faudrait confirmer qu'elle a un effet sur le courant de décharge, tel qu'un prolongement du front descendant, une pente plus douce de la phase de décroissance du courant de décharge etc…
Nous avons le sentiment à partir des enregistrements, qui sont des « single shoots », que nous tendons vers cette possibilité, mais il faudrait pouvoir faire des mesures statistiques afin de le confirmer sur un grand nombre d'acquisitions.
Une prochaine campagne de mesures va être dédiée à l'infirmation ou à la confirmation de cette hypothèse par des mesures moyennées statistiquement sur les signaux des sondes coaxiales.

6.5.7. Corrélation entre les IMF des signaux A7 et A8

Les deux sondes sont séparées en azimut d'un angle de 120°, nous allons corréler leurs IMF des modes hautes fréquences afin d'affiner les premières mesures réalisées par les fonctions d'intercorrélation du signal entier et par les transformées de Fourier (*Chapitres 6.2.2 et 6.4*).

Nous avons vu sur le graphe des fréquence et amplitude instantanées moyennes que les modes hautes fréquences contenant le plus d'énergie sont les modes 3 et 4 pour le signal de la sonde A7 et le mode 4 pour le signal de la sonde A8. Nous allons comparer uniquement les modes 4 des signaux, bien qu'il soit possible d'additionner deux IMF proches d'un même mode d'oscillation pour traiter la somme par le spectre de Hilbert. Ce choix nous permet d'être sûr de comparer pour les deux signaux exactement le même mode d'oscillation.

Il est intéressant d'étudier la phase des signaux à partir de la transformation de Hilbert. Le grand avantage de la décomposition EMD associée au spectre de Hilbert-Huang est d'avoir accès à la phase instantanée des modes, les autres méthodes de Fourier ou ondelettes ne permettent pas cette comparaison de l'évolution des phases dans le temps. En effet, en comparant la différence de phase du signal A7 et A8 nous pouvons voir les périodes où les signaux sont en phase ou pas (phase lock). Nous allons d'abord regarder le « phase lock » des deux signaux A7 et A8 pour l'IMF n°13 associé à la basse fréquence de 20 kHz.

Lorsque la différence de phase ne varie plus dans le temps, nous avons un plateau qui signifie que les deux signaux sont en phase. Nous remarquons que le déphasage évolue très lentement dans le temps et que les deux IMF sont presque en phase car le « phase lock » est très proche de 2π.

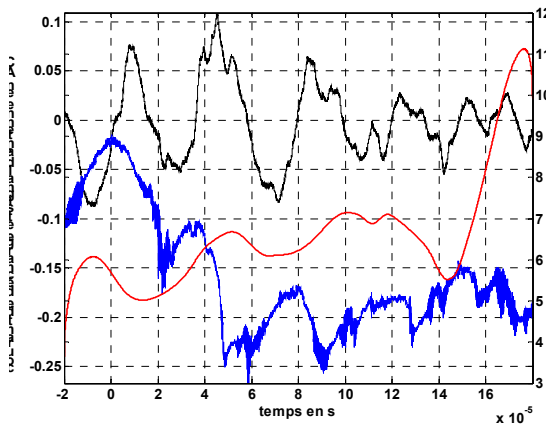


Fig. 150 **(axe gauche) Evolution temporelle du « phase lock » en rad de l'IMF n°13 de A7 et A8 en bleu (axe droite) Evolution temporelle de l'IMF n°13 de A7 et de l'IMF n°13 de A8**

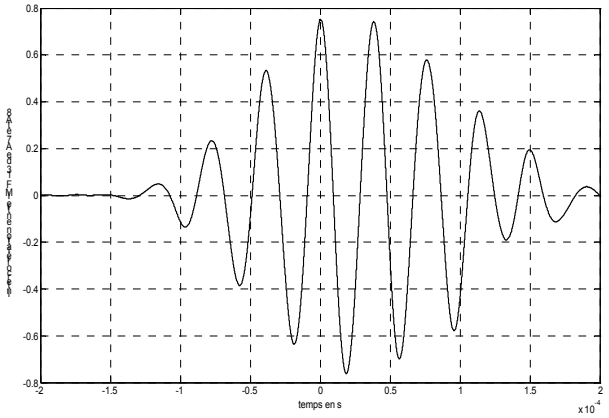


Fig. 151 **Intercorrélation entre l'IMF n°13 de A7 et l'IMF n°13 de A8**

La fonction d'intercorrélation des IMF n°13 associés à la basse fréquence des sondes A7 et A8, nous permet de suivre le temps de décalage entre les pics. Nous mesurons des temps de décalage de 39,02 µs, 37,98 µs et 37,88 µs soit respectivement une fréquence associée de 25,62 kHz, 26,33 kHz et 26,34 kHz. Le taux de corrélation atteint et dépasse les 50 % pour des temps de décalages pouvant aller de 50 à 75 µs.

Ceci montre que les deux antennes, séparées par un angle d'environ 120°, observent le phénomène basse fréquence de la même façon, c'est un phénomène qui apparaît de façon homogène dans le plan de sortie du canal de décharge. Nous savons que cette échelle de temps est liée à la déplétion des neutres après l'ionisation de ces derniers, il n'y a aucune raison pour que ce phénomène ne soit pas homogène azimutalement dans le plan de sortie.

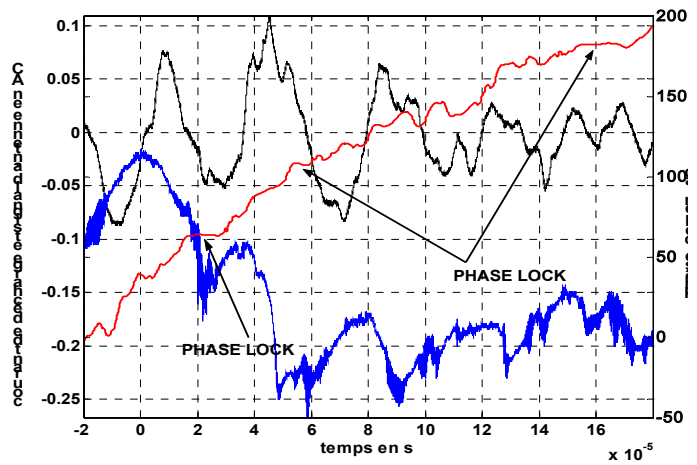


Fig. 152 **(axe gauche) en bleu évolution temporelle du « phase lock » de l'IMF n°10 de A7 et A8 en rad, (axe de droite) courant de décharge en rouge AC et signal de A7 en noir AC**

Pour le mode d'oscillation associé au transit-time : l'IMF n°10, nous remarquons que le « phase lock » évolue plus rapidement et que nous avons des plateaux mais sur des périodes de temps beaucoup plus courte que pour la basse fréquence. Le taux de corrélation est faible il est de l'ordre de 10 % en moyenne pour un temps de décalage de 50 µs.

L'une des explications de ce fait peut venir de la décomposition du signal de A8. Nous avons vu que l'IMF n°10 de A7 présente une densité d'énergie plus importante [Fig. 139] que celui de la sonde A8, peut être que la sonde A8 n'a pas pu capter correctement le signal. Nous avons remarqué en démontant les sondes du propulseur à la fin de l'expérience que la partie du fil de tungstène immergée dans le plasma s'était déformée. Les deux sondes n'avaient plus la même forme de fil à leur extrémité, il se peut que cela ait favorisé ou empêché l'une d'entre elle, de capter correctement les fluctuations de potentiel flottant à ces échelles de temps.

Il se peut aussi que les phénomènes de « transit time » ne soient pas homogènes dans la direction azimutale, il faudrait réaliser d'autres expériences pour confirmer cette hypothèse car nous avons peu de fichier permettant de bien étudier cette échelle de temps. Pour l'instant rien ne permet d'infirmer ou d'affirmer cette hypothèse.

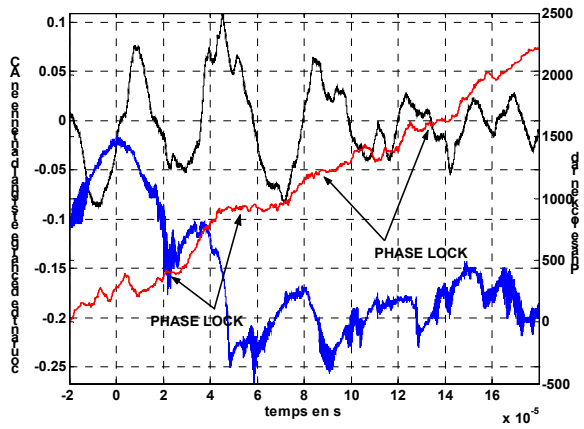


Fig. 153 **(axe gauche) En bleu évolution temporelle du « phase lock » de l'IMF n°4 de A7 et A8 en rad, (axe de droite) IMF n°4 en rouge AC**

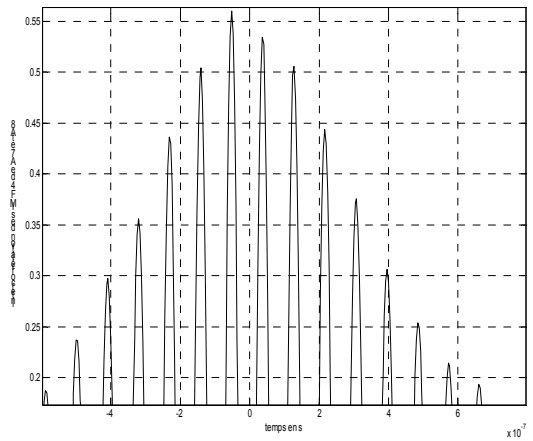


Fig. 154 **Intercorrélation normalisée entre l'IMF n°4 de A7 et A8**

Nous voyons que nous avons des plateaux d'une durée plus longue comparés au mode d'oscillation de l'IMF n°10. Cela montre que les signaux sont en phase beaucoup plus longtemps dans le cas de la haute fréquence à 11 MHz qu'à l'échelle de temps du transit time.

Avec la fonction d'intercorrélation, nous pouvons mesurer les temps séparant les pics.

Les temps mesurés sont présentés dans le tableau suivant :

Positions des pics	Temps de décalage	Fréquence associée
-0,232 µs		
-0,14 µs	0,092 µs	10,87 MHz
-0,052 µs	0,088 µs	11,36 MHz
0,036 µs	0,088 µs	11,36 MHz
0,128 µs	0,092 µs	10,87 MHz

Tableau 13 Temps de décalage et fréquences associées

Nous pouvons comparer ces résultats avec ceux obtenus par l'intercorrélation directe des signaux des sondes A7 et A8 sans passer par une décomposition du signal par EMD. Nous notons qu'il est plus facile de repérer les pics par l'intercorrélation des IMF et que les fréquences trouvées sont plus proches des fréquences instantanées du spectre de Hilbert-Huang que celles de l'intercorrélation directe. Mais c'est une méthode peut être trop « lourde » à mettre en œuvre pour ce type de mesure comparée à l'intercorrélation directe. Il se peut que la mesure du temps de retard ou de séparation entre les pics ne soit pas toujours aussi facile et dans ce cas l'EMD peut être un très bon outil d'analyse.

Nous venons de voir que l'avantage de la décomposition par EMD pour l'intercorrélation provient plus de l'étude des « phase lock » entre les IMF plutôt que des intercorrélations entre les modes. La méthode des « phase lock » permet de repérer dans le temps les zones où les signaux sont en phase, cela nous a permis de voir que la corrélation est très forte entre les deux sondes pour le mode associé à la basse fréquence à 20 kHz et pour le mode haute

fréquence mais pour le mode associé au temps de vol des ions, nous avons une corrélation moins forte mais ce problème peut être du à la géométrie de l'extrémité de la sonde coaxiale.

6.5.8. Recherche de coefficient de transport

Lors d'une campagne d'essai sur les matériaux et d'une campagne sur les aimants permanents nous avons pu placer des sondes coaxiales réparties dans le plan de sortie du propulseur comme le montre la photographie ci-dessous [Fig. 155].

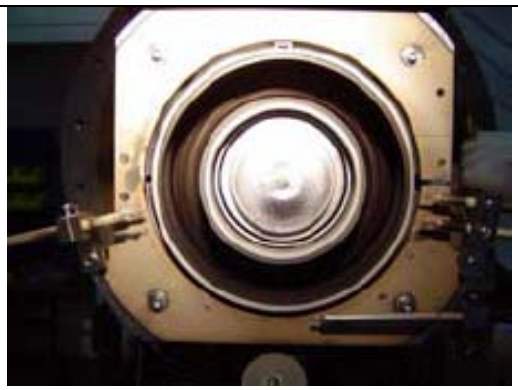


Fig. 155 **5 sondes « co-axes », 1 près de la cathode, (gauche) 2 séparées de 1cm en azimute et (droite) 2 sondes décalées de 1 cm dans l'axe du propulseur**

Nous avons étudiée les corrélations entre les signaux de sondes séparées de 1 cm dans la direction axiale. L'idée étant de remonté à un temps de décalage entre les deux sondes. Ce temps pourrait alors peut être relié à un temps de transport des électrons.
Pour cela nous allons analyser les signaux des sondes A3 et A4, avec A3 la sonde la plus proche de l'anode et A4 située 1 cm en aval de A3. Nous allons décomposer les signaux par la méthode EMD et analysé les IMF associés à la haute fréquence par corrélation [Fig. 156] pour mesurer un temps de retard. La décomposition nous a produit 13 IMF et un résidu, l'énergie pour les hautes fréquences est localisée principalement dans le premier IMF.

L'analyse par intercorrélation ne présente aucun temps de décalage entre les deux sondes. Nous retrouvons un temps de retard de 0,08 µs avec un taux de corrélation de moins de 5% qui correspond à une fréquence de 12,5 MHz, celle du pic massif des hautes fréquences.
Il apparaît que le phénomène observé est bien une rotation azimutale des paquets d'électrons et qu'il n'y a pas de déplacement axiale, du moins à cette échelle de 1 cm. Le code PIC du CPHT permet d'observer du transport électronique par des instabilités azimutales mais à une échelle de longueur de l'ordre du mm, soit le rayon de Larmor de l'électron.

Il se peut aussi que le transport ne soit pas purement axial, mais soit un mouvement conservant une partie de dérive azimutale avec un plus grand déplacement axial. Il faudrait alors étudier ce type de déplacement pour bien choisir l'emplacement des sondes afin de recueillir le meilleur signal possible, ou d'avoir la probabilité la plus forte de voir ce phénomène.

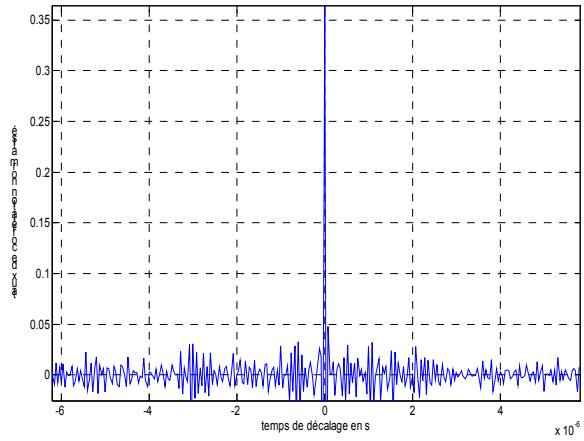


Fig. 156 **Intercorrélation entre les IMF n°1 de la sonde A3 et A4**

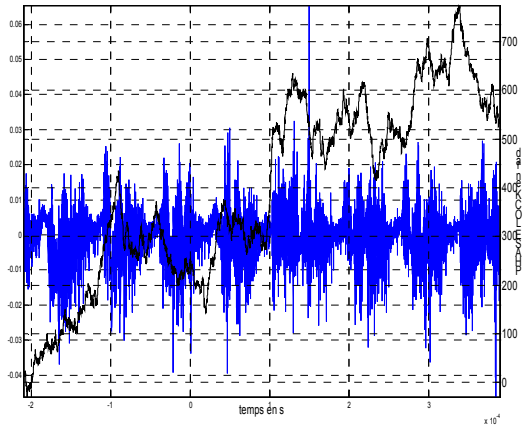


Fig. 157 **Axe de gauche signal de la sonde A3. Axe de droite Phase lock en noir de l'IMF n°1 de A3 et A4**

L'analyse par « phase lock » [Fig. 157] entre les phases des deux IMF n°1 ne montre pas de corrélation ou d'intervalle de temps où les deux modes d'oscillations haute fréquence seraient en phase. Ces deux informations nous laisse à penser qu'il faudrait refaire l'expérience sur une distance de séparation entre les deux sondes beaucoup plus petite pour atteindre le mm. Cependant, la résolution spatiale des sondes coaxiales actuellement utilisées ne permet pas une telle « finesse ».

6.5.9. Conclusion

Une nouvelle méthode d'analyse du signal a été utilisée et comparée à l'analyse de Fourier. Elle a permis de mettre en évidence la non stationnarité des signaux enregistrés par les antennes ou par le moyen d'essai PIVOINE.

Le spectre marginal de Hilbert-Huang a permis de retrouver la dynamique de la décharge à basse fréquence et d'éliminer les harmoniques hautes fréquences obtenus par l'analyse de Fourier.

Des pics dans la gamme de la centaine de kHz sont observés mais il est difficile d'affirmer qu'ils sont réellement distincts du bruit. L'analyse temps-fréquence a cependant montré que l'IMF n°10, associé à la bande de fréquence du temps de vol des ions, est lié à l'amplitude de

la chute de potentiel flottant mesurée par la sonde et que la fréquence varie entre 300 et 700 kHz.

Les hautes fréquences sont observées avec leurs réelles densités spectrales de puissance. La haute fréquence à 6 MHz observée sur le potentiel cathode est observé par le signal des sondes co-axes baignant dans le plasma, ainsi qu'un pic dominant à 11,4 MHz et un pic de plus faible amplitude à 23 MHz. L'analyse temps-fréquence de l'IMF n°4 a montré que ces phénomènes hautes fréquences sont localisés sur les fronts descendants du courant de décharge et semblent liés à la présence du phénomène du temps de vol des ions mais pas à l'amplitude de la chute de potentiel flottant. L'étude des « phases lock » que permet la méthode EMD a confirmé ce lien.

L'analyse de la dynamique temps-fréquence à travers le spectre de Hilbert-Huang a montré le caractère non stationnaire mais aussi non linéaire des phénomènes observés par une modulation de la fréquence instantanée.

La dynamique haute fréquence du pic à 11,4 MHz montre que le phénomène a une durée de l'ordre 10 µs et que cette fréquence varie dans le temps. Elle augmente jusqu'à un maximum de 15 MHz puis décroît à 11,4 MHz. Il semble que l'instabilité observée soit liée au passage des ions dans le plan de sortie et qu'elle ait une influence sur le courant de décharge en le déformant dans sa partie décroissante, ce qui indiquerait qu'elle joue un rôle dans le transport électronique. Des futures campagnes de mesures doivent confirmer ou infirmer ces hypothèses.

CONCLUSION GENERALE

7. CONCLUSION

Les propulseurs à plasma et notamment les propulseurs à effet Hall présentent des performances qui les rendent attractifs pour les satellites de télécommunication et maintenant comme système de propulsion principale pour les sondes spatiales. Ils deviendront bientôt indispensables pour la nouvelle génération de plates-formes de satellites dont la masse sera supérieure à 10 tonnes. La complexité de la physique des décharges magnétisées rend difficiles la compréhension et la maîtrise du comportement du propulseur. C'est pourquoi le développement des propulseurs à effet Hall a été réalisé en s'appuyant fortement sur une démarche empirique.
Les propulseurs devenant de plus en plus puissants (puissance électrique, débit de gaz etc.), cela entraîne un développement et des tests au sol ayant des coûts élevés. Il est donc important de disposer d'un outil numérique qui puisse prédire le comportement de la décharge dans une large gamme de fonctionnement (géométrie, débit de gaz, tension, champ magnétique etc.). Ces codes nécessitent des informations sur la physique de la décharge ainsi que des valeurs sur lesquelles ils peuvent se caler et être validés.

L'objectif de cette thèse est l'étude de l'influence de la cathode creuse sur la décharge et les performances du propulseur à effet Hall, ainsi que sur le plasma situé entre le plan de sortie du canal et la cathode.

