



HAL
open science

Modélisation et diagnostic d'un propulseur à effet Hall pour satellites : configuration magnétique et nouveaux concepts.

Claude Boniface

► **To cite this version:**

Claude Boniface. Modélisation et diagnostic d'un propulseur à effet Hall pour satellites : configuration magnétique et nouveaux concepts.. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006. Français. NNT: . tel-00164160

HAL Id: tel-00164160

<https://theses.hal.science/tel-00164160>

Submitted on 19 Jul 2007

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

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

UNIVERSITE PAUL SABATIER
U.F.R. PHYSIQUE CHIMIE AUTOMATIQUE

THESE

Présentée en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PAUL SABATIER

Spécialité : Physique et ingénierie des plasmas de décharge

par

Claude Boniface

intitulée

Modélisation et diagnostics d'un Propulseur à Effet Hall pour Satellites Configuration magnétique et nouveaux concepts

Soutenue le **24 février 2006** devant la commission d'examen :

J. GALY , Professeur, Université Paul Sabatier - Toulouse	Président
F. DOVEIL , Directeur de recherche CNRS, Université S ^t Jérôme - Marseille	Rapporteurs
M. DUDECK , Professeur, Laboratoire d'Aérodynamique - Orléans	
J.C. ADAM , Directeur de recherche CNRS, Ecole Polytechnique - Palaiseau	Examineurs
J.P. BOEUF , Directeur de recherche CNRS, Université Paul Sabatier - Toulouse	
S. MAZOUFFRE , Chargé de recherche CNRS, Laboratoire d'Aérodynamique - Orléans	
E. CHESTA , Ingénieur CNES - Toulouse	Invités
M. PRIOUL , Ingénieur SNECMA - Melun Villaroche	
L. GARRIGUES , Chargé de recherche CNRS, Université Paul Sabatier - Toulouse	
G.J.M. HAGELAAR , Ingénieur de recherche CNRS, Université Paul Sabatier - Toulouse	

*Centre de Physique des Plasmas et de leurs Applications de Toulouse, UMR 5002
Université Paul Sabatier, 118 Route de Narbonne, 31062 TOULOUSE Cedex 4*

Entre cinq secondes passées sur la plaque rouge d'une cuisinière et cinq secondes assis auprès d'une jolie fille, il y a, malgré l'égalité de temps, l'intervalle qui sépare la seconde de l'éternité.

Albert Einstein

L'honneur de la famille est ce qu'il y a de plus sérieux dans la vie. Le devoir et la fierté qui en résultent en sont un accomplissement.

Madhavan

A mon père, ma mère, ma mamie, mon frère, ma sœur, mes oncles et neveux ainsi que ma famille proche...et un grand merci pour tout.

Je remercie tout d'abord Jacques Galy pour avoir présidé mon jury de thèse, F. Doveil et M. Dudeck pour avoir accepté d'être mes rapporteurs, J.C. Adam, S. Mazouffre, E. Chesta, M. Prioul, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar et J.P. Boeuf pour avoir examiné mon travail.

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-Pierre pour avoir dirigé mes travaux de thèse, pour sa grande disponibilité et sa gentillesse. Et surtout de m'avoir inculqué le fait qu'on peut souvent résoudre ou appréhender des phénomènes physiques complexes en se posant des questions simples.

Je tiens à remercier mes deux autres directeurs de thèse Laurent Garrigues et Gerjan Hagelaar. Laurent toujours à la rescousse et avec la bonne humeur qui le caractérise, que ce soit dans le domaine physique, technique ou même administratif. Sinon, j'ai toujours un peu de mal à comprendre le pourquoi d'un ballon ovale mais promis je ferai un effort. Gerjan, mon collègue de bureau durant ces trois années de thèse et surdoué de la modélisation physique des plasmas ; j'ai d'ailleurs beaucoup appris à ses côtés. Merci également pour nos réflexions plus ou moins philosophiques sur tout et n'importe quoi d'ailleurs (« je pense donc je suis », « le doute m'habite »...).

Un petit mot à mes deux compères du Laboratoire d'Aérothermique Stéphane Mazouffre et Damien Gawron. Nos discussions, nos accords et désaccords nous ont permis d'avancer avec succès vers une synergie entre les équipes expérimentales et les équipes de modélisation. J'ai aimé manipuler avec vous lors des campagne d'essais PIVOINE.

Un merci aux personnes du groupement de recherche « Propulsion Spatiale Plasma » pour nos discussions fructueuses. Vu le nombre, je n'en citerai que quelques uns : Frank D. le stéphanois du CNES, Mathieu P. de SNECMA, Luc A. du GREMI (Monsieur fibre optique et « scuse me Mdam »), Alexei L., Damien G. et Stephane M. de l'Aéro (encore eux !!)....

Un grand merci à mon voisinage de travail, qui ont dû supporter ma fougue marseillaise, mais où j'ai passé trois années de thèse dans une ambiance agréable : Gerjan H., Laurent G., Laurent T., Thierry C. (un sportif avec un ballon ovale), Frédéric G., Leanne P., Youssef L., Thomas U., Pierre S., Raime P. (le nouveau PhD student de la propulsion et espagnol en plus !!), les philippe G. et B., Encarni (merci pour le diaporama)....

Et pour terminer un remerciement aux personnes du CPAT et extérieur au CPAT pour leur gentillesse et leurs encouragements : les doctorants du CPAT (ex et nouveaux), Jérôme B., Freddy G. et ses « célèbres frédinades », Sarah C. « l'indienne blanche », Athena V., Samantha B., Sandrine C., Sophie B., Coralie B. (dit corail pour les intimes)...et la liste serait trop longue donc juste merci à tous.

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : CONTEXTE DE LA PROPULSION ELECTRIQUE	5
I. BESOIN EN PROPULSION SPATIALE	6
1. <i>Fonction du sous-système propulsif pour satellites</i>	6
1.1 Types de missions spatiales.....	6
1.2 Grandeurs caractéristiques en propulsion	7
1.3 Propulsion chimique et propulsion électrique	8
II. PROPULSEUR A EFFET HALL DE TYPE SPT	10
1. <i>Bref historique des propulseurs à Effet Hall</i>	10
2. <i>Principe de fonctionnement</i>	10
III. LES NOUVEAUX BESOINS EN PROPULSION SPATIALE	15
1. <i>Satellites nouvelles générations</i>	15
1.1 Limitations des propulseurs classiques	17
1.2 Systèmes hybrides	18
2. <i>Concept alternatif : Propulseur à Effet Hall à Double Etage (DSHET)</i>	19
2.1 DSHET avec une électrode intermédiaire non- émissive.....	19
2.2 DSHET avec injection directe du courant d'électrons	21
2.3 DSHET basé sur un double maximum de champ magnétique.....	22
2.4 DSHET basé sur le confinement magnétique	23
2.5 DSHET configuré sur plusieurs étages	25
IV. RECHERCHE EN FRANCE.....	27
1. <i>Cadre de l'étude</i>	27
2. <i>Enjeux et objectifs du GDR</i>	29
V. CONCLUSION	29
CHAPITRE II : DESCRIPTION DU MODELE HYBRIDE 2D - APPLICATION A L'INFLUENCE DE LA CONFIGURATION MAGNETIQUE DANS UN PROPULSEUR A EFFET HALL.....	31
I. MODELE HYBRIDE 2D	32
1. <i>Modèle de la décharge</i>	32
1.1 Domaine de simulation.....	32
1.2 Modèle magnétique-fonction lambda.....	32
1.3 Traitement particulière des neutres	33
1.4 Traitement particulière des ions	34
1.5 Traitement fluide des électrons	35
1.7 Calcul du potentiel électrique.....	38
1.8 Terme source d'ionisation.....	38
2. <i>Prise en compte de configurations magnétiques complexes</i>	41
3. <i>Discussion sur la validité des hypothèses physiques du modèle</i>	43
3.1 Transport électronique.....	43
3.2 Hypothèse de Morozov pour le calcul du potentiel électrique.....	43
3.3 Fonction de distribution électronique maxwellienne	44
3.4 Transport des neutres et des ions.....	44
II. INFLUENCE DU GRADIENT DE CHAMP MAGNETIQUE	44
1. <i>Configuration magnétique du SPT-100</i>	45
1.1 Topologie magnétique.....	45
1.2 Conditions de simulation.....	46
2. <i>Caractéristiques de la décharge</i>	47
2.1 Propriétés du plasma	47

2.2 Performances du moteur.....	48
2.3 Propriétés du faisceau d'ions.....	48
2.4 Erosion et durée de vie du moteur.....	49
2.5 Comportement dynamique.....	51
III. APPLICATION A LA TECHNOLOGIE ATON.....	51
1. <i>Propulseur ATON</i>	52
2. <i>Comparaison SPT-100 et ATON</i>	53
2.2 Comportement statique.....	53
2.3 Comportement dynamique.....	55
2.4 Fonction de distribution en énergie et érosion.....	55
2.5 Comportement hors-point nominal.....	58
IV. CONCLUSION.....	59
CHAPITRE III : TRANSPORT « ANORMAL » DANS UN PROPULSEUR A EFFET HALL - EXPERIENCE D'INTERFEROMETRIE, INTERPRETATION ET CONSEQUENCES SUR LE TRANSPORT ELECTRONIQUE.....	61
I. CADRE ET INTERET DE L'ETUDE.....	62
II. PROPULSEUR FORTE PUISSANCE PPSX000-ML.....	62
1. <i>Présentation du propulseur</i>	62
2. <i>Performances du moteur</i>	63
III. INTERFEROMETRIE DE FABRY-PEROT.....	64
1. <i>Position du problème</i>	64
2. <i>Principe de l'interférométrie de Fabry-Pérot</i>	66
2.1 Dispositif expérimental.....	66
2.2 Forme du spectre.....	68
2.3 Modèle d'émissivité 2D avec une distribution ionique imposée.....	70
2.4 Difficulté du traitement de la mesure.....	72
IV. COUPLAGE MODELE HYBRIDE-EXPERIENCE DE FABRY-PEROT.....	74
1. <i>Méthodologie</i>	74
2. <i>Simulation de l'expérience de Fabry-Pérot intégrée dans le modèle hybride 2D</i>	75
3. <i>Recalage expérience-modèle</i>	77
3.1 Recouvrement des spectres.....	77
3.2 Recalages des profils de vitesse.....	81
3.3 Discussion sur le changement de la pente du potentiel électrique.....	83
V. INFLUENCE DES PARAMETRES MOTEURS.....	85
1. <i>Influence du champ magnétique seul</i>	85
2. <i>Influence de la tension et du champ magnétique</i>	86
2.1 Caractéristique courant-tension.....	88
2.2 Performances.....	90
3. <i>Influence du débit et du champ magnétique</i>	91
3.1 Caractéristique courant-débit.....	91
3.2 Performances.....	92
VI. TRANSPORT « ANORMAL ».....	93
1. <i>Mobilité « anormale »</i>	93
2. <i>Calcul de la contribution des collisions pariétales à la conductivité électronique</i>	94
2.1 Théorie de gaine.....	94
2.2 Modèle hybride avec prise en compte de l'émission secondaire électronique.....	95
3. <i>Comparaison modèle-expérience en supposant une mobilité de type turbulente (paramètre k) dans le canal</i>	97
3.1 Validation de l'approche - recalage des profils de vitesse.....	97

3.2 Caractérisation en tension	98
3.3 Caractérisation en débit.....	98
4. Conclusion.....	99
VII. APPLICATION : SIMULATION DU PROPULSEUR PPSX000-ML.....	100
1. Fonctionnement statique	100
2. Influence de la tension.....	102
3. Influence du débit.....	103
VIII. CONCLUSION ET PERSPECTIVES	105
CHAPITRE IV : PROPULSEUR A EFFET HALL A DOUBLE ETAGE	109
I. PRESENTATION DU CONCEPT ET PREMIERS RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	110
1. Pourquoi un propulseur à Effet Hall à Double étage ?	110
2. Propulseur à Effet Hall à Double Etage basé sur le confinement magnétique.....	111
3. Résultats expérimentaux.....	114
3.1 Propriétés du plasma et performances du moteur	114
3.2 Etude qualitative de la chambre d'ionisation par spectrométrie d'émission.....	116
II. MODELISATION DU DSHET : CONTEXTE ET APPROCHE.....	119
III. MODELE HYBRIDE AVEC UNE DESCRIPTION FLUIDE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE	121
1. Adaptation du modèle hybride 2D : prise en compte de la chambre d'ionisation.....	121
1.1 Modèle magnétique	121
1.2 Prise en compte de la chambre d'ionisation.....	122
2. Exemples de résultats de simulation obtenus avec le modèle hybride.....	124
2.1 Conditions de l'étude	124
2.2 Performances du moteur pour divers points de fonctionnement.....	125
2.3 Puits de potentiel et collection des ions	126
3. Discussion sur les limites du modèle hybride et la forte conductivité prédite par le modèle dans la chambre d'ionisation	127
IV. MODELE HYBRIDE AVEC UNE DESCRIPTION MONTE-CARLO DES ELECTRONS	132
1. Méthode de Monte-Carlo et tests numériques associés	132
1.1 Test en plasma non magnétisé.....	135
1.2 Test en plasma partiellement magnétisé.....	136
2. Ionisation dans le 1 ^{er} étage pour N_a , V et B donnés.....	138
2.2 Fonction de distribution électronique tirée suivant une maxwellienne de température $T_e=1$ eV	140
2.3 Influence de la densité de neutres	142
2.4 Fonction de distribution électronique tirée suivant une maxwellienne de température $T_e=15$ eV	144
2.5 Conclusion partielle.....	147
3. Production et collection des ions dans le 1 ^{er} étage pour un courant d'électrons injecté fixé.....	147
3.1 Couplage numérique Monte-Carlo/Hybride.....	147
3.2 Production totale des ions dans la chambre	148
3.3 Phénomènes de recombinaison	150
3.4 Collection des ions dans la chambre	152
3.5 Conclusion partielle.....	153
4. Extraction des ions - modèle auto-cohérent.....	153
4.2 Illustration du fonctionnement statique du DSHET.....	154
4.3 Extraction des ions et recombinaison à la paroi.....	158
4.4 Conclusion partielle.....	159

<i>5. Influence de la configuration magnétique sur le fonctionnement du moteur- Modèle auto-cohérent</i>	160
5.1 Configuration magnétique.....	160
5.2 Ionisation du flux de gaz	161
5.4 Extraction des ions	163
5.4 Conclusion partielle.....	165
V. CONCLUSION ET PERSPECTIVES	166
CONCLUSION GENERALE	171
SUPPLEMENT TECHNIQUE	177
REFERENCES	183
ANNEXE : SIMULATION MONTE-CARLO DES ELECTRONS	189

INTRODUCTION GENERALE

Les missions des satellites sont variées et ont de ce fait une structure qui leur est propre. Néanmoins, tous les satellites ont une base commune, que l'on retrouve sur tout véhicule motorisé, tels qu'un châssis, des réservoirs de carburant, des mécanismes de direction, une charge utile en fonction de la mission à remplir et bien entendu un moteur (ou propulseur). Un satellite orbite en général entre 450 km et 36000 km d'altitude. Il se déplace naturellement sous l'effet de la gravitation. Toutefois, des forces ou couples perturbateurs peuvent l'écartier de son orbite et agissent sur son attitude (orientation). C'est pourquoi, le système propulsif est essentiel pour compenser ces perturbations. D'autres manœuvres orbitales tels que le passage d'une orbite à une autre (transfert d'orbite) ou la désorbitation pour un satellite en fin de vie opérationnelle sont également assurées par le système propulsif.

Le propulseur peut être caractérisé par sa poussée et son impulsion spécifique I_{sp} . La grandeur I_{sp} , qui est proportionnelle à la vitesse d'éjection, est très importante. En effet, plus ce paramètre est élevé, plus la consommation en ergol est faible.

Deux grandes familles de systèmes de propulsion se distinguent à savoir la propulsion chimique et la propulsion électrique. La propulsion chimique délivre des poussées élevées (plusieurs centaines de N) mais possède une impulsion spécifique faible (300 s) alors que la propulsion électrique génère une poussée faible (plusieurs centaines de mN), limitée principalement par la puissance électrique stockée par les panneaux solaires. En revanche, l'impulsion électrique est très élevée (2000-3000 s). La propulsion électrique est tout à fait adaptée pour réaliser des missions tels que les corrections d'orbites Nors/Sud et Est/Ouest pendant la durée de vie opérationnelle du satellite (15 ans). Cela permet de réduire significativement la masse du satellite (600-700 kg sur un satellite de 3 tonnes au lancement). Cette réduction est non négligeable étant donné que le coût du kilogramme à envoyer dans l'espace est de l'ordre de 10-15 Keuros soit une économie de quelques millions d'euros.

Dans la famille de la propulsion électrique, on distingue le propulseur à Effet Hall (dit HET pour « Hall Effect Thruster ») ou propulseur à plasma stationnaire (dit SPT pour « Stationary Plasma Thruster »). Ces moteurs plasmiques sont parmi les propulseurs électriques les plus proches des besoins actuels en propulsion en terme de contrôle à poste et de correction d'orbite. Les recherches sur la propulsion à Effet Hall ont commencé dès le début des années 60 aux Etats-Unis et en Russie. Depuis les années 70, des centaines de SPTs ont été embarquées sur des satellites essentiellement russe, les Etats-Unis ayant privilégié à cette même période les propulseurs ioniques à grille. La faisabilité et les bonnes performances démontrées de ces propulseurs depuis une dizaine d'années ont conduit l'Europe, le Japon et tout récemment la Chine à s'intéresser de près à ce type de propulsion. En France, la société Snecma-moteurs (anciennement appelé SEP) s'est engagée dès 1992 dans l'acquisition de cette technologie, dans le cadre d'un partenariat fort avec la société russe Fakel, avec le soutien du CNES et de l'ESA.

Néanmoins, bien que le principe de base des propulseurs à Effet Hall soit relativement simple, des mécanismes physiques complexes interviennent dans cette décharge à champs électrique et magnétique croisés. Ces phénomènes limitent notre compréhension qualitative et quantitative des HETs et la conception de ces moteurs est encore assez empirique. Il est nécessaire de disposer d'outils de conception moins empiriques afin de convaincre les opérateurs de satellites et leurs assureurs que cette technologie est suffisamment comprise, maîtrisée et fiable.

C'est dans ce cadre qu'en France, un groupement de recherche GDR composé des organismes CNES, CNRS, la SNECMA et l'ONERA s'est mis en place en 1996, renouvelé successivement en 2000 et 2004 (sans l'ONERA) pour étudier exclusivement et mieux

comprendre les phénomènes régissant ce type de propulseur. Afin d'étudier expérimentalement ces moteurs, un moyen d'essai appelé PIVOINE implanté au laboratoire d'Aérothermique a été mis à la disposition des équipes du GDR. Cela a permis d'étudier et de comprendre de nombreux aspects caractéristiques de la décharge.

Parallèlement à cela, étant donné le coût des tests d'endurance et de temps de qualification de ces propulseurs (environ 7 ans), la modélisation reste essentielle pour comprendre cette décharge, optimiser de manière moins empirique les propulseurs, et fournir des tendances sur le comportement du moteur en terme de performances et de vieillissement. Différentes équipes du GDR sont inscrites dans cette voie (CPAT, CPHT et IPPT).

En particulier, le modèle hybride 2D développé au CPAT permet de réaliser des études paramétriques de cette décharge sans que le calcul soit trop coûteux en temps. En l'associant à des outils expérimentaux, le GDR a permis de faire des progrès notables dans la compréhension de certains mécanismes qui régissent le fonctionnement des moteurs à Effet Hall. Néanmoins, le modèle 2D n'est pas complètement auto-cohérent et ses capacités de prédiction d'un point de fonctionnement à un autre sont donc limitées. Cette limitation est due au phénomène de transport électronique « anormal » dans un plasma basse pression magnétisé et qui se retrouve pour d'autres applications telles que les tokamaks. Le modèle a mis en évidence l'impossibilité de décrire le transport des électrons à l'aide d'une théorie collisionnelle classique. Pour fournir des résultats cohérents avec les expériences, il est nécessaire d'introduire des coefficients empiriques sensibles aux paramètres de fonctionnement, compromettant les capacités prédictives du code.

Les objectifs et les enjeux du GDR « Propulsion Spatiale à Plasma » en 2004 sont de mieux comprendre certains aspects de la décharge (notamment, l'influence de la configuration magnétique), de mieux prédire le comportement du moteur et d'étudier d'autres concepts plus ambitieux tels que les propulseurs à Effet Hall à Double Etage. Dans ce contexte, l'amélioration des capacités de prédiction des codes hybrides constitue l'un des objectifs majeurs de ce groupement de recherche. Ces aspects passent par une coordination et une forte synergie entre les équipes de modélisation et les équipes expérimentales du GDR afin de mettre en priorité les diagnostics expérimentaux susceptibles d'apporter des informations permettant de réduire les facteurs d'incertitudes notamment liés au transport électronique dans cette configuration à champs croisés particulière.

Les travaux de la thèse s'inscrivent dans ces objectifs. Les thèmes abordés s'articuleront de la manière suivante :

Dans le **chapitre I**, nous définirons les fonctions des propulseurs pour satellites. Divers types de propulseurs seront comparés. Nous décrirons le fonctionnement d'un propulseur à Effet Hall, objet de l'étude. Nous présenterons également de nouveaux concepts de propulseurs à Effet Hall répondant aux nouveaux besoins de la propulsion spatiale. Nous discuterons de la recherche menée en France dans ce domaine. Dans le **chapitre II**, nous rappellerons les hypothèses physiques de base du modèle hybride développé au CPAT. Nous décrirons les améliorations apportées, notamment la prise en compte de configurations magnétiques complexes. Nous illustrons cela par l'étude de l'influence de la configuration magnétique sur le fonctionnement de la décharge. Une étude des coefficients empiriques limitant la prédictibilité des codes hybrides sera apportée dans le **chapitre III**. Cette étude sera basée sur une comparaison systématique entre le modèle hybride et les expériences. Le **chapitre IV** sera dédié à l'étude d'un concept original de propulseur à Effet Hall à Double Etage dans lequel on cherche à contrôler séparément l'ionisation du flux de gaz et l'extraction des ions. Le champ magnétique est un des paramètres importants conditionnant le fonctionnement de la décharge. Un **supplément technique** que l'on peut considérer comme un chapitre transverse aux autres chapitres étudiera le système propulsif d'un point de vue magnétique. Nous nous

attacherons à analyser les différents éléments (circuit magnétique, bobines...) qui permettent de modifier le comportement magnétique du système.

Chapitre I : Contexte de la propulsion électrique

Ce chapitre présente le contexte de cette thèse. Dans un premier temps, nous définissons les fonctions principales d'un propulseur ainsi que les grandeurs caractéristiques associées. Nous comparons différents types de propulsion en précisant leurs avantages et leurs inconvénients en fonction de la mission à accomplir (Section I). Puis nous nous intéressons plus particulièrement au propulseur à Effet Hall (HET pour « Hall Effect Thruster ») ou propulseur à plasma stationnaire (SPT pour « Stationary Plasma Thruster ») en décrivant son principe de fonctionnement et ses caractéristiques principales (Section II). Nous présentons par la suite les nouveaux besoins en propulsion électrique liés principalement à la volonté d'utiliser des satellites qui fonctionnent de manière plus flexibles pour répondre à des missions plus complexes et variées (Section III). Enfin, nous nous focalisons sur la recherche menée en France dans ce domaine sous l'impulsion d'un groupement de recherche GDR récemment renouvelé en 2004 sous l'appellation « Propulsion Spatiale à Plasma » regroupant le CNES, l'industriel SNECMA et des laboratoires du CNRS. Nous discutons des enjeux et des objectifs principaux de ce GDR et les universités associées (Section IV). Nous terminons ce chapitre par un résumé (Section V).

I. Besoin en propulsion spatiale

A l'aube du XXI^e siècle, l'intérêt et les enjeux des systèmes spatiaux (satellites, sondes...) se sont considérablement élargis. Ils sont de nature stratégiques, militaires, technologiques, industriels, commerciaux et scientifiques mais ils interviennent également dans notre vie quotidienne. L'accès, la maîtrise de l'espace et les engins spatiaux sont des enjeux d'autant plus importants qu'ils s'instaurent dans un contexte fortement concurrentiel entre les Etats-Unis, la Russie et l'Europe mais également avec l'arrivée de nouvelles puissances émergentes tels que le Japon, la Chine et l'Inde [Sen-01].

- *Point de vue militaire* : les satellites sont essentiels pour la sécurité et la défense.
- *Point de vue technologique* : ce domaine est la conséquence du contexte concurrentiel dans le monde. L'exemple le plus parlant est le GPS (Global Positioning System). En effet, pour faire face à la place hégémonique des Etats-Unis dans ce domaine, l'Europe va se doter dans les années à venir d'un système de navigation appelé Galileo pour assurer son indépendance et sa compétitivité [CNE].
- *Point de vue scientifique* : la mise à disposition de moyens spatiaux joue un rôle fondamental dans le domaine de la connaissance (exploration de l'univers, compréhension des lois de la physique fondamentale).
- *Point de vue social* : l'espace est devenu un moyen et un milieu permettant de mieux gérer la vie sur terre. Dans les domaines de la prévision météorologique, de l'étude du climat et de l'environnement, de la gestion des risques naturels ou industriels ou de la localisation, il est désormais inconcevable de se passer de moyens spatiaux.
- *Point de vue industriel et commercial* : en plus des télécommunications spatiales et de la télévision numérique par satellite, nous assistons au développement rapide de nouveaux services. Le GPS est bien entendu l'exemple le plus parlant, mais nous pouvons évoquer également l'utilisation des satellites d'observation pour l'agriculture, l'urbanisme, les travaux publics. Quant aux satellites de télécommunications, ils permettent de développer des services nouveaux comme la télé-médecine ou la télé-éducation. Ils constituent les moyens privilégiés pour réduire le « décalage social » entre les pays développés et les pays émergents, mais ils sont également des outils indispensables à l'aménagement du territoire.

Dans ce contexte spatial, une place importante est donnée à la recherche et au développement, signature de progrès. Tous les domaines techniques sont concernés, spécialement les systèmes de propulsion des engins spatiaux tels que les satellites. En effet, l'efficacité des systèmes propulsifs joue un rôle majeur dans la qualité et la richesse d'une mission réalisée par le véhicule spatial [Let-04].

1. Fonction du sous-système propulsif pour satellites

1.1 Types de missions spatiales

Le système propulsif d'un satellite doit pouvoir assurer différentes fonctions associées à différents types de missions. Prenons l'exemple d'un satellite géostationnaire, il doit pouvoir assurer le transfert du satellite de son orbite d'injection, imposée à la séparation avec le dernier étage du lanceur, à l'orbite géostationnaire (située dans le plan équatorial et circulaire à 36000 km). Il faut pouvoir contrôler l'orbite et l'attitude (orientation du véhicule) d'un satellite. Cette opération s'effectue lors de la mise à poste du satellite après le transfert d'orbite et périodiquement afin de compenser les effets des forces et couples perturbateurs qui

ont tendance à écarter le satellite de son orbite et qui agissent sur son attitude. Les forces peuvent être dues à l'attraction solaire et lunaire, la non-uniformité du potentiel terrestre liée à l'aplatissement de la terre, les frottements atmosphériques qui sont fonctions de l'altitude du satellite, et le vent solaire (dans le cas des satellites en orbite basse).

Par ailleurs, le système propulsif doit assurer la désorbitation ou réorbitation du satellite en fin de vie opérationnelle. Enfin, il doit permettre la mise en orbite d'une sonde autour d'une planète dans le cas des missions interplanétaires.

Une manœuvre orbitale associée à une mission donnée correspond à un changement de vitesse Δv du satellite :

$$\Delta v = \frac{T \cdot \Delta t}{m_0} \quad (I.1)$$

avec T la poussée exercée par le système propulsif, Δt le temps de fonctionnement du moteur et m_0 la masse totale du satellite. Notons que les poussées nécessaires, pour les différentes fonctions décrites ci-dessus, sont soit élevées lorsque la rapidité de la manœuvre constitue un critère important tel que le transfert d'orbite, soit faibles lorsque la mission nécessite un contrôle fin et précis tel que la correction d'orbite. D'où les changements de vitesse Δv du satellite qui sont nécessaires pour assurer ces missions.

Nous illustrons cela dans le tableau I.1 où nous résumons les ordres de grandeur du Δv d'un satellite géostationnaire en fonction de la mission du système propulsif.

Transfert d'orbite	1500 m/s
Mise à poste	8 m/s
Correction d'orbite	15 m/s par an
Contrôle Nord-Sud/Est-Ouest	50 m/s-5 m/s par an
Désorbitation	3 m/s

Tableau I.1 : Ordre de grandeur du Δv pour les principales missions demandées au système propulsif d'un satellite géostationnaire au cours de sa durée de vie opérationnelle [Dar-99].

1.2 Grandeurs caractéristiques en propulsion

Les caractéristiques principales d'un propulseur sont :

- La **poussée** T qui est la force de propulsion dont le but est de propulser l'engin spatial.

$$T = \dot{m} v_p \quad (I.2)$$

avec \dot{m} le débit de masse et v_p la vitesse d'éjection du gaz propulsif.

- L'**impulsion spécifique** (notée I_{sp}) qui est définie comme la durée pendant laquelle le moteur fournirait une poussée de g Newton avec 1 kg de carburant, avec g la constante de gravitation terrestre ($\approx 9.81 \text{ m.s}^{-2}$).

$$I_{sp} = \frac{T}{\dot{m}g} \approx \frac{v_p}{g} \quad (I.3)$$

- Dans le cas de la propulsion électrique, on peut également évoquer la **puissance spécifique** qui donne la consommation électrique du propulseur rapportée au niveau de poussée (W/N) et l'**efficacité** définie par

$$\eta = \frac{T^2}{2\dot{m}P} \quad (I.4)$$

avec P la puissance électrique.

Une autre grandeur importante est la consommation de carburant Δm obtenue par combinaison de I.1 et I.3 et donnée par :

$$\Delta m = m_0 \left(1 - e^{-\frac{\Delta v}{g \cdot I_{sp}}} \right) \quad (I.5)$$

Nous pouvons remarquer que pour un changement de vitesse donné (et donc pour une mission du sous-système propulsif donnée), la consommation de carburant diminue avec l'augmentation de l'impulsion spécifique.

1.3 Propulsion chimique et propulsion électrique

Deux types de propulsion sont habituellement utilisés pour les différentes missions décrites précédemment à savoir la propulsion électrique et chimique (à noter que des études sur la faisabilité de propulseurs utilisant une source nucléaire sont également en cours ; ces propulseurs seront principalement adaptés pour des missions interplanétaires [ESA, NAS]).

Parmi les propulseurs chimiques, on distingue [SNE] :

- les propulseurs à gaz froid.
- les propulseurs à ergol solide.
- les propulseurs à ergol liquide.

On peut classer les propulseurs électriques en trois catégories [Dar-02] :

- Les **propulseurs électrochimiques** (arcjets, propulseurs électrothermiques à hydrazine) pour lesquels un fluide porté à une température élevée par une décharge électrique, se volatilise, se détend et est évacué dans une tuyère à des vitesses supersoniques.
- Les **propulseurs électromagnétiques** (propulseur magnéto plasma dynamique MPD, propulseur à plasma pulsé PPT) où l'accélération est obtenue par l'interaction de champs électrique et magnétique sur un plasma fortement ionisé.
- Les **propulseurs électrostatiques** (propulseurs ioniques, propulseur à Effet Hall) où l'accélération qui fournit la poussée est réalisée grâce à l'accélération d'ions.

		Poussée (N)	Impulsion Spécifique (s)	Transfert d'Orbite	Correction d'Orbite	Correction d'Orientation
Propulsion Chimique	Gaz Froid	0,05--20	10--100			oui
	Solide	50--50000	300	oui		
	Liquide	1--2000	250--350	oui	oui	oui
Propulsion Electrique	Arcjet	0,1--0,2	450--650	oui	oui	oui
	Grille	0,001--0,01	2500--3000		oui	oui
	SPT	0,01--0,1	1000--2000	(oui)	oui	oui

Tableau I.2 : Tableau comparatif entre les propulseurs chimiques et électriques.

Le tableau I.2 met en évidence le fait que les propulseurs électriques ont une meilleure impulsion spécifique que les propulseurs chimiques. Cela se traduit concrètement par un gain de masse d'ergol important (cf. équation I.5). Par exemple, cela représente un gain de six cent kilogrammes pour un satellite de trois tonnes. Or on rappelle que le coût de un kilo à envoyer dans l'espace est de 10-15 Keuros [Boe-03]. On peut ainsi avoir un coût de lancement moindre, remplacer la masse utile par une charge utile supplémentaire ou bien remplacer la masse économisée par des ergols supplémentaires, ce qui revient à augmenter la durée de vie

du satellite. Cependant, une impulsion spécifique très forte n'est pas forcément recherchée, notamment dans les missions où le temps de manœuvre limité nécessite des poussées importantes. D'autre part, les propulseurs à grande impulsion spécifique ont besoin de plus d'énergie électrique. Il faut pour cela sur-dimensionner les panneaux solaires ou utiliser des batteries additionnelles. Les moteurs de type SPT (propulseur à plasma stationnaire) sont intéressants car ils représentent un bon compromis entre la poussée et l'impulsion spécifique. Ils possèdent également la meilleure efficacité dans la gamme d'impulsion spécifique que l'on souhaite pour les missions de correction de trajectoires et de réorientation de l'appareil en orbite (autour de 1500 s, cf. figure I.1).

La propulsion chimique reste tout de même à l'heure actuelle la seule possibilité de propulsion dans le cas où les poussées demandées sont supérieures au Newton. Aucun type de propulsion électrique ne permet encore de telles poussées qui sont notamment nécessaires lorsque le temps de manœuvre de la mission est limité. C'est pour cela qu'actuellement la propulsion chimique et la propulsion électrique se complètent plus qu'elles ne se concurrencent.

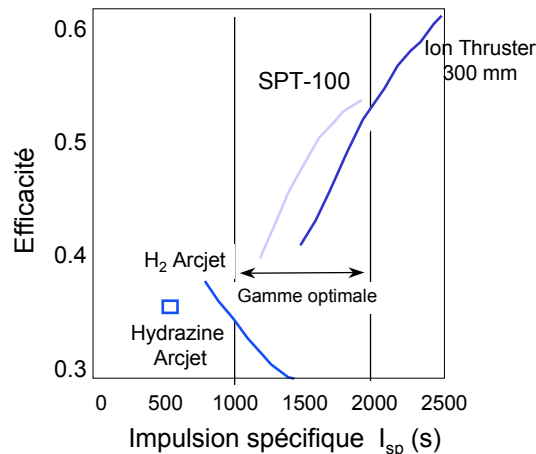


Figure I.1: Efficacité de moteurs électriques en fonction de l'impulsion spécifique I_{sp} . La gamme d' I_{sp} entre 1000 et 2000 s correspond à la gamme optimale d'impulsion spécifique pour les corrections d'orbites et les transferts d'orbites [Bro-92].

Malgré ses qualités techniques et une certaine maturité technologique, les propulseurs électriques et en particulier les propulseurs plasmiques ont du mal à s'imposer comme propulseur de référence dans le marché des satellites très concurrentiel, qui est fortement tributaire du bénéfice à court terme et où les nouvelles technologies souffrent d'un manque de crédibilité aux yeux des assurances (le coût moyen d'un satellite de quelques tonnes est de quelques centaines millions d'euros). Concernant les satellites commerciaux, l'Europe n'exploite qu'une partie du potentiel de la propulsion plasmique en limitant son utilisation au contrôle à poste (durée de 3 ans) et en imposant une redondance avec la propulsion chimique [Let-04].

Néanmoins, le succès récent en Europe de la sonde SMART-1 ravive les attentes d'une propulsion plasmique qui deviendrait bientôt incontournable, du moins dans le domaine des satellites commerciaux [ESA]. L'objectif était d'étudier les éléments chimiques de la surface de la lune tout en testant de nouvelles technologies. Notamment, cette sonde était équipée d'un seul propulseur plasma fabriqué par l'industriel SNECMA (une photo de ce propulseur est représenté figure I2b) qui a fonctionné pendant plus de 1700 heures. Nous illustrons la sonde SMART-1 sur la vue d'artiste représentée figure I2a.

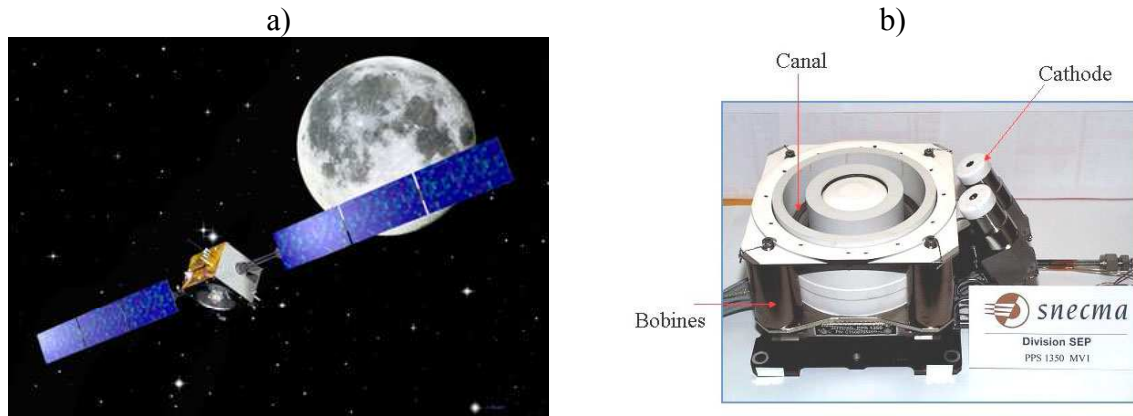


Figure I.2 : a) Photo (vue d'artiste) du satellite européen SMART-1 équipé d'un propulseur plasma en orbite autour de la lune ; b) Photo d'un propulseur à Effet Hall fabriqué par l'industriel SNECMA.

II. Propulseur à Effet Hall de type SPT

1. Bref historique des propulseurs à Effet Hall

L'application de la propulsion électrique aux véhicules spatiaux a été proposée pour la première fois par R.H. Goddard en 1906. Les recherches concernant ce type de propulseur ont commencé dès le début des années 60 aux Etats-Unis, et plus particulièrement en Russie où l'équipe de A.I Morozov s'est intéressée à un type particulier de propulseur électrique : le Propulseur à Plasma Stationnaire dit SPT ou Propulseur à Effet Hall dit HET. Du fait de leur grande impulsion spécifique, ces propulseurs sont adaptés pour des fonctions du type corrections Nord-Sud et Est-Ouest des satellites. Depuis les années soixante-dix, des centaines de SPTs ont été embarqués sur des satellites essentiellement russes, les Etats-Unis ayant privilégié à cette même période les propulseurs ioniques à grille. Depuis une dizaine d'années, la faisabilité, les bonnes performances et la fiabilité de l'introduction de cette technologie dans les satellites ont été démontrées, ce qui a conduit l'Europe, le Japon et tout récemment la Chine à s'intéresser à ce type de propulseur pour l'étudier et le développer à leur propre compte.

2. Principe de fonctionnement

Principe

La géométrie du propulseur est représentée figure I.3. Le fonctionnement des moteurs à Effet Hall est basé sur la création d'un plasma hors-équilibre dans le canal situé entre deux cylindres coaxiaux diélectriques (en céramique, nitrure de bore et silice $BNSiO_2$). Globalement, des ions sont créés par collisions électroniques avec des atomes neutres (ici du xénon). Ces ions ainsi créés, sont ensuite accélérés par le champ électrique axial de la décharge permettant ainsi d'obtenir l'effet propulsif.

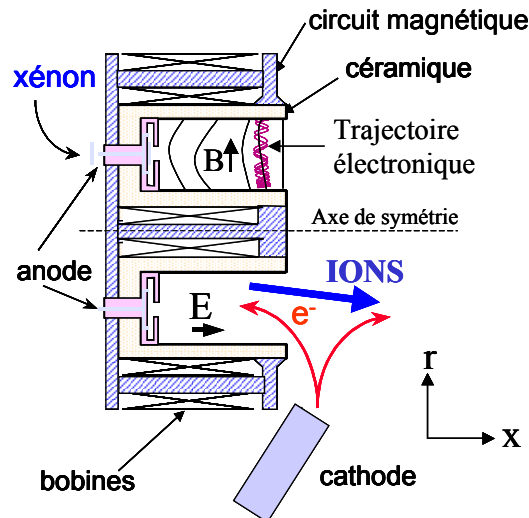


Figure I.3 : Géométrie du propulseur SPT-100. Le gaz (xénon) est injecté à l'anode située au fond du canal. Les parois du canal sont deux cylindres en céramique (rayon 3.45 cm et 5 cm respectivement). 5 électro-aimants (1 interne et 4 externes) génèrent le champ magnétique.

Précisément, le gaz de xénon est injecté (typiquement à un débit de 5 mg/s) à travers l'anode dans la chambre d'ionisation, constituée de deux cylindres diélectriques concentriques (rayon interne de 3.5 cm et rayon externe de 5 cm dans le cas du propulseur SPT-100). Ce flux de gaz est ionisé par collisions avec les électrons émis par la cathode creuse placée à l'extérieur du canal mais près du plan de sortie du propulseur. Mais compte tenu de la basse pression (quelques mTorr) et du grand libre parcours moyen électronique (de l'ordre du mètre) par rapport aux dimensions caractéristiques du système (de l'ordre du cm), la création de plasma ne peut avoir lieu que si l'on trouve un moyen d'augmenter le temps de transit électronique dans le canal. D'où l'idée d'un champ magnétique qui permet de confiner les électrons comme cela est représenté figures I.3 et I.4.

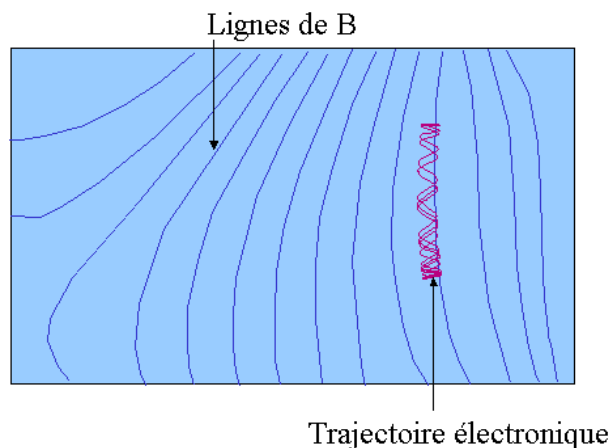


Figure I.4 : Mouvement des électrons autour des lignes de champ magnétique B.

La différence de potentiel (typiquement 300 V) nécessaire pour produire le champ électrique longitudinal est appliquée entre l'anode et la cathode.

Configuration magnétique

Le champ magnétique est obtenu par un couple de bobines et un circuit magnétique. La figure I.5 illustre la topologie magnétique d'un propulseur de type SPT-100. Le flux magnétique créé est canalisé par un circuit magnétique en fer doux (FerARMCO). Ainsi il est quasi-radial et est maximum en sortie du canal de décharge (≈ 150 Gauss).

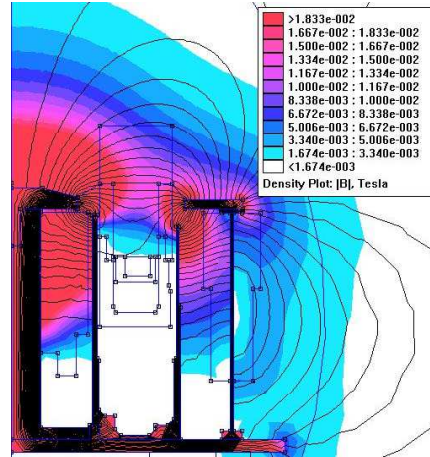


Figure I.5 : Lignes de champ magnétique pour un propulseur SPT-100, l'intensité de la norme de B est aussi présentée.

L'intensité du champ magnétique atteint un maximum de 1.5 Tesla, proche de la saturation magnétique du FerARMCO, dans le noyau de la bobine centrale. L'effet des écrans est très net entre l'anode et la plaque arrière, il permet d'empêcher les lignes de champ de pénétrer à l'intérieur du canal afin de localiser la région où le champ magnétique est maximal en sortie du propulseur.

Les particularités du champ magnétique sont :

- une forme de lentille dont le plan de symétrie se confond avec le plan de sortie du canal, l'inclinaison de la lentille est définie par la relation $\alpha = \arctg\left(\frac{B_{0,z}}{B_{0,r}}\right)$, B_0 étant le champ magnétique au milieu du canal et en sortie du moteur ($B_{0,z}$ et $B_{0,r}$ sont respectivement les composantes axiale et radiale de ce champ). Ici, $\alpha \approx 0.5^\circ$.
- une composante radiale dont le gradient entre l'anode et la sortie est positif.
- une intensité faible à l'anode (de l'ordre de 15 G) comparée à celle en sortie (environ 150 G).

Remarque : l'inclinaison est positive quand elle est orientée vers la paroi interne et inversement négative quand elle est orientée vers la paroi externe (convention arbitraire).

Trajectoires en champs E et B croisés des ions et des électrons

Du fait de la relation

$$r_{L,e} \ll L_c \ll r_{L,i} \quad (I.6)$$

avec L_c la longueur du canal et $r_{L,i}$ et $r_{L,e}$ respectivement les rayons de Larmor des ions et des électrons.

- Les ions sont très peu influencés par le champ magnétique B et sont fortement accélérés par le champ électrique E vers la sortie du canal induisant ainsi la poussée. Ce champ électrique apparaît en sortie du canal car la mobilité électronique y est

faible du fait de l'importance du champ magnétique. L'apparition d'un champ électrique permet alors de maintenir le courant électrique. Le jet d'ions ainsi éjecté est neutralisé en volume par les électrons produits par la cathode.

- En ce qui concerne les électrons, dans cet environnement de champs magnétique et électrique croisés (respectivement radial et axial), ils sont confinés à l'intérieur du canal par deux effets :

- un mouvement cycloïdal autour des lignes de champ radiales au niveau de la sortie du canal, dû à la présence du champ magnétique, freine la diffusion des électrons vers l'anode (cf. figure I6a).

- un mouvement de dérive azimuthal dans le canal, dû à la présence de champs magnétique et électrique croisés, avec une vitesse $V_d = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$. Cette vitesse est de l'ordre de 10^6 m/s et conduit à un courant de dérive de Hall de plusieurs dizaines d'Ampères (cf. figure I6b).

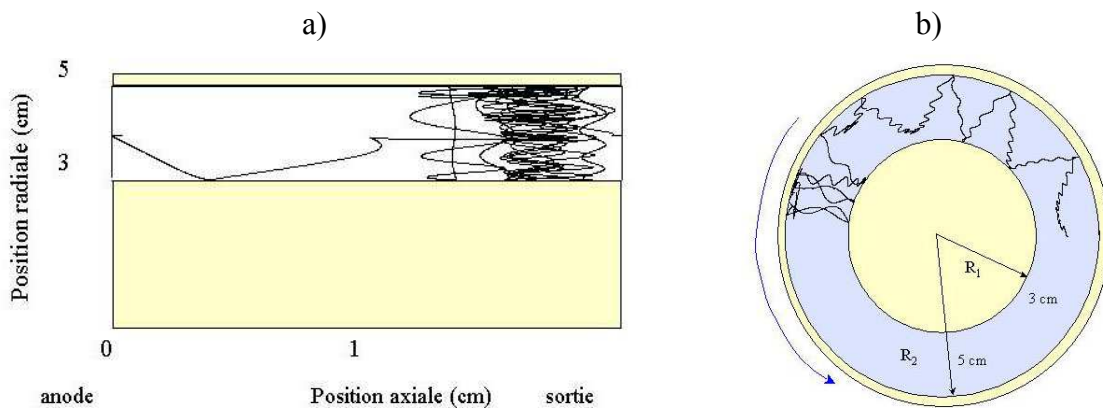


Figure I.6 : a) Transport axial des électrons par collisions avec les atomes ou diffusion par la paroi (coupe longitudinale du canal) ; b) mouvement de dérive azimuthal des électrons (coupe transversale du canal) [Gar-98].

Rôle de la configuration magnétique

En outre, la présence d'un champ magnétique quasi-radial et maximum en sortie de canal et celle d'un champ électrique longitudinal permet :

- de confiner les électrons dans le canal du moteur, afin d'augmenter leur temps de séjour dans la chambre de décharge, et ainsi d'augmenter l'efficacité d'ionisation (typiquement 90-95% d'ionisation du flux de gaz).
- de focaliser le faisceau d'ions grâce à la lentille électromagnétique ainsi créée.

Par ailleurs, la spécificité du SPT par rapport à d'autres moteurs ioniques tel que le propulseur à grille est liée au fait que les ions sont éjectés du moteur sans avoir recours à des grilles extractrices et accélératrices qui sont bombardées par les ions et limitent la durée de vie. Sa grande originalité tient au fait que le champ magnétique permet à la fois l'accélération des ions, par l'établissement dans le plasma d'un champ électrique axial élevé dans la région de fort champ magnétique radial et une ionisation efficace du flux d'électrons par confinement magnétique.

Zones actives dans le propulseur

Nous pouvons distinguer principalement trois zones dans le canal du propulseur et proche du plan de sortie comme cela est illustré sur la figure I.7.

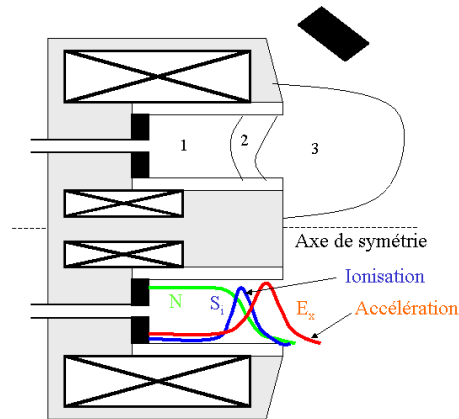


Figure I.7 : (En haut) représentation des différentes zones actives : zone anodique (1), zone d'ionisation (2) et zone d'accélération (3). (En bas) Profils axiaux moyens (schémas) du champ électrique E , du taux d'ionisation S et de la densité de neutres N [Gar-98].

- Une « **zone anodique** » (zone 1) située près de l'anode pour laquelle le champ magnétique est relativement faible (\approx quelques Gauss) et la densité de neutres est forte ($\approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$). Cette zone est caractérisée par une bonne conduction électronique et donc par un faible champ électrique.
- Une « **zone d'ionisation** » (zone 2) : cette région est située juste avant la sortie du canal. Dans cette zone, le taux d'ionisation est maximum. Le champ magnétique devient important, les électrons piégés dans le champ magnétique entrent en collision avec les atomes de xénon, donnant naissance aux ions
- Une « **zone d'accélération** » (zone 3) : cette région est située près de la sortie du canal. Le champ magnétique est légèrement courbé de sorte qu'il forme une lentille magnétique (cf. fig I.5). Les champs magnétique et électrique sont importants, en revanche la densité des neutres est faible ($\approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$) et peu d'ions sont créés. La mobilité électronique dans la direction axiale est faible. On assiste donc à une accélération des ions créés dans la zone d'ionisation, qui vont être éjectés à des vitesses de l'ordre de 20 km/s. La densité de plasma est plus grande dans le centre du canal ($\approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$) et diminue dans la région d'accélération en raison de l'augmentation de la vitesse des ions.

Comportement instationnaire

Le propulseur SPT n'a de stationnaire que le nom car ce dernier est sujet à de nombreux phénomènes oscillants [Cho-01] dans lesquels nous pouvons citer :

- Les oscillations basses fréquences (BF), avec des fréquences typiquement de l'ordre de 20 kHz. Ces oscillations sont liées à l'instabilité de la position de la zone d'ionisation, due à une « respiration » du front des neutres dans la zone proche de la sortie [Boe-98, Dar-97].
- Les oscillations azimutales à plus haute fréquence (20-60 kHz) qui sont dues aux instabilités associées au gradient de densité et de champ magnétique et apparaissent dans la région de fort champ magnétique [Jan-66, Mor-73].
- Les « oscillations de temps de vol » avec des fréquences caractéristiques de 100 kHz à 10 MHz. Les fréquences dans la gamme de 70-500 kHz sont liées au temps de vol des ions dans le canal [Bar-02]. A des fréquences supérieures au MHz, on suppose l'existence d'instabilités faisceau-plasma [Lav-01].

Récapitulatif des grandeurs caractéristiques du propulseur

Nous résumons dans le tableau I.3 les ordres de grandeurs des caractéristiques de cette décharge pour un propulseur SPT-100.

Dimension du canal	Diamètre 100 mm ; longueur 25 mm
Tension appliquée	300 V
Champ magnétique maximum au rayon médian en sortie du propulseur	150 G (≈ 0.015 T)
Débit de gaz (anode)	5 mg/s
Poussée	80 mN
Impulsion spécifique	1600 s
Efficacité	50 %
Courant de décharge	4.5 A
Densité atomique	10^{20} m^{-3} à l'anode- 3.10^{18} m^{-3} en sortie
Densité de plasma	10^{18} m^{-3} au maximum
Température électronique	15-20 eV
Vitesse d'éjection des ions	20 km/s (\approx énergie de 275 eV)

Tableau I.3: Récapitulatif des grandeurs importantes du propulseur dans le cas d'un SPT-100.

III. Les nouveaux besoins en propulsion spatiale

1. Satellites nouvelles générations

Les missions spatiales sont complexes et variées. De l'observation de la Terre aux missions interplanétaires, elles impliquent des systèmes techniques de pointe, et une priorité est accordée à l'innovation technologique, notamment en ce qui concerne le sous-système de propulsion comme nous l'avons déjà signalé précédemment.

Prenons l'exemple des satellites de télécommunications spatiales. L'adaptation de ce type de satellites à court terme (2005-2010) nécessite le développement de charges utiles complètement nouvelles. Pour répondre à ces besoins de flexibilité et d'augmentation de capacité, les opérateurs auront besoin dans un premier temps, de charges utiles transparentes (qui ne nécessitent pas de traitement à bord), minimisant ainsi les risques techniques et pouvant s'adapter à l'évolution des services. D'autre part, ces nouvelles charges utiles seront plus volumineuses et lourdes (exemple : canaux large bande permettant de recevoir de nombreux programmes multimédias interactifs, traitement à bord des données [Sen01]). Il sera nécessaire de développer des plates-formes nouvelles, adaptées à des satellites de 30 à 40 kW, soit 2 à 3 fois plus puissantes que les plates-formes actuellement utilisées (5 à 15 kW). Le lanceur Ariane V a aussi été adapté pour faire face à l'accroissement de la masse des satellites, sa dernière version permet en effet de lancer des satellites dépassant les 5 tonnes. Il est clair que dans ce cadre, la propulsion est amenée à s'adapter à ces nouveaux besoins. Le système propulsif électrique tels que les propulseurs à Effet Hall ou les propulseurs ioniques à grille sont connus pour améliorer sensiblement la flexibilité d'une mission. Il est beaucoup moins encombrant qu'un système chimique. Son utilisation a pour avantage l'accroissement de la taille et les capacités de charges utiles, la réduction de la masse du satellite et donc son coût de lancement mais également l'augmentation de sa durée de vie et donc de sa rentabilité. Toutefois, à moyen terme, les satellites de télécommunication et les sondes scientifiques auront besoin de propulseurs plus flexibles capables de fournir une grande impulsion spécifique pour des corrections d'orbites, des missions interplanétaires ou une grande poussée pour des transferts d'orbites [Pri-03].

Ces différents types de missions sont intimement liés à des fonctionnements différents du propulseur :

- Le transfert d'orbite doit favoriser l'ionisation du gaz de xénon en augmentant le débit de masse injecté afin d'optimiser la poussée.
- Le maintien d'orbite ou les missions interplanétaires doivent favoriser l'accélération des ions afin d'optimiser l'impulsion spécifique (haute tension).

Ce fonctionnement « multimode » sera déterminant pour les diverses missions à venir.

D'une part, des simulations réalisées à l'institut Politecnico di Torino par Lorenzo Casalino ont montré qu'il est possible de minimiser la masse de gaz à emporter sur un satellite pour assurer la trajectoire d'une sonde en adoptant une stratégie basée sur la variation de l'impulsion spécifique du propulseur au cours de la mission et l'utilisation des « frondes gravitationnelles » [Che-04]. Par exemple, les sondes spatiales utilisent le "rebond" gravitationnel pour aller plus loin et plus vite, en économisant du carburant, nécessaire pour échapper à l'attraction terrestre. On utilise pour cela les lois de Képler et le mouvement des deux corps [CNE] : la sonde va suivre un mouvement képlérien par rapport à un corps central A, la Terre, par exemple. Le corps A est prépondérant et on va mettre la sonde sur une orbite elliptique dont l'apogée est proche d'un autre corps que l'on va utiliser. A l'apogée (point de l'orbite le plus éloigné du corps A), la présence prépondérante du corps B va modifier la trajectoire de la sonde. Des petites manœuvres réalisées à l'aide du propulseur vont permettre de mettre la sonde sur une nouvelle orbite elliptique centrée sur le corps B pour lui permettre d'avoir une nouvelle trajectoire comme cela est représenté sur la figure I.8.

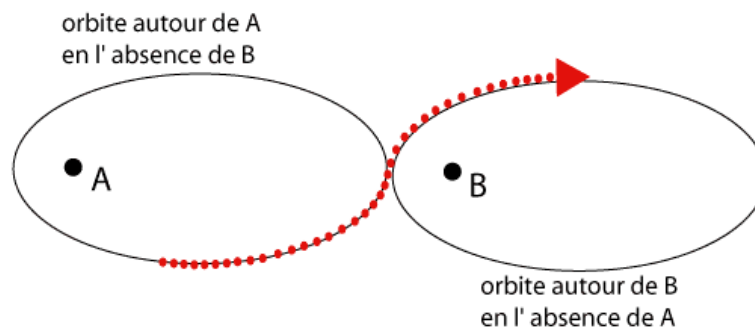


Figure I.8 : Transferts d'orbites par impulsion gravitationnelle. Ce principe est couramment utilisé par les sondes qui doivent se diriger vers l'extérieur du système solaire ou vers les planètes Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune.

D'autre part, une flexibilité du système propulsif permettrait de réaliser des missions du type « LEO (Low Earth Orbit) to GEO (Geostationary Earth Orbit) Reusable Tug Missions » [Ole-00]. Ce type de manœuvre nécessite d'utiliser les propulseurs pour différentes opérations au cours d'une même mission :

- La première phase consiste à utiliser une faible impulsion spécifique (et par conséquent une forte poussée de l'ordre de 300-400 mN) pour passer rapidement d'une orbite basse vers une orbite de type géostationnaire. En effet, une manœuvre trop longue dans un environnement « hostile » (par exemple les ceintures de radiation de Van Allen) peut compromettre la réussite de la mission en endommageant certaines zones sensibles du satellite.
- La deuxième phase consiste à utiliser une grande impulsion spécifique pour retourner vers une orbite basse ou une désorbitation pour un satellite en fin de vie, ce qui permet

de réduire la masse à utiliser au retour et de l'utiliser avec bénéfice dans la première phase.

En outre, les nouveaux systèmes de propulsion doivent pouvoir répondre au critère suivant : La charge utile peut être augmentée sans que cela n'augmente le temps de la mission ; un critère important dans le financement du lancement d'un satellite. Inversement, le temps de la mission peut être réduit sans sacrifier la charge utile.

1.1 Limitations des propulseurs classiques

L'impulsion spécifique et la poussée peuvent varier indépendamment dans le cas de propulseurs à faible puissance (<1 kW).

En supposant une ionisation complète du gaz et une bonne divergence du faisceau d'ions, on peut vérifier que l'impulsion spécifique est proportionnelle à la racine carrée de la tension appliquée. Les propulseurs à Effet Hall et les propulseurs ioniques à grille (noté GIE pour « Grid Ion Engine ») présentent leur efficacité optimum de fonctionnement pour respectivement des basses et hautes tensions. Ainsi on a tendance à utiliser les HETs pour des applications nécessitant une « forte poussée » (≈ 100 mN et 1600 s) alors que les GIEs le sont pour des applications à « haute impulsion spécifique » (> 3000 s) [Nas-00].

Propulseur à Effet Hall

Dans un propulseur à Effet Hall à un étage conventionnel, les processus d'ionisation et d'accélération sont fortement couplés. C'est pourquoi ces propulseurs sont développés pour un point de fonctionnement où l'ionisation et l'accélération sont optimisées en même temps. Toutefois, des études menées sur le propulseur PPS[®] 1350-G de SNECMA ont démontré la possibilité d'opérer dans une large plage de fonctionnement [Dum-03]. Par ailleurs des essais réalisés au RIAME MAI (Moscou) en collaboration avec le laboratoire GREMI d'Orléans en France ont révélé sur un propulseur SPT-140 fonctionnant à 4-5 kW, qu'il pouvait opérer durant une courte période en mode « forte impulsion spécifique », typiquement une impulsion spécifique de 3000 s et une poussée de 140 mN avec une bonne efficacité d'ionisation (avec des tensions pouvant monter jusqu'à 1000V) comme cela est représenté sur les figures I9a et I9b [Laz-05].

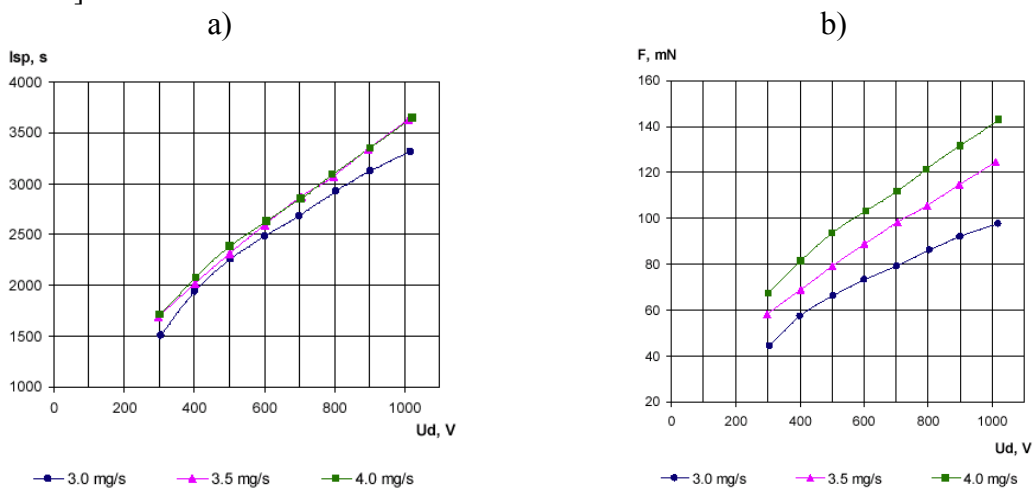


Figure I.9 : Performances du propulseur SPT-140. a) Impulsion spécifique en fonction de la tension appliquée pour différents débits ; b) Poussée en fonction de la tension appliquée pour différents débits [Laz-05].

Nous représentons sur la figure I.10 de manière schématique les profils de champ magnétique, champ électrique axial et terme source d'ionisation (nombre de paires électron-ion créées par unité de temps et de volume). La région à fort champ magnétique, dans un propulseur à effet Hall simple étage, contrôle l'étalement de la zone à fort champ électrique. Le champ électrique permet aux électrons, provenant de la cathode située à l'extérieur du canal, de gagner de l'énergie qu'ils perdent en ionisant le flux d'atomes. Les ions ainsi créés sont accélérés par ce même champ électrique. Le profil de champ magnétique et donc le même champ électrique contrôlent aussi bien le chauffage des électrons que l'accélération des ions. Il est donc difficile de séparer complètement l'ionisation (qui contrôle la poussée) et l'accélération (directement reliée à l'impulsion spécifique) dans un moteur à Effet Hall classique sur des larges gammes de points de fonctionnement. Une meilleure efficacité, quand la puissance du moteur augmente, passe par une augmentation de la taille du moteur, et c'est dans ce cadre que Snecma-moteurs a développé le propulseur PPS[®]5000 actuellement en cours de qualification.

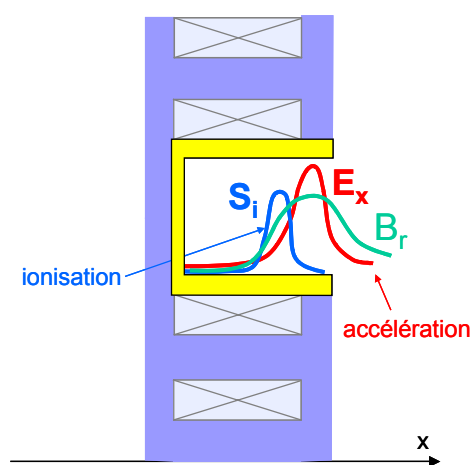


Figure I.10 : Profils axiaux du champ magnétique, du potentiel électrique et du terme source d'ionisation d'un propulseur à Effet Hall.

Propulseur ionique à grille

La principale limitation est le débit maximal que l'on peut injecter (et donc la poussée maximale que l'on peut obtenir), celle-ci est due aux phénomènes de charges d'espace qui se produisent dans le moteur (courant limité par la charge d'espace). Bien qu'il soit possible de limiter ces phénomènes en adaptant certains éléments optiques du moteur, il est important de noter que les possibilités sont limitées par l'érosion des grilles qui peuvent apparaître dans des conditions hors-point nominal, ce qui limite sa durée de vie [Che-01].

1.2 Systèmes hybrides

A court terme l'idée, pour pouvoir réaliser des opérations qui nécessitent d'utiliser les deux modes (« forte poussée » et « forte impulsion spécifique ») lors d'une même mission, est d'utiliser ces deux technologies (HET et GIE qui possèdent des caractéristiques techniques distinctes), de manière complémentaire. En effet, l' I_{sp} de 1600-1800 s des HETs les rend adaptés pour des insertions d'orbites ou des petits transferts d'orbites alors que l' I_{sp} de l'ordre de 3000 à 3800 s des GIEs les rend plus adaptés pour des tâches tels que le contrôle d'orbite et d'attitude du satellite (bien que les propulseurs à Effet Hall représentent un bon compromis entre poussée et impulsion spécifique, les futures missions spatiales nécessiteront de plus importantes I_{sp}).

Des études ont montré qu'une approche modulaire (un sous-système renfermant les deux technologies avec une seule alimentation de puissance) est possible et permettait de réduire grandement les coûts. Néanmoins, cela nécessite de développer un équipement hybride très complexe [Ol-2]. En effet, les deux moteurs, basés sur deux concepts, sont de technologie très différentes, les alimentations électriques ne sont donc pas identiques. Il est nécessaire d'alimenter un système de plusieurs grilles qui vont permettre l'accélération des ions dans un propulseur à grille, alors qu'un propulseur à Effet Hall requiert l'alimentation de bobines nécessaire à l'établissement du champ magnétique utilisé pour créer la décharge et accélérer les ions.

2. Concept alternatif : Propulseur à Effet Hall à Double Etage (DSHET)

A moyen terme, les propulseurs à Effet Hall à Double Etage (noté DSHET pour « Double Stage Hall Effect Thruster ») se révèlent être des propulseurs idéaux pour les types de missions à venir. En effet, tout d'abord le sous-système propulsif sera équipé de propulseurs identiques et homogènes (au lieu de systèmes hybrides, ce qui réduit la complexité de développement).

De plus, le DSHET est intéressant dans la mesure où l'on peut séparer les deux grandes fonctions d'un propulseur classique à savoir l'ionisation qui a lieu dans une première chambre et l'accélération qui se produit dans une seconde chambre. Cela permet donc d'optimiser les deux processus indépendamment. Dans ce type de propulseur, le rendement est maximisé en minimisant la puissance nécessaire pour assurer l'ionisation de la décharge. En pratique, le problème peut être résolu en déterminant la tension minimale qu'il faut appliquer dans la zone d'ionisation pour maintenir la décharge [Ole-00].

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{I_i V_i}{I_a V_a}} \quad (I-7)$$

avec I le courant, V la tension et les indices « i » et « a » représentent respectivement ionisation et accélération. Cette relation nous donne une indication sur le coût minimal pour créer le plasma, en outre sur la puissance nécessaire pour ioniser le flux de gaz par rapport à la puissance totale disponible.

Il existe essentiellement deux possibilités pour séparer efficacement l'étage d'ionisation et d'accélération :

- Utiliser une source plasma en minimisant le courant d'électrons.
- Injecter directement le courant d'électrons dans la zone d'ionisation.

Dans un premier temps, nous allons dresser une liste non-exhaustive de différentes technologies déjà existantes ou récemment développées (pour une facilité d'écriture, nous utiliserons DSHET pour définir le Propulseur à Effet Hall à Double Etage).

2.1 DSHET avec une électrode intermédiaire non-émissive

L'industriel Boeing en collaboration avec TsNIIMASH en Russie et le soutien de la NASA a proposé il y a une dizaine d'années des DSHETs utilisant un canal d'accélération de type TAL (anode avec une chute anodique) [But-00, Jac-01].

A noter que dans un propulseur à Effet Hall, le canal est constitué de parois en céramique, alors que dans ce concept, les parois du moteur sont métalliques (ALT – Anode Layer Thruster).

L'objectif qu'ils s'étaient fixé était de pouvoir construire un propulseur HET qui possède les caractéristiques d'un propulseur ionique à grille en terme d'impulsion spécifique ($>3000s$). Le schéma de principe d'un DSHET TAL, ainsi qu'une photo d'un modèle de laboratoire de cette technologie le D-80 sont représentés sur la figure I.11 [Gor-01].

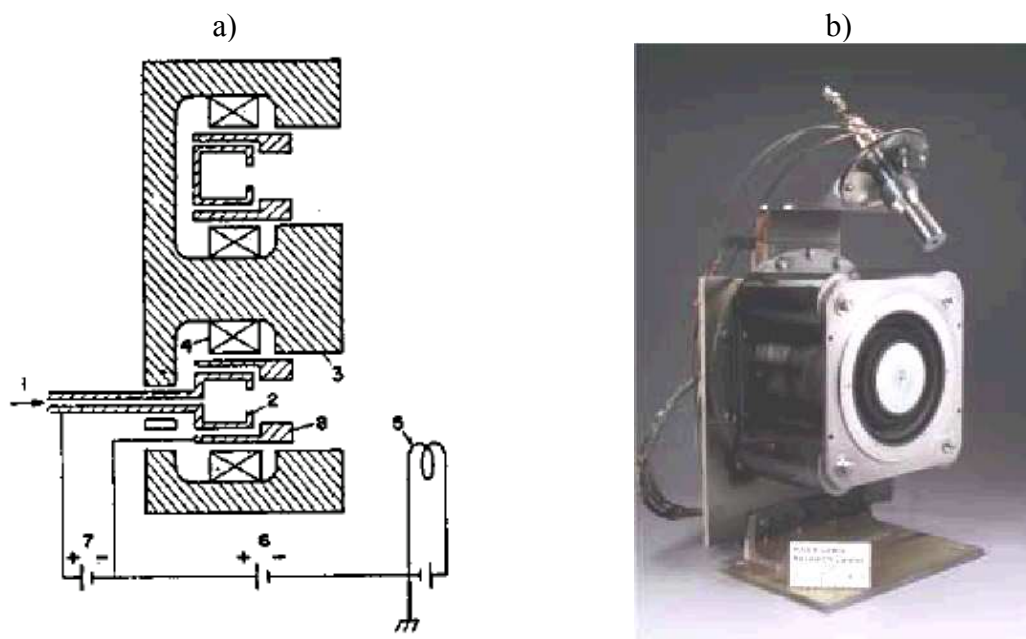


Figure I.11 : a) Schéma du DSHET TAL 1. injection gaz 2. anode 3. circuit magnétique 4. Bobines 5. cathode externe 6. tension appliquée dans la zone d'accélération 7. tension appliquée dans la zone d'ionisation 8. électrode intermédiaire ; b) Photo du propulseur à Effet Hall à Double Etage de type TAL D-80 développé par Boeing et TsNIIMASH.