Nous avons tout d'abord étudié le fonctionnement d'une cathode creuse seule, sans le propulseur, par un montage diode qui. a permis d'analyser la caractéristique courant tension ainsi que l'effet du débit de gaz sur la décharge. Nous avons observé deux modes de fonctionnement : un mode stable appelé « SPOT » et un mode instable appelé « PLUME » qui dépendent principalement du débit de gaz et du courant demandé. Dans son fonctionnement nominal, la cathode fonctionne dans le mode stable, cependant le montage diode n'est pas équivalent au fonctionnement d'une cathode avec un propulseur de part l'absence de champ magnétique et des fluctuations de la décharge.

La comparaison des performances globales du propulseur SPT-100-ML couplé avec successivement trois types de cathodes creuses a été réalisée et elle a permis de montrer que la cathode creuse de LABEN-Proel présentait les meilleures performances (en rendement, poussée, Isp). Nous avons aussi analysé l'effet du débit cathode et du courant de chauffage dans le cas de la cathode du MIREA sur le potentiel cathode mesuré par rapport à la masse. Le potentiel cathode se rapproche de la masse lorsque le courant de chauffage ou le débit de gaz augmente. Cet effet s'observe sur le pic principal de la fréquence du courant de décharge,

il est certes léger mais perceptible. Cela entraîne une plus forte poussée mais un rendement inférieur. En modifiant le potentiel cathode, nous devons modifier la forme du potentiel dans le voisinage de la cathode et faire que les ions voient une chute de potentiel plus importante. Nous avons aussi montrer que le potentiel de la cathode creuse lorsque la décharge est optimisée tend vers la somme de l'énergie d'ionisation du gaz utilisé et de l'énergie associé au transport des électrons de l'orifice de la cathode à la décharge principale.

Nous avons ensuite étudié le plasma entre la cathode et le canal de décharge dans son régime stationnaire puis dynamique. Le régime stationnaire a été analysée par des mesures de sondes électrostatiques réalisées près du corps de la cathode et près de l'orifice. Nous avons observé deux types de fonction de distribution d'énergie des électrons. L'une proche d'une fonction de Maxwell près du corps de la cathode, à 5 eV, et l'autre déformée par les fortes collisions électron-neutre, à 8-10 eV, due à la densité élevée de neutres émis par la cathode. Cependant, la présence du champ magnétique perturbe les calculs des FDEE ce qui rend l'analyse difficile.
L'utilisation de l'interrupteur rapide a permis de mesurer ou d'approcher une valeur de la composante du courant électronique dans le canal. Le courant électronique est de l'ordre de 0,93 A, ce qui est proche du résultat trouvé lors des premières mesures par Mathieu Prioul.

Le comportement dynamique, à l'échelle d'une oscillation du courant de décharge, a été étudié au moyen d'une caméra rapide et par une mesure de sonde résolue en temps. L'imagerie a permis d'observer une dissymétrie entre la partie du canal prés de la cathode et le coté opposé. La cathode par sa position brise la symétrie cylindrique de la décharge, mais cela n'a pas d'effet sur les performances macroscopiques du propulseur. Cette dissymétrie est maximale lorsque le courant de décharge atteint sa valeur maximale.
L'imagerie dans la zone cathodique a montré que le plasma de la zone de la cathode présente la même dynamique que celle de la décharge avec le temps d'éjection des ions et de la déplétion des neutres.
Les mesures par sonde en sortie du canal ont montré que la température électronique est constante dans le temps avec une valeur de 6,5 eV. La densité électronique oscille à la même fréquence que le courant de décharge mais avec un temps de retard de 5 à 6 µs qui correspond au temps de vol des ions entre la zone où ils sont créés et la position de la sonde. La densité a une valeur de l'ordre de 2.10^9 cm^3, elle est maximale sur le front descendant du courant de décharge lorsque les ions sont éjectés du canal de décharge. Le potentiel plasma mesuré oscille à la même fréquence que le courant de décharge. Lui aussi présente le même temps de

retard que la densité électronique, le potentiel plasma est minimal sur le maximum de densité électronique et sur le front descendant du courant de décharge.

Nous avons montré que le potentiel cathode est lié à la quantité de charge expulsée du propulseur et qu'il est en quadrature avec la différence entre le courant anode et cathode, synonyme d'une quantité de charge allant vers l'extérieur du canal.
Nous avons mis en évidence la corrélation entre la dynamique du potentiel cathode et du potentiel plasma sur une oscillation de courant de décharge. Nous avons observé l'existence de fluctuations à hautes fréquences à 6 MHz localisées sur les minima du potentiel cathode par rapport à la masse. La présence de cette instabilité « haute fréquence » sur le potentiel cathode laisse supposer que la cathode creuse peut être la source de ces fluctuations ou bien qu'elle permet de les observer plus facilement que sur le courant de décharge, car elle est fortement en interaction avec le plasma. Ces hautes fréquences semblent être générales à la décharge des propulseurs à effet Hall car elles ont été observées sur d'autres propulseurs et sur d'autres bancs d'essais.

Tout ceci nous amène à une étude de la dynamique de la décharge à haute fréquence entre 1-10 MHz. Nous avons utilisé les sondes construites sous forme de co-axes pour servir aussi d'antennes. Elles ont permis d'observer les fluctuations du potentiel flottant pour les fréquences allant du kHz au MHz. Nous avons observé des fluctuations entre 1-10 MHz dans le plan de sortie mais aussi prés de la zone cathode à l'aide du système de déplacement. Cette instabilité est localisée sur les fronts descendants du courant de décharge là où nous avons mesuré un maximum de densité électronique et le minimum du potentiel cathode.
Il semble que ces fluctuations soient liées au temps de rotation des électrons dans le courant de Hall. Les sondes décalées en azimut ont permis de mesurer des temps de retard, et des vitesses de rotation de paquets d'électrons. Une analyse en fréquence et en temps-fréquence par transformée de Fourier a mis en évidence le caractère non stationnaire des signaux enregistrés par la présence de nombreuses harmoniques et a confirmé la localisation dans le temps de ces instabilités. Ces résultats nous ont permis d'avancer l'hypothèse d'une interaction entre les électrons en rotation dans le courant de Hall et le passage des ions éjectés à travers cette boucle de courant. Cette interaction donnant lieu peut être à une instabilité de type Buneman.
Il existe aussi un lien possible entre cette instabilité « haute fréquence » et le transport électronique vers l'anode. Nous avons aussi le fort sentiment qu'il existe un lien entre la forme de la pente de la phase décroissante du courant de décharge et l'apparition des μ-instabilités. Nous avons beaucoup de données qui tendent à cette conclusion mais qui ne

permettent pas de l'affirmer de façon certaine. Des expériences utilisant des mesures statistiques, sont nécessaires pour le confirmer.

L'utilisation d'une nouvelle méthode de traitement du signal : la décomposition modale empirique et l'analyse de Hilbert-Huang, qui prend en compte la non-stationnarité du signal, nous a permis de calculer le spectre marginal de Hilbert-Huang et la dynamique temps-fréquence. Par cette méthode, nous avons analysé les basses fréquences à 20 kHz, mais aussi des modes d'oscillations dans la centaine de kHz qui sont localisés sur les chutes de potentiel flottant. L'intensité de ce mode dépend de l'amplitude de la chute de potentiel observée. Nous pensons que ce mode d'oscillation est associé au temps de vol des ions et à l'instabilité de « transit time ». Elle a aussi permis d'éliminer les harmoniques dues à l'analyse de Fourier et de mieux localiser la densité d'énergie des pics hautes fréquences, vers les 6 MHz, 11,4 MHz et 23 MHz. Elle a confirmé la corrélation entre les basses fréquences et les hautes fréquences sur la phase de décroissance du courant de décharge. Elle a aussi montré une corrélation entre le mode associé au transit time et les hautes fréquences qui sont localisées sur les mêmes intervalles de temps mais qui ne sont pas dépendantes de l'amplitude de la chute de potentiel flottant.

Les perspectives :

- Le développement de propulseurs opérant à haute tension présentant une forte ISP pour remplir une gamme de mission encore plus large (maintien d'orbite, et transfert d'orbite)

- Une amélioration de la topologie du champ magnétique en optimisant les gradients radial et axial de la composante B_r. Ces gradients jouent un rôle important dans les trajectoires des électrons piégés par le champ magnétique et par conséquent sur la carte de potentiel électrique et l'érosion des céramiques.

- Il serait intéressant de produire artificiellement des fluctuations de champs électriques azimutaux par des antennes émettrices et ainsi d'étudier et peut être de contrôler le transport électronique dans une voie d'optimisation de la décharge.

- Il est particulièrement intéressant d'étudier la différence entre le fonctionnement d'un propulseur dans l'espace et dans un banc d'essais au sol. En effet, au sol nous rencontrons lorsque la décharge est flottante, de nombreuses fluctuations du potentiel de la carcasse du moteur. Ces fluctuations de potentiel sont certainement dues à

l'interaction entre le plasma, le caisson et la carcasse du propulseur. Ces échanges de charges peuvent entrer en interaction avec le filtre électronique ou les alimentations électriques. Ces effets capacitifs pouvant alors modifier les répartitions de potentiel électrique et jouer sur la physique de la décharge. Les mesures et les analyses des données s'en trouvant affectées. Le lancement d'un propulseur instrumenté permettant une étude de la dynamique de la décharge à basse et haute fréquence aiderait à la comparaison du comportement en vol et au sol.

- Il faudrait par exemple faire fonctionner le propulseur à l'aide de batteries mises en série et en parallèle pour fournir une décharge de 300 V et un courant moyen de 4 A sans possibilité d'interaction entre les alimentations électriques et la décharge. Il ne resterait alors que les interactions caisson plasma difficilement modifiables.

Le travail réalisé a permis d'acquérir des informations sur la zone située entre le plan de sortie du canal et la cathode creuse, zone encore peu connue. Les effets macroscopiques (performances globales) ont été étudiés de même que la physique des phénomènes dans un régime stationnaire et dynamique. Nous avons analysé les paramètres électroniques aux différentes échelles de temps de la décharge allant du kHz au MHz. Ils semblent que l'apparition d'instabilités hautes fréquences, vue par les antennes et sur le potentiel cathode, soit liée au transport des électrons à travers le champ magnétique. La possibilité de mieux comprendre ce phénomène et de déterminer des coefficients de transport nécessite le développement de nouveaux diagnostics ayant une résolution spatiale et fréquentielle encore plus élevée.

ANNEXES

A) Les différentes gammes de fréquence rencontrées dans la décharge du propulseur à effet Hall SPT-100ML

a) Les oscillations d'ionisation à basse fréquence : « breathing mode »

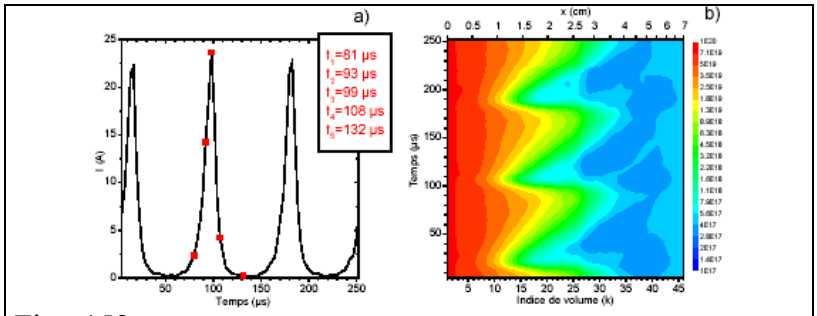


Fig. 158 **Code 2D hybride CPAT a) évolution du courant de décharge en A, b) évolution de la densité de neutre en m^{-3}**

Les oscillations basses fréquences et de large amplitude à 20-30 kHz [Fig. 158] sont toujours observées dans le cas des décharges à effet Hall mais on n'observe pas d'onde en mouvement. Les ondes observées sont dues à une onde linéaire ou à un cycle limité non linéaire. Cette onde peut être due à une résonance d'ionisation entre les ions et les neutres.

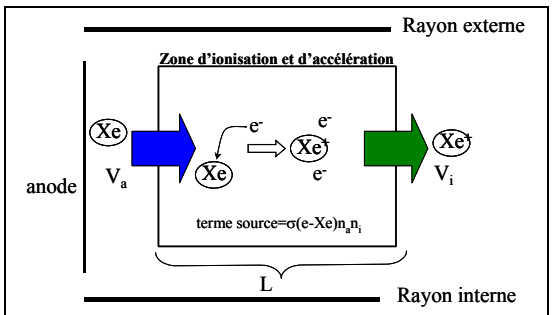


Fig. 159 **Schéma du canal et du processus d'ionisation et d'éjection des ions**

Si on imagine une boite [Fig. 159] de longueur L et de section S où se déroulent les processus d'ionisation et d'accélération, on peut écrire un bilan des neutres et des ions et suivre l'évolution de leur densité dans le temps. La longueur L de la boite qui correspond à la zone d'ionisation et d'accélération dépend de la tension de décharge et du profil du champ magnétique. Si nous supposons que les neutres s'écoulent dans le canal avec une vitesse V_a et que les ions quittent le canal avec une vitesse V_i alors dans la boite nous avons un flux d'entrée de neutre $+\frac{n_a V_a}{L}$ et un flux de sortie d'ion $-\frac{n_i V_i}{L}$ dans le bilan des deux espèces il faut prendre en compte aussi le terme source par unité de volume en $kn_a n_i$ de création des ions qui est aussi celui de disparition des neutres, où k est le taux d'ionisation.

Le bilan des espèces se met alors sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial n_a}{\partial t} = -kn_a n_i + n_a \dfrac{V_a}{L} \\ \dfrac{\partial n_i}{\partial t} = kn_a n_i - n_i \dfrac{V_i}{L} \end{cases} \quad \text{Eq 55}$$

En exprimant la densité comme une somme $n=n_0+n_1$, avec donc $n_0 >> n_1$, respectivement à l'ordre zéro et à l'ordre un qui est une petite perturbation on peut faire une analyse du bilan des espèces.

A l'ordre zéro : $\begin{cases} kn_{a0} = \dfrac{V_i}{L} \\ kn_{i0} = \dfrac{V_a}{L} \end{cases}$ **Eq 56**

A l'ordre 1 : $\begin{cases} \dfrac{\partial n_{a1}}{\partial t} = -kn_{a0} n_{i1} \\ \dfrac{\partial n_{i1}}{\partial t} = kn_{a1} n_{i0} \end{cases}$ **Eq 57**

En prenant les solutions trouvées à l'ordre zéro, nous pouvons mettre en évidence le faible taux d'ionisation dans la boite de dimension L puisque $V_a << V_i$.

$$\frac{n_{i0}}{n_{a0}} = \frac{V_a}{V_i} \quad \text{Eq 58}$$

La vitesse des neutres a été mesurée par Fabry Perot à 330 m/s à 900°K, ce qui donne un rapport entre la vitesse des neutres et des ions de 2 à 3% ce qui est assez élevé pour un plasma froid. En fait dans le propulseur, le taux d'ionisation n'est pas élevé en densité [Eq 36] mais par contre on peut considérer que 90 % du flux de neutre est ionisé.

On peut exprimer les deux équations de l'ordre 1 [Eq 57] un sous la forme de l'équation d'un oscillateur harmonique :

$$\frac{\partial^2 n_{i1}}{\partial t^2} - k^2 n_{i0} n_{a0} n_{i1} = 0 \qquad \text{Eq 59}$$

En utilisant les valeurs à l'ordre zéro on peut récrire l'oscillateur harmonique sous une autre forme :

$$\frac{\partial^2 n_{i1}}{\partial t^2} - \frac{V_i V_a}{L^2} n_{i1} = 0 \quad \text{Eq 60}$$

La fréquence propre de l'oscillateur harmonique s'exprime comme suit :

$$\omega = 2\pi f = \frac{1}{L}\sqrt{V_i V_a} \quad \text{Eq 61}$$

On peut aussi exprimer la vitesse des ions comme la différence de potentiel $\Delta\Phi$ qu'ils ont traversé. C'est ce qu'on mesure par l'analyseur d'énergie (RPA) ou bien par les mesures de

fluorescence induite par laser (LIF) qui permettent de remonter à la différence de potentiel et au champ électrique accélérateur.

$$\frac{1}{2}MV_i^2 - \frac{1}{2}MV_a^2 = e\Delta\Phi$$
$$V_i >> V_a \qquad \text{Eq 62}$$
$$\mathrm{V_i} = \sqrt{\frac{2\mathrm{e}\Delta\Phi}{\mathrm{M}}}$$

La fréquence des oscillations de l'ionisation peut alors s'exprimer en fonction du potentiel traversé par les ions, qui est différent du potentiel appliqué entre l'anode et la cathode creuse. En effet il faut prendre en compte la chute de potentiel à l'anode et à la cathode, de plus l'ion ne voit qu'une partie de la chute totale de potentiel imposé entre les électrodes.

$$\omega = 2\pi f = \frac{1}{L}\sqrt{V_a\sqrt{\frac{2\mathrm{e}\Delta\Phi}{\mathrm{M}}}} \propto (\Delta\Phi)^{1/4} \qquad \text{Eq 63}$$

Ce modèle de type proie-prédateur montre que la dynamique de la décharge dépend fortement de la vitesse de l'écoulement de neutre dans le canal. Lorsque le canal est rempli de neutre, les premières collisions ionisantes vont produire rapidement un second électron ce qui va créer un phénomène d'avalanche qui va accélérer l'ionisation complète des neutres très rapidement. Il y a une déplétion de neutre dans le canal et une éjection des ions créés. C'est pourquoi nous avons une forte montée du courant de décharge et une grande amplitude d'oscillation. Il faut donc attendre que le canal se remplisse à nouveau en neutre pour que la phase d'ionisation reprenne. C'est donc ce cycle de remplissage du canal en neutre puis ionisation très rapide qui est responsable des oscillations basses fréquences à forte amplitude. La vitesse des neutres est communément admise proche des 400 m/s et celle des ions en sortie de canal proche de 15000 m/s. La longueur de la zone d'ionisation et d'accélération comprend une partie principale à l'intérieur du canal et une autre à l'extérieur, on peut admettre que cette longueur est comprise entre 1,5 et 2 cm. La valeur de la fréquence propre d'oscillateur harmonique du modèle proie prédateur est de :

$$f = \frac{1}{2\pi L}\sqrt{V_i V_a} = \frac{1}{2\pi.1{,}5.10^{-2}}\sqrt{15.10^3.400} \approx 26\,kHz$$

Ces oscillations sont mesurées sur le courant de décharge ou de façon intrusive par des sondes ou bien encore de façon optique par de l'imagerie par caméra CCD ou par spectroscopie optique d'émission résolues en temps.

b) Les oscillations reliées au temps de vol des ions, le « transit time » : 100-500 kHz

Le « transit time » concerne une échelle de temps relié au transport des ions : à leur temps de vol dans le canal. Il s'agit donc d'une onde se développant axialement puisque les ions ne sont pas sensibles au champ magnétique. On peut estimer la vitesse des ions proche de 10 000 m/s la longueur du canal traversé est de 2 cm ce qui équivaut à un temps de 2 µs soit une fréquence dans la région de la centaine de kHz. Ces oscillations [Fig. 160] sont des ondes électrostatiques axiales qui rendent le faisceau d'ions instables. Ces oscillations apparaissent dans la zone anodique et dans le plan de sortie du propulseur.

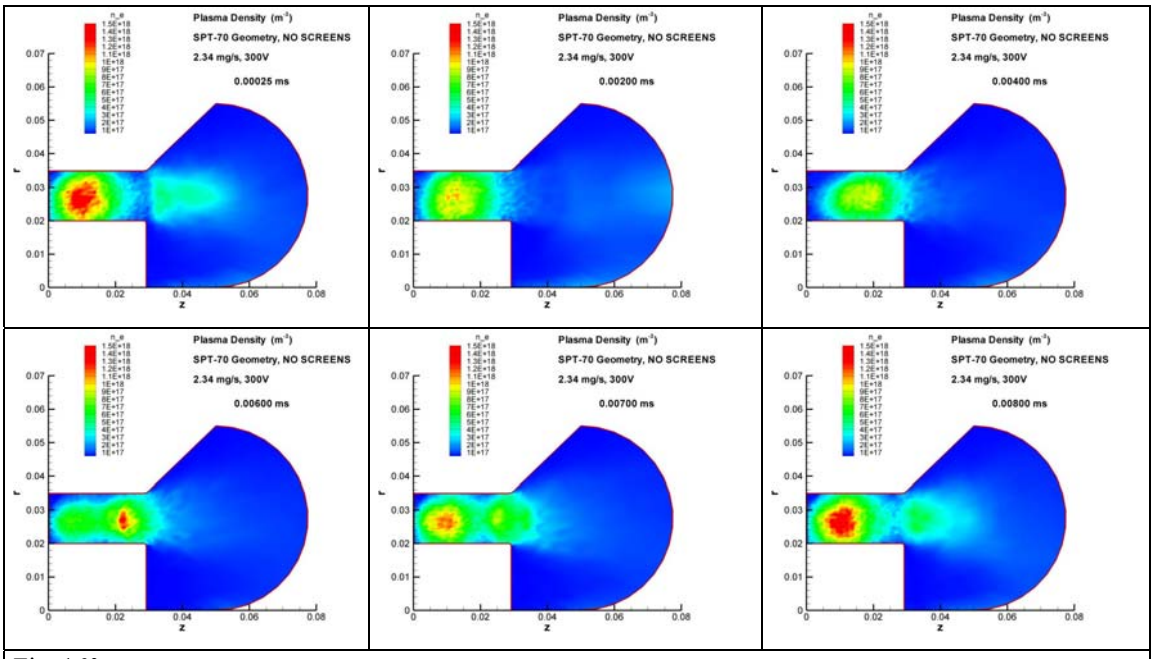


Fig. 160 **Dynamique de la densité de plasma par simulation, PIC 2D (r,z) hybride de J.M. Fife U.S. Air Force (AFRL).**

Ces oscillations ne sont pas visibles sur le courant de décharge IdA ou IdC enregistrés par le moyen d'essai PIVOINE, cependant à l'aide de sonde en contact avec le plasma laissée au potentiel flottant nous pouvons observer cette gamme d'oscillations entre 100-700 kHz.

La propriété du « transit time » est d'être présent même pour une décharge dite optimisée, dans le respect du critère d'un courant de décharge minimum en faisant varier le courant dans les bobines magnétiques fixé. Si le champ magnétique augmente l'amplitude des oscillations augmente aussi et elle peut atteindre jusqu'à 30 % de la tension de décharge pour une configuration magnétique non optimisée.

Ces ondes « transit time » ont été prévues par les modèles fluides et cinétiques dans la zone de l'anode notamment et dans le plan de sortie du propulseur. Les effets de ces oscillations renforcent l'érosion des ions sur la céramique et peuvent abîmer les alimentations électriques qu'il faut alors renforcer. Une solution trouvée pour stabiliser ces oscillations est de réduire le

champ magnétique à l'anode. C'est pourquoi nous avons $B_{anode} << B_{max}$ et souvent un zéro magnétique qui stabilise le transit time dans la zone anodique.

Dans le plan de sortie du propulseur, il est contre performant de réduire le champ magnétique, c'est pourquoi il est plus facile d'observer le transit time à la sortie du propulseur (de même d'un point de vue expérimental il est plus aisé de faire des observations intrusives à l'extérieur du canal).

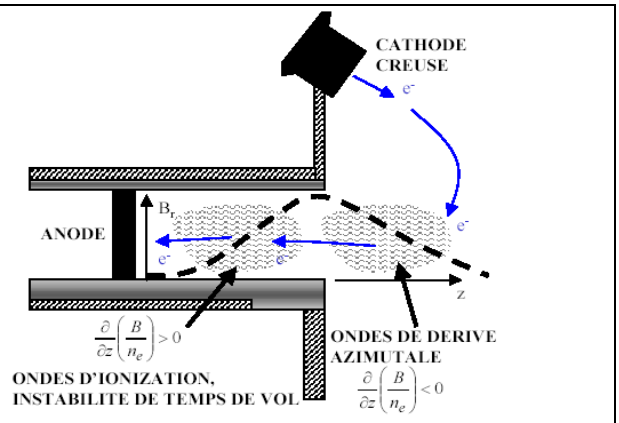


Fig. 161 **Les zones dans la décharge où apparaissent les phénomènes physiques à l'origine de ces oscillations**

Les ions se déplacent à l'intérieur d'une carte de potentiel qui est elle aussi en mouvement. Il arrive que les ions se déplacent dans le même sens que la carte de potentiel. Dans ce cas ils peuvent acquérir plus d'énergie car ils voient une chute de potentiel plus importante. Nous avons donc une fonction de distribution en énergie des ions (FDEI) qui présente une famille à l'énergie moyenne et une seconde famille à une énergie plus élevée.

Dans le cas où la carte de potentiel se déplace dans le sens opposé aux ions, alors les ions vont voir une chute de potentiel moins importante et nous aurons une FDEI avec une famille à l'énergie moyenne et une seconde famille à une énergie moins élevée.

c) Les oscillations hautes fréquence dans la gamme : 1-12 MHz

Dans la zone du plan de sortie du canal [Fig. 161] de décharge le champ magnétique présente son intensité maximale. Les électrons y sont donc fortement piégés le long des lignes de champ magnétique et leur vitesse de dérive est la plus grande en $\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2}$. Un champ électrique axial E_z, qui va accélérer les ions, induit un courant de Hall très intense, plus d'une dizaine d'ampères. Le courant de Hall peut aussi présenter des modes d'oscillation azimutaux le long de la boucle de courant. La vitesse de phase de ces ondes azimutales est de l'ordre de la vitesse de rotation des électrons, elle dépend donc fortement du champ magnétique et du champ E_z.

B) Théorie des sondes électrostatiques

Une sonde métallique polarisée par un potentiel variable peut être utilisée pour déterminer dans un plasma la température et la densité électronique, le potentiel flottant, et le potentiel plasma. La fonction de distribution en énergie des électrons (FDEE) peut aussi être déterminée par le diagnostic de sonde.

Lorsque la sonde non polarisée électriquement est plongée dans le plasma une gaine électrostatique, qui a une épaisseur de l'ordre de quelques longueurs de Debye, se forme pour permette d'avoir un courant nul arrivant à la surface. Il existe une théorie assez complète des trajectoires (chute libre) des particules chargées dans la gaine de potentiel.

La théorie classique des sondes électrostatiques repose sur les hypothèses suivantes :

- Il n'y a pas de collision dans la gaine,
- Les dimensions de la sonde sont petites devant les libres parcours moyens et devant les dimensions du plasma,
- La sonde capte ou neutralise électriquement toutes les particules chargées arrivant à sa surface,
- Le plasma est stationnaire, macroscopiquement neutre et équipotentiel au voisinage de la sonde,
- La fonction de distribution des électrons est isotrope,
- Le courant collecté par la sonde est négligeable devant le courant principal de la décharge,
- La sonde n'émet pas d'électrons par effet thermique ou par émission secondaire,

En admettant les hypothèses de gaine non collisionnelle et en respectant le critère de Bohm, il est possible de déterminer les valeurs caractéristiques des électrons : température, densité, potentiel plasma, et potentiel flottant. Il est aussi possible de déterminer la fonction de distribution en énergie des électrons bien que les différentes méthodes utilisées comme la double dérivation, engendre du bruit numérique et rendent difficile l'interprétation physique.

a) Les critères de dimensions de la sonde

Les petites dimensions de la sonde sont prévues pour perturber le plus faiblement possible le plasma dans lequel elle est plongée. Les dimensions caractéristiques du plasma sont la

longueur de Debye λ_{De} et le libre parcours moyen des électrons et des ions. Il faut donc que les dimensions de la sonde soient comprises entre ces deux valeurs. Le traitement des données prend en compte le fait que la sonde est de géométrie cylindrique. Les dimensions de la sonde sont de 0,1 mm de rayon et de 4 mm de longueur. Les libres parcours moyens des ions, et des électrons, là où la sonde est située, sont tels que les collisions (e-e, i-e,) sont très peu nombreuses voir complètement négligeables devant les dimensions de la sonde.

$$\begin{cases} lpm >> a \\ \lambda_{De} >> lpm \end{cases}$$ avec a les dimensions de la gaine entourant la sonde

Si l'une des égalités, et a fortiori les deux n'est plus vérifiée, l'équilibre sonde gaine plasma s'établit de manière différente de la théorie classique. En particulier lorsque *lpm* ~ *a* la répartition des charges devient un problème de diffusion tel que même si la sonde est au potentiel plasma, les densités d'électrons et d'ions en son voisinage sont perturbées.

b) Caractéristiques de sonde électrostatique

En appliquant un potentiel électrique variable à la sonde, elle va se polariser et devenir suivant son potentiel par rapport au potentiel local du plasma soit plus attractive soit plus répulsive pour les électrons.

$$V = V_s - V_p \qquad \text{Eq 64}$$

où V_s est le potentiel de la sonde et V_p le potentiel du plasma. On obtient alors une courbe [V, I] qui est appelée caractéristique [Fig. 162] de sonde.

Au potentiel très négatif les ions sont attirés et les électrons repoussés, la sonde collecte alors le *courant ionique de saturation*.

Lorsque le potentiel est moins négatif alors la sonde collecte principalement des ions mais les électrons les plus énergétiques arrivent à atteindre la surface de la sonde.

En augmentant le potentiel de polarisation de la sonde nous arrivons au point où le courant ionique et le courant électronique s'annulent : c'est le point de *potentiel flottant*. C'est le potentiel auquel se place naturellement la sonde isolée lorsqu'elle est plongée dans le plasma.

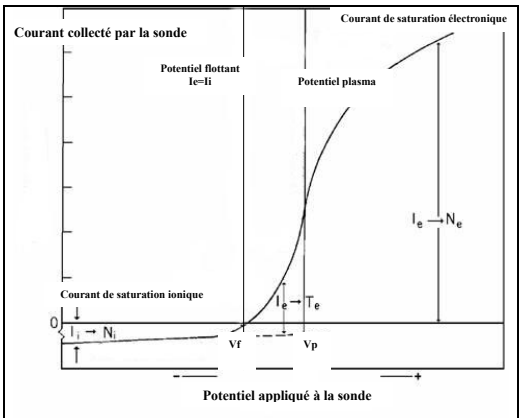


Fig. 162 **Caractéristique de sonde V-log(I)**

$$I(V_f) = I_i + I_e = 0 \quad \text{Eq 65}$$

où I_i est le courant ionique et I_e le courant électronique.

Au delà du potentiel flottant les électrons sont collectés majoritairement car leur masse est très faible devant celle des ions xénon, ainsi le courant collecté augmente très rapidement et atteint une saturation arrivé à un certain potentiel.
Ce potentiel, où il y a saturation, est le potentiel du plasma. Arrivé à cette valeur les électrons ont tous suffisamment d'énergie pour franchir la gaine et être collectés par la sonde et nous avons alors le courant de saturation électronique.

Pour déterminer les caractéristiques des électrons, il faut extraire le courant électronique du courant total collecté par la sonde. La méthode la plus simple est d'utiliser la valeur du courant ionique de saturation et de la soustraire au courant total. Il ne reste alors que *le courant de saturation électronique*.

Dans la partie de la caractéristique de sonde proche du potentiel flottant, nous voyons que la sonde commence à collecter plus d'électrons que d'ions. C'est dans cette zone que l'on détermine la température électronique. Les électrons sont supposés à l'équilibre de Boltzmann, la densité électronique suit la relation suivante :

$$n_e = n_{e0} \exp(\frac{e\phi}{k_B T_e}) \quad \textbf{Eq 66}$$

Le courant d'électron qui atteint la sonde peut s'exprimer comme suit :

$$I_e = -en_{e0} \exp(\frac{e\phi}{k_B T_e})\sqrt{\frac{k_B T_e}{M_i}} S \qquad \text{Eq 67}$$

où S est la surface de la sonde et M_i est la masse des ions xénon

Dans l'expression du courant électronique, on remarque que le potentiel appliqué à la sonde est lié à la température dans le terme en exponentielle. Si l'on prend le logarithme du courant électronique est que l'on dérive en fonction du potentiel, il est alors possible d'exprimer la température en électron Volt (eV) sous la forme suivante :

$$T_e = \frac{1}{\frac{\partial}{\partial \phi}(\log(I_e))} \qquad \text{Eq 68}$$

L'idée est donc d'ajuster la courbe [V, ln(Ie)] à une droite dans la zone du potentiel flottant. L'inverse de la pente de cette droite donne la température des électrons.

La valeur suivante que l'on peut déterminer est le *potentiel plasma*. Il existe différente méthode pour le déterminer. Il existe une méthode graphique utilisant des droites tangentes aux droites de température et de *courant de saturation électronique*. Le point d'intersection de ces deux droites a pour abscisse la valeur du *potentiel plasma*. Il n'est pas toujours évident de déterminer les droites, ce qui donne une certaine incertitude sur la valeur du potentiel plasma. Une seconde méthode utilise la dérivée première du courant électronique collecté par la sonde. Le potentiel plasma est déterminé par un changement de pente de la courbe courant - tension qui est identifiable par le maximum de la dérivée première. Le potentiel plasma est alors déterminé au point d'inflexion de la courbe caractéristique I(V).

Une fois que le *potentiel plasma* est connu de même que la température électronique, on peut déterminer la densité électronique. En prenant la valeur du courant électronique de saturation au potentiel plasma nous avons la valeur de courant pour lequel on peut considérer que tous les électrons sont collectés.

$$n_e = \frac{I_{e\,sat}(V_p)}{eS\sqrt{\frac{k_B T_e}{M_i}}} \qquad \text{Eq 69}$$

où M_i est la masse des ions I_{esat} est le courant de saturation électronique et V_p le potentiel plasma.

Le courant de saturation électronique n'est pas évident à déterminer car il n'y a pas de véritable saturation, le champ magnétique déforme la zone de saturation en comparaison de mesures dans un plasma non magnétisé où la saturation apparaît plus nettement. En appliquant les mêmes critéres de détermination à chaque caractéristique de sonde obtenue par résolution temporelle, il est possible d'avoir un ordre de grandeur de la densité électronique et une tendance de son évolution dans le temps.

c) Calcul de la fonction de distribution en énergie des électrons (FDEE)

En utilisant la dérivée seconde du courant électronique en fonction du potentiel, il est possible de déterminer la fonction de distribution en énergie des électrons.

$$\left[f(E)\right]_{E=-eV} = \frac{1}{2Se\pi}\left(\frac{m_e}{e}\right)^2 \frac{d^2 I_e}{d\phi^2} \quad \text{Eq 70}$$

Dans le cas des mesures moyennées dans le temps, il faut tenir compte de l'effet du champ magnétique sur l'anisotropie de la FDEE. Nous devons calculer le critère d'Aikawa pour s'assurer de la possibilité de calculer la FDEE sans qu'elle soit (trop) déformée par l'orientation du champ magnétique.

Dans le cas de la résolution temporelle, il s'avère que la méthode rend le calcul inefficace, car nous avons une valeur de courant électronique discrète avec un pas de 1 V qui génère un bruit lors de la dérivation. Une tentative de lissage et d'interpolation par polynômes et fonctions « splines » n'a pas permis d'atteindre un résultat fiable. Il faudrait réduire le pas entre chaque potentiel de polarisation mais le temps de mesure expérimental deviendrait beaucoup trop long et le plasma pourrait ne plus être dans le même état.

C) Distribution de type de Druyvesteyn

La forme d'une fonction de distribution de type de « Druyvesteyn » est :

$$f(\varepsilon) \propto \sqrt{\varepsilon}\,\exp(-\left(\frac{\varepsilon}{k_B T}\right)^{\alpha}) \quad \text{Eq 71}$$

où α est un coefficient proche de 2. Lorsque nous sommes proches de l'équilibre, les FDEE sont proches d'une distribution de Maxwell dont l'unique paramètre libre est la température. Dans le cas d'une FDEE hors équilibre nous avons comme paramètre libre la température T et le coefficient α qui représente des pertes d'énergie sous différentes formes telle que l'excitation par collision ou autres processus comme la diffusion. Par exemple, si nous supposons une fréquence de collision υ qui peut caractériser des collisions entre particules de type électron-neutre ou bien un échange de quantité de mouvement provenant d'un phénomène de transport.

V.E. Golant a montré que la fonction de distribution peut s'écrire sous la forme suivante :

$$f_0 \propto A\exp(-B\int_0^v \upsilon^2 v dv) \qquad \text{Eq 72}$$

où υ est la fréquence de collision électron-neutre pour un transfert de quantité de mouvement, alors si υ est constante, c'est à dire si elle est indépendante de la vitesse ou de l'énergie nous avons alors :

$$\int_0^v \upsilon^2 v dv \approx \frac{1}{2}v^2 \qquad \text{Eq 73}$$

La fonction de distribution a la forme d'une distribution de Maxwell telle que :

$$f_0 = \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}\right)^{3/2} \exp(-\frac{m_e v^2}{2k_B T_e}) \qquad \text{Eq 74}$$

Si la section efficace σ est constante, c'est à dire si elle est indépendante de la vitesse alors nous avons :

$$\upsilon = n_a v\sigma = \frac{v}{\lambda} \propto v \quad \text{Eq 75}$$

avec n_a est la densité de neutre, v la vitesse et λ le libre parcours moyen. Dans ce cas, la fréquence de collision ou le transfert de quantité de mouvement est dépendant de la vitesse, ce qui implique :

$$\int_0^v \upsilon^2 v dv \approx v^4 \quad \text{Eq 76}$$

Le fonction de distribution est alors de type de Druyvesteyn sous la forme vue précédemment avec α=2.

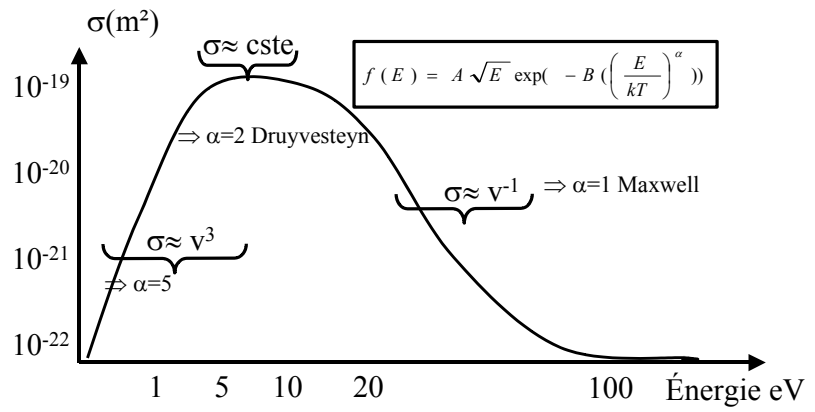


Fig. 163 **Exemple d'une courbe de section efficace et de sa dépendance en fonction de l'énergie des électrons**

La section efficace de collision ou de transfert de quantité de mouvement montre que pour avoir une fonction de distribution du type de Druyvesteyn, la section efficace doit être presque constante [Fig. 163], c'est à dire indépendante du paramètre de vitesse. Généralement, les courbes de section efficace ne présentent pas un profil constant sur une large gamme d'énergie. Si la fonction de distribution est très centrée autour de sa valeur moyenne d'énergie et si cette valeur moyenne est proche de la valeur où la section est presque constante, alors les critères sont bien respectés. Cela signifie que les particules répondant à une fonction de distribution de type Druyvesteyn ont leur énergie proche de la valeur moyenne.

Un modèle théorique décrivant les FDEE montre que la présence d'un fort champ électrique participe aussi à l'établissement d'une distribution Druyvesteyenne. Les critères pris alors en compte sont tels que :

- Le degré d'ionisation est bas ce qui signifie que seules les collisions électron-neutre sont prises en compte, ce qui est le cas dans le plasma cathodique,
- Le champ électrique externe doit être fort devant l'agitation thermique des électrons $\frac{e^2E^2M}{3m^2\upsilon^2} >> k_BT$, avec M la masse des neutres, m la masse des électrons, E le champ électrique externe et υ la fréquence de collision. Cette condition signifie que la fonction de distribution sera concentrée autour de sa valeur moyenne,
- Le libre parcours moyen est indépendant de la vitesse $\upsilon = \frac{v}{\lambda}$,
- Les collisions inélastiques sont ignorées.

Les calculs faisant l'hypothèse de collisions uniquement élastiques permet de remonter à un champ électrique si nous disposons de la fonction de distribution, malheureusement ce

modèle ne prévoit pas la présence d'un champ magnétique. Dans la plupart des exemples décrits dans la littérature, la présence du fort champ électrique rend le plasma fortement anisotrope. De même, la présence d'un champ magnétique peut, selon son intensité, rendre le plasma anisotrope et modifier ainsi la fonction de distribution en énergie des électrons pour la rendre anisotrope.