Principe de fonctionnement :

Le moteur utilise une électrode segmentée (une électrode anodique² et une électrode placée à l'intérieur de la chambre⁸). Cette disposition permet au moteur de fonctionner soit à un étage soit à deux étages. Le propulseur en mode « deux étages » est capable de fonctionner à différentes tensions appliquées entre les deux électrodes ce qui permet de varier la distribution du potentiel électrique dans la chambre. La tension de décharge⁷ est appliquée entre la première et la seconde anode (1^{ère} région) tandis que la tension accélératrice⁶ est appliquée entre la cathode externe⁵ et la seconde anode. De cette manière, l'ionisation s'effectue principalement dans la première région alors que les ions sont accélérés dans la deuxième région, les deux processus peuvent ainsi agir indépendamment. L'électrode intermédiaire⁸ joue le rôle de cathode pour la zone d'ionisation et d'anode pour la zone d'accélération. D'autre part, pour pouvoir fonctionner en mode « un étage », il suffit de connecter électriquement la première et la seconde anode, ce qui permet d'appliquer une différence de potentiel entre l'anode et la cathode externe. Le moteur D-80, testé expérimentalement en mode « deux étages » dans la gamme de puissance 0.7-6.5 kW, fournit respectivement une gamme de poussée et d' I_{sp} de 50-270 mN et 1300 s-3400 s pour une durée de vie estimée à quelques milliers d'heures. La figure I.12 représente les caractéristiques du propulseur pour différentes tensions de fonctionnement notés V_{sum} où l'on voit que l'impulsion spécifique augmente avec la puissance. A noter que les auteurs ne font aucun état dans leur papier de la configuration magnétique qui doit jouer un rôle fondamental dans le fonctionnement de cette décharge.

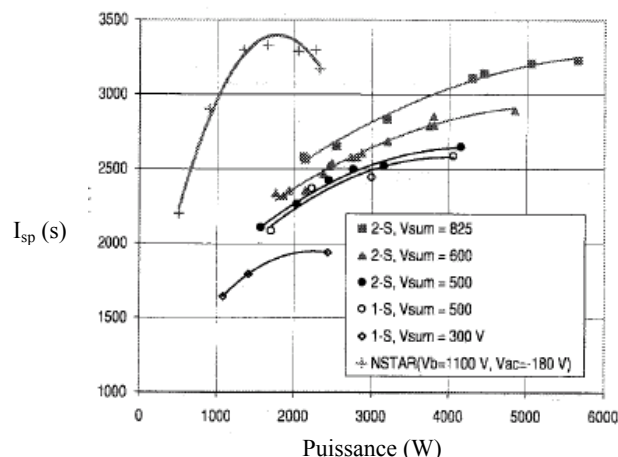


Figure I.12 : Impulsion spécifique du D-80 en fonction de la puissance pour différentes tensions appliquées V_{sum} . NSTAR est un propulseur ionique à grille.

2.2 DSHET avec injection directe du courant d'électrons

Dans le propulseur D-80 présenté ci-dessus, l'électrode intermédiaire (seconde anode) n'est pas émissive, elle permet simplement d'appliquer une différence de potentiel avec l'anode du premier étage. Une étude menée par le *Glenn Research Center* (GRC) aux Etats-Unis montre qu'une tension de l'ordre de 50 V est nécessaire pour initier la décharge dans l'étage d'ionisation. A forts débits, l'efficacité chute fortement en fonction de la tension d'accélération, le moteur fonctionne mieux lorsqu'il est allumé en mode simple étage. Si le moteur fonctionne correctement à bas débits, il semblerait qu'un couplage entre les deux étages subsiste (avec une ionisation dans l'étage d'accélération) lorsque le moteur fonctionne dans son concept bi-étage pour les forts débits. Une méthode efficace pour améliorer le découplage entre les deux processus serait d'utiliser une électrode intermédiaire émissive ou une source additionnelle d'électrons [Nas-2].

Deux options sont possibles :

- une source d'électrons telle qu'une cathode creuse est insérée dans le premier étage opérant comme une électrode intermédiaire ce qui permet d'éviter des courts-circuits qui peuvent se produire dans des DSHETs de type TAL.
- Des recherches menées au Japon adoptent une autre approche : le propulseur est un HET classique (non de type TAL) utilisant une électrode intermédiaire composée d'Oxyde de Barium (BaO) qui est chauffée de manière à créer une source d'électrons [Yam-91]. Cette méthode diffère de la première dans la mesure où l'électrode est une bague circulaire placée directement dans la chambre de décharge. Les résultats de ces recherches sont présentés sur les figure I13a et I13b.

Elles présentent un comparatif des différentes approches présentées ci-dessus :

- Mode « un étage »
- Mode « deux étages » sans chauffage
- Mode « deux étages » avec chauffage

Le propulseur fonctionne à des tensions supérieures à 175 V. Nous pouvons noter que l'efficacité du propulseur est faible (de l'ordre de 10-15 % contre 50% pour un SPT-100 classique). Les causes avancées par les auteurs sont la faible tension de fonctionnement, les pertes en volume et l'utilisation de l'argon comme gaz propulsif.

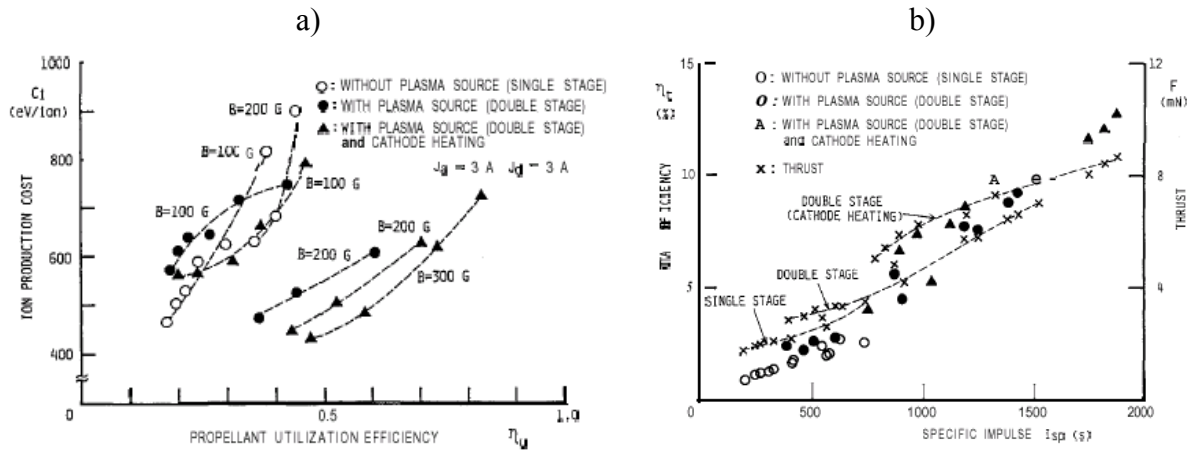


Figure 1.13 : Mesures effectuées sur un HET avec une électrode émissive (« cathode chauffante ») [Yam-91]. a) Coût de la production d'ions (eV par ion) en fonction de l'efficacité d'utilisation ; b) Efficacité totale en fonction de la poussée et de l'impulsion spécifique.

Ces tendances montrent qu'une électrode émissive intermédiaire peut augmenter l'efficacité tout en réduisant le coût énergétique des ions.

En résumé, l'utilisation d'une électrode intermédiaire émissive semble être une méthode efficace pour améliorer le rendement du propulseur. Néanmoins, des études supplémentaires doivent être menées pour comprendre plus clairement les conséquences de l'utilisation d'une électrode émissive dans le fonctionnement de ces propulseurs à Effet Hall à Double Etage.

2.3 DSHET basé sur un double maximum de champ magnétique

Ce concept de DSHET est proposé par LABEN/Proel et Alta avec le soutien de l'ESA. Les figures I14a et I14b représentent respectivement le schéma de principe du DSHET ainsi qu'une coupe de ce propulseur [Cap-04].

Le DSHET est basé sur une configuration d'un SPT classique. Une électrode intermédiaire⁵ est placée à l'intérieur de la chambre, elle sert d'anode pour le 2nd étage mais fournit également un courant d'électrons pour l'ionisation (électrode émissive).

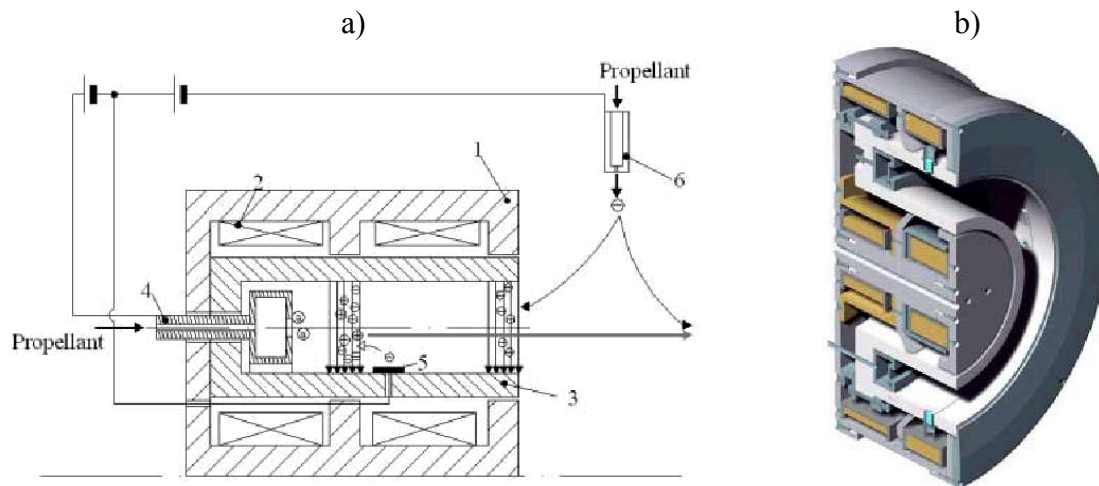


Figure I.14 : a) Schéma du concept 1. circuit magnétique 2. bobines 3. canal 4. injection du gaz 5. électrode intermédiaire émissive 6. cathode externe ; b) Coupe 3D du concept de propulseur à Effet Hall à Double Etage proposé par LABEN/Proel.

L'originalité provient de la disposition du circuit magnétique¹. En effet, ce circuit magnétique permet de générer un second maximum de champ magnétique (en plus du maximum en sortie du propulseur) à l'intérieur du moteur dans la zone d'ionisation, permettant de piéger les électrons (en amont de la sortie) comme cela est représenté figure I.15. Les ions créés par des collisions sont accélérés par le champ électrique généré entre l'électrode intermédiaire et la cathode externe⁶. Le premier maximum de champ magnétique correspond à la zone d'ionisation, le second à la zone d'accélération. L'objectif est de contrôler séparément l'ionisation (poussée) et l'accélération (impulsion spécifique) Un prototype est en cours de réalisation (dimensionnement, thermique, etc...), des campagnes d'essais sont d'ores et déjà envisagées.

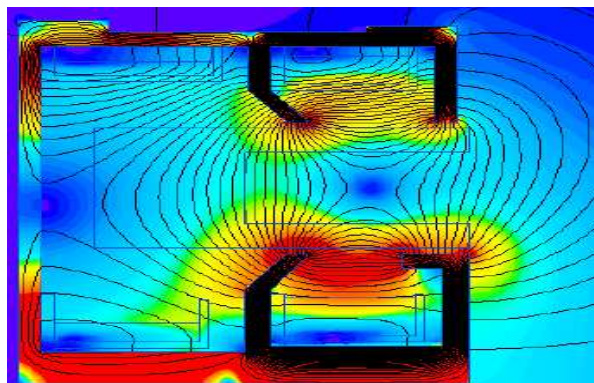


Figure I.15 : Lignes et intensité du champ magnétique (le rouge correspond aux valeurs maximales du champ magnétique, le bleu aux intensités minimales) [Cap-04].

2.4 DSHET basé sur le confinement magnétique

Nous venons de voir qu'une solution où les étages d'ionisation et d'accélération ne sont pas séparés « physiquement » conduisait à des performances de moteurs encore limitées et un couplage possible entre les deux étages bien que l'utilisation d'une électrode intermédiaire émissive permette d'améliorer les résultats.

L'étage d'accélération pose a priori moins de problèmes que l'étage d'ionisation. Les efforts d'amélioration se portent donc naturellement sur la chambre d'ionisation. La question posée est de savoir comment créer un plasma avec un faible coût (puissance nécessaire rapportée à la puissance totale disponible). Plusieurs voies sont possibles, une première voie consiste à utiliser une excitation RF pour chauffer les électrons, la deuxième voie est basée sur un confinement magnétique des électrons en augmentant leur temps de résidence, d'autres voies telle qu'une source Hélicon [Cha-05], sont également envisagées et en cours d'investigation. Nous présentons ici deux concepts actuellement étudiés basés sur le confinement magnétique.

« *Linear Gridless Ion Thruster* » *LGIT* (Michigan University/NASA)

Ce propulseur dont un schéma est présenté sur la figure I16b est la combinaison d'un moteur à Effet Hall classique pour l'étage d'accélération et d'une source à confinement magnétique identique à celle utilisée par les moteurs à grilles GIE (source Kaufman) [Gal-03, Pet-04]. Si initialement ce propulseur possédait une géométrie linéaire, le dernier prototype revient sur une géométrie de moteur plus conventionnelle cylindrique.

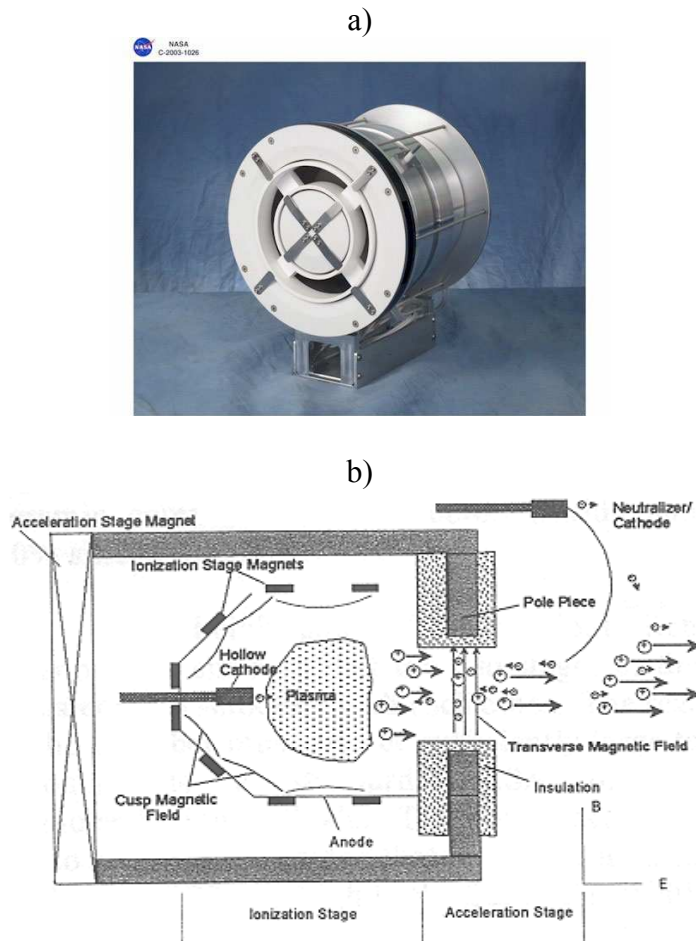


Figure I.16 : a) Photo du propulseur à Effet Hall à Double Etage NASA-173GT ; b) Schéma de principe du LGIT.

L'anode est placée en fond de chambre, pour un fonctionnement simple étage, la cathode extérieure fournit, comme dans un moteur à Effet Hall classique, un courant d'électrons qui sert à la fois à ioniser les atomes injectés et à neutraliser le jet. Lors du fonctionnement en mode double étage, cette cathode extérieure sert uniquement à neutraliser le jet, et une cathode creuse interne fournit le courant électronique nécessaire pour ioniser les atomes. La

configuration magnétique particulière permet d'empêcher les électrons présents dans l'étage d'ionisation de dériver vers l'anode. Les électrons sont repoussés par « effet miroir » vers le centre de la chambre.

Le LGIT a été étudié en mode double étage pour des tensions variant de 100 à 600 V, et des débits compris entre 5 et 10 mg/s [Pet-04]. Pour un propulseur HET classique (tension de 300 V et débit de 5 mg/s), l'impulsion spécifique est de 1600 s, la poussée est de 80 mN, alors que dans le cas du LGIT, l'impulsion spécifique est de 1300 s, la poussée est de 60 mN. D'autre part, l'efficacité ne dépasse pas 30 % lorsque la tension augmente (contre 50 à 60 % pour un HET classique). Les raisons de cette baisse d'efficacité à forte tension ne sont pas clairement expliquées, un courant électronique provenant de la cathode extérieure augmentant anormalement la puissance du moteur, ou une mauvaise optimisation du champ magnétique sont des explications qui ont été avancées. A noter qu'une forte divergence du jet a également été mesurée.

Un point encore plus crucial concerne la durée de vie du LGIT. En effet, rien ne contrôle les trajectoires ioniques à l'intérieur de l'étage d'ionisation. Les ions sont créés avec des énergies initiales quasi nulles, la moindre chute de potentiel les accélère. Il existe un risque important pour que les ions impactent sur les surfaces, notamment à l'interface entre les zones d'ionisation et d'accélération.

DSHET basé sur le confinement magnétique « Galathea » (Snecma-Moteurs/ESA)

Le concept est proposé et développé par Snecma-moteurs [Sec-03]. Il est issu, comme dans le cas des moteurs à Effet Hall conventionnels, de travaux russes. Initialement, ce projet va au delà d'une simple attente que l'on peut avoir dans le cas des moteurs pouvant fonctionner pour deux points de fonctionnement (forte impulsion spécifique/faible poussée, et inversement, forte poussée/faible impulsion spécifique). Un besoin crucial, que ce soit pour cette nouvelle génération de moteur à Effet Hall mais aussi de façon plus générale pour tout moteur à plasma, est de réduire la divergence du faisceau d'ions. Comme nous l'avons déjà indiqué, ce sont les ions qui réduisent la durée de vie du moteur en bombardant les céramiques et en érodant celles-ci. Les besoins en terme de durée des missions des satellites ayant tendance à augmenter, il est donc important que le moteur lui-même fonctionne plus longtemps. Un autre aspect important, lui aussi relié à la divergence du faisceau d'ions, tient aux interactions moteur-satellite. Un faisceau d'ions moins divergent peut réduire les risques de dégradations ou contaminations des panneaux solaires par exemple. Ces différents aspects montrent l'intérêt d'utiliser un étage d'ionisation où les ions de basse énergie seraient « guidés » vers l'étage d'accélération puis accélérés pour finalement obtenir un faisceau en sortie du canal peu divergent et quasi mono-cinétique.

Ce propulseur utilise en amont une source plasma basée sur le confinement magnétique « Galathea » pour augmenter le temps de résidence des électrons dans la chambre. Nous reviendrons plus en détail sur ce concept dans le chapitre IV.

2.5 DSHET configuré sur plusieurs étages

A long terme, dans le cadre de propulseurs fonctionnant à très haute puissance (20-50 kW), les intérêts portent sur des technologies nouvelles et originales. Ces concepts peuvent être :

- Des propulseurs avec un canal segmenté où les dimensions, les matériaux et le potentiel peuvent varier axialement.
- Des moteurs où un étage intermédiaire serait chauffé par résonance cyclotron ionique ou électronique.
- Des propulseurs à étage multiple.

A titre d'exemple, il est intéressant d'évoquer une activité originale menée par l'industriel Thales en étroite collaboration avec l'université de Gießen en Allemagne et l'ONERA en France, qui concerne l'étude d'un propulseur multi-étage : le HEMP (« High Efficiency Multi Stage Plasma) [Kor-04, Kor-05].

Le concept s'inspire de méthodes de focalisation de faisceaux d'électrons utilisant un système d'aimants permanents placés périodiquement le long d'un tube.

Le principe est représenté sur la figure I.17.

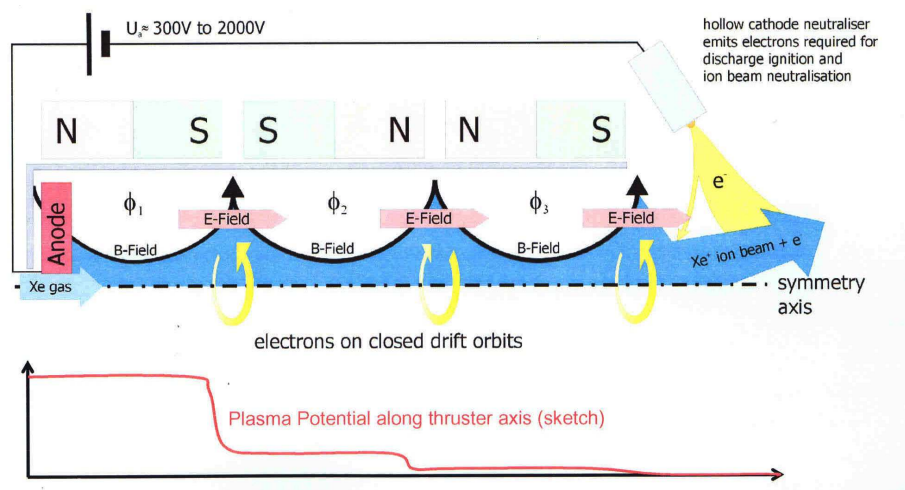


Figure I.17 : Schéma de principe du HEMP [Kor-04].

La chambre de plasma est séparée magnétiquement par un ensemble d'aimants permanents répartis périodiquement, ce qui permet de découper la chambre en plusieurs étages. Dans cette configuration particulière, le potentiel décroît de la zone d'injection des neutres vers la sortie par palier. Les atomes de xénon sont injectés à l'anode. La cathode creuse externe fournit un courant d'électrons qui permet l'ionisation du gaz. La mobilité axiale est plus grande dans les régions où le champ magnétique n'est pas radial, ainsi la distribution de potentiel est pratiquement plate dans cette zone ce qui explique une distribution de potentiel dans ce propulseur par palier. Les ions ainsi créés vont être accélérés vers la sortie du propulseur par le fort champ électrique créé dans les régions de fort champ magnétique radial (barrière magnétique).

Selon les auteurs du concept, le découplage entre l'ionisation et l'accélération serait possible par l'orientation que prend le champ magnétique grâce à cet arrangement magnétique particulier. Selon les mêmes auteurs, cette structure originale d'aimants permanents focaliserait les ions Xe^+ sur l'axe et les empêcherait d'atteindre les parois de la chambre d'ionisation, ce qui peut fortement réduire les phénomènes d'érosion et donc améliorer la durée de vie. Le moteur HEMP 3050 issu de cette technologie, testé expérimentalement dans la gamme de puissance 75 W - 6 kW et de tensions 200 V-1600 V, fournit respectivement une gamme de poussée et d' I_{sp} de 5 – 152 mN et 500 s-3620 s.

Néanmoins, l'un des problèmes actuels de ce propulseur est la divergence du faisceau d'ions. En effet, le faisceau d'ions est conique et possède une divergence angulaire de l'ordre de 40° , ce qui implique un risque de contamination pour les panneaux solaires par les ions rétrodiffusés. Cela semble principalement être dû à une difficulté d'obtenir par cette structure magnétique une inclinaison de la lentille magnétique en sortie du propulseur quasi nulle et de la faible chute de potentiel en sortie du propulseur. Des efforts sont en cours pour améliorer la divergence du faisceau d'ions, dans la mesure où l'on espère obtenir théoriquement avec le concept du DSHET des divergences de l'ordre de la dizaine de degrés.

IV. Recherche en France

1. Cadre de l'étude

Les propulseurs à Effet Hall classiques ont été étudiés depuis quelques décennies en Russie et aux Etats-Unis. Bien que le principe semble relativement simple, de nombreux mécanismes tels que les phénomènes transitoires et surtout le transport électronique (nous discuterons plus en détail de cela dans le chapitre II) sont encore très mal compris et limitent la compréhension physique de ces moteurs. C'est dans ce contexte qu'en France, un groupement de recherche « Propulsion Plasma pour Systèmes Spatiaux » composé des organismes CNES, CNRS, le constructeur de moteurs SNECMA et l'ONERA s'est mis en place en 1996 pour mieux comprendre les phénomènes régissant ce type de propulseur. Par ailleurs, afin d'étudier expérimentalement les propriétés des propulseurs, un moyen d'essai intitulé PIVOINE (Propulsion Ionique pour Vols Orbitaux-Interprétation et Nouvelles Expériences) [Las-95], équipé d'un ensemble de diagnostics a été conçu et est implanté actuellement au laboratoire d'Aérothermique à Orléans.

Moyen d'essai PIVOINE

Le moyen d'essai illustré sur la figure I.18 comprend une enceinte à vide cylindrique en acier inoxydable de 4 m de long et de 2.2 m de diamètre équipée d'un système de pompage cryogénique permettant de travailler à une pression résiduelle dans le caisson de l'ordre de 2.5 mPa (afin de se placer le plus proche des conditions du vide spatial). La vitesse de pompage maximale pour le xénon est de 70000 l/s. Le moyen d'essai est équipé de deux systèmes de déplacement (bras) par translation ; chaque bras est associé à un sas relié à l'enceinte principale par une vanne. Le bras de déplacement parallèle à l'axe du caisson permet de rentrer le propulseur dans le caisson tandis que le bras orthogonal est équipé en permanence de sondes électrostatiques et d'un Analyseur à Potentiel Retardant. Par ailleurs le moteur est monté sur une balance de poussée de type pendulaire à plan constant. La mesure de la poussée, dans la gamme 10-400 mN avec une précision de 2%, est réalisée avec une méthode indirecte de déplacement effectuée par un capteur capacitif sans contact à haute fréquence.

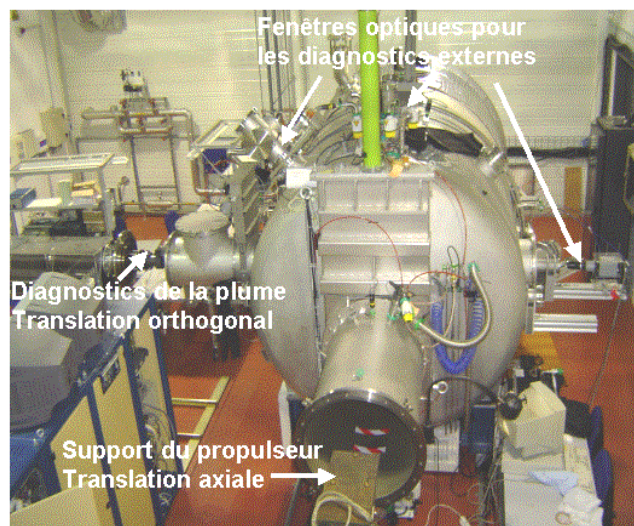


Figure I.18 : photo du moyen d'essai PIVOINE.

Un ensemble de diagnostics a été développé ou utilisé au cours de ce GDR tels que (liste non exhaustive) les sondes de Langmuir et la caméra CCD pour étudier le comportement spatio-temporel du jet [Phi-98, Per-99], l'utilisation de fibres optiques pour caractériser la décharge [Dar-99, Gas-00, Pri-02], des mesures de LIF pour remonter à la distribution de vitesse des ions dans le canal et dans le jet [Dor-04]. Un schéma détaillé du moyen d'essai est représenté sur la figure I.19.

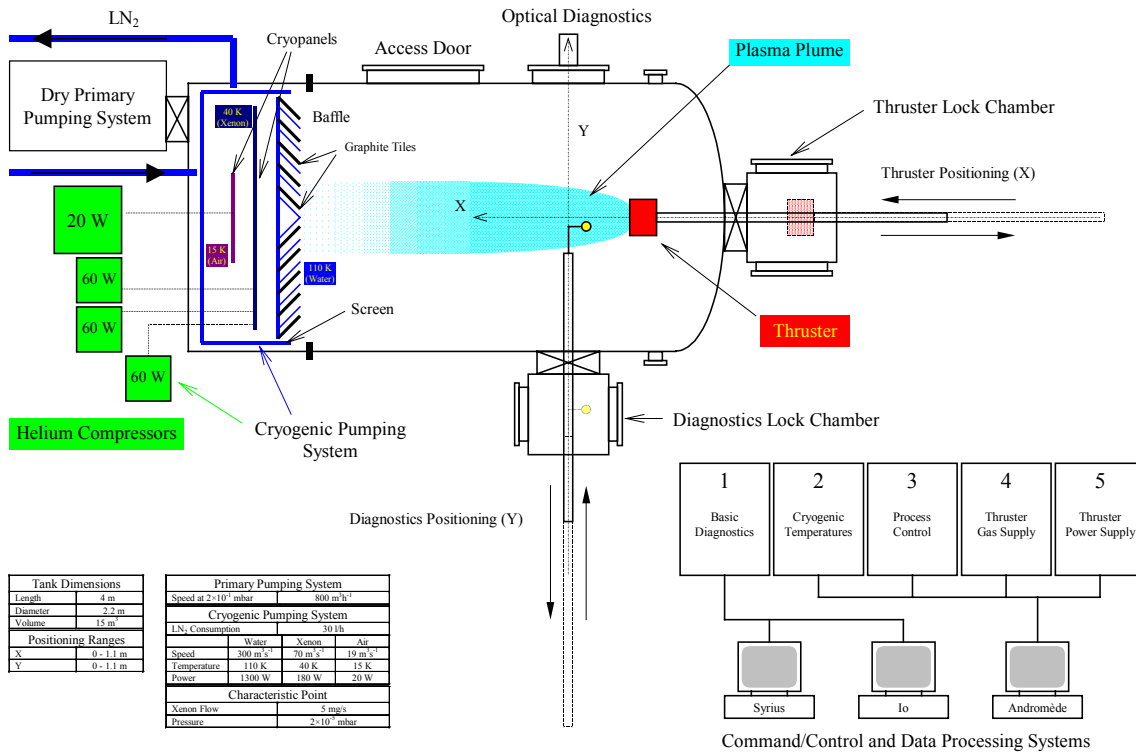


Figure I.19 : fiche synoptique du caisson expérimental.

Modélisation des propulseurs

Les tests d'endurance de ces moteurs sont très coûteux, et rend leur qualification trop longue (≈ 7 ans) et trop empirique. C'est pourquoi parallèlement aux travaux expérimentaux et aux tests de qualification des propulseurs, la modélisation de ces systèmes reste essentielle pour mieux comprendre certains aspects de la décharge, pour optimiser de manière moins empirique les propulseurs, et pour fournir des indications sur le comportement du moteur en terme de performances et de vieillissement. Dans le cadre du GDR, trois approches sont utilisées pour modéliser ce type de propulseur. Des modèles entièrement fluides (IPPT de Varsovie) où les particules (ions, neutres, électrons) sont décrites par les premiers moments de l'équation de Boltzmann [Barr-03]. Au CPAT, des modèles hybrides 1D et 2D de la décharge sont développés [Gar-98, Bar-02]. Dans ce type d'approche, les ions et les atomes sont décrits de manière particulaire et les électrons de manière fluide. Au CPHT, l'approche est totalement particulaire (PIC) 1D et 2D (r, θ) [Ada-02]. Dans ces modèles, les trajectoires des électrons et des ions sont intégrées et le champ électrique est recalculé à intervalles de temps réguliers. La conséquence est que le temps de calcul est très long (quelques semaines pour simuler une centaine de μ s de temps physique) mais donnent une description détaillée des phénomènes de transport qui peuvent alimenter les hypothèses faites sur les modèles hybrides.

2. Enjeux et objectifs du GDR

Le GDR appelé maintenant « Propulsion Spatiale à Plasma » (sans l'ONERA) a été renouvelé en Janvier 2004 pour une durée de quatre ans. Les enjeux du GDR sont de mieux prédire les comportements du moteur, de mieux comprendre certaines anomalies et d'extrapoler notre compréhension physique actuelle issue de l'étude de propulseurs dans des conditions standards. L'extrapolation porte notamment à d'autres systèmes plus souples adaptés aux futurs besoins de la propulsion spatiale dans ce domaine tel que le concept de propulseur à Effet Hall à Double Etage. Dans ce cadre là, l'amélioration des capacités de prédiction des codes hybrides constitue l'un des objectifs majeurs de ce groupement de recherche. Cet objectif passe par une coordination et une très forte synergie entre les modélisateurs et les expérimentateurs, en mettant en priorité les expériences susceptibles d'apporter des informations qualitatives voire quantitatives pour améliorer les codes. Un objectif également est d'avoir accès, notamment pour les industriels, à un réseau d'expertise scientifique ce qui est en partie déjà acquis.

V. Conclusion

Nous avons décrit le contexte dans lequel s'inscrit la propulsion électrique. Nous avons insisté sur les avantages que procure ce type de propulsion par rapport à la propulsion chimique en terme de réduction de la masse de carburant à embarquer, ce qui est non négligeable dans le domaine spatial où le coût du kilogramme dans l'espace est de l'ordre de 10-15 Keuros. Ensuite, nous nous sommes focalisés sur un type particulier de propulsion électrique : le propulseur à Effet Hall (HET) ou propulseur à plasma stationnaire (SPT) étudié intensivement aux Etats-Unis et plus particulièrement en Russie dans les années 60. Bien que le principe de fonctionnement soit relativement simple, il est sujet à des mécanismes complexes non totalement compris à ce jour. C'est dans ce contexte que la France, intéressée par ce type de propulsion au début des années 90, a mis en place un groupement de recherche en 1996 pour étudier ces propulseurs. Des moyens expérimentaux, notamment la mise en place d'un moyen d'essai, PIVOINE, implanté au laboratoire d'Aérothermique à Orléans, ont permis de comprendre de nombreux aspects de la physique de ces moteurs. Néanmoins les tests d'endurance et de développement des propulseurs restent très coûteux. De plus, les nouvelles missions réclamées par les constructeurs de satellites nécessitent l'utilisation de systèmes propulsifs plus variés et flexibles pour assurer différentes fonctions au cours d'une même mission. La modélisation reste essentielle pour optimiser et améliorer en terme de performances et de vieillissement le propulseur, et de pouvoir étudier de nouveaux concepts. La simulation numérique joue un rôle central dans les activités du GDR récemment renouvelé en 2004 sous l'appellation « Propulsion Spatiale à Plasma ».

Chapitre II : Description du modèle hybride 2D - application à l'influence de la configuration magnétique dans un propulseur à Effet Hall

Ce chapitre est dédié à l'étude de la configuration magnétique dans un propulseur à Effet Hall en utilisant le modèle hybride 2D développé au CPAT. Le champ magnétique à l'intérieur du canal d'éjection d'un propulseur ionique à plasma est l'un des paramètres importants conditionnant son fonctionnement. Tout d'abord, nous rappelons la structure et les hypothèses physiques de base du modèle et nous décrivons les améliorations apportées notamment en ce qui concerne la prise en compte de configurations magnétiques complexes (section I). Puis, nous étudions l'influence de la topologie magnétique sur les caractéristiques de la décharge d'un propulseur de type SPT-100 (section II). Enfin, nous appliquons les considérations présentées dans les sections précédentes au propulseur de type « ATON » développé par Pr. Morozov et Pr. Bugrova de l'institut MIREA. La particularité de ce moteur, d'un point de vue magnétique, est la présence d'un zéro de champ magnétique près de la région anodique (section III). Nous terminons par une conclusion (section IV).

I. Modèle hybride 2D

Le modèle hybride 2D transitoire a été largement décrit dans la thèse de Jérôme Bareilles [Bar-02] et les articles [Hag-02, Hag-03, Bar-04]. Nous rappelons brièvement les hypothèses de base du modèle en insistant sur les points qu'il serait souhaitable d'améliorer. Nous décrivons également une amélioration importante dans le code concernant la prise en compte de configurations magnétiques plus complexes pour tester de nouveaux types de propulseurs.

1. Modèle de la décharge

1.1 Domaine de simulation

Le modèle développé au CPAT est un modèle bi-dimensionnel supposant une symétrie azimutale, seules les variations axiales et radiales sont prises en compte. Le domaine de calcul comprend l'intérieur du canal et la région près du plan de sortie, région où le champ magnétique est encore important (figure II.1). Le domaine de simulation de la décharge est compris entre les parois physiques du moteur et entre les lignes anodique et cathodique (lignes de champ magnétique interceptées respectivement par l'anode et la cathode). A noter que la région située après la ligne cathodique appelée « zone de jet » peut être également simulée.

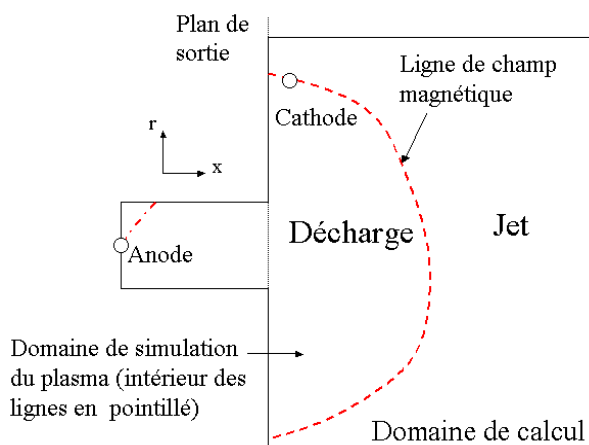


Figure II.1 : Domaine de simulation du modèle. La décharge se produit entre l'anode et la cathode. Le courant total est nul après la ligne cathodique (des électrons issus de la cathode neutralisent le jet d'ions).

Deux grilles de calcul sont utilisées dans le modèle :

- une grille rectangulaire à deux dimensions (axiale et radiale) est utilisée pour le transport des ions et des neutres.
- Une grille 1D qui s'appuie sur les lignes de champ magnétique pour résoudre les équations fluides électroniques.

1.2 Modèle magnétique-fonction lambda

Le champ magnétique B est supposé ne pas être affecté par la décharge et est complètement généré par les bobines et le circuit magnétique. Il est calculé par un logiciel de simulation magnétique appelé FEMM (Finite Element Magnetic Method) basé sur la méthode des

éléments finis et qui résout les équations de la magnétostatique [FEM-02]. Il représente une donnée d'entrée pour le modèle hybride 2D.

Afin de faciliter la résolution des équations de transport électronique au travers des lignes de champ magnétique, une fonction lambda est introduite et est définie par [Fif-99] :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} = r B_r \quad (II.1)$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial r} = -r B_x \quad (II.2)$$

avec B_x et B_r respectivement les composantes axiales et radiales du champ magnétique. La fonction λ est constante le long des lignes de champ magnétique ($\mathbf{B} \cdot \nabla \lambda = 0$) et croît de façon monotone de l'anode vers la cathode dans le cas d'un propulseur SPT-100. Le gradient perpendiculaire aux lignes de B d'une grandeur Q peut s'exprimer en fonction de λ suivant la relation :

$$\nabla_{\perp} Q = r B \frac{\partial Q}{\partial \lambda} \quad (II.3)$$

1.3 Traitement particulière des neutres

Les atomes sont traités de manière particulière à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo. Les trajectoires sont suivies en 3D entre leur injection à l'anode et leur sortie du domaine.

Injection des neutres

La vitesse d'injection des atomes est semi-isotrope. Leur position initiale est tirée de manière aléatoire entre les rayons R_1 et R_2 (respectivement les rayons interne et externe) formant l'anneau d'injection et dans le plan $x=0$. La distribution de vitesse est supposée semi-isotrope et maxwellienne. La température des neutres injectés est fixée, typiquement à 500 K.

Réflexion aux parois

La réflexion des atomes sur les parois du moteur peut être prise en compte dans le modèle de deux manières :

- une réflexion spéculaire correspondant à une paroi parfaitement lisse (réflexion miroir).
- une réflexion isotrope correspondant à une paroi « rugueuse » (réflexion diffuse).

Des mesures récentes par Fluorescence induite par collisions électroniques (EIF) pencheraient plus pour des réflexions à la paroi de type isotrope [Via-04].

Ionisation

Deux méthodes peuvent être utilisées pour simuler les pertes d'atomes par ionisation :

- Méthode 1 : chaque macro-particule a un poids w_t ($\approx 4 \cdot 10^{11}$ atomes ce qui représente un bon compromis entre les fluctuations statistiques et le temps de calcul) à un instant t qui décroît au cours du temps. A l'instant $t+\Delta t$, le poids $w_{t+\Delta t}$ est donné par :

$$w_{t+\Delta t} = w_t e^{-n k_i \Delta t} \quad (II.4)$$

avec n la densité locale de plasma, k_i le coefficient d'ionisation dépendant de l'énergie moyenne locale et Δt le pas en temps [Hag-00].

- La méthode 2 consiste à simplement éliminer chaque macro-particule selon leur probabilité d'ionisation. La méthode 2 a été utilisée uniquement dans le cadre du propulseur à Effet Hall à Double étage (chapitre IV).

Pression résiduelle

La pression résiduelle, présente lors de mesures au sol (caissons expérimentaux), est prise en compte dans le modèle pour simuler les conditions expérimentales. Celle-ci est simulée par l'injection d'un flux de particules isotrope entrant par les frontières ouvertes du domaine de simulation. Le poids des particules est proportionnel au 1/4 du flux thermique d'atomes de température 300 K.

Atomes issus de la recombinaison des ions aux parois

Les ions créés dans le canal, qui heurtent les parois, peuvent soit pénétrer dans le matériau soit se recombiner. Pour la recombinaison, il faut tenir compte d'une nouvelle source d'atomes dans le modèle. Les atomes créés sont injectés dans le domaine perpendiculairement à la paroi de manière isotrope à une température donnée. Néanmoins, la température exacte de l'atome créé par recombinaison n'est pas connue. Deux cas extrêmes peuvent être fixés dans le modèle : l'atome peut avoir la température de la paroi (typiquement 500 K, limite basse) ou l'énergie de l'ion incident (quelques eV, limite haute). Si l'atome créé a l'énergie de l'ion incident alors son temps de transit dans le canal est trop court pour qu'il puisse être réionisé ce qui influe sensiblement sur les performances du moteur. Dans le modèle, on opte généralement pour la première solution (limite basse).

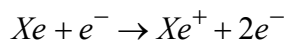
1.4 Traitement particulière des ions

Transport des ions

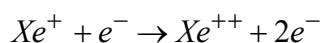
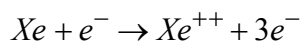
De la même manière que pour les atomes, le transport des ions est décrit à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo. Les ions sont générés par ionisation électronique directe et sont produits aléatoirement dans la simulation à partir d'un profil de terme source (nombre de paires électron-ion créées par unité de volume et par unité de temps). Le terme source est déduit de la description du transport électronique et de la densité des atomes. La distribution de vitesse initiale des ions est supposée isotrope et maxwellienne à 500 K. Le mouvement des ions est obtenu par intégration des équations classiques de Newton et les ions sont suivis jusqu'à ce qu'ils sortent du domaine de simulation. Les ions sont supposés non-collisionnels en raison de la faible densité de gaz et du fait qu'ils ne sont pas piégés par le champ magnétique. En effet, le rayon de Larmor des ions étant grand devant les dimensions caractéristiques du moteur, on peut négliger l'effet du champ magnétique sur les ions. Le pas en temps est de l'ordre du temps CFL (temps mis par un ion pour traverser une cellule spatiale de l'ordre du mm) des ions les plus rapides ($\approx 2 \cdot 10^{-8}$ s à 300 V).

Prise en compte des ions doublement chargés

Trois types de réactions sont prises en compte dans le modèle concernant l'ionisation [Gar-04] : A la réaction d'ionisation du xénon depuis son état fondamental



s'ajoutent les deux réactions suivantes qui prennent en compte l'ionisation double depuis l'état fondamental du Xe ainsi que l'ionisation de l'ion Xe^+ .



Nous rappelons figure II.2 les différents coefficients d'ionisation k_i (en supposant une distribution maxwellienne des électrons).

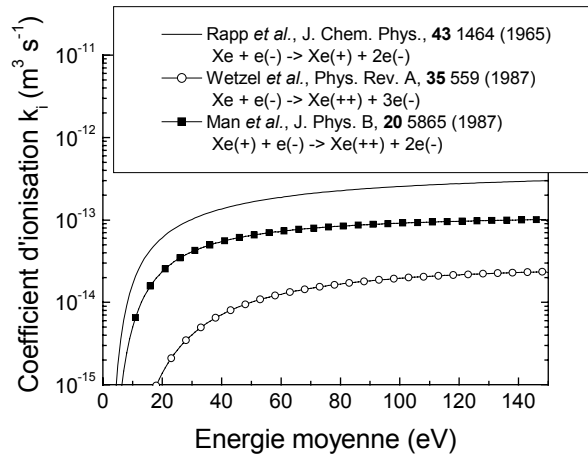


Figure II.2 : coefficient d'ionisation k_i en fonction de l'énergie moyenne des électrons pour une distribution maxwellienne.

1.5 Traitement fluide des électrons

Le transport des électrons est décrit de manière fluide, c'est à dire que les grandeurs macroscopiques telles que la densité, le flux et l'énergie moyenne sont déduits des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann qui s'écrivent, moyennant des hypothèses simplificatrices :

Equation de continuité :

$$\nabla \cdot \Gamma_e = Nnk_i - \frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \cdot \Gamma_i \quad (II.5)$$

Equation de quantité de mouvement :

$$\Gamma_e = -\mu En - \frac{2}{3e} \mu \nabla (n\varepsilon) \quad (II.6)$$

Equation de l'énergie:

$$\frac{\partial (n\varepsilon)}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla \cdot (\Gamma_e \varepsilon) + \nabla \cdot \mathbf{q}_e = -e\mathbf{E} \cdot \Gamma_e - Nn\kappa - nW \quad (II.7)$$

Dans ces équations N est la densité d'atomes, n la densité de plasma, k_i le coefficient d'ionisation, Γ_e le flux électronique, Γ_i le flux ionique, ε l'énergie moyenne électronique, \mathbf{E} le champ électrique, μ la mobilité électronique, \mathbf{q}_e le flux de chaleur et e la charge élémentaire. Le 1^{er} terme du membre de droite de l'équation (II.7) représente le chauffage des électrons par le champ électrique et les deux derniers termes représentent respectivement les pertes d'énergie par des collisions avec les atomes et avec les parois, où κ et W sont des coefficients de pertes d'énergie liés à l'énergie ε . Les équations (II.6) et (II.7) supposent que la distribution électronique est maxwellienne et isotrope.

Il est important de préciser que la mobilité μ est une grandeur tensorielle. Dans les conditions du propulseur, la mobilité le long des lignes de \mathbf{B} est très grande devant la mobilité perpendiculaire ($\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}}$ est de l'ordre de $1 \cdot 10^{-3}$ près de l'anode et de $10^{-5} - 10^{-6}$ près du plan de

sortie). Les deux directions sont traitées séparément. Dans le modèle, les équations II.6 et II.7 sont résolues uniquement perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. Le long des lignes, des hypothèses sont faites dans le modèle (hypothèse de Morozov, cf. sous-section I.7).

1.6 Traitement empirique du transport électronique

Le point le plus difficile dans la modélisation des HETs concerne la description du transport électronique. En particulier, la mobilité perpendiculaire aux lignes de B est très mal connue, or celle-ci contrôle fortement la distribution du champ électrique et conditionne fortement la décharge. Les pertes d'énergie posent également des problèmes dans la compréhension de la décharge.

1.6.1 Traitement de la mobilité électronique

Mobilité en champs électrique et magnétique croisés

Nous rappelons qu'en l'absence de champ magnétique, la mobilité électronique est inversement proportionnelle à la fréquence de collision entre les électrons et les espèces lourdes (ions, neutres). En présence de champs électrique et magnétique croisés E et B, la mobilité dans la direction du champ magnétique notée μ_{\parallel} est définie par (comme en l'absence de champ magnétique) :

$$\mu_{\parallel} = \frac{e}{m_e \nu_m} \quad (II.8)$$

avec e et m_e respectivement la charge élémentaire et la masse de l'électron et ν_m la fréquence totale d'échange de quantité de mouvement (ou fréquence de collision).

La mobilité dans la direction perpendiculaire à B notée μ_{\perp} s'écrit [Che-84] :

$$\mu_{\perp} = \frac{e \nu_m / m_e}{\nu_m^2 + (eB/m_e)^2} \quad (II.9)$$

avec $\omega_B = \frac{eB}{m_e}$ la pulsation cyclotron (dans le cas où $\nu_m \ll \omega_B$, l'équation peut se simplifier et s'écrire $\frac{e \nu_m}{m_e \omega_B^2}$).

La mobilité μ_{\perp} est directement proportionnelle à la fréquence de collision et inversement proportionnelle au carré du champ magnétique. Notons que la fréquence de collision ν_m inclut les collisions électron-atome et électron-ion. Si le plasma est non collisionnel, c'est à dire qu'il n'y a pas de collisions électron-particule lourde alors la mobilité dans la direction perpendiculaire à B est nulle. Les électrons sont confinés par le champ magnétique et il n'y a pas de mouvement de dérive dans la direction axiale. En revanche, les collisions entre les électrons et les particules lourdes permettent une conduction axiale par échange de quantité de mouvement. Les électrons changent de trajectoire confinée et dérivent vers l'anode. Nous pouvons également préciser qu'en présence de champs E et B croisés, un mouvement de dérive azimuthal s'opère dans la direction $E \times B$ (cf. fig. I.5 chapitre I)

Conduction anormale

En évaluant les ordres de grandeurs des fréquences de collision correspondant aux collisions électron-neutre ou électron-ion dans les conditions du propulseur, on s'aperçoit que la mobilité transverse classique que l'on peut déduire n'est pas suffisante pour expliquer les valeurs de la conductivité électronique observées expérimentalement. Ainsi, il doit exister d'autres mécanismes de transports dits « anormaux » (dans le sens qu'on ne comprend pas les valeurs « anormalement » élevées de la conductivité). En particulier, proche du plan de sortie et à l'extérieur du moteur où les collisions « classiques » sont insuffisantes pour assurer la conduction des électrons (la densité de neutres est très faible). On attribue généralement ces

mécanismes « anormaux » aux collisions pariétales [Mor-87, Bug-90, Mor-91] (collisions électron-paroi), aux fluctuations de plasma ou turbulence [Mor-73, Esi-74, Esi-76]. Mais ces effets sont très difficiles à quantifier. Ainsi, plutôt que de décrire le transport « anormal » par des théories spéculatives, nous avons jusqu'à présent adopté une approche phénoménologique où ces mécanismes sont décrits à l'aide de coefficients empiriques que l'on ajuste selon le point de fonctionnement pour être en accord avec les expériences.

Dans le modèle la mobilité due aux collisions pariétales est décrite par :

$$\mu_{\alpha} = \frac{m_e \nu_{\alpha}}{eB^2} \quad (II.10)$$

avec ν_{α} la fréquence de collision électron-paroi supposée indépendante de la position du canal et fixée à $\alpha \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Le paramètre α est ajusté de manière à obtenir des simulations cohérentes avec les expériences. Nous appliquons cette mobilité uniquement à l'intérieur du canal, dans la mesure où ces collisions ne devraient pas être importantes au delà du plan de sortie.

A l'extérieur du moteur, les collisions avec les parois sont moins justifiées pour expliquer la conduction. Un mécanisme invoqué pour assurer la conductivité électronique à l'extérieur est la mobilité « anormale » de Bohm. La mobilité correspondante serait proportionnelle à $1/B$ et non à $1/B^2$. Le coefficient de proportionnalité a été évalué à $1/16$ empiriquement dans certains plasmas magnétisés. La mobilité de type Bohm, liée aux fluctuations du plasma, est décrite dans le modèle par :

$$\mu_k = \frac{\kappa}{16B} \quad (II.11)$$

avec κ un paramètre ajustable pour être en accord avec les expériences. On peut écrire une fréquence d'échange de quantité de mouvement équivalente.

$$\nu_k = \frac{eB}{m_e} \frac{\kappa}{16} \quad (II.12)$$

Cette différence de mobilité entre l'extérieur et l'intérieur du moteur peut paraître arbitraire. Néanmoins, les simulations montrent qu'il est nécessaire d'avoir une mobilité plus importante à l'extérieur qu'à l'intérieur du moteur pour obtenir des résultats cohérents avec les expériences [Bar-02]. Nous reviendrons sur cet aspect par la suite.

Expression de la mobilité totale

La mobilité électronique au travers des lignes de champ magnétique $\mu_{\perp} = \frac{e\nu_m / m_e}{\nu_m^2 + (eB/m_e)^2}$

est la contribution de mobilités dites « classiques » et « anormales » dont la fréquence totale d'échange de quantité de mouvement peut s'écrire

$$\nu_m = \nu_{e-Xe} + \nu_{e-Xe^+} + \nu_{\alpha} + \nu_k \quad (II.13)$$

avec ν_{e-Xe} et ν_{e-Xe^+} les fréquences liées respectivement aux collisions électron-atomes et coulombiennes. On rappelle que dans cette expression, les phénomènes de conduction aux parois (indice α) et les instabilités de type Bohm (indice k) sont respectivement actifs uniquement à l'intérieur et à l'extérieur du moteur.

1.6.2 Pertes d'énergie électronique

Tout comme pour la mobilité électronique, il s'avère que les pertes d'énergie liées aux collisions « classiques » sont insuffisantes pour obtenir des énergies moyennes cohérentes avec les expériences [Bug-92]. D'autres mécanismes de pertes d'énergie doivent être invoqués. De la même manière, nous adoptons une approche phénoménologique pour les décrire.

$$W = \alpha_\varepsilon \times 10^7 \varepsilon \cdot e \left(\frac{U}{\varepsilon} \right) \text{ en eV.s}^{-1} \quad (II.14)$$

avec α_ε et U des paramètres ajustables. Les pertes d'énergie W (interviennent dans le deuxième terme de droite de l'équation d'énergie II.7) sont proportionnelles à l'énergie moyenne et deviennent très grandes après une énergie correspondant au potentiel de gaine U . Nous obtenons des résultats réalistes avec $U=20$ eV.

Une remarque concernant les pertes d'énergie électronique à l'extérieur du moteur : des mesures de Fluorescence Induite Par Laser (LIF) [Dor-02] montrent qu'une grande part du potentiel s'établit à l'extérieur du moteur (typiquement 60% pour une tension de 300 V). Une question majeure est de comprendre comment s'établissent les pertes d'énergie électronique à l'extérieur du canal qui pourraient expliquer le fait que les électrons rentrent dans le canal avec des énergies moyennes de 20-30 eV selon les mesures [Bug-92, Rai-05] alors qu'ils ont été accélérés sur 150 V. Cette question est non triviale dans la mesure où la densité de neutres est très faible à l'extérieur (quasiment pas de collisions à l'extérieur du canal) et les pertes d'énergie aux parois ne peuvent pas être invoquées. Ce type de questions, bien que très délicate, devra tôt ou tard être appréhendé car il est essentiel pour une quelconque tentative de compréhension du transport électronique dans un SPT.

1.7 Calcul du potentiel électrique

Hypothèse de Morozov [Mor-00]

Le long des lignes de B, on suppose un équilibre de Boltzmann c'est à dire que la force due au champ électrique est compensée par la force due au gradient de pression cinétique [Zhu-99]. En partant de l'hypothèse que l'énergie est constante le long d'une ligne de B, le potentiel électrique V peut s'écrire (équation II.6 modifiée) :

$$V(x,r) = V^*(\lambda) + \frac{2}{3e} \varepsilon(\lambda) \ln \left[\frac{n(x,r)}{n_0} \right] \quad (II.15)$$

avec V et n variant dans l'espace et V^* et ε ne dépendent que de la fonction λ (constants le long d'une ligne de B) ; n_0 est une densité de référence.

Distribution du potentiel électrique

Nous supposons la quasi neutralité du plasma c'est à dire que la différence entre la densité électronique et la densité d'ions est très petite devant leur valeur absolue. Cette hypothèse est raisonnable mis à part dans les gaines aux voisinages des parois. Cependant cette hypothèse ne nous permet plus de déduire le champ électrique de l'équation de Poisson. Ici, le champ électrique est calculé en utilisant les équations II.6 et II.15 et une équation de conservation du courant donnée par la relation :

$$e \iint \Gamma_{e,\perp} ds = e \iint \Gamma_{i,\perp} ds - I \quad (II.16)$$

où $\iint ds$ sont des intégrales de surface (le long des lignes de B). $\Gamma_{e,\perp}$ et $\Gamma_{i,\perp}$ sont respectivement le flux électronique et le flux ionique perpendiculaires aux lignes de B. Le courant total I est constant (pas de fuites de courant vers les parois diélectriques).

1.8 Terme source d'ionisation

Le terme source d'ionisation S (ou taux d'ionisation) représente le nombre d'ions créés par unité de volume et de temps et s'écrit suivant la relation :

$$S = N n k_i(\varepsilon) \quad (II.17)$$

avec N et n respectivement les densités atomique et de plasma et $k_i(\varepsilon)$ le coefficient d'ionisation qui dépend de l'énergie moyenne électronique ε .

1.9 Outils et diagnostics du modèle

En plus de simuler les propriétés du plasma telles que la densité de neutres N , la densité de plasma n , l'énergie moyenne électronique ε et la distribution du potentiel électrique V , le modèle est doté de diagnostics permettant d'obtenir des informations sur les performances et la durée de vie du moteur qui sont des points importants pour la qualification de ces propulseurs.

Performances du moteur

La poussée T est la force exercée sur le SPT en réaction à l'accélération des ions éjectés. Elle est calculée dans le modèle comme l'opposée de la force électrique totale exercée sur les ions (plus la force due aux collisions des ions sur les parois du moteur). Moyennée dans le temps, la poussée s'écrit :

$$T = \frac{m_i I_i}{e} \langle v \cos \theta \rangle \quad (II.18)$$

avec m_i la masse de l'ion, I_i et v sont respectivement le courant ionique final sortant du moteur et la norme de la vitesse ionique finale (i.e. après toute l'accélération), et θ l'angle que fait la vitesse de l'ion avec l'axe du moteur. Les crochets indiquent une moyenne dans le temps sur le flux. La seconde grandeur est l'impulsion spécifique qui s'écrit :

$$I_{sp} = \frac{T}{\dot{m}g} \quad (II.19)$$

où \dot{m} est le débit massique de carburant et g la constante de gravitation sur terre (9.81 m.s^{-2}). L'impulsion spécifique a la dimension d'un temps et représente la durée de vie effective du moteur lorsqu'il consomme son carburant sur terre. Si le débit de carburant est totalement ionisé, I_{sp} est égale au rapport entre la composante axiale de la vitesse moyenne finale des ions et la constante g . Elle est donc proportionnelle à la racine carrée de la tension appliquée. Enfin la dernière grandeur est le rendement défini par :

$$\eta = \frac{T^2}{2\dot{m}IV} \quad (II.20)$$

avec I le courant de décharge et V le potentiel appliqué. Il est utile de faire apparaître dans l'efficacité 5 facteurs distincts ayant chacun leur signification physique [Kom-95, Kim-98] :

$$\eta = \left(\frac{m_i I_i}{e \dot{m}} \right) \left(\frac{I_i}{I} \right) \left(\frac{m_i \langle v^2 \rangle}{2eV} \right) \left(\frac{\langle v \rangle^2}{\langle v^2 \rangle} \right) \langle (\cos \theta)^2 \rangle \equiv \eta_u \eta_a \eta_E \eta_{dE} \eta_{d\theta} \quad (II.21)$$

Le premier facteur η_u est l'efficacité d'ionisation du carburant et représente la proportion de carburant ionisé et accéléré. Le facteur η_a est appelé efficacité d'accélération et peut être vu comme une mesure de la part de la puissance électrique utilisée pour l'accélération des ions. L'efficacité énergétique du faisceau η_E est le rapport entre l'énergie moyenne du faisceau d'ions et le potentiel appliqué. Les facteurs η_{dE} et $\eta_{d\theta}$ représentent respectivement la dispersion énergétique et la divergence du faisceau ionique. Il est important de noter que cette subdivision est possible si l'on suppose que le faisceau d'ions est mono-énergétique ce qui n'est pas réellement le cas pour un SPT. Néanmoins, les différents termes peuvent apporter des informations très significatives sur le fonctionnement du propulseur.

Divergence et fonction de distribution énergétique des ions

La densité d'ions et la simulation Monte-Carlo des ions permettent de remonter aux flux d'ions ainsi qu'à la fonction de distribution énergétique des ions, données importantes pour

quantifier la divergence du faisceau d'ions et le flux d'ions susceptibles de contaminer les panneaux solaires par rétrodiffusion. A noter qu'un modèle spécifique a été ajouté dans le code afin de reproduire numériquement l'expérience de l'interférométrie de Fabry-Pérot qui permet de mesurer la vitesse moyenne des ions Xe^+ dans le propulseur. Nous détaillerons cela dans le chapitre III.

Erosion et modèle de pseudo-gaine

Les ions qui heurtent la paroi, en général proche de la zone d'accélération, possèdent des énergies suffisantes pour éroder la paroi en céramique. Le taux d'érosion (profondeur érodée par unité de temps) est donnée par :

$$R = \frac{\Gamma_i m_w}{\rho_w} \langle Y(E) C(g) \rangle \quad (II.22)$$

avec Γ_i le flux d'ions incident, m_w la masse moyenne des particules de la paroi et ρ_w la densité massique de la paroi. Les grandeurs entre les crochets sont moyennées sur le flux d'ions incident. Le taux de pulvérisation Y représente le nombre de particules arrachées par ion incident à une énergie E et pour une incidence normale à la paroi. Le facteur de correction C prend en compte les effets liés à l'angle d'incidence g (défini par rapport à la normale à la paroi). Ce coefficient est déduit de mesures expérimentales [Garn-99]. Nous utilisons dans le modèle une formule empirique du taux de pulvérisation Y proposée par Yamamura et Tawara pour les taux de pulvérisation de métaux (incidence normale) [Yam-96]. Le taux $Y(E)$ s'écrit suivant le produit de deux fonctions :

$$Y(E) = F(E, M_p, M_t, Z_p, Z_t, \beta) \left[1 - \sqrt{\frac{E_{th}}{E}} \right]^s \quad (II.23)$$

avec Z_p et Z_t respectivement les nombres atomiques du projectile et de la cible, M_p et M_t sont respectivement les masses du projectile et de la cible. Le coefficient β et la puissance s sont des paramètres ajustables et E_{th} est l'énergie seuil de pulvérisation. Les quantités β et s sont obtenues en ajustant l'énergie des ions calculée avec la formule analytique de l'équation II.23 aux mesures expérimentales, pour des ions de hautes énergies. Dans la gamme d'énergie des ions impactant les parois du propulseur, typiquement quelques eV à 200 eV, le taux de pulvérisation est fortement influencé par l'énergie seuil E_{th} . Or, la mesure expérimentale du taux de pulvérisation à basse énergie des ions est difficile. Ainsi, étant donné que nous n'avons pas d'évidences expérimentales claires dans cette gamme d'énergie, nous considérons E_{th} comme un paramètre ajustable. Pour illustrer cela, nous représentons figure II.3 le taux de pulvérisation des ions Xe^+ mesuré par Garnier *et al* [Garn-99] sur un matériau céramique de type $BNSiO_2$ en incidence normale pour des énergies de 350, 500 et 1000 eV. Sur cette même figure, nous représentons l'effet de l'énergie de seuil E_{th} sur le taux de pulvérisation en utilisant l'équation II.23. Nous voyons qu'en passant d'une énergie seuil de 30 à 70 eV, le taux de pulvérisation ne varie pas trop à haute énergie mais est fortement influencé pour des énergies des ions Xe^+ plus basses. Par la suite, la valeur par défaut que nous utiliserons sera de 50 eV si on ne le précise pas.

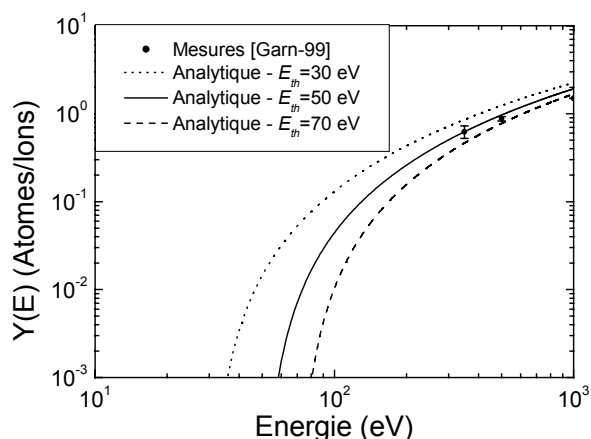


Figure II.3 : Taux de pulvérisation du $BNSiO_2$ en fonction de l'énergie des ions en incidence normale.

Par ailleurs, bien que le modèle donne de bonnes tendances sur les profils d'érosion, il semble sous-estimer les valeurs mesurées. La température pourrait influencer nos profils d'érosion [Pri-05]. Une autre raison vient du fait que nous ne tenons pas compte du potentiel de gaine qui pourrait augmenter l'énergie des ions impactant la paroi. En utilisant les équations du modèle de gaine de Serge Barral tenant compte de l'émission secondaire électronique [Barr-03], nous calculons un potentiel de gaine (dédit de ces équations) afin de corriger nos vitesses de pulvérisation à la paroi. A noter que cette prise en compte de ce potentiel de gaine n'agit que sur les profils d'érosion et non sur les autres caractéristiques de la décharge.

2. Prise en compte de configurations magnétiques complexes

Ici, nous présentons une amélioration importante apportée au modèle hybride 2D à savoir la prise en compte de configurations magnétiques complexes pour simuler notamment des propulseurs de type « ATON ».

Nous avons vu dans la sous-section 1.2 que la prise en compte du champ magnétique dans le modèle se fait en utilisant la fonction λ définie dans les équations II.1 et II.2. Pour la topologie magnétique « classique » du SPT-100, la fonction λ augmente de manière monotone de l'anode vers la cathode (cf. figure II4a). Pour une topologie telle que celle présentée sur la figure II4b, où nous constatons une région où le champ magnétique s'annule (c'est le cas des propulseurs de type ATON, nous y reviendrons dans la section III), la situation est plus complexe. En effet, dans le cas des lignes de champ magnétique représentées figure II4b, la fonction λ n'est pas unique sur un intervalle de lignes de B. Les régions situées à gauche et à droite de ce zéro de champ ont les mêmes valeurs de λ mais elles doivent être décrites séparément. De la même manière, les régions où les lignes de champ magnétique se referment aux parois interne et externe ont les mêmes valeurs λ mais doivent être traitées séparément. De plus, nous notons une ligne de champ magnétique en forme de croix (en gras sur la figure II4b) ; celle-ci va connecter les quatre intervalles différents.

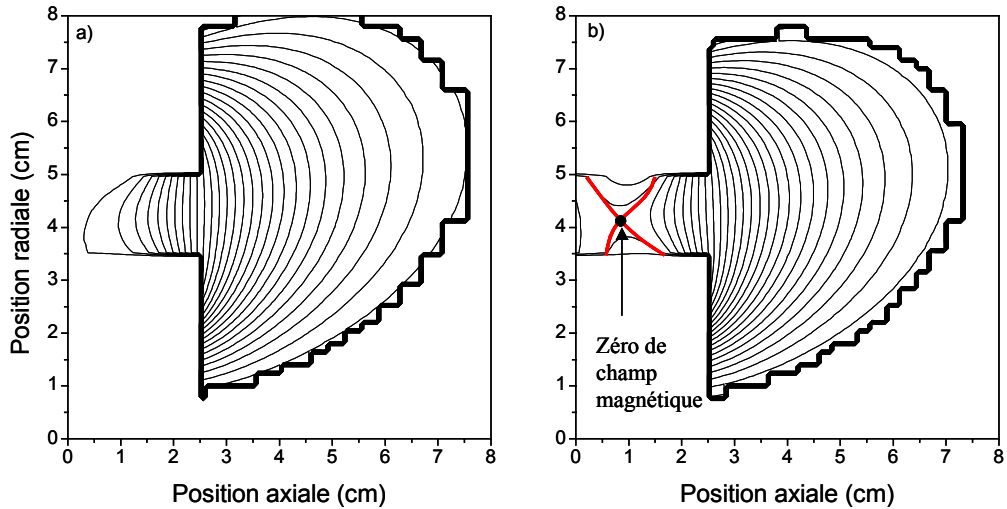


Figure II.4 : Lignes de champ magnétique (description par la fonction λ). a) Topologie classique ; b) Topologie complexe avec la présence d'un zéro de champ magnétique.

Recherche de la position du zéro de champ magnétique

Afin de trouver le zéro de champ magnétique B ($B_x=0, B_r=0$), il faut regarder les variations de λ dans le domaine. Le nœud où le champ B est nul est forcément entouré de valeurs croissantes à droite et à gauche en λ et de valeurs décroissantes en bas et en haut (figure II5a).

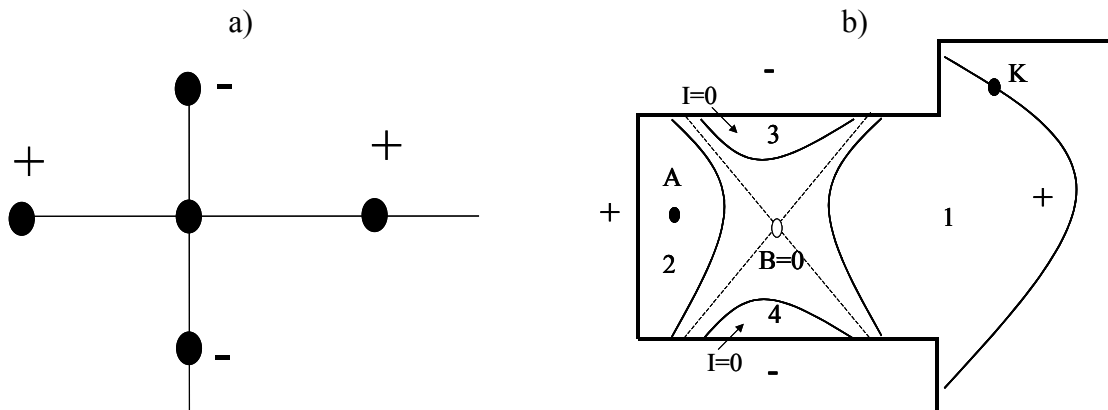


Figure II.5 : a) Variation de la fonction λ ; b) Représentation des quatre régions (1,2,3 et 4) situées de part et d'autre du zéro de champ magnétique. A correspond à l'anode et K à la cathode.

Après avoir déterminé la valeur de λ au point du champ nul, 4 régions sont définies autour de ce champ pour tous les nœuds inclus dans le domaine de calcul (figure II5b). On détermine également la région à laquelle appartient l'anode (généralement dans la zone 2). La cathode est toujours située dans la région 1. On définit 4 grilles de calcul pour chaque région. Par contre, il est important de coupler la région 1 et 2 (assurer la continuité du courant). Les grilles de calcul 1 et 2 sont connectées pour former une grille commune que l'on appelle « grille primaire ». On va utiliser une « grille secondaire » pour les régions 3 et 4. Cette méthode permet d'assurer la continuité du courant entre les régions 1 et 2 mais traite de manière simplifiée l'équation de l'énergie et le couplage entre les régions 3 et 4 au niveau du zéro de champ B . Remarquons qu'il y a continuité entre les régions 1 et 2 alors que les régions 3 et 4 sont traitées séparément.