D) La transformée de Fourier fenêtrée ou glissante

La transformation de Fourier est un outil majeur dans l'analyse du signal. Elle est incontournable dans l'analyse du signal utilisant l'aspect fréquentiel d'un signal. En effet, une description fréquentielle est souvent plus " lisible " que la description temporelle et est un complément remarquable à la seule description temporelle. La transformation de Fourier associée à s(t) s'écrit :

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) e^{-2\pi i f t} dt \quad \textbf{Eq 77}$$

Elle décompose, de façon canonique, le signal en combinaisons linéaires d'ondes élémentaires. Cette transformation permet de décrire la répartition des composantes fréquentielles du signal s(t) sans nous renseigner sur les instants de l'apparition de celles-ci. Les renseignements fréquentiels ainsi obtenus le sont au détriment de la description temporelle explicite du signal. Cette méthode ne convient donc pas à tous les types de signaux, notamment des signaux non-stationnaires qui se caractérisent par l'apparition d'événements transitoires. Elle est aussi insuffisante pour mettre en évidence les caractéristiques évolutives du signal. Ni la description temporelle ni la description fréquentielle à elles seules permettent de décrire l'évolution temporelle du contenu spectral d'un signal. Une autre description est donc nécessaire, combinant les deux descriptions : la représentation " temps-fréquence ".

Si l'analyse de Fourier présente ainsi des limitations quant à ses possibilités d'interprétation pour certains types de signaux, il n'en reste pas moins vrai que la première méthode d'analyse temps-fréquence est basée sur l'analyse de Fourier. C'est la Transformation de Fourier à Fenêtre Glissante ou de Gabor notée TFFG, introduite par le physicien D. Gabor dès les années quarante. Elle consiste à décomposer le signal suivant une famille de fonctions $g_{a,b}$ qui dérivent toutes d'une même " fonction fenêtre " *g(t)* par translation en temps (paramètre b) et modulation en temps (on multiplie la fonction *g* par une fonction sinusoïdale de fréquence a) : $g_{a,b}(t)$ est de la forme *g(t-b)exp(2ipat)*, où le terme *b* localise une fenêtre d'analyse. Cette transformation s'écrit :

$$C(a,b) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) g_{ab}^{*}(t) dt \quad \textbf{Eq 78}$$

Mais décomposer un signal suivant des fonctions à la fois localisées en temps et en fréquence ne peut se faire que dans la limite imposée par l'inégalité de Heisenberg.

Avant de montrer l'expression de cette inégalité, voyons d'abord la notion de résolution en temps et en fréquence dans cette représentation. Si g(t) est une fonction fenêtre et G(f) est sa transformée de Fourier, la résolution en fréquence Δf se définit par :

$$\Delta f^2 = \frac{\int f^2 |G(f)|^2 df}{\int |G(f)|^2 df} \quad \text{Eq 79}$$

Δf représente la résolution en fréquence, autrement dit deux sinusoïdes peuvent être discriminées si elles sont différentes de plus de Δf. De la même façon, la résolution en temps Δt se définit par :

$$\Delta t^2 = \frac{\int t^2 |g(t)|^2 dt}{\int |g(t)|^2 dt} \quad \text{Eq 80}$$

Δt représente la résolution en temps, et deux impulsions peuvent être discriminées si elles sont espacées de plus de Δt. Heisenberg montre que :

$$\Delta t . \Delta f \geq \frac{1}{4\pi} \quad \text{Eq 81}$$

D'après ce principe aucun signal ne peut être simultanément et arbitrairement localisé en temps et en fréquence, et l'amélioration de la résolution fréquentielle n'est possible qu'au détriment de la résolution temporelle, et vice versa. Gabor a choisi **g** de manière optimale dans les limites imposées par cette inégalité. Il a choisi la fonction la plus concentrée, c'est à dire le signal gaussien. Mais cette transformation présente un inconvénient majeur : une fois que la fonction *g* est choisie, la résolution en temps et en fréquence, donnée par les variables a et b, est fixe. Par conséquent, si le signal est composé de phénomènes dont les échelles de temps sont différentes, elle ne permet pas de les analyser simultanément avec une bonne résolution, en temps et en fréquence.

Le carré du module de la transformée de Fourier fenêtrée est le *spectrogramme* du signal :

$$P_S f(u,\omega) = |F(u,\omega)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) g(t-u) e^{-i2\pi f t} dt \right|^2 \quad \text{Eq 82}$$

Il existe différents types de fenêtres utilisables mais le programme utilisé sous le logiciel Matlab® optimise le choix de cette fenêtre afin d'avoir la meilleure résolution possible.

Les crêtes de Fourier fenêtrées sont les maxima du spectrogramme. Elles indiquent les fréquences instantanées dans la limite de la résolution de la transformée. Celle-ci est déterminée par les boites de Heisenberg qui pavent le plan temps fréquence. Si l'amplitude et la fréquence instantanée varient peu à l'intérieur de la fenêtre de Fourier et si la fréquence est

supérieure à la bande passante de la fenêtre, alors les fréquences, où le spectrogramme est maximal, sont assimilables aux fréquences instantanées. En ces points, la phase est quasi stationnaire.

E) Problème des trajectoires électroniques et ordre de grandeur des différentes vitesses de dérives

L'un des grands problèmes de la physique de la décharge d'un propulseur à effet Hall est le transport électronique. La mobilité électronique classique varie en 1/B², un coefficient de transport plus proche de la réalité serait un coefficient de diffusion anormal de type Bohm qui varie en 1/B.

$$D_{Bohm} \approx \frac{k_B T_e}{16eB} \quad \textbf{Eq 83}$$

Le coefficient en 1/16 est obtenu expérimental dans d'autres décharges magnétisées, le coefficient doit cependant varier en T_e/B.

Cette diffusion anormale peut aussi provenir de phénomènes physiques tels qu'une conductivité pariétale anormale comme cela a été proposé par A.I. Morozov, ou bien des instabilités azimutales de champ électrique qui peuvent induire de la diffusion transverse aux lignes de champ magnétique.

Le but de l'étude présentée dans ce chapitre est d'analyser les trajectoires électroniques en trois dimensions 3D dans le canal et dans le plan de sortie du propulseur avec le champ magnétique mesuré à l'aide du gaussmètre monté sur le banc de mesure GDR. Le champ électrique est quant à lui obtenu en utilisant une carte de potentiel moyenne fournie par le code 2D hybride du CPAT (r, z) au point nominal de fonctionnement du SPT-100-ML. Nous calculerons les effets d'une collision d'un électron avec un atome neutre ou une paroi afin de regarder le transport axial (suivant z) produit par ces échanges de quantité de mouvement. Nous regarderons aussi l'effet de l'addition d'un champ électrique azimutal fluctuant dans le temps à haute fréquence sur la dynamique d'un électron.

Cette démarche provient des observations de micro-instabilités réalisées avec les sondes coaxiales et des études numériques réalisées avec le code PIC 2D (z, θ) du laboratoire CPHT.

Le code PIC du CPHT a mis en évidence un transport anormal des électrons produit par une instabilité à courte longueur d'onde (1 mm) du champ électrique azimutal dans une bande de fréquence entre 1 et 10 MHz. Cette fluctuation du champ $\vec{E}_\theta$ est de l'ordre de 20% du champ accélérateur axial $\vec{E}_z$, ce qui permet d'induire une large diffusion des électrons transversalement aux lignes de champ magnétique et ce spécialement pour les perturbations à l'échelle du rayon de Larmor.

Nous allons aussi regarder d'un point de vu théorique, puis par des estimations, les différents effets qui apparaissent dans la dynamique d'un électron dans un champ électrique et magnétique. Les effets dus au gradient et à la courbure du champ magnétique ou bien les gradients du champ électrique seront introduits.

F) Mouvement d'un électron

Le mouvement des particules chargées dans un champ électrique et magnétique peut contribuer à de nombreuses propriétés physiques sur le plasma. Cependant cela ne fournira pas toute la dynamique du plasma, mais peut donner des indications sur le comportement collectif. En étudiant la dynamique d'une particule seule, nous allons voir les phénomènes physiques qui participent à la dynamique du plasma.

i) Dans un champ magnétique uniforme

La dynamique d'un électron dans un champ magnétique répond à l'équation suivante :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m_e}(\vec{v} \times \vec{B}) \quad \textbf{Eq 84}$$

En résolvant les équations de la dynamique, nous calculons une trajectoire hélicoïdale de l'électron le long d'une ligne de champ magnétique. En supposant que $\vec{B} = \vec{B}e_z$ et que $v_\perp^2 = v_x^2 + v_y^2$ nous avons :

$$\begin{cases} v_x = v_\perp \cos(\omega_{ce} t + \phi) \\ v_y = v_\perp \sin(\omega_{ce} t + \phi) \\ v_z = v_{//} \end{cases}$$

Eq 85

$$\begin{cases} x - x_0 = {v_\perp}/{\omega_{ce}} \sin(\omega_{ce} t + \phi) \\ y - y_0 = -{v_\perp}/{\omega_{ce}} \cos(\omega_{ce} t + \phi) \\ z - z_0 = v_{//} t \end{cases}$$

Eq 86 Le centre de la trajectoire circulaire [Fig. 164] est appelé centre guide dont les coordonnées sont ici (x_0, y_0, z).

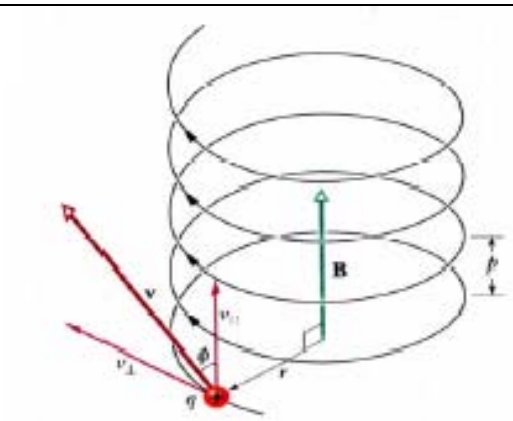


Fig. 164 **Trajectoire d'une particule chargée positivement dans un champ magnétique avec une vitesse initiale** $\vec{v} = (v_{//}, v_{\perp})$

Si le champ magnétique est uniforme, le produit scalaire avec le vecteur $\vec{v}$ de l'équation de la dynamique conduit à la conservation de l'énergie :

$$m\vec{v}.\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{mv^2}{2}\right) = 0 \text{ Eq 87}$$

L'énergie de l'électron se conserve donc au cours du mouvement. Dans un champ magnétique uniforme, un électron va décrire une trajectoire hélicoïdale le long de la ligne de champ magnétique s'il est lâché avec une vitesse initiale dont la composante parallèle à B est non nulle. Si l'électron est lâché avec une vitesse parallèle à B nulle, alors dans ce cas, la trajectoire est circulaire avec une fréquence de giration ou pulsation cyclotronique ω_c qui dépend de l'intensité du champ B, de la masse de l'électron et de la charge :

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \text{ Eq 88}$$

Le rayon de giration dépend de l'énergie initiale de l'électron et plus précisément de la quantité de mouvement perpendiculaire initiale de l'électron

$$r_{Le} = \frac{v_\perp}{\omega_{ce}} = \frac{m_e v_\perp}{eB} \text{ Eq 89}$$

L'angle α formé par la trajectoire de l'électron et le champ magnétique est appelé angle d'inclinaison de l'hélice, il s'exprime comme suit :

$$\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{v_\perp}{v_{//}}\right) \text{ Eq 90}$$

Le pas de l'hélice noté *p* sur la figure de la trajectoire s'exprime comme :

$$p = v_{//}T_{ce} = v_{//}\frac{m_e}{2\pi qB} = \frac{1}{2\pi}\frac{v_{//}}{v_\perp}r_{Le} \text{ Eq 91}$$

ii) Dans un champ magnétique et électrique uniforme

Si l'électron est dans un champ magnétique et électrique uniforme alors en plus du mouvement de giration rapide s'ajoute une dérive plus lente due à l'effet couplé des champs électrique et magnétique. En effet, nous avons :

$$\frac{d\vec{v}_{//}}{dt} = -\frac{e}{m_e}\vec{E}_{//} \;\; ; \;\; \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = -\frac{e}{m_e}(\vec{E}_{\perp} + \vec{v}_{\perp} \times \vec{B}) \text{ Eq 92}$$

Avec : $\vec{v} = \vec{v}_{//} + \vec{v}_{\perp}$ et $\vec{E} = \vec{E}_{//} + \vec{E}_{\perp}$.

Si nous décomposons la vitesse perpendiculaire $v_{\perp}$ en une composante rapide u et une composante lente w devant les variations de la vitesse $v_{\perp}$, nous avons alors :

$$\frac{dw}{dt} + \frac{du}{dt} = -\frac{e}{m_e}(E_{\perp} + w \times B + u \times B) \Rightarrow \frac{du}{dt} = \frac{-e}{m_e}(u \times B) \text{ et } 0 = -\frac{e}{m_e}(E_{\perp} + w \times B) \text{ Eq 93}$$

La vitesse de dérive électrique peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$w = \vec{v}_{De} = \frac{\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}}{B^2} \text{ Eq 94}$$

Ainsi une particule qui dérive à travers le champ magnétique avec cette vitesse de dérive en E×B ne voit pas le champ électrique perpendiculaire. La dérive [Fig. 165] est indépendant de la charge de particules parce qu'elle représente la transformation dans le repère où le champ électrique perpendiculaire $E_{\perp}$=0.

Si la vitesse de dérive v_{θ} est plus petite que le rapport E/B on parle de trajectoire hypocycloïde, et si la vitesse de dérive v_{θ} est plus grande que le rapport E/B on parle alors de trajectoire épicycloïde.

Ce résultat sur la vitesse de dérive due à la force électrique peut être généralisé à d'autres forces que $\vec{F} = q\vec{E}$, par un terme général F qui peut représenter par exemple une force gravitationnelle ou une force de gradient, la vitesse de dérive s'exprime alors par :

$$\vec{v}_F = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{qB^2} \textbf{ Eq 95}$$

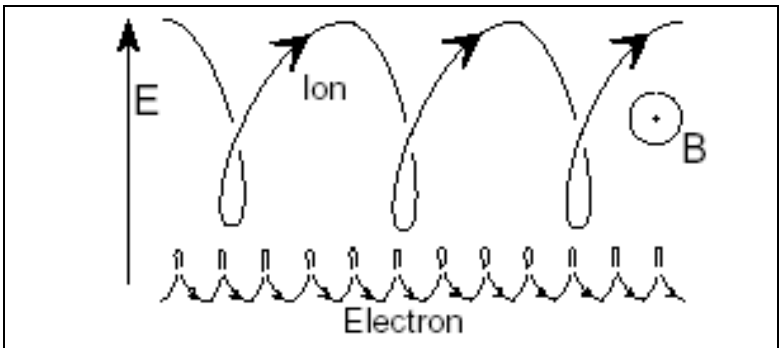


Fig. 165 **Dérive électrique en (E∧B)/B² pour un ion et un électron**

Le gaz utilisé dans la décharge du propulseur est le xénon dont la masse élevée ~131 g/mol, fait que les ions Xe^{+} et Xe^{2+} ont des rayons de Larmor très grand devant les dimensions caractéristiques du canal. C'est pourquoi nous supposons que les ions ne sont pas magnétisés et que seuls les électrons subissent le champ magnétique.

iii) Dans un champ magnétique uniforme et un champ électrique variant dans le temps

Dans la décharge du SPT, le champ électrique n'est pas constant il varie dans le temps avec la dynamique de la carte de potentiel. En effectuant le produit vectoriel de l'équation de la dynamique avec $\vec{B}/B^2$, nous obtenons :

$$\frac{d\vec{v}}{dt}\times\frac{\vec{B}}{B^2}=\frac{q}{m}\left(\vec{E}\times\frac{\vec{B}}{B^2}+(\vec{v}\times\vec{B})\times\frac{\vec{B}}{B^2}\right) \quad \text{Eq 96}$$

$\frac{m}{qB^2}\frac{d\vec{v}}{dt}\times\vec{B}=\left(\vec{v}_{De}+\vec{v}_{\perp}\right)$ et nous avons pour un champ uniforme $\vec{E}=-\vec{v}\times\vec{B}$

$$\frac{m}{qB^2}\frac{d}{dt}(\vec{v}\times\vec{B})=\frac{m}{qB^2}\frac{d}{dt}(-\vec{E})=\left(\vec{v}_{De}+\vec{v}_{\perp}\right)$$

$$\vec{v}_D=\vec{v}_{De}+\frac{m}{qB^2}\frac{d}{dt}\vec{E}_{\perp} \quad \text{Eq 97}$$

Par cette méthode, nous retrouvons la vitesse de dérive électrique en $\vec{E}\times\vec{B}$ à laquelle s'ajoute un terme de dérive supplémentaire qui dépend de la dynamique 'lente' du champ électrique. Cette vitesse de dérive supplémentaire est appelée dérive de polarisation. Contrairement à la dérive électrique, des espèces de charges différentes ont des vitesses différentes ce qui induit une polarisation du plasma.

$$\vec{v}_P=\frac{m}{qB^2}\frac{d}{dt}\vec{E}_{\perp} \quad \text{Eq 98}$$

Ici le qualificatif de dynamique 'lente' signifie que le changement s'effectue sur un temps bien plus grand que le temps de giration autour des lignes de champ magnétique. Nous pouvons noter que ce changement peut être du à une lente variation dans le temps du champ

mais aussi a une variation spatiale à travers une échelle de temps de giration. Dans ce cas, nous avons $\frac{d}{dt}\vec{E}_\perp = \vec{v}.\vec{\nabla}E$ [11] et une correction de la vitesse de dérive électrique devient du second ordre :

$$\vec{v}_D = \vec{v}_{De} + \vec{v}_P = (1 + \frac{1}{4} r_{Le}^2 \nabla^2) \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad \text{Eq 99}$$

Si le champ électrique n'est pas uniforme avec des variations spatiales plus grandes que le rayon de Larmor, nous pouvons faire un développement limité de $\vec{E}_\perp$ dans le plan de giration :

$$E_\perp(x,y) = E_{0\perp} + x\frac{\partial E_\perp}{\partial x}\bigg|_0 + y\frac{\partial E_\perp}{\partial y}\bigg|_0 + \frac{x^2}{2}\frac{\partial^2 E_\perp}{\partial x^2}\bigg|_0 + \frac{y^2}{2}\frac{\partial^2 E_\perp}{\partial y^2}\bigg|_0 + \frac{xy}{2}\frac{\partial^2 E_\perp}{\partial y \partial x}\bigg|_0 \quad \text{Eq 100}$$

Comme nous avons :

$$\begin{cases} x_0 = r_{Le}\cos(\omega_{ce}t + \phi) \\ y_0 = -r_{Le}\sin(\omega_{ce}t + \phi) \end{cases} \quad \text{Eq 101}$$

En injectant dans l'équation de la dynamique le champ électrique $E_\perp(x,y)$ et effectuant une moyenne temporelle de $v_\perp$ telle que :

$$\langle v_\perp \rangle = \frac{\int^{\frac{2\pi}{\omega_{ce}}} v_\perp dt}{\int^{\frac{2\pi}{\omega_{ce}}} dt} \quad \textbf{Eq 102}$$

Nous obtenons l'équation de la dérive lente :

$$\vec{E}_\perp(x,y) = \vec{E}_{0\perp} + \frac{r_{Le}^2}{4}\frac{\partial^2 \vec{E}_\perp}{\partial x^2}\bigg|_0 + \frac{r_{Le}^2}{4}\frac{\partial^2 \vec{E}_\perp}{\partial y^2}\bigg|_0 + (\vec{v}_{De} + \vec{v}_L) \times \vec{B} = 0 \quad \textbf{Eq 103}$$

Cette équation moyennée a une structure semblable à l'équation du mouvement dans un champ électrique effectif homogène stationnaire $\vec{E}_{0\perp} + \frac{r_{Le}^2}{4}\frac{\partial^2 \vec{E}_\perp}{\partial x^2}\bigg|_0 + \frac{r_{Le}^2}{4}\frac{\partial^2 \vec{E}_\perp}{\partial y^2}\bigg|_0$. La solution est donc une dérive de champs croisés associé à ce champ effectif. Nous retrouvons la vitesse de dérive électrique plus un terme dépendant des dérivées secondes du champ qui est proportionnel au carré du rayon de Larmor. Ce terme est typique d'effet dit de rayon de Larmor fini :

$$\vec{v}_L = \frac{r_{Le}^2}{4}\frac{\Delta_\perp \vec{E}_\perp(r_{Le}) \times \vec{B}}{B^2} \quad \text{Eq 104}$$

---

[11] *Nous avons* $\frac{d\vec{E}}{dt} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + (\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{E}$ *mais le 1er terme du membre de gauche est une variation temporelle rapide par rapport au temps moyen sur plusieurs girations pris pour l'intégration temporelle*

La vitesse de dérive de Larmor est donc une autre façon de retrouver la dérive de polarisation spatiale. Dans un champ électrique inhomogène, la vitesse de la particule est la somme du mouvement cyclotronique, de la dérive électrique en champs croisés et du terme v_L :

$$v_{\perp}(t) = v_{\omega_{ce}}(t) + v_{De}(t) + v_L(t) + ... \text{ Eq 105}$$

iv) Dans un champ magnétique non uniforme

Si l'électron se déplace dans un champ magnétique non uniforme avec un gradient magnétique, le rayon de Larmor est dépendant de la valeur locale du champ B. Le résultat est une dérive [Fig. 166] de gradient magnétique.

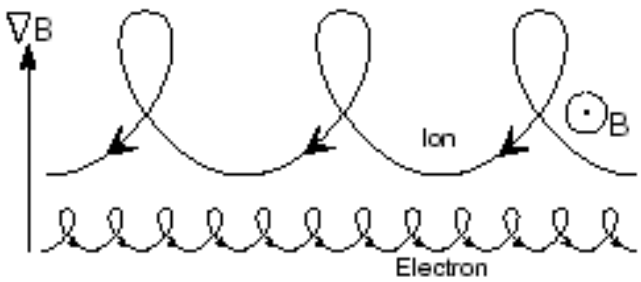


Fig. 166 **Vitesse de dérive du au gradient de B**

Il est possible de définir localement le champ magnétique à la position du centre guide par la forme suivante :

$$B = B_0 + r.\nabla B_0 \text{ Eq 106}$$

En substituant le développement limité dans l'équation de la dynamique de la particule chargée nous avons :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{q}{m}(v \times B_0) + \frac{q}{m}(v \times r.\nabla B_0) \text{ Eq 107}$$

En décomposant la vitesse en une partie de giration et en une partie de dérive nous avons v = v_g+ v_∇ et en supposant que la vitesse de dérive est bien plus lente que la vitesse de giration, nous pouvons faire une moyenne sur un temps plus grand que le temps de giration, nous pouvons alors exprimer l'équation de la dynamique comme suit :

$$0 = \frac{q}{m}(v_\nabla \times B_0) + \frac{q}{m}(v_g \times r.\nabla B_0) \text{ Eq 108}$$

En prenant le produit croisé avec : $\frac{\vec{B}}{B^2}$, nous obtenons :

$$v_\nabla = \frac{1}{B^2}\left\langle \left(v_g \times r.\nabla B_0\right) \times B_0 \right\rangle_{temps\ de\ giration} \text{ Eq 109}$$

Si le champ magnétique est de la forme $\vec{B}_0 = B_0(z)\vec{e}_r$, nous pouvons substituer la vitesse de giration et la longueur r par :

$$v_\nabla = \frac{1}{B_0^2}\left\langle v_g z \frac{dB_0}{dz}\right\rangle_{temps\ de\ giration} \quad \text{Eq 110}$$

Nous pouvons exprimer z comme un rayon de giration et v_g comme la vitesse perpendiculaire au champ magnétique :

$$\vec{v}_\nabla = \frac{mv_\perp^2}{2qB^3}(\vec{B}\times\vec{\nabla}B) \quad \text{Eq 111}$$

La vitesse de dérive due au gradient est perpendiculaire à la fois au champ magnétique et aussi au gradient du champ B.

Dans un champ magnétique non uniforme les lignes de champ peuvent présenter des courbures qui vont jouer sur la force centrifuge appliquée à l'électron vers son centre guide. Cette force va conduire à une nouvelle vitesse de dérive dite dérive de courbure magnétique. Nous pouvons exprimer la force centrifuge comme suit :

$$\vec{F}_c = mv_{//}^2 \frac{\vec{r}_c}{r_c^2} \quad \text{Eq 112}$$

où r_c est le rayon de courbure [Fig. 167].

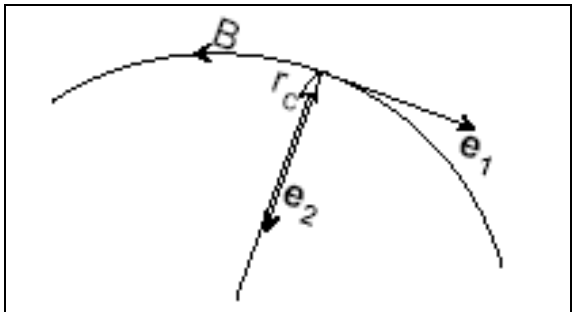


Fig. 167 **Illustration d'un rayon de courbure**

Dans le repère local suivant ($\vec{e}_1 = \vec{B}/B$; $\vec{e}_2 = r_c/r_c^2$; $\vec{e}_3 = \partial\vec{e}_1/\partial s$) où s est l'abscisse curviligne nous pouvons exprimer la courbure comme suit :

$$\frac{\vec{r}_c}{r_c^2} = -\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\vec{B}}{B}\right) = -\frac{1}{B}\frac{\partial\vec{B}}{\partial s} + \frac{\vec{B}}{B^2}\frac{\partial B}{\partial s} \quad \text{Eq 113}$$

Nous pouvons éliminer le dernier terme car son produit vectoriel avec B est nul dans l'équation de dérive et nous pouvons écrire $\frac{\partial}{\partial s} = \vec{B}.\vec{\nabla}$. La force centrifuge s'exprime alors comme :

$$\vec{F}_c = -mv_{//}^2 \frac{1}{B^2}(\vec{B}.\vec{\nabla})\vec{B} \text{ Eq 114}$$

Si on utilise $(B.\nabla)B - \nabla^2 \frac{B}{2} = (\nabla \times B) \times B = \mu_0 j \times B$ en absence de courant électrique j, alors la force centrifuge peut se mettre sous la forme plus simple de :

$$\vec{F}_c = -mv_{//}^2 \frac{1}{B}\vec{\nabla}B \text{ Eq 115}$$

La vitesse de dérive s'exprime directement en utilisant la forme généralisée de la vitesse de dérive en fonction d'une force F quelconque et nous obtenons :

$$\vec{v}_c = \frac{mv_{//}^2}{qB^4}\vec{B} \times \left[(\vec{B}.\vec{\nabla})\vec{B}\right] \text{ Eq 116}$$

Et en absence de courant nous avons la forme simplifiée suivante :

$$\vec{v}_c = \frac{mv_{//}^2}{qB^4}\vec{B} \times \left(\vec{\nabla}B\right) \text{ Eq 117}$$

Nous voyons que cette vitesse de dérive est elle aussi perpendiculaire à la fois au champ magnétique et au gradient de B. Les deux vitesses de dérives due aux gradients et à la courbure peuvent s'additionner et nous obtenons alors une vitesse de non uniformité du champ magnétique suivante :

$$\vec{v}_{DB} = \frac{2v_{//}^2 + v_\perp^2}{2\omega_{ce}} \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla}B}{B^2} = \frac{m_e(2v_{//}^2 + v_\perp^2)}{2q} \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla}B}{B^3} \text{ Eq 118}$$

En résumé :

Dérive électrique	$\vec{v}_{De} = \frac{\vec{E}_\perp \times \vec{B}}{B^2}$
Dérive de Polarisation temporelle	$\vec{v}_P = \frac{m}{qB^2}\frac{d}{dt}\vec{E}_\perp$
Dérive de Larmor ou de Polarisation spatiale	$\vec{v}_P = \frac{r_{Le}^2}{4}\nabla^2 \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ $\quad \vec{v}_L = \frac{r_{Le}^2}{4}\frac{\Delta_\perp \vec{E}_\perp(r_{Le}) \times \vec{B}}{\mathrm{B}^2}$
Dérive de gradient	$\vec{v}_\nabla = \frac{mv_\perp^2}{2qB^3}(\vec{B} \times \vec{\nabla}B)$
Dérive de courbure	$\vec{v}_c = \frac{mv_{//}^2}{qB^4}\vec{B} \times \left[(\vec{B}.\vec{\nabla})\vec{B}\right]$
Dérive de gradient + de courbure	$\vec{v}_{DB} = \frac{m_e(2v_{//}^2 + v_\perp^2)}{2q}\frac{\vec{B} \times \vec{\nabla}B}{B^3}$

Nous voyons le lien qui existe entre la polarisation spatiale et la dérive de Larmor, ces deux dérives proviennent d'une non uniformité du champ électrique, une à l'échelle du rayon de Larmor et l'autre à une échelle bien plus grande.

b) Etude de l'ensemble des effets de dérive dus aux gradients, courbure et variation temporelle du champ électrique et magnétique pour un SPT

La décharge des propulseurs à effet Hall utilise un confinement magnétique pour réduire la mobilité des électrons ce qui permet de favoriser les collisions électron-neutre ionisantes et de localiser la chute de potentiel accélératrice des ions dans une zone de petite dimension afin que le gradient soit le plus fort possible et d'obtenir ainsi une meilleure efficacité d'accélération par rapport au potentiel de décharge imposé.

Le confinement magnétique [Fig. 168] est obtenu par l'utilisation de quatre bobines externes et d'une bobine centrale sous la forme d'électro-aimant dont le noyau est en fer ARMCO. De plus, des écrans magnétiques permettent de jouer sur l'intensité du champ et sur la forme de la lentille magnétique. Par ailleurs, des tests effectués avec le propulseur SPT-100-ML ont montré la possibilité d'utiliser des aimants permanents en lieu et place des électro-aimants afin d'obtenir une cartographie magnétique identique. Les performances du propulseur n'ont pas été affectées par ce changement.

Le champ magnétique obtenu présente les caractéristiques suivantes :

- Il est principalement radial dans le canal, avec un gradient entre l'anode et le plan de sortie
- Il est maximal dans le plan de sortie du canal (environ 150 G) de décharge et minimal à l'anode (environ 15 G)
- Il a une forme de lentille, dont le plan de symétrie correspond au plan de sortie du propulseur

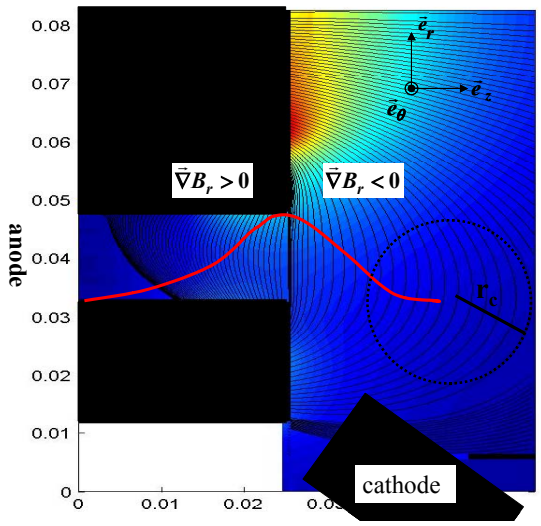


Fig. 168 **Illustration des gradients magnétiques de B_r et exemple d'un rayon de courbure d'une ligne de champ magnétique dans le plan de sortie du propulseur**

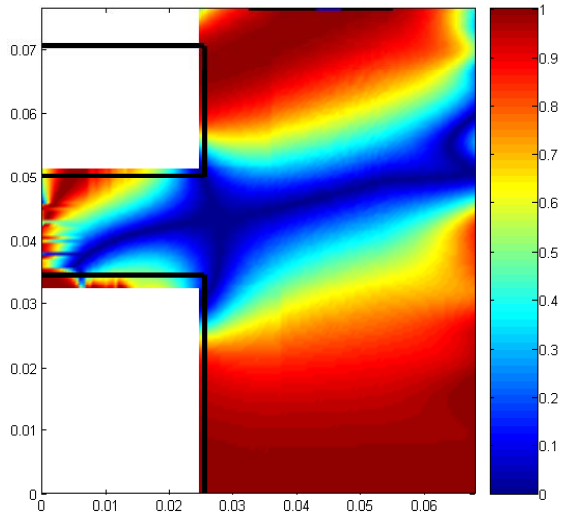


Fig. 169 **Calcul à partir des mesures du banc magnétique du rapport entre la composantes B_z et le module de B**

Il est intéressant de donner des ordres de grandeur pour les différentes vitesses de dérives que nous avons identifiées et que nous pouvons rencontrer dans la décharge du propulseur à effet Hall, c'est l'objet des paragraphes suivants.

i) La vitesse de dérive électrique

Dans le plan de sortie du canal le champ magnétique est de 150 G, et le champ électrique axial peut être estimé à 20 000 V/m, la vitesse de dérive ne dépend ni de la masse ni de la charge, nous avons donc une estimation de :

$$v_{De} \approx v_\theta \approx \frac{E_z}{B_r} = 1{,}6.10^6 \, m/s$$

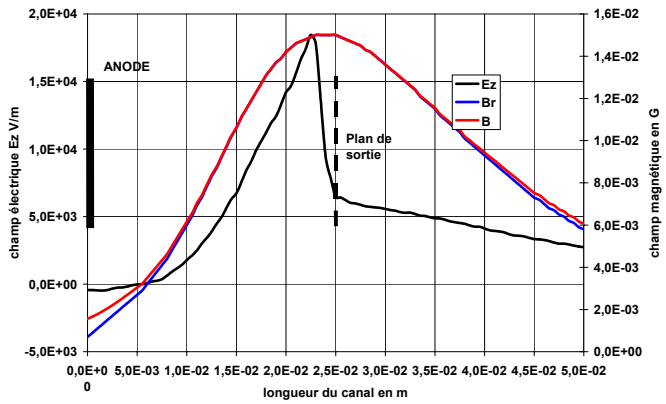


Fig. 170 **Champ électrique E_z en V/m à partir du code 2D hybride du CPAT et composante magnétique B_r et B en G le long de l'axe du propulseur sur un rayon moyen du canal**

Nous avons utilisé une cartographie de potentiel électrique obtenue à partir du code 2D hybride du CPAT pour estimer la composante E_z [Fig. 170] du champ électrique le long de

l'axe du propulseur sur le rayon moyen. Cette composante est sous estimée car c'est un potentiel moyen (dans le temps) qui a été utilisé et pour atténuer le bruit numérique de la dérivation nous avons traité les données par des filtres ce qui a encore abaisser la valeur du potentiel. Cependant, ce calcul permet d'avoir une bonne estimation de l'évolution de la vitesse v_{De} de dérive électrique [Fig. 171] le long de l'axe. Il semble d'après les mesures réalisées par les antennes que la vitesse de dérive est importante à l'extérieur du canal, ce qui signifie que la chute de potentiel est importante à l'extérieur que ce qui est prévu par le code 2D hybride du CPAT, mais qui est fortement dépendant des coefficients de transport choisis.

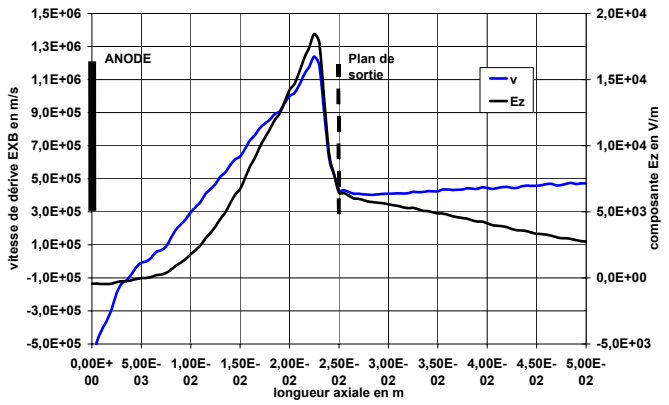


Fig. 171 **Estimation de la vitesse de dérive E×B en m/s le long de l'axe du propulseur sur le rayon moyen en m et composante Ez du champ électrique en V/m à partir d'un potentiel moyen du code 2D hybride du CPAT, le long de l'axe du propulseur (en m)**

La position plus ou moins extérieure de la chute de potentiel est directement dépendante des coefficients de mobilité électronique utilisés dans les équations, c'est donc un problème lié à la connaissance des coefficients de transport des électrons dans la décharge en champs croisés.

ii) La vitesse de dérive de gradient magnétique dB_r/dz

La vitesse due au gradient du champ magnétique [Fig. 172] provient principalement du gradient axial de la composante radiale. Comme son expression nous l'indique elle dépend de la masse, de la charge de la particule et de la vitesse perpendiculaire au champ magnétique. Nous allons estimer que la vitesse perpendiculaire est principalement due à la dérive azimutale car le mouvement axial des électrons est fortement réduit par le champ magnétique et la dérive a été calculée sur une longueur bien plus grande que le rayon de Larmor.

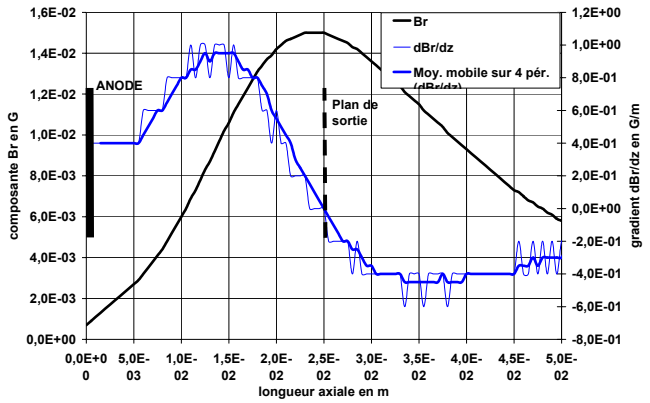


Fig. 172 **Composante B_r en G le long de l'axe du propulseur sur un rayon moyen et son gradient dBr/dz en G/m**

A partir des mesures effectuées avec le banc magnétique, nous avons calculé le gradient de la composante B_r le long de l'axe du propulseur sur un rayon moyen du canal. Nous remarquons qu'en module, le gradient positif à l'intérieur du canal de décharge est plus fort que le gradient négatif à l'extérieur du canal. Comme la vitesse de dérive est proportionnelle au gradient, nous aurons une dérive plus forte dans le canal qu'à l'extérieur. Cette dérive se produit dans la direction azimutale mais son sens dépend du signe du gradient de B_r. La dérive de gradient s'ajoute à la dérive azimutale à l'extérieur du canal et s'y oppose à l'intérieur.

La valeur calculée pour cette vitesse de gradient [Fig. 173] reste faible devant la vitesse de dérive azimutale. Dans la zone où la vitesse de dérive de gradient est la plus forte nous avons une valeur de v_g comprise entre 10000 et 15000 m/s alors que la vitesse de dérive électrique est de l'ordre 700 000 m/s à cette position. Cela correspond à une valeur de 1 à 2% de la vitesse azimutale qui doit être insensible à cet effet.