Résolution des équations fluides

Dans chaque région, les équations électroniques sont résolues séparément en utilisant le maillage décrit précédemment. Les solutions obtenues pour la région 1 (région avec l'anode) et 2 (région avec la cathode) sont couplées implicitement de façon à déduire la chute de potentiel appliquée en utilisant la conservation du courant (équation II.16). Les autres régions (3 et 4) sont couplées explicitement, le point de raccord avec la grille primaire est le zéro de champ magnétique. Le calcul se fait d'abord dans la région 3, de la paroi vers le zéro de champ B. Les conditions aux limites imposent une dérivée nulle en énergie sur la paroi et une énergie fixée à la valeur calculée pour le zéro de B. Le calcul se fait en connaissant l'énergie au point de zéro de champ B (calculée dans la grille primaire). Le potentiel électrique est aussi calculé en connaissant sa valeur au niveau de ce même point. Il est important de prendre en compte le flux d'électrons lié au flux d'ions perdu sur les parois. Le traitement de cette zone n'est cohérent que si le terme source d'ionisation est quasi nul dans cette région. Le même traitement est fait pour la région 4. A noter que, dans les régions 3 et 4, le courant total de l'équation de conservation de courant (équation II.16) est égal à zéro (les parois sont diélectriques).

3. Discussion sur la validité des hypothèses physiques du modèle

3.1 Transport électronique

Le transport électronique est le **point majeur à améliorer dans les modèles.**

L'équation (II.6) appelée équation « dérive-diffusion » est une forme simplifiée de l'équation de quantité de mouvement qui suppose que le flux d'électrons est la somme d'un terme de dérive proportionnel au champ électrique et d'un terme de diffusion proportionnel au gradient de pression cinétique. Cependant, cette approche semble raisonnable dans la mesure où le transport électronique au travers des lignes de champ magnétique est collisionnel. Mais le point le plus délicat concerne le terme de mobilité électronique μ intervenant dans cette équation et qui est en réalité très mal connu car des mécanismes autres que les collisions classiques en volume doivent être prises en compte dans la décharge du propulseur. Comme nous l'avons évoqué précédemment, ces mécanismes dits « anormaux » sont décrits dans le modèle à l'aide de coefficients empiriques. Bien que le modèle donne des résultats réalistes pour divers points de fonctionnement, il reste cependant limité d'un point de vue prédictif car les simulations montrent que les propriétés du plasma décrites avec le modèle sont très dépendantes de ces trois coefficients ajustables (α , k , α_ϵ) et qu'il est nécessaire de se recalibrer avec les mesures.

Deux voies complémentaires sont possibles pour améliorer cette approche:

- Une approche théorique utilisant des méthodes PIC (Particle-In-Cell) qui permettrait de mieux comprendre ces phénomènes de turbulence et de pertes d'énergie « anormales ». Ce travail est réalisé au CPHT [Ada-04].
- Une approche expérimentale utilisant des diagnostics spécifiques permettant de remonter à des grandeurs tels que le potentiel électrique qui donne indirectement des informations sur la conductivité électronique. Une étude a été menée dans ce sens et est présentée dans le chapitre III.

3.2 Hypothèse de Morozov pour le calcul du potentiel électrique

Dans un second temps, une autre amélioration importante du modèle concernerait le calcul du potentiel électrique. En effet, avec les hypothèses présentées dans la sous-section 1.7, le calcul

du potentiel électrique devient un problème 1D, cette résolution se fait perpendiculaire aux lignes de B. Quelques commentaires sont à faire sur l'hypothèse de Morozov.

- Avec l'équation II.15, on perd la possibilité de calculer le flux électronique parallèle aux lignes de B.
- Ces hypothèses sont raisonnables dans les conditions où la conductivité parallèle au champ magnétique est très grande devant la conductivité perpendiculaire, ce qui est le cas sur une grande partie du canal d'un SPT-100 mis à part la zone anodique. Ce point est un peu plus discutable dans les régions de faible champ magnétique ou forte fréquence de collision (technologie ATON, Propulseur Double Etage).

De plus avec le formalisme issu de l'hypothèse de Morozov, il devient plus difficile de prendre en compte l'anisotropie de l'énergie. Dans le modèle, on utilise une approche très simplifiée de l'équation d'énergie (équation II.7) où l'on suppose que la pression cinétique est un scalaire (pression isotrope diagonale).

Des études sont en cours pour s'affranchir des contraintes liées à l'hypothèse de Morozov et développer des méthodes numériques pour calculer plus précisément la distribution du potentiel électrique en plasma magnétisé.

3.3 Fonction de distribution électronique maxwellienne

Le coefficient d'ionisation k_i est supposé dépendre de l'énergie moyenne électronique locale. Il est obtenu en supposant que la fonction de distribution électronique est maxwellienne à une température déduite de l'équation d'énergie. Dans les propulseurs SPTs, cette hypothèse est très grossière [Gar-98]. Le point important est de vérifier les conséquences possibles sur le comportement du moteur et l'améliorer le cas échéant. De plus, l'hypothèse implique que l'énergie cinétique électronique est équidistribuée selon les trois directions. La présence du champ magnétique tend à rendre la fonction de distribution anisotrope, ce qui n'est pas pris en compte dans l'équation fluide pour la température électronique.

3.4 Transport des neutres et des ions

La méthode de Monte-Carlo est une approche tout à fait réaliste pour étudier l'écoulement des neutres bien qu'elle puisse induire des fluctuations statistiques. Les hypothèses que l'on fait sur le transport des atomes n'influent pas fondamentalement sur la décharge et sur les capacités prédictives du code. Le seul point obscur concerne la recombinaison des ions à la paroi où nous n'avons pas réellement d'évidences expérimentales à ce sujet. Comme pour les neutres, la description du transport des ions est tout à fait raisonnable. Un point à améliorer concernerait le traitement des ions doublement chargés qui semblent jouer un rôle important pour des points de fonctionnement du moteur à haute tension.

II. Influence du gradient de champ magnétique

Le propulseur étudié est le SPT-100 (diamètre externe de 100 mm). La longueur du canal est de 2.5 cm. Les parois interne et externe sont positionnées par rapport à l'axe du propulseur à respectivement $r=3.45$ cm et $r=5$ cm. Dans cette partie, nous étudions l'influence de la topologie magnétique, paramètre qui conditionne fortement le moteur, sur les caractéristiques de la décharge et la durée de vie du moteur [Bon-02, Gar-04].

1. Configuration magnétique du SPT-100

1.1 Topologie magnétique

Des modifications sur la géométrie du circuit magnétique ont été réalisées afin de générer différentes topologies magnétiques. L'objectif était d'obtenir différents gradients axiaux du champ magnétique radial et d'étudier les conséquences sur le fonctionnement du moteur. La figure II.6 présente quatre topologies magnétiques différentes du SPT-100. Nous précisons que nous avons gardé constant le rapport entre les courants des bobines interne et externe de manière à ne pas modifier l'inclinaison de la lentille magnétique dans le plan de sortie comme nous pouvons le constater figure II.6.

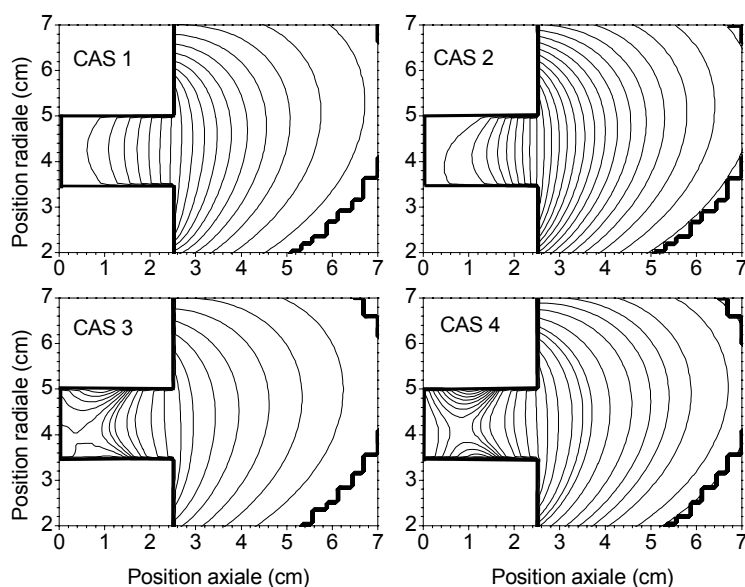


Figure II.6 : Lignes de champ magnétique du SPT-100 pour quatre configurations magnétiques différentes. Le plan de sortie est positionnée à $x=2.5$ cm.

Cette approche est différente de l'étude sur les effets de la variation du champ magnétique B menée par Gavryushin *et al* [Gav-81]. Dans leur étude, le rapport entre les courants des bobines interne et externe n'est pas constant. Cela modifie fortement la topologie magnétique et l'inclinaison de la lentille magnétique. Nous voyons clairement sur la figure II.6 la présence d'un zéro de champ magnétique près de la région anodique pour les cas 3 et 4. La création de ce zéro de champ se fait en imposant un courant « négatif » (en fait un courant de sens contraire aux bobines interne et externe) sur une bobine positionnée à l'arrière de l'anode [Val-95]. Cela permet donc de générer une région de faible champ magnétique à l'intérieur du canal et de jouer sur le gradient axial du champ magnétique radial. Le cas 2 correspond au cas standard de la configuration magnétique du propulseur SPT100-ML (Modèle de laboratoire du SPT-100) étudié en détail expérimentalement sur le moyen d'essai PIVOINE au laboratoire d'Aérothermique à Orléans [Tou-00]. Nous notons un bon accord entre les champs magnétiques mesurés et calculés pour cette configuration magnétique comme nous pouvons le constater sur la figure II.7.

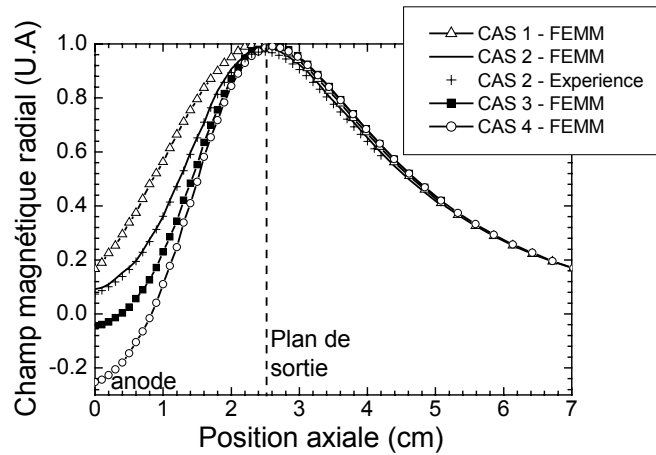


Figure II.7 : Profil axial du champ magnétique radial au plan médian pour différentes configurations magnétiques (calculs). Les mesures au point de fonctionnement nominal du SPT100-ML sont également représentées [Tou-00].

Nous précisons que les valeurs des courants de bobines dans le modèle sont ajustées de manière à retrouver les 150 G du champ magnétique radial mesuré au plan de sortie. Nous rappelons que les variations de la topologie magnétique ont été réalisées en modifiant les courants de bobines et les éléments du circuit magnétique. Le cas 1 présente un gradient de champ magnétique plus petit dans le canal que le cas 2. Le champ magnétique radial atteint zéro gauss près de la région anodique et s'inverse sur quelques millimètres pour le cas 3 et 1 cm pour le cas 4. La décroissance du champ magnétique est beaucoup plus rapide pour le cas 3 et 4. Ce gradient de champ magnétique plus raide est intimement lié à la présence de ce zéro de champ magnétique. En effet, la région de large champ magnétique est poussée vers le plan de sortie lorsqu'on éloigne le zéro de champ magnétique de l'anode. A noter qu'une étude essentiellement magnétique détaillée sur le SPT-100 et son homologue européen le PPS[®] 1350 est présentée dans le supplément technique « modélisation magnétique des propulseurs à Effet Hall ».

1.2 Conditions de simulation

Le point de fonctionnement (cas nominal du SPT-100) étudié est une tension de 300 V et un débit de 5 mg/s. Nous imposons un gradient d'énergie nul sur la ligne anodique et de 5 eV sur la ligne cathodique (conditions aux limites pour l'équation d'énergie). Nous rappelons que Jérôme Bareilles a montré dans sa thèse que les coefficients $\alpha=1.0$, $\alpha_\epsilon=0.7$ et $k=0.2$ permettaient d'obtenir des résultats réalistes dans le cas du SPT-100 au point de fonctionnement nominal et pour une plage de fonctionnement raisonnable en tension et en débit [Bar-02]. Nous garderons donc ces mêmes valeurs constantes pour les quatre configurations magnétiques. Cette approche est raisonnable dans la mesure où les variations du champ magnétique sont les mêmes à l'extérieur du canal où la diffusion de type Bohm est importante (figure II.7). Par ailleurs, à l'intérieur du canal proche du plan sortie (région où les collisions électron-paroi jouent un rôle important), l'intensité du champ magnétique est quasiment la même dans les quatre cas.

2. Caractéristiques de la décharge

2.1 Propriétés du plasma

Nous représentons sur la figure II.8 les distributions spatiales du terme source d'ionisation et du potentiel électrique moyennées sur 3 ms pour respectivement les cas 1 à 4.

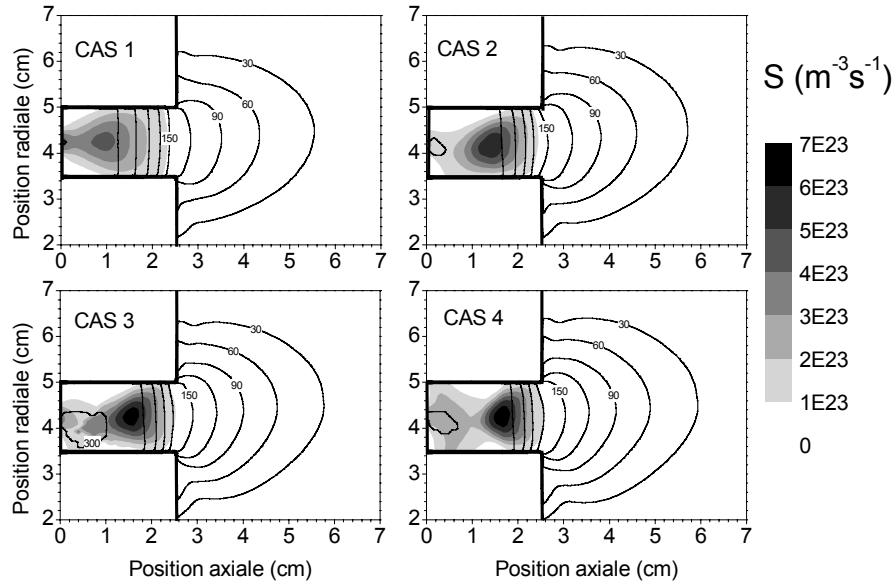


Figure II.8 : Cartographie du terme source d'ionisation S ($m^{-3}s^{-1}$) et de la distribution du potentiel électrique (contour) moyennées sur 3 ms.

La région à fort champ magnétique et donc de faible conductivité électronique contrôle le profil spatial du potentiel électrique. Comme nous pouvons le constater sur la figure II.8, l'étalement de la région à fort champ magnétique influence fortement la distribution du potentiel électrique. La chute de potentiel à l'intérieur du canal est concentrée sur quelques millimètres pour le cas 2 alors qu'elle est concentrée sur un cm pour le cas 1. La région de faible champ magnétique du côté anodique s'étend sur 2 cm dans les cas où la topologie magnétique possède un zéro de champ B (cf. cas 3 et 4). Quel que soit le cas étudié, nous avons une chute de potentiel à l'extérieur du moteur importante. Cependant, nous pouvons noter que la part de potentiel à l'extérieur est différente dans les quatre cas et qu'elle dépend sensiblement de la distribution du champ magnétique. Par exemple, la part de potentiel à l'extérieur du canal est de 44% pour le cas 1 et de 59% pour le cas 4.

Le chauffage électronique dû au champ électrique atteint des énergies moyennes de 20 eV, ce qui conduit à une intense ionisation du flux de neutres. L'énergie moyenne diminue et atteint quelques eV dans la zone anodique. Le transport d'énergie se fait plus profondément dans le canal pour des topologies magnétiques présentant un étalement de la région de large champ magnétique plus important (cas 1). En effet, un gradient de champ magnétique plus raide tend à ioniser le flux de neutre sur une zone plus restreinte et le transport d'énergie s'étale moins profondément dans le canal. Rappelons tout de même que les parts de potentiel à l'extérieur ne sont pas les mêmes pour les différents cas et que cela influence également la répartition de l'énergie moyenne dans le canal.

Nous pouvons constater que la distribution du terme source d'ionisation est plus complexe avec une configuration magnétique possédant un zéro de champ magnétique. Autour de ce zéro de champ magnétique, la mobilité électronique augmente et le taux d'ionisation diminue (cf. cas 4). Le terme source d'ionisation diminue fortement en intensité dans les régions où les

lignes de champ magnétique interceptent les parois du canal (rappelons que dans ces régions, le modèle impose un courant total nul à travers ces lignes).

Dans tous les cas présentés, nous voyons un second pic d'ionisation près de l'injection de l'anode. Toutefois, les résultats dans cette région sont dépendants des conditions aux limites que l'on fixe sur la ligne anodique (gradient d'énergie nul ou énergie fixée de quelque eV). Les résultats présentés ici sont calculés avec un gradient d'énergie nul, mais une énergie fixée (plus petite que 5 eV) mène à une ionisation plus petite dans cette région. Ces conditions aux limites sont un peu arbitraires et il n'y a pas de données expérimentales claires de l'énergie moyenne dans cette région. Morozov et Savelyev ont estimé le taux d'ionisation proche de la zone anodique à environ 10% du taux maximal [Mor-00]. Il est important de noter que ces conditions aux limites en énergie n'influencent pas fortement les performances du moteur.

2.2 Performances du moteur

Les performances du moteur sont caractérisées par la poussée, l'impulsion spécifique et le rendement (sous-section I.1.9 pour la définition de ces termes). Les résultats du modèle montrent que nous retrouvons une efficacité de 50%, une poussée de 80 mN et une impulsion spécifique de 1600 s pour les quatre cas. La zone de production des ions est clairement séparée de la zone d'accélération et les ions sont extraits efficacement du propulseur avec une efficacité d'énergie η_{dE} de l'ordre de 80%. Le flux de neutres est ionisé efficacement (efficacité d'ionisation η_{μ} de 90%). Nous précisons, que dans les simulations présentées, les atomes créés par recombinaison sont thermalisés à 500 K (température de la paroi). Dans le cas des configurations magnétiques avec un zéro de champ, le courant correspondant aux ions impactant à la paroi peut atteindre 1 A (contre 0.2 A pour le cas 2). Cela vient du fait que les ions produits dans les régions où les lignes de champ magnétique sont proches de la paroi sont perdus à la paroi.

2.3 Propriétés du faisceau d'ions

Un point important pour caractériser le propulseur est la divergence du faisceau d'ions. Nous illustrons figure II.9 la divergence angulaire du faisceau d'ions, θ est l'angle entre la direction du vecteur vitesse de l'ion et l'axe du propulseur. Sur la même figure, nous représentons également la distribution du courant d'ions normalisée en angle en fonction de l'angle θ (qui est équivalent au courant d'ions total lorsque θ tend vers 90° , ce qui correspond à 3.4 A dans les quatre cas). Nous voyons clairement figure II.9 que 90% sont extraits du canal avec un angle $\theta < 30^\circ$ et que la configuration magnétique (cas 1-4) n'influe pas beaucoup sur cette valeur ($30 \pm 2^\circ$).

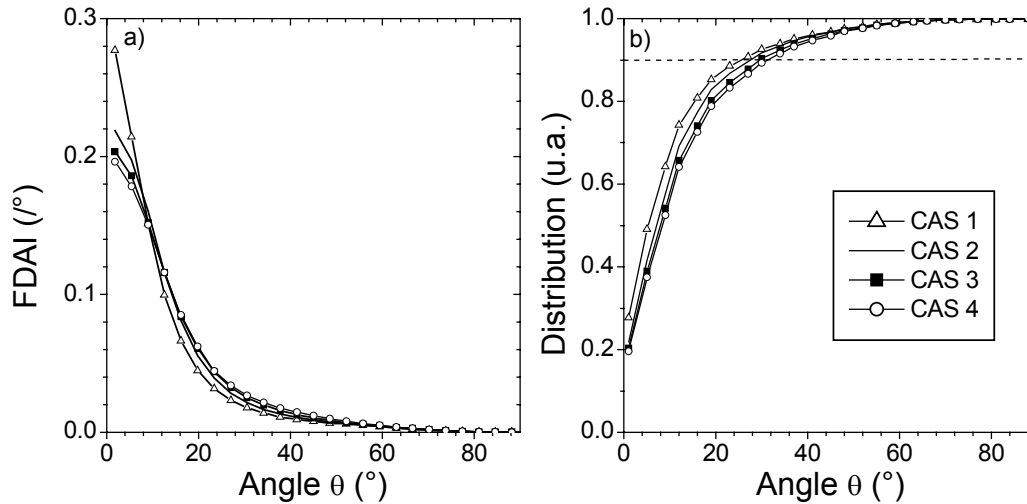


Figure II.9 : a) Fonction de distribution angulaire des ions intégrée en angle (FDAI) pour les quatre cas ; b) Pourcentage d'ions contenu dans un cône d'angle θ_c .

Dans le cas 1, le terme source d'ionisation est localisé plus profondément dans le canal, les ions qui sont créés dans le canal et qui sont déviés par le potentiel électrique interagissent avec les parois en céramique avant la fin du canal et conduisent à une pulvérisation de la paroi. Il est à noter que des mesures de RPA (Analyseur à Potentiel Retardant) de la divergence de la plume d'un propulseur de type ATON (avec un zéro de champ magnétique) montrent une divergence angulaire moins importante que les propulseurs conventionnels (sans zéro de champ magnétique) [Mor-97]. Cependant, la conception du propulseur ATON est différente du SPT-100. D'un point de vue magnétique, l'intensité du champ magnétique est beaucoup plus importante que celle du SPT-100, en particulier près du plan de sortie et les lignes de champ magnétique sont différentes à l'extérieur du canal. Nous reviendrons sur le propulseur ATON dans la section III. En revanche, les propulseurs SPT-100 et PPS[®] 1350, qui possèdent la même configuration magnétique (excepté dans la zone anodique où le champ magnétique est proche de zéro pour le PPS[®] 1350), ont la même divergence du faisceau d'ions [Lys-99].

2.4 Erosion et durée de vie du moteur

la figure II.10 représente le profil d'érosion de la paroi interne pour les quatre configurations magnétiques étudiées et pour trois valeurs d'énergie du seuil de pulvérisation E_{th} . Considérons dans un premier temps un seuil d'énergie à 30 eV. Bien que le flux d'ions à la paroi soit distribué sur une grande partie du canal, le flux d'énergie des ions est plus important près de la région de sortie du propulseur car les ions sont accélérés principalement dans le dernier centimètre avant le plan de sortie. La longueur et la profondeur de la zone érodée dépendent de la configuration magnétique. La longueur érodée est de 1.6 cm pour le cas 1 alors qu'elle n'est que de 5 mm pour le cas 4. Après 1000 h heures de fonctionnement, la profondeur érodée de la paroi interne est de 6.5 mm pour le cas 1 contre 3.2 mm pour le cas 4. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les mesures que l'on trouve dans la littérature sur un SPT-100 [Arh-95]. La longueur érodée est intimement liée à la position relative du terme source d'ionisation par rapport à la chute de potentiel électrique (figure II.8). En effet, contrairement au cas 4, le cas 1 présente une zone d'accélération plus étendue dans le canal. Une chute de potentiel plus petite à l'intérieur du moteur conduit à une accélération des ions plus importante à l'extérieur du moteur et par conséquent à une diminution du taux

d'érosion des parois car l'énergie des ions impactant les parois à l'intérieur du moteur est plus faible.

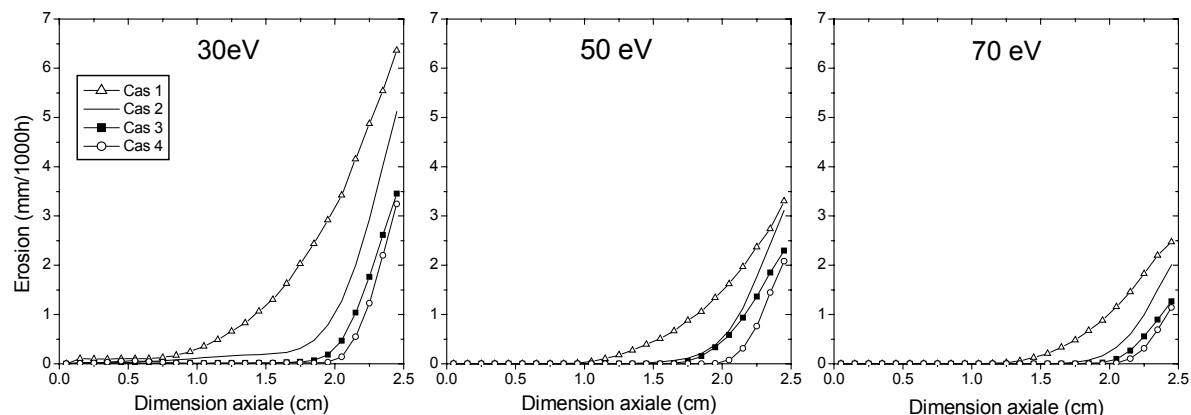


Figure II.10 : Profils d'érosion de la paroi interne pour différentes valeurs du seuil d'énergie de pulvérisation E_{th} .

L'énergie moyenne des ions atteignant les parois est de 110 eV dans le cas 1 et seulement 80 eV dans le cas 4 près du plan de sortie. Or nous avons vu lorsque nous avons décrit le modèle d'érosion dans la sous-section I.1.9 que le taux de pulvérisation était très sensible à l'énergie des ions dans cette gamme d'énergie. Une petite variation sur l'énergie peut fortement conditionner l'érosion des parois. L'augmentation de l'énergie seuil de pulvérisation de 30 eV à 70 eV conduit à une diminution de la profondeur érodée (facteur 3). De même, l'augmentation de l'énergie seuil E_{th} mène à une réduction de la profondeur érodée comme nous pouvons le remarquer sur la figure II.10. En revanche, nous constatons que les variations du taux d'érosion en fonction du champ magnétique sont les mêmes quelque soit l'énergie seuil de pulvérisation. Ainsi, bien que nous ayons des incertitudes sur le calcul du taux d'érosion dû à cette énergie seuil, les tendances observées ne sont pas affectées par le choix de E_{th} .

Les résultats présentés figure II.10 sont moyennés dans le temps. Etant donné que l'évolution temporelle du courant de décharge est influencée par le champ magnétique (comme nous le verrons dans la sous-section 2.5), il est intéressant d'étudier l'influence des oscillations du courant de décharge sur le taux d'érosion. Des calculs ont donc été réalisés (non présentés ici) sur le profil d'érosion à la paroi en fonction de quatre profils de champ magnétique en supposant le terme source d'ionisation et le potentiel électrique constants dans le temps dont les valeurs moyennes sont celles présentées sur la figure II.8. Nous retrouvons les mêmes profils d'érosion que lorsque nous tenons compte de l'évolution spatio-temporelle du terme source d'ionisation et de la distribution du potentiel électrique. Ce qui montre que les oscillations n'influencent pas le taux d'érosion, du moins dans les conditions de l'étude.

En résumé, cette étude montre que la durée de vie du moteur augmente lorsque la chute de potentiel se retrouve plus à l'extérieur (ce qu'on pouvait supposer intuitivement). De plus, une structure magnétique avec un zéro de champ magnétique (et bien entendu avec des configurations magnétiques dont la seule différence est le gradient axial du champ magnétique radial) permet de réduire la longueur et la profondeur érodée du canal afin d'améliorer la durée de vie du moteur sans altérer ses performances.

2.5 Comportement dynamique

Nous présentons figure II.11 l'évolution temporelle du courant de décharge sur un temps de 400 μs pour les cas 1 à 4. Nous remarquons que les oscillations basse fréquences liées au temps de transit des neutres dans la zone d'ionisation (10-20 kHz) [Boe-98, Tou-00] ont des amplitudes plus faibles dans le cas 4 que le cas 1. Hagelaar *et al* [Hag-03] montre qu'en jouant sur les coefficients empiriques du modèle, les oscillations augmentent lorsque la part de potentiel à l'extérieur est plus importante. Ce qui n'est pas le cas ici en variant le champ magnétique. Il semblerait que l'amplitude des oscillations ne soit pas associée au potentiel électrique mais à la conductivité électronique. A noter que ce bas niveau d'oscillations a également été observé expérimentalement sur le propulseur à Effet Hall de type ATON. Nous reviendrons sur ce point dans la section III.

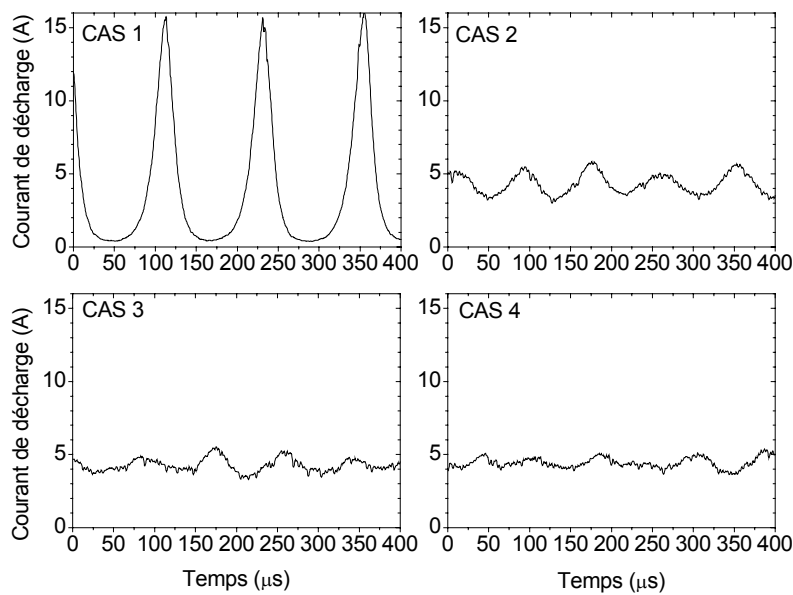


Figure II.11 : Evolution temporelle du courant de décharge sur 400 μs pour les cas 1 à 4.

III. Application à la technologie ATON

Le propulseur à Effet Hall de type « ATON » a été développé à l'institut MIREA par Morozov et Bugrova [Mor-97]. Les premiers objectifs de ce propulseur est d'améliorer la divergence du jet et d'augmenter le rendement d'ionisation. Ce concept de propulseur a été repris et fabriqué par SNECMA sous l'appellation A53 ou A54 selon la version. Des études expérimentales [Gas-00, Pri-02] ont montré que ce propulseur possédait des propriétés intéressantes et qu'il semble plus performant qu'un SPT-100 classique. Néanmoins, certaines caractéristiques de ce propulseur restent complexes. En effet, des tests d'endurance sur le moteur ont révélé l'existence de deux modes de fonctionnement suivant l'aspect du jet de plasma à savoir un mode « queue d'hirondelle » caractérisé par une faible divergence, un rendement élevé et une bonne stabilité du moteur et un mode « tige » dont le fonctionnement est très proche de celui d'un SPT-100. Le passage d'un mode à un autre s'effectue en jouant sur les courants des bobines. Dans cette section, nous comparons d'un point de vue essentiellement numérique les propulseurs SPT-100 et A54.

1. Propulseur ATON

Les figures II.12a et II.12b représentent respectivement la géométrie et la topologie magnétique au point de fonctionnement nominal du A54 (tension de 345 V, débit 4.3 mg/s et un champ magnétique en sortie de 210 G).

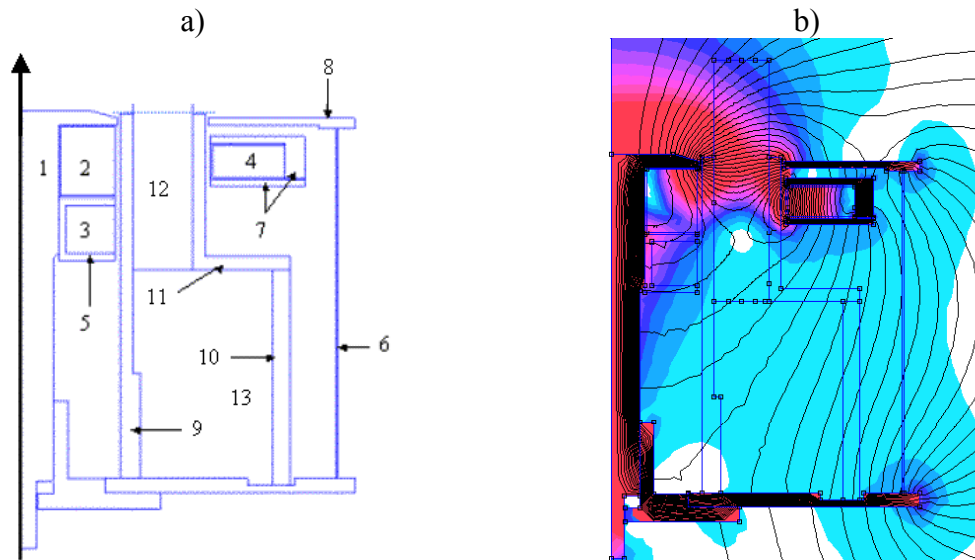


Figure II.12 : a) Géométrie du propulseur A54. L'axe de symétrie est à gauche. 1-Champignon et noyau bobine interne 2-Bobine interne principale (B_2) 3-Bobine interne auxiliaire (B_3) 4- Bobine externe (B_1) 5-Carcasse B3 5-Plaqué arrière 6-Colonettes 7- Carcasse B1 8- Plaqué avant 9- Paroi interne 10- Hublot de quartz 11- Anode 12- Canal 13- Chambre de tranquillisation. ; b) Lignes de champ magnétique pour le propulseur A54, l'échelle de l'intensité de la norme de B est : maximum en rouge et minimum en blanc.

Notons que le canal du propulseur A54 est plus long que le canal du SPT-100 (4.2 cm contre 2.5 cm). Contrairement au SPT-100, le gaz est injecté dans une « chambre de tranquillisation » afin d'obtenir une distribution de neutres plus homogène dans le cas du A54. Le champ magnétique atteint un maximum d'environ 0.5 T dans le noyau de la bobine centrale. Dans le canal, près de la sortie, la topologie du champ magnétique ressemble à celle du SPT-100 ou du PPS[®]1350, avec une « lentille » et un gradient dont la composante radiale est positive. La différence principale en sortie du moteur réside dans l'intensité du champ magnétique radial qui atteint 210 G contre 150 G dans le SPT-100. Toujours dans la région du plan de sortie du A54, des différences interviennent au niveau de la lentille, puisque celle-ci est inclinée de $\alpha=13^\circ$.

Plus profondément dans le canal, la topologie du champ magnétique est très différente de celle du SPT-100. En effet, une caractéristique particulière est la présence d'un point où le champ est nul typiquement au milieu du canal. Ainsi, les lignes de champ sont fortement inclinées suivant l'axe x près de l'anode, la composante axiale étant importante au regard de la composante radiale (cf. section II). Cette topologie magnétique a pour objectif de rendre les lignes de champ plus convexes vers l'anode afin de mieux focaliser les ions au centre du canal [Mor-00]. Une étude magnétique sur le propulseur A54 est présentée dans le supplément technique « modélisation magnétique des propulseurs à Effet Hall ».

2. Comparaison SPT-100 et ATON

2.1 Choix des coefficients empiriques

Nous avons vu dans la section I que les résultats des simulations dépendent fortement de la valeur des paramètres empiriques α , α_ε et κ associés au transport axial électronique. Différentes combinaisons du triplet (α , α_ε , κ) ont été étudiées pour les deux propulseurs (SPT-100 et A54). Les résultats représentatifs sont résumés dans le tableau II.1.

Type de propulseur	SPT100			A54		
	Cas	1	2	3	1	2
κ	0.2	0.2	1	1.25	0.2	0.2
α	1	0.2	1	1.25	1	0.2
α_ε	0.7	0.14	0.7	0.2	0.7	0.2
I (A)	4.46	3.92	5.66	3.66	2.74	2.07
T (mN)	80.	83.2	92.0	76	62	45.4
I_{sp} (s)	1660	1695	1875	1800	1469	1078
η	0.54	0.60	0.50	0.53	0.47	0.34
η_u	0.93	0.99	0.97	0.84	0.77	0.76
η_a	0.77	0.94	0.63	0.73	0.89	1.16
η_E	0.80	0.76	0.87	0.92	0.77	0.66
η_{dE}	0.97	0.93	0.97	0.98	0.95	0.92
$\eta_{d\theta}$	0.90	0.83	0.92	0.95	0.94	0.91

Tableau II.1 : Performances des moteurs pour différentes combinaisons des paramètres empiriques. Les cas « optimisés » sont colorés en gris. A noter que les résultats obtenus sur le SPT-100 sont issus de la thèse de Jérôme Bareilles [Bar-02].

Pour chaque propulseur, les cas optimums montrés en gris correspondent aux calculs pour lesquels les performances sont les plus proches des performances mesurées (les mesures ont été fournies par SNECMA dans le cas du A54 [SEP]). Les paramètres empiriques de ces cas optimums seront utilisés par la suite pour étudier les caractéristiques de la décharge de chaque propulseur.

Nous notons qu'une simulation réaliste du A54 nécessite d'utiliser des valeurs α et κ plus grandes que le SPT-100. Les valeurs $\alpha=\kappa=1.25$ semblent être en accord avec les observables expérimentales en terme de performances (courant de décharge, poussée, impulsion spécifique et rendement). Il est important de noter qu'il n'y a aucune raison que les valeurs optimales de ces coefficients soient les mêmes pour différentes géométries du propulseur. Les phénomènes associés au transport « anormal » (fluctuations du plasma, turbulence) doivent être différentes pour les deux propulseurs. De plus, la topologie magnétique de ces deux propulseurs est très différente en terme d'intensité et de gradient de champ magnétique. En tout état de cause, il semblerait que le propulseur A54 soit plus influencé par les effets liés à la mobilité « anormale » que le SPT-100.

2.2 Comportement statique

Nous représentons figure II13a et II13b les distributions spatiales du terme source et du potentiel électrique moyennées sur 3 ms pour respectivement le SPT-100 et l'A54.

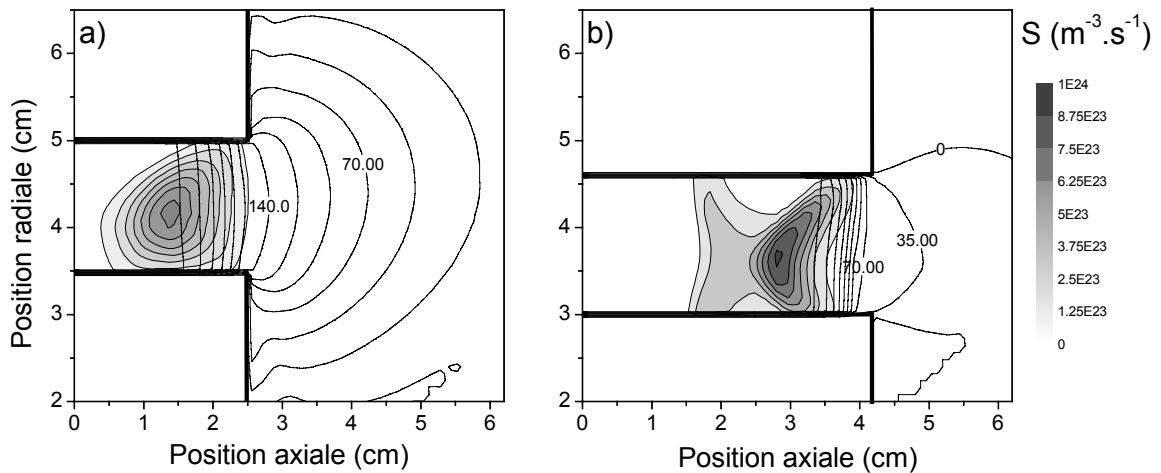


Figure II.13 : Cartographie du terme source d'ionisation S ($m^{-3}.s^{-1}$) et de la distribution du potentiel électrique (contour) moyennées sur 3 m. a) SPT-100 ; b) A54.

En utilisant les valeurs optimales de α et κ (valeurs qui donnent des résultats en accord avec les performances mesurées), nous remarquons que la chute de potentiel se fait en grande majorité à l'intérieur du canal pour l'A54 alors qu'une part importante se fait à l'extérieur du canal dans le cas du SPT-100. Nous verrons que cette répartition du potentiel aura des conséquences sur l'érosion des parois dans le cas du A54.

Par ailleurs, concernant l'A54, nous avons un champ électrique faible autour du zéro de champ magnétique dû à la forte mobilité électronique. Ainsi, l'énergie moyenne électronique et le taux d'ionisation sont relativement faibles autour de ce zéro de champ. Dans la région où les lignes de champ magnétique se referment sur les parois du moteur, l'énergie moyenne électronique et le taux d'ionisation diminuent fortement en intensité (nous avons déjà fait cette remarque dans la section II) comme nous pouvons le constater sur la figure II.13b. A plus forte tension, l'accélération des ions peut se produire juste après la zone de zéro de champ magnétique et le maximum d'ionisation peut être localisé plus profondément dans le canal. Cela est illustré sur la figure II.14 où l'on voit deux pics intenses du terme source d'ionisation de part et d'autre du zéro de champ magnétique.

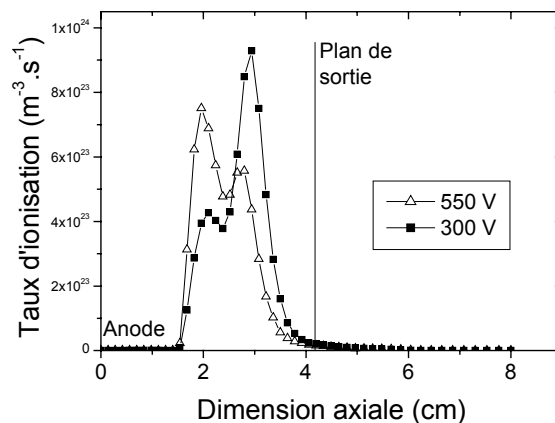


Figure II.14 : Profil axial du taux d'ionisation ($m^{-3}.s^{-1}$) au plan médian pour deux tensions appliquées (propulseur A54).

2.3 Comportement dynamique

Nous représentons sur les figures II15a et II15b l'évolution du courant de décharge en fonction de la tension appliquée pour respectivement le SPT-100 et l'A54. Nous présentons également sur les deux courbes l'écart type du courant (barres d'erreur), les valeurs minimales et maximales du courant atteint.

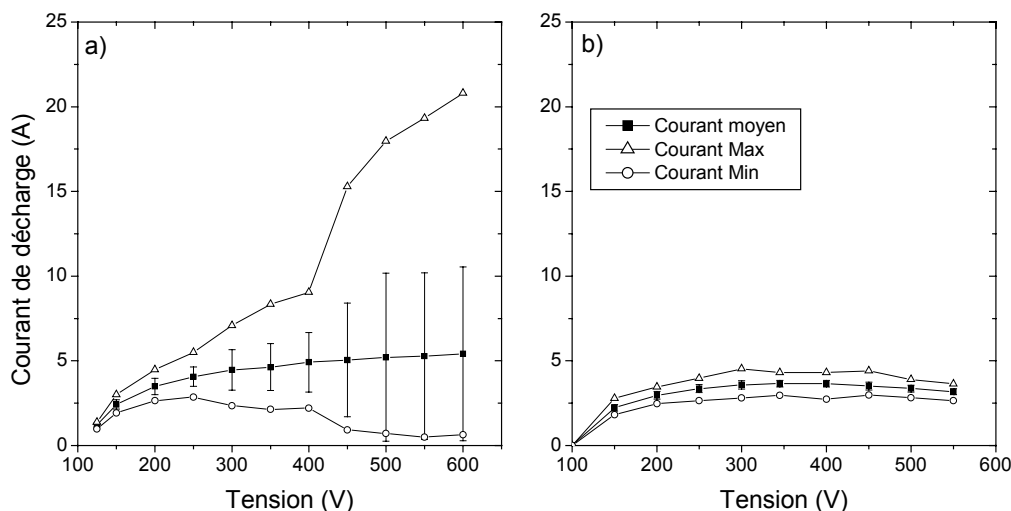


Figure II.15 : Caractéristique courant –tension. Les barres d'erreur indiquent l'écart type sur le courant moyen. Valeur minimum et maximum du courant total. a) SPT-100 ; b) A54.

Dans le cas du SPT-100, les amplitudes d'oscillations augmentent avec la tension appliquée. Cela a été déjà observé expérimentalement [Bou-01] et avec les modèles [Boe-98, Bar-02]. Concernant l'A54, nous remarquons que les amplitudes des oscillations sont très faibles comparées à celles du SPT-100. On peut supposer que les zones d'accélération et d'ionisation ont très peu d'espace pour osciller librement. La configuration magnétique avec ce zéro de champ magnétique ne permet pas aux deux zones de rentrer plus profondément dans le canal alors que la forte mobilité électronique à l'extérieur les empêche de sortir.

Nous faisons remarquer que Mathieu Prioul dans ses travaux de thèse [Pri-02] a étudié la réponse d'un SPT et d'un propulseur de type ATON suite à une extinction du courant appliquée par un interrupteur de puissance. Suite à cette étude, il a montré expérimentalement que le propulseur de type ATON était plus stable que le SPT-100 et que les oscillations du A54 étaient moins importantes que celles du SPT-100 [Pri-02].

2.4 Fonction de distribution en énergie et érosion

Fonction de distribution énergétique des ions

Nous représentons sur les figures II16a et II16b la fonction de distribution énergétique des ions moyennée dans le temps pour respectivement le SPT-100 et l'A54

Chaque graphe contient deux courbes. La première (triangle) représente la distribution du courant d'ions total sans tenir compte de la position où les ions quittent le domaine et avec quelle direction. La seconde courbe (carré) représente les ions dont la vitesse font un angle inférieur ou égal à 5° par rapport l'axe du propulseur. La superposition des deux courbes nous donne une idée sur la dépendance en énergie de la fonction de distribution des ions en énergie.

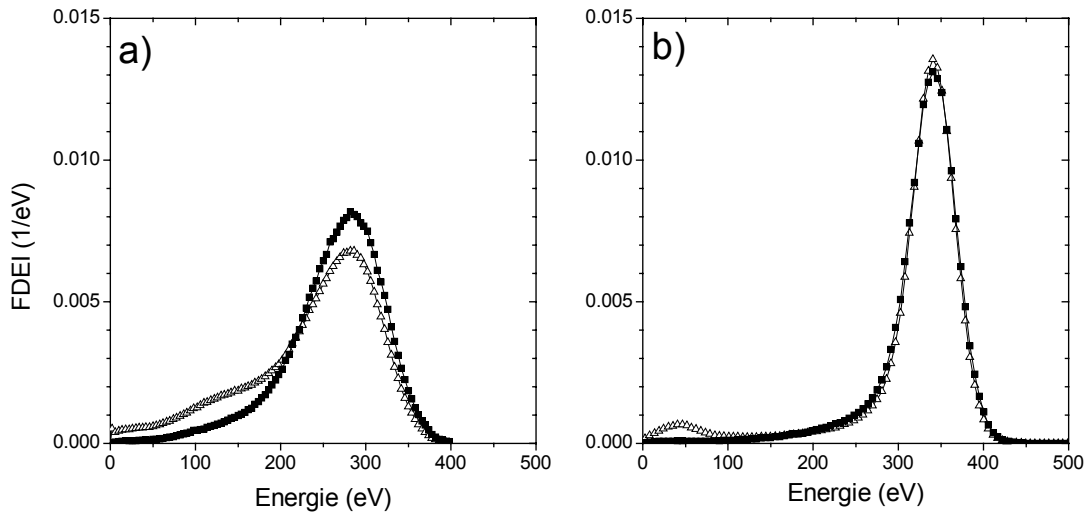


Figure II.16 : Fonction de distribution énergétique des ions normalisée en énergie (triangle) et le nombre d'ions faisant un angle de 5° par rapport à l'axe du propulseur (carré). a) SPT-100 ; b) A54.

La fonction de distribution des ions en énergie est beaucoup plus étroite dans le cas du A54 que le SPT-100. Nous pouvons rappeler que dans le tableau II.1, nous trouvons une efficacité d'énergie η_E de 0.92 pour le A54 contre 0.80 pour le SPT. Ces différences sont principalement dues à la différence de chute de potentiel à l'intérieur du canal pour les deux moteurs (80% pour le A54 contre 50% pour le SPT-100). A noter que la réduction de la divergence angulaire était l'un des objectifs du concept du propulseur ATON. Par ailleurs nous devons noter qu'une comparaison directe avec les mesures de RPA (Analyseur à Potentiel Retardant) doit être prise avec précaution. En effet, la RPA ne collecte que les ions qui ont la direction de l'axe de la sonde (la RPA est destinée à des mesures de faisceaux dirigés). Or dans les modèles, les fonctions de distribution énergétique des ions sont intégrées en angle (cf. figure II.16).

Erosion

La figure II.17 représente les profils d'érosion axiaux des parois interne et externe des deux propulseurs étudiés.

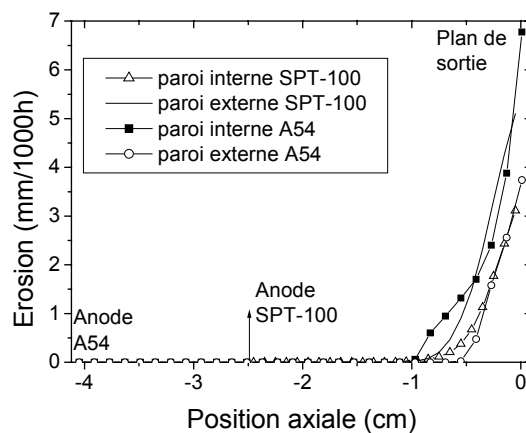


Figure II.17 : Profil d'érosion des parois interne et externe pour les deux propulseurs étudiés. Seuil de pulvérisation $E_{th}=50$ eV.

L'érosion est beaucoup plus importante dans le cas du A54 que de celui du SPT-100. Cette différence est due à une zone d'accélération qui est principalement localisée à l'intérieur du canal (un compromis est à faire entre la divergence du faisceau d'ions et l'érosion des parois). Dans l'A54, nous observons une différence nette d'érosion entre les parois externe et interne. Cela est dû à l'orientation inclinée de la lentille magnétique par rapport à l'axe du propulseur (nous rappelons que la lentille magnétique est inclinée d'un angle de 13° du côté de la paroi interne).

Comme nous l'avions évoqués dans la section I.1.9, les taux d'érosion calculés, bien qu'ils fournissent des tendances correctes, dépendent de certaines hypothèses que l'on fait sur l'énergie seuil de pulvérisation (ici $E_{th}=50$ eV).

Recombinaison des ions à la paroi

Dans les résultats de simulation du A54, nous constatons que beaucoup d'ions vont impacter les parois du canal dans les régions où les lignes de champ magnétique se referment à la surface comme cela est représenté sur le tableau II.2.

Courant d'ions (A)	SPT-100	A54
Sortant du canal	3.44	2.68
Vers les parois	0.4	1.4

Tableau II.2 : Courant d'ions à la paroi et courant d'ions sortant du canal

L'énergie de ces ions n'est pas suffisante pour éroder la paroi mais ce flux d'ions à la paroi peut avoir des conséquences sur le fonctionnement du moteur. Dans le cas où les ions recombinent à la paroi en formant un atome neutre d'énergie voisine de l'énergie de l'ion incident, les atomes issus de cette recombinaison sortent rapidement du propulseur et ont peu de chances d'être réionisés. Ce qui réduit l'efficacité d'ionisation et la valeur du courant de décharge. Dans les simulations présentées, nous supposons que les atomes issus de la recombinaison d'ions à la paroi partent avec la température du gaz (environ 500 K) donc l'effet cité précédemment ne se produit pas. Cependant la validité de cette hypothèse est à vérifier comme nous l'avions déjà évoqué dans la section I. Nous illustrons sur la figure II.18, la caractéristique courant-tension du A54 pour différentes hypothèses sur l'énergie des atomes recombinés à la surface.

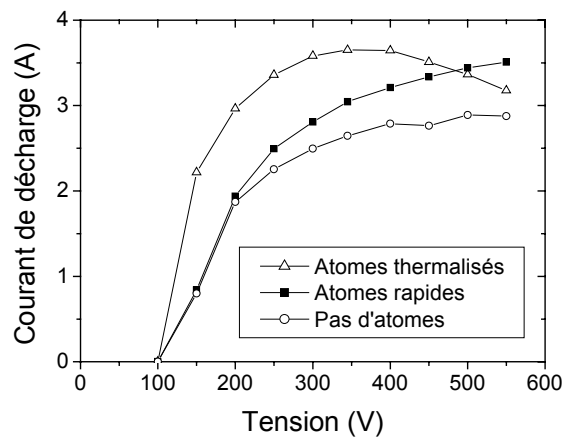


Figure II.18 : Caractéristique courant-tension du A54 pour différentes hypothèses sur l'énergie des atomes issus de la recombinaison des ions à la paroi : température du gaz, énergie de l'ion incident et pas d'atomes créés dans la simulation.

2.5 Comportement hors-point nominal

Nous étudions dans cette partie le comportement hors-point nominal des moteurs SPT-100 et A54. Les variations se font en tension V et en champ magnétique B (intensité du champ magnétique en sortie). Pour illustrer les principales différences entre les propulseurs, nous représentons l'efficacité d'ionisation des propulseurs (figure II19a pour le SPT-100 et II19b pour l'A54) ainsi que l'amplitude des oscillations basse fréquence BF (10-20 kHz) en fonction de V et B (figure II20a pour le SPT-100 et II20b pour l'A54).

Concernant le propulseur A54, nous trouvons que le choix de la tension et du champ magnétique est très important. En effet, seulement une petite région du domaine (V , B) permet d'obtenir une décharge avec une bonne efficacité d'ionisation pour le propulseur. La plage de fonctionnement du SPT-100 est beaucoup plus large que l'A54.

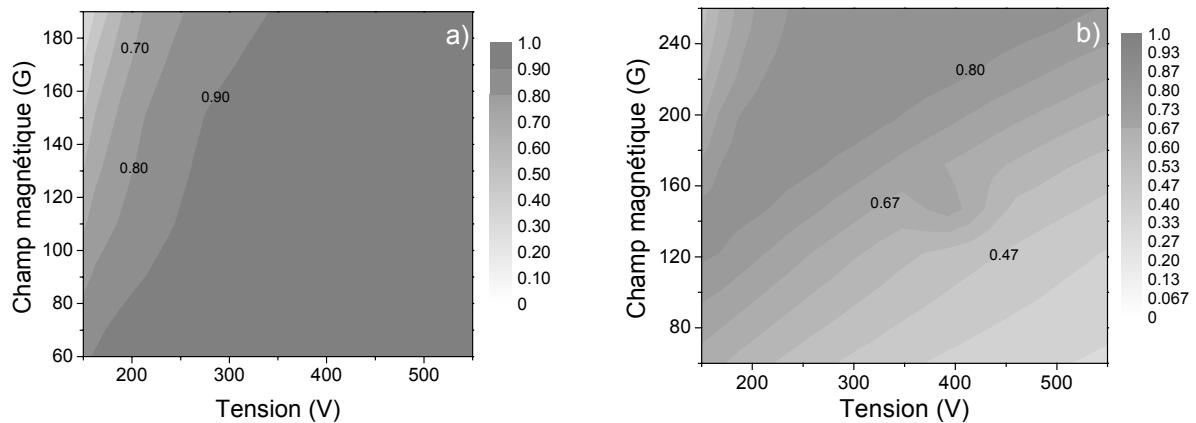


Figure II.19 : Efficacité d'ionisation en fonction de la tension et du champ magnétique. a) SPT-100 ; b) A54.

Ces tendances sont en accord avec les études expérimentales menées par Nicolas Gascon qui montraient que le propulseur de type ATON était plus performant que le SPT-100 mais que son enveloppe de fonctionnement optimal était plus restreinte que le SPT-100 [Gas-00]. Par ailleurs, l'A54 ne présente quasiment pas d'oscillations basses fréquences BF. En effet, bien que le champ magnétique et la tension varient sur une plage de fonctionnement importante, nous ne trouvons pas de régimes oscillants. Nous avons déjà discuté de ce point dans la sous-section III.2.3.

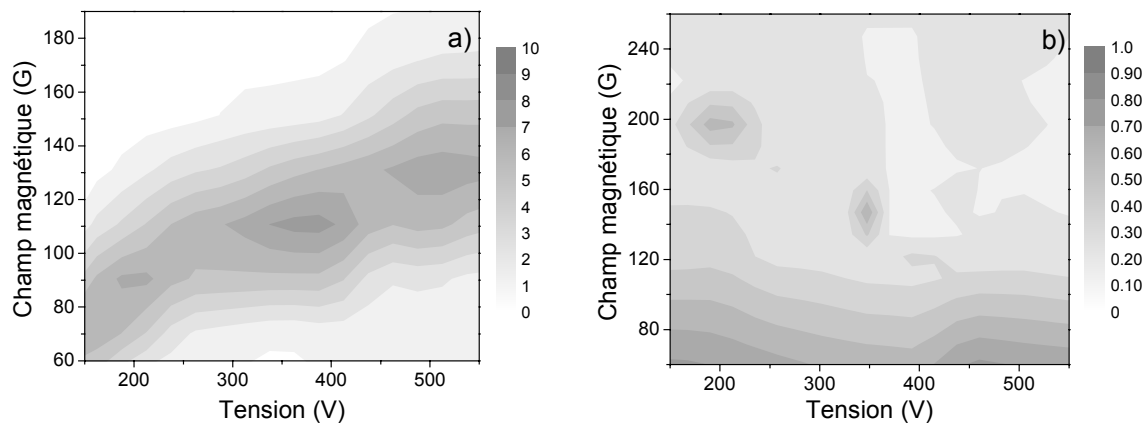


Figure II.20 : Amplitude des oscillations (en A) basses fréquences(10-20 kHz) en fonction de la tension et du champ magnétique. a) SPT-100 ; b) A54.

A noter que le modèle ne retrouve pas les deux modes (« tige » et « queue d'hirondelle »). Les hypothèses du modèle notamment sur le transport électronique sont vraisemblablement trop fortes pour pouvoir prendre en compte ces deux modes dans les simulations. Cependant, une hypothèse possible est que ce changement de mode soit dû à une oscillation de la zone d'ionisation de part et d'autre de la position du zéro de champ magnétique. Cette oscillation pourrait modifier la répartition du flux d'ions impactant les parois et la distribution du potentiel électrique. Dans les simulations présentées, il semblerait que le propulseur soit dans un mode de type « queue d'hirondelle » (fonction de distribution en énergie étroite et bonne stabilité du moteur).

IV. Conclusion

Nous avons, dans un premier temps, rappelé les hypothèses physiques de base du modèle hybride 2D. Nous avons insisté sur le fait que de nombreuses hypothèses sont tout à fait valables dans le cadre de ces propulseurs à Effet Hall. Le problème le plus délicat concerne le transport électronique dans un plasma basse pression magnétisé, problème que l'on retrouve d'ailleurs pour d'autres applications tels que les tokamaks pour la fusion thermo-nucléaire. Cette difficulté limite fortement la prédictibilité des codes et des efforts doivent être menés dans ce sens tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental. Par ailleurs, nous avons décrit une amélioration du code qui permet de prendre en compte des topologies magnétiques complexes (avec la présence d'un zéro de champ magnétique). Ces topologies se retrouvent sur des propulseurs de type ATON que l'on a étudiés par la suite.

Dans un second temps, nous avons étudié l'influence du gradient de champ magnétique sur un SPT-100. Différentes topologies magnétiques avec différents étalements de la région de fort champ magnétique près de la sortie ont été étudiées en gardant constant l'intensité maximum du champ magnétique ainsi que le profil du champ magnétique à l'extérieur du canal. L'étude montre que la part de potentiel à l'intérieur et à l'extérieur du canal est contrôlée par la distribution du champ magnétique et cela influence l'érosion des parois du canal et légèrement la divergence du faisceau d'ions. Les configurations magnétiques avec un champ magnétique étalé dans le canal, produisent une ionisation plus intense dans le canal, une part de potentiel plus à l'intérieur du canal, des érosions à la paroi plus importantes et une divergence du faisceau d'ions légèrement réduite. Le comportement dynamique montre que l'amplitude des oscillations basses fréquences BF diminue avec une configuration magnétique caractérisée par un zéro de champ magnétique près de la région anodique. Ce qui améliore la stabilité du propulseur.

Dans un troisième temps, nous avons appliqué les considérations développées dans les sections précédentes au propulseur de type ATON issu de la technologie russe. Nous avons vu que les performances du A54 étaient beaucoup plus influencées par le champ magnétique, la tension et les paramètres de mobilité du modèle que le propulseur SPT-100. Le domaine de fonctionnement du A54 est plus restreint que celui du SPT-100. De plus, nous avons constaté qu'il fallait une mobilité « anormale » plus grande que celle du SPT-100 pour le faire fonctionner correctement. Ce qui semble indiquer que l'A54 est sujet à plus de fluctuations ou turbulence à l'extérieur du canal. Contrairement au SPT-100, l'A54 produit une grande part de l'accélération des ions à l'intérieur du canal. Ce qui induit une relative bonne divergence et une bonne efficacité du faisceau d'ions. Cependant, cela conduit également à une importante érosion des parois interne et externe. Enfin, nous avons constaté que les oscillations d'ionisation sur une grande plage de fonctionnement sont beaucoup plus faibles dans le cas du A54 que dans le cas du SPT-100. Nous supposons que la zone d'ionisation et d'accélération

ont peu d'espace pour osciller librement. La configuration magnétique avec ce zéro de champ magnétique ne permet pas aux deux zones de rentrer plus profondément dans le canal alors que la forte mobilité électronique à l'extérieur les empêche de sortir.

Nous précisons que le modèle ne retrouve pas les deux modes (« tige » et « queue d'hirondelle ») caractéristiques du propulseur A54. Les hypothèses du modèle notamment sur le transport électronique sont vraisemblablement trop fortes pour pouvoir reproduire les deux modes dans les simulations

Chapitre III : Transport « anormal » dans un propulseur à Effet Hall - Expérience d'interférométrie, interprétation et conséquences sur le transport électronique.

Ce chapitre est consacré à une tentative d'amélioration des hypothèses physiques du modèle hybride 2D concernant le transport électronique et en particulier les coefficients empiriques associés au transport « anormal » (cf. chapitre II) qui limitent fortement les capacités de prédiction des codes hybrides¹. Cette étude est basée sur une comparaison systématique avec les expériences notamment les données expérimentales obtenues lors de la campagne d'essai 2005 du propulseur à Effet Hall forte puissance PPSX000-ML sur le moyen d'essai PIVOINE implanté au Laboratoire d'Aérothermique à Orléans.

Après avoir exposé le cadre de ce chapitre (section I), nous dégagons dans un premier temps les caractéristiques générales du propulseur sur lequel sera basée notre étude (section II). Nous décrivons ensuite l'expérience Interférométrie de Fabry-Pérot qui permet de mesurer la vitesse moyenne des ions Xe^+ dans le propulseur, donnée qui est très utile pour remonter à des informations sur la conductivité électronique (section III). Nous mettons en place, dans un second temps, une méthode pour coupler efficacement le modèle à toutes les observables expérimentales acquises au cours de cette campagne (section IV). Enfin, nous appliquons les considérations présentées précédemment pour étudier les variations des coefficients empiriques en fonction des paramètres du moteur tels que le champ magnétique, la tension et le débit pour en tirer des informations sur le transport électronique (section V, VI et VII). Nous terminons ce chapitre par une conclusion (section VIII).

¹ Ce travail est le fruit d'une collaboration et d'une forte synergie entre l'équipe de modélisation du CPAT de Toulouse et l'équipe du laboratoire d'Aérothermique à Orléans (en particulier Stéphane Mazouffre et Damien Gawron). L'objectif était de mettre en priorité les expériences susceptibles d'améliorer le modèle hybride 2D.

I. Cadre et intérêt de l'étude

L'étude a été réalisée dans le cadre de la campagne d'essai du propulseur à Effet Hall forte puissance PPSX000-ML (modèle de laboratoire). Le moteur, déjà testé à QinetiQ à Farnborough en Angleterre [Duc-03, Duc-04], a été de nouveau étudié en Février 2005 sur le moyen d'essai PIVOINE au laboratoire d'Aérothermique en France. La campagne avait principalement deux objectifs :

- Dans un premier temps, le moteur forte puissance (≈ 5 kW) devait être testé sur une grande plage de fonctionnement afin d'étudier ses performances, sa robustesse ainsi que sa stabilité. Ces critères sont essentiels pour valider le fonctionnement de ce propulseur particulièrement adapté pour une nouvelle génération de satellites géostationnaires plus volumineux.
- Dans un deuxième temps, notre objectif était d'essayer en utilisant au mieux toutes les observables expérimentales acquises au cours de cette campagne d'améliorer les hypothèses physiques du modèle hybride 2D. Cette phase est très importante pour pouvoir prétendre améliorer les capacités prédictives des codes hybrides qui est, nous le rappelons, l'un des objectifs de ce groupement de recherche pour la période 2004-2007.

II. Propulseur forte puissance PPSX000-ML

1. Présentation du propulseur

Le propulseur PPSX000-ML est un prototype dérivé du modèle industriel de SNECMA, le PPS[®]5000. Ce propulseur a un diamètre plus grand que ces prédécesseurs (150 mm contre 100 mm pour le PPS[®]1350 et le SPT-100). Le point de fonctionnement nominal est une puissance de 5 kW pour une poussée de 270 mN [Laz-05]. Les figures III.1a et III.1b présentent respectivement une photo du propulseur ainsi qu'une image de la plume du moteur en fonctionnement.

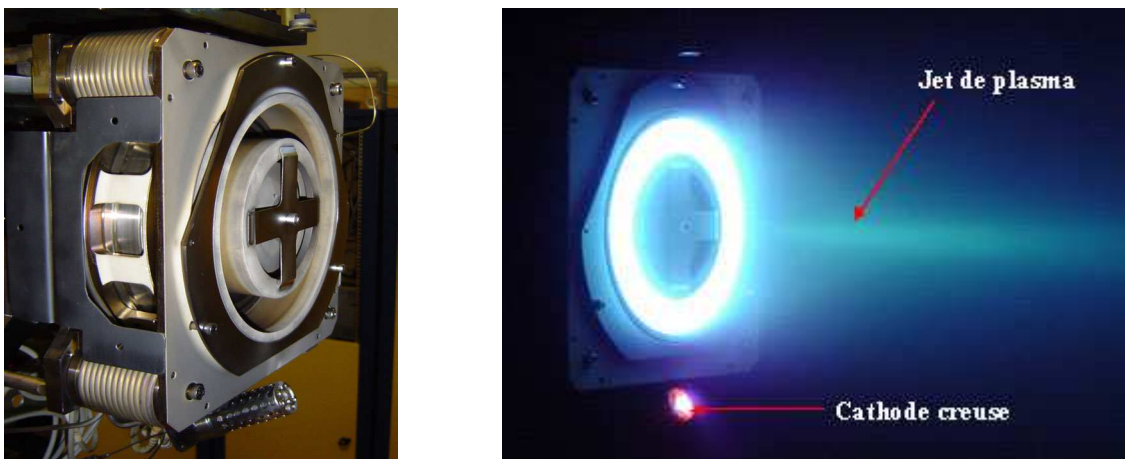


Figure III.1 : a) Photo du propulseur PPSX000-ML ; b) Jet d'ions observable sur le moyen d'essai PIVOINE.

La topologie magnétique de ce propulseur est complexe avec notamment la présence d'un zéro de champ magnétique proche de la zone anodique comme c'est le cas du propulseur A54 issu de la technologie ATON. Les caractéristiques géométriques ainsi qu'une étude détaillée

du champ magnétique du propulseur PPS[®] 5000 (similaire au PPSX000-ML) sont présentées dans le supplément technique « modélisation magnétique des propulseurs à Effet Hall ».

2. Performances du moteur

Le moteur a été testé sur une grande plage de fonctionnement :

- La tension a varié de 200 V à 1000 V par pas de 100 V.
- Le débit à l'anode a varié entre 5 mg/s et 15 mg/s.
- Le débit à la cathode a été ajusté de manière à obtenir 10% du débit à l'anode.

Nous pouvons préciser que la pression résiduelle a varié suivant le point de fonctionnement de $2 \cdot 10^{-5}$ mbar à $1 \cdot 10^{-4}$ mbar [Aer-05]. Les bobines interne et externe ont été alimentées séparément. Il est important de préciser que le champ magnétique a été optimisé pour chaque point de fonctionnement afin de minimiser le courant de décharge. Les figures III2a, III2b, III2c et III2d présentent un ensemble de performances en terme de courant de décharge, poussée, impulsion spécifique et rendement sur une grande plage de fonctionnement.

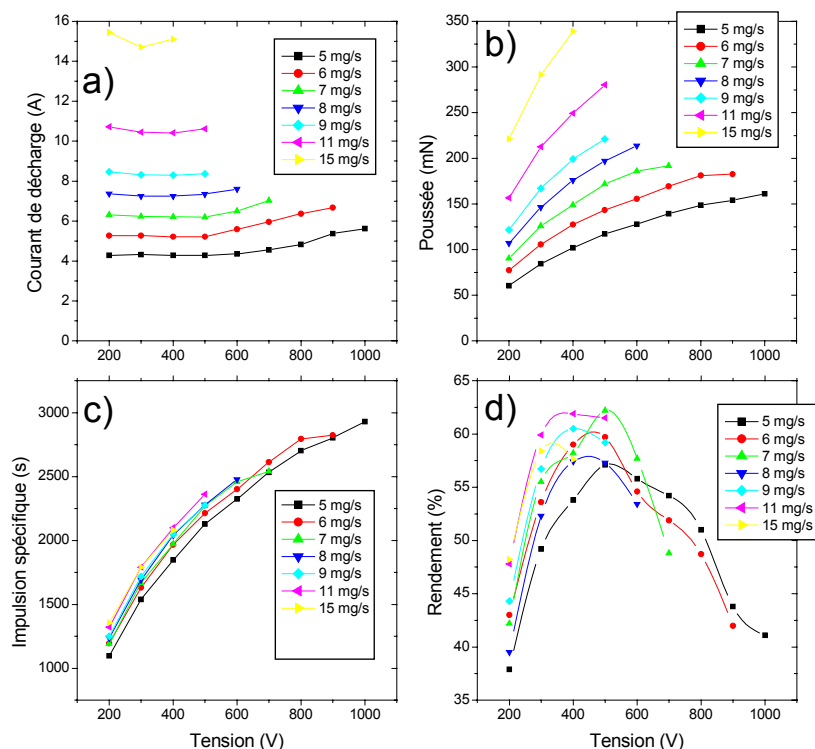


Figure III.2 : Caractéristiques du PPSX000-ML en fonction de la tension appliquée, pour différents débits. Les résultats ont été obtenus lors de la campagne d'essai sur PIVOINE qui s'est déroulée en février 2005 [Aer-05]. a) Courant de décharge ; b) Poussée ; c) Impulsion spécifique ; d) Rendement.