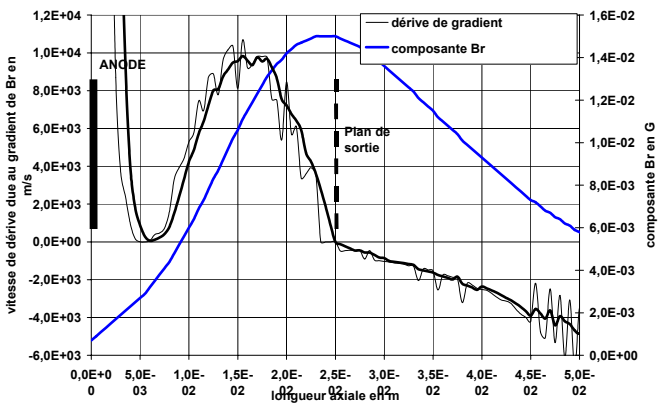


Fig. 173 **Vitesse de dérive de gradient en m/s et composante B_r en G le long de l'axe du propulseur sur un rayon moyen**

Dans la région anodique, la vitesse de gradient augmente en raison de la diminution de la vitesse de dérive qui apparaît à la puissance 2, elle reste cependant très inférieure à la vitesse de dérive.

iii) La vitesse de dérive de courbure magnétique

Le rayon de courbure comme nous pouvons le voir sur le graphe des lignes de champ magnétique est de l'ordre du cm. La formule donnant la vitesse de dérive due à la courbure nous indique qu'elle dépend de la masse de l'électron, de sa charge, du carré de sa vitesse parallèle aux lignes de champ et de l'inverse de leurs rayons de courbure. Nous pouvons faire les estimations suivantes, la vitesse parallèle est principalement la vitesse radiale de l'électron. Cette vitesse radiale ne peut être différente au plus d'un facteur 10 de la vitesse azimutale, nous allons supposer que $v_{//} = \frac{1}{10} v_\theta$. La vitesse de dérive de courbure peut s'exprimer comme :

$$\vec{v}_c = \frac{m v_{//}^2}{qB} \frac{\vec{b} \times \vec{n}}{R_c} \quad \text{Eq 119}$$

où $\vec{b} = \frac{\vec{B}}{\|B\|}$ et R_c est le rayon de courbure et $\vec{n}$ le vecteur normal au vecteur magnétique.

$$|v_c| \approx \frac{m\left(\frac{1}{10} v_\theta\right)^2}{qBR_c} \approx \frac{9{,}1.10^{-31}.10^{-2}.(1{,}6.10^{6})^2}{1{,}6.10^{-19}.150.10^{-4}.1.10^{-2}} \approx 1000\, m/s$$

Cette vitesse de dérive est dans la direction azimutale, s'oppose à la vitesse de dérive dans le canal et s'ajoute à l'extérieur (effet de la lentille magnétique) mais elle intervient peu dans la dynamique des électrons car elle est très faible, comparée à la vitesse de dérive azimutale en $\vec{E} \times \vec{B}$.

iv) Dérive de Larmor ou dérive de polarisation spatiale

La dérive de Larmor [Fig. 174] est difficilement calculable car elle dépend du rayon de Larmor de l'électron et du Laplacien de la composante perpendiculaire du champ électrique sur une échelle du rayon de Larmor. Il faut donc connaître le rayon de Larmor localement, c'est à dire la vitesse perpendiculaire au champ magnétique des électrons. De plus, le champ électrique perpendiculaire oscille dans le temps ce qui rend le calcul difficile.

En supposant que la vitesse perpendiculaire est uniquement la vitesse azimutale moyenne de l'électrons, nous pouvons réécrire la vitesse de dérive de Larmor comme suit :

$$\vec{v}_L = \frac{r_{Le}^2}{4} \frac{\Delta_\perp \vec{E}_\perp(r_L) \times \vec{B}}{B^2} = \left(\frac{m v_\perp}{2qB}\right)^2 \Delta_\perp \vec{E}_z \times \vec{B} \quad \text{Eq 120}$$

Dans la géométrie du SPT, nous avons $\Delta_\perp \vec{E}_z(r_{Le}) \times \vec{B}$ qui s'exprime comme suit : $\left.\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2}\right|_{r_{Le}} B_r \vec{e}_\theta$. Nous avons donc la vitesse de dérive de rayon de Larmor qui va s'ajouter à la dérive azimutale suivant le signe du Laplacien de E_Z.

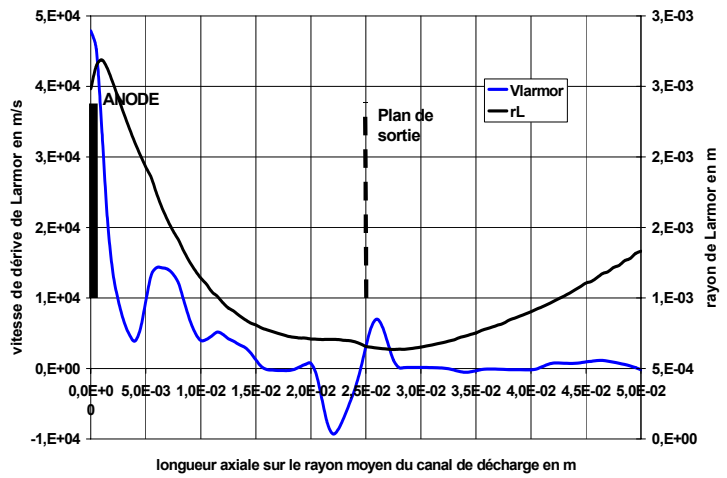


Fig. 174 **Estimation de la vitesse de dérive de Larmor (en m/s) et du rayon de Larmor (en m) le long de l'axe sur un rayon moyen du canal de décharge**

Nous voyons que même si le Laplacien du champ électrique est maximum dans le plan de sortie, c'est le rayon de Larmor au carré qui est le paramètre le plus influent du terme de dérive. Les vitesses rencontrées sont faibles devant la vitesse de dérive azimutale mais elle peut jouer un rôle dans la zone anodique où les rayons de Larmor des électrons deviennent grands de l'ordre de 3 à 4 mm. Les oscillations observées sur la figure [Fig. 174] viennent essentiellement du calcul de la dérivée seconde du champ électrique axial.

v) Dérive de Polarisation temporelle liée à $dE_\perp/dt$

Cette dérive temporelle à l'échelle de temps des variations du champ électrique est dans la direction axiale, ce qui peut aider au transport des électrons.

$$\vec{v}_P(t) = \frac{m}{qB^2}\frac{d}{dt}\vec{E}_\perp(t) \quad \text{Eq 121}$$

La carte de potentiel varie à l'échelle du temps de vol des ions dans la décharge, c'est à dire le transit time. Nous avons vu que cette échelle de temps est de l'ordre de 400 kHz soit 2,5 µs. Nous pouvons utiliser la transformée de Fourier pour avoir un ordre de grandeur :

$$\left|\tilde{\vec{v}}_P(\omega)\right| = \left|\frac{-im\omega}{qB^2}\tilde{\vec{E}}_\perp(\omega)\right| \Rightarrow \frac{9{,}1.10^{-31} * 400.10^3.20000}{2\pi.1{,}6.10^{-19}.(150.10^{-4})^2} \approx 200 m/s$$

Le fait que cette dérive soit proportionnelle à la masse de la particule fait qu'elle apparaît surtout lorsqu'il y a séparation de charge entre deux espèces de masse très différente. C'est une dérive lente devant l'échelle de temps caractéristique de la décharge, elle ne peut donc pas jouer un grand rôle.

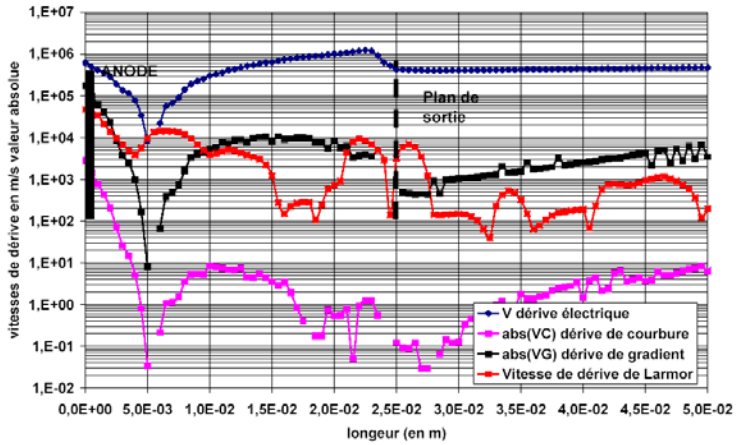


Fig. 175 **Bilan des différentes vitesses de dérive en échelle logarithmique en m/s le long du de l'axe du propulseur sur un rayon moyen du canal de décharge**

Nous avons montré que les différentes vitesses de dérive étaient négligeable devant la dérive électrique en $\vec{E} \times \vec{B}$ [Fig. 175] dans les conditions magnétiques et électriques de fonctionnement d'un propulseur à effet Hall de type SPT-100-ML. Il existe un rapport 100 au minimum entre la vitesse de dérive électrique et la suivante. Il semble donc que ce résultat soit valable pour les propulseurs de cette famille, quelle que soit leur dimension à condition que la configuration magnétique ne soit pas grandement modifiée. Les propulseurs de type bi-étages impliquent que nous reprenions ces calculs.

vi) Simulation numérique des trajectoires électroniques

Pour étudier la trajectoire en 3D d'un ou de plusieurs électrons, nous devons résoudre les équations de la dynamique d'un électron dans un champ électrique et magnétique. Nous avons donc besoin de connaître les composantes radiales et axiales de ces deux champs. L'algorithme utilisé est une différence finie avec un schéma implicite tel que :

$$\begin{cases} m\dfrac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} \\ \dfrac{d\vec{x}}{dt} = \vec{v} \end{cases} \quad \begin{cases} m\dfrac{\vec{v}_{new} - \vec{v}_{old} -}{\Delta t} = \vec{F}_{old} \\ \dfrac{\vec{x}_{new} - \vec{x}_{old}}{dt} = \vec{v}_{new} \end{cases} \qquad \text{Eq 122}$$

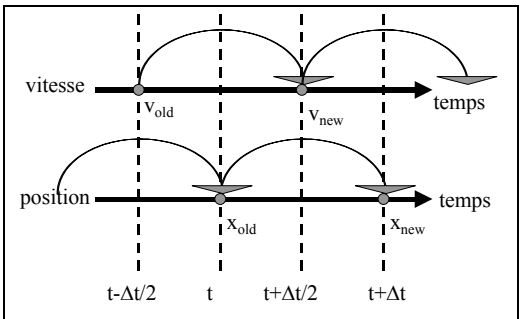


Fig. 176 **Différences finies avec schéma implicite (leap-frog)**

Le schéma « leap-frog » [Fig. 176] produit une erreur qui se cumule à chaque pas mais qui disparaît si $\Delta t \rightarrow 0$. Le plasma présente des échelles de temps caractéristiques qui sont sa fréquence cyclotronique et sa fréquence plasma. Il faut donc que le pas de temps soit de l'ordre de la fréquence la plus élevée, c'est à dire la fréquence plasma. Le critère sur le pas de temps est définit par $\omega_{pe}\Delta t < 1$. La fréquence plasma est définie par :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} \quad \text{Eq 123}$$

Elle dépend donc de la densité électronique dans la décharge, la densité est de l'ordre de 2.10^{12} cm^{-3} dans le canal, ce qui donne une fréquence de $1{,}26.10^{11}$ Hz. Cette densité électronique [Fig. 177] étant une valeur haute dans le canal, nous pouvons donc prendre un pas de temps Δt qui vaut 5.10^{-12} s et qui respecte le critère à peu près partout dans le canal et dans le voisinage du plan de sortie du propulseur.

Les cartographies du champ magnétique B_r, B_z et du champ électrique E_r et E_z sont des grilles dont le maillage est défini par un pas de $dr=dz= 5.10^{-5}$ m. Nous allons supposer que le champ électrique est axisymétrique, ce qui ne permet donc pas de prendre en compte la présence locale de la cathode, et de plus nous supposerons qu'il n'y a pas de champ magnétique induit par des courants électriques : la cartographie magnétique reste constante dans le temps.

Nous allons simuler des trajectoires électroniques sur des temps très courts afin de pouvoir supposer que la carte de potentiel reste constante dans le temps.

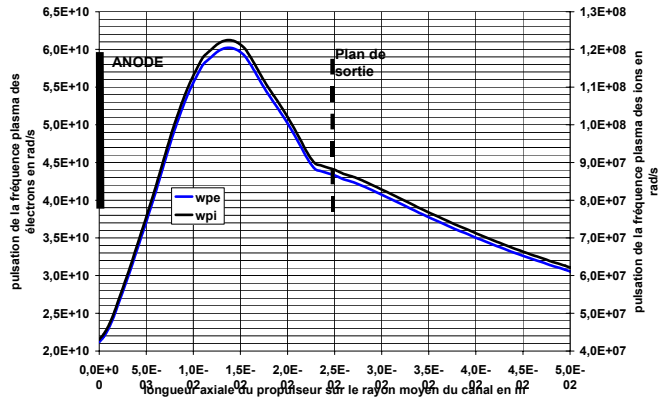


Fig. 177 **Fréquence plasma électronique et ionique en rad/s le long de l'axe du propulseur sur le rayon moyen du canal de décharge**

Le temps de la trajectoire simulée est de l'ordre de 1 µs, pendant lequel le champ électrique est supposé constant. L'électron est injecté avec une vitesse initiale nulle ou avec une vitesse arbitraire en module et en direction (v_r, v_z, v_θ) en un point choisi de manière arbitraire dans le domaine de simulation. Le fait de retenir une hypothèse d'axisymétrique rend évidemment difficile l'étude des trajectoires électroniques depuis la sortie de l'orifice de la cathode creuse vers le canal. Le champ électrique symétrique et constant dans le temps fait que la position locale de la cathode qui brise la symétrie de révolution n'est pas considérée dans cette étude. Cette hypothèse reste toutefois intéressante pour l'étude des trajectoires dans le domaine situé dans le voisinage du plan de sortie du propulseur.

L'électron suivi peut au cours de sa trajectoire entrer en collision avec un atome de xénon neutre, avec les parois externes ou internes du canal en céramiques ou bien subir l'effet des gaines pariétales. Les parois isolantes du canal interviennent par la présence d'un potentiel répulsif pour les électrons qui est introduit avec une valeur constante de 20 eV sur toute la surface des céramiques externe et interne. Ce potentiel simule l'effet de la gaine de potentiel pariétal. La paroi est au potentiel flottant ou bien à un potentiel supérieur en raison du phénomène d'émission secondaire d'électrons. Nous avons deux cas de figure lorsqu'un électron se dirige et arrive éventuellement à la paroi.

- Soit l'électron a une énergie cinétique radiale supérieure à 20 eV et il franchit la gaine de potentiel, frappe la paroi et rebondit de façon aléatoire à cause de la rugosité de la surface ce qui peut assurer un transport électronique axial.

- Soit l'électron a une énergie cinétique radiale inférieure à 20 eV et il rebondit sur la gaine comme par une réflexion de type « miroir ».

L'électron peut subir une collision non ionisante avec un atome neutre de façon provoquée artificiellement pour étudier particulièrement l'effet d'une collision. Le rapport des masses entre un électron et un atome de xénon étant de l'ordre de $\frac{m_e}{M_i} \approx 4.10^{-6}$, ce qui fait que l'échange d'énergie est très faible entre l'électron et l'atome. Nous allons supposer que l'électron conserve son énergie cinétique lors de la collision par contre celle-ci est redistribuée de façon complètement aléatoire entre les différents degrés de liberté.

c) Etude des trajectoires électroniques

Les électrons qui sont dans le canal et proches du plan de sortie ont une vitesse de dérive azimutale estimée entre 1 et 2.10^6 m/s. Le périmètre moyen du canal est de 26,5 cm, nous pouvons donc calculer le temps moyen de rotation pour réaliser un tour dans le canal, ce temps est de l'ordre de 0,1 à 0,2 µs.

Nous observons bien que les électrons [Fig. 178] ont leurs trajectoires piégées par le champ magnétique (rayon de Larmor), et par le mouvement de dérive azimutale en $E \times B$ [Fig. 179]. Les électrons subissent aussi un piégeage au centre du canal par des effets de miroirs magnétiques. En effet, le champ magnétique n'est pas uniforme ni dans la direction axial, ni dans la direction radiale. Les gradients de champ magnétique rencontrés par les électrons créent une force de rappel qui s'oppose à leur déplacement. Cette force s'exprime comme suit :

$$F_{miroir} = -\mu \nabla B \quad \text{Eq 124}$$

avec $\mu = \frac{mv_\perp^2}{2B}$, moment magnétique[12] de l'électron

Nous allons vérifier que le moment magnétique $\mu = \frac{mv_\perp^2}{2B}$ est une constante du mouvement, au moins au petit ordre. En calculant le produit scalaire de l'équation du mouvement avec le vecteur vitesse $\vec{v}$, nous obtenons :

$$\frac{m}{2}\frac{d}{dt}v^2 = e\vec{v}.\vec{E} \quad \text{Eq 125}$$

[12] *Le moment magnétique est défini usuellement comme le moment magnétique d'une boucle de courant :* $\mu = \frac{1}{2}\int I d\vec{l} \times \vec{r} = I.S$. *Il s'exprime comme* $\mu = \frac{mv_\perp^2}{2B} = \frac{e\omega_c r_L^2}{2} = \frac{E_{c\perp}}{B}$ *où* $E_{c\perp}$ *est l'énergie cinétique perpendiculaire au champ magnétique.*

Cette équation gouverne l'évolution de l'énergie de la particule lors de son mouvement. Si nous substituons **v=U+u** dans l'équation précédente et que nous effectuons une moyenne sur une période de giration. A l'ordre le plus bas, nous obtenons :

$$\frac{m}{2}\frac{d}{dt}(u_{\perp}^{2}+U_{0}^{2})=eU_{0//}E_{//}+eU_{1}.E+e\langle u.(r_{L}.\nabla)E\rangle \quad \text{Eq 126}$$

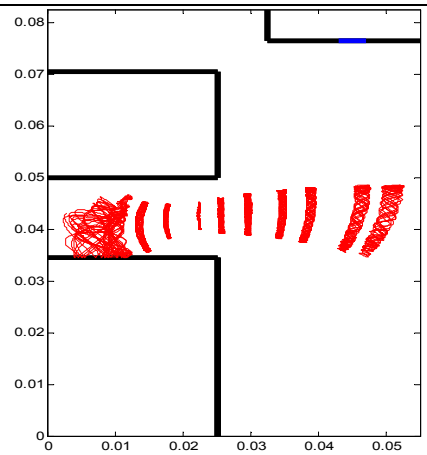


Fig. 178 **Trajectoires (r, z) d'un électrons injectés à différentes positions avec les mêmes conditions initiales en vitesse**

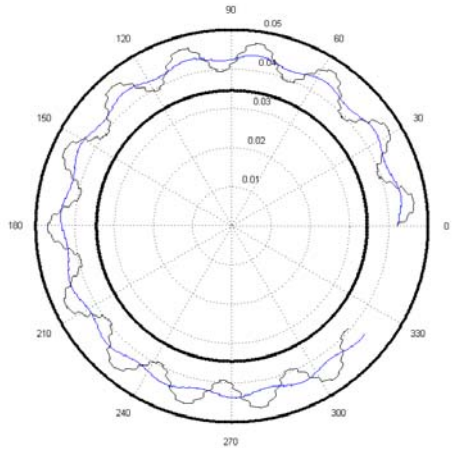


Fig. 179 **Vue (r, θ) de la trajectoire d'un électron pendant 3.10^{-7} s avec une vitesse radiale égale à 1.10^{5} m/s (bleu) et 1.10^{6} m/s (noir) la vitesse azimutale est de 2.10^{6} m/s pour les deux simulations**

Nous avons utilise comme moyenne la relation :

$$\frac{d}{dt}\langle f\rangle=\left\langle\frac{df}{dt}\right\rangle \quad \text{Eq 127}$$

ce qui est vrai quel que soit ***f***. Le terme final du membre de droite peut s'écrire :

$$-ew_{ce}\left((r_{L}\times b).(r_{L}.\nabla)E)\right)=-\mu b.\nabla\times E=\mu\frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{Eq 128}$$

L'équation de l'énergie cinétique peut alors s'écrire comme:

$$\frac{dK}{dt}=eU.E+\mu\frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{Eq 129}$$

Ici, **U** est la vitesse du centre guide, évalué au premier ordre, nous avons :

$$K=\frac{m}{2}(U_{0//}^{2}+v_{E}^{2}+u_{\perp}^{2}) \quad \text{Eq 130}$$

L'énergie cinétique peut changer par une des deux possibilités suivantes. Soit par le mouvement du centre guide le long de la direction du champ électrique, soit par une accélération de la giration due à la force électromotrice générée par l'orbite de Larmor due à un changement du champ magnétique. En éliminant $U_{0//}$ et $U_{1,}$ nous obtenons :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{mv_{\perp}^{2}}{2B}\right)=\frac{d\mu}{dt}=0 \quad \text{Eq 131}$$

Le moment magnétique μ est une constante du mouvement mais d'ordre faible, c'est pourquoi il est souvent appelé invariant adiabatique. Les variations du moment magnétique sont lentes par rapport à l'échelle de temps de la giration ou de la dérive électrique.

En supposant que le champ électromagnétique ne varie pas dans le temps. Nous avons alors :

$$\frac{d}{dt}\varepsilon = 0 \text{ Eq 132}$$

$$\text{où } \varepsilon = K + e\phi = \frac{m}{2}(U_{//}^2 + v_E^2) + \mu B + e\phi$$

ε est l'énergie totale de la particule, et ϕ est le potentiel électrostatique. Une particule ne peut ni gagner ni perdre de l'énergie lorsqu'elle se déplace dans un champ électromagnétique constant dans le temps. Comme ε et μ sont des constantes du mouvement, nous pouvons réarranger l'équation sous la forme :

$$U_{//} = \sqrt{(\frac{2}{m})(\varepsilon - \mu B - e\phi) - v_E^2} \text{ Eq 133}$$

où v_E est la vitesse de dérive électrique.

Dans les régions où :

$\varepsilon > \mu B + e\phi + m\frac{v_E^2}{2}$ les particules chargées peuvent dériver dans n'importe quelle direction le long du champ magnétique.

- $\varepsilon < \mu B + e\phi + m\frac{v_E^2}{2}$ les particules sont exclues (les particules ne peuvent pas avoir de vitesse parallèle imaginaire!).

- Evidement, les particules chargées doivent inverser leur sens aux points où $\varepsilon = \mu B + e\phi + m\frac{v_E^2}{2}$. De tels points sont appelés « points de rebond » ou « points miroir ».

Comme nous l'avons vu la force de rappel du au gradient de champ magnétique est proportionelle au moment magnétique de l'électron qui dépend lui même de l'énergie cinétique perpendiculaire aux lignes de champ *B*. Ainsi, plus l'électron aura d'énergie cinétique dans les composantes axial et azimutale et plus les effets de miroirs magnétiques le confineront dans les zones de faible intensité de champ magnétique, c'est à dire au centre du canal.

Nous avons donc un confinement magnétique radial des électrons vers le centre du canal du à la topologie du champ magnétique qui est plus intense près des céramiques qu'au centre du canal de décharge. Cette configuration peut jouer sur la répartition radiale de la densité électronique et accentuer le profil radial du potentiel électrique du centre du canal vers les parois en céramique, ainsi le champ électrique radial serait plus important que celui utilisé dans la simulation. Cela peut impliquer une érosion et une divergence plus importantes du jet d'ions.

Les effets de miroir magnétiques font que les collisions avec les parois ne concernent plus que les électrons ayant une très grande énergie cinétique radiale. Cela réduit donc le rôle jouer par les parois dans le transfert de quantité de mouvement assurant du transport électronique transverse à l'intérieur du canal de décharge.

Le rayon de Larmor r_L est minimal en sortie du canal de décharge (maximum de B), c'est dans cette zone que les électrons s'écartent le moins des lignes de champ. Dans la zone anodique, nous observons des rayons de Larmor de grande dimension ce qui permet aux électrons d'atteindre l'anode facilement. De plus, la densité de neutres est telle que le transport électronique dans la zone anodique doit être immédiat par les collisions électron-neutre. Dans le plan de sortie, les rayons de Larmor sont plus grands que dans le canal. Cependant la composante B_z devient importante ce qui fait que les rayons de Larmor sont moins grands que ceux rencontrés dans la zone anodique.

d) Etude des collisions électron-neutre

Une collision d'un électron avec un atome neutre permet un transfert de quantité de mouvement entre les différents degrés de liberté. Les collisions électron-neutre permettent donc de réaliser du transport transverse aux lignes de champ magnétique.

Si on suppose que l'on a un champ magnétique dans la direction z, nous pouvons exprimer le tenseur de la conductivité électronique en fonction de la fréquence de giration ω_{ce} et de la fréquence de collision ν_c comme suit :

$$\vec{\vec{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{//} \end{pmatrix} \quad \text{Eq 134}$$

avec : σ_P la conductivité de Pedersen, σ_H la conductivité de Hall et $\sigma_{//}$ la conductivité parallèle définie telles que :

$$\begin{cases} \sigma_{//} = \sigma_0 = \dfrac{n_e e^2}{m_e \nu_c} \\ \sigma_P = \sigma_0 \dfrac{\nu_c^2}{\omega_c^2 + \nu_c^2} \\ \sigma_H = \sigma_0 \dfrac{\omega_c \nu_c}{\omega_c^2 + \nu_c^2} \end{cases} \quad \text{Eq 135}$$

Lorsque le champ magnétique a une orientation arbitraire, nous pouvons alors exprimer la densité de courant comme suit :

$$j = \sigma_{//} E_{//} + \sigma_P E_\perp - \sigma_H \frac{E_\perp \times B}{B} \quad \text{Eq 136}$$

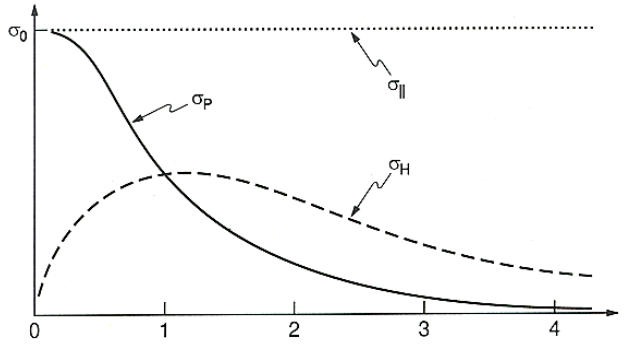


Fig. 180 **Conductivité électronique en fonction du rapport** ω_{ce} / ν_c

Ce graphique [Fig. 180] nous permet de voir l'influence des collisions par rapport à l'effet de giration magnétique.

- $|w_{ce}| < \nu_c$, les électrons sont diffusés dans la direction du champ avant d'avoir compléter une giration.$|w_{ce}| > \nu_c$, les électrons complètent plusieurs rayons de giration avant d'être diffusés : la dérive électrique domine.

Dans le plan de sortie, nous pouvons estimer la densité de neutre à $2{,}8.10^{18}$ m^{-3} et le champ magnétique à 150 G. Si nous supposons que la section efficace de collision $\sigma_{e\text{-}Xe}$ est de l'ordre de 10^{-19} m^2 et que la vitesse des électrons est de l'ordre de 1.10^6 m/s, nous pouvons alors estimer le rapport entre la fréquence de giration et la fréquence de collision.

$$\omega_{ce} = \frac{qB}{m_e} \approx 2{,}6.10^9 \text{ rad/s}$$

$$\nu_c = n_a \sigma_{e-Xe} \langle v_e \rangle \approx 2{,}8.10^5 \, Hz$$

Soit un rapport ω_{ce} / ν_c proche de 10^4, ce qui signifie que les électrons n'ont pas le temps d'être diffusés à travers le champ magnétique après une collision, ils sont immédiatement « re-piégés » le long d'une ligne de champ magnétique. Les électrons peuvent donc se

déplacer au mieux d'une longueur proche d'un rayon de giration dans la direction transverse au champ magnétique.

L'électron qui subit une collision peut se déplacer de façon aléatoire soit vers le jet soit vers l'anode, ce qui signifierait qu'en moyenne une collision électron-neutre ne participe pas au transport transverse des électrons. Mais le champ électrique axial ainsi que la forme du champ magnétique, font que le problème des collisions électron-neutre est un problème anisotrope.

L'électron lors de la collision va être « dépiègé » de sa ligne de champ magnétique pendant un temps très court. C'est pendant ce temps très court et en fonction de la nouvelle répartition de son énergie selon les degrés de liberté que l'électron peut se déplacer selon le champ électrique axial, qui l'attire vers l'anode, avant d'être à nouveau complètement magnétisé.

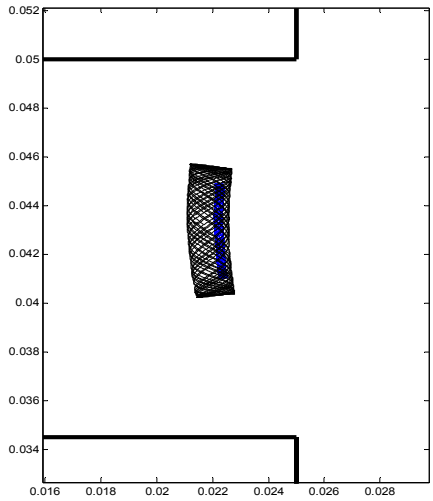


Fig. 181 **Collision électron-neutre, (bleu) trajectoire avant collision, (noir) trajectoire post collision**

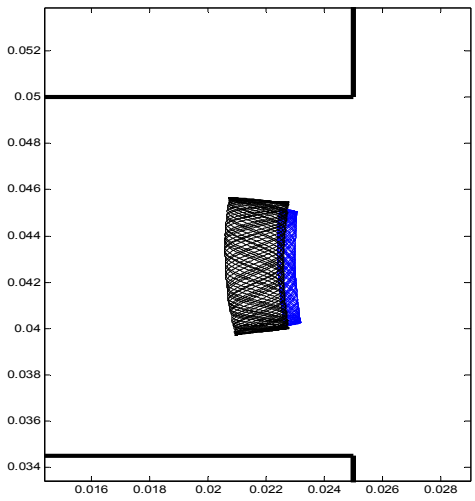


Fig. 182 **Collision électron-neutre, (bleu) trajectoire avant collision, (noir) trajectoire post collision mais avec un champ électrique E_z 2 fois plus élevé**

Nous remarquons d'après les simulations que la collision permet effectivement un transport axial qui est de l'ordre de grandeur d'un rayon de Larmor. Après avoir simulé un grand nombre de collisions, nous avons remarqué qu'il y en avait beaucoup plus qui permettaient un déplacement vers l'anode plutôt que vers le jet. C'est donc bien la présence du champ électrique axial E_z qui favorise une direction du déplacement de l'électron pendant la collision. Sans présence de ce champ électrique, les collisions ne favoriseraient statistiquement aucune direction. Pour vérifier cela, nous avons simulé plusieurs collisions avec des champs électriques E_z de plus en plus élevé, ce qui a permis de vérifier que le déplacement vers l'anode devenait plus important, mais aussi parce que le rayon de Larmor de l'électron devenait lui aussi plus important.

e) Influence d'une composante de champ électrique E_θ fluctuante dans la simulation

Après des discussions avec Jean-Claude ADAM et Anne HERON (CPHT - Ecole Polytechnique), nous avons introduit un champ électrique azimutal fluctuant E_θ qui simule les effets « turbulents » de la décharge et qui permet de réaliser un transport électronique anormal en direction de l'anode. Cette composante de champ électrique turbulent a été mise en évidence par le CPHT à l'aide d'un code PIC 2D (z, θ). Le code PIC a montré que ce champ permet un transport des électrons vers l'anode sans ajouter de mobilité fictive ou de collisions supplémentaires de type électron-neutre ou de type pariétale. Les collisions avec les parois apparaissent alors inutiles pour expliquer le transport électronique vers l'anode que ce soit à l'intérieur du canal comme à l'extérieur.

Dans la simulation, nous avons donc ajouté un champ électrique azimutal supplémentaire qui apparaît comme traduisant l'instabilité observée par le CPHT.

Dans le code, il est possible d'introduire toutes formes de champ azimutal (en amplitude, durée du phénomène, zone d'apparition, etc.…). Le code PIC du CPHT calcule un champ électrique turbulent à l'échelle du mm, soit du rayon de Larmor, ce champ a une intensité estimée à 20 % de celle du champ axial E_z. Nous avons donc décidé d'appliquer [Fig. 183] le champ E_θ qui oscille à 10 MHz pendant une durée de 1.10^{-8} s avec une intensité de 20 % de celle de E_z vue par l'électron.

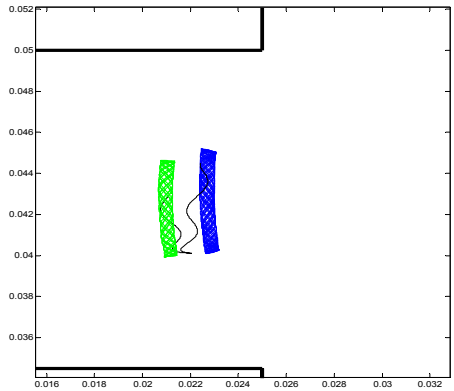


Fig. 183 **Electron dans le canal (bleu) piégé dans le champ magnétique, (noir) application d'un champ azimutal E_θ=0,2E_z pendant 10^{-8} s, (vert) fin du champ supplémentaire retour au piége le long de la ligne de champ magnétique**

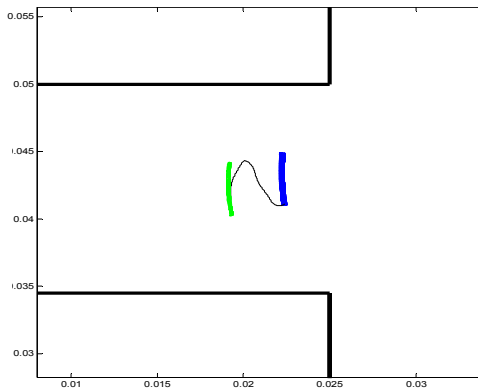


Fig. 184 **Même électron dans le canal mais avec un champ E_z 2 fois plus élevé, ce qui signifie que E_θ est lui aussi 2 fois plus intense**

En augmentant le champ E_z [Fig. 184] et par conséquent E_θ, le transport électronique transverse augmente. En appliquant un champ azimutal positif sans interruption (constamment) dans le temps, l'électron se déplace directement vers l'anode par des « zig-zag » dus au champ magnétique.

Il est clair que tout comme les collisions électron-neutre, le champ azimutal oscillant dans le temps présente autant de temps une intensité positive (transport vers l'anode) qu'une intensité négative (transport vers le jet). Le transport sur l'électron devrait être nul, mais la présence du champ E_z doit favoriser, là encore, la direction vers l'anode.
Sur les exemples présentés, le champ électrique « turbulent » est appliqué pendant 10^{-8} s, et commence par une phase positive. L'électron n'a donc pas le temps de voir l'intensité négative du champ « turbulent ».

La simulation en 3D permet aussi d'optimiser la position des antennes ou des sondes coaxiales afin mesurer l'effet de champ turbulent lors des expériences sur le propulseur. Nous voyons que la distance de déplacement de l'électron n'est pas purement axiale comme nous avons essayé de le mesurer avec des sondes séparées de 1 cm en z, mais nous voyons que l'électron conserve sa dérive azimutale qui s'additionne au déplacement axial. Il faudrait donc positionner les antennes avec une distance de 1 à 3 mm en z mais aussi décalées en θ.

Le fait que le champ électrique soit axisymétrique ne permet pas de calculer une trajectoire d'un électron partant de l'orifice de la cathode vers le canal ou vers le jet. Il faudrait pour cela utiliser une cartographie du potentiel électrique en 3D qui prenne en compte la position de la cathode creuse.

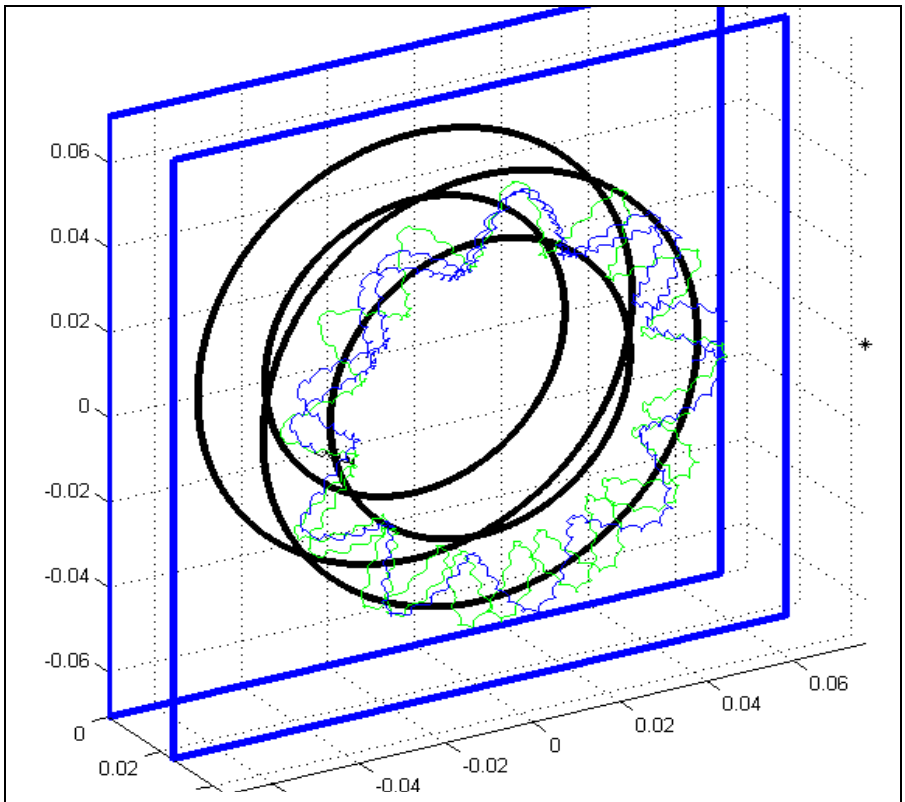


Fig. 185 **Vue en 3D de l'application du champ azimutal, (bleu) trajectoire avant-instabilité, (noir) champ « turbulent » appliqué, (vert) trajectoire post-instabilité**

Ces simulations ont permis de vérifier les effets des collisions électron-neutre sur le transport, de regarder les effets dus à la topologie du champ magnétique (gradient, courbure) et de tester l'effet d'un champ azimutal oscillant sur la trajectoire d'un électron.

Il est possible de simuler la trajectoire de plusieurs électrons (1.10^6 problème de taille mémoire au-delà de 2 millions d'électrons) bien que le temps calcul devienne beaucoup plus long, cela permet de faire des statistiques sur les collisions à l'aide d'une distribution d'électrons.

Ces simulations de trajectoires électroniques, en plus du côté pédagogique, ont permis de calculer quelques ordres de grandeurs et de mieux voir, à travers le mouvement d'un électron, la dynamique collective et les problèmes de transport électronique à travers les lignes de champ magnétique par collision électron-neutre, par instabilité ou encore par collision pariétale.

G) Liste des proceedings & publications

36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, July 17-19, 2000, Huntsville, Alabama, USA
Comparison between two kinds of Hall Thruster : SPT100 and ATON, AIAA paper 2000-3524, S.Béchu, N.Gascon, S.Roche, M.Prioul, L.Albarède, P.Lasgorceix, M.Dudeck

AAAF, 6ième International Symposium propulsion for Space Transportation in the XXIst Century, 14-17 May 2002, Study of Hall thrusters for satellites with the French facility PIVOINE, P.Lasgorceix, V.Lago, L.Albarede, M.Dudeck, C.Gélas, A.Cadiou

AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Indianapolis, Indiana, 7-10 juillet 2002 Correlation between Hollow Cathode operating conditions and Hall Thruster (SPT100-ML) performance characteristic,.L.Albarède, V.Lago, P.Lasgorceix, M.Dudeck, G.Noci, P.F.Siciliano, J.Bussotti, A.Loyan

28th Int. Electric Propulsion Conference, Toulouse, 17-21 March 2003, Physical processes and interaction of a hollow cathode with a Hall thrusters, L.Albarède, V.Lago, P.Lasgorceix, M.Dudeck, K.Malik, A.Loyan, A.I.Bugrova,

4ième séminaire Franco-Polonais sur les plasmas thermiques dans l'espace et en laboratoire, Bourges 17-19 juin 2003 Analyse des oscillations de courant dans un propulseur à plasma stationnaire par la méthode de la décomposition empirique des modes (EMD), J.Kurzyna, K.Makowski, L.Albarède, G.Bonhomme, N.Gascon, M.Dudeck, V.Lago, A.Lebéhot, Z.Peradzyński

1st Workshop France-Ukraine on Electric Propulsion, 29 septembre 2003, Kharkov, Ukraine, Space propulsion, L.Albarede
Recent Advances in Space Technologies, RAST, Istanbul, 20-22 Novembre 2003 Plasma Induced Erosion Phenomena in a Hall Thruster, p 56 – 61 dans les proceeding IEEE, Ed. by S.Kumaz, F.Ince, S.Onbasioglu, S.Mazouffre, F.Dubois, L.Albarede, D.Pagnon, M.Touzeau, M.Dudeck

9th Int. Congress of Propulsions Engineering, 9-14 sep. 2004, Rubechje, Crimée, Ukraine

- Transient behaviour of the PPS1350 in the extended range of operation modes, A.Lazurenko, V.Vial, A.Bouchoule, P.Lasgorceix, C.Legentil, L.Albarede, L.Jolivet, M.Prioul
- Overview of French research activities in Hall Effect Thrusters, M. Dudeck, S. Mazouffre, P. Lasgorceix, L. Albarède

4th Int. Spacecraft Propulsion Conference, ISPC, 2004, Chia Laguna, Sardinia, Italie, 2-9 June 2004,

- Detailled Behavior of Microinstabilities in Hall thrusters Experimental Insight, A.Lazurenko, V.Vial, L.Albarède, A.Bouchoule
- Stationary and Dynamical Behavior of Hollow cathode Diode Regime and with SPT-100 Hall thrusters, L.Albarède, V.Vial, A.Lazurenko, A.Bouchoule, M.Dudeck

Istanbul Space Propulsion Workhop, ISPW, Istanbul, Turquie, 9-12 juin 2004, Electric propulsion for space applications: overview of the French research activities, M.Dudeck, S.Mazouffre, P.Lasgorceix, L.Albarède

40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Florida, July 2004 PPS 1350-G in an extended operation domain: comparison between experimental and simulation results, A.Lazurenko, M.Prioul, V.Vial, L.Garrigues, A.Bouchoule, L.Jolivet, P.Lasgorceix, C.Legentil, L.Albarède, S.Mazouffre, D.Pagnon, P.Echegut, C.Boniface, G.Hagelaar, J.P.Boeuf

Numéro spécial de la lettre du SPI, La propulsion à plasma : enjeu scientifique, technologique et économique pour l'avenir spatial européen, avril 2004, V.Vial, L.Albarède, Deux zones importantes : le canal de décharge et la région cathodique

24th Rarefied Gas Dynamics 10-15 juillet 2004 Bari Italie, " Stationary and dynamical behavior of hollow cathode: diode regime and with SPT 100 Hall thruster " L Albarède, V Vial, A Lazurenko, A Bouchoule, M Dudeck

(en cours de soumission)

Plasma Sources Science and Technology, J. Kurzina, L. Albarède, S. Mazouffre, K. Makowski, M. Dudeck, *Analysis of discharge current oscillations in Hall effect thruster by means of Empirical Mode Decomposition,*

BILBIOGRAPHIE

Adam J.C., Héron A., Laval G., *Study of stationary plasma thrusters using two-dimensional fully kinetic simulations*, Physics of Plasmas Vol 11(1) pp. 295-305. Janvier 2004

Aikawa H., *The Measurement of the Anisotropy of Electron Distribution Function of a Magnetized Plasma,* Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 40, No. 6, June 1976.