Nous pouvons constater certaines tendances dans le fonctionnement du moteur :

- Pour une même efficacité d'ionisation et un faisceau d'ions aux caractéristiques identiques, l'impulsion spécifique varie en principe comme $\sqrt{U_d}$ (en appelant U_d la tension de décharge). Ici, l'impulsion spécifique varie plus rapidement que la racine carrée de la tension appliquée. Cela provient sans doute du fait que le degré d'ionisation n'est pas identique, il augmente avec la tension tout comme l'efficacité

d'énergie du faisceau d'ions (impulsions spécifiques de 1097 s et 2127 s pour respectivement 200 V et 500 V, débit à 5 mg/s).

- La poussée augmente linéairement avec la tension (poussées de 60.3 mN et 117 mN pour respectivement 200 V et 500 V, débit à 5 mg/s) puis sature à haute tension (autour de 700 V- 800 V).
- Le rendement passe par un maximum (quel que soit le débit) autour de 500 V (37.9%, 57.1% et 43.8% pour respectivement 200 V, 500 V et 800 V, débit à 5 mg/s). La diminution du rendement à haute tension pourrait être due à une augmentation du courant d'électrons.
- Le courant de décharge reste à peu près constant entre 200 V et 500 V puis augmente à partir de 600 V. Les raisons avancées de cette augmentation pourraient être attribuées à une difficulté d'optimiser le champ magnétique à haute tension ou à une augmentation des ions doublement chargés [Laz-05].

Bien que le caisson PIVOINE ne soit pas initialement adapté pour des puissances excédant 1.5 kW, le moteur présente une bonne tenue dans son fonctionnement et l'installation PIVOINE est robuste (fonctionnement jusqu'à 6 kW de puissance de décharge). Quel que soit le point de fonctionnement, les oscillations du courant de décharge ne dépassent pas 2.2 A. Toutefois, nous pouvons noter des problèmes de pression dans le caisson pour des puissances supérieures à 4 kW et des débits supérieurs à 10 mg/s. De plus, pour des puissances supérieures à 4-5 kW, des problèmes thermiques limitent un fonctionnement de l'installation PIVOINE supérieur à 1 h [Pri-05]. Or on rappelle que le propulseur doit pouvoir fonctionner pour des puissances de l'ordre de 5 kW et des débits compris entre 7 et 20 mg/s. D'où les nouvelles adaptations du caisson prévues mi-2006 pour tester ce propulseur à des débits plus élevés.

Dans les sections suivantes, nous allons nous intéresser à notre objectif, qui est d'ailleurs l'objet principal de ce chapitre, à savoir une meilleure quantification du transport « anormal » dans les codes hybrides. Nous utiliserons les données expérimentales obtenues lors de cette campagne ainsi que l'expérience Interférométrie de Fabry-Pérot présentée dans la section suivante.

III. Interférométrie de Fabry-Pérot

1. Position du problème

Le modèle hybride 2D développé au CPAT donne une bonne description semi-quantitative du comportement observé du moteur (performances, oscillations du courant...) pour divers points de fonctionnement. Néanmoins le modèle n'est pas entièrement auto-cohérent et ses capacités de prédiction d'un point de fonctionnement à un autre sont donc limitées car des hypothèses doivent être faites sur le transport des électrons aux moyens de coefficients empiriques. Nous rappelons que ces mécanismes dits « anormaux » sont très difficilement quantifiables (cf. chapitre II). Devant la méconnaissance de ces phénomènes, nous décrivons ces mécanismes dans nos modèles à l'aide de coefficients empiriques que l'on ajuste selon le point de fonctionnement pour être en accord avec les expériences. En pratique, on rappelle que la mobilité « anormale » à l'intérieur du canal s'écrit $\mu_\alpha = \frac{m_e \alpha \cdot 10^7}{eB^2}$ (Collisions

pariétales) et à l'extérieur du canal $\mu_k = \frac{\kappa}{16B}$ (diffusion de type Bohm) [Bar-02, Hag-03].

Cette hypothèse sur la mobilité électronique conditionne fortement le fonctionnement de la décharge. Bien que ce changement de mobilité soit décrite de manière abrupte dans le modèle, une mobilité plus importante à l'extérieur qu'à l'intérieur du moteur est nécessaire pour éviter d'obtenir toute la chute de potentiel électrique après le plan de sortie. Ce qui permet de générer au plan de sortie un champ électrique fort qui chauffe suffisamment les électrons afin d'ioniser efficacement le flux de gaz. Ce changement de la mobilité se traduit par un changement de pente du potentiel électrique proche du plan de sortie. Ce point est d'autant plus important que la densité de plasma à l'extérieur du moteur est faible par rapport à l'intérieur (on rappelle que la conductivité est proportionnelle à la mobilité et à la densité de plasma). Nous illustrons cela sur les figures III3a et III3b au point de fonctionnement nominal (tension 300 V et débit 5 mg/s) et pour un jeu de coefficients empiriques standard ($\alpha=1$, $\alpha_\varepsilon=0.7$, $\kappa=0.2$) d'un SPT-100. La répartition de la mobilité électronique à l'intérieur et à l'extérieur du moteur est une hypothèse majeure du code hybride.

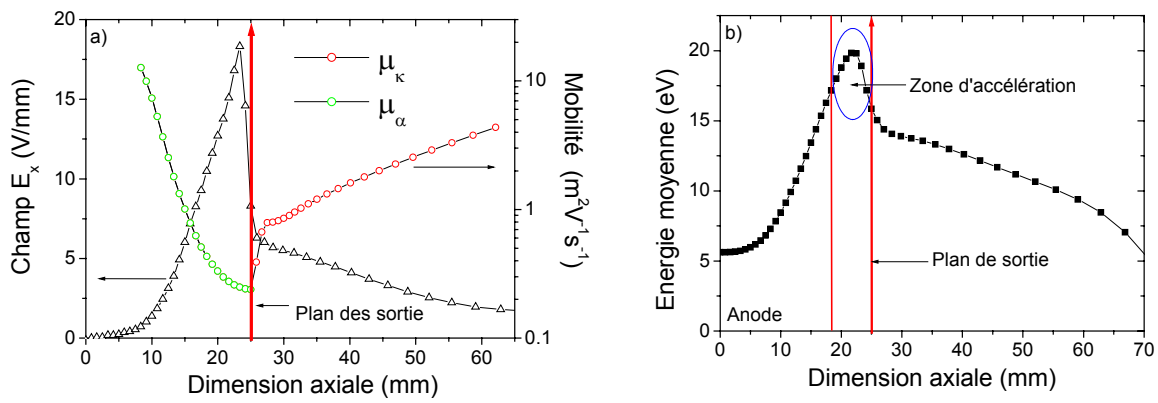


Figure III.3 : Profils axiaux au centre du canal ($r=42.25mm$). a) Champ électrique axial E_x (V/mm) et termes de mobilité « anormale » intérieur/extérieur ; b) Energie moyenne des électrons (eV).

Par ailleurs, Jérôme Bareilles a bien montré dans sa thèse qu'il n'était pas suffisant de recalibrer le modèle avec les performances seules du moteur [Bar-02]. En effet, comme le montre le tableau III.1 (calculs sur un SPT-100 au point de fonctionnement nominal avec une tension de 300 V et un débit de 5 mg/s), nous pouvons obtenir des performances calculées proches de celles mesurées pour des jeux de coefficients empiriques totalement différents. En revanche, ces différents jeux de coefficients peuvent conduire à des répartitions de potentiel intérieur/extérieur du canal très différentes.

CAS #	1	2	3	4
K	0.2	0.2	0.2	1
α	1	1	0.2	1
α_ε	0.7	0.14	0.14	0.7
I (A)	4.3	4.4	3.8	5.6
T (mN)	80	81	81	90
I_{sp} (s)	1640	1660	1640	1840
η	0.50	0.50	0.57	0.49
$\%V_{ext}$	0.51	0.61	0.25	0.25

Tableau III.1 : Performances pour quatre jeux de coefficients empiriques au point de fonctionnement nominal du SPT-100 (tension 300V et débit 5mg/s). Nous avons également représenté la part de potentiel à l'extérieur $\%V_{ext}$ prise dans le plan de sortie au centre du canal (rayon médian) [Bar-02].

En résumé, les axes principaux pour améliorer les aspects du code hybride sont une quantification des coefficients empiriques régissant le transport « anormal » ainsi qu'une vérification de l'hypothèse de changement sur la mobilité se traduisant par un changement de pente sur le potentiel électrique.

Une approche expérimentale utilisant des diagnostics spécifiques qui permettraient de remonter à des grandeurs telles que le potentiel électrique donnerait indirectement des informations sur la conductivité électronique. Par exemple, il a été montré que la technique de Fluorescence Induite par Laser (LIF) permet de mesurer la distribution de vitesse des ions de Xe^+ dans le canal du propulseur et à l'extérieur [Ced-97, Sad-99]. On peut remonter à la distribution du potentiel électrique et donc au champ électrique, tout cela pour divers points de fonctionnement en tension, débit et en champ magnétique. De plus, ces éléments apporteraient indirectement des informations sur la conductivité permettant d'en déduire des lois empiriques ou semi-empiriques concernant ces coefficients. Une étude préliminaire, que nous avons réalisée, a consisté à mettre en place un dispositif d'un repère de fréquence (spectre d'absorption NO_2) pour le signal LIF sur une grande plage de fréquence. L'objectif était de limiter les contraintes liées aux sauts de mode du laser qui se produisent sur des balayages en fréquence (≈ 10 GHz) bien inférieurs aux décalages Doppler mesurés dans les propulseurs (≈ 30 GHz). L'étude s'est inscrite dans le cadre d'une collaboration entre le CPAT et Nader Sadeghi du LSP (Laboratoire de Spectrométrie de Physique) [Bon1-03]. Ces travaux devaient être utilisés dans le cadre d'une campagne d'essai LIF sur le moyen d'essai PIVOINE. Néanmoins, pour des raisons de décalage de planning du moyen d'essai, je n'ai pas pu appliquer cela au cours de ma thèse. En revanche récemment, une autre approche expérimentale, plus simple à mettre en oeuvre que le dispositif LIF a été proposée : l'interférométrie de Fabry-Pérot. Elle permet de mesurer la vitesse moyenne des ions dans le propulseur. Ce dispositif expérimental a été utilisé lors de la campagne 2005 sur le propulseur forte puissance PPSX000-ML, auquel j'ai personnellement participé afin de bien saisir les contraintes et les hypothèses des deux types de diagnostic (modèle-expérience).

2. Principe de l'interférométrie de Fabry-Pérot

2.1 Dispositif expérimental

La mesure de la vitesses des ions Xe^+ est réalisée par spectroscopie d'émission utilisant un interféromètre de Fabry-Pérot à la sortie du propulseur. L'analyse porte sur le profil spectral du décalage Doppler de la raie Xe^+ à la longueur d'onde de 541.9 nm [Maz-03, Maz-04, Maz1-04]. Le schéma de principe du dispositif expérimental est représenté figure III.4. La lumière émise par le plasma est collectée par un système optique (ici, une lentille de focale 10 cm). Puis la lumière collectée passe par une fibre optique de diamètre 365 μm . La fibre optique est placée sur une platine de déplacement micrométrique (Newport[®]) afin de réaliser des mesures en différents points de l'espace.

La position du moteur est fixée. La lumière qui sort de la fibre optique est à nouveau collectée par une lentille de focale 40 cm de manière à obtenir un faisceau collimaté. Le faisceau parallèle passe ensuite dans une cavité de type Fabry-Pérot limitée par deux ouvertures de diamètres 2.5 cm. La cavité de type Fabry-Pérot (RC110 de Burleigh) fonctionne comme un interféromètre à balayage. La longueur ainsi que l'alignement de la cavité sont contrôlés en appliquant une haute tension sur des cales piézo-électriques placées entre les miroirs. Ainsi, on peut réaliser un balayage précis en fréquence en jouant sur la position des miroirs avec une rampe de tension. La cavité est optimisée pour des longueurs d'onde comprises entre 450 et 550 nm.

La lumière transmise par la cavité passe dans un monochromateur qui va sélectionner et isoler la raie de notre étude (la raie ionique à 541.9 nm qui est une raie intense dans la plume de plasma). Un photomultiplicateur (PMT) de type Hamamatsu R928 est placé en sortie du monochromateur pour amplifier et détecter (tension PMT 1250V) le signal lumineux. Le signal est enregistré et est moyenné sur 512 acquisitions sur un oscilloscope Tektronix. La fréquence de balayage de la cavité est de 10 Hz.

La distance entre les deux miroirs diélectriques du Fabry-Pérot est fixée à 3 mm de façon à obtenir un Intervalle Spectral Libre (ISL) pour la cavité de 50 GHz. Pour notre étude, la réflectivité des miroirs est d'environ 95.3%. Enfin la résolution spectrale du système est de 1 GHz. Bien que le système ne puisse pas étudier la structure complexe de la raie Xe^+ , il est assez précis pour mesurer le décalage Doppler et donc remonter à la vitesse des ions Xe^+ .

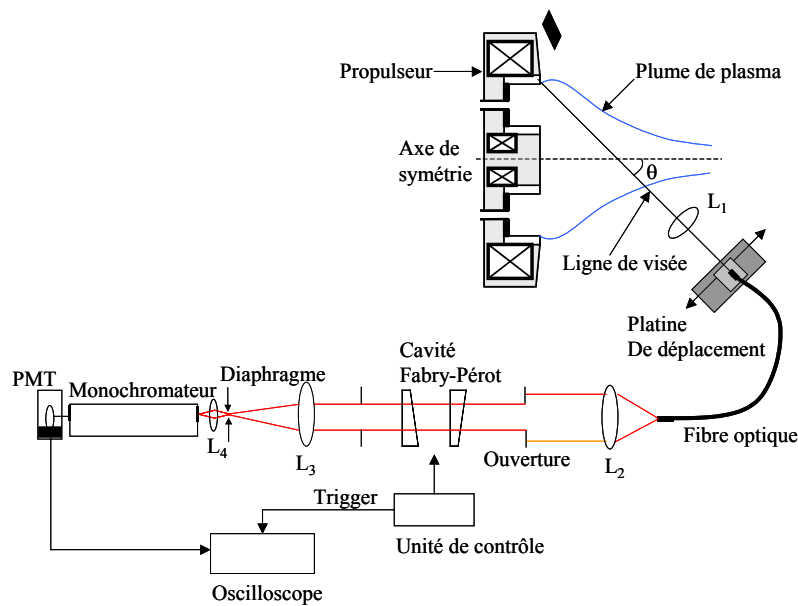


Figure III.4 : Montage expérimental de l'interférométrie de Fabry-Pérot (PMT: photomultiplicateur).

Particularité de la ligne de visée

Le propulseur est placé à 170 cm de la lentille L_1 . On obtient ainsi un grandissement de la branche de détection de $\gamma=17$. Le diamètre de la fibre ϕ_{fibre} est 365 μm . Ainsi la résolution spatiale théorique ($\phi_{\text{fibre}} \times \gamma$) que l'on peut obtenir avec la branche est de 6.2 mm (compromis à avoir entre la résolution spatiale et la collection de photons). La ligne de visée est orientée d'un angle $\theta=59^\circ$ par rapport à l'axe du propulseur. Le déplacement Δz sur la platine correspond à un déplacement Δx de la ligne de visée sur l'axe du propulseur.

$$\Delta x = \frac{\gamma \cdot \Delta z}{\sin(\theta)} \quad (III.1)$$

Le point de référence (ou visée de référence) est la ligne de visée qui intercepte le bord interne de la céramique externe du propulseur comme cela est représenté figure III.4. Cette position mesurée sur la platine nous sert alors de référence. On définit la position de ce point de référence à l'aide d'un « spot » lumineux créé après injection d'un faisceau laser dans la fibre.

Alignement de la branche de détection

L'alignement de la branche de détection suit le protocole suivant afin de déterminer précisément notre point de référence (bord interne de la céramique externe) :

- Nous plaçons une diode laser sur une platine de rotation de façon à ce que le faisceau fasse un angle θ avec l'axe du moteur (ici, on a pris $\theta = 59^\circ$).
- Nous visons notre point de référence qui est le bord interne de la céramique externe.
- En utilisant une platine de rotation, nous plaçons la lentille de collection L_1 sur le trajet du faisceau laser. La lentille est positionnée de manière à faire un angle de 90° avec le faisceau et que celui-ci ne soit pas dévié (le faisceau passe alors par le centre optique de la lentille). Nous gardons la position de la lentille par la suite.
- Après avoir retiré la diode laser, la fibre optique est placée sur la platine de déplacement à la distance focale de la lentille L_1 .
- Nous injectons un faisceau laser sur l'extrémité de la fibre optique.
- Nous ajustons la position de la fibre optique de manière à ce que le spot laser sur le propulseur soit le plus focalisé possible et que la position soit celle que l'on a visée précédemment.
- Nous relevons la position sur la platine de déplacement qui constitue notre position de référence.

Décalage Doppler

La mesure permet d'obtenir une information sur le décalage Doppler de notre raie d'étude. La correspondance entre le décalage Doppler $\Delta\nu$ et la vitesse moyenne axiale V_z de l'ion est donnée par :

$$V_z = c \cdot \frac{\Delta\nu}{\nu_0 \cdot \cos(\theta)} \quad (III.2)$$

avec c la vitesse de la lumière et ν_0 la fréquence centrale de la transition de l'ion Xe^+ .

L'erreur σ associée à la mesure de V_z est la combinaison de l'erreur associée au décalage Doppler $\sigma_{\Delta\nu}$ (résolution $\pm 1\text{GHz}$) et de l'angle de visée σ_θ (erreur estimée $\pm 2^\circ$).

$$\sigma^2 = \frac{c}{\nu_0} \left\{ \frac{\sigma_{\Delta\nu}^2}{\cos^2 \theta} + \left(\frac{\Delta\nu \sin \theta}{\cos^2 \theta} \right)^2 \cdot \sigma_\theta^2 \right\} \quad (III.3)$$

2.2 Forme du spectre

Formalisme mathématique

Le formalisme mathématique est fondé sur deux hypothèses qui sont tout à fait raisonnables dans les conditions du propulseur et notamment dans la plume de plasma :

- La profondeur de champ est considérée comme « infinie ». Des mesures ont montré en utilisant une lampe Ne que l'éloignement de la source influe très peu sur l'intensité du signal recueilli [Gaw-05].
- Le milieu est considéré comme optiquement mince pour la longueur d'onde d'étude. Cela permet de négliger le phénomène d'absorption des photons sur le trajet optique.

Les spectres de Fabry-Pérot sont obtenus par intégration de l'émissivité ε du plasma de xénon le long de la ligne de visée qui est un cylindre si l'on suppose que la profondeur de champ est infinie.

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(\nu, \mathbf{r}) \cdot d^3 r \quad (III.4)$$

avec I l'intensité du signal qui est fonction de la fréquence et \mathbf{r} est le vecteur position repérant un volume élémentaire $d^3 r$.

L'émissivité locale $\varepsilon(\nu, \mathbf{r})$ est donnée par la relation :

$$\varepsilon(\nu, \mathbf{r}) \propto n(\mathbf{r}) \cdot P(\nu, \mathbf{r}) \quad (III.5)$$

avec $n(\mathbf{r})$ le profil de densité et $P(\nu, \mathbf{r})$ le profil spectral de l'espèce radiative. Dans les conditions de l'étude, la largeur naturelle de la raie Xe^+ à 541.9nm (≈ 0.16 GHz) est négligeable par rapport à l'élargissement Doppler (≈ 2.5 GHz pour une température de 800 K). Nous précisons que nous ne tenons pas compte dans le calcul de la structure hyperfine et de l'effet Zeeman. Dans la réalité, l'ensemble des raies isotopiques doit conduire à une largeur ≈ 0.5 GHz avec une structure globale de transition à peu près gaussienne. Ainsi, le profil spectral $P(\nu, \mathbf{r})$ peut s'écrire sous la forme d'une gaussienne :

$$P(\nu, \mathbf{r}) \propto \frac{1}{\Delta\nu_D(\mathbf{r})} \exp\left(-4 \ln(2) \left(\frac{\nu - \delta\nu_D(\mathbf{r})}{\Delta\nu_D(\mathbf{r})}\right)^2\right) \quad (III.6)$$

avec $\Delta\nu_D$ l'élargissement Doppler et $\delta\nu_D$ le décalage Doppler donnés par les relations :

$$\delta\nu_D = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (III.7)$$

avec \mathbf{k} le vecteur d'onde de l'onde incidente et \mathbf{v} le vecteur vitesse.

$$\Delta\nu_D = 7.162 \times 10^{-7} \times \nu_0 \times \sqrt{\frac{T}{m_{\text{Xe}}}} \quad (III.8)$$

avec T la température du gaz, m_{Xe} la masse du Xénon et ν_0 la fréquence centrale de la transition.

Nous allons ci-dessous préciser deux points cruciaux de l'expérience de Fabry-Pérot :

- L'interférométrie de Fabry-Pérot nous donne une information sur la densité (terme d'émissivité), sur la température des ions (l'élargissement Doppler) et le vecteur vitesse (le décalage Doppler) mais cette information est intégrée spatialement (équation III.4). La difficulté sera d'extraire l'information qui nous intéresse pour notre étude à savoir le décalage Doppler.
- Le décalage Doppler que nous mesurons ne correspond pas au vecteur vitesse des ions. En réalité, nous mesurons le décalage Doppler projeté sur la ligne de visée comme cela est représenté figure III.5.

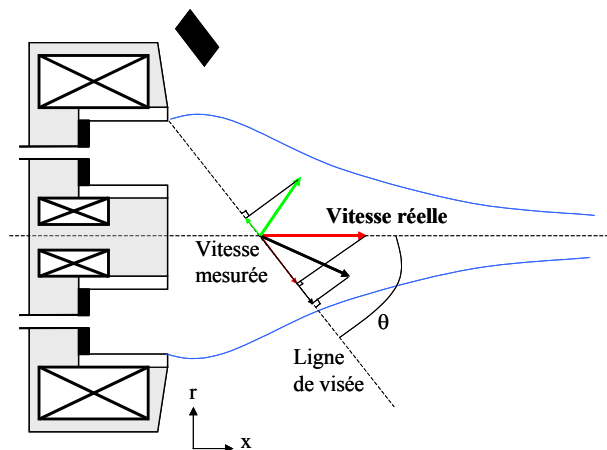


Figure III.5 : Projection de la vitesse des ions sur la ligne de visée (vitesse mesurée).

Forme du spectre obtenu

La figure III.6 représente la forme caractéristique de figures d'interférence obtenue par interférométrie de Fabry-Pérot. Cette figure est composée de deux pics. La mesure n'est pas totalement intuitive (n'oublions pas que le signal résulte de l'intégration de diverses quantités

le long de la ligne de visée). Une première étape pour exploiter au mieux les mesures effectuées était d'utiliser un modèle fondé sur le formalisme mathématique présenté précédemment (relations III.4, III.5, III.6, III.7 et III.8).

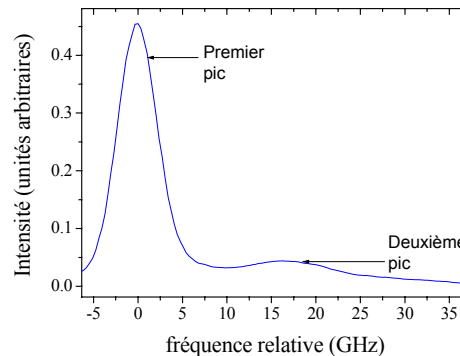


Figure III.6 : Forme caractéristique d'une figure d'interférence obtenue par interférométrie de Fabry-Pérot.

Le modèle que l'on appellera « modèle de l'Aérodynamique » a été principalement réalisé par Damien Gawron. Nous exposons brièvement le principe général.

2.3 Modèle d'émissivité 2D avec une distribution ionique imposée

Simulation

Le modèle de l'Aérodynamique utilise le formalisme théorique présenté précédemment [Gaw-05]. Le modèle est en deux dimensions et tient compte de la divergence. La plume de plasma du propulseur est considérée comme un jet en expansion avec un angle de divergence D donné (typiquement $D=30^\circ$). La densité d'ions est une donnée d'entrée fournie par la transformée d'Abel d'une image du propulseur prise par une caméra ICCD à 90° du plan de sortie (figure III.7). L'image ne contient pas d'informations à l'intérieur du canal. Ainsi, le modèle ne simule que les figures d'interférence mesurées à l'extérieur du propulseur.

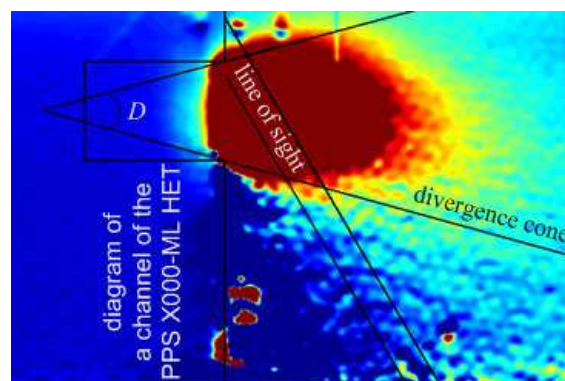


Figure III.7 : Transformée d'Abel d'une image CCD à 90° du plan de sortie de la plume plasma du propulseur PPSX000-ML. La ligne de visée, le cône de divergence et un schéma du moteur sont également représentés [Gaw-05].

Quant aux distributions de vitesse, le modèle utilise une distribution du module du vecteur vitesse en fonction de l'éloignement au plan de sortie du propulseur. Cette distribution simplifiée est constituée de trois zones distinctes correspondant grossièrement à la zone de chute du potentiel et aux zones situées de part et d'autres de cette chute. Du fait que

l'accélération des ions est principalement axiale dans un propulseur, une loi en \cos^n de l'angle de divergence (où n est défini par l'utilisateur) est introduite dans le calcul afin de faire décroître le module du vecteur vitesse quand on s'éloigne de l'axe du canal. Cela revient à considérer que les ions Xe^+ proviennent tous d'un même point source, ce qui est évidemment très grossier. Cependant, ce point source se trouve à l'intérieur du canal et n'est donc pas pris en compte lors du calcul des figures d'interférence (calcul des vitesses uniquement à l'extérieur du moteur).

Les figures III8a et III8b présentent des figures d'interférence expérimentales et théoriques respectivement loin et près du propulseur. Les résultats ont été normalisés entre 0 et 1. On note un bon accord entre le modèle et l'expérience.

Cependant, il est important de préciser que pour pouvoir reproduire le grand pic des figures d'interférence expérimentales, il est nécessaire d'introduire dans le modèle « une constante » simulant des ions de faible vitesse. Par contre, le modèle ne permet pas de les localiser dans l'espace ou d'en estimer leur densité.

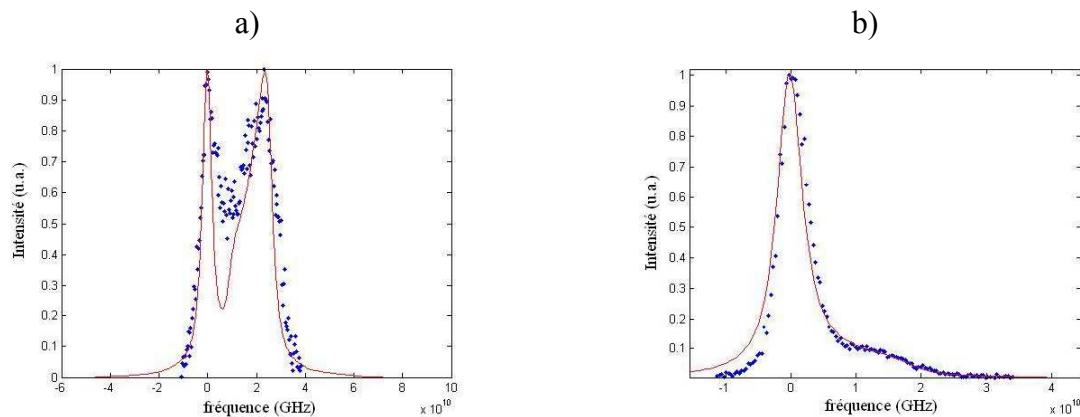


Figure III.8 : Comparaison entre une figure expérimentale (points) et une figure théorique (ligne) calculée par le modèle 2D. a) $z > 6$ cm par rapport au plan de sortie ; b) $z = 0$ cm [Gaw-05].

Présence d'ions lents dans la plume - expériences

Même s'il n'est pas possible grâce au calcul d'obtenir des figures d'interférence dont la forme est la même que celle des figures d'interférence expérimentales sans introduire ces ions lents, il reste à prouver que leur vitesse est bien proche de 0 et que cela ne provient pas d'un positionnement particulier de la branche de détection. Pour ce faire, on compare des figures d'interférence expérimentales mesurées à 90° dans des conditions très différentes : de la position $z = 0$ à $z > 6$ cm par rapport au plan de sortie, ainsi qu'à diverses tensions de décharge comme cela est représenté figure III.9.

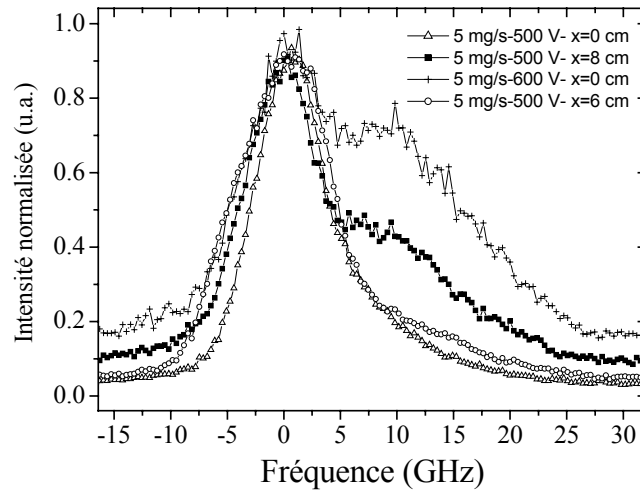


Figure III.9 : Figures d'interférence expérimentales pour différentes positions de la ligne de visée et différentes tensions de fonctionnement. Normalisation des spectres au maximum du premier pic.

On remarque que tous les pics que nous attribuons aux ions lents se superposent parfaitement (ils sont tous à la même fréquence). Parallèlement à cela, des mesures ont été également réalisées pour un angle de visée $\theta=64^\circ$ avec des premier pics qui se superposent parfaitement aux pics que nous attribuons aux ions lents présentés sur la figure III.9. Or, entre des mesures effectuées à $z = 0$ et à $z > 6$ cm, les groupes de vitesse sondés ne sont pas du tout les mêmes. De même, modifier la tension de décharge d'une mesure à l'autre (et donc les configurations magnétiques) peut changer la distribution de vitesse des ions (on remarque d'ailleurs que le pic que nous attribuons aux ions rapides change de forme avec le changement de paramètres). Par conséquent, le seul groupe de vitesse pouvant correspondre à ce pic semble bien un groupe d'ions dont la vitesse est très faible [Gaw1-05].

Ainsi, cette présence d'ions lents dans la plume constitue un premier point important. Ce point est d'autant plus important que le grand pic nous sert de référence pour la mesure du décalage Doppler.

Limites du modèle de l'Aérothermique

Le modèle présenté ci-dessus permet de bien comprendre et d'expliquer les formes des figures d'interférence. Mais il est difficile d'extraire plus d'informations des mesures de Fabry-Pérot seules en raison de nombreuses inconnues notamment de la forme de la distribution de vitesse qui peut varier suivant le point de fonctionnement.

2.4 Difficulté du traitement de la mesure

La figure III.10 présente un profil de vitesse (les conditions sont une tension de 550V, un débit de 8.3 mg/s et un courant de décharge de 7.8 A que l'on appelle « point SNECMA ») obtenu après correction de la vitesse avec l'angle de visée $\theta = 59^\circ$, ce qui suppose que la vitesse est purement axiale. Cette hypothèse est une approximation raisonnable dans le cas où le deuxième pic (décalage Doppler) correspond à un groupe de vitesse proche du centre du canal dans les régions où la densité d'ions est maximale et la distribution de vitesse principalement axiale.

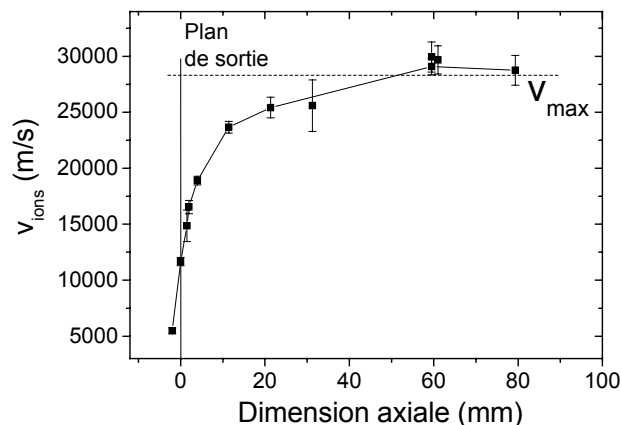


Figure III.10 : Profil de vitesse corrigé par le $\cos(\theta)$. Point de fonctionnement : Tension de 550V, Débit de 8.3 mg/s et courant de décharge de 7.8 A (Profil SNECMA).

Toutefois, cette hypothèse peut induire une erreur plus ou moins importante en fonction de l'angle entre le vecteur vitesse et l'axe moteur comme cela est illustré figure III.11. Cet angle peut varier suivant la distribution de vitesse des ions.

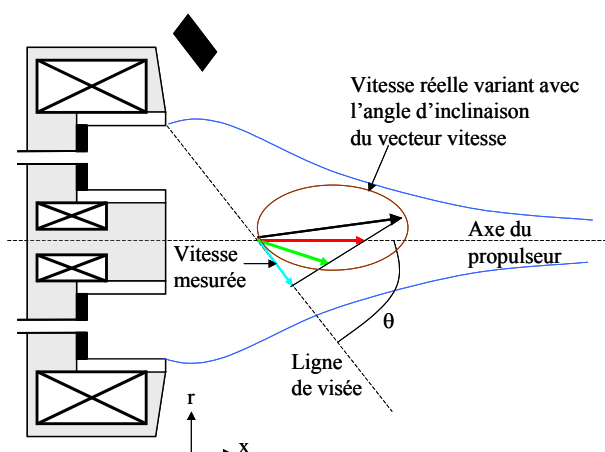


Figure III.11 : Importance de l'angle entre le vecteur vitesse réel et l'axe moteur sur la mesure d'interférométrie de Fabry-Pérot.

D'autre part, on peut noter que la résolution spatiale relative est de l'ordre du millimètre. La résolution spatiale est donc très bonne compte tenu de l'épaisseur de la fibre et de l'intégration du signal le long de la ligne visée. Malgré cette excellente résolution, une deuxième difficulté concerne la position de nos visées. La position à $x=0$ cm (supposée être le plan de sortie) correspond à la vitesse pour une visée interceptant le bord interne de la céramique externe (visée de référence). Mais on ne peut pas réellement déterminer la vitesse dans le plan de sortie car il est difficile de déterminer la localisation du groupe de vitesse sur les lignes de visée du propulseur. Les raisons sont l'épaisseur de la fibre et l'angle de visée (différent de 90°) qui augmentent l'incertitude sur l'estimation de la chute de potentiel à l'extérieur du moteur.

Une méthode pour essayer de surmonter cette difficulté est de coupler les mesures de Fabry-Pérot à de l'imagerie CCD. Cette technique est basée sur l'hypothèse que le maximum du deuxième pic correspond au groupe de vitesse où la densité est la plus grande. La densité est déterminée par la transformée d'Abel d'une image CCD. Cela permet de mieux repérer les

lignes de visée et d'ajuster les profils de vitesse par rapport à l'axe du propulseur comme on peut le constater sur la figure III.12. L'idée est d'injecter ensuite le profil de vitesse obtenu dans le modèle de l'Aérodynamique afin de comparer les figures d'interférence théoriques aux figures d'interférence expérimentales.

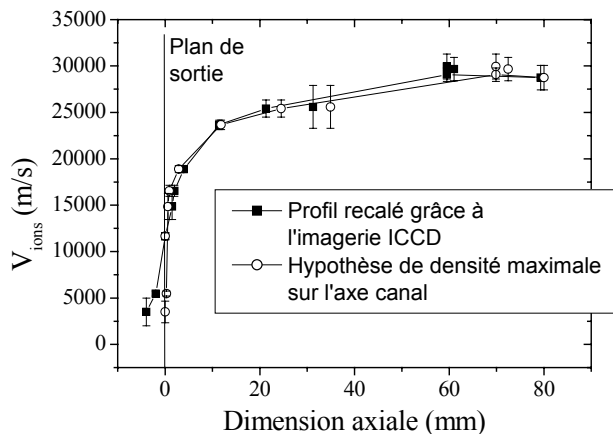


Figure III.12 : Profils de vitesse sans ajustage et ajustés grâce à une image CCD. Point de fonctionnement : tension de 550V, débit de 8.3 mg/s et un courant de décharge de 7.8 A (Profil SNECMA).

La technique permet de réduire l'incertitude sur les mesures de vitesse. Elle permet de fournir de bonnes tendances sur les profils de vitesse (si la forme de la distribution de vitesse ne change pas trop suivant le point de fonctionnement). Toutefois, il me semble délicat de réaliser une étude comparative systématique avec le modèle hybride 2D en utilisant les données Fabry-Pérot traitées. Il me semble plus approprié de comparer directement l'information brute fournie par la mesure de Fabry-Pérot avec le modèle hybride 2D pour essayer de mieux quantifier les coefficients empiriques régissant le « transport anormal », objet de cette étude. Cette approche alternative a été mise en place et est présentée dans la section suivante.

IV. Couplage modèle hybride-expérience de Fabry-Pérot

1. Méthodologie

Nous avons vu que la forme des spectres est très sensible à la distribution complexe de vitesse des ions ce que peut difficilement prendre en compte le modèle présenté précédemment. Pour pallier cela, la stratégie consiste à reproduire numériquement l'expérience de Fabry-Pérot comme routine du modèle hybride 2D en intégrant la fonction de distribution des ions projetés suivant la ligne de visée. L'idée est de chercher les coefficients empiriques, pour obtenir une distribution de potentiel (et donc a fortiori une distribution de vitesse des ions), qui permettent de recouvrir les spectres mesurés par l'expérience réelle et les spectres calculés par l'expérience numérique pour différentes positions de la ligne de visée. La comparaison se fera sur les vitesses projetées et non les vitesses corrigées par le $\cos(\theta)$, en d'autres termes sur l'information brute fournie par les mesures de Fabry-Pérot. La méthode est résumée sur la figure III.13.

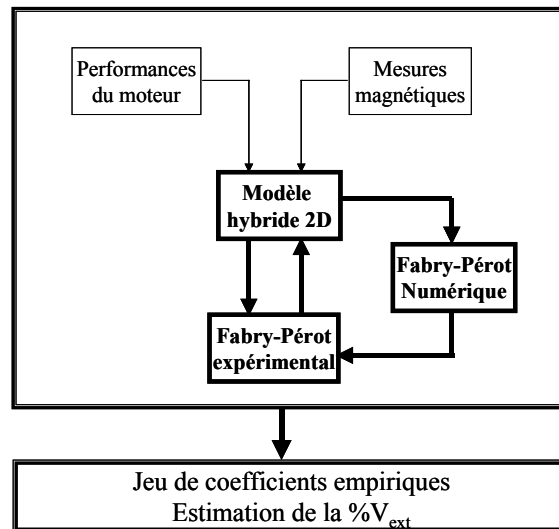


Figure III.13 : schéma récapitulatif de la méthodologie.

Nous présentons brièvement certains aspects de la méthode :

- Nous cherchons un jeu de coefficients empiriques, ces paramètres sont bien entendus fortement liés au champ magnétique. C'est pourquoi des mesures magnétiques sont essentielles pour ajuster les modèles magnétiques. Lors de cette campagne, les modèles magnétiques ont été recalés avec les mesures de cartographies magnétiques réalisées par Vanessa Vial mais pour des courants de bobines différents [Via-02]. Une méthode basée sur la saturation magnétique du noyau externe a été utilisée pour pouvoir extrapoler les champs magnétiques B calculés et se rapprocher des champs B réels (cf. supplément technique « modélisation magnétique des propulseurs à Effet Hall »). Toutefois à l'avenir il serait judicieux d'obtenir des mesures de champs B pour les points de fonctionnement étudiés.
- Nous avons pu constater que pour certains points de fonctionnement, différents jeux de coefficients empiriques pouvaient donner les mêmes figures d'interférence. C'est pourquoi les paramètres moteurs (performances, courant de décharge) restent essentiels pour restreindre le domaine de variation de ces coefficients.

2. Simulation de l'expérience de Fabry-Pérot intégrée dans le modèle hybride 2D

Le modèle de Fabry-Pérot a été développé de manière à coupler efficacement l'expérience Fabry-Pérot réel et le modèle hybride 2D comme nous l'avons défini précédemment. Dans le modèle de Fabry-Pérot, nous allons calculer la fonction de distribution des ions projetée sur la ligne de visée. On se donne une ligne de visée avec un diamètre D (dans l'expérience de Fabry-Pérot, la ligne de visée est assimilée à un cylindre). L'idée est de suivre les ions ou plutôt les macro-particules d'ions traités par une approche Monte-Carlo (cf. chapitre II). On rappelle que chaque macro-particule représente un nombre donné d'ions. Chaque macro-particule est générée dans la simulation à chaque pas en temps suivant une distribution spatiale obtenue par tirage de nombres aléatoires selon la distribution du terme source d'ionisation à l'instant considéré. Nous allons compter le nombre de macro-particules qui se trouve à l'intérieur de la ligne de visée que l'on stocke dans une matrice découpée en intervalles de vitesse. Pour ces macro-particules, on regarde la composante du vecteur vitesse parallèle à la ligne de visée de manière à les placer dans chaque case de la matrice. Nous en déduisons après intégration le long de la ligne, la fonction de distribution des ions projetée sur la ligne de visée.

En pratique le problème est délicat car le volume de la ligne de visée n'est pas grand et de nombreuses macro-particules passent à côté de la ligne, ce qui conduit à une très mauvaise statistique. Néanmoins, nous pouvons utiliser l'effet de symétrie azimutale autour de l'axe du propulseur pour améliorer la statistique. Cela revient à considérer chaque macro-particule comme un « cercle d'ions » autour de l'axe du propulseur (la macro-particule est redistribuée azimutalement autour de l'axe, cf. figure III14a). De cette manière, il est important de préciser que la plupart des macro-particules vont intercepter deux fois la ligne de visée comme cela est illustré sur la figure III14b

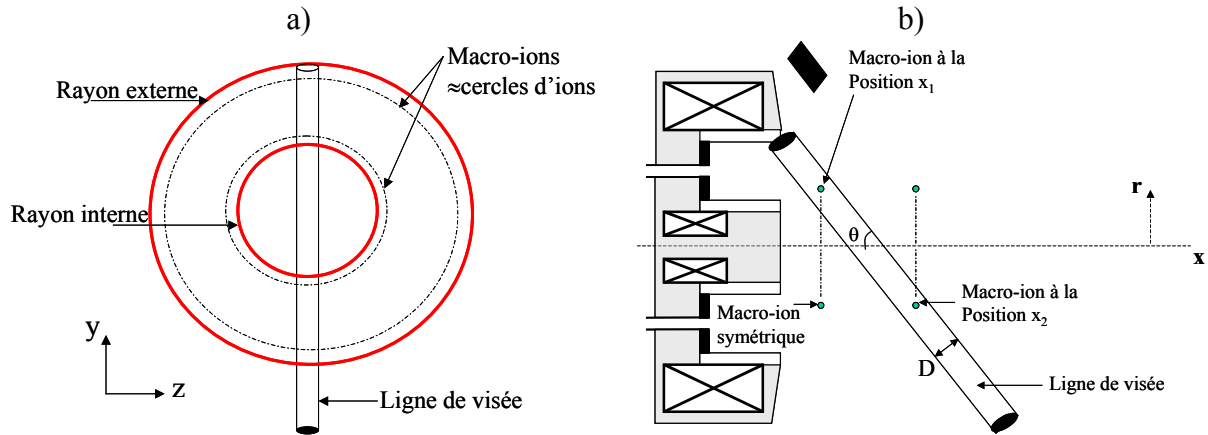


Figure III.14 : a) Vue de face du propulseur. La macro-ion est assimilée à un cercle d'ions par effet azimutal ; b) Interception de la macro-ion et de la ligne de visée. Dans le plan (y, z) la macro-particule est équivalente à un cercle d'ions autour de l'axe du propulseur. Il peut ainsi intercepter deux fois la ligne de visée.

Nous regardons la position de la macro-particule à chaque pas en temps. Pour déterminer si elle se trouve dans la ligne de visée de diamètre D , nous faisons une coupe perpendiculaire à la position axiale plan (y, z) où se trouve la macro-particule. Dans ce plan, la ligne de visée est représentée par une ellipse et la macro-particule par un cercle d'ions. Nous vérifions que la ligne de visée est interceptée par le cercle d'ions. Nous calculons la fraction du cercle qui se trouve à l'intérieur de la ligne comme cela est montré sur la figure III.15. Nous précisons que dans nos mesures, la ligne de visée passe par l'axe du propulseur, ce qui simplifie les calculs.

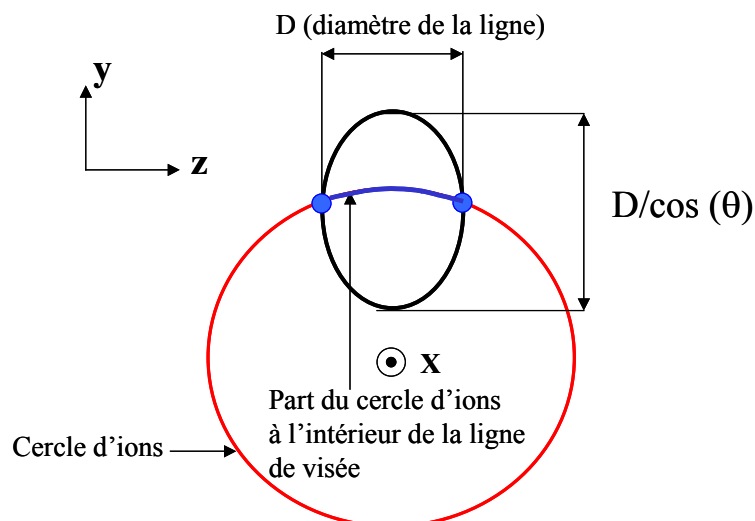


Figure III.15 : Intersection entre le cercle assimilé à une macro-particule azimuthalement redistribuée et l'ellipse correspondant à la coupe dans le plan (y, z) de la section de la ligne de visée inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe du propulseur. La visée passe par le centre du propulseur (on suppose donc $z=0$)

Par la suite, nous présenterons une comparaison des résultats obtenus avec la méthodologie présentée. Cette comparaison systématique entre le modèle hybride 2D et les données expérimentales nous amènera à démontrer une variation de la pente du potentiel électrique près du plan de sortie du propulseur. Cette étude va nous permettre de valider une hypothèse forte du modèle hybride que l'on a décrit en début de section III concernant l'existence d'un changement de la mobilité électronique près du plan de sortie du propulseur.

3. Recalage expérience-modèle

3.1 Recouvrement des spectres

Comparaison expérience-modèle

Notre base d'étude sera le point SNECMA (tension de 550 V et débit de 8.3 mg/s) où nous avons pu obtenir un profil de vitesse des ions assez complet (cf. figure III.10). Les figures III16a et III16b montrent une comparaison entre les figures d'interférence expérimentales et calculées par le modèle hybride 2D respectivement proche (position visée $x=0$ mm ; visée de référence) et loin (position visée $x = 11.4$ mm) du plan de sortie du propulseur. Les spectres mesurés et calculés ont été « normalisés » par rapport au maximum du deuxième pic (on ne représente qu'une partie du grand pic pour III16a).

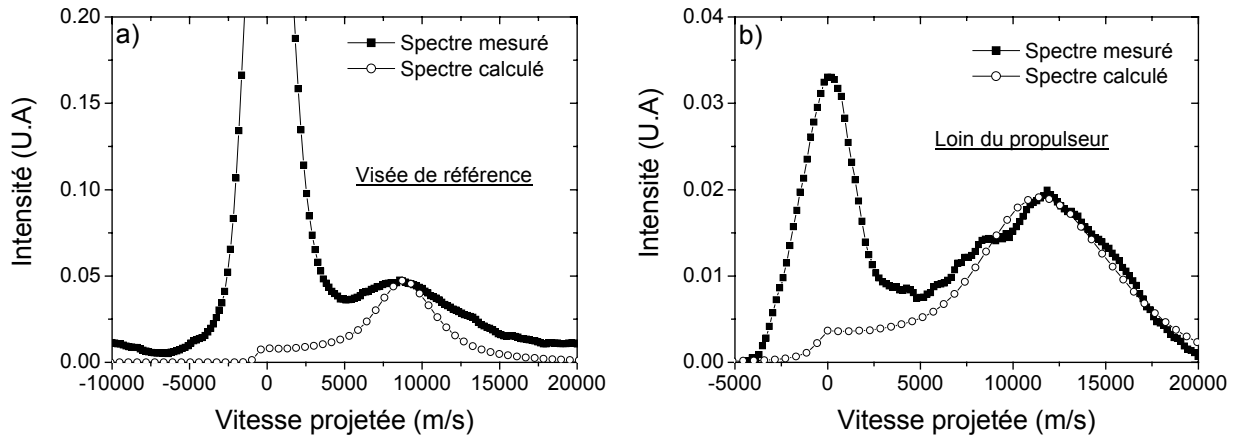


Figure III.16 : Comparaison entre une figure expérimentale et une figure théorique calculée par le modèle hybride 2D. a) $x=0$ cm ; b) $x= 11.4$ mm par rapport au plan de sortie.

Quelques remarques sont à faire :

- Nous pouvons constater que le modèle ne calcule pas la bonne part d'ions lents. Bien que le premier pic existe, il est très petit devant le pic expérimental.
- Concernant la figure III16b, nous notons un bon accord entre le deuxième pic expérimental et celui calculé.
- Sur la figure III16a, nous retrouvons numériquement la bonne position du maximum du deuxième pic. Mais nous pouvons noter que l'élargissement est plus important pour le pic expérimental. Notamment, nous remarquons que l'aile bleue (aile vers les hautes fréquences ou vitesses) du deuxième pic expérimental est plus élargie que le pic théorique.

Interprétation de la forme des spectres

Une raison possible de l'élargissement plus grand du pic expérimental par rapport au pic théorique serait que nous ne tenons pas compte dans le modèle de la fonction d'appareil du système de mesure de Fabry-Pérot qui est ici une fonction d'Airy de 3 GHz de largeur à mi-hauteur. La convolution entre le spectre calculé et la fonction d'Airy élargirait le pic. Mais les calculs montrent que la fonction d'appareil n'influence pas fortement l'élargissement des pics. Il nous semble néanmoins que la raison principale des différences observées entre les spectres calculés et mesurés est que le domaine de simulation ne peut pas prendre en compte toute les zones interceptées par la ligne de visée comme cela est représenté sur la figure III.17.

Le modèle ne calcule pas la bonne proportion d'ions lents. Il est possible que les hypothèses du modèle ne permettent pas de les prendre en compte. Une raison plus plausible serait que notre domaine de simulation est trop restreint pour les calculer :

- Si ce groupe d'ions est distribué tout le long de la visée, nous ne pouvons tenir compte que d'une partie très limitée compte tenu de notre domaine de simulation comme cela est représenté sur la figure III.17.
- Si ce groupe d'ions est localisé, il est fort probable qu'il se trouve proche de la zone 2, une zone où les lignes de potentiel se referment et peuvent former un puit de potentiel qui piègerait les ions.

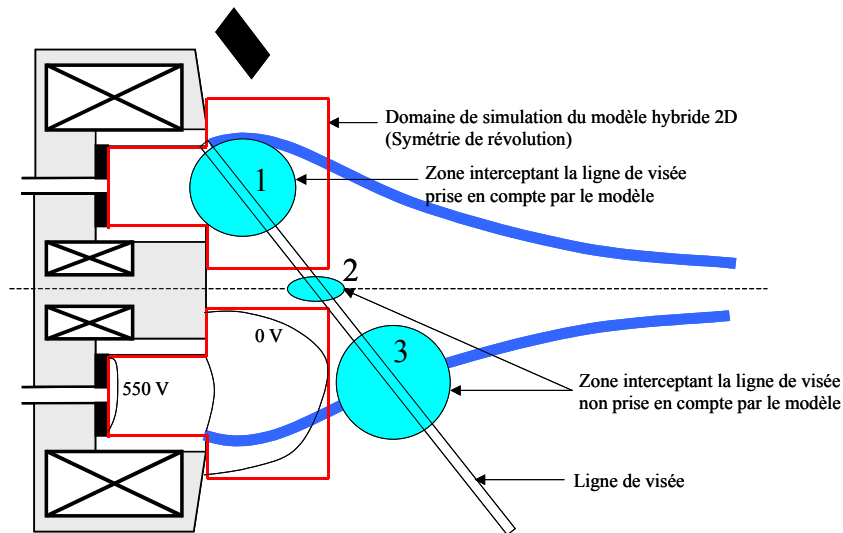


Figure III.17 : région interceptée par la ligne de visée prise et non prise en compte par le modèle. Le modèle suppose une symétrie de révolution par rapport à l'axe du propulseur (les deux domaines en rouge sont donc équivalents).

Ces ions lents (créés par échange de charge ou d'autres mécanismes de collision) doivent se situer dans les régions où le champ électrique est faible : soit sur l'axe du propulseur (puits de potentiel), soit autour de la ligne de cathode (minimum de potentiel) soit loin du propulseur (champ électrique faible).

Dans tous les cas, il est important de noter que l'on ne s'intéresse qu'à la distribution des ions rapides et que les ions lents n'influencent pas le décalage Doppler. En réalité ils peuvent influencer l'élargissement du deuxième pic, notamment son aile rouge (aile vers les basses fréquences ou vitesses) comme on peut le constater sur la figure III16a, mais ils n'influencent pas la position du maximum du deuxième pic qui correspond au décalage Doppler.

Par ailleurs, le pic expérimental présente une aile bleue du deuxième pic plus élargie que le pic théorique (cf. figure III16a). Il est possible que cela soit dû à un troisième groupe d'ions plus rapides de la zone 3 interceptée par la ligne de visée. Ce groupe d'ions se trouve en dehors du domaine de simulation comme on peut le noter sur la figure III.17 ; ainsi il n'est pas pris en compte dans le modèle pour le calcul de la figure d'interférence. Dans cette zone 3, les ions ont vu tout le potentiel appliqué, mais la densité est faible ce qui est insuffisant pour former un troisième pic, cependant ce groupe d'ions peut élargir la forme du deuxième pic comme on peut le constater sur la figure III16a. Loin du propulseur, cela est moins flagrant du fait que le groupe d'ions de la zone 2 a vu une grande part de potentiel, par conséquent l'influence des ions très rapides de la zone 3 sur l'élargissement du deuxième pic est moins perceptible (figure IV16b). Pour s'en convaincre nous positionnons notre ligne de visée à l'intérieur du propulseur $x=-20$ mm par rapport au plan de sortie (ce qui est bien entendu difficile à faire expérimentalement) comme cela est représenté figure III.18.

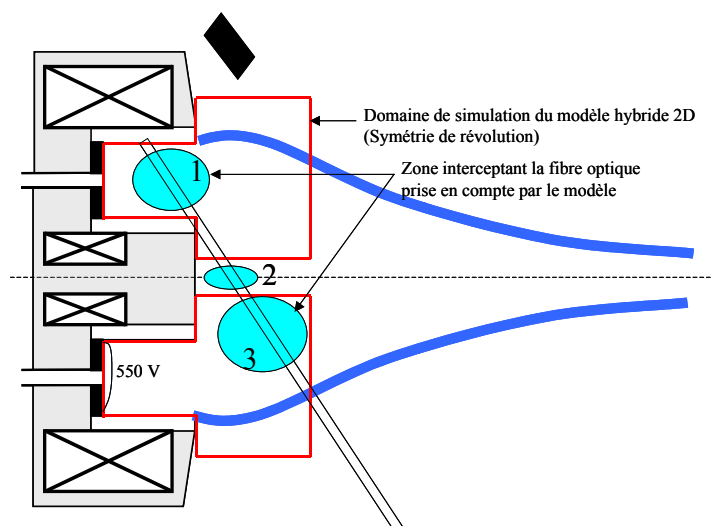


Figure III.18 : région interceptée par la ligne de visée lorsque celle-ci est se trouve à l'intérieur du canal. Le modèle suppose une symétrie de révolution par rapport à l'axe du propulseur (les deux domaines en rouge sont donc équivalents).

Le calcul avec le modèle hybride de la figure d'interférence, correspondant à la position de la ligne de visée illustrée figure III.18, est représenté sur la figure III.19. Nous voyons clairement un troisième pic d'ions très rapides (zone 3) apparaître. Mais son intensité est beaucoup plus faible que le deuxième pic de la zone 1 (à grande vitesse, le temps de présence des ions dans le faisceau est plus court). A noter que dans ce cas particulier, les pics 1 et 2 sont très proches car la chute de potentiel à cet endroit est très faible.

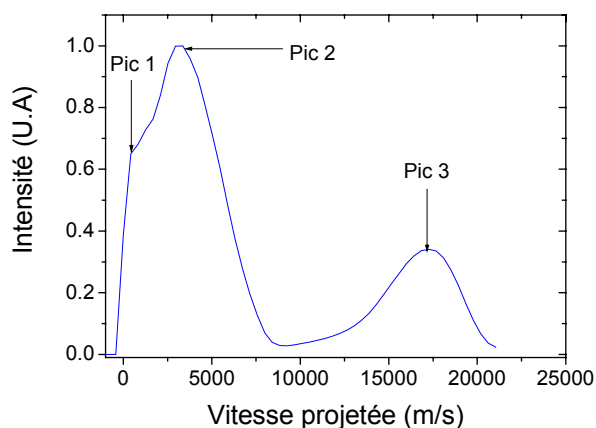


Figure III.19 : Forme de la figure d'interférence théorique pour une visée à l'intérieur du canal du propulseur. Le spectre est normalisé entre 0 et 1 (au maximum du deuxième pic).

Ainsi, comme pour le groupe d'ions lents, le groupe d'ions très rapide peut influencer l'élargissement du deuxième pic mais ne modifie pas le maximum du deuxième pic et donc du décalage Doppler. L'objectif de la mesure est d'extraire uniquement le décalage Doppler, l'approche présentée est donc tout à fait raisonnable.

Lors d'une prochaine campagne d'essais dédiée à l'interférométrie de Fabry-Pérot, il serait intéressant de réaliser expérimentalement une visée du bord interne de la céramique interne comme cela est illustré sur la figure III.20 (ligne de visée 2). En effet, cela permettrait de vérifier l'hypothèse d'une éventuelle localisation des ions lents dans la zone 2 (proche de

l'axe moteur) et de l'influence du groupe d'ions très rapide sur l'élargissement du deuxième pic.

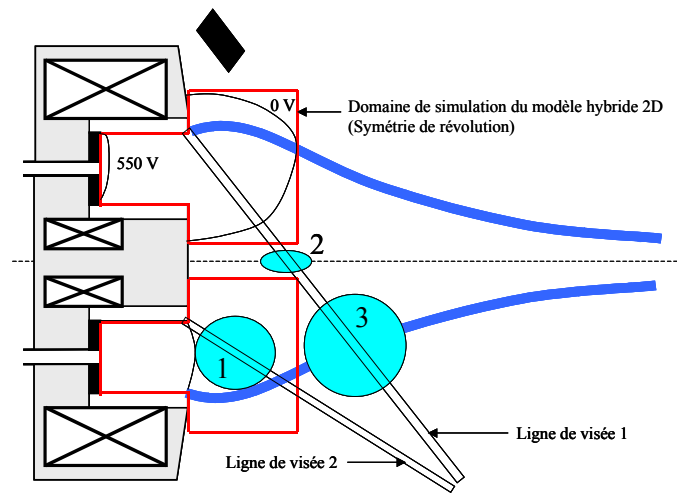


Figure III.20 : Région interceptée par la ligne de visée lorsque celle-ci intercepte le bord interne de la céramique interne (ligne de visée 2).

3.2 Recalages des profils de vitesse

Un jeu de coefficients est validé s'il fournit la bonne forme de figures d'interférence (tenant compte des considérations présentées dans la sous-section III.3.1) quelle que soit la position axiale en x de la ligne de visée. Nous rappelons que la comparaison entre les mesures et les calculs se fait au niveau des vitesses projetées. Une étude paramétrique sur les coefficients empiriques du modèle a été réalisée afin de restreindre le domaine de validation de ces paramètres (variation des paramètres α , κ et α_e de 0 à 2 par pas de 0.2). Nous rappelons que la transition entre la mobilité « anormale » à l'intérieur et à l'extérieur du canal était habituellement fixée au plan de sortie. Ici, la position de la transition est de 4 mm après le plan de sortie pour pouvoir être en accord avec les données expérimentales. Les figures III.21a et III.21b représentent respectivement les profils de vitesse expérimentaux et numériques pour le point de fonctionnement SNECMA (tension de 550 V et débit de 8.3 mg/s) et le point à 6 mg/s, une tension de 500 V et un champ magnétique radial en sortie et au milieu du canal de 145 G (ces points de fonctionnement ont des profils de vitesse assez complets).

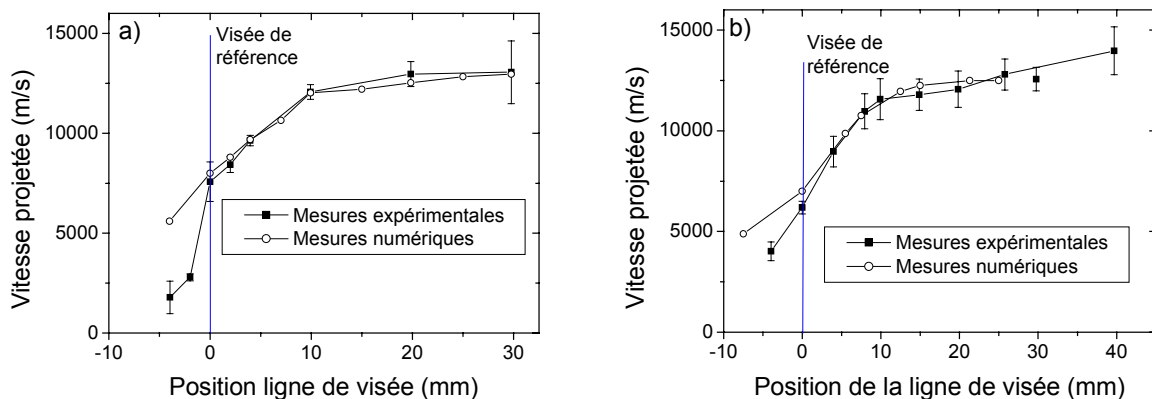


Figure III.21 : Comparaison entre le profil de vitesse projeté expérimentale et numérique. a) Profil SNECMA (8.3 mg/s-550 V) ; b) profil 6 mg/s-500 V.

Nous notons un très bon accord entre les mesures expérimentales et les mesures numériques. A noter que des différences apparaissent pour des visées situées plus profondément à l'intérieur du canal. Les mesures expérimentales faites à l'intérieur du canal doivent être prises avec précaution car certains points étaient non reproductibles, de plus le deuxième pic d'ions rapides ne faisait qu'un avec le premier pic d'ions lents. La méthode consistait à convoluer le spectre obtenu par deux gaussiennes ce qui peut induire des erreurs.

Suite à une étude paramétrique sur les coefficients empiriques, les parts de potentiel à l'extérieur ($\%V_{ext}$ définie comme la chute de potentiel après le plan de sortie par rapport à la tension totale appliquée) ainsi que les paramètres empiriques associés aux deux points de fonctionnement sont résumés dans le tableau III.2. Notons que l'incertitude sur le rapport α/κ est de ± 0.1 .

	Profil SNECMA (8.3 mg/s-550 V)	Profil 6mg/s-500V
α	1.8 ± 0.1	1.45 ± 0.1
κ	0.2	0.2
α_ε	0.7	0.7
Position transition	4 mm	4 mm
$\%V_{ext}$	$(65 \pm 5)\%$	$(60 \pm 5)\%$

Tableau III.2 : Estimation de la $\%V_{ext}$ et des paramètres empiriques associés pour les deux points de fonctionnement.

Nous pouvons remarquer que les valeurs des paramètres empiriques en particulier de α sont plus importantes que la valeur de référence pour le moteur SPT-100 au point nominal ($\alpha=1$, $\kappa=0.2$ et $\alpha_\varepsilon=0.7$). Mais la position de la transition entre la région de conductivité pariétale et la région de conductivité turbulente était habituellement fixée au plan de sortie or en décalant sa position, on augmente la résistivité de la zone située avant cette transition et donc le terme α . La figure III.22 présente les distributions axiales du potentiel électrique calculées au plan médian obtenues par le couplage modèle hybride 2D-expérience de Fabry-Pérot suivant la méthodologie présentée sur la figure III.13.

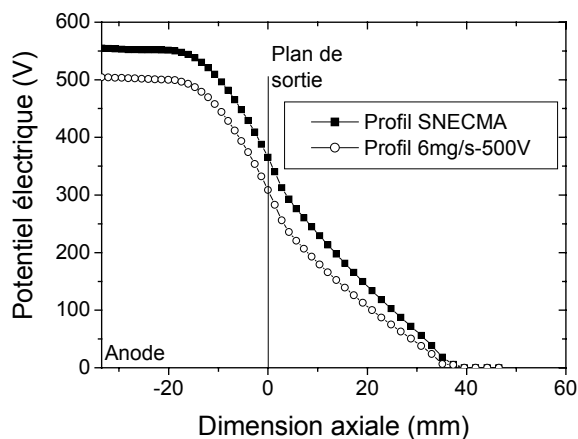


Figure III.22 : Profils axiaux de la distribution de potentiel électrique calculés au plan médian pour le profil SNECMA (8.3 mg/s-550 V) et le profil 6 mg/s-500 V (le changement de pente du potentiel électrique est décalé de quelques mm par rapport au plan de sortie).

3.3 Discussion sur le changement de la pente du potentiel électrique

changement de pente du potentiel électrique

Un point intéressant est le fait qu'on trouve deux gradients de potentiel proche du plan de sortie. Les mesures de Fabry-Pérot (sans couplage avec le modèle hybride 2D) et ajustées avec les images CCD (cf. section III) sont en accord sur ce point comme nous pouvons le constater sur les figures III.23a et III.23b (il est important de préciser que ces courbes ont été obtenues à partir des profils de vitesse mesurés et en supposant que tous les ions ont vu toute la chute de potentiel).

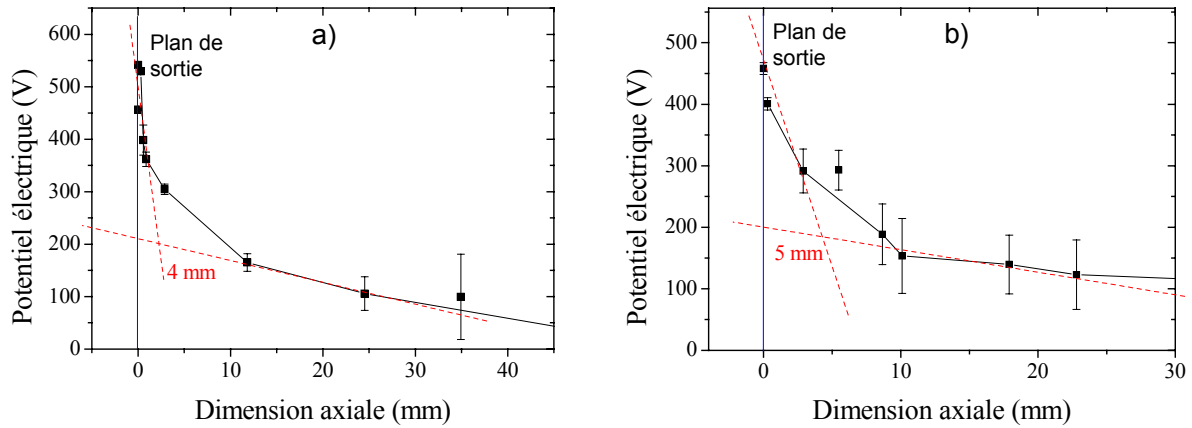


Figure III.23 : Distributions de potentiel électrique mesurées par le Fabry-Pérot avec ajustage des visées expérimentales par l'imagerie CCD sur le propulseur PPSX000-ML. a) Profil SNECMA (8.3 mg/s-550 V) ; b) Profil 6mg/s-500V.

Des mesures de LIF avec une résolution spatiale et spectrale bien meilleure que les mesures de Fabry-Pérot réalisées sur un SPT-100 au point nominal (débit de 5 mg/s, tension de 300 V et un courant de décharge de 4.5 A) à l'ONERA [Dor-02] ont montré également une variation du profil de vitesse (et donc indirectement du potentiel électrique) décalée de quelques millimètres par rapport au plan de sortie. Cela est représenté figure III.23 où l'on voit un fort gradient sur un cm suivi d'un faible gradient sur une dizaine de centimètres.

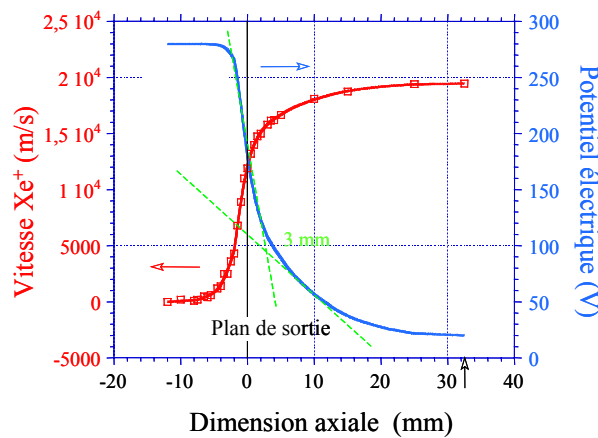


Figure III.23 : Profil de vitesse et distribution du potentiel électrique axial (plan médian) obtenus par des mesures de LIF sur un SPT-100 au point nominal [Dor-02].

Enfin, comme nous l'avons évoqué dans la section III de ce chapitre, nous rappelons que l'une des hypothèses majeures dans le modèle hybride est le fait qu'il était nécessaire d'avoir un changement de la mobilité entre l'extérieur et l'intérieur (ou plutôt près du plan de sortie) du canal pour obtenir un fort champ électrique en sortie. Ce changement de mobilité induit un changement de la pente du potentiel électrique ce qui est en accord avec les mesures présentées.

Conclusion

En résumé, un changement de mobilité (mobilité extérieur plus importante qu'à l'intérieur) semble bien s'établir près du plan de sortie, en accord avec l'une des hypothèses fortes du modèle, bien qu'on ne comprenne pas la nature exacte du mécanisme (est-ce une rupture géométrique décalée par rapport au plan de sortie ?). L'hypothèse d'une transition de mobilité en $1/B^2$ et en $1/B$ reste plausible mais on ne peut pas exclure pour autant un changement de mobilité lié à la turbulence seule avec des coefficients κ différents de part et d'autre de la transition.

Par ailleurs, il est également intéressant de constater que pour les deux points étudiés, nous trouvons la plus grande part de la chute de potentiel à l'extérieur du canal du propulseur (60-65%). A noter que les mesures de LIF sur un SPT-100 donnaient une part de potentiel à l'extérieur de 60% [Dor-02]. Une remarque est à faire à ce stade. La part de potentiel à l'extérieur était intimement liée au changement de mobilité car les deux se produisaient au plan de sortie. Ici, ce sont deux choses différentes puisque la transition est décalée par rapport au plan de sortie.