Anders, Kühn, *Characterisation of a low energy constricted plasma source*, August 1997 7th international conference of ion sources, Taormina, Italia

Auger F., Flandrin P., Gonzalvés P., Lemoine O., *Tutorial Time-frequency Toolbox for use with Matlab*, GdR ISIS, CNRS France et Rice University 1995-1996

Bacal M., Pereslavtsev A.A., Tanguy M. et al, *Electron density and energy distribution function in the plume of a Hall-type thruster*, Review of Scientific instruments vol 73 nb 2 February 2002

Baranov V.I., et al, *The mechanism of anomalous erosion in accelerators with closed drift of electrons*, Moscow, 1995, 24th IEPC-43

Bareilles Jerôme, *Modélisation 2D Hybride d'un Propulseur à Effet Hall pour Satellites,* thèse en physique des plasmas de l'université de Toulouse 2002

Barensky Stephan, *Electric propulsion in space is smart !*, SNECMA magazine juin 2003

Barral S. et al, *Longitudinal oscillations in Hall thrusters*, 4th ISPC, ESA 02-06 juin 2004, Chia Laguna Sardaigne, Italie

Béchu Stéphane, *Mesures de sondes électrostatiques en plasma basse pression, Plasmas froids – Génération, caractérisation et technologie,* Publication de l'université de Saint-Etienne Jean Monnet, 2004, pp 159-223

Benilov, *Theory and modelling of arc cathode*, Plasma sources science technology 11 2002 A49-A54

Birdsall C.K., Langdon A.B., *Plasma physics via computer simulation*, Livre publié à Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, plasma physics series 2002

Boeuf J.P., Guarrigues L., *Low frequency oscillations in a stationary plasma thrusters*, Journal Applied Physics vol 84 n°7 pp 3541, 1998

Bond R. H., *Directed electron velocity distributions in rare gas discharges using guard ring probes*, thèse du California Institute of Technology, Passadena California, 14 mai 1965

Brosse Sylvie, *Effet de la propulsion plasmique sur un satellite de télécommunication géostationnaire*, revue des télécommunication d'Alcatel 4ème trimestre 2001

Brugova A.I., Ermakov Yu.A., *Pulse gas feeding operating mode of SPT on several inert gas*, 3rd Russian-German Conf. On Elec. Prop. Engines and their App., Stuttgart 1994

Caillau Jean-Baptiste, *Contribution à l'étude du contrôle en temps minimal des transferts orbitaux,* thèse en mathématiques de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, le 03/11/2002

Capacci M., Matticoci G., Nocci G., *Medium / high current hollow cathode dedicated to HET Electric Propulsion on board LEO satellites belonging to large constellations*, 38th AIAA 1999 2866 Los Angeles, California 20-24 June USA

Charles C., Boswell Rod, *Time development of a current-free double layer*, Physics of Plasmas, August 2004, vol. 11, n°8 pp 3808 AIP

Chen Francis F., *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion: Plasma Physics, Hardcover* Kluwer Academic Pub / February 1984

Choueiri E. Y., *A critical history of electric propulsion : the first 50 years 1906-1956*, Journal of Propulsion and Power, vol 20 n°=2 Mars Avril 2004

Choueiri E. Y., *Plasma oscillations in Hall thrusters*, Physics of Plasma Vol 8, Number 4, Avril 2001

Contributed papers, Conference on hollow cathode discharges and their applications, Orsay France, 20-23 septembre 1971

Crawford F.W., Cannara A.B., *Structure of double sheath in a hot hollow cathode plasma*, Journal of Applied Physics, vol. 36, n°10, October 1965

Darnon F., *Comportements transitoires d'un propulseur à plasma type SPT 100. Caractéristiques dynamiques de la décharge, du plasma et du jet ionique*, thèse de l'université d'Orléans en physique des plasmas 1999

Delcroix J.L., Bers A., *Physique des plasmas*, livres I et II, EDP sciences CNRS édition pp 309-312

Domokos M., Gallimore A, Patterson P., *Parametric investigation of orifice aspect ratio on low current hollow cathode power consumption*, AIAA,

Domonkos M., *A particle and energy balance model of the orificed hollow cathode*, AIAA 2002 4240 Indianapolis, Indiana 8-10 July

Domonkos M., *Evaluation of low current orificed hollow cathodes*, Thesis in Aerospace Engineering, University of Michigan 1999

Domonkos M., Gallimore A., *An evaluation of hollow cathode scaling to very low power and flow rate*, electric rocket propulsion society 1997

Dudeck M. & le groupement de recherche CNRS, CNES, SNECMA, ONERA, Propulsion à plasma pour système spatiaux, lettre SPI N° Spécial « la propulsion à plasma dans l'espace », p 12-13, 2004

Fedotov V. Yu., Yvanov A.A., Guerrini G., Bacal M., *On the electron energy distribution function in a Hall-type thrusters*, Physic of plasmas vol 6 nb 11 November 1999

Fife John, *Hybrid-PIC modelling and electrostatic probe survey of Hall thrusters*, thèse du MIT novembre 1998

Fischer R., Jacob W. et al, *Bayesian reconstruction of electron energy distributions from emission line intensities*, Max Planck Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association POB D. Garching Germany

Flandrin Patrick, *Temps-fréquence,* (2ème édition, revue et corrigée) Editions Hermes, Paris, 1998

Gascon Nicolas, *Etude de propulseurs à effet Hall pour systèmes spatiaux. Performances, propriétés des décharges et modélisation hydrodynamique*, , thèse en physiques des plasmas de l'université de Provence 15 décembre 2000

Golant Viktor E., *RF plasma heating in toroidal fusion devices,* From Book News, Inc, Consultants Bureau (June 1, 1989)

Guarrigues L., A. Heron, JC Adam, J.P. boeuf, *Hybrid and Particle in cell models of a stationnary plasma thruster*, Plasma Sources Science Technology 9 (2000) pp 219-226

Guarrigues L., *Modélisation d'un propulseur à plasma stationnaire pour satellites*, thèse de physique des plasmas de décharge de l'université Paul Sabatier Toulouse, le 28 octobre 1998

Guerrini Gilles, *Etude expérimentale des phénomènes de décharge et propagation d'ondes dans les propulseurs ioniques à dérive d'électrons en cycle fermé*, thèse de l'université de Provence le 23 juin 1997.

Haas J.M., *Low-perturbation interrogation of the internal and near field plasma structure of a Hall Thruster using a high speed probe positioning system*, thèse de l'université du Michigan 2001 en Aerospace Engineering

Hargus W.A., Jr, Meezan N.B., Cappelli M. A., *The Transient Behavior of a Low Power Laboratory Xenon Hall Thruster*, AIAA Paper 1997 3050

Hargus W.A., Meezan N.B., *A Study of a Low Power Hall Thruster Transient Behavior*, IEPC 97 058 Passadena Californie USA

Huang N. et al, *The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis*, Proc. R. Soc. Lond. A (1998), vol. 454, pp 903-995

Huba J.D., *2002 Revised NRL plasma formulary*, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375 Supported by The Office of Naval Research

Janes G.S., Lowder R.S., *Anomalous electron diffusion and ion acceleration in low density plasma*, The Physics of Fluid, vol.9, n°6, June 1966

Kapulkin A., Guelman M. and Kogan A., *Electron-Drift and Transit-Time Instabilities in Hall Thrusters*, 5th Israeli Conference on Plasma Science and Applications

Katz, Andersson Polk, *A model of hollow cathode plasma chemistry*, AIAA 2002, 4211, Indianapolis, Indiana, USA

Kim Sang-Wook, *Experimental investigations of the plasma parameters and species dependent ions energy distribution in the plasma exhaust plume of a Hall Thruster*, thèse de l'Université du Michigan (Aerospace Engineering) USA 1999

Kirdgashev K.P., Efimov A.I., Lukin D.S. , *Anomalous microwave emission from a stationary plasma thruster*, Technical Physics Letters, vol. 28 n°2 2002 pp 119-122

Kirdgashev K.P., *On the interaction of EM radiation with plasma of an electric jet thrusters*, technical physics letters vol 29 n°1 2003 pp 8-11

Kovaleski, *A review of testing of hollow cathodes for the International Space Station plasma contactor*, 27th IEPC 2001, 271, Passadena, California USA

Kunishi, Seto, *Structures of electrostatic potential in a transition layer across magnetic field lines,* ICPP 25th EPS conference on controlled fusion and plasma physics, Praha, 29 June 3 July ECA, vol. 22C, 1998, 2153-2156

Lasgorceix P. et al, *a new french facility for ion propulsion research*, Moscow 1995 24th IEPC-95-86

Lasgorceix P., *lettre SPI N° Spécial « la propulsion à plasma dans l'espace »*, p 14-15, 2004

Lasgorceix Pascal, *Etude du domaine de fonctionnement du moteur PPS 1350-G-EM à haute tension. Performances moyennes*, Rapport d'essais RE CNRS AERO 18.11.03

Lazurenko Alexei, Vial Vanessa, Prioul M, Bouchoule A., *Experimental investigation of high frequency drifting perturbations in Hall thrusters***,** Physics of Plasmas vol 12 number 1 janvier 2005

Litvak A.A., Fisch N., *Rayleigh instabilities in Hall thrusters*, Physics of Plasma, 11 (4) 1701, 2004

Lobov, Loyan A., *Researching of running-in starting, transition, thermal processes of self heated hollow cathode in electric current range from 5 to 25 A*, IEPC-99-131

Loyan Andrey, *Private communication 2001*

Loyan Andrey, *Small Power SPT for micro satellite*, Workshop Micro propulsion for Spacecraft 16 et 17 novembre 2004 CNES Toulouse

Mandell M.J., Katz I., *Theory of hollow operation in spot and plume modes*, 30th AIAA paper 94-3134, 27-29 juin 1994 Indianapolis, USA

Manzella D.H., *Laboratory Model 50 kW HT*, 38th AIAA 2002 3676 Indianapolis, USA

Marresse, Polk, *Asymetric guard ring erosion in D-55 thruster with anode layer*, Moscow 24th IEPC-95-196

Mazouffre S., Pagnon D., Bonnet J. Two Ways to Evaluate the Xe+ Ion Flow Velocity in a Hall Effect Thruster, AIAA-2004-3949 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Fort Lauderdale, Florida, July 11-14, 2004

Monterde, Dangor ,Haines, Malik A. K., *Spectroscopic Measurements of the plasma within a hollow cathode*, 31th AIAA 1995 2383 San Diego California 10-12 July USA

Morozov A.I., Savelyev V.V., *Fundamentals of Stationary Plasma Thruster Theory*, p 221-225, Review of Plasma Physics n° 21 edited by Kadomtsev B.B. and Shafranov V.D., Kluwer Academic/Plenum Publisher, New York.

Morozov A.I., Savelyev V.V., *The electron dynamics in SPT-channel and the problem of anomalous erosion*, Moscow 1995 24th IEPC-42

Oleson Steven R., Sankovic John M., *Electric propulsion for low Earth orbit constellations*, NASA/TM-1998-208821, novembre 1998

Passoth E. et. al., *An experimental study of plasma density determination by a cylindrical Langmuir probe at different pressures and magnetic fields in a cylindrical magnetron discharge in heavy rare gases*, Journal of Physics D, Vol.30, No.12, June 1997, p.1763-77.

Patterson S.W., Malik A,K, *Noise and oscillatory disturbances in the T6 ion thrusters hollow cathode*, 35th AIAA 1999 2577 Los Angeles California 20-24 June USA

Pérot-Triffault Carole, *Etude d'un propulseur plasmique et du jet de plasma associé*, thèse en physique des plasmas de l'université d'Orléans, le 23 décembre 1999

Philippe-Kadlec Christelle, *Caractérisations spatio-temporelles de jets ioniques : développement des diagnostics et application à la propulsion spatiale*, thèse en physique des plasmas de l'université d'Orléans le 22-déc-98

Pointu A., *Méthodes de mesure dans les plasmas, les sondes électrostatiques*, cours de DEA physique des Plasmas

Prioul M. & al, *Insights on physics of hall thrusters through fast current interruptions and discharge transients*, 27th IEPC 2001 01-59, Passadena California

Prioul Mathieu, *Etude expérimentale des propulseurs de type Hall :Processus collisionnels, comportement dynamique, Micro-instabilités et phénomènes de transport*, thèse en physique des plasmas de l'université d'Orléans 2001

R. Liu, *Empirical Mode Decomposition : A useful technique for neuroscience ?*, Computational journal Club, 11 janvier 2002

Raitses Y., Fisch N., A.A. Litvak, *Experimental studies of high-frequency azimutal waves in Hall thrusters*, Phys Plasma, 11 (4), 1701, 2004

Rapport GDR, *Etudes théoriques et expérimentales d'un propulseur à plasma*, Rapport final de la tranche ferme de la convention n° 712/97/CNES/6916/00 du 15/09/98

Rapport propulsion électrique 682 arrivé le 3 mars 2000, *Experimental investigation of plasma local parameters and high frequency oscillations in A-3 thruster*, Moscow January 2000

Renato de Almeida Matos Ferreira Carlos, *Théorie de la décharge d'arc à cathode creuse application à l'argon*, thèse de l'université de Paris Sud Orsay, 12 février 1976

Roche Stéphanie, *Analyse par spectroscopie optique d'émission du plasma des propulseurs à effet Hall - Application à l'érosion des céramiques*, thèse en physique des plasmas de l'université Paris Sud Orsay, 2000

Rösler H., *A study on the empirical mode decomposition*, Master Thesis, Dec. 2002, Faculté des Sciences Naturelles, Mathematics and Computer Sciences, Université d'Amsterdam

Saccocia G., Gonzalez del Amo J et Estublier D., *Electric propulsion : a key technology for space missions in the new millenium,* ESA bulletin 101, February 2000

Sams Howard W. & Co, *Reference Data for Radio Engineers,* livre publié en 1975, page 24-21

Schlurmann T., Schimmels S., Dose T., *Spectral Analysis of Freak waves Using Wavelet Spectra (Morlet) and Hilbert Spectra (EMD)*, PAP 262 4th International Conference on Hydro-Science and Engineering 2000 Séoul Corée du Sud.

Sclurmann T., *Spectral analysis of non linear water waves based on the Hilbert-Huang transformation***,** Transaction of the ASME vol. 124 fevrier 2002

Tichy M., *Langmuir probe study of the cylindrical magnetron discharge in argon and xenon relation to SPT research*, GREMI 17 juillet 1998, GDR n°1184 NT 98-8

Tilley D.L., de Grys K.H., Myers R.M., *Hall thruster-cathode coupling*, 35th AIAA 99-2865, 20-24 juin 1999 Los Angeles

Tilley, Willmes, Myers, Smith, *Flight hollow cathode for Hall thruster applications*, AIAA-98-3339

Travaux pratiques Expérience n°9 Emission thermo-éléctrique avancés 2nd cycle université de Neuchatel Institut de Physique

Vallieres Xavier, *Les échelles de la turbulence de l'ionosphère des hautes latitudes et leur signatures sur les échos des radars HF du réseau SuperDarm*, thèse en physique des plasmas de l'université d'Orléans, le 20 décembre 2002

Vatchev V., *The analysis of the empirical mode decomposition method*, Université de Caroline du Sud USC, USA, 20 novembre 2002

Verkey, *Destructive evaluation of a xenon hollow cathode after 28000 hours life test*, AIAA-98-2482

Vial Vanessa. et al, *CCD images of Hall effect thruster plume dynamics after ultra-fast current ignition*, IEEE transactions on plasma science 2004

Vial Vanessa, *Etudes physiques et paramétriques de propulseurs plasma pour applications spatiales*, thèse en physique des plasmas de l'université d'Orléans décembre 2004

Young M., Muntz E.P., *Unique hollow cathode as a code validation experiment and candidate non magnetic ion micro-thruster*, 35th AIAA 1999 2854, Los Angeles, California USA 20-24 June

Zharinov A. et al, Ion acceleration in EH sheath with closed Hall current, book "plasma acceleration", Moscow Mashinostroenie 1972 pp 65-67

« Etudes expérimentales d'un propulseur à effet Hall - Comportement stationnaire et dynamique du flux d'électrons »

RESUME

Les propulseurs plasmique à effet Hall sont actuellement considérés comme les plus performants pour le maintien en orbite des satellites géostationnaires et commencent à être utilisés pour la propulsion des sondes interplanétaires. L'étude présentée concerne sur la zone du propulseur allant de la cathode creuse au canal de décharge. La cathode creuse a d'abord été étudiée seule, sans propulseur, pour analyser ses propriétés en montage diode. Son influence sur le comportement d'un propulseur à effet Hall a été étudiée dans le moyen d'essais PIVOINE. Les performances globales et les fluctuations à basses fréquences (20 kHz) de la décharge ont été analysées au moyen de sondes électrostatiques, d'antennes et par spectroscopie. Les fluctuations à hautes fréquences (5 MHz) du plasma ont été étudiées expérimentalement et analysées au moyen d'une nouvelle méthode de traitement des signaux non stationnaires (Décomposition Modale Empirique).

MOTS CLES

Source plasma, propulsion, satellite, plasma magnétisé, cathode creuse, transport électronique, décomposition modale empirique, instabilités, sondes électrostatiques

« Experimental study of a Hall effect thruster – stationary and dynamical behaviour of the electrons flux »

ABSTRACT

Hall effect thrusters are nowdays considered as the most efficient propulsion device for the station keeping of geostationary satellites and they start to be used as main propulsion system for interplanetary probes. This thesis deals with the zone from the hollow cathode to the discharge channel. First, the hollow cathode has been studied alone, without a plasma thruster, to analyse its characteristics by a diode set-up. Its influence on the Hall effect thruster's behaviour has been studied by means of the facility test PIVOINE. Global performances and low frequency fluctuations (20 kHz) of the discharge have been analysed by electrostatic probes, antennas and optical spectroscopy. High frequency fluctuations (5 MHz) of the plasma linked to the electron transport have been experimentally studied and analysed by a new non stationary method of signal analysis (Empirical Mode Decomposition).

KEYWORDS

Plasma sources, propulsion, satellite, magnetized plasma, hollow cathode, electron transport, empirical modal decomposition, instabilities, electrostatic probes

DISCIPLINE

Physiques des Plasmas

INTITULE ET ADRESSE DU LABORATOIRE

Laboratoire d'Aérothermique CNRS UPR 9020, 1C avenue de la recherche scientifique, 45071 Orléans