Bien que la méthode présentée soit assez lourde, elle permet, si les profils de vitesse sont assez complets, de fournir une estimation de la part de potentiel à l'extérieur et les paramètres empiriques associés à un point de fonctionnement. Dans la section suivante, nous allons étudier l'influence des paramètres d'entrée du moteur tels que le champ magnétique, la tension et le débit sur les paramètres empiriques du modèle. En utilisant la méthodologie présentée dans cette section, nous analyserons les relations que l'on peut déduire de cette étude entre les coefficients empiriques et le transport électronique.

Dans les sections suivantes, la démarche sera d'appliquer la méthodologie présentée sur une grande plage de fonctionnement du propulseur en utilisant les observables expérimentales tels que la poussée, le courant de décharge (l'impulsion spécifique et le rendement sont déduits de la poussée) et bien entendu les mesures de Fabry-Pérot.

Dans un premier temps, nous essaierons de quantifier au mieux le transport « anormal » en déterminant des relations entre les coefficients empiriques et les paramètres moteurs. Cette étude démontrera une forte corrélation entre le champ magnétique et les variations du rapport α/κ avec α paramètre ajustable de la conductivité pariétale et κ paramètre ajustable de la conductivité turbulente (section V). Cette corrélation se traduit par le fait que le rapport α/κ est proportionnel au champ magnétique. Le terme α_e fixé à 0.7 fournira des résultats de simulation en accord avec les données expérimentales

V. Influence des paramètres moteurs

Dans cette section, la position de la transition de mobilité est fixée à 4 mm après le plan de sortie pour les points de fonctionnement étudiés car nous avons constaté que nous obtenions un bon accord entre les calculs et les mesures. Les variations des courants de bobines changent l'intensité du maximum de champ magnétique mais pas sa position ce qui ne devrait pas décaler la position de la transition. Toutefois, il serait possible que la position de la transition soit différente suivant la tension appliquée. Mais nous ne disposons pas, pour tous les points de fonctionnement étudiés, des profils de vitesse associés à de l'imagerie CCD qui pourraient nous donner une indication sur un éventuel décalage de la transition de mobilité. Le terme α_e fixé à 0.7 fournira des résultats de simulation en accord avec les données expérimentales

1. Influence du champ magnétique seul

Nous étudions le point de fonctionnement SNECMA (tension de 550 V et débit de 8.3 mg/s) pour différentes valeurs du champ magnétique comme cela est représenté figure III.24 On rappelle que le champ magnétique est optimisé normalement pour chaque point de fonctionnement

La méthodologie pour calculer les parts de potentiel est celle présentée dans la section IV. Néanmoins, il est important de noter que, mis à part le profil SNECMA avec un champ magnétique radial $B_{r,0}$ de 175 G au plan de sortie (point de référence), peu de mesures ont été faites sur les autres points de fonctionnement, ce qui augmente l'incertitude dans l'estimation des parts de potentiel. Nous pouvons tout de même constater une tendance (bien que nous ayons seulement trois valeurs différentes de champ magnétique), à savoir que pour obtenir un bon accord entre les mesures et les calculs, le rapport α/κ augmente avec le champ magnétique B (cf. figure III24b). On remarque que la part de potentiel à l'extérieur diminue avec B comme cela est représenté sur la figure III24b.

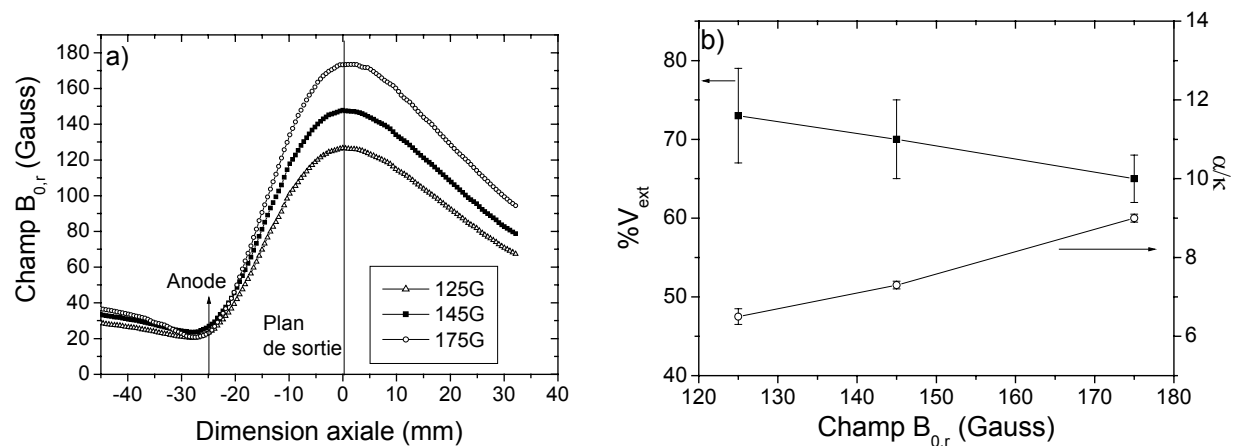


Figure III.24 : a) Profil axial au plan médian du champ magnétique radial $B_{0,r}$ pour différentes valeurs du courant de bobine ; b) Variation de la part de potentiel à l'extérieur $\%V_{ext}$ et du rapport α/κ en fonction du champ magnétique radial.

Si l'on reprend le modèle simplifié qui permet d'exprimer les variations de la part de potentiel à l'extérieur en fonction des paramètres α et κ [Bar-02], la chute de potentiel V_{ext} s'écrit :

$$V_{ext} = \frac{R_k}{R_\alpha + R_k} V \quad (III.7)$$

avec V le potentiel appliqué, R_α et R_κ les résistances électroniques équivalentes correspondant respectivement à la région d'accélération dans le canal et à la région entre le plan de sortie et la cathode. Et en utilisant les mobilités électroniques dues aux collisions pariétales dans le canal et la turbulence à l'extérieur du canal (eqs. II.10 et II.11), l'équation III.7 devient

$$V_{ext} = \frac{V}{1 + A \cdot B \cdot \frac{\kappa}{\alpha}} \quad (III.8)$$

avec $A = \frac{16 \cdot m_e \cdot 10^7}{e}$

De cette relation III.8, on déduit que lorsque le rapport α/κ augmente pour un champ B fixé, la chute de potentiel à l'extérieur augmente.

Par ailleurs, pour un rapport α/κ fixé, l'augmentation du champ magnétique déplace la chute de potentiel vers l'intérieur.

Avec le modèle simplifié, on peut estimer l'évolution des parts de potentiel à l'extérieur en fonction du champ magnétique ou du rapport α/κ si l'on se fixe l'un des deux paramètres. La figure III.24b montre bien que le rapport α/κ suit les variations du champ magnétique. Nous ne pouvons pas garder constants les paramètres empiriques lorsque nous faisons varier la valeur du champ magnétique. Nous voyons que la chute de potentiel à l'extérieur diminue lorsqu'on augmente le champ magnétique.

2. Influence de la tension et du champ magnétique

Nous étudions les variations de la tension de 200 V à 900 V par pas de 100 V pour un débit fixé à 6 mg/s. On rappelle que les points de fonctionnement expérimentaux ont été obtenus après minimisation du courant de décharge et donc avec une variation du champ magnétique (nous les appellerons par la suite champs optimisés). Or nous avons vu précédemment que le transport « anormal » et en particulier le rapport α/κ dépendait fortement du champ magnétique, ce qui rend délicat l'étude seule de la tension. Pour illustrer cela, nous représentons figure III.25 le courant de décharge mesuré expérimentalement sur le moyen d'essai PIVOINE en fonction de la tension et avec un champ magnétique optimisé en chaque point. Nous présentons également la variation du courant de décharge calculée avec un champ magnétique en sortie et au milieu du canal fixé à 145 G pour tous les points de fonctionnement et la variation du courant de décharge calculée avec les champs magnétiques optimisés. Les calculs sont faits avec le modèle hybride 2D. Dans les deux cas, les coefficients empiriques sont fixés à $\alpha=1.45$, $\kappa=0.2$ et $\alpha_\varepsilon=0.7$ (cf. tableau III.2, profil de vitesse 6mg/s-500V pour le choix de ces coefficients). Nous précisons que nous ne nous soucions pas pour l'instant du recalage avec les mesures de Fabry-Pérot. Nous illustrons sur la caractéristique courant-tension (débit fixé à 6 mg/s) les conséquences qu'entraînent le fait de fixer les coefficients empiriques du modèle lorsque le champ magnétique B varie.

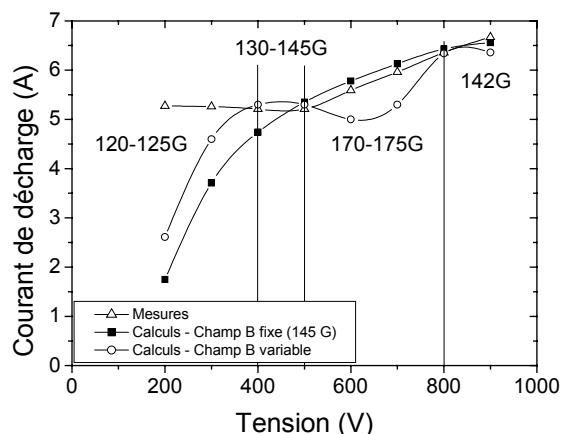


Figure III.25 : Caractéristiques courant-tension pour un débit de 6 mg/s. Mesures avec champs magnétiques optimisés ; calculs avec champ magnétique constant. Le champ magnétique en sortie est fixé à 145 G ; calculs avec les champs magnétiques optimisés.

Nous remarquons certaines tendances dans le fonctionnement :

A champ magnétique constant, la caractéristique courant - tension calculée est en bon accord avec les mesures pour des tensions comprises entre 500 V et 900 V. En dessous de 500 V et notamment autour de 200-300 V (que l'on considérera comme un régime « basse tension » pour le moteur), nous observons des différences quantitatives entre les mesures et les modèles. Jérôme Bareilles avait déjà observé cette tendance à « basse tension » sur un SPT-100 (autour de 100 V pour ce moteur) à champ magnétique et paramètres empiriques fixés. Nous supposons que ces écarts étaient liés à l'augmentation de la mobilité « anormale » lorsqu'on diminue la tension [Bar-04]. A noter que des études expérimentales menées par Capelli *et al* semblent être en accord sur ce point [Mee-01] ; toutefois cet accord est seulement qualitatif car leur moteur est différent d'un SPT-100.

A champ magnétique optimisé (calculs dans les conditions expérimentales), la caractéristique courant – tension calculée peut se décomposer en plusieurs parties :

- Entre 200 V et 300 V, nous observons une différence nette entre les mesures et les calculs.
- Entre 400 V et 500 V, nous obtenons un bon accord entre les mesures et le modèle.
- Entre 600 V et 700 V, le modèle sous-estime le courant de décharge mesuré.
- Entre 800 V et 900 V, nous avons une bonne corrélation entre le modèle et les mesures.

Il est surprenant de constater que l'accord entre les mesures et les calculs est meilleur pour un champ B et des paramètres empiriques fixés, que pour des champs optimisés à chaque point de fonctionnement. Dans le modèle, les variations du champ B semblent avoir plus d'influences qu'elles ne devraient avoir. La raison est que le rapport entre la mobilité « anormale » à l'intérieur et à l'extérieur dépend du champ B quand le rapport α/κ est fixe. Or nous verrons par la suite que ce rapport de mobilité « anormale » est quasi-constant et ne dépend pas de B. A α/κ fixé, le modèle sur-estime la dépendance en B.

Par ailleurs, la caractéristique courant-tension calculée à champs B optimisés (champs B différents suivant le point de fonctionnement) montre qu'il est nécessaire d'ajuster les valeurs des coefficients empiriques lorsque le champ magnétique varie, indépendamment de la tension appliquée. Nous voyons sur la figure III.25 que pour des tensions différentes (500 V et 900 V) mais avec la même valeur de champ magnétique au plan de sortie (B=145 G), nous avons un bon accord entre les mesures et les calculs pour un jeu de coefficients empiriques fixé. Par contre, lorsque le champ magnétique est différent suivant le point de fonctionnement

même proche en tension (145 G à 500 V et 175 G à 600 V), le courant de décharge calculé (pour des paramètres empiriques fixés) diffère du courant mesuré. Dans la sous-section V.2.1, nous allons quantifier les variations de ces coefficients empiriques qui permettent d'obtenir des résultats de simulation en accord avec les mesures expérimentales acquises pour ces points de fonctionnement. Nous utilisons la méthodologie présentée dans la section IV (figure III.13).

2.1 Caractéristique courant-tension

La figure III26a représente trois caractéristiques courant-tension. L'une mesurée expérimentalement, les autres calculées par le modèle en tenant compte des ions Xe^+ seuls et calculées par le modèle en tenant compte des ions doublement chargés Xe^{++} . Les coefficients empiriques ont été ajustés suivant la méthodologie de la section IV (comparaison avec les performances, courant de décharge et mesures de Fabry-Pérot) de manière à reproduire numériquement la caractéristique courant-tension mesurée. Cette figure est associée à la figure III26b illustrant l'évolution de la part de potentiel à l'extérieur (sans tenir compte des ions Xe^{++}). Nous représentons également sur cette même figure les variations du rapport α/κ (en tenant compte des ions Xe^+ seuls) en fonction de la tension qui nous ont permis d'obtenir des calculs en accord avec les mesures (performances, courant de décharge et mesures de Fabry-Pérot).

Nous obtenons des différences de 0.1 A, suivant les tensions de fonctionnement, entre la caractéristique expérimentale et celles calculées avec le modèle. L'apport des ions Xe^{++} est très faible comme on peut le constater sur la figure III26a et ne semble donc pas être à l'origine de cette remontée brutale du courant de décharge que l'on observe à partir de 500 V (nous obtenons une remontée brutale du courant de décharge avec ou sans les ions Xe^{++}).

Les parts de potentiel à l'extérieur $\%V_{ext}$ représentées figure III26b sont en moyenne au-dessus de 50-60% (on peut atteindre 75% de $\%V_{ext}$ pour une tension de 900 V) quel que soit le point de fonctionnement. Par contre, nous pouvons constater qu'il n'y a pas de relations claires entre ces parts et l'évolution des paramètres empiriques (figure III26b).

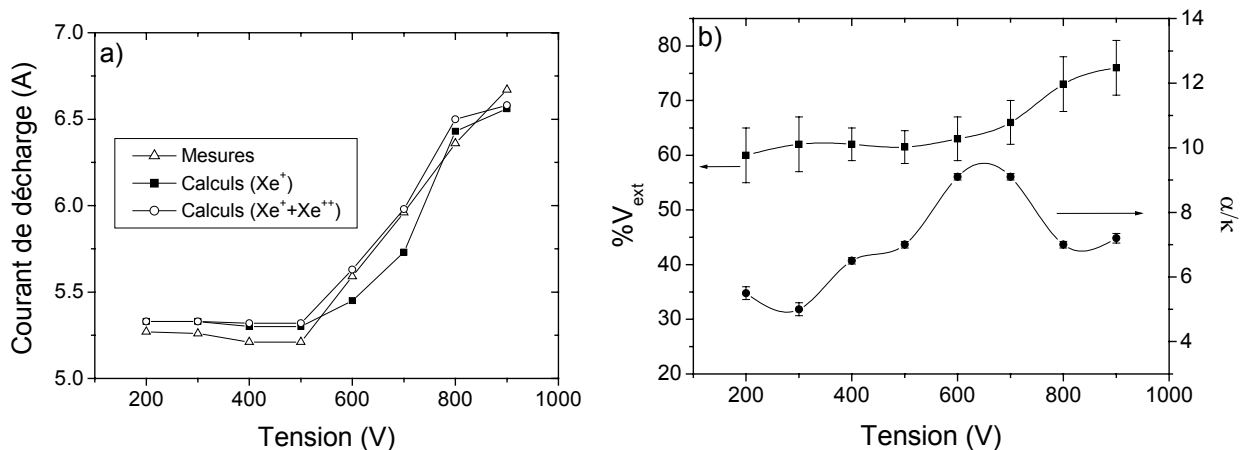


Figure III.26 : a) Caractéristique courant-tension pour un débit de 6 mg/s ; calculs recalés en tenant compte des ions Xe^+ ; calculs recalés en tenant compte des ions Xe^+ et Xe^{++} . b) Evolution de la part de potentiel à l'extérieur et du rapport α/κ en fonction de la tension en tenant compte des ions Xe^+ .

En revanche, on peut constater sur la figure III27a que le rapport α/κ suit les variations du champ magnétique comme nous le suggérons dans V.1 et V.2. De plus nous pouvons

constater sur la figure III.27b que ce rapport est proportionnel à la variation du champ magnétique excepté pour les points de fonctionnement à « basse tension ».

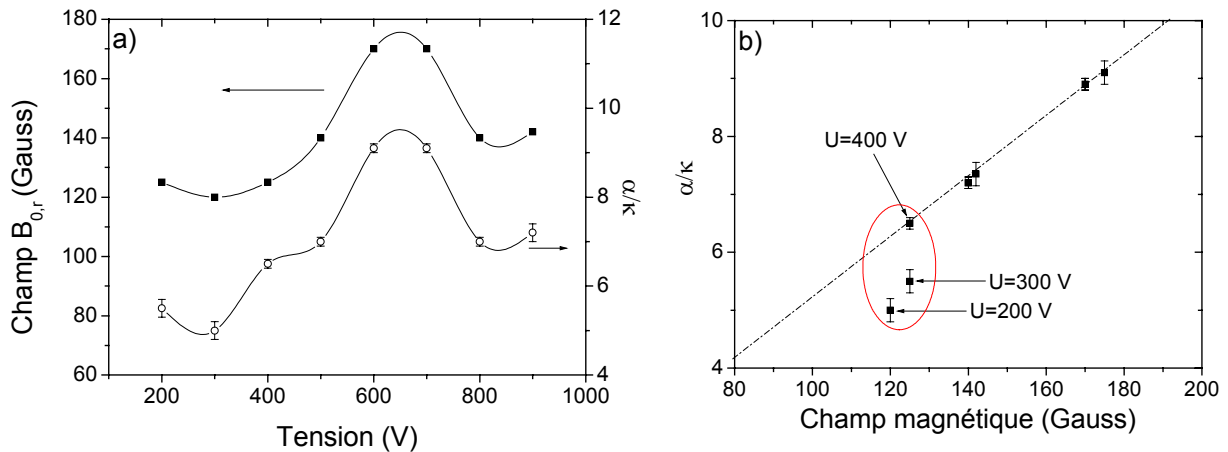


Figure III.27 : Débits à 6 mg/s. a) Valeur optimisée du champ magnétique radial en noir et évolution du rapport α/κ en bleu en fonction de la tension ; b) évolution du rapport α/κ en fonction du champ magnétique radial.

La figure III.28 présente en détail les variations de α et κ en fonction de la tension. Entre 400 et 900 V, le rapport α/κ varie surtout en ajustant le paramètre α . En dessous de 400 V, il est nécessaire pour être en accord avec les mesures de performances et de l'interférométrie de Fabry-Pérot de jouer également sur le paramètre κ . Ainsi, mis à part à « basse tension » où le problème est plus délicat, les variations des paramètres α et κ sont plus sensibles à l'évolution du champ magnétique qu'à la tension. En revanche, les parts de potentiel ne semblent pas être seulement influencées par le champ magnétique mais également par la tension de fonctionnement.

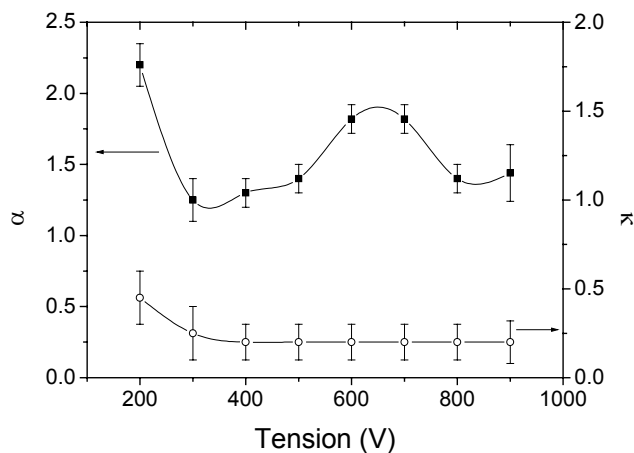


Figure III.28 : évolution des paramètres empiriques α et κ en fonction de la tension.

En résumé, nous trouvons que le rapport α/κ est proportionnel au champ magnétique et ce rapport est indépendant de la tension excepté pour les « basses tensions ».

2.2 Performances

Les comparaisons entre les résultats des modèles et les mesures concernant la poussée/Impulsion spécifique et le rendement sont présentées respectivement sur les figures III.29a et III.29b. Les coefficients empiriques utilisés sont ceux présentés sur la figure III.28.

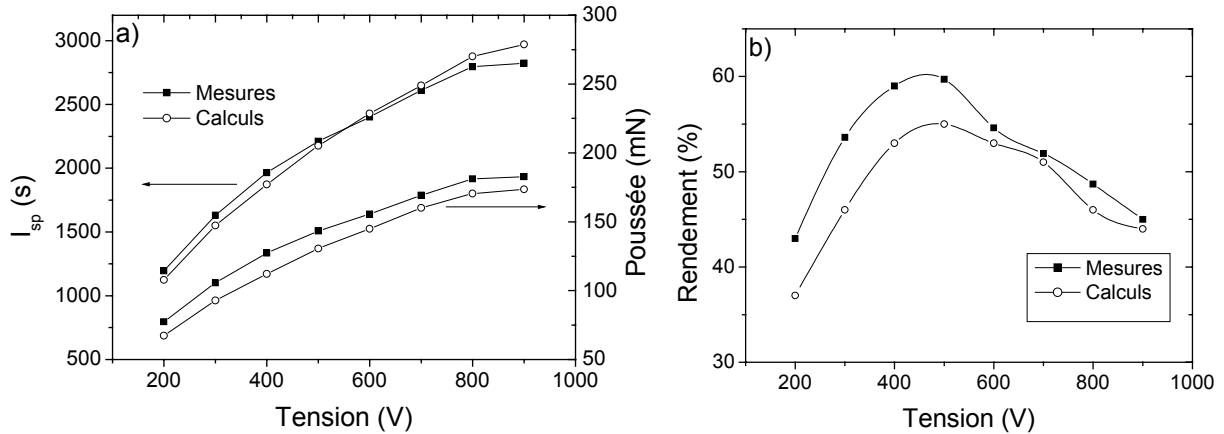


Figure III.29 : Comparaisons des résultats expérimentaux et des modèles en fonction de la tension pour un débit fixé à 6 mg/s. a) la poussée et l'impulsion spécifique ; b) le rendement.

Les tendances sur la poussée et l'impulsion spécifique issues du modèle sont en bon accord avec les mesures. Les différences sont inférieures à 10% pour la poussée et autour de 5% pour l'impulsion spécifique. Bien que l'on trouve, pour certains points de fonctionnement, des différences de 5% sur le rendement entre le modèle et les mesures, nous pouvons constater de bonnes tendances qualitatives du modèle notamment nous reproduisons le maximum d'efficacité autour de 500 V.

Nous représentons figure III.30 trois des cinq différents termes d'efficacité du rendement à savoir l'efficacité d'ionisation η_u , l'efficacité d'accélération η_a et l'efficacité énergétique du faisceau η_E (cf. chapitre II pour la définition de ces termes). La dispersion en énergie η_{dE} et la divergence angulaire $\eta_{d\theta}$ ne sont pas représentées. Les calculs ont été faits avec les champs optimisés et les coefficients empiriques présentés sur les figures III.27 et III.28.

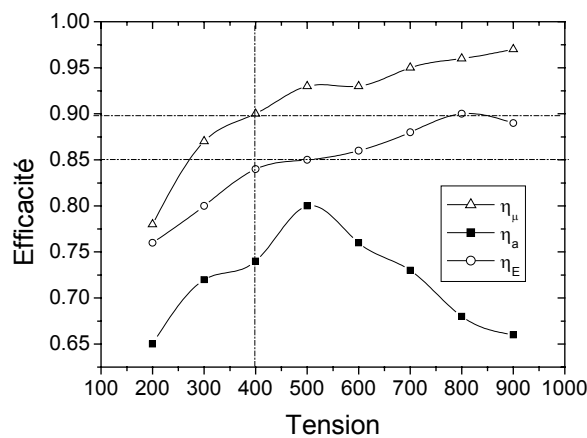


Figure III.30 : Evolution de différents termes de l'efficacité totale en fonction de la tension.

Les efficacités d'ionisation et d'énergie augmentent avec la tension (76% à 200 V et 97% à 900 V pour l'efficacité d'ionisation). Entre 500 V et 900 V, ces deux termes d'efficacité varient très peu en tension (différence de 5-6%). Or nous constatons que l'efficacité d'accélération passe par un maximum de 80% à 500 V puis chute à moins de 70% à 900 V. Cette figure illustre bien que la chute du rendement à partir de 500 V est essentiellement due à ce terme et donc à une augmentation du transport électronique qui conduit à une augmentation du courant de décharge étant donné que les ions Xe^{++} ne semblent pas jouer un rôle significatif comme nous l'avons vu figure III26a. En dessous de 500 V, il est plus délicat de conclure car les termes d'efficacité semblent évoluer de la même manière entre 200V et 500V. Il semblerait que la diminution de ces trois termes de 500 V à 200 V soit à l'origine de la chute du rendement à « basse tension ». Entre 200 et 500 V, la décharge est dans un régime d'ionisation « incomplète ». L'augmentation de la tension permet un chauffage électronique plus important pour ioniser le flux de gaz. A partir de 500 V, l'efficacité d'ionisation est très bonne (au-dessus de 90%). On est dans un régime où l'ionisation est quasi complète. Ainsi, l'augmentation de la tension représente un coût énergétique qui ne sert plus réellement pour le fonctionnement de la décharge (phase de saturation).

A noter que cela pourrait être également associé à une mauvaise optimisation du champ magnétique. Celui-ci n'est pas suffisant pour freiner la diffusion des électrons (particulièrement à haute tension). Mais en pratique, le problème est délicat car pour des valeurs de courants de bobines importantes, nous avons une saturation du circuit magnétique (cf. supplément technique « modélisation magnétique des propulseurs à Effet Hall »).

3. Influence du débit et du champ magnétique

Nous étudions les variations du débit (5-6-7-8-9-11 et 15 mg/s) pour une tension fixée à 400 V. Tout comme dans la sous-section V.2, le champ magnétique a varié suivant le point de fonctionnement. Nous allons quantifier les variations des coefficients empiriques qui permettent d'obtenir des résultats de simulation en accord avec les mesures expérimentales obtenues pour différents points de fonctionnement en débit.

3.1 Caractéristique courant-débit

La figure III31a représente la caractéristique courant- débit expérimentale, calculée avec un champ magnétique B fixe (≈ 140 G) et pour les champs optimisés en débit. Les variations de B sont représentées figure III31b. Les coefficients empiriques sont fixés à $\alpha=1.4$, $\kappa=0.2$ et $\alpha_\varepsilon=0.7$ pour la figure III31a.

Nous voyons sur la figure III31a un écart important entre les mesures et les calculs pour des débits supérieurs à 8 mg/s (différence de quelques ampères à 15 mg/s). La figure III31b montre l'évolution du rapport α/κ choisi en fonction du débit pour permettre de reproduire au mieux la caractéristique courant-débit comme nous pouvons le constater sur la figure III31c avec cette évolution quasi-linéaire du courant de décharge en fonction du débit (différence de 0.1 à 0.5 A suivant le point de fonctionnement entre le modèle et les mesures). Un point intéressant illustré sur la figure III31b est le fait que le rapport α/κ suit les variations du champ magnétique (optimisé) comme nous l'avons vu dans les sections V.1 et V.2. Les parts de potentiel à l'extérieur représentées sur la figure III31d varient de 60 à 75% entre 5 et 15 mg/s.

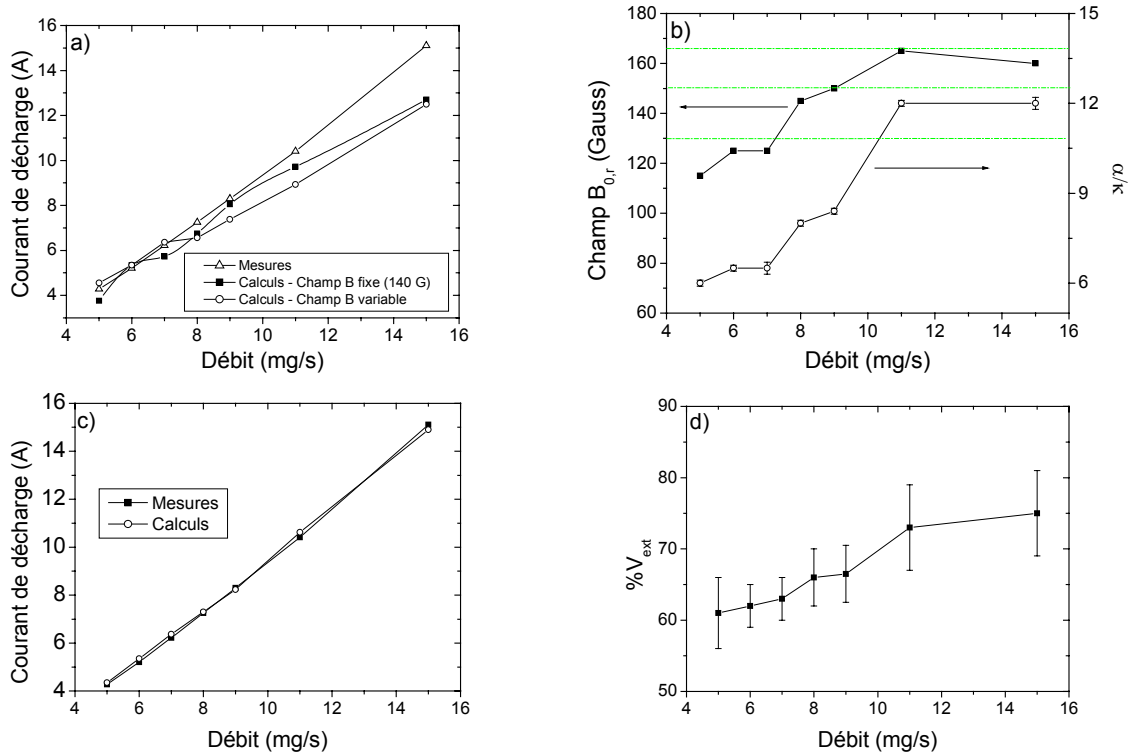


Figure III.31 : Caractéristique courant-débit pour une tension fixée de 400 V. a) Mesures avec champs magnétiques optimisés ; calculs avec champ magnétique constant. Le champ magnétique en sortie est fixé à 140 G ; calculs avec champs magnétiques optimisés ; b) Valeur optimisée du champ magnétique et évolution du rapport α/κ en fonction du débit ; c) Comparaison des caractéristiques courant-débit expérimentale et calculée avec recalage des paramètres empiriques ; d) évolution de la part de potentiel à l'extérieur en fonction du débit.

3.2 Performances

Les comparaisons entre les résultats des modèles et les mesures concernant la poussée/Impulsion spécifique et le rendement en fonction du débit sont présentées respectivement sur les figures III32a et III32b. Les coefficients empiriques utilisés sont ceux présentés sur la figure III31b.

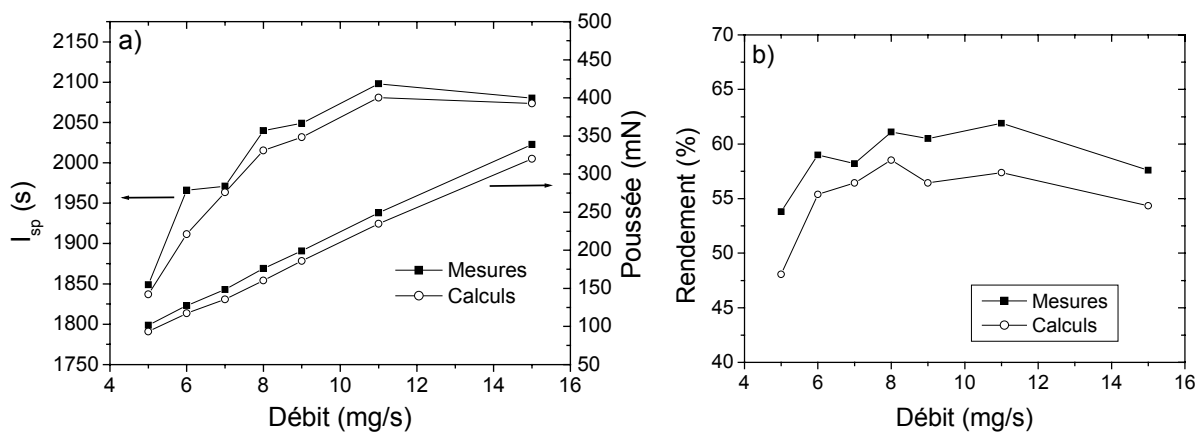


Figure III.32 : Comparisons des résultats expérimentaux et des calculs en fonction du débit concernant a) la poussée et l'impulsion spécifique ; b) le rendement.

Nous notons un bon accord entre les mesures et le modèle sur l'évolution de la poussée et de l'impulsion spécifique en fonction du débit. Les différences sont inférieures à 10% pour la poussée et autour de 5% pour l'impulsion spécifique. Nous trouvons également de bonnes tendances qualitatives pour le rendement avec des différences maximum de 5% pour certains points de fonctionnement.

VI. Transport « anormal »

1. Mobilité « anormale »

Nous avons vu dans la section précédente que le transport « anormal » et notamment le rapport α/κ dépend fortement du champ magnétique à un point de fonctionnement donné. De plus, un point important est le fait que ce rapport est proportionnel au champ magnétique pour un grand nombre de points de fonctionnement mis à part le cas à « basse tension » dont les mécanismes se révèlent plus complexes (cf. figure III.28). Nous rappelons que le coefficient α est un paramètre ajustable lié à la mobilité électronique par collisions pariétales (collisions

électron-paroi) $\mu_\alpha = \frac{m_e \nu_\alpha}{eB^2}$ avec $\nu_\alpha = \alpha \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ fréquence de collision électron-paroi. Quant

au paramètre ajustable κ , il est lié à la mobilité de type Bohm $\mu_\kappa = \frac{\kappa}{16B}$.

le rapport des mobilités dues aux collisions pariétales et à la turbulence (Bohm) peut s'écrire :

$$\frac{\mu_\alpha}{\mu_\kappa} = A \left\{ \frac{\alpha}{\kappa B} \right\} \quad (III.9)$$

$$\text{avec } A = \frac{16 \cdot m_e \cdot 10^7}{e}$$

or $\frac{\alpha}{\kappa} \approx B$ d'où

$$\frac{\mu_\alpha}{\mu_\kappa} \approx cst \quad (III.10)$$

Le rapport entre les mobilités « anormales » (intérieur/extérieur) est quasi-constant (eq. III.10) car le rapport α/κ est proportionnel à B (cf. figure III.27a). Or l'expression du rapport de mobilité décrite dans le modèle (eq. III.9) dépend directement de notre hypothèse de mobilité en $\frac{1}{B^2}$ avant la transition et en $\frac{1}{B}$ après la transition. Une voie naturelle consiste à prendre la même dépendance en B pour la mobilité de part et d'autres de la transition (dans ce cas, l'équation III.9 se simplifie et le rapport des paramètres ajustables ne dépend que du rapport de mobilité « anormale »). Les collisions pariétales n'étant pas justifiées à l'extérieur du moteur, la conclusion importante est que nous sommes amenés à reconsidérer notre approche initiale qui consistait à utiliser une mobilité de type pariétale dans le canal, comme le suggérait Morozov, mais à introduire une mobilité de type turbulente. En pratique, cela revient à utiliser une mobilité de type Bohm avec un paramètre k_{in} avant la transition et k_{out} après la transition différents pour garder un changement de mobilité intérieur/extérieur comme cela est représenté figure III.33.

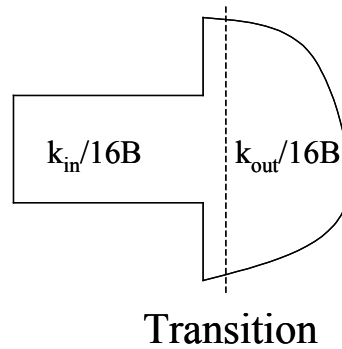


Figure III.33 : mobilité en $1/B$ à l'intérieur et à l'extérieur du canal avec des coefficients κ différents de part et d'autre de la transition.

Cette approche est confortée dans la sous-section VI.2 où nous montrons à l'aide d'un modèle de gaine que les collisions pariétales ne semblent pas suffisantes pour expliquer la mobilité « anormale » à l'intérieur du canal.

2. Calcul de la contribution des collisions pariétales à la conductivité électronique

L'étude concerne la prise en compte des phénomènes d'émission secondaire électronique par impact d'électrons sur les céramiques. A noter que de nombreuses publications sur les propulseurs à Effet Hall sont consacrées à la description des mécanismes complexes d'interaction plasma-surface dans le but de quantifier la conductivité pariétale. Cependant les conclusions sur l'importance réelle de ces collisions sur le transport électronique ne sont pas toujours claires. Nous exposons brièvement le principe ainsi que les résultats significatifs obtenus [Gar-05].

2.1 Théorie de gaine

Transport axial des électrons

Le flux d'électrons à la paroi ϕ_{ew} en fonction du flux d'ions à la paroi ϕ_{iw} s'écrit suivant la relation [Barr-03]

$$\phi_{ew} = \phi_{iw} \frac{1}{1-\delta} \quad (III.11)$$

Où δ est le coefficient d'émission secondaire effectif issu de mesures expérimentales variant linéairement avec l'énergie. Lorsque δ atteint un seuil proche de 1, il se produit une saturation de la charge d'espace. Dans le cas du xénon, cette valeur de δ sature autour de 0.98. Le rapport $\frac{1}{1-\delta}$ atteint des valeurs maximales de l'ordre de 50-60 pour le xénon [Ahe-03].

Dans le modèle, l'effet des collisions électron-paroi sur la conductivité pariétale est traité en volume suivant la relation :

$$\nu_{ew} = \frac{\phi_{iw} ds}{\iiint_v n d^3 r} \frac{1}{1-\delta} \quad (s^{-1}) \quad (III.12)$$

Avec ds l'élément surfacique et $\iiint_v n d^3 r$ est l'intégrale de la densité de plasma n entre deux lignes de champ magnétique contenue dans le volume élémentaire $d^3 r$.

Perte d'énergie

L'effet de l'émission secondaire électronique sur les pertes d'énergie en volume s'écrit en calculant le coefficient de pertes d'énergie W du terme de droite de l'équation d'énergie pour les électrons (cf. équation II.7 du chapitre II).

$$W = \frac{\phi_{iw} ds}{\iiint_v n dv} \left[\frac{4(\varepsilon - \varepsilon_s)}{3(1-\delta)} + \frac{2\varepsilon}{3} \ln \left((1-\delta) \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} \right) \right] \quad (III.13)$$

Dans cette équation, le premier terme correspond à la différence entre l'énergie des électrons incidents et l'énergie des électrons rétrodiffusés et secondaires notés ε_s . Quant au second terme, il correspond au potentiel de gaine. ε_s est pris égal à $0.5\delta_0\varepsilon$ où δ_0 est le coefficient d'émission secondaire au voisinage de $\varepsilon=0$ [Barr-03]. Ce terme prend en compte à la fois des électrons secondaires de basse énergie et des électrons rétrodiffusés.

2.2 Modèle hybride avec prise en compte de l'émission secondaire électronique

Les résultats ont été obtenus en remplaçant les coefficients α et α_ε par les fréquences calculées avec le modèle de gaine (intérieur et extérieur du canal). Les ions doublements chargés ne sont pas pris en compte. Les calculs ont été réalisés sur un SPT-100 au point de fonctionnement nominal avec un débit de 5 mg/s et un champ magnétique en sortie de 150 G. La pression résiduelle est fixée à 2.5 mPa. Les coefficients empiriques sont $\alpha=1$, $\alpha_\varepsilon=0.7$ et $\kappa=0.2$ [Bar-02] qui, nous le rappelons, permettent d'obtenir des résultats de simulation en bon accord avec les observables expérimentales au point de fonctionnement nominal du SPT-100. La transition de mobilité est fixée au plan de sortie dans tous les calculs.

Fréquences de collisions pariétales et chute de potentiel à l'extérieur

Comme le montre la figure V34a, les fréquences de collision électron-paroi sont largement inférieures à la fréquence obtenue avec le terme α ($\nu_\alpha = 10^7 \text{ s}^{-1}$). Une conséquence concerne la chute de potentiel à l'extérieur. En effet, comme nous pouvons le remarquer sur la figure IV34b, la chute de potentiel après le plan de sortie atteint 50% seulement pour des tensions supérieures à 700 V-800 V ce qui est en désaccord avec les résultats obtenus à l'aide de l'interférométrie de Fabry-Pérot ou de la LIF sur un SPT-100 [Dor-02].

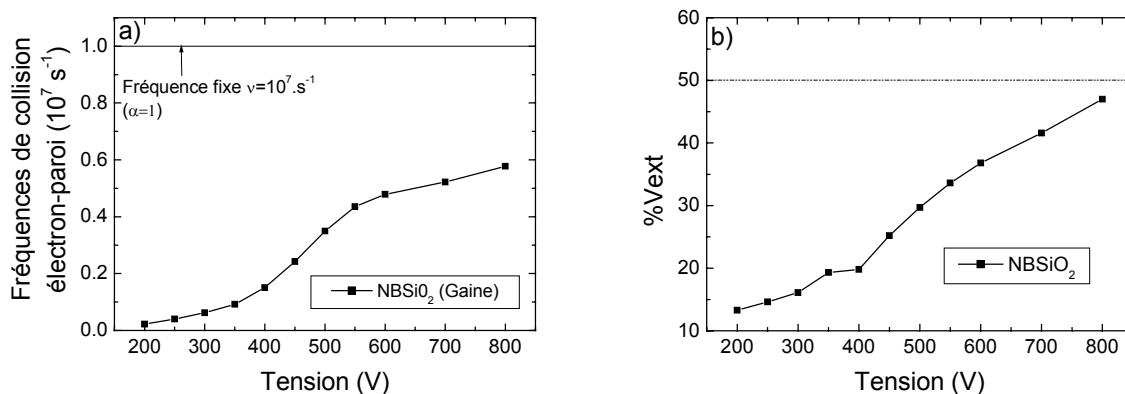


Figure III.34 : a) Fréquences de collision électron-paroi dans la région proche du plan de sortie calculées avec la prise en compte de l'émission secondaire électronique. Calcul avec la fréquence constante de 10^7 s^{-1} utilisé dans le modèle empirique (ligne) ; b) Pourcentage de la chute de potentiel à l'extérieur du canal.

Coefficient de pertes d'énergie W

Comme le montre la figure IV.35, le coefficient de pertes d'énergie W déduit de l'équation III.13 semble en cohérence avec notre approche phénoménologique où les pertes d'énergie sont décrites suivant l'expression $W = \alpha_\varepsilon \times 10^7 \varepsilon \cdot \exp\left(-\frac{U}{\varepsilon}\right)$ (équation II.14) avec U le potentiel de gaine fixé à 20 eV et α_ε paramètre ajustable fixé à 0.7 dans les simulations

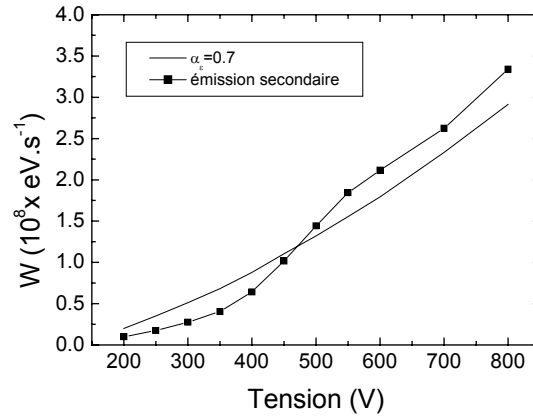


Figure III.35 : Coefficient de pertes d'énergie W dans la région proche du plan de sortie calculé avec prise en compte de l'émission secondaire électronique. Calcul avec le coefficient ajustable α_ε fixé à 0.7 dans le modèle empirique (ligne).

Conclusion

Une conclusion importante est qu'il semble que la prise en compte des collisions pariétales ne soit pas suffisante pour expliquer la conductivité anormale dans le canal mais donne des pertes d'énergie cohérentes avec les pertes d'énergies anormales utilisées dans nos calculs précédents pour reproduire les résultats observés (le coefficient empirique α_ε fixé à 0.7). A noter que les études réalisées au CPHT à Polytechnique évoquait également la possibilité d'une conduction « anormale » à l'intérieur du canal liée principalement aux fluctuations du plasma [Ada-05]. Le code PIC développé au CPHT met en évidence un transport « anormal » des électrons dans le canal (et à l'extérieur du canal) qui serait produit par une instabilité à courte longueur d'onde (1 mm) du champ électrique dans une bande de fréquence comprise entre 1 et 10 Mhz. La fluctuation du champ pourrait induire une diffusion des électrons perpendiculaire aux lignes de champ magnétique et assurer le transport des électrons sans ajout de collisions de type électron-paroi.

Ces aspects sont cohérents avec ce qui a été décrit dans la section V (dépendance naturelle de la mobilité en 1/B) qui nous ont conduit à reconsidérer l'hypothèse initiale que la conductivité dans le canal est due aux collisions pariétales comme le suggérait Morozov. Il faut donc en déduire que la conductivité anormale dans le canal est probablement turbulente. La conséquence est de prendre une mobilité en 1/B dans le canal d'accélération.

3. Comparaison modèle-expérience en supposant une mobilité de type turbulente (paramètre k) dans le canal

3.1 Validation de l'approche - recalage des profils de vitesse

Nous reprenons l'étude du recalage des profils de vitesse correspondant aux points de fonctionnement SNECMA (tension de 550 V et débit de 8.3 mg/s) et 6 mg/s-500 V en tenant compte cette fois-ci d'une mobilité de type turbulente avec un paramètre k (et non pariétal) dans le canal d'accélération. En effet, les comparaisons avec les expériences et les calculs basées sur l'estimation de la fréquence de collisions pariétales à partir du modèle de gaine semblent montrer que la conductivité dans le canal est d'origine turbulente (variation en $1/B$ de la mobilité électronique). Cette aspect est également en accord avec les travaux théoriques sur la turbulence du groupe d'Adam au CPHT. Nous allons ici explorer plus en détail et valider ce fait. La méthodologie est toujours celle présentée dans la section IV.

recalage des profils de vitesse

La transition de la mobilité est toujours fixée à 4 mm. Nous avons trouvé deux valeurs différentes de α à savoir 1.8 et 1.45 pour un champ magnétique radial en sortie de respectivement 175 G et 145 G. Si l'on considère une instabilité de type Bohm avec un coefficient k_{in} avant la transition, on obtient comme équivalent à ces deux valeurs de α , un coefficient $k_{in} = 0.1 \pm 0.015$. Les figures III36a et III36b représentent respectivement les profils de vitesse expérimentaux et numériques pour le point SNECMA et le point à 6 mg/s-500 V. A noter qu'une étude paramétrique sur les coefficients k_{in} et k_{out} (plus restreinte que dans la section V) a été réalisée afin de vérifier la possibilité d'un autre couple. Nous avons constaté qu'une petite variation du paramètre κ influençait beaucoup le courant de décharge.

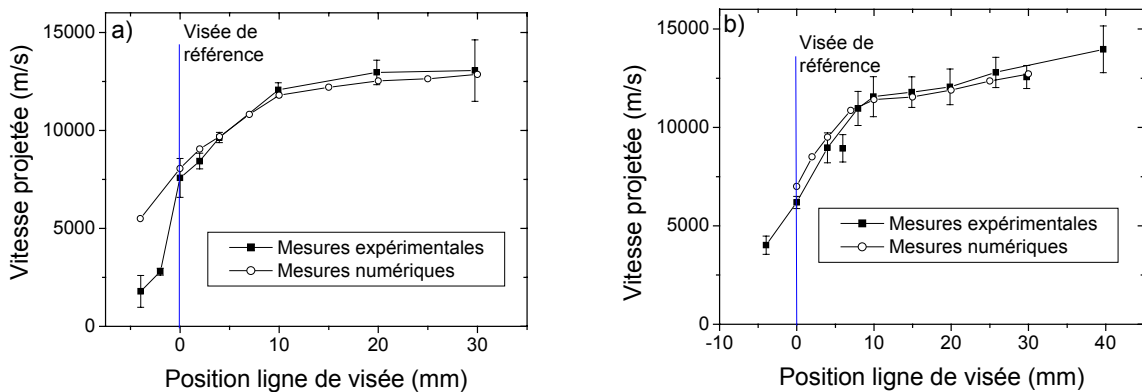


Figure III.36 : Comparaison entre le profil de vitesse projeté expérimental et numérique a) Profil SNECMA ; b) profil 6 mg/s-500 V. Le rapport $k_{in}/k_{out} = 0.5 \pm 0.015$ avec $k_{in} = 0.1 \pm 0.015$ et $k_{out} = 0.2$.

Nous notons un très bon accord entre les mesures expérimentales et les mesures numériques. Nous retrouvons également des différences plus marquées à l'intérieur du canal. Nous trouvons des parts de potentiel à l'extérieur de l'ordre de $(64 \pm 5)\%$ pour le profil SNECMA et $(61 \pm 5)\%$ pour le profil 6mg/s-500V. Le modèle prédit également les écarts - types du courant de décharge pour les deux points de fonctionnement (typiquement 0.3 A pour les deux cas).

3.2 Caractérisation en tension

La figure III37a représente deux caractéristiques courant-tension mesurée expérimentalement et calculée par le modèle en tenant compte uniquement des ions Xe^+ pour un débit de 6 mg/s. Les champs magnétiques ont été optimisés pour chaque point de fonctionnement (cf. figure III27a). Nous notons un très bon accord entre les mesures et les simulations (les performances et les mesures de Fabry-Pérot ne sont pas représentées). La figure III37b représente les variations des paramètres empiriques k_{in} et k_{out} qui permettent de reproduire au mieux la caractéristique courant-tension mesurée. Le rapport k_{in}/k_{out} de 0.5 avec une incertitude de ± 0.015 reste constant entre 400 V et 900 V. Nous n'avons plus besoin d'ajuster nos coefficients en fonction du champ magnétique puisqu'ils ne dépendent plus de cette donnée (le rapport de mobilité reste constant). Cette tendance se vérifie moins bien à « basse tension » où l'on voit qu'il est nécessaire d'augmenter les paramètres k_{in} et k_{out} pour être en accord avec les mesures. Nous avons déjà discuté de ce point dans les sections précédentes.

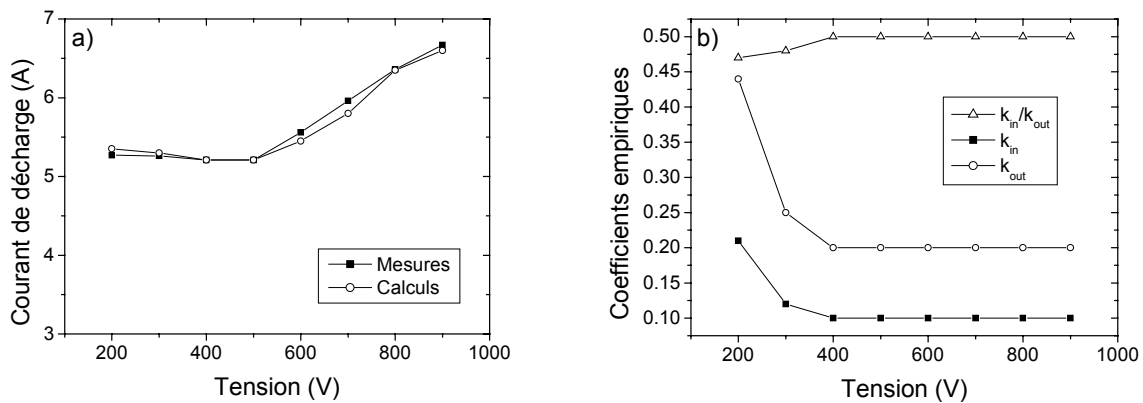


Figure III.37 : a) Caractéristique courant-tension pour un débit de 6 mg/s. Calculs recalés en tenant compte des ions Xe^+ ; b) Evolution du rapport k_{in}/k_{out} et des paramètres k_{in} et k_{out} en fonction de la tension. L'incertitude sur le rapport k_{in}/k_{out} est de ± 0.015 .

3.3 Caractérisation en débit

La figure III38a représente deux caractéristiques courant-débit, l'une mesurée expérimentalement et l'autre calculée par le modèle en tenant compte seulement des ions Xe^+ . Les champs magnétiques ont été également optimisés pour chaque point de fonctionnement (cf. figure III31b). Nous notons un très bon accord entre les mesures et les simulations (les performances et les mesures de Fabry-Pérot ne sont pas représentées). La figure III38b représente les variations des paramètres empiriques k_{in} et k_{out} qui permettent de reproduire au mieux la caractéristique courant-débit mesurée. Le rapport k_{in}/k_{out} de 0.5 avec une incertitude de ± 0.015 reste à peu près constant entre 6 mg/s et 9 mg/s. En revanche, cette tendance se vérifie moins bien à haut débit où l'on voit qu'il faut augmenter les paramètres k_{in} pour être en accord avec les mesures. Une mauvaise optimisation du champ magnétique à fort débit peut être la cause (cf. figure III31b). Nous verrons par la suite que le fonctionnement en débit de ce propulseur est influencé également par la répartition de la densité de plasma dans la chambre.

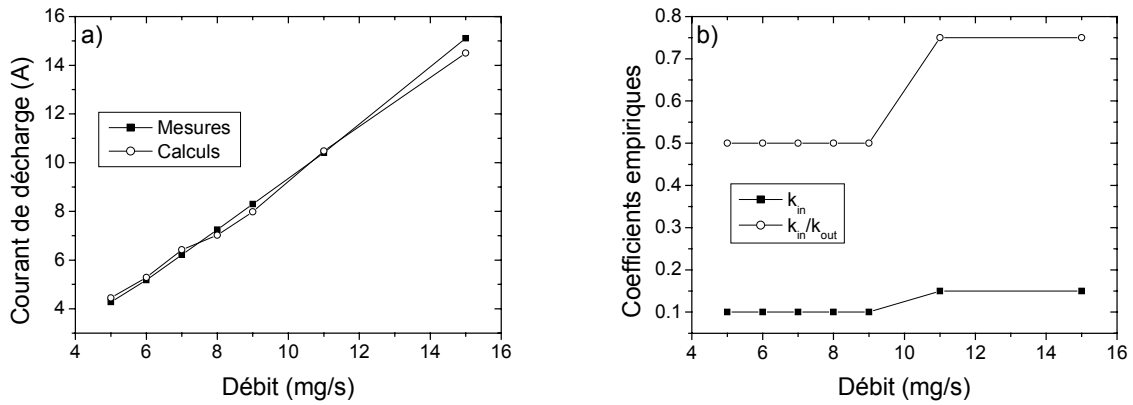


Figure III.38 : a) Caractéristique courant-débit pour un débit de 6 mg/s. Calculs recalés en tenant compte des ions Xe^+ seuls ; b) Evolution du rapport k_{in}/k_{out} et du paramètres k_{in} en fonction du débit. L'incertitude sur le rapport est de ± 0.015 .

4. Conclusion

Cette première tentative de quantification des coefficients empiriques régissant le transport « anormal » a permis de déduire une forte corrélation entre le champ magnétique et le rapport α/κ où α paramètre ajustable de la conductivité pariétale et κ paramètre ajustable de la conductivité turbulente. Cette corrélation se traduit par le fait que α/κ est proportionnel au champ magnétique et que le rapport de mobilité « anormale » reste quasi-constant pour un grand nombre de points de fonctionnement. De ces conclusions, nous avons reconsidéré l'approche initiale qui consistait à prendre en compte une conductivité « anormale » liée à des collisions électron-paroi dans le canal. Cet aspect est conforté par une étude sur l'effet des collisions pariétales qui montre qu'elles ne sont pas suffisantes pour expliquer les forts courants que l'on trouve généralement dans ces propulseurs. Cet aspect est également en cohérence avec les travaux du CPHT sur la turbulence dans le canal du propulseur. En utilisant une mobilité de type « turbulente » dans le canal, nous avons pu montrer qu'il était possible d'obtenir des résultats de simulation en accord avec l'ensemble des observables expérimentales sur une grande plage de fonctionnement du propulseur sans modifier les valeurs de nos coefficients empiriques.

Nous présentons dans la dernière section de ce chapitre quelques résultats de simulation de la décharge obtenus pour des jeux de coefficients empiriques « optimisés ».

VII. Application : Simulation du propulseur PPSX000-ML

1. Fonctionnement statique

Propriétés du plasma

Nous illustrons ici, les résultats obtenus avec le modèle au point de fonctionnement SNECMA.

Les valeurs des paramètres empiriques du modèle sont les suivantes : $k_{in}=0.2$, $k_{out}=0.1$ (la transition de mobilité est fixée à 4 mm et le coefficient lié aux pertes d'énergie anormales est fixé à 0.7). Le point de fonctionnement SNECMA est défini par :

- La tension est de 550V.
- Le débit à l'anode est fixé à 8.3 mg/s.
- Le champ magnétique en sortie est de 175 G.
- La pression résiduelle est de 3.7 mPa.

Cette tension et ce débit assurent une poussée de 220 mN et une I_{sp} de 2450 s.

La figure III.39 représente les lignes de champ magnétique. La forme des lignes est principalement convexe entre 2 cm et le plan de sortie. Proche de la zone anodique, nous avons une structure plus complexe notamment avec la présence d'un zéro de champ magnétique. Nous verrons que cette structure magnétique aura des conséquences sur la décharge du propulseur lorsque le débit varie.

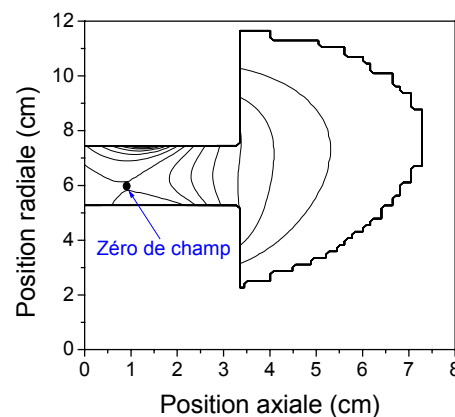


Figure III.39 : Lignes de champ magnétique.

Les profils 2D des différentes grandeurs caractéristiques sont représentées figure III.40, moyennés sur 3 ms de calcul, temps suffisamment long vis à vis des périodes d'oscillations. Les lignes de potentiel électrique (figure III.40a) présentent une inclinaison en direction de l'axe de symétrie du moteur proche de la zone d'ionisation, en accord avec l'orientation des lignes de champ magnétique (figure III.39). La chute de potentiel atteint 64% à l'extérieur du canal. Le terme source d'ionisation fait apparaître deux pics intenses (figure III.40a) ; l'un à une position de 2 cm et l'autre pic d'ionisation proche de l'injecteur. L'intensité du pic proche de l'injection des neutres dépend fortement de la condition aux limites de l'équation d'énergie au niveau du plan anodique. Dans tous les calculs présentés, l'énergie électronique est fixée à 2 eV sur l'anode. Imposer une énergie plus élevée conduit à une augmentation de l'ionisation dans cette zone. Cependant, les performances et l'érosion ne sont pas très sensibles à cette condition. Nous n'avons pas fait une étude systématique de l'influence de cette condition aux limites. Il est à noter qu'à ce jour, aucune mesure expérimentale de l'énergie moyenne des

électrons dans cette région n'a été réalisée. L'ionisation du flux de gaz par impact électronique est très efficace car environ 95% du flux de gaz est ionisé. L'ionisation est plus intense au centre du canal que proche des parois (figure III40a). La densité de neutres est donc plus creusée au centre du canal (figure III40b). Elle chute de plus d'un ordre de grandeur entre l'injection et le plan de sortie ($1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ à $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$). L'énergie moyenne électronique atteint au maximum 30 eV (figure III40c). Nous notons que l'énergie moyenne est maximum dans la zone d'accélération mais également juste après le plan de sortie, principalement due à la forte chute de potentiel à l'extérieur du moteur et au décalage de la transition de la mobilité. Nous notons que la densité de plasma (figure III40d) est étalée et est même maximum dans les régions de faible champ magnétique. La densité de plasma est localisée près de la paroi interne ; ceci aura des conséquences sur l'érosion.

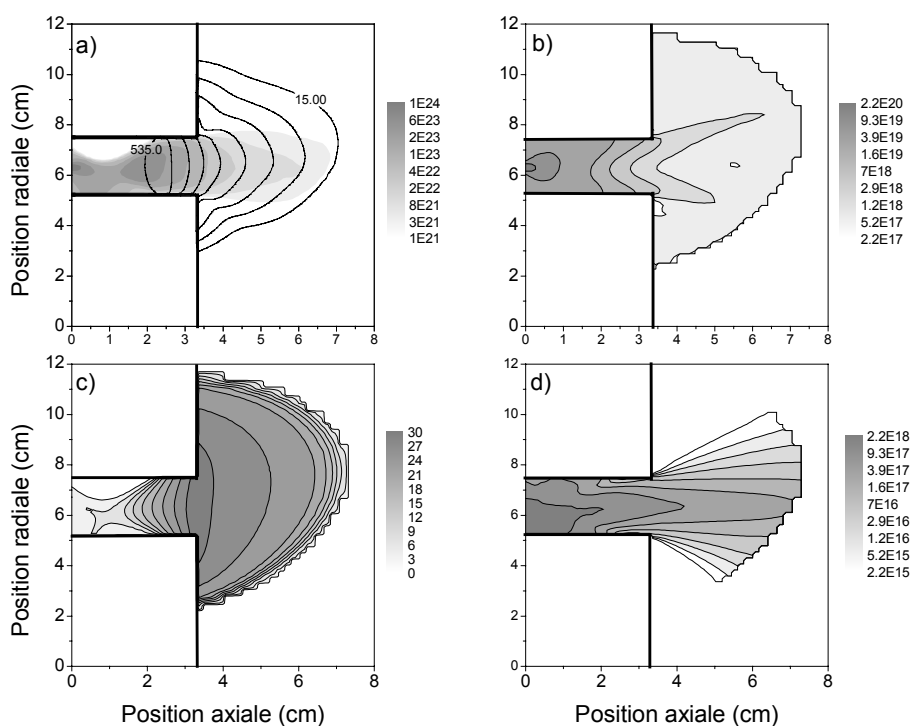


Figure III.40 : Simulation des propriétés du plasma pour le point de fonctionnement SNECMA. a) Lignes de potentiel V et terme source d'ionisation S , échelle Log. 3 décades ($\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$) ; b) densité de neutres, échelle Log. 3 décades; c) énergie moyenne électronique (eV) ; d) densité de plasma, échelle Log. 3 décades (m^{-3}).

Divergence et érosion

La figure III41a montre une très bonne divergence du faisceau d'ions (95% des ions sont compris entre 0 et 24°). Concernant l'érosion, la longueur érodée est de 7 mm pour la paroi externe et de 4 mm pour la paroi interne. La profondeur érodée des parois externe et interne est de respectivement 3 mm et 2.3 mm. Ces différences sont principalement dues à la forme de la topologie magnétique qui influence fortement le faisceau d'ions dans le canal. Une étude numérique sur la durée de vie du propulseur PPS[®] 5000 met également en valeur l'importance de la structure magnétique sur le vieillissement du moteur [Bon-03].

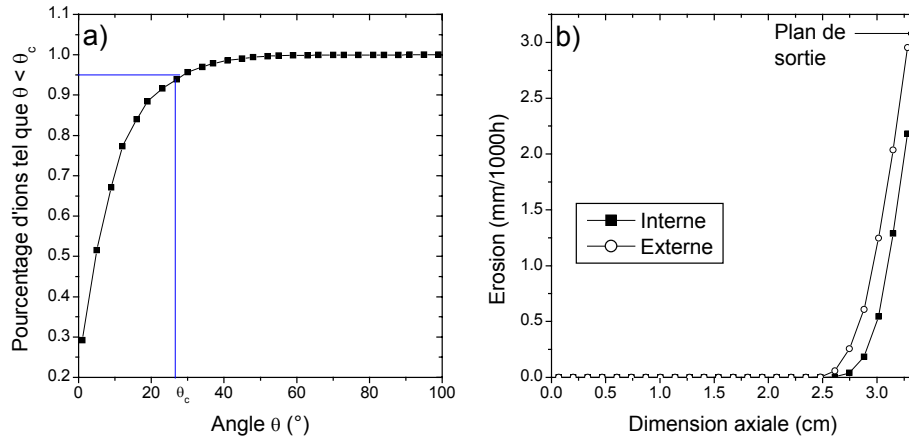


Figure III.41 : a) pourcentage d'ions contenu dans un cône d'angle θ_c ; b) Profils d'érosion des parois interne et externe .

2. Influence de la tension

Nous allons maintenant nous focaliser sur deux points de fonctionnement à savoir des tensions de 400 V et de 800 V pour un débit de 6 mg/s et un champ magnétique optimisé en sortie de 140 G pour les deux cas. Les valeurs des paramètres empiriques du modèle sont $k_{in}=0.2$, $k_{out}=0.1$ comme cela est représenté figure III37b (la transition de mobilité est fixée à 4 mm et le coefficient lié aux pertes d'énergie anormales est fixé à 0.7).

Propriétés du plasma

Lorsqu'on augmente la tension à débit fixé, la localisation de la densité de plasma ne varie pas. En revanche, la part de potentiel à l'extérieur passe de 60% à 70% pour respectivement des tensions de 400 V et 800 V.

Comme nous pouvons le constater sur les figures III42a et III42b, la localisation des maxima de terme source ne change pas. Le maximum du terme source dans la zone d'ionisation est légèrement supérieur pour le cas à 800 V que pour le cas à 400 V ($3.2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ contre $2.7 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$); cela est dû au fait que l'efficacité d'ionisation est très bonne et que nous travaillons à débit fixé dans les deux cas (90% et 95% respectivement à 400 V et 800 V).

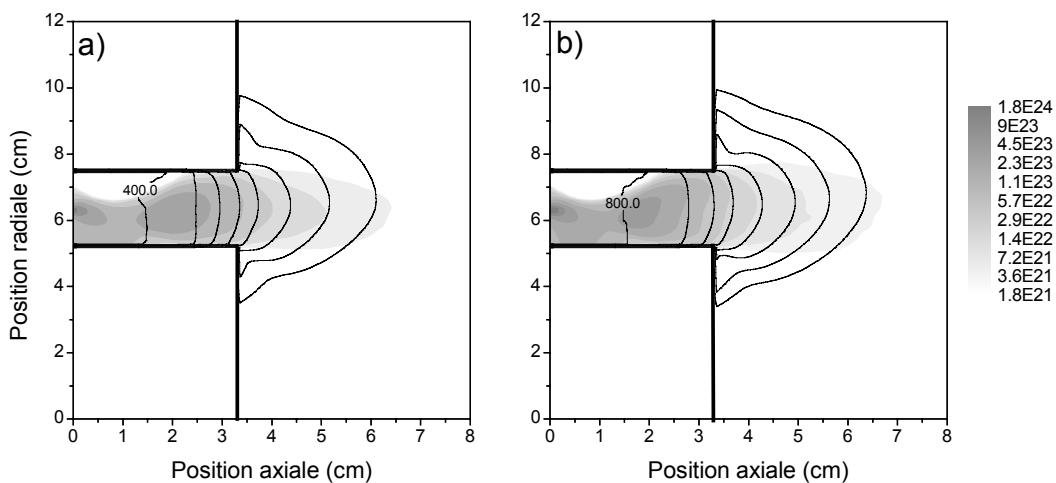


Figure III.42 : Les cartographies du terme source ($\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$) et les lignes de potentiel électrique. a) 400 V; b) 800 V.

Erosion

La profondeur de la zone érodée diffère considérablement selon le point de fonctionnement. L'érosion augmente avec la tension (2.5 mm et 8 mm respectivement à 400 V et 800 V pour la paroi interne). Un aspect important concerne l'énergie des ions qui impactent avec la paroi. En effet, la vitesse d'érosion dépend du flux d'ions arrivant à la paroi mais également du taux d'érosion. Ce-dernier varie fortement (plusieurs ordres de grandeurs) entre l'énergie du seuil de pulvérisation (ici $E_{th} = 50$ eV, cf. chapitre II) et les énergies maximales que peuvent avoir les ions lorsqu'ils atteignent la paroi. Ici, lorsqu'on passe d'une tension de 400 V à une tension de 800 V, les ions atteignant la paroi ont des énergies respectivement de 120 et 250 eV d'où la forte érosion dans le cas à 800 V. La différence de l'érosion entre les parois externe et interne provient essentiellement de la topologie magnétique et de l'inclinaison de la lentille magnétique.

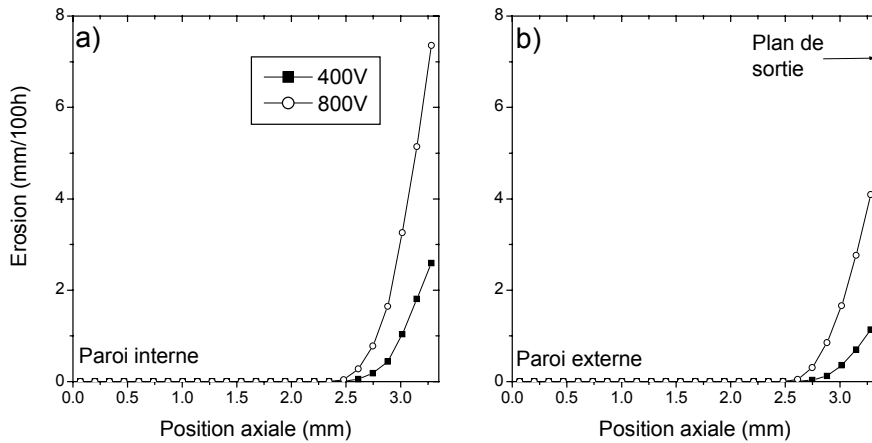


Figure III.43 : Profils d'érosion des parois interne et externe a) 400V ; b) 800V.

En résumé, lorsqu'on augmente la tension, on réduit la durée de vie moteur. Des études numériques plus détaillées sur le PPS[®]5000 à une tension de fonctionnement de 1000V [Bon-03] ont montré que l'épaisseur érodée atteint 8 mm au bout de 1000 h. Après 1000 heures supplémentaires, en modifiant la géométrie pour tenir compte des parois érodées, la profondeur érodée atteint 2 mm (toujours pour une durée de 1000 heures). Or c'est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la paroi proche du plan de sortie. Ainsi, nous avons estimé que la durée de vie du PPS[®]5000 n'était potentiellement que de 2000 heures pour ce point de fonctionnement (1 cm d'érosion cumulé).

Cette limitation de la durée de vie à haute tension est en accord avec les tendances mesurées par spectroscopie d'émission [Pag-03, Pag-04] .

3. Influence du débit

Nous allons nous focaliser sur deux points de fonctionnement à savoir des débits de 5 mg/s et de 15 mg/s pour une tension fixée à 400 V. Le champ magnétique en sortie est de 140 G et 165 G pour respectivement 5 mg/s et 15 mg/s. Les valeurs des paramètres empiriques du modèle sont respectivement $k_{in}=0.1$, $k_{out}=0.2$ à 5 mg/s et $k_{in}=0.15$, $k_{out}=0.2$ à 15 mg/s comme cela est représenté figure III.38b (la transition de mobilité est fixée à 4 mm et le coefficient lié aux pertes d'énergie anormales est fixé à 0.7).

Propriété du plasma

Les figures III44a et III44b représentent respectivement la cartographie de la densité de plasma pour des débits de 5 mg/s et 15 mg/s. On note des différences sur la répartition de la densité de plasma. En effet, le maximum de la densité de plasma est principalement localisé près de l'injection des neutres à 5 mg/s alors qu'il est plus étalé à 15 mg/s. On retrouve également cette tendance en changeant les conditions aux limites en énergie près de la zone anodique (gradient d'énergie ou énergie fixée, cf. chapitre II). La topologie magnétique du propulseur présente un zéro de champ magnétique proche de l'injection de neutres (1 cm après l'anode). La zone à très faible intensité du champ magnétique augmente le transport électronique dans la direction axiale, les électrons ne sont plus magnétisés. La densité de neutres à faible débit remplit moins bien le canal du propulseur (on rappelle que ce propulseur a été adapté pour les forts débits et qu'un débit à 5 mg/s correspond au débit nominal d'un SPT-100). Le faible remplissage du canal par les neutres à bas débit et l'augmentation du transport électronique proche de l'injection par cette structure de zéro de champ pourrait expliquer une densité de plasma plus localisée en amont du terme source d'ionisation. La répartition de la densité de plasma, qui peut être située proche de l'anode, est principalement liée à la topologie du champ B et pourrait expliquer les changements de modes fréquents que l'on retrouve dans ce propulseur [GDR-05]. Celle-ci pourrait également expliquer le fait que l'on doit augmenter le transport « anormal » à haut débit.

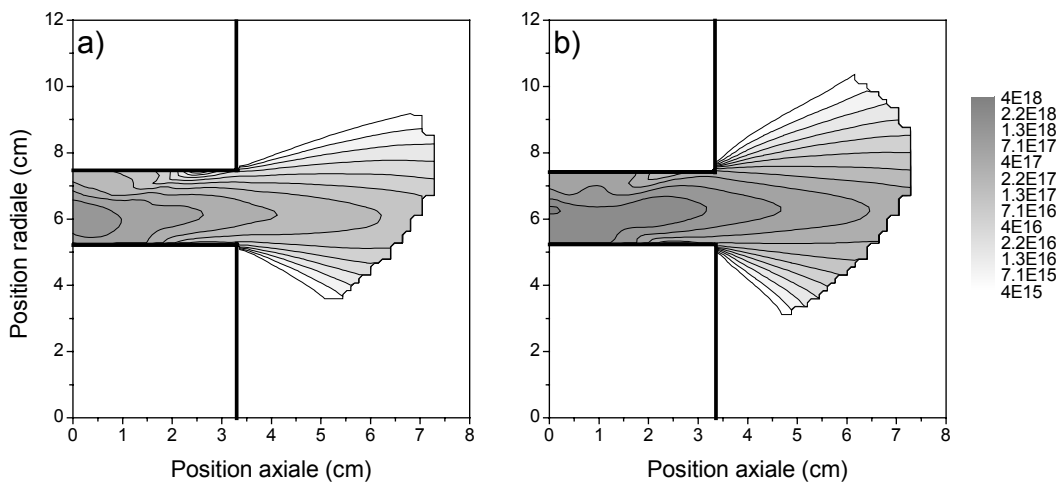


Figure III.44 : Cartographie de la densité de plasma (m^{-3}). a) 5 mg/s ; b) 15 mg/s.

Erosion

Les profondeurs érodées sont dans les deux cas de l'ordre de 3 mm. Des différences apparaissent entre les parois interne et externe dues principalement à la forme des lignes de champ magnétique (écart de 15%). Pour les deux points de fonctionnement, la différence se fait surtout au niveau des parois externes (1.2 mm de profondeur érodée à 5 mg/s contre 2.6 mm à 15 mg/s).

VIII. Conclusion et perspectives

Nous avons cherché à mieux quantifier les coefficients empiriques régissant le transport « anormal » dans les codes hybrides. Cette étape est importante pour prétendre améliorer les capacités de prédiction du modèle hybride qui est l'un des objectifs du GDR « Propulsion Spatiale à Plasma ».

La voie utilisée dans cette thèse pour s'approcher de cet objectif était de réaliser une comparaison systématique entre les résultats de simulation et les mesures expérimentales susceptibles d'apporter des informations qualitatives voire quantitatives sur les parts de potentiel à l'extérieur et indirectement sur la conductivité électronique dans le propulseur. Nous avons utilisé pour cela l'expérience d'interférométrie de Fabry-Pérot.

L'expérience de Fabry-Pérot permet par analyse du profil Doppler, par spectrométrie d'émission de la raie ionique à 541.9 nm, de remonter à la vitesse moyenne des ions. Nous avons pu constater que le traitement de la mesure est délicat car l'information fournie par l'expérience est intégrée le long de la ligne de la visée. Un modèle non auto-cohérent d'émissivité a été développé au laboratoire d'Aérothermique pour comprendre la forme des figures d'interférence obtenues. Il a permis de mettre en évidence la possible existence d'ions « lents » dans la plume du propulseur.

Néanmoins, afin de comparer efficacement les données fournies par la mesure de Fabry-Pérot et le modèle hybride 2D, nous avons mis en place une méthodologie originale. Elle consiste à reproduire numériquement l'expérience de Fabry-Pérot dans le modèle hybride et de comparer les résultats obtenus aux mesures afin d'en déduire des estimations de la part de potentiel à l'extérieur et des paramètres empiriques associés. Cette manière de simuler directement l'expérience dans le modèle est intéressante car elle permet de prendre en compte uniquement la mesure brute sans aucun traitement préalable.

Nous avons pu mettre en évidence l'existence d'un changement de pente du potentiel électrique près du plan de sortie. Cela a permis de valider l'une des hypothèses fortes du modèle concernant un changement de la mobilité électronique entre l'intérieur et l'extérieur du canal (certes décrite de manière abrupte). Nous avons ensuite essayé de quantifier les coefficients liés au transport « anormal » par trois études paramétriques différentes (champ magnétique, tension, débit). Nous avons pu constater une forte corrélation entre le champ magnétique et le rapport α/κ où α paramètre ajustable de la conductivité pariétale dans le canal et κ paramètre ajustable de la conductivité turbulente à l'extérieur.

Cette corrélation s'est traduite par le fait que α/κ est proportionnel au champ magnétique de sorte que le rapport de mobilité « anormale » intérieur/extérieur reste quasi-constant pour un grand nombre de points de fonctionnement. Ces conclusions nous ont amenés à reconsidérer notre approche initiale qui consistait à prendre en compte une conductivité « anormale » liée à des collisions électron-paroi, comme le suggérait Morozov, et à introduire une mobilité de type « turbulente » dans le canal. Cette approche est confortée par une étude quantitative sur la contribution des collisions pariétales dans le canal qui montre que les fréquences de collision pariétales sont insuffisantes pour expliquer les forts courants que l'on trouve expérimentalement dans ce type de propulseur. L'approche est également en cohérence avec les travaux d'Adam au CPHI sur la turbulence dans un propulseur à Effet Hall. En utilisant une mobilité de type « turbulente » dans le canal, nous avons pu montrer qu'il était possible d'obtenir des résultats de simulation, en accord avec les résultats expérimentaux sur une grande plage de fonctionnement du propulseur, sans modifier les valeurs de nos coefficients empiriques. Le point essentiel de cette approche est que les coefficients empiriques sont beaucoup moins sensibles au champ magnétique (en tout cas pour des valeurs comprises entre 130 - 200 G et pour des topologies magnétiques pas très différentes). Ce point

est d'autant plus important qu'en pratique, pour chaque point de fonctionnement, le champ magnétique est réglé de manière à minimiser le courant de décharge.

Perspectives-point de vue des modèles

De nombreuses questions restent en suspens. Nous avons vu que le transport « anormal » semble augmenter à « basse tension » mais les raisons ne sont pas claires. De nombreux points de fonctionnement (mesures) acquis au cours de cette campagne n'ont pu être exploités efficacement, en raison d'un nombre limité de points de mesures de Fabry-Pérot (il faut un profil de vitesse assez complet pour chaque point de fonctionnement). Par conséquent, il était difficile d'en déduire des lois semi-empiriques sur les coefficients pour tous les paramètres moteurs et de fournir un domaine de validité à ces lois. Une autre campagne de mesures de Fabry-Pérot avec des profils de vitesse complets sur une grande plage de fonctionnement serait nécessaire pour infirmer ou valider certains aspects décrits dans le chapitre (en particulier sur un propulseur tel que le SPT-100 qui est bien connu).

Par ailleurs, un aspect qui n'est pas très clair concerne les pertes d'énergie « anormales » dans le propulseur (cf. chapitre II). Au cours de notre étude comparative, ces pertes ont été décrites de manière phénoménologique (équation II.7) avec un coefficient α_e fixé à 0.7. Nous avons pu obtenir des résultats de simulation en accord avec les mesures en gardant ce coefficient constant. De plus, nous avons constaté que cette description empirique était cohérente avec une description où l'on prend en compte avec un modèle de gaine ces pertes d'énergie dues aux collisions pariétales. Il sera intéressant dans le futur de mieux quantifier ce terme de pertes d'énergie notamment à l'extérieur du moteur. Des expériences qui permettraient d'apporter des éléments de réponse à ce sujet seraient très importantes (thermographie infra-rouge, mesure de l'énergie moyenne à l'aide de sondes...) pour améliorer les codes hybrides et mieux comprendre le bilan d'énergie dans le propulseur qui, comme nous l'avons évoqué, n'est toujours pas compris à ce jour.

Perspectives - Point de vue expérimental

Au sein du GDR, deux expériences permettent de remonter à la distribution de vitesse des ions Xe^+ à l'intérieur et l'extérieur du canal du propulseur : la mesure de fluorescence induite par Laser (LIF) et récemment la mesure de Fabry-Pérot (FP). Bien que ces deux outils soient complémentaires, certains aspects les distinguent en pratique :

- La mise en place de l'expérience de Fabry-Pérot est beaucoup plus aisée que le système LIF. En effet tout le système FP peut se placer à l'extérieur du caisson alors que la LIF nécessite de faire rentrer des éléments dans le sas sous vide du caisson. De plus l'expérience LIF est beaucoup plus lourde que le FP (utilisation d'une détection synchrone pour capter le signal, problème d'alignement de la branche de détection, problème de saturation du signal...). En d'autres termes, le Fabry-Pérot peut-être greffé facilement comme un outil de routine dans une campagne de mesures non dédiée spécifiquement à des mesures de vitesse tout comme le sont la balance de poussée et le RPA, ce qui n'est pas le cas de la LIF.
- L'obtention d'un signal LIF est très difficile à obtenir comparée à la mesure FP. En effet, la mesure LIF est une mesure de la fluorescence de la transition que l'on étudie qui est généralement très faible car noyée dans l'émission plasma. La mesure FP est beaucoup plus facile car nous mesurons le signal d'émission de la transition plus intense que la fluorescence.
- Le temps pour obtenir un profil de vitesse complet LIF est plus important que le Fabry-Pérot (5 h-6 h pour la LIF contre 15-20 mn pour un profil assez complet mesuré par le FP). Ainsi, les heures d'une campagne étant limitées, l'expérience de Fabry-Pérot peut s'utiliser plus facilement que la LIF

Néanmoins, le traitement de la mesure est beaucoup plus délicat pour le Fabry-Pérot comme nous avons pu le constater tout au long de cette étude. La LIF présente une bien meilleure résolution spatiale et spectrale et permet des comparaisons beaucoup plus faciles avec les modèles. Bien que l'expérience de Fabry-Pérot soit avantageuse d'un point de vue pratique, la LIF permet des études spatiales (axiales et radiales) précises mais également des études temporelles pour étudier les oscillations du faisceau d'ions proche de la sortie du propulseur ce qui ne peut pas être réalisées par l'expérience de Fabry-Pérot (intégration spatiale du signal le long de la ligne de visée). De plus elle nous permettrait de comparer les simulations et les mesures aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur du canal.

En outre, des mesures de LIF seraient très intéressantes pour confirmer et affiner les tendances prédites avec le modèle hybride 2D et constituent une deuxième étape dans l'amélioration des hypothèses physiques du code hybride.

Dans un premier temps, il me semble que des mesures de LIF sur plusieurs points de fonctionnement seraient plus judicieuses sur le propulseur SPT-100. En effet, la topologie magnétique de ce moteur est beaucoup plus simple que celles des propulseurs ATON ou PPSX000-ML.

Chapitre IV : Propulseur à Effet Hall à Double Etage

Ce chapitre est dédié à l'étude d'un propulseur à Effet Hall à Double Etage basé sur le confinement magnétique. La particularité de ce propulseur, par rapport aux autres concepts présentés dans les chapitres précédents, vient du fait que les processus d'ionisation et d'accélération sont séparés dans deux étages différents. L'étude porte principalement sur la modélisation ainsi que sur la compréhension physique de certains aspects de fonctionnement de ce propulseur². Nous dégagerons au cours de ce chapitre les éléments qui nous semblent être compris et surtout les questions qui restent en suspens.

Nous décrivons dans un premier temps le principe de fonctionnement de ce propulseur illustré par des résultats expérimentaux obtenus à l'institut MIREA en Russie ainsi qu'au Laboratoire d'Aérothermique à Orléans (section I). Ensuite, nous explicitons les différentes étapes et les problèmes auxquels nous avons été confrontés pour modéliser ce propulseur (section II). Ayant introduit l'approche utilisée pour modéliser ce moteur dans la section II, nous présentons les modifications apportées au modèle hybride 2D pour prendre en compte la chambre d'ionisation de ce propulseur. Nous illustrons cela par quelques résultats de simulation ; et nous insistons sur les limitations du modèle, notamment de l'approche fluide pour décrire les électrons (section III). Afin d'améliorer certaines hypothèses du modèle, nous développons un modèle Monte-Carlo des électrons que l'on couple au modèle hybride pour étudier les processus d'ionisation des atomes et d'extraction des ions (section IV). Nous terminons ce chapitre par un résumé ainsi que par des perspectives de recherche (section V).

² Les considérations présentées dans le chapitre III sur les coefficients empiriques ne sont pas prises en compte ici. Au cours de cette étude, nous nous sommes intéressés principalement au processus physique se produisant dans la chambre d'ionisation et la zone de transition entre cette chambre et le canal d'accélération. Cette étude préliminaire numérique du propulseur à Effet Hall à Double Etage ne présente pas de caractérisations détaillées en terme de performances et de durée de vie.

I. Présentation du concept et premiers résultats expérimentaux

L'étude porte sur un concept nouveau de propulseur à Effet Hall appelé propulseur à Effet Hall à Double Etage (que l'on appellera DSHET pour « Double Stage Hall Effect Thruster » par la suite) dans lequel on cherche à contrôler séparément la génération du plasma et l'accélération des ions.

Dans un premier temps, nous rappelons brièvement les avantages de séparer « physiquement » les processus d'ionisation et d'extraction dans deux étages différents. Nous nous focalisons ensuite sur le concept basé sur le confinement magnétique récemment développé par Snecma-moteurs. Ce concept est issu, comme dans le cas des moteurs à Effet Hall conventionnels, de travaux russes. Nous exposons le principe de la décharge. Nous illustrons le fonctionnement de la décharge par des résultats expérimentaux obtenus à l'institut MIREA en Russie. Nous présentons également une étude expérimentale qualitative de la chambre d'ionisation que nous avons réalisée lors d'une campagne d'essai qui s'est déroulée en Mai 2005 au Laboratoire d'Aérothermique à Orléans sur le moyen d'essai PIVOINE.

1. Pourquoi un propulseur à Effet Hall à Double étage ?

L'utilisation d'un moteur double-étage est intéressante dans la mesure où l'on peut séparer les deux grandes fonctions d'un propulseur classique à savoir l'ionisation qui a lieu dans une première chambre et l'accélération qui se produit dans une seconde chambre. Cela permet donc d'optimiser ces deux processus indépendamment.

Selon certains auteurs, les propriétés que l'on attend de la nouvelle génération des propulseurs à Effet Hall [Mir-01, Pri-03] sont les suivantes:

- Fonctionner avec différents gaz avec une grande efficacité d'ionisation
 - ➔ Gaz peu cher (Kr, Ar, N₂)
 - ➔ Gaz existant dans l'atmosphère (CO₂, CH₄, NH₃)
 - ➔ Vapeurs métalliques (Na, Mg, K, Hg, Pb, Bi)
- Réduire la divergence angulaire (2-10°).
- Augmenter l'efficacité et réduire le courant d'électrons dans le canal de sorte que la part de neutres ionisée dans la région d'accélération soit faible.
- Réduire l'érosion et augmenter la durée de vie du moteur.
- Faire fonctionner le propulseur en plusieurs modes aisément (« forte poussée » et « forte impulsion spécifique »).

Nous exposons ici en quoi le passage d'un moteur à « un étage » à un « double-étage » permet de répondre à ces attentes :

- Tout d'abord, l'utilisation d'un étage d'ionisation permet d'obtenir un haut degré d'ionisation dans la mesure où il n'y a pas de fortes contraintes en volume pour l'ionisation. Ainsi, il est possible d'obtenir une ionisation complète du flux de gaz.
- La génération du plasma avec des ions à basse énergie (5-15 eV) dans l'étage d'ionisation permet de produire un faisceau d'ions quasi mono énergétique dans le canal d'accélération, bien focalisé et proche du centre du canal.

L'idée va au delà d'une simple attente que l'on peut avoir de ces moteurs pouvant fonctionner pour deux points de fonctionnement (forte impulsion spécifique/faible poussée, et inversement, forte poussée/faible impulsion spécifique). Un besoin crucial est de réduire la divergence du faisceau d'ions. En effet, ce sont les ions qui réduisent la durée de vie du moteur en bombardant les céramiques et en érodant celles-ci. Les besoins en terme de durée

des missions des satellites ayant tendance à augmenter, il est donc primordial que le moteur lui-même fonctionne plus longtemps. Un autre aspect important, lui aussi relié à la divergence du faisceau d'ions, tient aux interactions moteur-satellite. Un faisceau d'ions moins divergent peut réduire les risques de dégradations ou contaminations des panneaux solaires par exemple. Ces différents aspects montrent l'intérêt d'utiliser un étage d'ionisation où les ions de basse énergie seraient « guidés » vers l'étage d'accélération puis accélérés pour finalement obtenir un faisceau en sortie du canal peu divergent et quasi mono-cinétique.

Les qualités du concept ont été décrites, la question est de savoir comment combiner un premier étage (ionisation) et un second étage (accélération), tout en gardant en même temps leur indépendance. L'étage d'accélération pose a priori moins de problèmes que l'étage d'ionisation et le concept de barrière magnétique d'un propulseur à Effet Hall classique (HET) reste intéressant pour accélérer les ions. Les efforts d'amélioration se portent sur la chambre d'ionisation (cf. figure IV.1).

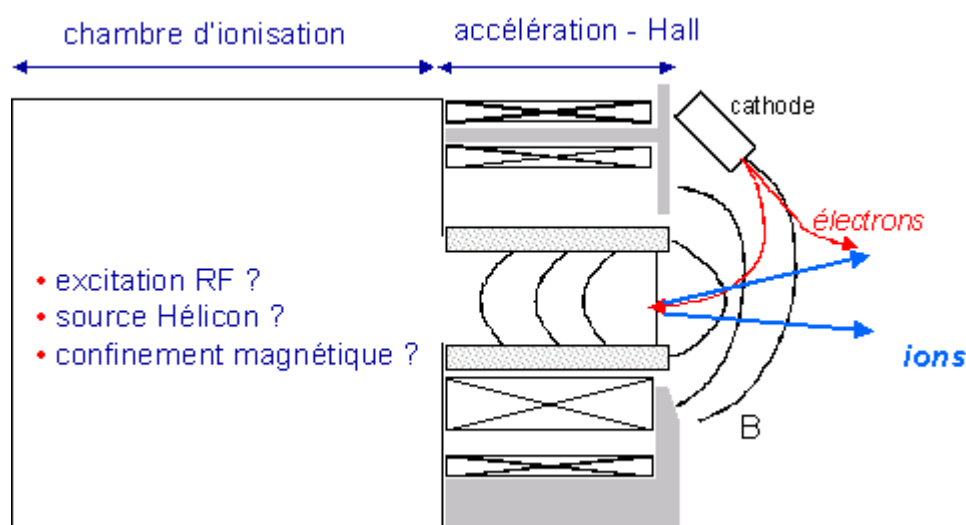


Figure IV.1 : Concept d'un propulseur à Effet Hall à Double Etage avec une séparation « physique » du canal d'accélération et de la chambre d'ionisation. L'étage d'accélération est similaire à une barrière magnétique d'un propulseur à Effet Hall classique. La chambre d'ionisation pourrait être par exemple du type excitation RF, source Hélicon ou basée sur le confinement magnétique.

La question posée est de savoir comment créer un plasma avec un faible coût (puissance nécessaire pour ioniser le flux de gaz rapportée à la puissance totale disponible). Plusieurs voies sont possibles, une première voie consiste à utiliser une excitation RF [Pri-03] pour chauffer les électrons, la deuxième voie est basée sur un confinement magnétique des électrons en augmentant leur temps de résidence, d'autres voies, telle qu'une source Hélicon, sont également envisagées et en cours d'investigation [Cha-05]. Nous présentons ici un concept actuellement étudié basé sur le confinement magnétique.

2. Propulseur à Effet Hall à Double Etage basé sur le confinement magnétique

Présentation du concept

Le concept proposé et breveté par Snecma-moteurs [Sec-03] est issu de travaux russes. Dans les années 50, un système a été étudié en Russie appelé « Galathea », il s'agit d'un arrangement de bobines qui permet de générer deux régions de champ magnétique intense,

séparées par une ligne (appelée séparatrice) où le champ magnétique est nul sur un point [Mor-98] comme cela est illustré sur la figure IV.2.

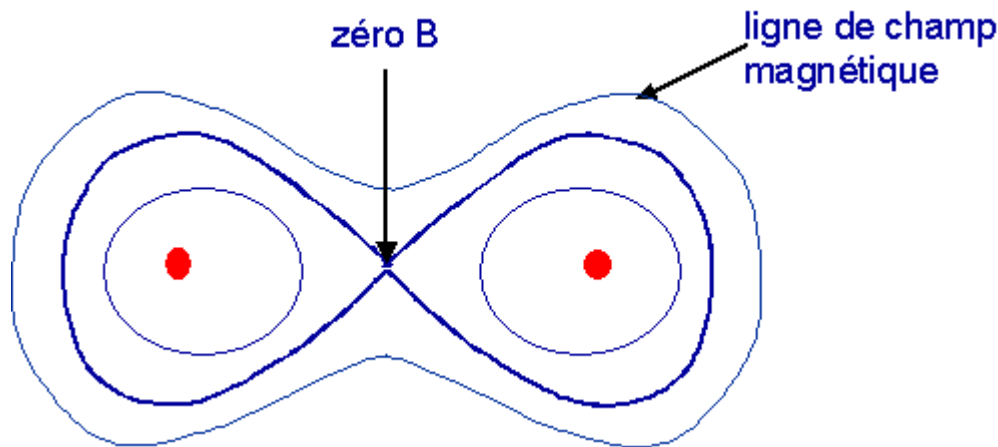


Figure IV.2 : Système magnétique appelé « Galathea » généré par un arrangement particulier de bobines et du circuit magnétique. Cette structure magnétique permet de confiner les électrons afin de créer des plasmas de forte densité dans de grands volumes. La ligne séparatrice est en gras.

Le but est de confiner les électrons pour augmenter leur temps de séjour et créer des plasmas de forte densité dans de grands volumes. L'intérêt pour ce système a été grandissant dans les années 60-70, puis abandonné au profit des tokamaks. Cependant, dans les années 90, l'intérêt d'un tel système est revenu au goût du jour pour créer des plasmas de haute densité sur des surfaces de l'ordre du m^2 [Mor-98].

C'est cette technologie de piège magnétique qui est utilisée dans le DSHET développé par Snecma Moteurs pour initier la décharge dans l'étage d'ionisation. L'étage d'accélération est un propulseur HET classique. La séparation entre les deux étages est au niveau de la ligne séparatrice.

En résumé, le DSHET est l'addition de deux technologies :

- La technologie du piège magnétique « Galathea » pour l'étage d'ionisation.
- Un HET classique pour le canal d'accélération.
- La conjonction des deux se fait à l'aide de la ligne de champ B « séparatrice ».

Principe général de fonctionnement

Le propulseur DSHET proposé utilise une chambre pour ioniser le flux de gaz alors que les ions sont accélérés grâce à un champ électrique généré par une barrière magnétique comme dans un HET classique. Les étages d'ionisation et d'accélération sont représentés sur la figure IV.3.

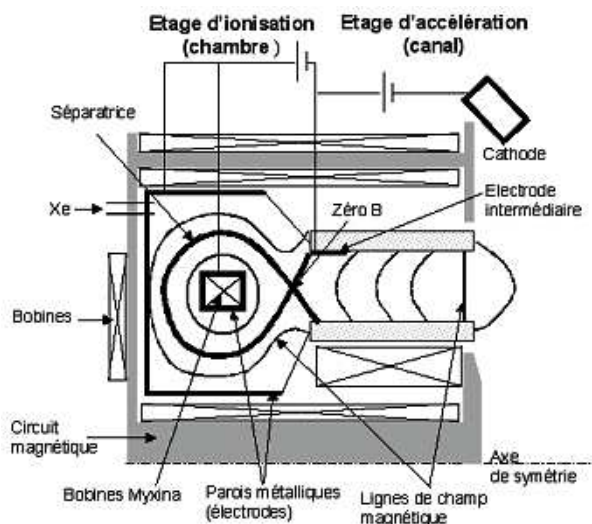


Figure IV.3 : Schéma du DSHET. L'électrode intermédiaire sert d'anode pour l'étage d'accélération et de cathode pour l'étage d'ionisation, où elle est interceptée par la ligne de champ magnétique appelée séparatrice.

Le plasma dans l'étage d'ionisation est confiné par un piège magnétique de type « semi-Galathea » généré par un arrangement particulier de bobines et du circuit magnétique.

La bobine (placée sur un support non représenté sur la figure IV.3) qui se trouve au centre de la chambre est appelée « Myxina ». Le courant appliqué sur cette bobine permet d'incurver les lignes de champ magnétique et de générer un zéro de champ B près de l'entrée du canal. L'intensité du champ magnétique dans la chambre est du même ordre de grandeur que dans un HET classique ($\approx 100\text{-}200\text{ G}$). Ainsi, seuls les électrons sont magnétisés. La densité de gaz (xénon) est injecté près des parois externes. Les électrons provenant du canal et entrant dans la chambre d'ionisation sont confinés le long des lignes de champ magnétique. Ce qui permet d'ioniser efficacement le flux de gaz en augmentant leur temps de résidence dans la chambre.

Le propulseur est composé de différentes électrodes. Une cathode creuse externe (près du plan de sortie) permet de fournir un courant d'électrons. Une électrode intermédiaire entre les deux étages joue à la fois le rôle d'anode de l'étage d'accélération et de cathode de l'étage d'ionisation. Les parois de la chambre et la myxina (recouvert d'un matériau métallique) sont métalliques (en gras sur la figure IV.3) et jouent également le rôle d'électrodes. Il est important de mentionner que dans ce type particulier de plasmas magnétisés, les lignes de champ magnétique sont équipotentielles en première approximation. La ligne de champ magnétique qui intercepte l'électrode intermédiaire (la séparatrice en gras sur la figure IV.3) sera donc au potentiel de cette électrode. De même, la ligne de champ magnétique qui intercepte les parois métalliques sera au potentiel de cette anode.

On applique une tension entre l'anode « bobine myxina », la ligne de champ magnétique appelée séparatrice et les parois métalliques de la chambre (que l'on appellera tension d'ionisation). Ainsi un puits de potentiel est créé (quelques dizaines de volts suffisent pour créer le plasma.). Il permet de piéger les ions et les guide vers l'entrée du canal où ils sont accélérés et éjectés comme cela est illustré sur nos résultats de simulation présentés sur la figure IV.4 [Bon-05] (le modèle sera décrit plus loin dans le chapitre). Le minimum de potentiel dans la chambre d'ionisation est situé le long de la séparatrice. Par ailleurs, le maximum de potentiel (30 V à 50 V ou plus) est situé le long de la myxina et des parois de la chambre. Comme nous l'avons évoqué, les électrons sont confinés le long des lignes de champ magnétique. Ils dérivent lentement vers les parois ou la myxina par des collisions en volume avec les neutres.

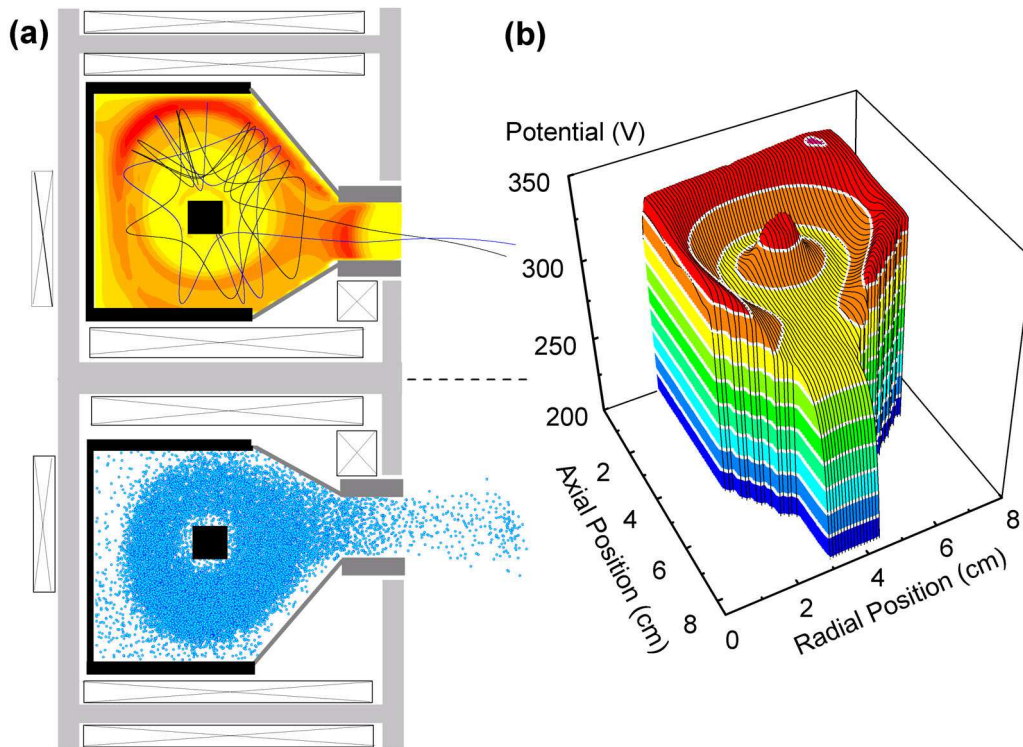
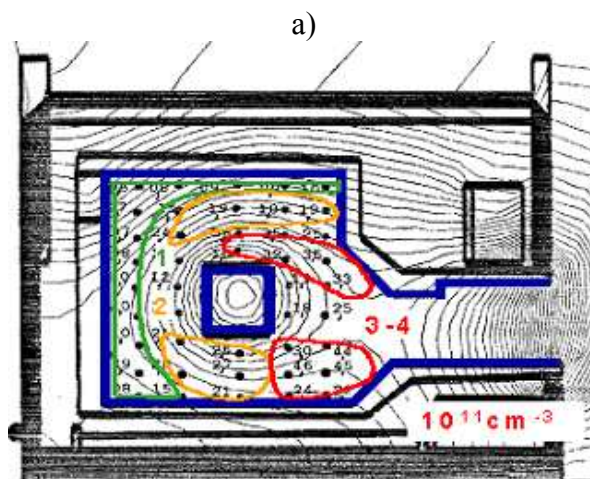


Figure IV.4 : Modélisation numérique hybride (fluide et particulaire) du DSHET : (a, haut) Taux d'ionisation (Log., 3 décades) et exemple de trajectoires ioniques ; (a, bas) distribution ionique dans le plan (x,r) ; (b) Distribution du potentiel électrique.

3. Résultats expérimentaux

3.1 Propriétés du plasma et performances du moteur

L'étage d'ionisation du moteur DSHET a été instrumenté au MIREA à Moscou de manière à caractériser le plasma. Des sondes ont été placées à des positions axiale et radiale variables afin de dresser des cartographies de densité de plasma, de potentiel électrique. La figure IV.5 reporte les résultats obtenus en terme de densité de plasma et de potentiel électrique pour un débit injecté de 2 mg/s, et pour des tensions d'ionisation et d'accélération respectivement de 50 et 300 V [Mor-03].



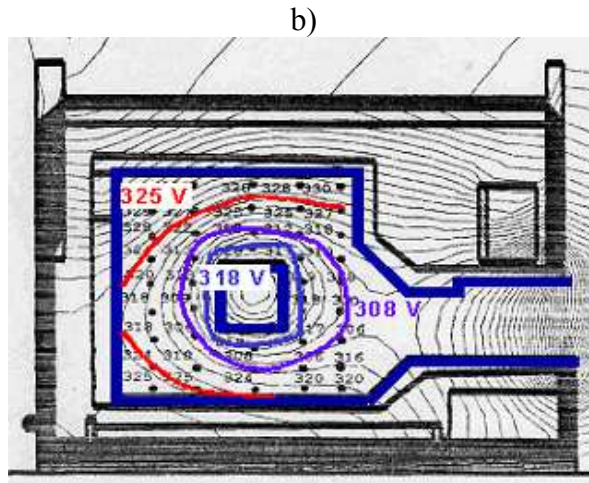


Figure IV.5 : Distributions dans la chambre d'ionisation a) de la densité de plasma ; b) du potentiel électrique. Les lignes de niveaux correspondent aux lignes de champ magnétique [Mor-03].

Un plasma de densité de l'ordre de quelques 10^{11} cm^{-3} est mesuré, avec un maximum au niveau de la séparatrice, pas très loin de la zone d'interface ionisation/accélération. Un puits de potentiel s'est bien établi, les lignes de potentiel n'étant pas très éloignées des lignes de champ magnétique représentées en ligne continue sur la figure IV5b [Mor-03].

Les figures IV6a, IV6b, IV6c et IV6d présentent les performances du propulseur telles que la poussée, l'impulsion spécifique, l'efficacité et le courant de décharge en fonction de la tension appliquée pour différents débits de gaz injecté [Mir-02, Mir-04].

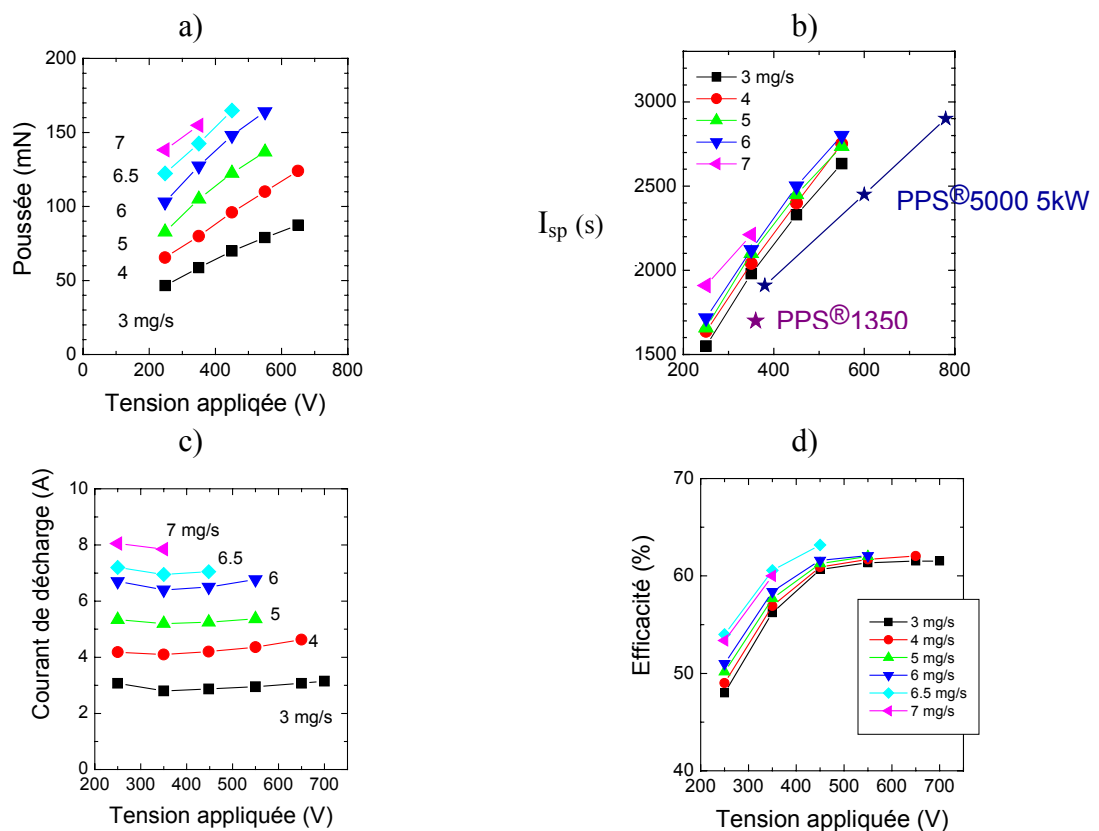


Figure IV.6 : Caractéristiques du DSHET en fonction de la tension appliquée, pour différents débits. a) poussée ; b) impulsion spécifique ; c) courant de décharge ; d) efficacité [Mir-02, Mir-04].

Les premières études réalisées en Russie semblent montrer que le concept présente des caractéristiques très prometteuses en terme de poussée, d'impulsion spécifique, d'efficacité, d'une bonne stabilité et possède une grande flexibilité de fonctionnement.

3.2 Etude qualitative de la chambre d'ionisation par spectrométrie d'émission

Nous avons réalisé des mesures de spectrométrie lors d'une campagne d'essai du propulseur à Effet Hall à Double Etage au Laboratoire d'Aérothermique d'Orléans sur le moyen d'essai PIVOINE (Mai 2005). Les conditions de fonctionnement sont une pression résiduelle de 10^{-5} mbar, un débit de xénon injecté de 4 mg/s, une tension d'accélération de 300V et une tension d'ionisation de 50 V. Les figures IV7a et IV7b présentent respectivement une photo du propulseur ainsi qu'une image de la plume du moteur en fonctionnement.

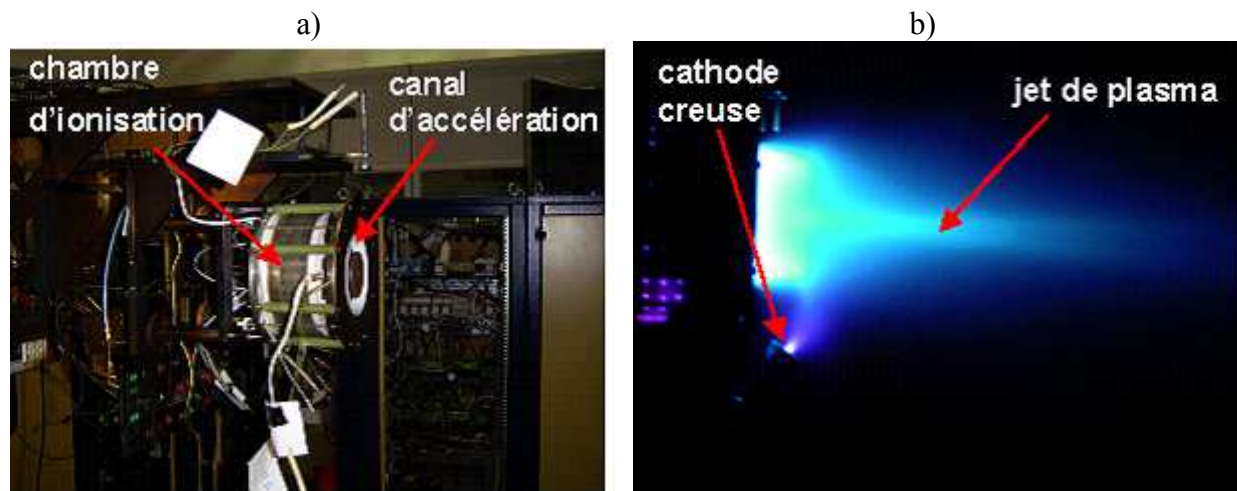


Figure IV.7 : a) Photo du propulseur à Effet Hall à Double Etage ; b) Jet d'ions observable sur le moyen d'essai PIVOINE.

L'objectif est d'obtenir une vision qualitative de l'ionisation dans le 1^{er} étage³. L'expérience a consisté à observer la lumière émise à travers la fente de la chambre d'ionisation représentée figure IV9a. Nous avons utilisé un petit spectromètre AVANTES USB qui couvre la gamme 200-900 nm avec une résolution de 1.5 nm. Nous avons utilisé une lentille (focale 30 cm) pour focaliser la lumière émise par la fente d'ionisation à travers un hublot situé à 90° de l'axe du propulseur vers l'entrée d'un système de multifibres optiques connecté en sortie du spectromètre. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure IV.8. Ce système optique est composé de 6 fibres alignées horizontalement et de 6 fibre alignées verticalement [Gre-05]. Ces fibres ont un cœur de diamètre de 200 μm . Chaque fibre définit un faisceau optique qui intègre les émissions plasma couplées à l'entrée par une lentille de focalisation.

³ Le système de fibres optiques a été réalisé au laboratoire du GREMI à Orléans. Remerciements à Luc Albarède pour l'aide expérimental.

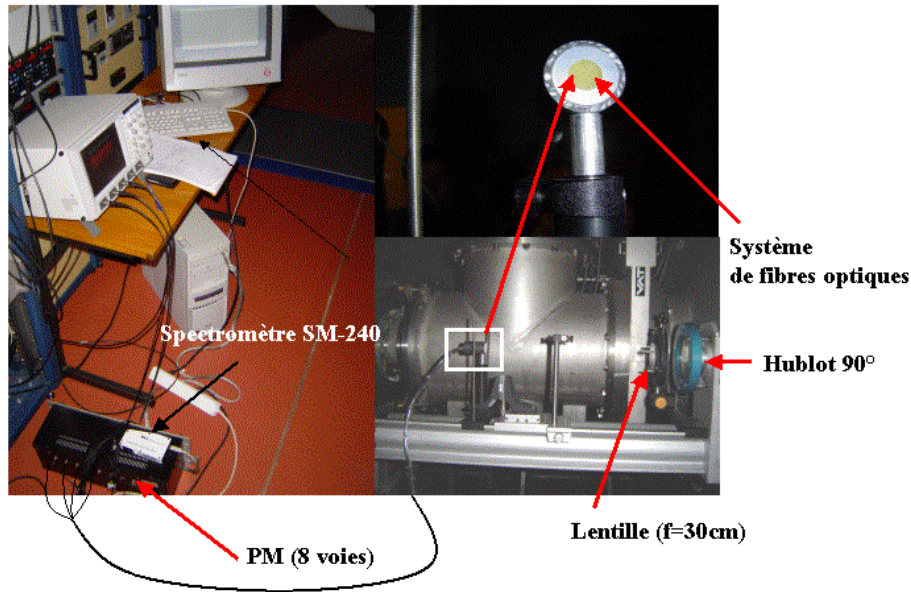


Figure IV.8 : Dispositif expérimental. Montage optique avec support de la lentille et support du système de multifibres optiques relié au spectromètre. (PM : photomultiplicateur).

Nous allons nous intéresser uniquement aux fibres optiques horizontales. Nous présentons figure IV.9b le positionnement des fibres optiques dans le plan focal de la lentille (seules les fibres horizontales 2, 3, 4, 5 peuvent recueillir l'émission plasma issue de la fente d'ionisation).

La fibre 2 est placée de telle manière à recueillir l'émission plasma proche de l'injection du gaz de xénon alors que la fibre 5 recueille l'émission plasma proche de la fin du 1^{er} étage.

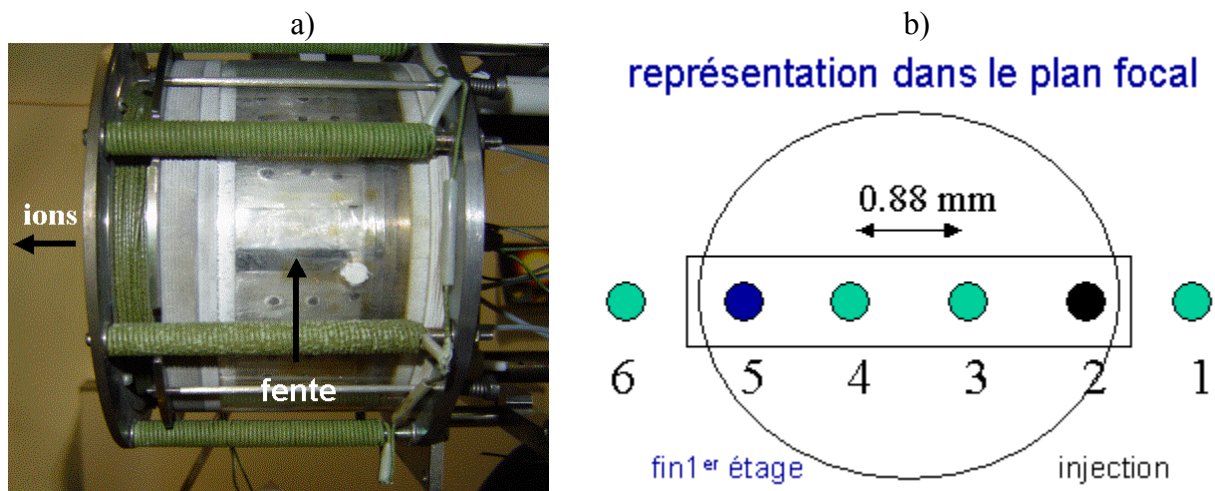


Figure IV.9 : a) Vue de la fente de la chambre d'ionisation. b) Représentation dans le plan focal du positionnement des fibres optiques.

Nous avons sélectionné des raies (cf. tableau IV.1) représentatives d'espèces neutres et ioniques excitées. Nous avons choisi les mêmes raies que celles observées avec des filtres interférentiels et la caméra CCD [Roc-01]. Nous avons utilisé la base de donnée NIST pour les données spectrales. L'avantage de ces raies est qu'elles se trouvent dans des domaines bien distincts de ceux de l'émission produite par les autres espèces, ainsi nous ne pouvons suivre que des raies émises par du xénon neutre ou du xénon ionisé.

espèces	longueur d'onde
Xe I	823.63
Xe I	828.01
Xe II	484.43
Xe II	529.22
Xe II	541.91

Tableau IV.1 : raies sélectionnées issues de la base de données NIST.

La figure IV.10 représente le spectre obtenu entre 400 et 880 nm, non normalisé au temps d'acquisition et sans correction de la fonction d'appareil. Nous voyons clairement que les raies d'espèces neutres sont intenses près du plan d'injection (fibre 2) alors que les raies d'espèces ioniques sont plus intenses à la fin de l'étage d'ionisation (fibre 5). La densité de gaz chute entre le plan d'injection et la fin de l'étage d'ionisation. Une part de l'ionisation se produit bien dans la chambre d'ionisation, ce qui est en accord avec le concept proposé. Bien entendu, cela ne donne aucune indication sur la manière dont sont guidés les ions à l'entrée du canal et les phénomènes qui peuvent se produire dans l'étage d'accélération.

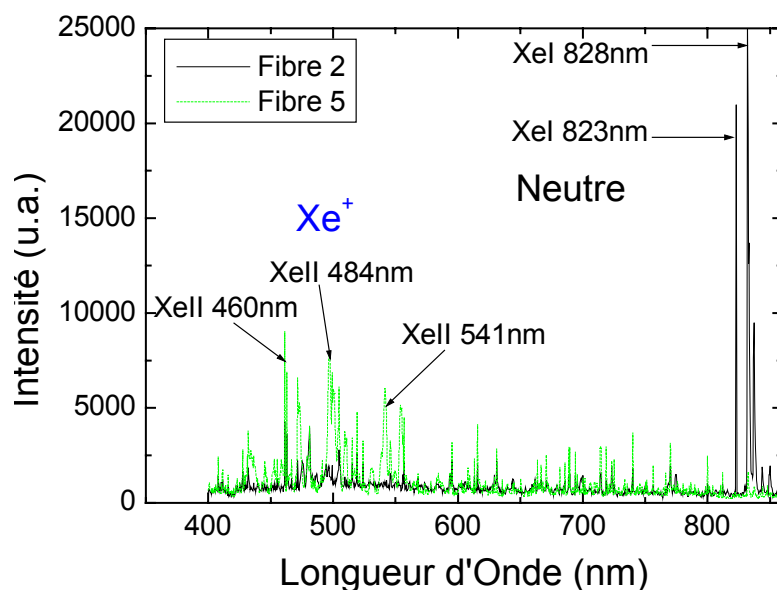


Figure IV.10 : Spectre obtenu entre 400 et 880 nm, non normalisé au temps d'acquisition et sans correction de la fonction d'appareil.

Nous devons préciser que le temps d'acquisition du spectromètre (de l'ordre de la ms) est très grand devant les échelles de temps caractéristiques de la décharge (de l'ordre de 20-40 μ s). Nous n'avons pas réalisé ici des mesures résolues en temps.

II. Modélisation du DSHET : contexte et approche

Contexte

Nous allons nous intéresser à présent à la modélisation de ce propulseur qui représente une part importante de ce chapitre. Nous présentons ci-dessous le cheminement ainsi que les différentes étapes utilisées en précisant les objectifs à atteindre.

Approche

Dans un premier temps, le modèle hybride 2D a été adapté de manière à prendre en compte la chambre d'ionisation. Nous avons gardé une description fluide des électrons et l'hypothèse de Morozov pour le calcul du potentiel électrique (le long d'une ligne de champ magnétique, la force électrique est compensée par la force due au gradient de pression cinétique). Il est important de préciser que le courant n'est pas imposé dans le modèle. Le courant est une grandeur calculée qui dépend de la tension appliquée, la conductivité électronique, le débit massique et l'efficacité d'ionisation. Au cours de cette première étude, il s'avère que certains aspects du modèle sont clairement insuffisants et doivent être améliorés. De plus, des questions se posent sur le fonctionnement réel de cette décharge. Nous pouvons dégager deux problèmes majeurs :

- Le modèle hybride suppose que, pour des tensions de fonctionnement données, les cathodes des 1^{er} et 2nd étages peuvent fournir le courant requis pour assurer la quasi-neutralité du plasma. Pour des tensions données, le modèle donne un courant de cathode du 1^{er} étage (électrode intermédiaire) élevé de l'ordre ou supérieur à 20 A. Dans le modèle hybride, la conductivité électronique semble trop grande dans la chambre d'ionisation. Les résultats de simulation montrent qu'il n'y a pas de continuité de courant entre la chambre d'ionisation et le canal d'accélération, i.e. que le courant d'électrons qui part de la séparatrice (ou cathode de la chambre d'ionisation) est plus grand que le courant d'électrons qui vient du canal d'accélération (fourni par la cathode creuse externe) et qui entre dans la chambre d'ionisation. L'électrode intermédiaire se comporte comme une électrode émissive pour fournir cette différence de courant. Or, il semblerait que les expériences réalisées en Russie ont été effectuées sans utiliser d'électrode émissive. A l'heure actuelle, nous n'avons pas de réponses claires et définitives à cette question fondamentale. Nous détaillons ce problème dans la sous-section III.3.
- Le modèle n'est pas entièrement auto-cohérent. Cette limitation dépend fortement de l'hypothèse de Morozov. Avec cette hypothèse, le problème devient un calcul 1D (cf. chapitre II). La résolution de l'équation d'énergie (pour les électrons) se fait perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. Bien que cette approche soit raisonnable dans un propulseur classique, le problème est plus délicat dans la chambre d'ionisation du DSHET. En effet, en utilisant le formalisme de Morozov, nous sommes contraints de traiter la chambre d'ionisation en différentes régions comme nous le décrirons par la suite (section III). Ce découpage de la chambre d'ionisation en domaines impose différentes conditions aux limites en énergie qui influencent le calcul du terme source d'ionisation et limite l'aspect auto-cohérent du code.

C'est pourquoi, nous avons développé un modèle Monte-Carlo des électrons pour améliorer certains aspects du transport électronique dans le modèle. Ce modèle des électrons, couplé au modèle hybride, permet d'améliorer certaines hypothèses, notamment de s'affranchir des contraintes liées aux conditions aux limites en énergie. Ainsi, nous pouvons obtenir une description plus précise du terme source d'ionisation. Il est important de noter que cette approche va permettre uniquement de mieux calculer le taux d'ionisation. En revanche, cette

amélioration n'a pas pour but de répondre à la question des forts courants d'électrons calculés par le modèle hybride (électrode émissive ?) dans la chambre d'ionisation ou d'améliorer le calcul du potentiel électrique (on suppose toujours l'hypothèse de Morozov pour le calcul du potentiel électrique). Nous revenons en détail sur ces points dans les sections suivantes.

Amélioration de la description du transport électronique et axes de recherche

Nous allons donc axer notre étude sur l'amélioration du traitement du transport des électrons. Dans un premier temps, nous utilisons le modèle Monte-Carlo seul pour étudier la chambre d'ionisation en tant que source d'ions (nous ne tenons pas compte du canal d'accélération). Dans cette étude, les paramètres tension, débit et champ magnétique sont fixés. Nous injectons un flux d'électrons à l'entrée de la chambre suivant une distribution maxwellienne de température électronique T_e donnée. L'idée est d'obtenir des indications sur la multiplication électronique et la distribution spatiale de l'ionisation. Nous verrons au cours de cette étude que l'énergie d'entrée des électrons contrôle fortement l'ionisation dans la chambre (cette étude sera détaillée dans la sous-section IV.2).

Dans un second temps, nous couplons le modèle hybride et le modèle Monte-Carlo. Nous nous intéressons toujours à la chambre d'ionisation. Le courant d'électrons que l'on injecte dans la chambre est fixé. La densité de neutres et la distribution du potentiel électrique sont déduites du modèle hybride alors que le terme source d'ionisation est calculé avec le modèle Monte-Carlo. L'idée est d'obtenir des indications sur la production et la collection des ions dans le 1^{er} étage pour un courant d'électrons fixé et injecté. Nous verrons notamment que de nombreux ions atteignent les parois de la chambre d'ionisation et peuvent donc recombiner à la paroi pour générer une nouvelle source d'atomes potentiellement ionisable (cette étude sera détaillée dans la sous-section IV.3).

Finalement, nous couplons le modèle hybride au modèle Monte-Carlo de manière auto-cohérente, c'est à dire avec un courant d'électrons injecté dans le modèle Monte-Carlo qui est déduit du modèle hybride. Nous nous intéressons à la chambre d'ionisation, à la région de transition entre le 1^{er} et le 2nd étage (région où le champ magnétique B s'annule) ainsi qu'à une partie limitée du canal d'accélération. L'idée est d'obtenir des indications sur les processus d'extraction des ions dans le DSHET. Nous verrons que la topologie magnétique, notamment la position du zéro de champ magnétique ainsi que la forme des lignes de champ B près de la transition, influencent fortement les processus d'extraction (cette étude sera détaillée dans les sous-sections IV.4 et IV.5).

Ce chapitre n'est pas dédié à une comparaison systématique et quantitative entre les expériences et les simulations comme ce fut le cas pour le chapitre III. L'étude numérique de cette technologie récente est un travail préliminaire dont l'objectif est d'étudier qualitativement les processus physiques tels que l'ionisation et l'extraction, et surtout de mettre en valeur les aspects délicats que l'on ne comprend pas et les questions majeures qui restent en suspens. C'est pourquoi, nous ne nous sommes pas focalisés sur une caractérisation de ce moteur en terme de performances et de durée de vie.

III. Modèle hybride avec une description fluide du transport électronique

Dans cette section, nous décrivons la première étape de notre étude numérique du DSHET. Cette étude est basée sur l'utilisation du modèle hybride transitoire développé au CPAT et décrite au chapitre II. Le modèle 2D a été adapté de manière à prendre en compte la chambre d'ionisation. Nous présentons principalement certains résultats de simulation et surtout les limitations du modèle et les améliorations à effectuer pour mieux comprendre la physique de la décharge [Bon2-03, Bon3-03].

1. Adaptation du modèle hybride 2D : prise en compte de la chambre d'ionisation

1.1 Modèle magnétique

Les différents paramètres tels que les densités de courant des bobines, le circuit magnétique ainsi que la géométrie nous ont été fournis par l'industriel SNECMA. Le détail de la génération du champ magnétique à l'aide du logiciel de simulation FEMM ainsi qu'une étude magnétique du DSHET sont présentés dans le supplément technique « modélisation magnétique des propulseurs à Effet Hall ».

Le schéma de la géométrie du DSHET est donnée figure IV.11.

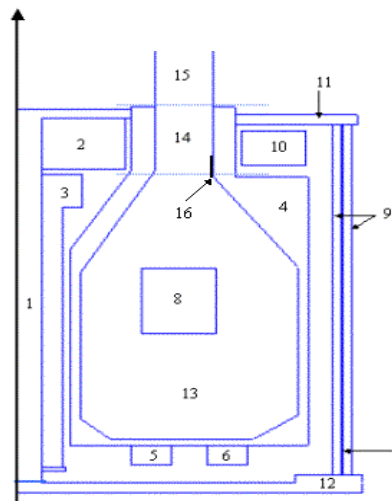


Figure IV.11 : Géométrie DSHET (axe de symétrie coté gauche). 1- Noyau interne 2- Bobine interne M_2 3- Bobine interne longue M_3 4- Paroi (« Buffer wall ») 5- Bobine arrière M_6 6- Bobine arrière M_7 7- Noyau externe 8- Bobine « Myxina » M_5 9- Bobines longues M_4 10- Bobine externe courte M_1 11- Plaque avant 12- Plaque arrière 13- Chambre d'ionisation 14- Canal d'accélération 15- Zone servant à affiner le maillage 16- Anode du 1^{er} étage (cathode 2nd étage).

Cette géométrie inclut six bobines:

- M1 bobine courte externe
- M2 bobine interne
- M3 bobine longue interne
- M4 bobines longues externes composées de huit bobines identiques
- M5 bobine myxina
- M6 bobine arrière

L'ionisation et la génération du plasma ont lieu dans la première chambre autour de la myxina alors que l'accélération se produit dans le canal.

Le champ magnétique est calculé via le logiciel de simulation FEMM. La figure IV.12 représente la topologie magnétique du DSHET.

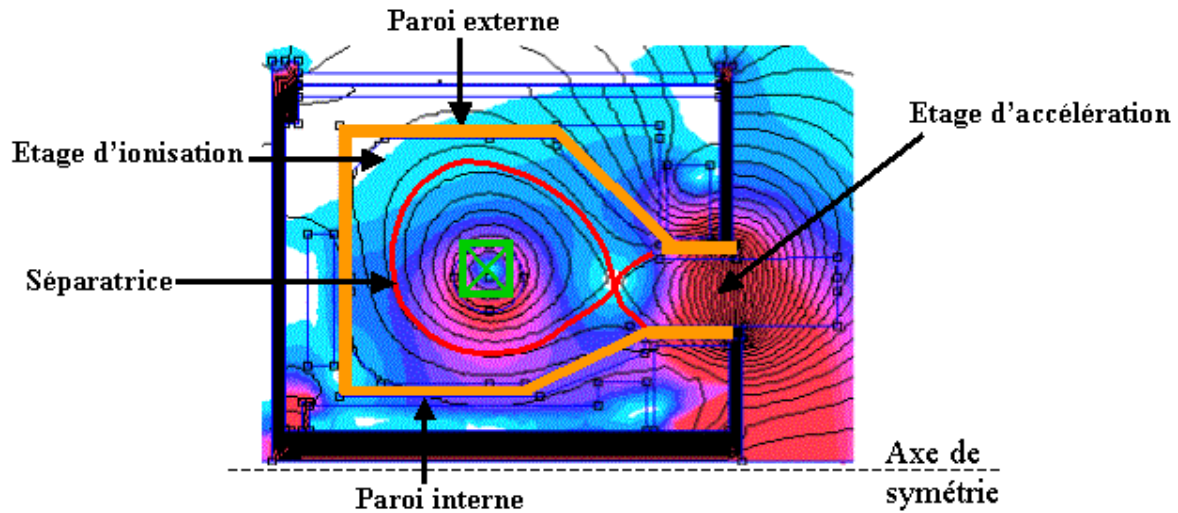


Figure IV.12 : Lignes de champ magnétique (contour) et intensité du champ magnétique (couleur). Max en rouge et Min en bleu. La séparatrice est en rouge.

Les caractéristiques générales de cette topologie particulière sont :

- La présence d'un zéro de champ magnétique près de l'entrée du canal grâce aux bobines M3, M4 et M5. La bobine M5 contrôle la position axiale de ce zéro de champ.
- La séparatrice autour de la myxina intercepte la cathode du premier étage (l'anode du second étage).
- L'intensité du champ magnétique augmente de l'entrée du canal vers la sortie du 2nd étage et est maximum en sortie (≈ 350 G).
- La séparatrice est située près des parois de la chambre et le champ magnétique n'est pas uniforme le long de la séparatrice. En effet le champ magnétique près des parois internes est quatre fois plus important que près des parois externes.

1.2 Prise en compte de la chambre d'ionisation

rappel des hypothèses de base du modèle

Tout d'abord, nous rappelons brièvement les hypothèses de base du modèle utilisé (le modèle hydride adapté au DSHET utilise ces mêmes hypothèses).

- Le modèle est un modèle hybride 2D transitoire. Il décrit l'intérieur et l'extérieur de la décharge.
- Les ions et les neutres sont traités de manière particulière.
- Le modèle suppose la quasi-neutralité du plasma.
- Le champ électrique n'est pas déduit de l'équation de Poisson (hypothèse de quasi-neutralité) mais d'une équation de conservation de courant.
- Les électrons sont décrits par des équations fluides (continuité, quantité de mouvement, énergie).
- Les électrons sont supposés être en équilibre de Boltzmann le long des lignes (équilibre entre la force électrique et la force due au gradient de pression cinétique).

- Le champ magnétique appliqué n'est pas affecté par la décharge et est calculé à l'aide du logiciel FEMM.

Afin de simplifier la description du modèle dans le cas d'un HET classique, considérons un cas unidimensionnel. Le champ électrique à un instant donné est déduit de la connaissance de la densité d'ions et du courant d'ions (ces deux derniers sont déduits du transport particulaire des ions). Le flux de gaz et le potentiel appliqué sont donnés.

La densité de courant total est $J_T = J_e + J_i$, avec la densité de courant électronique donnée par $J_e = \sigma_e E$ (on néglige ici la diffusion pour simplifier la description du modèle, mais celle-ci est prise en compte dans le modèle 2D). La conductivité électronique $\sigma_e = en\mu_e$ est connue car la densité de plasma n est déduite du modèle de transport des ions, et la mobilité électronique est déduite des collisions électron-neutre et électron-ion, ou des paramètres caractérisant le transport « anormal » (cf. chapitre II).

Par conséquent nous obtenons comme relation :

$E = \frac{J_T - J_i}{\sigma_e}$. Dans cette équation, la densité de courant total J_T est une inconnue, mais elle

est obtenue en écrivant que la chute de potentiel (à travers la décharge) est égale à la tension appliquée ($V = -\int E dx$).

Configuration DSHET

Pour l'étude du DSHET avec un modèle basé sur les mêmes hypothèses que celles décrites pour un modèle 1D, nous devons considérer quatre régions comme le montre la figure IV.13. En effet, on ne peut pas assurer la conservation du courant dans un domaine unique à cause de la configuration magnétique complexe dans la chambre. La première région (identique à un propulseur à un étage classique) est située entre la cathode et la ligne de champ magnétique qui intercepte l'anode du 2nd étage. La deuxième région est située entre la séparatrice et la myxina. La troisième région est située entre la séparatrice et la ligne de champ magnétique interceptant la ligne d'anode, que l'on appelle « la ligne de paroi » (au même potentiel que la myxina et contenue entièrement dans la chambre d'ionisation). Dans chacune de ces régions (notées 1, 2, 3 sur la figure IV.13), on peut résoudre une équation pour le champ électrique similaire à l'équation écrite ci-dessus, et on peut relier ce champ (et donc la chute de potentiel) au courant total, à la conductivité électronique et au courant d'ions. Il est important de noter que le courant total et le courant émis par la cathode dans chaque région ne sont pas imposés mais sont une conséquence de la tension appliquée, la conductivité électronique, le débit massique et l'efficacité d'ionisation.

Les hypothèses du modèle ne nous permettent pas de décrire en détails le transport électronique dans la région 4. Dans cette zone, les ions et les neutres sont suivis, mais la densité électronique est supposée suivre une loi de Boltzmann et l'équation d'énergie n'est pas résolue dans cette région (i.e. l'énergie électronique est fixée).

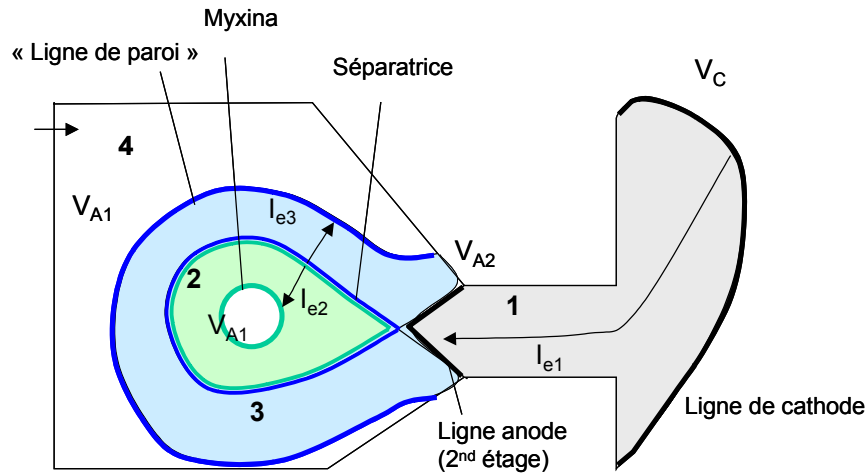


Figure IV.13: Le schéma montre les différentes régions considérées dans la simulation. Les conditions aux limites du potentiel sont imposées sur la ligne de cathode (V_C), la ligne d'anode du 2nd étage (V_{A2}), et la ligne d'anode du premier étage (V_{A1}), à savoir la « ligne de paroi » et la myxina.

Transport des neutres

Dans le modèle, nous ne tenons pas compte des réflexions que peuvent faire les neutres avec les parois de la myxina qui pourraient dans le cas d'une mauvaise ionisation redistribuer les neutres dans la chambre d'ionisation.

2. Exemples de résultats de simulation obtenus avec le modèle hybride

2.1 Conditions de l'étude

Conditions de simulation

Nous illustrons les caractéristiques du DSHET pour le point de fonctionnement suivant :

- Débit de gaz $\dot{m} = 2.5 \text{ mg/s}$
- Potentiel appliqué entre la cathode externe et l'anode du 2nd étage $U = 300 \text{ V}$
- Puits de potentiel appliqué dans le 1^{er} étage $U = 30 \text{ V}$
- Le champ magnétique utilisé est représenté ci-dessus figures IV14a et IV14b

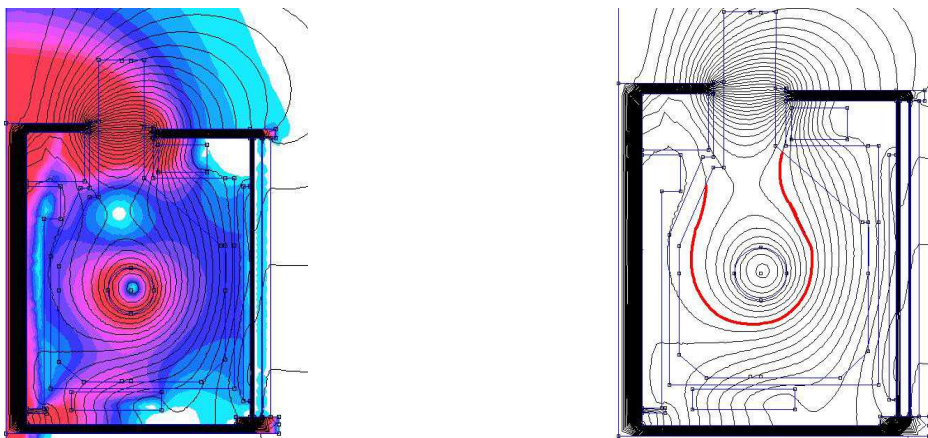


Figure IV.14 a) et b) : Distribution du champ magnétique utilisée (l'axe de symétrie est à gauche). La ligne rouge sur la figure de droite représente la « ligne de paroi » utilisée dans les simulations (i.e. on applique la tension anode dans le 1^{er} étage sur cette ligne (et également sur la myxina). Max en rouge, Min en blanc.

Cette configuration diffère de la topologie présentée figure IV.12. En effet, les densités de courant de bobines ont été choisies de manière à obtenir une séparatrice plus proche de la myxina. De plus l'arrangement des bobines et du circuit magnétique a été réalisé afin d'obtenir un champ plus uniforme tout autour de la myxina.

Conditions aux limites en énergie

Nous avons vu dans la figure IV.13, que certaines lignes de champ magnétique jouent le rôle d'interface entre les différentes régions du modèle. L'énergie moyenne électronique est imposée dans la région 4. Dans cette simulation, nous l'avons fixée à 6 eV. Cette valeur sert également de conditions aux limites en énergie pour la ligne de champ couplant la région 4 et la région 3 (« ligne de paroi »). Nous utilisons cette même valeur sur la ligne de champ couplant les régions 3 et 2. Une troisième condition est appliquée sur la ligne séparatrice. Les premières simulations ont montré que les résultats dépendaient fortement de ces conditions aux limites. Ainsi le modèle n'est pas entièrement auto cohérent et nécessite des données expérimentales permettant d'évaluer ces conditions aux limites.

2.2 Performances du moteur pour divers points de fonctionnement

Pour les conditions de simulation présentées ci-dessous, nous obtenons :

- une grande efficacité d'ionisation (typiquement 90-95%).
- l'ionisation est majoritairement dans le 1^{er} étage (95-100%).

Le tableau IV.2 présente les performances obtenues par le DSHET en variant le débit à tension constante (U=300 V). La tension d'ionisation est de 30 V.

U=300V	Courant de décharge (A)	Courant d'ions (A)	Poussée (mN)	Isp (s)
$\dot{m} = 1 \text{ mg/s}$	0.8	0.7	17	1740
$\dot{m} = 2.5 \text{ mg/s}$	2	1.8	41	1670
$\dot{m} = 5 \text{ mg/s}$	3.8	3.4	83	1700

Tableau IV.2 : Performances du DSHET à tension constante.

On observe que dans cette gamme de fonctionnement : $I_{sp} \approx cste$ et $T \propto \dot{m}$; la poussée T est proportionnelle au débit \dot{m} tout en gardant une impulsion spécifique à peu près constante.

Le tableau IV.3 présente les performances obtenues en variant la tension et le débit de manière à obtenir une poussée constante (tension d'ionisation de 30 V).

	Courant de décharge (A)	Courant d'ions (A)	Poussée (mN)	Isp (s)
200 V-3.1 mg/s	2.2	2	40	1350
300 V-2.5 mg/s	2	1.8	41	1670
500 V-1.6 mg/s	1.6	1.35	42	2245

Tableau IV.3 : Performances du DSHET à poussée constante.

On observe dans cette gamme de fonctionnement : $T \approx cste$ et $I_{sp} \propto V^{1/2}$;

l'impulsion spécifique est proportionnelle à la racine carrée de la tension appliquée V . Il est possible d'obtenir de fortes impulsions spécifiques avec des tensions de 500 V en travaillant à bas débit sans que cela ne pénalise l'efficacité d'ionisation ($\approx 96\%$). (cf. les limitations d'un HET classique exposées dans le chapitre I).

Nous voyons dans le cas **où l'ionisation se fait principalement** dans le 1^{er} étage, donc dans le cas où la séparation entre l'ionisation et l'accélération est très bonne, un découplage entre impulsion spécifique et poussée (plus grande flexibilité). Il est possible, dans ce cadre là, de travailler aisément en mode « forte impulsion spécifique » ou « mode forte poussée ». Ce qui était l'une des questions majeures dans le fonctionnement de ce type de propulseur.

2.3 Puits de potentiel et collection des ions

Les figures IV.15 et IV.16 représentent respectivement la densité de plasma et la distribution de potentiel calculées et moyennées dans le temps sur 10 ms.

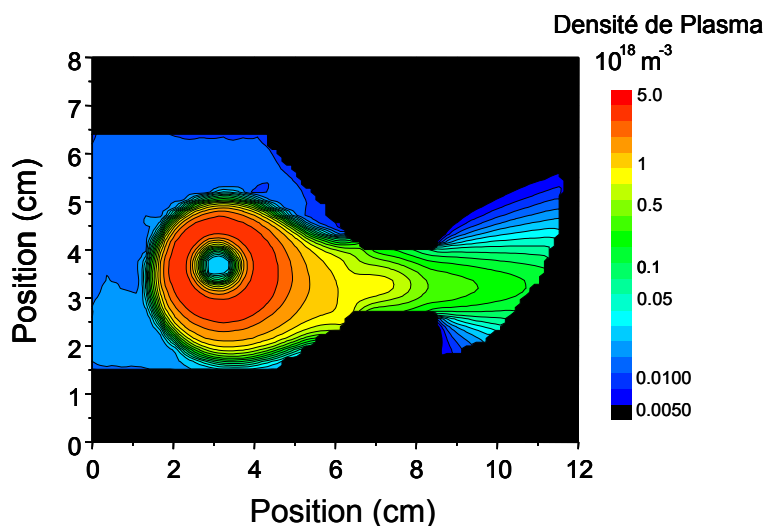


Figure IV.15 : Distribution moyennée dans le temps de la densité de plasma. Echelle Log. 3 décades. La densité maximum est de $3.5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

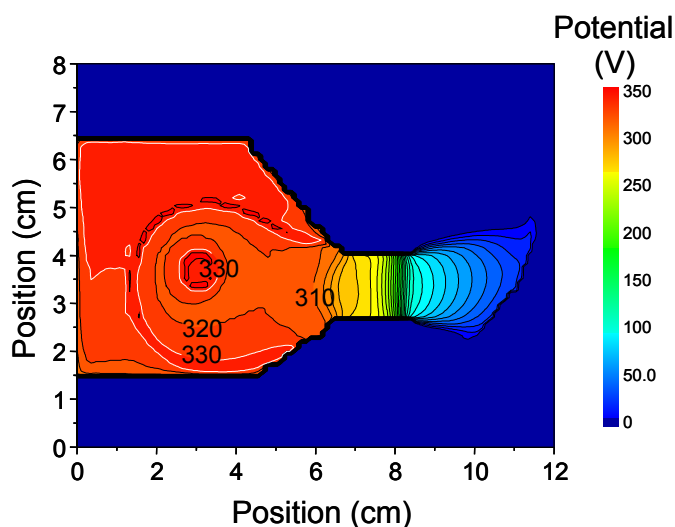


Figure IV.16 : Distribution moyennée du potentiel électrique.

La distribution de la densité de plasma est représentée en échelle Log. 3 décades sur la figure IV.15. La forme de la distribution de plasma autour de la myxina est directement liée à l'existence du puits de potentiel entre « la ligne de paroi », la myxina et autour de la séparatrice. Ce puits de potentiel piège les ions autour de la myxina et les guide vers l'entrée du canal où ils sont accélérés comme dans un HET classique. Le puits de potentiel dans la chambre d'ionisation est présenté figure IV.16 où la distribution de potentiel a été moyennée dans le temps.

3. Discussion sur les limites du modèle hybride et la forte conductivité prédite par le modèle dans la chambre d'ionisation

Bien que le modèle utilisé ci-dessus donne une description qualitative correcte de certaines caractéristiques du DSHET tels que l'établissement du puits de potentiel entre la « ligne de paroi » et la myxina, le rôle de ce puits dans les processus d'extraction des ions et la flexibilité du propulseur pour fonctionner dans différents modes, certains aspects du modèle sont clairement insuffisants et nous conduisent à douter de la précision quantitative de ses prédictions. D'autres aspects posent des questions sur le fonctionnement même de cette décharge. Ici, nous discutons des limites du modèle hybride appliqué au DSHET.

Electrode émissive ?

Pour des tensions de fonctionnement données, le modèle suppose que l'électrode intermédiaire, qui joue à la fois le rôle de cathode du 1^{er} étage et anode du 2nd étage, fournit le courant nécessaire pour assurer la quasineutralité du plasma. Les courants d'électrons calculés vers l'anode de l'étage d'ionisation par le modèle semblent trop grands (20 A entre la séparatrice et la « ligne de paroi », voire plus selon les conditions de fonctionnement). Dans le modèle, la conductivité électronique calculée est très grande. On rappelle que dans un propulseur à Effet Hall conventionnel, les mécanismes de transport dits « classiques » (collisions en volume) au travers des lignes de champ magnétique ne sont pas suffisants pour expliquer les observations expérimentales. Des phénomènes de transport que l'on qualifie d'« anormaux » tels que la conductivité pariétale ou la turbulence doivent être invoqués pour être en accord avec les expériences. Or, il s'avère ici qu'il n'est pas nécessaire de rajouter ce type de mécanismes dans le 1^{er} étage d'ionisation. Ce qui est en contraste avec les HETs classiques. Nous trouvons même que la conductivité est trop grande sans ajouter de conductivité « anormale » dans la chambre d'ionisation. Une raison, pour laquelle la conductivité est très grande dans la chambre, pourrait être que le volume du plasma entre deux lignes de champ magnétique dans la chambre d'ionisation autour de la séparatrice est large. De ce fait, la résistance plasma équivalente est plus petite que la résistance entre deux lignes de champ magnétique dans le canal (la longueur curviligne d'une ligne de B autour de la séparatrice est de $2\pi r$ ce qui donne ≈ 12 cm pour $r \approx 2$ cm à comparer à une longueur de ≈ 2 cm dans le canal).

La conséquence de cette grande conductivité dans la chambre d'ionisation (observée dans le modèle) est qu'il n'y a pas de continuité du courant d'électrons entre le canal d'accélération et la chambre d'ionisation. Le courant d'électrons qui part de la séparatrice (ou la cathode du 1^{er} étage) est plus grand que le courant d'électrons fourni par la cathode externe et qui entre dans l'étage d'ionisation. En outre, l'électrode intermédiaire se comporte comme une source de courant qui fournirait cette différence. Or, le propulseur double étage semble avoir été testé expérimentalement en Russie sans l'utilisation de source de courants supplémentaire.

Si l'on reprend la loi d'Ohm $U=R.I$, le courant d'électrons peut s'écrire :

$$I = \left\{ \frac{S}{d} \right\} \{ n \cdot \mu_e \} \Delta V \quad (IV.2)$$

avec S la surface de rotation de la ligne de champ magnétique, d la distance sur laquelle le potentiel s'applique, n la densité de plasma, μ_e la mobilité électronique et ΔV le potentiel appliqué. Le terme $\frac{S}{d}$ dépend de la topologie magnétique obtenue (forts gradients de champ magnétique dans la chambre) et donc de la structure de la chambre (circuit magnétique, bobines...). Nous obtenons, avec le modèle, des courants trop forts dans la chambre. Selon l'équation IV.2, on peut minimiser le courant dans la chambre en minimisant le terme $n \cdot \mu_e$ pour un potentiel appliqué ΔV fixé. Différentes études ont été réalisées pour tenter de mieux comprendre la forte conductivité que l'on trouve dans la chambre d'ionisation. L'idée est de chercher les conditions pour lesquelles le courant d'électrons qui sort de la séparatrice est minimisé. En outre, nous cherchons une limite inférieure de ce courant. Nous exposons ici uniquement les conclusions sur les différents tests réalisés [Bon3-03].

Tout d'abord, nous précisons que le modèle dans son état actuel ne prédit pas l'existence d'un possible potentiel de gaine qui peut se produire entre la cathode du 1^{er} étage et le plasma sur la séparatrice. Ainsi, la tension entre la séparatrice et la ligne « de paroi » ou la myxina pourrait donc être moins importante que les valeurs appliquées dans le modèle, ce qui réduirait la conductivité dans la chambre. Une première tentative pour améliorer les simulations était d'imposer le courant entre la séparatrice et la myxina et la « ligne de paroi » au lieu de fixer la tension à la cathode et les anodes du 1^{er} étage. La valeur du courant imposée dans le 1^{er} étage a été ajustée de sorte que le courant d'électrons dans la chambre est en moyenne égal au courant d'électrons qui est fourni par la cathode externe. La figure IV.17 représente la distribution de potentiel électrique. Les conditions sont les mêmes que précédemment excepté qu'au lieu de se fixer un puits de potentiel de 30 V, nous imposons la continuité du courant (moyennée dans le temps) entre les deux étages. La chute de potentiel entre la séparatrice et la myxina/la ligne de « paroi » est donc une grandeur calculée dans les simulations.

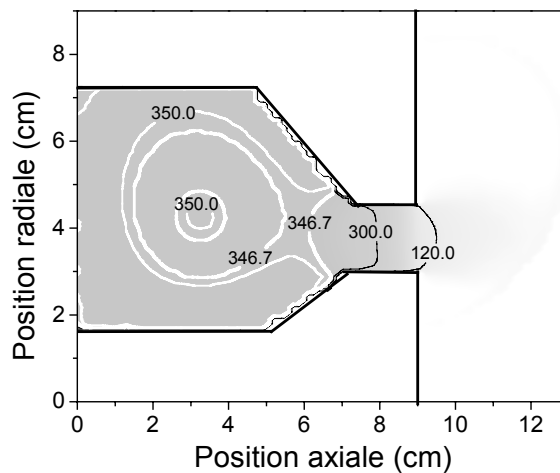


Figure IV.17 : Distribution moyennée du potentiel électrique en imposant la continuité du courant entre les deux étages.

Nous obtenons un puits de potentiel très petit (moins de quatre volts). Nous précisons qu'en imposant la continuité du courant, le modèle est sujet à des instabilités numériques difficilement contrôlables. Nous constatons que pour obtenir un puits de potentiel, en accord avec le concept, il est nécessaire « d'introduire » une source de courant dans le modèle. Dans le cas contraire, le puits de potentiel ne semble pas bien s'établir.

Un deuxième point concerne l'influence des fréquences de collision coulombiennes sur la conductivité électronique. En supposant l'ion au repos, sa vitesse étant faible devant la vitesse de l'électron, cette fréquence de collision électron-ion s'écrit dans le modèle :

$$V_{e-Xe^+} = n\sigma_{e-Xe^+} V_e \quad (IV.1)$$

avec $\sigma_{e-Xe^+} = 4\pi d_{coul}^2 \ln \Lambda$ pour $\Lambda = \frac{\lambda_D}{d_{coul}}$ et $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n}}$, $d_{coul} = \frac{e^2}{12\pi\epsilon_0 k_B T_e}$ et $v_e = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}$

T_e la température électronique, n la densité de plasma, k la constante de Boltzmann et ϵ_0 la permittivité du vide. La section efficace de collision électron-ion σ_{e-Xe^+} est donnée par l'approximation de Coulomb [Che-79]. Cette section efficace de collision est d'autant plus importante que l'énergie de l'électron est faible. Pour donner un ordre de grandeur, pour une densité de plasma de 10^{12} cm^{-3} (conditions du propulseur), les fréquences de collision électron-ion sont respectivement de l'ordre de 3.10^7 s^{-1} et 10^6 s^{-1} pour des électrons d'énergie de 1 eV et 10 eV. Le taux de collision électron-ion est obtenu en supposant que la fonction de distribution électronique en énergie est maxwellienne. Cette hypothèse peut mener à une surestimation de la valeur de ce taux de collision. Néanmoins, nous avons analysé l'influence de la fréquence de collision coulombienne sur les résultats du modèle. Différents cas ont été étudiés (la chute de potentiel entre l'anode et la cathode dans la chambre est imposée mais pas le courant ; les conditions de simulation sont les mêmes que celles présentées dans la sous-section III.2) :

- Réduction de la fréquence de collision électron-ion d'un facteur 10.
- Non prise en compte de la fréquence de collision coulombienne.
- Réduction de la fréquence de collision électron-ion et électron-atome d'un facteur 10.

Nous avons remarqué que la diminution artificielle de la fréquence de collision électron-ion (réduction d'un facteur 10 ou non prise en compte des collisions coulombiennes) menait à une réduction d'un facteur 2 (environ 10 A) du courant d'électrons vers les parois. Néanmoins, cette réduction de la fréquence ne suffit pas à obtenir des courants dans le 1^{er} étage de même valeur que celles du 2nd étage. Par contre, si l'on réduit également les fréquences de collision électron-atome par un facteur 10 (ce qui est complètement arbitraire et injustifié), nous obtenons un courant vers les parois cohérent avec le courant de décharge (i.e que l'électrode intermédiaire n'a pas besoin de fournir du courant pour assurer la quasineutralité du plasma). En résumé, nous constatons que la réduction des collisions électron-ion ne suffit pas à expliquer la forte conductivité dans la chambre.

Un troisième point concerne la densité de plasma dans le 1^{er} étage. Il est important de souligner que le temps de résidence des ions dans la chambre contrôle fortement la densité de plasma. En effet, plus les ions restent longtemps dans la chambre, plus la densité augmente et donc la conductivité électronique. La distribution de plasma calculée par le modèle donne une valeur maximum de $3.5.10^{18} \text{ m}^{-3}$ (figure IV.15 et conditions de simulation de la section III.2), supérieure aux données expérimentales (de l'ordre $\approx 1- 5.10^{17} \text{ m}^{-3}$) [Mor-03]. Afin d'extraire les ions plus rapidement, nous avons surimposé au potentiel calculé par le modèle hybride, un gradient de potentiel axial. Nous avons pu constater une diminution de la densité de plasma et du courant vers les parois. Néanmoins, cela ne suffit pas à obtenir des courants dans le 1^{er} étage de même valeur que celles du 2nd étage. Nous obtenons toujours une forte conductivité dans la chambre.

Ces observations nous amènent à faire l'hypothèse suivante : dans un plasma basse pression, le champ magnétique permet de faire pénétrer le champ électrique à l'intérieur du plasma par abaissement de la conductivité électronique. Dans la chambre d'ionisation du propulseur à Effet Hall à Double Etage, nous avons vu que la conductivité électronique est très grande. Il semblerait que le champ magnétique ne soit pas suffisant pour confiner

efficacement les électrons (notamment près des parois externes de la chambre d'ionisation). Les électrons sont tirés vers les parois par le champ électrique (le potentiel électrique se comporte comme une « vallée » pour les électrons, le maximum étant au niveau de la séparatrice). Dans le modèle, il est nécessaire de fournir une source d'électrons supplémentaire pour compenser cette fuite de courant vers les parois afin de maintenir le puits de potentiel comme cela est représenté figure IV.18.

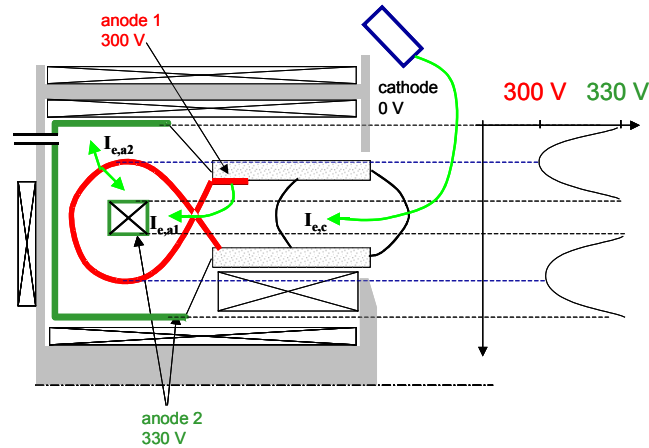


Figure IV.18 : Distribution du potentiel électrique dans la chambre d'ionisation dans le cas où l'électrode se comporte comme une source de courant. $I_{e,c}$ est le courant fourni par la cathode externe. $I_{e,a1}$ est le courant d'électrons fourni par l'électrode intermédiaire et $I_{e,a2}$ est le courant d'électrons vers les parois métalliques.

Dans le cas où la continuité de courant est imposée entre les deux étages, le courant fourni par la cathode externe n'est pas suffisant pour compenser les électrons tirés par le champ électrique vers les parois. Ainsi, le plasma s'arrange pour assurer la quasineutralité (potentiel plat dans la chambre comme cela est illustré sur la figure IV.19) et toute la chute de potentiel s'effectue dans les gaines, probablement dans la gaine cathodique (électrode intermédiaire).

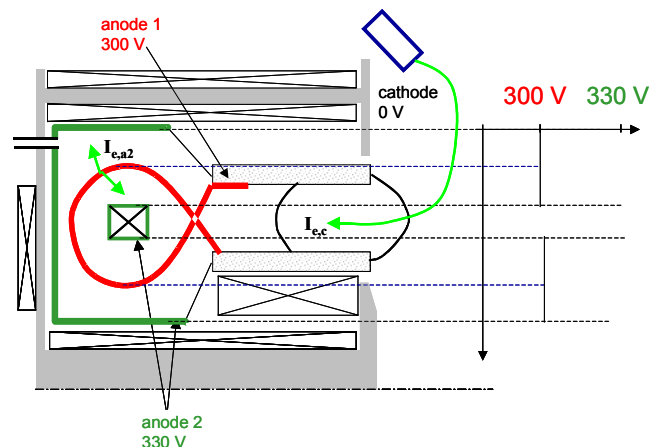


Figure IV.19 : Distribution du potentiel électrique dans la chambre d'ionisation dans le cas où l'électrode intermédiaire est non émissive. $I_{e,c}$ est le courant d'électrons fourni par la cathode externe et $I_{e,a2}$ est le courants d'électrons vers les parois métalliques.

Il semblerait que l'établissement du puits de potentiel ne soit pas compatible avec de faibles courants dans la chambre. Bien que nous insistons sur le fait que nous ne pouvons pas réellement conclure, il nous semble que ce problème soit plus lié à une question d'ordre

physique qu'aux hypothèses du modèle. Des évidences expérimentales à ce sujet sont nécessaires pour clarifier la situation.

Néanmoins, ces observations permettent de poser les questions fondamentales sur le fonctionnement de cette décharge à savoir :

- Quel est le courant d'électrons à l'entrée de la chambre ? Leur énergie ?
- Quelle est la conséquence de l'utilisation ou non d'une source de courant dans l'établissement du puits de potentiel ? sur le concept même de ce propulseur ?

Ces questions sont d'autant plus importantes que nous allons voir par la suite que l'énergie initiale des électrons est plus importante que le puits de potentiel pour ioniser efficacement le flux de gaz pour un petit courant injecté. Le puits de potentiel est seulement essentiel pour guider les ions vers l'entrée du canal. C'est d'ailleurs cet aspect qui le démarque d'autres moteurs double étage tels que le LGIT basé sur le confinement magnétique (cf. chapitre I et [Pet-04]) où il n'y a pas réellement de contrôle de la trajectoire des ions.

Calcul du potentiel électrique - hypothèse de Morozov

Dans le modèle, la distribution du potentiel électrique est obtenue en écrivant la continuité du courant total entre deux lignes de champ magnétique et en supposant que le potentiel est lié à la densité de plasma n par une loi de Boltzmann le long des lignes de champ magnétique. En pratique, ces hypothèses reviennent à résoudre une équation de potentiel à une dimension, perpendiculaire aux lignes de champ magnétique et le potentiel est la somme d'un terme constant le long des lignes de champ magnétique, et d'un terme $kT_e \ln(n)$ issu de la loi de Boltzmann (équation II.15). Cette approche est acceptable tant que la conductivité parallèle au champ magnétique est très grande devant la conductivité perpendiculaire. Elle est un peu plus discutable dans les régions de faible champ magnétique ou forte fréquence de collisions. Notamment dans le double étage, ces hypothèses sont discutables dans la région de zéro de champ B située entre la zone d'ionisation et la zone d'accélération comme cela est illustré sur la figure IV.20.

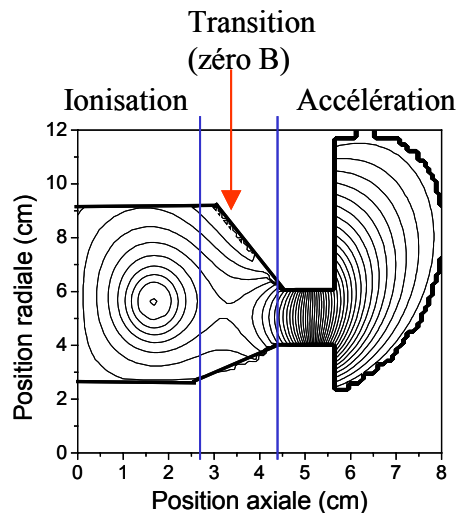


Figure IV.20 : Région de transition où le champ magnétique s'annule. Interface entre la zone d'ionisation et la zone d'accélération.

Des travaux sont en cours pour améliorer le calcul du potentiel électrique dans la chambre d'ionisation en s'affranchissant de l'hypothèse de Morozov. Mais cela ne sera pas présenté dans ce chapitre.

Conditions aux limites en énergie - calcul du terme source d'ionisation

La limitation concerne les conditions aux limites en énergie évoquées dans la sous-section III.2. Elles rendent le modèle non totalement auto-cohérent, et le font donc dépendre de façon cruciale des données expérimentales. Ces conditions aux limites en énergie sont imposées par le fait qu'on résout les équations fluides électroniques perpendiculaire aux lignes de champ magnétique, ce qui revient à considérer le problème comme 1D. La chambre d'ionisation est découpée en plusieurs régions qui sont traitées de manière indépendante du point de vue du transport électronique. Cette approche nécessite de faire des hypothèses pour coupler les différentes régions.

En résumé, bien que le modèle semble être en accord qualitatif avec certaines observations expérimentales et théoriques, des améliorations doivent être apportées afin d'obtenir une compréhension un peu plus claire des paramètres clés qui contrôlent le fonctionnement du DSHET. Un modèle PIC complet (Méthode Particle-In-Cell avec le calcul auto-cohérent du champ électrique) de la décharge serait trop coûteux en temps de calcul. Nous avons développé un modèle Monte-Carlo des électrons pour permettre d'améliorer certaines hypothèses du modèle. Notamment, un tel modèle permet de s'affranchir de ces conditions limites en énergie et peut fournir une description plus précise du taux d'ionisation qui pourra être injecté ensuite dans le modèle hybride.

Le modèle Monte-Carlo peut résoudre la question des conditions aux limites de l'énergie, mais il n'a pas pour but de répondre au problème de la forte conductivité dans le 1^{er} étage. De plus, le calcul du potentiel électrique se déduit toujours de l'hypothèse de Morozov. La seule amélioration que nous apportons est de calculer plus précisément le terme source d'ionisation et l'énergie électronique afin d'analyser les processus d'ionisation du flux de gaz, de production et d'extraction des ions. Cet aspect est décrit dans la section suivante.

IV. Modèle hybride avec une description Monte-Carlo des électrons

L'objectif est uniquement une meilleure description de l'énergie électronique et de l'ionisation à l'aide d'un traitement Monte-Carlo des électrons. Les autres hypothèses (notamment le calcul du potentiel électrique) restent les mêmes.

1. Méthode de Monte-Carlo et tests numériques associés

Principe général de la méthode

La simulation Monte-Carlo permet de suivre les trajectoires d'un très grand nombre d'électrons soumis à un champ électrique et/ou magnétique. Elle permet d'établir un bilan statistique de leur comportement afin d'obtenir des informations tant macroscopiques (vitesse de dérive, énergie moyenne électronique) que microscopiques (fonction de distribution électronique).

Les équations classiques de Newton sont utilisées pendant le temps de vol de la particule c'est-à-dire entre deux collisions, alors que la position, le type de collisions, la variation de vitesse au cours de la collision ainsi que la répartition d'énergie entre deux électrons issus d'une ionisation sont déterminés par des méthodes statistiques utilisant des sections efficaces de collision.

Cette méthode, qui nous permet d'étudier le mouvement d'une particule chargée dans un champ électromagnétique et effectuant des collisions, est basée sur la génération de nombres aléatoires qui symbolisent une succession d'évènements réels.

Le système physique que l'on étudie est caractérisé par les données des champs électrique et magnétique, de la distribution initiale électronique et du gaz (ici, densité de xénon et sections efficaces de collision électron-xénon).

Le détail du code Monte-Carlo développé est présenté en Annexe. Ici, nous exposons différents tests numériques réalisés pour valider le modèle.

Test et validité du modèle

Nous avons comparé le modèle Monte-Carlo à un solveur appelé Bolsig+ qui permet de résoudre l'équation de Boltzmann en champ électrique uniforme. Ce modèle, développé par Gerjan Hagelaar, permet également de prendre en compte l'effet du champ magnétique sur une distribution d'électrons [Cod-05, Hag-05]. Afin de comparer rigoureusement les modèles, nous avons introduit dans le modèle Monte-Carlo et le solveur Bolsig+ les mêmes sections efficaces de collision (pour le xénon) représentées sur la figure IV.21. Les sections efficaces de collision utilisées sont issues d'une compilation réalisée par L.C. Pitchford. La section de transfert de quantité de mouvement élastique est tirée des articles de Hunter [Hun-88] pour les basses énergies et Shimamura pour les énergies élevées [Shi.89]. Les sections efficaces d'excitation ont été tirées de l'article de Puech et al [Pue-91].

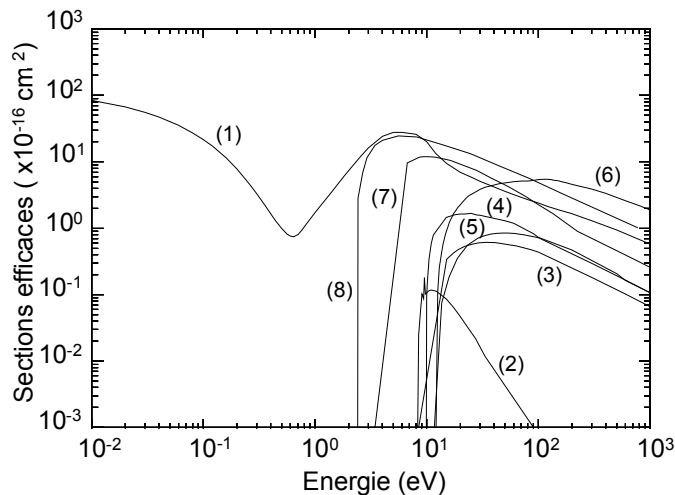


Figure IV.21 : Sections efficaces de collision du xénon en fonction de l'énergie électronique: (1) transfert de quantité de mouvement élastique, (2) excitation $Xe^*(^3P_2)$, (3) excitation $Xe^*(^3P_1)$, (4) excitation Xe^{**} , (5) excitation Xe^{***} , (6) ionisation directe, (7) ionisation du métastable $Xe^*(^3P_2)$, (8) ionisation de Xe^{**} . Les deux dernières sections efficaces (7 et 8) ne sont pas utilisées pour comparer les deux codes.

L'objectif est de suivre un flux d'électrons sur une distance L en champ électrique et/ou magnétique uniforme et de comparer ce que donne respectivement le modèle Monte-Carlo et le solveur Bolsig+. Nous allons comparer les grandeurs moyennes telles que la vitesse de dérive des électrons et l'énergie moyenne électronique mais nous comparons également la fonction de distribution électronique en énergie (FDEE) pour différentes conditions de fonctionnement en tension, densité de gaz et champ magnétique. Pour tester le modèle Monte-Carlo, nous prenons un domaine de simulation rectangulaire de longueur L et de largeur l . Pour le stockage des résultats de simulation, le domaine est divisé en cellules à deux dimensions. Nous utilisons des cellules dont la taille est de l'ordre du mm (similaire à la grille du modèle hybride 2D). Pour chaque cellule, nous enregistrons des données telles que le temps cumulé des électrons passés dans la cellule, la vitesse électronique axial v_i et

l'énergie électronique ε_i , intégrées dans ce temps cumulatif. Après quoi, ces informations sont converties en densité n_e d'électrons, vitesse moyenne $\langle \bar{V} \rangle$ et énergie moyenne électronique $\langle \bar{\varepsilon} \rangle$ suivant les relations :

Densité :

$$n_e = \frac{I_e}{e} \frac{1}{N \cdot Vol} \sum_{\text{électrons}} \sum_i \Delta t_i \quad (IV.3)$$

avec N le nombre d'électrons, I_e le courant d'électrons, Vol le volume de la cellule et Δt le pas en temps de la simulation ($\approx 1.10^{-12}$ s). La première somme porte sur tous les électrons passés dans la cellule. La deuxième somme est le temps cumulatif passé dans la cellule. De cette grandeur, on déduit la vitesse moyenne :

$$\langle \bar{V} \rangle = \frac{\sum_{\text{électrons}} \sum_i \Delta t_i \cdot v_i}{\sum_{\text{électrons}} \sum_i \Delta t_i} \quad (IV.4)$$

et l'énergie moyenne électronique :

$$\langle \bar{\varepsilon} \rangle = \frac{\sum_{\text{électrons}} \sum_i \Delta t_i \cdot \varepsilon_i}{\sum_{\text{électrons}} \sum_i \Delta t_i} \quad (IV.5)$$

Les grandeurs calculées sur chaque cellule sont ensuite moyennées radialement afin d'en déduire une vitesse moyenne et une énergie moyenne électronique sur une bande de longueur l comme cela est illustré sur la figure IV.22. De la même manière, la FDEE est déterminée en stockant le temps de présence des électrons, dans chaque cellule dont l'énergie est comprise entre ε et $\varepsilon+d\varepsilon$. Nous supposons que les électrons sont émis de façon continue dans un plan situé à une distance L du plan de sortie (figure IV.22). Le flux d'électrons φ_e est émis de façon uniforme radialement (largeur l) suivant une distribution maxwellienne de température T_e donnée. Les champs électrique et magnétique sont uniformes orientés respectivement axialement et radialement. La densité de neutre N_a est constante dans tous le domaine.

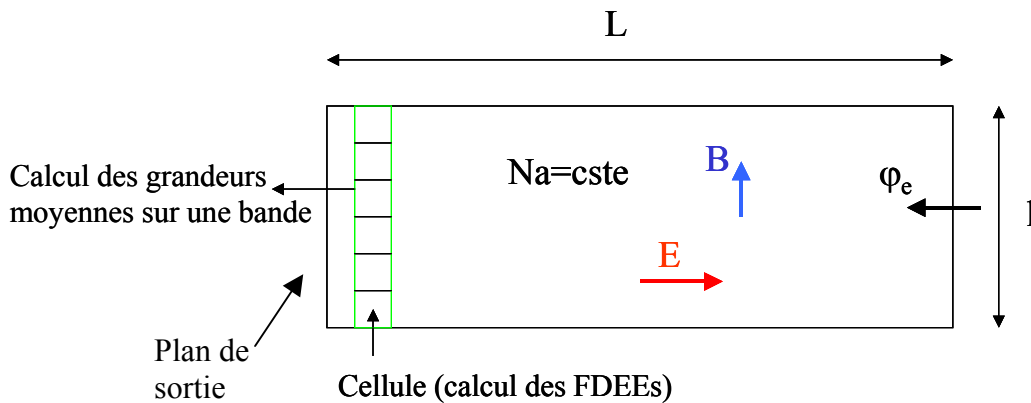


Figure IV.22 : Domaine de calcul pour les tests du modèle Monte-Carlo des électrons. Les champs électrique et magnétique sont uniformes orientés respectivement axialement et radialement. La densité de neutres est constante.

1.1 Test en plasma non magnétisé

Dans un premier temps, nous ne tenons pas compte du champ magnétique. Le champ électrique est uniforme et la densité de neutres N_a est constant sur tout le domaine. Il est important de souligner que le solveur Bolsig+ résout l'équation de Boltzmann en supposant l'équilibre du champ local. C'est à dire qu'il y un équilibre entre le gain d'énergie des électrons par le champ électrique et les pertes d'énergie par des collisions inélastiques avec les neutres. Les électrons présents à une position x où règnent le champ réduit $E(x)/N_a(x)$ se comportent comme si ils se trouvaient dans un champ réduit uniforme E/N_a . C'est pourquoi nous nous sommes placés dans les mêmes conditions pour comparer le modèle Monte-Carlo au solveur Bolsig+. Dans un premier temps, nous nous sommes assurés que les grandeurs calculées ne dépendaient pas des conditions d'entrée de la simulation (position initiale, distribution maxwellienne). Ensuite, nous avons pu vérifier que quelle que soit l'énergie initiale des électrons, nous retrouvons les mêmes vitesses, énergies moyennes et FDEEs (calculées quelques cellules avant le plan de sortie du domaine). Par ailleurs, nous obtenons les mêmes résultats pour différentes combinaisons du couple (E, N_a) qui donnent la même valeur du champ réduit E/N_a .

La figure IV.23 représente la vitesse moyenne de dérive et l'énergie moyenne électronique obtenues avec le modèle Monte-Carlo et le solveur Bolsig+ pour différentes valeurs du champ réduit E/N_a .

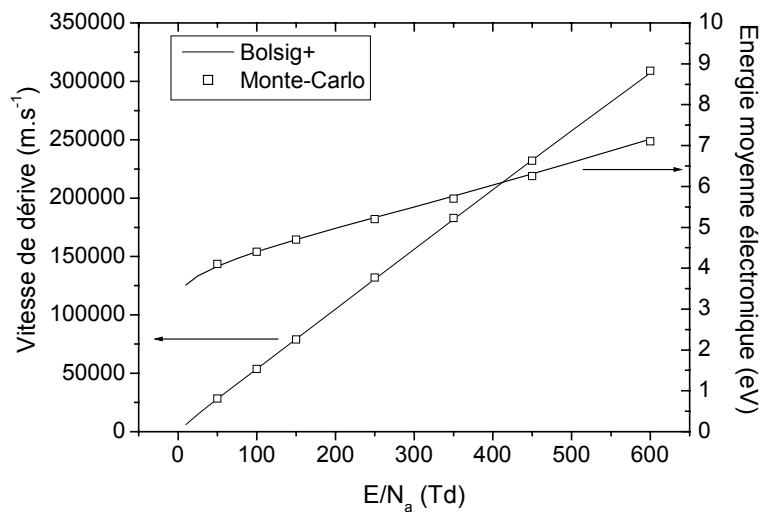


Figure IV.23 : Comparaison des grandeurs moyennes pour différents champs réduits E/N_a (vitesse de dérive et énergie moyenne électronique) calculées par le modèle Monte-Carlo et le solveur Bolsig+.

Nous pouvons noter un très bon accord entre les deux méthodes de calcul.

Nous présentons également sur la figure IV.24 des FDEEs pour trois valeurs du champ réduit : 10 Td, 250 Td et 1000 Td ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V.cm}^2$), ce qui permet de balayer une large gamme de E/N_a . Pour plus de clarté, nous avons choisi de représenter les FDEEs par la fonction $f(\varepsilon) \cdot \varepsilon^{-1/2}$. Avec cette normalisation en échelle logarithmique, une droite correspond à une fonction de distribution maxwellienne et l'énergie moyenne électronique est égale à l'inverse de la valeur absolue de la pente de la droite.

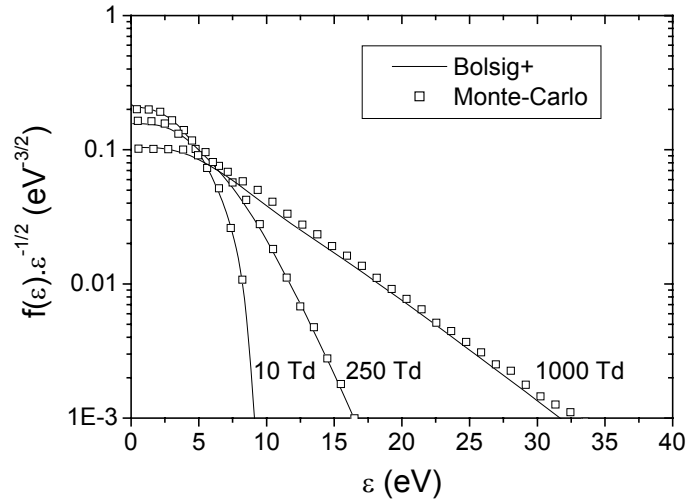


Figure IV.24 : FDEEs normalisées (échelle logarithmique) pour trois valeurs différentes du champ réduit E/N_a .

Nous notons un très bon accord entre les deux modèles. Nous pouvons remarquer que les fonctions de distribution obtenues diffèrent d'une fonction de distribution maxwellienne (en particulier, à basse énergie).

1.2 Test en plasma partiellement magnétisé

Ici, nous tenons compte d'un champ magnétique uniforme orienté radialement. Le champ électrique est uniforme axialement et la densité de neutres est constante dans le domaine.

Les figures IV25a et IV25b représentent respectivement les vitesses de dérive et l'énergie moyenne électronique pour différents champs magnétiques (pour un champ réduit E/N_a fixé à 100 Td) et différentes valeurs du champ réduit E/N_a (pour un champ magnétique fixé à 100 G). Nous pouvons noter un très bon accord entre les deux modèles.

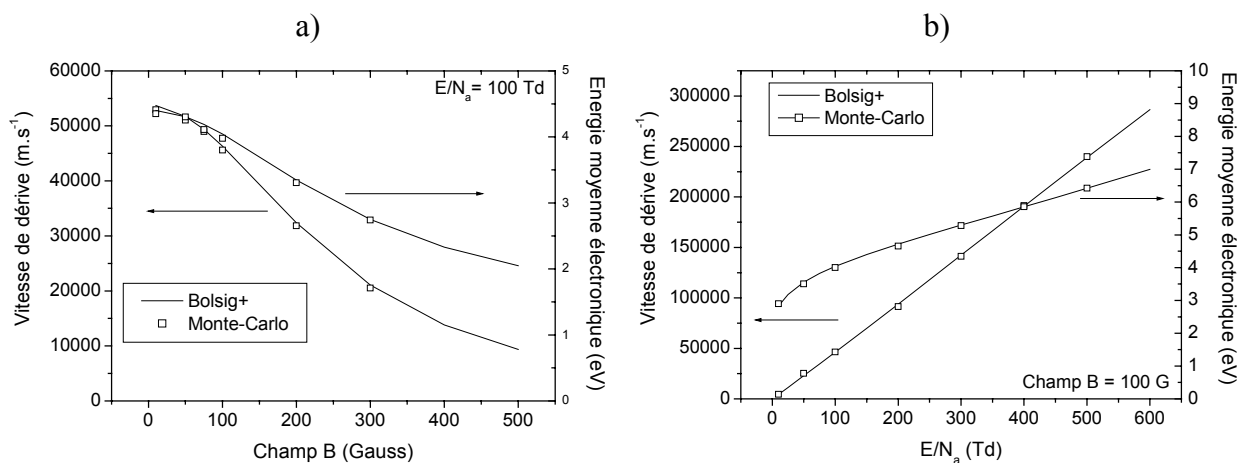
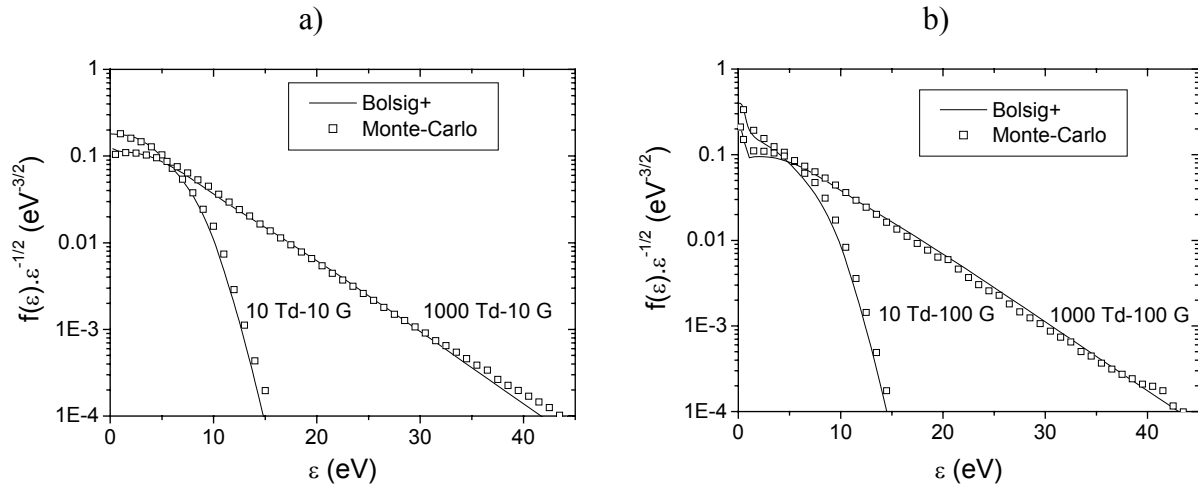


Figure IV.25 : Comparaison des grandeurs moyennes pour différents champs réduits E/N_a et champs magnétiques (vitesse de dérive et énergie moyenne électronique) calculées par le modèle Monte-Carlo et le solveur Bolsig+.

Nous présentons ci-dessous des FDEEs pour différentes valeurs du champ réduit et du champ magnétique.



IV.26 : FDEEs normalisées (échelle logarithmique) pour différentes valeurs du champ réduit et du champ magnétique.

Nous obtenons un très bon accord entre les deux modèles. Nous notons qu'à très basse énergie la forme des fonctions de distribution électroniques diffère suivant la présence ou non d'un champ magnétique (cf. figure IV.24. et IV.26b). Dans un plasma magnétisé, les électrons sont piégés par le champ magnétique et ont besoin de collisions pour remonter le potentiel et gagner de l'énergie. Par conséquent, les électrons très faiblement énergétiques (< 0.5 eV) restent piégés car ils font très peu de collisions élastiques parce que la section efficace de transfert de quantité de mouvement élastique (cf. figure IV.21) présente un minimum appelé « minimum de Ramsauer » pour des énergies très faibles (de l'ordre de 0.5 eV). Les électrons restent piégés à très basse énergie et peuplent le haut de la fonction de distribution. D'où la forme des FDEEs que l'on obtient sur la figure IV.26b.

En résumé, nous avons pu trouver un très bon accord entre les résultats fournis par le modèle Monte-Carlo et le solveur Bolsig+ développé par Gerjan Hagelaar pour différentes conditions en champ réduit E/N_a et en champ magnétique. Ces tests nous permettent donc de valider notre modèle Monte-Carlo des électrons. Nous allons utiliser par la suite le modèle pour étudier le propulseur à Effet Hall à Double Etage.

2. Ionisation dans le 1^{er} étage pour N_a , V et B donnés

Dans cette section, nous utilisons le modèle Monte-carlo seul pour étudier l'étage d'ionisation. Nous nous focalisons sur le premier étage du DSJET considéré comme une source d'ions. Nous n'étudions pas le canal d'accélération. Nous injectons à l'entrée de la chambre d'ionisation un flux d'électrons φ_e suivant une distribution maxwellienne de température électronique T_e donnée (figure IV.27). Le courant d'électrons injecté est de 0.5 A (de l'ordre des courants que l'on trouve dans un HET classique).

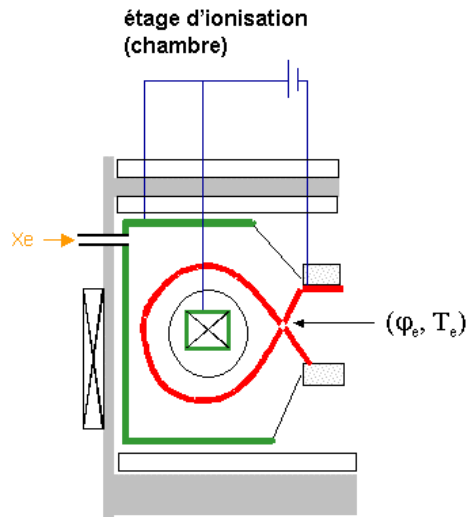


Figure IV.27 : Etude de la chambre d'ionisation. Injection à l'entrée de l'étage d'ionisation d'un flux d'électrons φ_e suivant une distribution maxwellienne de température électronique T_e donnée. Le courant d'électrons est fixé à 0.5 A..

L'analyse se fondera sur trois questions essentielles pour comprendre le processus d'ionisation dans le 1^{er} étage :

- Quelle est la multiplication électronique ?
- Comment se répartit l'ionisation dans le 1^{er} étage ?
- Quelles sont les paramètres (extérieurs ou naturels) qui permettent d'améliorer l'ionisation ?

2.1 Trajectoires électroniques

Dans cette partie, le potentiel électrique, le champ magnétique et la densité de neutres représentent des données d'entrée du modèle Monte-Carlo et seront fixés dans les simulations. Les figures IV28a, IV28b et IV28c représentent respectivement la densité de neutres N_a , la norme du champ magnétique B et la distribution du potentiel électrique V utilisées dans les calculs.

Le potentiel électrique est une donnée d'entrée obtenue par une interpolation linéaire en λ (cf. chapitre II) entre les lignes de champ magnétique. Le champ électrique est donc fixé dans les simulations des trajectoires électroniques.

Le champ magnétique est calculé via le logiciel FEMM.

La densité de neutre est une donnée fixée qui est obtenue par une simulation hybride pour un débit de 2.5 mg/s (ce qui correspond à un courant d'environ 1.85 A si tous les atomes sont ionisés)

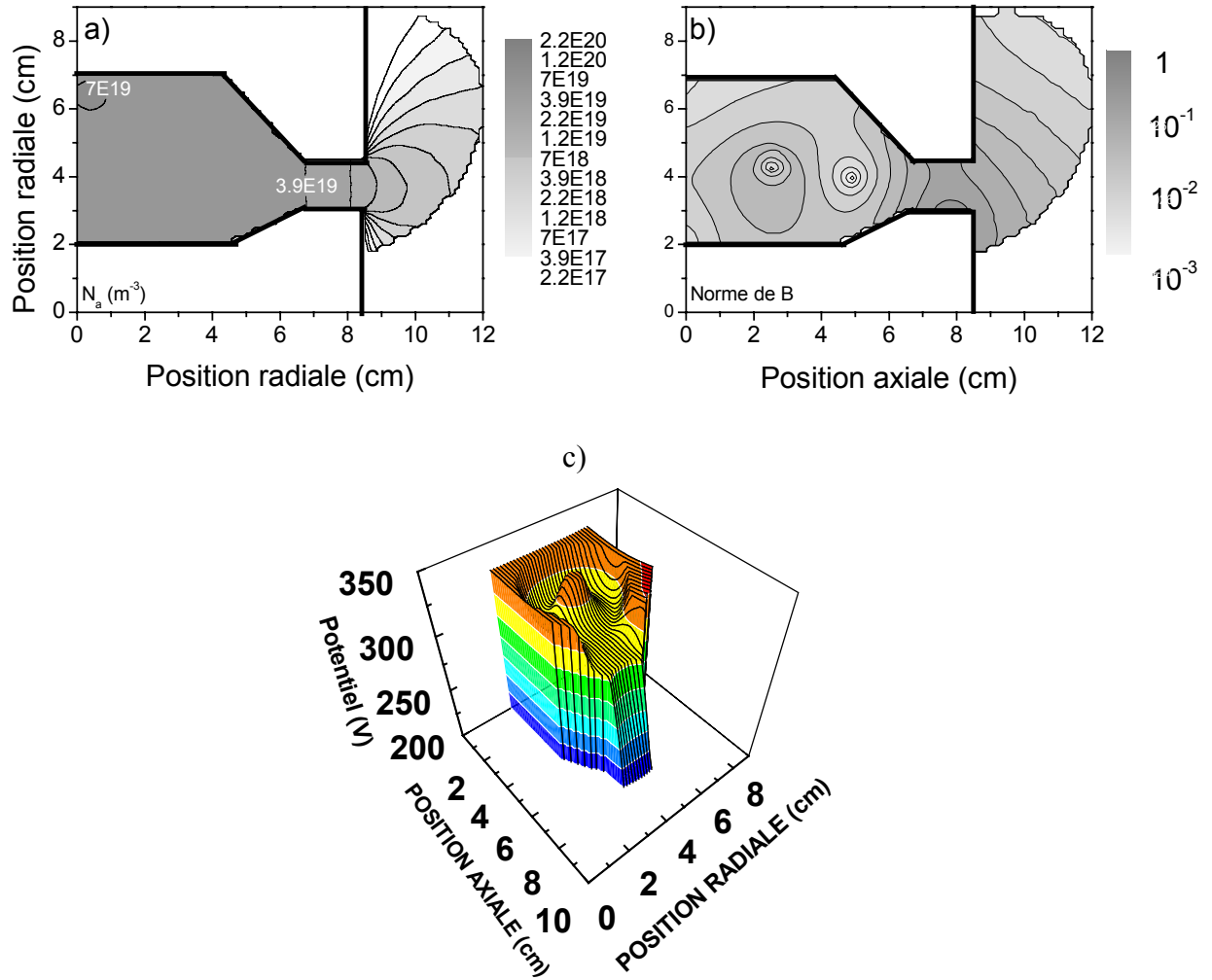


Figure IV.28 : Conditions de la simulation. a) Densité de neutres N_a (m^{-3}) Log. 3 décades ; Norme du champ magnétique B (u.a) ; c) Distribution du potentiel électrique V (Volt).

Les figures IV29a et IV29b illustrent la simulation de trajectoires électroniques dans le 1^{er} étage. Les conditions de la simulation sont les suivantes : le pas d'intégration est de 1.10^{-12} s alors que le temps de simulation est fixé à 1.10^{-8} s. Les électrons effectuent des réflexions de type « spéculaire » à la paroi. Les points rouges symbolisent la position initiale des électrons injectés avec des énergies de 1 ev. Quelques trajectoires sont représentées en noir et bleu.

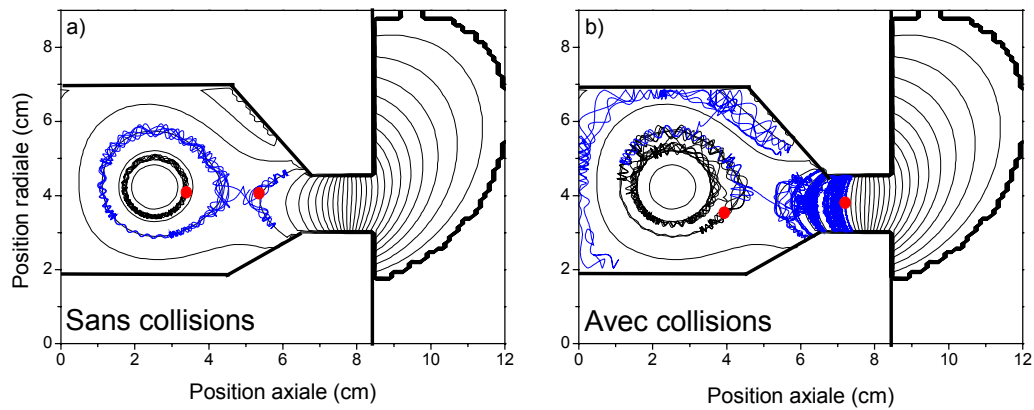


Figure IV.29 : Trajectoires électroniques dans la chambre d'ionisation du DSHET. a) Trajectoires électroniques sans collisions ; b) Trajectoires électroniques avec collisions avec les neutres.

La figure IV29a représente des trajectoires électroniques sans collisions. On peut observer le bon confinement magnétique des électrons et la variation du rayon de Larmor due à une forte inhomogénéité du champ magnétique dans la chambre. En effet, près des parois internes le champ magnétique est quatre fois plus grand que près des parois externes (cf. figures IV28b et IV.13). La figure IV29b représente des trajectoires électroniques avec collisions. L'électron sur la séparatrice remonte le potentiel par des collisions vers les parois (en bleu) ou vers la myxina (en noir). Ces collisions permettent une diffusion transverse des électrons vers les anodes mais également de gagner de l'énergie en dérivant d'une ligne de champ magnétique à une autre.

2.2 Fonction de distribution électronique tirée suivant une maxwellienne de température $T_e=1$ eV

Conditions de la simulation

Dans la section qui suit, le flux d'électrons est injecté suivant une distribution maxwellienne de température 1 eV à l'entrée du 1^{er} étage du propulseur c'est à dire à $x=5.5$ cm (entrée du 1^{er} étage) et radialement à travers un anneau compris entre 3.03 et 4.53 cm (respectivement parois interne et externe du canal). Nous supposons que les électrons effectuent des réflexions de type spéculaire à la paroi. Ce qui revient « physiquement » à simuler un potentiel de gaine.

Afin de réduire le temps de calcul, nous imposons une condition aux limites temporelle : si le temps de simulation est supérieur à 1.10^{-4} s (temps largement supérieur aux temps d'ionisation et d'excitation), l'électron est enlevé de la simulation. Ainsi, cette condition ne nous permet pas de traiter correctement les électrons « froids » situés en haut du puits de potentiel qui ne peuvent plus gagner de l'énergie pour ioniser le flux de gaz et qui restent trop longtemps dans la simulation. Cette restriction ne concerne que les collisions élastiques qui se produisent au delà de la « ligne de paroi » (à partir duquel le potentiel électrique reste constant). L'énergie moyenne électronique calculée dans cette région n'est également pas correcte. Par contre, le temps de simulation est assez long pour traiter précisément les processus collisionnels qui s'effectuent à l'intérieur du puits de potentiel (domaine situé entre la « ligne de paroi » et la myxina).

Les conditions sur la densité de neutres, le champ magnétique et le potentiel électrique sont celles présentées dans les figures IV28a, IV28b et IV28c. Le champ électrique déduit de la distribution de potentiel électrique est donc fixé dans la simulation. Nous simulons 1000

électrons primaires auxquels s'ajoutent les électrons issus de l'ionisation de manière à obtenir une bonne statistique. Le temps de simulation est de 4 h sur un PC cadencé à 2 GHz.

Multiplication électronique

Nous constatons que pour 1000 électrons injectés dans la chambre, on obtient environ 950 électrons secondaires créés par ionisation (environ un électron secondaire créé pour 1 électron primaire émis), ce qui représente une multiplication électronique de 2. Le courant d'électrons injecté est de 0.5 A donc environ seulement 0.5 A d'atomes a été ionisé pour 1.85 A injectés, soit une efficacité d'ionisation d'environ 27%.

Processus collisionnels

La figure IV.30 représente respectivement les taux d'ionisation, d'excitation (même échelle) et de collisions élastiques et l'énergie moyenne électronique. Comme nous l'avons évoqué précédemment, le temps de simulation fixé à 1.10^{-4} s ne nous permet pas de décrire correctement les collisions élastiques qui se produisent au delà de la ligne de « paroi » (représenté en blanc sur la figure IV30c) et par conséquent l'énergie moyenne électronique (ligne noire, figure IV30d) dans cette région.

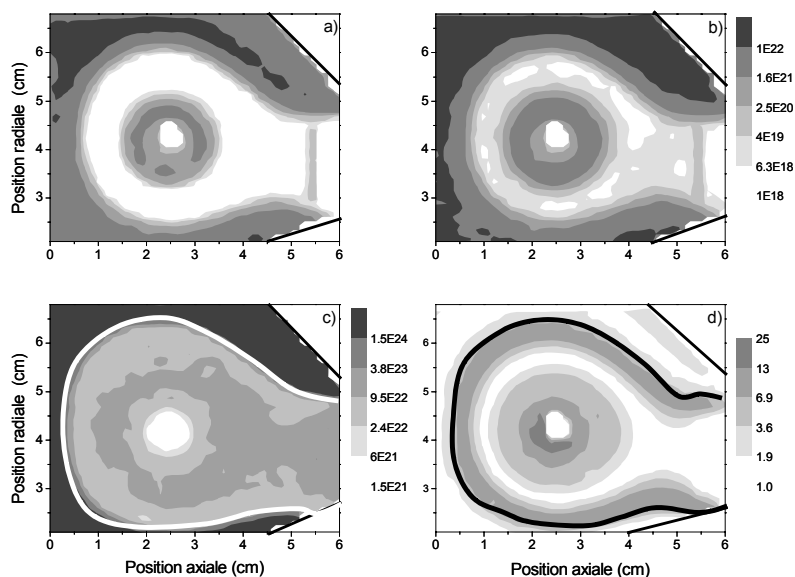


Figure IV.30 : Représentation des processus collisionnels dans la chambre d'ionisation. a) Taux d'ionisation ($m^{-3}s^{-1}$) échelle Log. 4 décades ; b) Taux d'excitation ($m^{-3}s^{-1}$), échelle Log. 4 décades ; c) Taux de collisions élastiques ($m^{-3}s^{-1}$), échelle Log. 4 décades ; d) Energie moyenne électronique (eV), échelle Log. 1 décade. Les calculs du taux de collisions élastiques et de l'énergie moyenne électronique au delà de la ligne de « paroi » (ligne blanche courbe c et ligne noir courbe d) ne doivent pas être pris en compte pour l'interprétation.

Nous pouvons noter une forte non-uniformité de la distribution spatiale de l'ionisation dans la chambre. Le maximum à $5.10^{22} m^{-3}s^{-1}$ est situé en haut du puits près des parois externes et de la myxina alors que l'ionisation est très faible autour de la séparatrice ($<1.10^{18} m^{-3}s^{-1}$) ; figure IV30a. Cette distribution est influencée par la topologie magnétique et l'injection du gaz. En effet, le transport électronique perpendiculaire aux lignes de champ magnétique est plus facile dans les régions à faible champ magnétique et de forte densité de neutres et donc près des parois externes. Nous rappelons que l'intensité du champ magnétique est trois à quatre fois plus petite près de la paroi externe que près de la paroi interne et l'injection du gaz se fait du côté externe de la chambre.

Par ailleurs, les électrons sont initialement piégés autour de la séparatrice où ils n'ont pas assez d'énergie (typiquement 1-2 eV, cf. figure IV30d) pour effectuer des collisions inélastiques. Lorsque les électrons dérivent vers les parois de la chambre ou la myxina, ils gagnent de l'énergie mais commencent tout d'abord à exciter (au milieu du puits) puis à ioniser (haut du puits) le flux de gaz.

En résumé, la multiplication électronique totale est faible et la distribution de l'ionisation est non-uniforme.

Par la suite, il est intéressant de regarder quels sont les paramètres qui permettent d'augmenter l'efficacité d'ionisation dans la chambre.

2.3 Influence de la densité de neutres

Influence du débit de gaz

Peut-on mieux ioniser en augmentant le débit dans la chambre ?

Les figures IV31a et IV31b représentent respectivement la densité de neutres obtenue pour un débit de 2.5 mgs et de 5 mgs. Les conditions sur le champ magnétique et le potentiel électrique sont celles représentées figure IV28b et IV28c. Le flux d'électrons est injecté suivant une maxwellienne de température $T_e=1$ eV.

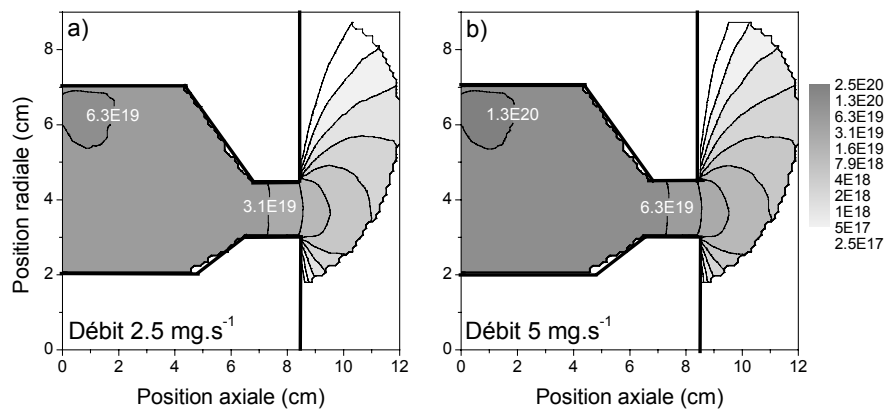


Figure IV.31 : Densité de neutre (m^{-3}), Log. 3 décades. a) Débit 2.5 mg.s^{-1} ; b) 5 mg.s^{-1} . (même échelle).

La fréquence d'ionisation est donnée par $\nu_i = nN_a k_i (\varepsilon)$ donc proportionnelle à la densité de neutres N_a (n est la densité de plasma et κ_i le coefficient d'ionisation dépendant de l'énergie). Les figures IV32a et IV32b représentent respectivement les termes sources d'ionisation pour les deux conditions de débits. On constate qu'il n'y a pas de différence majeure entre les deux cas (on obtient la même multiplication électronique, soit environ un peu moins de 1000 électrons créés). La répartition de l'ionisation diffère très peu dans les deux cas. En effet, on retrouve notamment le maximum ($5.10^{22} \text{ m}^{-3}.\text{s}^{-1}$) en haut du puits du côté des parois externes et près de l'injection des atomes

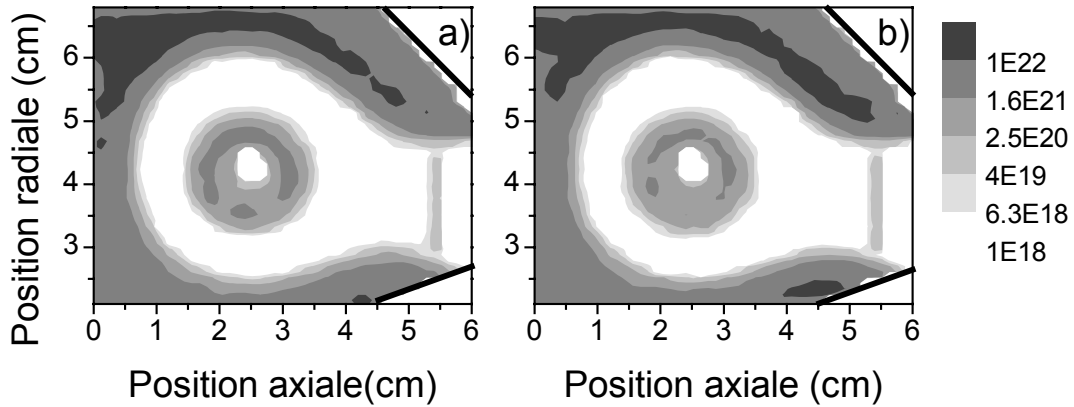


Figure IV.32 : Terme source d'ionisation ($m^{-3}.s^{-1}$), Log. 6 décades. a) Débit $2.5 \text{ mg}.s^{-1}$; b) $5 \text{ mg}.s^{-1}$. (même échelle).

Dans le cas à 5 mg/s , on retrouve toujours cette zone au milieu du puits où dominent les processus d'excitation (non représentés ici). Bien que la densité de neutres soit multipliée par deux, l'énergie potentielle que peut acquérir l'électron dans la chambre n'est pas suffisante pour ioniser efficacement le flux de gaz.

D'ailleurs, nous pouvons retrouver cette tendance dans des conditions simples de champ uniforme. Si l'on écrit le bilan d'énergie « gains=pertes »

$$n\bar{V}E - n\nu_{\varepsilon}\bar{\varepsilon} = 0 \quad (IV.6)$$

avec n la densité de plasma, \bar{V} la vitesse moyenne, E le champ électrique, ν_{ε} la fréquence totale de pertes d'énergie et $\bar{\varepsilon}$ l'énergie moyenne.

La relation s'écrit dans le cas d'une décharge en champ magnétique si $(\nu_m = N_a k_m) \ll \omega$:

$$\mu E^2 = \sum \nu_k \varepsilon_k \quad (IV.7)$$

avec μ la mobilité, ω la pulsation cyclotron, k_m le coefficient de collisions élastiques (la somme porte sur toutes les espèces). La mobilité μ s'écrit :

$$\mu = \frac{eN_a k_m}{m\omega^2} \quad (IV.8)$$

d'où

$$\frac{eN_a k_m}{m\omega^2} E^2 = \sum N_a k_k \varepsilon_k \quad (IV.9)$$

Nous voyons donc que la densité de neutre N_a se simplifie en présence de champ magnétique (si $\nu_m \ll \omega$) et donc n'intervient pas dans le calcul de l'énergie moyenne électronique. Par ailleurs, La multiplication électronique est liée au coefficient d'ionisation α que l'on définit comme le nombre d'ionisation par unité de longueur qu'effectue un électron. Elle s'écrit :

$$\alpha = \frac{\bar{\nu}_i}{\bar{V}} \quad (IV.10)$$

avec $\bar{\nu}_i$ la fréquence d'ionisation moyenne et \bar{V} vitesse de dérive moyenne

On obtient donc la relation suivante :

$$\alpha = \omega^2 \left(\frac{m}{eE} \right) \frac{k_i(\varepsilon)}{k_m(\varepsilon)} \quad (IV.11)$$

La multiplication électronique ne dépend pas de la densité de neutre N_a . Bien que les tendances soient les mêmes, nous précisons que ces relations sont valides uniquement dans le cas d'un équilibre du champ local (« gains=perdes »). Ce qui n'est pas le cas dans la chambre d'ionisation. Mais il est intéressant de constater que nous obtenons des tendances similaires dans des conditions de décharge différentes.

Influence de la position d'injection des neutres

Nous avons observé précédemment que le terme source d'ionisation était maximum près des parois d'injection du gaz (région où la densité de neutres est forte et l'énergie des électrons suffisamment grande pour ioniser le gaz). Les figures IV33a et IV33b représentent les densités de neutres pour deux positions d'injection différentes des atomes de gaz (respectivement injection du gaz coté externe et coté interne). Les conditions sur le champ magnétique et le potentiel électrique sont celles représentées figure IV28b et IV28c. Le flux d'électrons est injecté suivant une maxwellienne de température $T_e=1$ eV

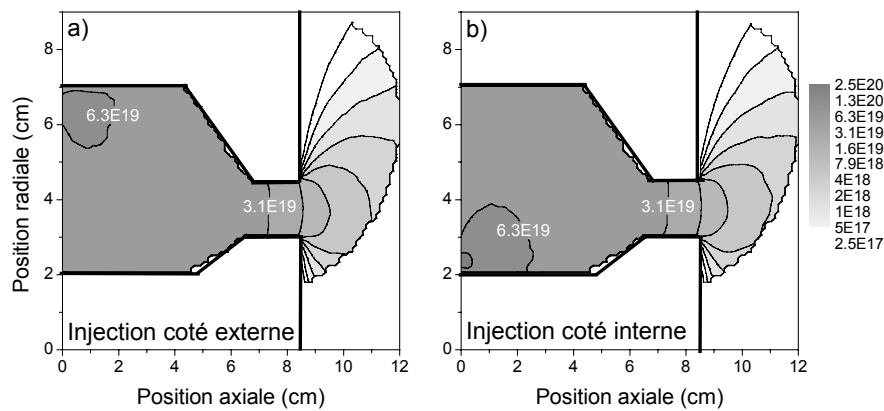


Figure IV.33 : Densité de neutres (m^{-3}), Log. 3 décades. a) Coté externe; b) Coté interne. a) et b) sont à la même échelle.

On note ,dans les deux cas, une même multiplication électronique (moins de 1000 électrons secondaires créés pour 1000 électrons incidents). Le maximum d'ionisation (non représenté ici) se trouve dans les deux cas proche de la zone d'injection des neutres ($5 \cdot 10^{22} m^{-3} \cdot s^{-1}$ près des parois externes et près des parois internes).

Par contre, la répartition de l'ionisation n'est pas très différente dans les deux cas, on a toujours une part très importante de l'ionisation du coté des parois externes.

Nous pouvons conclure, que la position du maximum du terme source est influencée par la position de l'injection du gaz mais que la répartition globale de l'ionisation est influencée principalement par la topologie magnétique et donc par la faible intensité du champ magnétique près des parois externes.

2.4 Fonction de distribution électronique tirée suivant une maxwellienne de température $T_e=15$ eV

Dans cette étude, le flux d'électrons est injecté suivant une distribution maxwellienne de température 15 eV. Pour 1000 électrons primaires, nous avons environ 2500 électrons secondaires créés (un électron primaire crée en moyenne 2-3 électrons secondaires). Nous obtenons une multiplication électronique de 3.5.

Les conditions sur la densité de neutres, le champ magnétique et le potentiel sont celles présentées dans les figures IV28a, IV28b et IV28c. Les figures IV.34 et IV.35 représentent respectivement le terme source d'ionisation et l'énergie moyenne électronique.

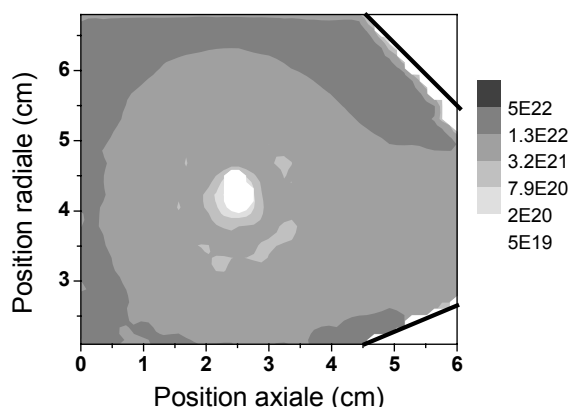


Figure IV.34 : Terme source d'ionisation ($m^{-3}.s^{-1}$), échelle Log. 3 décades.

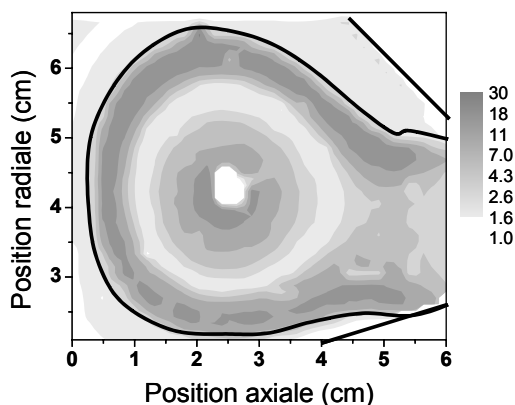


Figure IV.35 : Energie moyenne électronique (eV), Log. 1 décades. Les calculs de l'énergie moyenne électronique au delà de la ligne de « paroi » (ligne noire) ne doit pas être pris en compte pour l'interprétation.

Nous pouvons noter une différence nette dans la répartition du terme source par rapport à l'injection d'un flux d'électrons suivant une maxwellienne de température $T_e=1$ eV (figure IV30a).

- Une première différence concerne une ionisation non négligeable en bas du puits, au niveau de la séparatrice (figure IV.34).
- Au milieu du puits, les taux d'ionisation et d'excitation sont à peu près égaux (le taux d'excitation n'est pas représenté).
- Dans le haut du puit, nous avons des énergies moyennes de l'ordre de 20-25eV (figure IV.35).

L'énergie que les électrons possèdent à l'entrée de la chambre leur permet d'ioniser très rapidement le flux de gaz (temps moyen d'ionisation 10^{-9} s contre 10^{-7} s à 1 eV) comme nous pouvons le constater sur la figure IV.34, ce qui permet de limiter l'influence des pertes d'énergie par les processus d'excitation. Par ailleurs, la topologie magnétique influence toujours la répartition de l'ionisation dans la chambre.

En outre, nous pouvons constater que l'énergie d'entrée des électrons primaires conditionne fortement l'ionisation dans le 1^{er} étage. L'électron est plus influencé par son énergie initiale à

l'entrée de la chambre que la structure même du puits de potentiel (cela n'a été présenté, mais nous avons vu que l'augmentation de la tension accroît certes la multiplication électronique mais pas la répartition spatiale de l'ionisation). Bien entendu, l'intérêt du puits de potentiel reste primordial si l'on veut contrôler la trajectoire des ions.

Cet aspect sur l'énergie d'entrée des électrons semble en accord avec des mesures de sondes réalisées à l'institut MIREA représentées sur la figure IV.36 où l'on voit que la température électronique est importante dans la chambre d'ionisation.

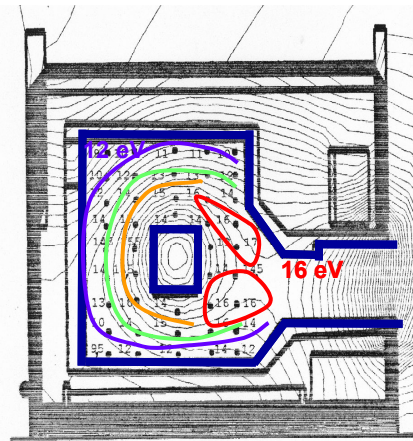


Figure IV.36 : Distribution dans la chambre d'ionisation de la température électronique (mesures). Les lignes de niveaux correspondent aux lignes de champ magnétique [Mor-03].

Discussion sur le transport électronique dans le canal.

Cette structure complexe du champ magnétique et la forte intensité du champ magnétique en particulier dans le canal d'accélération (environ 300 G au plan de sortie et 100 G dans la région anodique) pose des problèmes dans la compréhension du transport électronique du canal vers la chambre. En effet, on se rappelle que dans un HET, des phénomènes de transport « anormal » doivent être invoqués pour assurer le passage du courant d'électrons dans le canal. Or ce problème est d'autant plus marqué que le champ magnétique est très grand dans tout le canal. De plus, si l'on suppose que la densité de neutres est faible dans le canal (dans le cas où la majorité de l'ionisation se produit dans la chambre conformément au concept proposé), doit-on en déduire que le transport électronique ne serait régi que par les phénomènes de transport « anormal » ? Une autre question se pose également, elle concerne l'énergie moyenne électronique. En effet, le fort champ magnétique dans le canal (au plan de sortie) va réduire localement fortement la conductivité électronique axiale et donc pour assurer le passage du courant, accroître le champ électrique. Si l'on suppose que la cathode externe en sortie du propulseur fournit une source d'électrons de quelques eV et que ces derniers sont accélérés par ce champ électrique (potentiel de 150 V), comment expliquer, dans le cas d'un HET classique, qu'ils arrivent dans la zone d'ionisation avec des énergies de $\approx 20-30$ eV comme semblent le suggérer les mesures [Bug-92, Rai-05] ? Une question équivalente peut être posée dans le cadre du DSHET : Quelle est l'énergie des électrons à l'entrée de la chambre d'ionisation ? Cette question dépend fortement des mécanismes complexes qui se produisent dans le canal d'accélération. Les simulations Monte-Carlo montrent qu'il faut une énergie d'entrée grande dans la chambre d'ionisation pour ioniser efficacement le flux de gaz pour un courant d'entrée faible .

Ces questions bien que fondamentales sont très délicates, elles sont intimement liées aux phénomènes de transport « anormal » dans un propulseur à Effet Hall non encore comprises à ce jour.

2.5 Conclusion partielle

Il est possible, aux vues des observations précédentes, de dégager des tendances générales sur le fonctionnement des processus collisionnels dans la chambre d'ionisation :

- Le débit a peu d'influence sur la multiplication électronique (pour une faible énergie des électrons injectés).
- Une injection différente modifie la position de la valeur maximale du terme source mais très légèrement sa répartition spatiale.
- La tension augmente l'ionisation dans la chambre mais modifie légèrement sa répartition, notamment peu d'ionisations se produisent au niveau de la séparatrice.
- L'énergie initiale des électrons et la topologie magnétique contrôlent fortement la multiplication électronique et la répartition de l'ionisation dans le 1^{er} étage.

3. Production et collection des ions dans le 1^{er} étage pour un courant d'électrons injecté fixé

Dans cette étude, le modèle Monte-Carlo des électrons est couplé au modèle hybride. Le calcul de la densité de neutres et du potentiel électrique (en supposant toujours l'hypothèse de Morozov) est déduit du modèle hybride 2D alors que le terme source d'ionisation est calculé par la simulation Monte-Carlo. Nous nous intéressons uniquement à la chambre d'ionisation. Le courant d'électrons injecté dans la chambre d'ionisation est fixé ; c'est donc une donnée du problème. Cette approche permet d'étudier la décharge en prenant en compte l'évolution des neutres et de la distribution de potentiel au cours du temps. La dynamique de la décharge n'est pas étudiée, nous chercherons pour chacune des conditions à atteindre un état stationnaire.

Nous étudierons la production totale des ions et leur collection dans le 1^{er} étage pour un courant d'électrons fixé fourni par une source de courant à l'entrée de la chambre.

Cette étude se basera sur deux questions essentielles :

- Quel est le courant d'ions total que l'on peut produire pour un courant d'électrons donné ?
- Quelle est la part d'ions créés dans le puits et hors du puits de potentiel ?

3.1 Couplage numérique Monte-Carlo/Hybride

Critère en énergie :

La simulation Monte-Carlo va servir au calcul du terme source d'ionisation or ce processus est dû aux électrons rapides (ou électrons à hautes énergies). Il suffit donc de suivre uniquement les électrons susceptibles d'ioniser le milieu. Ainsi, le temps de calcul peut se réduire énormément dans la mesure où l'on évite de traiter de nombreuses collisions élastiques induites dans le plasma par les électrons de faible énergie ne pouvant plus gagner suffisamment d'énergie pour ioniser (principalement en haut du puits de potentiel).

Ce critère en énergie s'énonce comme suit :

Un test d'énergie électronique est réalisé à chaque pas en temps. Tout électron dont l'énergie totale, somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle, est supérieure à l'énergie seuil d'ionisation, soit 12.12 eV dans le cas du xénon, est gardé pour la simulation. Dans le cas contraire, il est enlevé de la simulation. On définit l'énergie potentielle comme la charge élémentaire e que multiplie la différence entre le maximum de potentiel et le potentiel à la position où se trouve l'électron au moment du test.

Couplage Monte-Carlo des électrons avec le transport des ions et des neutres

Ici, le couplage ne tient compte que de la chambre d'ionisation. Les électrons sont tirés aléatoirement suivant une maxwellienne de température $T_e=15$ eV (les raisons d'utiliser une énergie d'entrée grande ont été exposées dans la sous-section IV.2) à une position axiale fixe $x= 5.5$ cm (entrée de la chambre) et radialement entre $r=3.03$ cm et $r=4.53$ cm (respectivement rayons interne et externe du canal). Le modèle Monte-carlo calcule le terme source d'ionisation. Ce terme source est injecté dans le modèle hybride simulé pendant $20000 \times \Delta t$ avec Δt le temps d'intégration des ions ($\approx 4.10^{-8}$ s), ce qui représente environ 800 μ s de temps physique. Le modèle hybride retourne une nouvelle densité de neutres et une nouvelle distribution de potentiel électrique que l'on incorpore dans le modèle Monte-Carlo. Ce processus est réitéré jusqu'à ce qu'on obtienne un état stationnaire. Dans cette étude, il est important de préciser que seule la chambre d'ionisation est étudiée, nous ne tenons pas compte du canal d'accélération. Nous rappelons également que le courant d'électrons injecté dans la chambre est fixé. L'algorithme est représenté sur la figure IV.37.

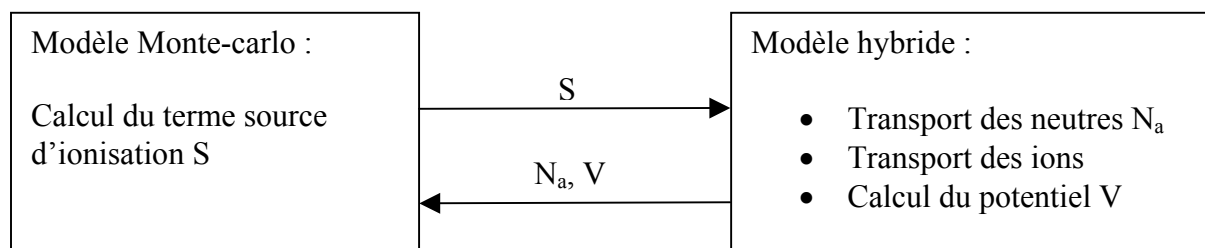


Figure IV.37 : Algorithme du couplage modèle hybride-modèle Monte-Carlo.

3.2 Production totale des ions dans la chambre

Conditions de simulation

Les conditions de simulation sont un puits de potentiel (ou tension d'ionisation) de 30 V, un débit massique de 2.5 mg/s (ce qui correspond à un courant de 1.85 A si tous les atomes sont ionisés), une énergie d'entrée des électrons tirée aléatoirement suivant une maxwellienne de température $T_e=15$ eV. La topologie magnétique utilisée dans nos simulations est représentée figure IV.38.

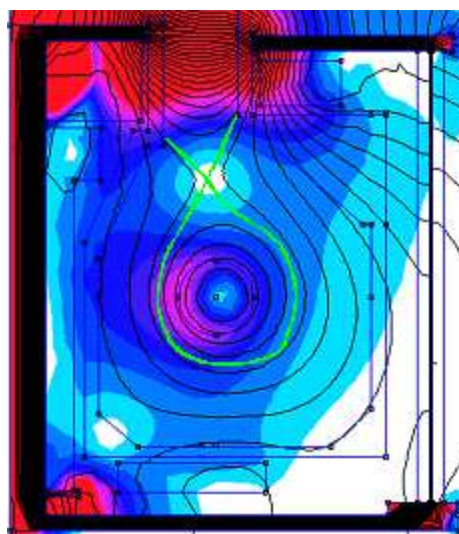


Figure IV.38 : Lignes de champ magnétique (contour) et intensité du champ magnétique (couleur) Max en rouge et Min en bleu. La séparatrice est en vert.

Production totale des ions

Nous n'étudions pas pour l'instant les phénomènes qui peuvent se produire dans le canal. Ainsi, nous injectons les électrons à l'entrée de la chambre comme si nous simulions l'utilisation d'une électrode émissive qui fournirait un courant d'électrons. Ce courant d'électrons injecté est fixé dans la simulation Monte-Carlo à chaque itération. Différentes simulations ont été réalisées pour des courants d'électrons injectés qui varie de 0.1 A à 0.9 A par pas de 0.2 A (tableau IV.4). Pour ce courant d'électrons fourni, la question est de déterminer le courant d'ions total dans la chambre que l'on peut produire dans les conditions de fonctionnement que nous avons présenté.

Le courant d'ions est obtenu en intégrant le terme source d'ionisation dans l'espace que multiplie la charge élémentaire e .

$$I_i = e \left(\iiint_V S \cdot dV \right) \tag{IV.11}$$

avec d^3V un élément de volume.

Courant d'électrons injectés I_e	Courant d'ions total produits I_i
0.1A	0.3A
0.3A	1A
0.5A	1.6A
0.7A	2A
0.9A	2.7A

Tableau IV.4 : Courant d'ions total produits pour différents courants d'électrons injectés dans le 1^{er} étage.

Il est important de préciser que le courant d'ions total ne correspond pas uniquement au courant d'ions sortant de la chambre mais bien à l'intégrale du terme source d'ionisation que multiplie la charge élémentaire. Ce courant d'ions total produit est égal au courant d'ions sortant si tous les ions créés sortent directement de la chambre.

Néanmoins, nous pouvons constater que pour des courants forts (par exemple pour $I_e > 0.7$ A), nous obtenons un courant d'ions total qui peut être plus grand que le courant correspondant à l'ionisation de tous les atomes injectés (ici 1.85 A). Il semble donc que des phénomènes permettent de générer une source d'atomes supplémentaire ionisable. Nous verrons que de nombreux ions se recombinent à la paroi avant de sortir de la chambre en une nouvelle source d'atomes. Ces atomes sont réionisés dans la chambre d'ionisation. C'est pourquoi nous trouvons un courant d'ions total qui peut être supérieur à 1.85 A.

Etude de la source d'ions

Le temps de simulation pour obtenir un état stationnaire est de 40 ms pour le modèle hybride ce qui correspond à 45 appels du modèle Monte-Carlo. Le courant d'électrons injecté est ici fixé à 0.5 A.

Les figures IV39a et IV39b représentent respectivement le terme source d'ionisation et la densité de neutres moyennés dans le temps.

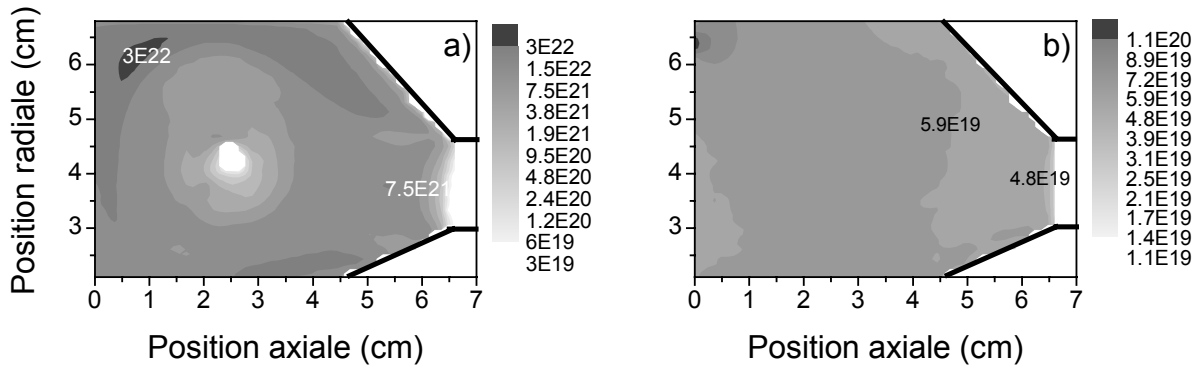


Figure IV.39 : Terme source d'ionisation ($m^{-3}s^{-1}$) Log. 3 décades ; b) Densité de neutres (m^{-3}) Log. 1 décade.

Le terme source est maximal en haut du puits ($3 \times 10^{22} m^{-3}$) et près de l'injection des neutres, conséquence principalement de la structure du champ magnétique. Au centre du puits, les valeurs atteignent $1 \times 10^{22} m^{-3}$. La densité de neutres chute d'un peu moins d'un ordre de grandeur entre la zone d'injection et l'entrée du canal ($1.2 \times 10^{20} m^{-3}$ à $4 \times 10^{19} m^{-3}$). Ce qui est cohérent avec nos résultats expérimentaux présentés dans la sous-section I.3 (étude de la chambre d'ionisation par spectrométrie d'émission).

3.3 Phénomènes de recombinaison

Tous les ions produits ne sortent pas directement de la chambre, la figure suivante représente respectivement les flux d'ions impactant les parois interne et externe.

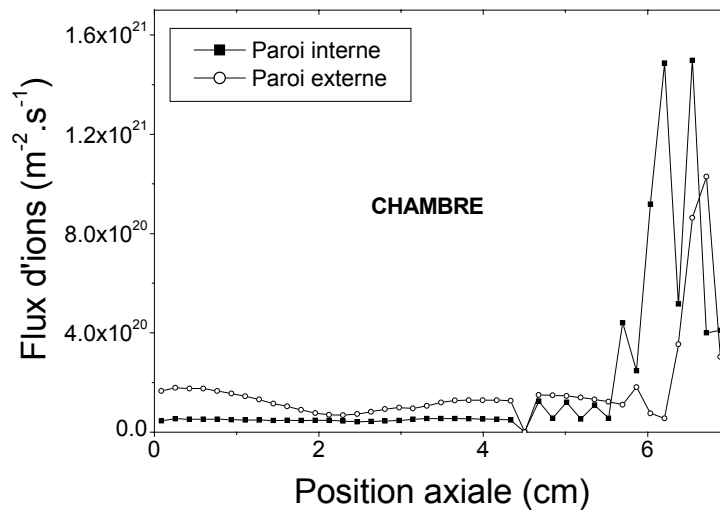


Figure IV.40 : Flux d'ions impactant les parois de la chambre en fonction de la position axiale.

On peut constater que le flux d'ions à la paroi est maximum à la transition entre le 1^{er} étage et le second étage ($1.6 \times 10^{21} m^{-3}$ pour la paroi interne et $1.1 \times 10^{21} m^{-3}$ pour la paroi externe). Il est intéressant de découper les parois de la chambre en différentes régions et de déterminer le courant d'ions qui sort dans chacune de ces régions. Pour ce faire, le flux d'ions est intégré à travers la surface d'impact.

Les régions que nous avons choisies pour intégrer le courant d'ions en surface sont :

- Paroi externe
- Paroi interne
- Paroi d'injection des atomes
- Paroi externe biseautée
- Paroi interne biseautée

Les résultats sont résumés sur la figure ci-dessus :

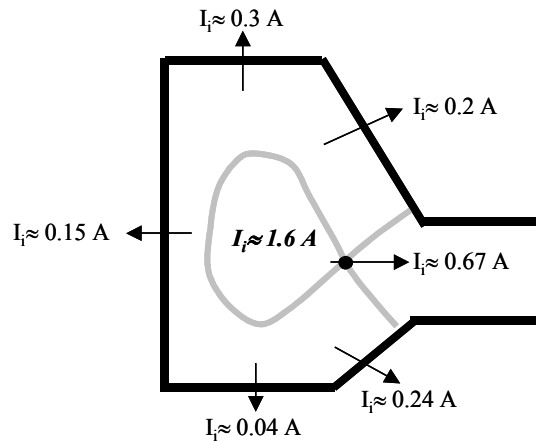


Figure IV.41 : Courants d'ions traversant les différentes parois et régions du 1^{er} étage du DSJET.

Nous pouvons vérifier que le courant d'ions total produit ($I_i=1.6$ A) est bien égal à la somme des courants d'ions perdus à la paroi et au courant d'ions qui sort de la chambre.

Discussion :

- Nous pouvons constater qu'une part non négligeable d'ions créés par ionisation atteint la paroi. Une différence nette s'observe entre la paroi interne et la paroi externe (I_i interne=0.04 A contre 0.3 A du côté externe). Cette différence est due principalement à la forte non-uniformité du champ magnétique dans la chambre. En effet, nous avons vu que le champ magnétique est plus important du côté des parois internes que des parois externes, de ce fait les électrons dérivent beaucoup plus facilement vers les parois externes et créent ainsi par des collisions avec les neutres des ions proches de cette paroi.
- Une part d'ions non négligeable impacte les parois biseautées et plus particulièrement proche de la transition chambre/canal (cela représente 80% des ions impactant cette partie de la chambre). La part d'ions atteignant ces régions n'est pas seulement due à la non uniformité de l'intensité du champ magnétique mais plutôt à la forme des lignes de champ magnétique proche de la transition chambre/canal. En effet, bien que ces ions créés se retrouvent piégés dans le puits et soient guidés vers le canal d'accélération, nous obtenons des courants d'ions impactant les parois biseautées externe et interne de respectivement 0.2 A et 0.24 A. Nous reviendrons plus en détail dans la section suivante sur l'importance de la forme des lignes de champ magnétique lorsque nous traiterons les phénomènes d'extraction.

En résumé, nous pouvons constater que la chambre d'ionisation est le siège de phénomènes de recombinaison importants. En effet, dans les conditions présentées, nous obtenons environ 58% d'ions recombinés. Ces ions recombinés vont donc constituer une nouvelle source d'atomes potentiellement ionisable, ainsi il est possible d'obtenir comme nous l'avons vu

précédemment dans la chambre un courant d'ions total (pour des conditions particulières) qui peut être supérieur au courant d'atomes fixé par le débit. Cela n'est pas réellement un problème en soi car l'intérêt principal est de pouvoir ioniser ce flux d'atomes avant qu'ils ne sortent de la chambre bien qu'il faille préciser que cela représente un coût énergétique pour les électrons. D'autre part, il est clair que le courant d'ions extrait vers le canal ne peut pas, lui, être supérieur au courant correspondant à l'ionisation totale des neutres. A noter que ces observations sont en accord qualitatif avec des mesures de sondes de courant réalisées en Russie. [Mir-03]

3.4 Collection des ions dans la chambre

Il est clair que si l'on veut que la chambre d'ionisation soit efficace, il faut qu'un pourcentage important des ions soit créé dans le puits. Dans le cadre du modèle, cela revient à déterminer la part d'ions créée entre la myxina et la « ligne de paroi » (proche de la paroi).

Le terme source d'ionisation est intégré suivant les lignes de champ magnétique λ avec comme borne d'intégration, la ligne passant par la myxina, la séparatrice et « la ligne de paroi » (notées respectivement λ_m , λ_s , λ_p) que l'on somme dans l'espace. On obtient alors une relation du type :

$$I_i = e \left(\iiint_{\lambda_s < \lambda < \lambda_m} S \cdot dV + \iiint_{\lambda_s < \lambda < \lambda_p} S \cdot dV \right) \quad (IV.12)$$

On obtient ainsi la part d'ions qui a été créée dans le puits. On déduit aisément la part d'ions créée hors du puits en retranchant au courant d'ions total produit le courant d'ions dans le puits. Nous obtenons, pour un courant d'électrons injecté et fixé à 0.5 A, 20-25% de création d'ions hors du puits et 75-80% d'ions créés dans le puit. Pour les conditions de simulation présentées, la densité de plasma obtenue, qui est représentée figure IV.42, met bien en évidence ce piégeage des ions dans le puits avec des densités au, centre du puits, de l'ordre de 7.10^{17} m^{-3} et ,hors du puits, de l'ordre de 8.10^{16} m^{-3} soit une différence d'un ordre de grandeur.

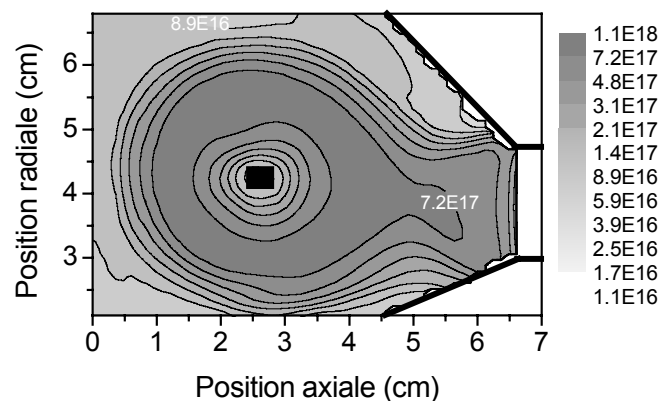


Figure IV.42 : Distribution moyennée sur 40 ms de la densité de plasma (m^{-3}), échelle Log. 3 décades.

Ceci peut sembler en contradiction avec le fait que 58% des ions se recombinent à la paroi. En réalité, la recombinaison des ions à la paroi serait la conséquence de deux phénomènes :

- La création d'ions hors du puits (principalement près des parois internes, externes et face d'injection qui représentent 20-25% de la production d'ions total).
- Une mauvaise extraction des ions à l'entrée du canal d'accélération (forte recombinaison proche de la transition paroi biseautée/ paroi canal, cf. figure IV.40).

Par la suite, il s'agira d'analyser le comportement de ce faisceau d'ions à l'entrée du canal avant leur extraction.

3.5 Conclusion partielle

L'objectif de cette section était de déterminer la production totale d'ions pour un courant d'électrons injecté à l'entrée de la chambre d'ionisation fixé.

Nous résumons ci-dessus les tendances observées concernant le piégeage et la collection des ions dans la chambre d'ionisation :

- Dans les conditions de fonctionnement étudiées, nous obtenons un bon confinement des ions dans la chambre d'ionisation comme le suggérait le concept du propulseur.
- Néanmoins, nous avons vu que la chambre d'ionisation est le siège de nombreuses recombinaisons d'ions à la paroi ($\approx 58\%$) notamment près de la région de transition entre l'étage d'ionisation et d'accélération. Cela constitue une nouvelle source d'atomes potentiellement ionisables.
- La forme des lignes de champ magnétique à l'entrée du canal joue un rôle important sur la focalisation des ions (nous rappelons que les lignes de B sont équipotentielles en première approximation). Nous allons nous intéresser à cet aspect dans les sections suivantes.

4. Extraction des ions - modèle auto-cohérent

Dans cette section, le couplage entre le modèle Monte-Carlo des électrons et le modèle hybride s'opère de manière auto-cohérente. Le courant d'électrons à injecter n'est plus fixé dans la simulation Monte-Carlo mais est déduit de la conservation du courant (équation II.16) et de la chute de potentiel dans le canal calculées par le modèle hybride. Pour limiter le temps de calcul, l'injection des électrons se fait sur quelques mm en aval de la transition 1^{er} étage/2nd étage (le champ magnétique peut atteindre dans le canal des valeurs de l'ordre de 300 G ce qui peut induire des temps de calcul très longs), ce qui est suffisant pour observer le comportement des ions à l'entrée du canal (figure IV.43).

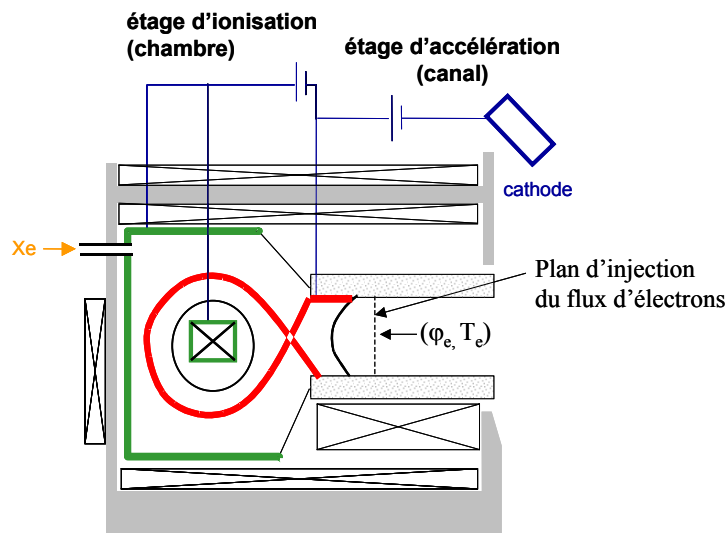


Figure IV.43 : Domaine de simulation. Le calcul comprend la chambre d'ionisation, une partie limitée du canal d'accélération (zone limitée par la ligne en pointillée) ainsi que la région d'interface ionisation/accélération (région du zéro de champ B).

Cette approche permet d'étudier la collection des ions dans le 1^{er} étage et leur comportement à l'entrée du canal. De plus, cela permet d'analyser l'extraction des ions du 1^{er} étage vers le 2nd étage. Cette étude se basera sur deux questions majeures :

- Quel est le comportement des ions proche des parois du propulseur ?
- Comment s'effectue l'extraction des ions dans le canal ?

4.1 Couplage avec le calcul auto-cohérent du courant d'électrons

Ici, le couplage tient compte de la chambre d'ionisation et du canal d'accélération. Le critère en énergie énoncé dans la sous-section IV.3 est également utilisé pour ce couplage auto-cohérent. Le processus d'itérations est le même que dans la sous-section IV.3. Par contre, le courant d'électrons à injecter dans le modèle Monte-Carlo n'est plus fixé mais est déduit du modèle hybride (conservation de courant + chute de potentiel dans le canal). En revanche, les électrons sont toujours tirés aléatoirement suivant une maxwellienne de température électronique T_e donnée (ici, $T_e = 15$ eV) mais à une position axiale fixe $x=7$ cm (position dans le canal, cf. figure IV.43) et radialement entre $r=3.03$ cm et $r=4.53$ cm (respectivement rayons interne et externe du canal).

4.2 Illustration du fonctionnement statique du DSHET

Conditions de la simulation

Les conditions de simulation sont un puits de potentiel (ou tension d'ionisation) de 30 V, une tension d'accélération de 300 V, un débit massique de 2.5 mg/s. On rappelle que la distribution de potentiel électrique et la densité de neutres sont calculées par le modèle hybride. La topologie magnétique utilisée dans les simulations est la même que celle représentée figure IV.38.

Transition de mobilité

Concernant le canal d'accélération, nous ajoutons les coefficients empiriques liés aux paramètres de transport « anormal » ($\alpha=1$, $\alpha_e=0.7$, $k=0.2$ similaire aux valeurs utilisées pour la simulation du SPT-100). Il est important de noter que nous n'incluons pas de mobilité « anormale » dans la chambre d'ionisation (cf. discussion sur la forte conductivité dans le 1^{er} étage de la sous-section III.3). De ce fait, nous distinguons deux régions dans le modèle :

- Une région de mobilité « anormale » (canal d'accélération).
- Une région sans mobilité « anormale » (chambre d'ionisation).

N'ayant pas d'évidences à ce sujet, la frontière entre les deux régions est un peu arbitraire. Nous l'appliquons sur une ligne de champ magnétique qui se trouve près de l'entrée du canal comme cela est représenté sur la figure IV.44.

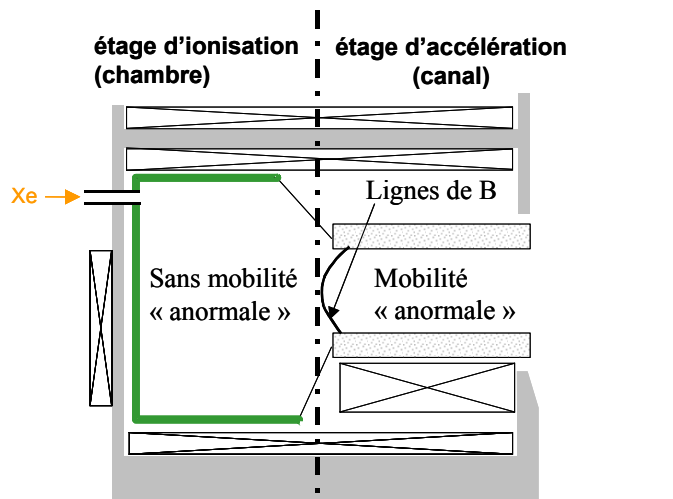


Figure IV.44 : Transition de mobilité entre les deux étages. Non prise en compte de la mobilité « anormale » dans la chambre d'ionisation. Prise en compte de la mobilité « anormale » dans le canal d'accélération. La frontière est appliquée sur une ligne de champ magnétique située près de l'entrée du canal.

Néanmoins, nous pouvons tout de même obtenir des résultats qualitatifs sur le fonctionnement de la décharge. Par ailleurs, de manière à être cohérent avec le modèle hybride, nous rajoutons dans le modèle Monte-Carlo un processus collisionnel qui caractérise le paramètre « anormal » α (avec une fréquence caractéristique de 10^7 s^{-1}) dans l'étage d'accélération uniquement.

La simulation Monte-Carlo/Hybride se fait sur 40 ms afin d'obtenir un état stationnaire. La figure IV.45 représente la norme du champ magnétique ainsi que les lignes de champ dans le DSHET.

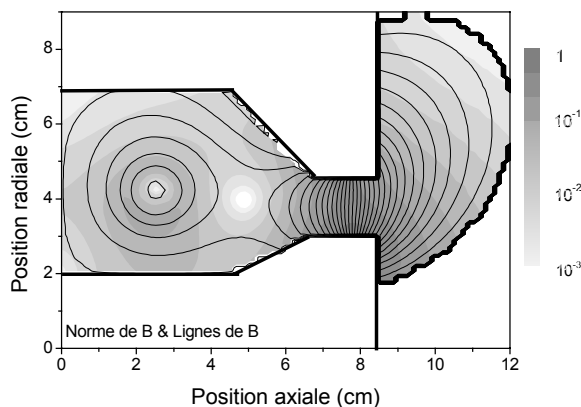


Figure IV.45: Norme du champ magnétique B (u.a) et lignes de champ magnétique.

Le circuit magnétique du DSHET génère en sortie une lentille magnétique quasi radiale. Entre l'entrée du canal et un cm avant la sortie du propulseur, les lignes de champ magnétique sont convexes de sorte à focaliser les ions dès la sortie de la chambre d'ionisation. Le champ magnétique est maximum en sortie (typiquement 300 G) mais il est loin d'être négligeable près de l'anode du second étage (typiquement 100 G). Nous obtenons ainsi un gradient de champ magnétique très fort entre l'entrée de la chambre et dans la région du zéro de champ B (typiquement on obtient 100 G/cm).

Fonctionnement

Les profils 2D (pour les conditions de fonctionnement énoncées plus haut) des différentes grandeurs caractéristiques sont représentés figure IV.46.

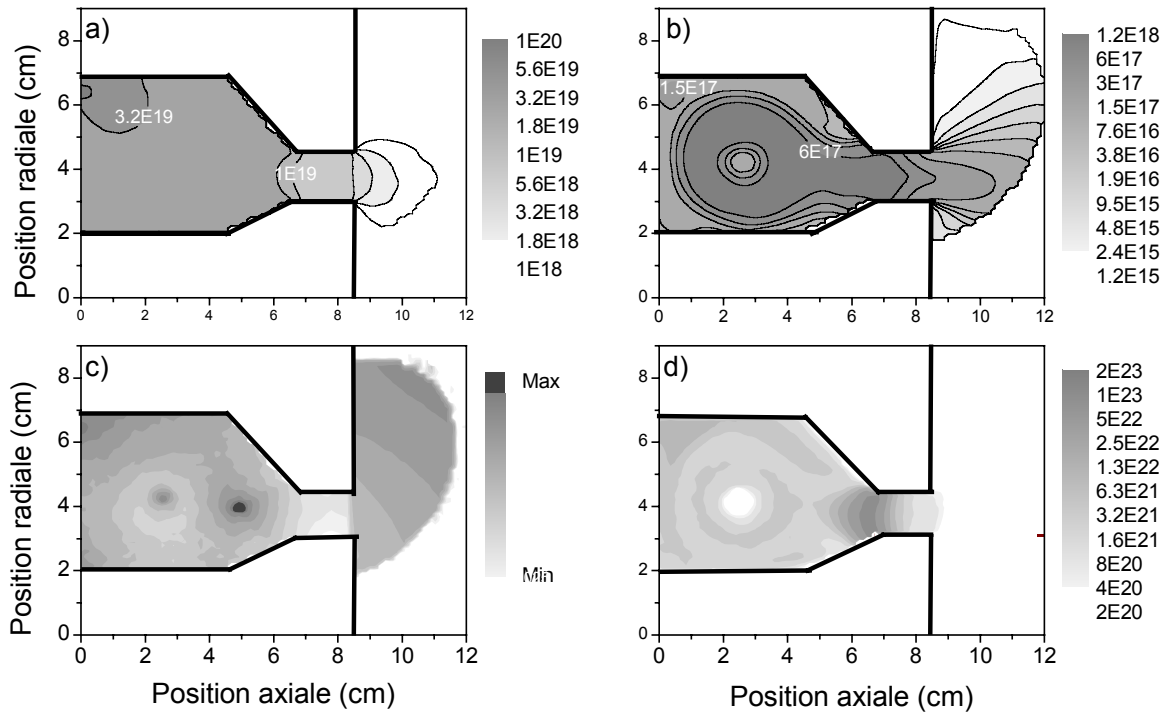


Figure IV.46 : Profils 2D (moyennés sur 40 ms) des différentes grandeurs caractéristiques du système. a) Densité de neutre (m^{-3}) Log.2 décades ; b) Densité de plasma (m^{-3}) Log.3 décades ; c) Conductivité des électrons au travers des lignes de B ($\Omega^{-1}.m^{-1}$) ; d) Terme source d'ionisation ($m^{-3}.s^{-1}$) Log. 3 décades .

Le courant d'électrons, déduit du modèle hybride, qui est injecté dans le modèle Monte-Carlo est de 0.3 A. L'ionisation du flux de gaz par collisions électroniques est très efficace. En effet 90% du flux de gaz est ionisé. On peut noter, que le terme source d'ionisation est non-uniformément réparti dans le propulseur. Tout d'abord nous pouvons constater que le terme source d'ionisation est maximal proche de la transition ($\approx 10^{23}m^{-3}$, cf. figure IV46d). Une partie de l'ionisation se produit également dans le canal (nous verrons par la suite les phénomènes principaux qui en sont à l'origine). Dans la chambre, l'ionisation est plus intense en haut du puits avec des valeurs de l'ordre $5 \times 10^{22} m^{-3}$ contre $1 \times 10^{22} m^{-3}$ au centre de la chambre, et également plus intense du côté des parois externes que des parois internes. La conductivité électronique est plus grande vers les parois externes (cf. figure IV46c), conséquence de la topologie magnétique. La densité de gaz décroît linéairement de l'injection vers l'entrée du canal (cf. figure IV46a), elle chute un peu moins d'un ordre de grandeur dans la chambre de manière homogène (de $1.4 \times 10^{20} m^{-3}$ à $2 \times 10^{19} m^{-3}$).

La densité de plasma est maximum au centre de la chambre ($\approx 6 \times 10^{17} m^{-3}$, cf. figure IV46b) et décroît vers le haut du puits ($\approx 2 \times 10^{17} m^{-3}$), ce qui est cohérent avec les résultats expérimentaux présentés sur la figure IV5a. On constate le bon piégeage des ions grâce au puits de potentiel représenté figure IV.47. Nous soulignons que la transition de mobilité que nous avons fixée près de l'entrée du canal peut influencer la distribution du potentiel électrique comme on peut le constater sur la figure IV.47.

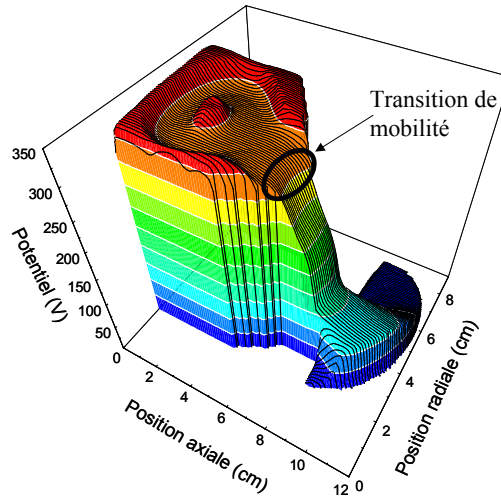


Figure IV.47 : Distribution du potentiel électrique (V).

Discussion sur la distribution du potentiel électrique

Avant leur extraction de la chambre, les ions sont piégés dans le puits de potentiel avec des vitesses principalement transverses ; lorsqu'ils arrivent près de l'entrée du canal, le fort gradient de champ magnétique permet de générer un champ électrique axial fort qui permet de convertir leur vitesse transverse en vitesse longitudinale et ainsi les extraire et les accélérer vers la sortie du propulseur comme cela est illustré sur la figure IV.48. L'extraction des ions contrôle la densité de plasma dans la chambre et donc la conductivité électronique.

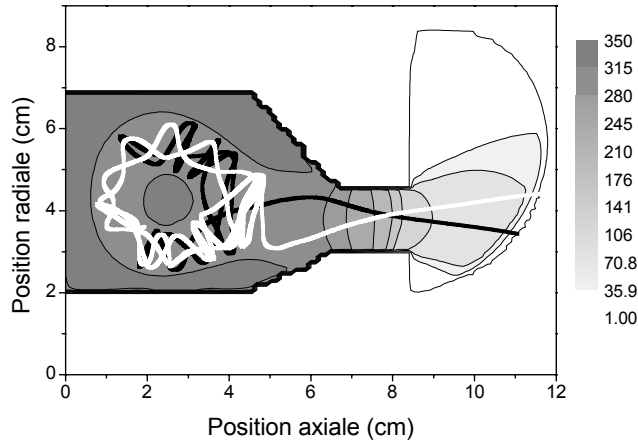


Figure IV.48 : Distribution de potentiel 2D (V) et exemples de trajectoires ioniques.

A noter que, selon l'idée développée par certains auteurs russes, les ions sont piégés dans le puits de potentiel et que ce puits est formé de telle manière que la distance notée h d' « oscillations » des ions (i.e la distance entre l'anode myxina et l'anode paroi métallique) augmente vers la région de zéro de champ B . Ainsi, dans cette structure de potentiel particulière, le produit $V_{i,\perp} \times h$ reste constant où $V_{i,\perp}$ est la vitesse transverse des ions [Mir-01]. A l'entrée du canal d'accélération, les ions perdent leur vitesse transverse en vertu de l'invariance du produit $V_{i,\perp} \times h$ ($V_{i,\perp}$ diminue car la distance h augmente) et la convertissent en vitesse longitudinale comme cela est représenté sur la figure IV.49.

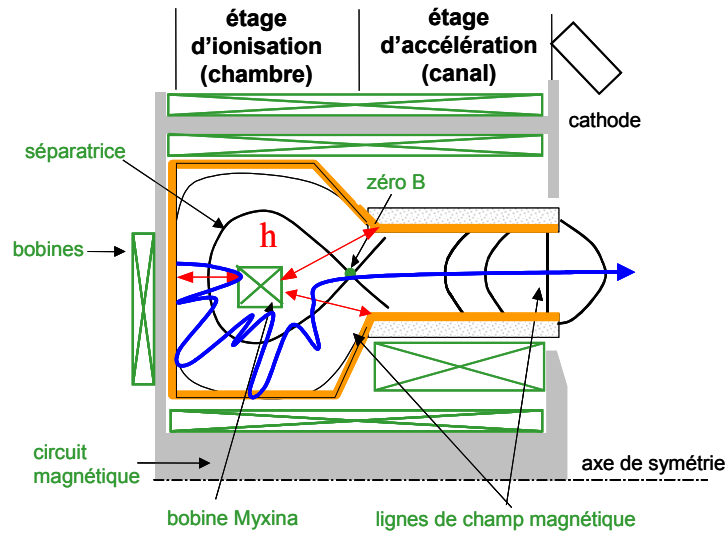


Figure IV.49 : Représentation schématique de la conversion de la vitesse transverse des ions en vitesse longitudinale suivant la distance h entre la myxina et la paroi métallique. Le produit $V_{i,\perp} \times h$ reste constant.

Toutefois, il nous semble que cette contrainte sur la structure du potentiel électrique ne soit pas nécessaire pour extraire efficacement les ions. Comme nous l'avons évoqué plus haut, c'est la création du champ électrique à l'entrée du canal d'accélération qui permet de convertir la vitesse transverse des ions en vitesse longitudinale. Et cela se fait indépendamment d'une structure particulière du puits de potentiel. Ici, dans la simulation présentée, nous obtenons un puits de potentiel de 25 V (cf. figure IV.48). La chute de potentiel entre la position du zéro de champ B et l'entrée du canal d'accélération est de 60 V. Ainsi, le champ axial est suffisamment grand pour extraire les ions de la chambre d'ionisation vers le canal d'accélération.

Répartition de l'ionisation dans le moteur

Nous avons vu qu'une partie de l'ionisation se produit également dans le canal avec un pic de $\approx 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Néanmoins, nous devons tenir compte du volume relatif des deux étages. En effet, le volume de la chambre est beaucoup plus important que celui du canal, c'est pourquoi il est nécessaire de mieux quantifier ce pourcentage d'ions créés dans le canal. En intégrant le terme source dans la chambre et dans le canal, on obtient 90% d'ions créés dans la chambre et 10% d'ions créés dans le canal pour une efficacité d'ionisation totale de 90%.

Par ailleurs, ceci semble en cohérence avec le courant d'électrons calculé qui est de 0.3 A (valeur moyennée dans le temps) ce qui représente une efficacité d'accélération de 87% (rapport entre le courant d'ions et le courant de décharge). Le courant de décharge est de 1.9 A. Il est bon de rappeler que ces résultats ont été obtenus pour une configuration magnétique donnée et pour une transition de mobilité entre les deux étages fixée.

4.3 Extraction des ions et recombinaison à la paroi

Comme cela a été fait dans la section III.3, nous allons calculer le courant d'ions qui sort des différentes régions du moteur. Les résultats sont résumés sur la figure IV.50:

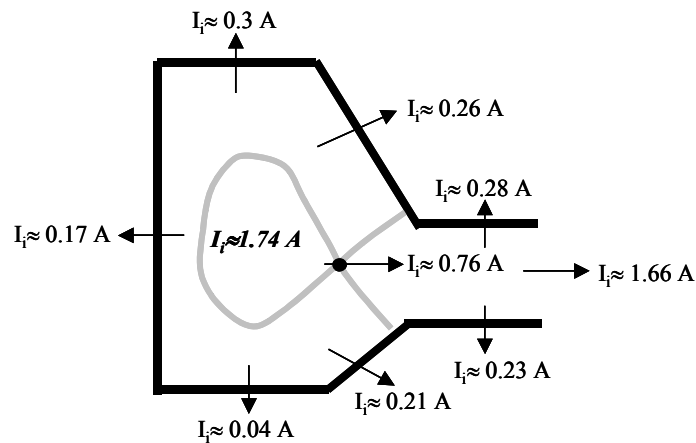


Figure IV.50 : Courants d'ions traversant les parois pour les différentes régions du moteur.

Nous constatons que le courant d'ions aux parois est important au niveau des zones biseautées ($\approx 0.47\text{A}$ dont 80% se retrouve près de l'entrée du canal). Une part importante d'ions atteint également les parois du canal ($\approx 0.51\text{A}$). La raison est, comme nous l'avons suggérée précédemment, principalement liée à la forme des lignes de champ près de l'entrée. En effet lorsque qu'on observe les lignes de champ magnétique représentées sur la figure IV.39, elles sont beaucoup moins incurvées près de l'entrée du canal, ainsi beaucoup de lignes de champ B tendent à être perpendiculaires à la paroi et non tangentes (on rappelle que les lignes de champ magnétique sont équipotentielles en première approximation). Une partie des ions piégés dans le puits de potentiel sont certes accélérés par le champ électrique mais dirigés vers les parois biseautées du 1^{er} étage, et peuvent donc recombinaison à la paroi. Une partie de cette nouvelle source d'atomes peut être ainsi réionisée dans le canal. Bien que ces ions créés par réionisation n'aient pas une incidence en terme d'érosion (ces ions qui atteignent les parois ont des énergies de l'ordre de 20 eV), ils peuvent avoir des conséquences sur la divergence du faisceau d'ions.

4.4 Conclusion partielle

L'objectif de cette étude était d'analyser l'extraction des ions à l'entrée du canal d'accélération.

- Le champ électrique axial à l'entrée du canal d'accélération permet de convertir la vitesse transverse des ions en vitesse longitudinale.
- Néanmoins, nous avons pu remarquer que de nombreux ions impactent les parois biseautées de la chambre et les parois du canal. Ce qui souligne une mauvaise extraction des ions vers l'entrée du canal. Les conséquences se ressentent principalement en terme de divergence et de mauvaise focalisation des ions en sortie de propulseur.
- De plus, bien que l'on trouve 90% d'ionisation dans la chambre et 10% dans le canal, il est possible d'obtenir pour d'autres conditions de débits et de tension des répartitions différentes (non représentés ici). Cela peut réduire le découplage entre les processus d'ionisation et d'accélération et en conséquence réduire la flexibilité du propulseur à fonctionner en différents modes.
- La raison principale de cette mauvaise extraction est la topologie magnétique et précisément la forme des lignes de champ magnétique près de l'entrée du canal. Cette discussion sur la configuration magnétique est l'objet de la section suivante.

5. Influence de la configuration magnétique sur le fonctionnement du moteur- Modèle auto-cohérent

Dans cette section, nous allons nous intéresser à l'influence de la configuration magnétique sur le fonctionnement du moteur, et plus particulièrement sur ses conséquences sur les éléments clefs de la décharge tels que l'ionisation du flux de gaz et l'extraction des ions. Nous utiliserons le modèle auto-cohérent (calcul du courant d'électrons déduit du modèle hybride) pour cette étude.

Les conditions de simulation sont un puits de potentiel (ou tension d'ionisation) de 30V, une tension d'accélération de 300 V, un débit massique de 2.5 mg/s (ce qui correspond à un courant de 1.85 A si tous les atomes sont ionisés), une énergie d'entrée des électrons tirée aléatoirement suivant une maxwellienne de température $T_e=15$ eV à une position axiale fixe $x=7$ cm (dans le canal d'accélération, cf. figure IV.43) et radialement entre $r=3.03$ cm et $r=4.53$ cm (rayons interne et externe du canal).

5.1 Configuration magnétique

La figure IV.51 présente les trois configurations magnétiques sur lesquelles nous allons baser notre étude ainsi qu'une coupe axiale du champ magnétique dans le plan médian du canal ($r=38$ mm). Nous les noterons respectivement cas1 (que l'on a étudié dans la sous-section III.4, cf. figure IV.38), cas2 et cas3.

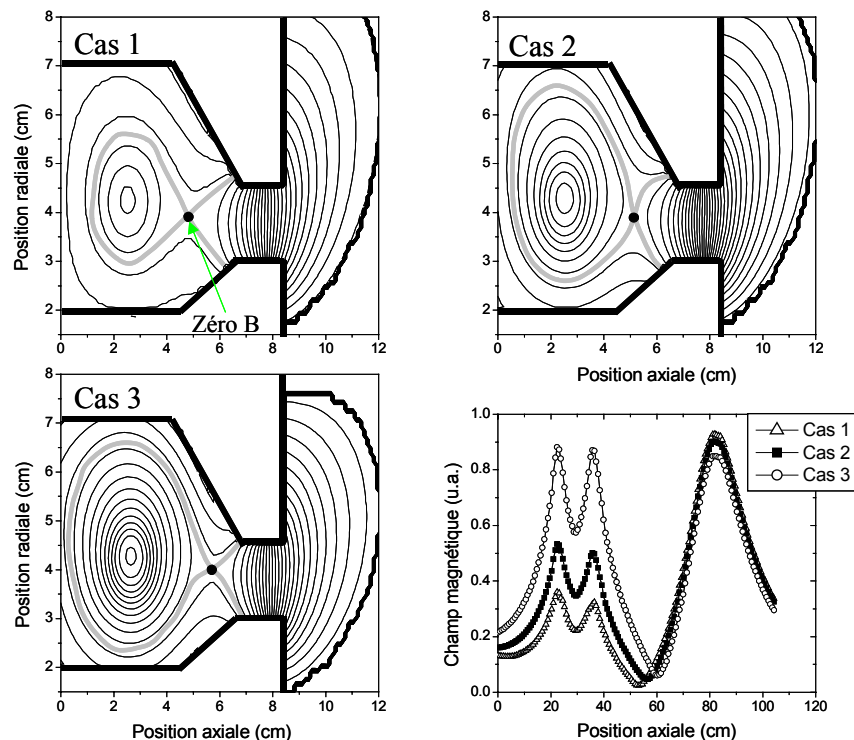


Figure IV.51 : Topologie magnétique pour les 3 cas d'étude. Séparatrice en gris. a) Cas1 ; b) Cas2 ; c) Cas3 et d) Coupe axiale du champ magnétique pour $r=38$ mm (milieu du canal).

Nous avons uniquement fait varier le courant de bobine de la myxina (avec de légers ajustements des autres bobines, notamment pour éviter que la séparatrice intercepte les parois) pour les configurations suivantes. Cas1, Cas2 et Cas3 correspondent à une variation croissante du courant de bobine de la myxina.

La diminution du courant de bobine dans la myxina réduit l'intensité du champ magnétique dans la chambre (du côté des parois internes, on obtient une intensité du champ magnétique sur la séparatrice de l'ordre de 100 G pour le cas1 contre 150 G pour le cas2).

De plus, la forme des lignes de champ magnétique est fortement modifiée. En effet, prenons l'exemple du cas1 et du cas3 : si l'on augmente le courant de bobine de la myxina, on déplace la séparatrice vers les parois

D'autre part, en variant le courant de bobine dans la myxina, nous pouvons modifier la position axiale du zéro de champ B dans la chambre (lorsque qu'on augmente le courant, on déplace le zéro de champ près de l'entrée du canal). Dans les configurations magnétiques présentées, les positions axiales du zéro de champ B du cas1, cas2 et du cas3 sont espacées respectivement d'environ 5 mm. Les conséquences de ces positions particulières sont les suivantes :

- Lorsque le zéro de champ se rapproche de l'entrée du canal, les lignes de champ magnétique se courbent plus facilement et tendent à être tangentes à la paroi (cf. cas1 et cas3).
- La position du zéro de champ modifie le gradient de champ magnétique près de la transition 1^{er} étage et 2nd étage (par exemple, on obtient près de l'entrée du 2nd étage un champ magnétique de 65 G pour le cas3 contre 100 G pour le cas1).
- La topologie magnétique est légèrement modifiée en sortie (une différence de 10% sur le champ magnétique au milieu et en sortie du canal pour le cas1 et le cas3). Ainsi, l'hypothèse d'utiliser les mêmes coefficients empiriques ($\alpha=1$, $\alpha_e=0.7$, $k=0.2$) caractérisant le transport anormal pour les trois configurations magnétiques étudiées dans le canal d'accélération est raisonnable.

5.2 Ionisation du flux de gaz

Distribution spatiale de l'ionisation dans le propulseur

La figure IV.52 représente la distribution spatiale de l'ionisation pour les configurations magnétiques cas1, cas2 et cas3. Nous représentons également une coupe radiale du potentiel électrique dans la chambre pour $x=2.6\text{cm}$ (cf. figure IV52d).

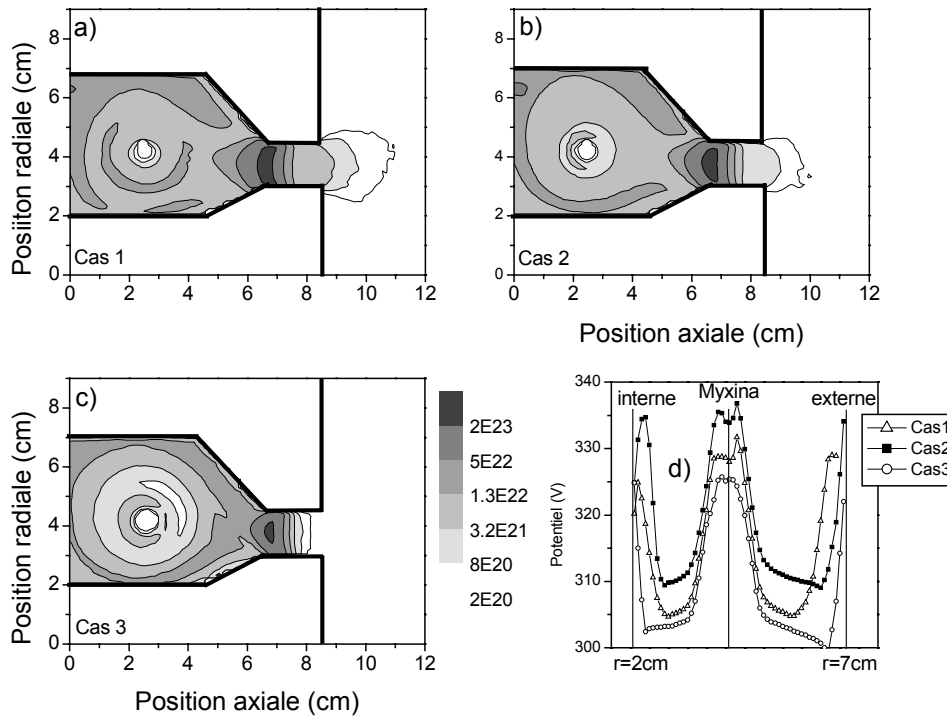


Figure IV.52 : Terme source d'ionisation ($m^{-3}s^{-1}$). a) cas1 ; b) cas2 ; c) cas3. d) coupe radiale du potentiel électrique pour $x=2.6$ cm. a), b) et c) sont à la même échelle (Log. 3 décades).

La distribution spatiale de l'ionisation est différente suivant les topologies magnétiques. Si l'on regarde le cas1 et le cas3, on peut constater que l'ionisation se fait principalement du côté des parois de la chambre pour le cas 3 alors qu'elle est relativement plus homogène pour le cas 1. Cette répartition est principalement due à la forme de la distribution du potentiel électrique et en particulier à la position de la séparatrice dans la chambre d'ionisation. Dans le cas 3, la séparatrice est très proche de la paroi, ainsi la chute de potentiel entre la ligne de paroi et la séparatrice est extrêmement raide comparée à la chute de potentiel entre la séparatrice et la myxina.

Les conséquences de la structure du potentiel sont importantes car nous obtenons, avec le modèle, respectivement pour le cas1, cas2 et cas3 des efficacités d'ionisation de 90%, 86% et 56%.

Répartition de l'ionisation dans le propulseur

Le tableau IV.5 représente la part d'ionisation dans la chambre et dans le canal pour une efficacité d'ionisation donnée pour les trois conditions de configurations magnétiques.

	Efficacité d'ionisation	% dans la chambre	% dans le canal
Cas1	90	90	10
Cas2	86	85	15
Cas3	56	76	24

Tableau IV.5 : Répartition de l'ionisation dans le DSHET pour les trois configurations magnétiques étudiées.

L'efficacité d'ionisation est faible pour le cas 3 (56%). Le flux d'atomes non ionisé dans la chambre peut se diviser en deux groupes : le premier groupe va sortir du canal sans être ionisé ce qui explique la faible efficacité d'ionisation, le second groupe peut être ionisé dans le canal

par le flux d'électrons fourni par la cathode externe ce qui explique en partie une part d'ionisation non négligeable dans le canal d'accélération (nous étudierons les phénomènes d'extraction dans la sous-section 5.4).

Discussion sur l'équipotentialité des lignes de champ magnétique dans l'étage d'ionisation

Nous devons être prudent sur les comparaisons entre les différentes distributions spatiales de l'ionisation obtenues avec les modèles. L'analyse comparative entre les différents cas est seulement qualitative. En augmentant le courant de bobine de la myxina, la séparatrice se déplace du côté des parois. La séparatrice représente le minimum de potentiel, ce qui induit une dissymétrie de la distribution de potentiel électrique que l'on observe pour le cas 2 et plus particulièrement pour le cas 3 (cf figure IV52d). La forme de cette distribution n'est réaliste que si les lignes de champ magnétiques tendent à être équipotentielles. Mais, il est possible qu'un écart se produise lorsque la séparatrice est située près des parois (le champ magnétique peut être très faible dans ces régions). Néanmoins, avec l'hypothèse de Morozov, nous ne pouvons pas à l'heure actuelle vérifier ce fait. Il est clair qu'une amélioration du calcul du potentiel électrique permettrait de fournir des éléments de réponse à ce problème.

5.4 Extraction des ions

Flux d'ions à la paroi et recombinaison

Les figures ci-dessous représentent les courants d'ions traversant les différentes parois du propulseur pour les trois configurations magnétiques étudiées.

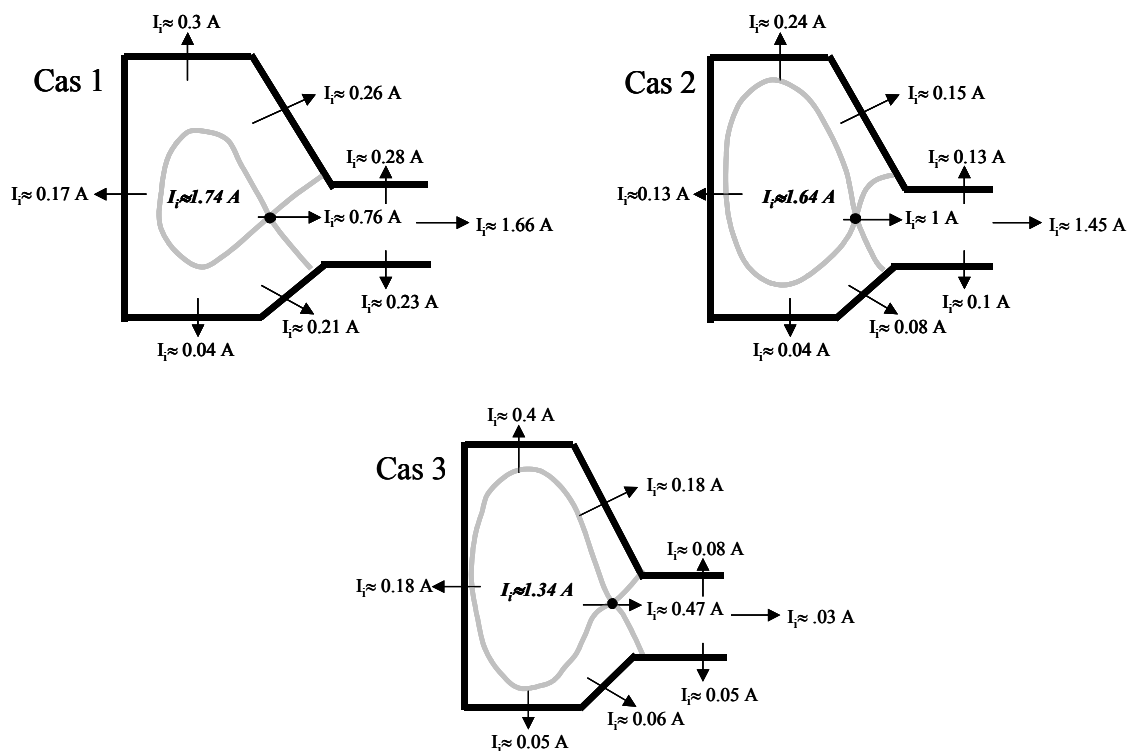


Figure IV.53 : Courants d'ions traversant les parois pour les différentes régions du moteur et pour les différentes configurations magnétiques étudiées.

Nous pouvons constater qu'une part importante d'ions impacte la paroi externe du 1^{er} étage pour le Cas3 (≈ 0.40 A contre ≈ 0.24 A pour le cas2), conséquence de la structure du potentiel

(la chute de potentiel entre la séparatrice et les parois métalliques du 1^{er} étage est abrupte pour le cas 3).

Nous pouvons remarquer que très peu d'ions impactent la paroi vers l'entrée du canal pour les cas2 et cas3 comparés au cas1 (coté externe, ≈ 0.28 A pour le cas1 contre ≈ 0.08 A pour le cas2). Cela est directement lié à la forme des lignes de champ près de l'entrée du canal. Néanmoins, il est important de regarder également la forme du faisceau ionique à l'entrée du canal d'accélération, car les flux d'ions sortants ne sont pas les mêmes pour les trois configurations magnétiques.

Extraction des ions

La distribution spatiale des ions dans le plan (x, r) nous donne des indications sur la forme du faisceau d'ions dans le DSHET, en particulier dans la région située entre le zéro de champ et l'entrée du canal d'accélération (zone que l'on peut qualifier de « zone de transition »). Nous représentons également sur la figure IV.54 les variations axiales du profil de potentiel électrique au milieu du canal ($r=38$ cm) pour les différentes configurations magnétiques.

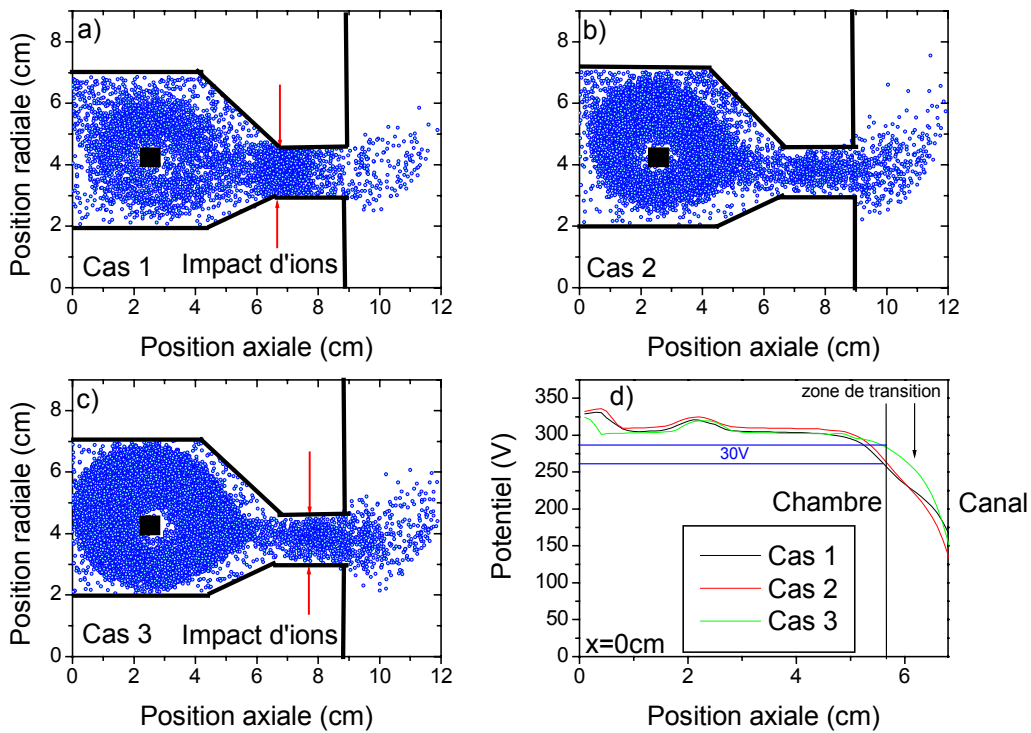


Figure IV.54 : Distribution des ions dans le plan (x,r). a) Cas1 ; b) Cas2 ; c) Cas3. d) Coupe axiale du potentiel électrique pour $r=38$ mm (milieu du canal).

Comme nous l'avons évoqué dans la sous-section 5.1, nous avons modifié la topologie magnétique en variant le courant de bobine de la myxina. En augmentant ce courant, nous déplaçons la position axiale du zéro de champ B près du canal d'accélération. Nous modifions également la forme des lignes de champ magnétique dans la chambre d'ionisation comme nous l'avons montré sur la figure IV.52.

Nous notons des différences dans la distribution des ions pour les trois cas dans la région qualifiée de « zone de transition » :

- Le cas1 présente une ouverture du faisceau d'ions dans la région de transition plus large que le cas3. Cela est principalement dû à la forme des lignes de champ

magnétique qui intercepte les parois biseautées dans cette région. Beaucoup d'ions atteignent ces parois biseautées et peuvent créer une nouvelle source d'atomes potentiellement ionisable dans le canal comme on peut le constater sur la figure IV53a.

- Le Cas3 présente une ouverture du faisceau d'ions plus étroite que le cas 1. Les lignes de champ magnétique sont pratiquement tangentes aux parois, ce qui permet de guider correctement les ions de la chambre d'ionisation vers l'entrée du canal d'accélération (cf. figure IV53c). Par contre, dans ce cas, la position du zéro de champ B est plus proche du canal. Le gradient de champ magnétique est plus important et le potentiel électrique chute plus profondément dans le canal que le cas1 comme cela est illustré sur la figure IV53d. Par conséquent, beaucoup d'ions n'ont pas le temps de convertir leur vitesse transverse en vitesse longitudinale et atteignent les parois du canal où ils peuvent recombiner (cf. figure IV47c).

Le cas2 semble être un cas intermédiaire entre le cas1 et le cas3. L'extraction est l'association de deux phénomènes :

- la forme des lignes de champ magnétique pour assurer le transport des ions de la chambre vers l'entrée du canal
- la position du champ électrique pour assurer la conversion de la vitesse transverse en vitesse longitudinale et donc l'éjection des ions dans le canal.

Le paramètre qui joue sur ces deux éléments est la position du zéro de champ B dans la chambre d'ionisation.

5.4 Conclusion partielle

Nous voyons à travers cette étude l'importance de la configuration magnétique sur le fonctionnement du moteur, en particulier sur les trois points clefs que sont l'ionisation du gaz, la collection et l'extraction des ions.

- La structure magnétique du cas1 dans la chambre permet une très bonne ionisation du flux de gaz (90%), une bonne conversion de la vitesse transverse des ions en vitesse longitudinale mais les ions ne sont pas guidés correctement à cause de la forme des lignes de champ près de l'entrée du canal qui mène à une forte ré-ionisation des ions qui recombinent à la paroi (plus de 0.5 A d'ion impacte les parois biseautées).
- La configuration magnétique du cas3 présente une très mauvaise ionisation (56%). La position du zéro de champ est placée à une position critique au delà de laquelle la conversion de la vitesse transverse des ions en vitesse longitudinale n'est pas bonne (beaucoup d'ions peuvent atteindre les parois du canal et être ré-ionisés) ce qui limite l'efficacité d'extraction.
- La configuration magnétique du cas2 s'avère être un bon compromis entre ionisation, extraction (guidage+conversion de la vitesse) des ions. La figure IV.55 résume les différents processus ioniques se produisant dans le propulseur DSHET.

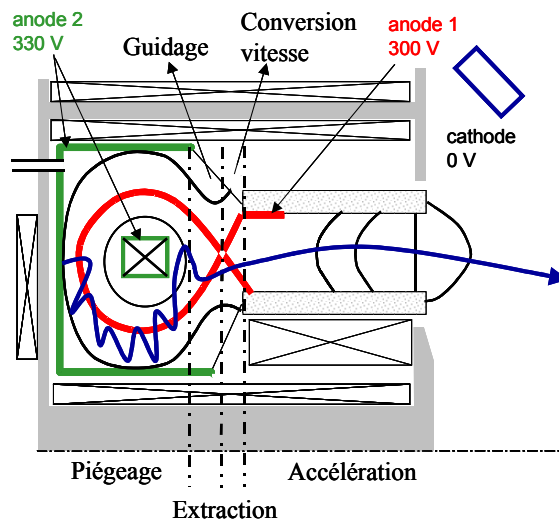


Figure IV.55 : Représentation schématique des processus ioniques dans la décharge du DSHET.

V. Conclusion et perspectives

Nous avons rappelé les raisons pour lesquelles la communauté de la propulsion s'intéresse de plus en plus au concept de Double Etage où l'on sépare les deux grandes fonctions d'un propulseur à Effet Hall classique à savoir l'ionisation et l'extraction. La possibilité de travailler en plusieurs modes (mode forte impulsion spécifique/faible poussée et mode forte poussée/faible impulsion spécifique), la création d'un plasma fortement ionisé, un meilleur contrôle de la trajectoire des ions ont été évoqués. Nous nous sommes focalisés sur un concept original d'un propulseur à Effet Hall à Double Etage basé sur le confinement magnétique. Le propulseur est proposé et breveté par SNECMA. Le propulseur utilise une chambre d'ionisation basée sur le principe de confinement magnétique « Galathea » alors que l'étage d'accélération est similaire à un HET classique. La conjonction des deux étages se fait à l'aide d'une électrode intermédiaire qui joue à la fois le rôle de cathode du 1^{er} étage et d'anode du second étage. Nous avons présenté quelques résultats expérimentaux réalisés à l'institut MIREA en Russie ainsi qu'au Laboratoire d'Aérothermique à Orléans pour illustrer le principe de fonctionnement.

Modélisation du propulseur

Une grande part de ce chapitre a été consacrée à la modélisation de ce type de propulseur. Vu la complexité du système, différentes investigations ont été menées pour comprendre certains aspects de la physique de ce moteur.

Dans un premier temps, nous avons adapté le modèle hybride 2D pour prendre en compte la chambre d'ionisation dans nos simulations. Nous avons gardé un traitement fluide pour les électrons. Bien que certains aspects du modèle soient en accord qualitatif avec le concept proposé tels que l'établissement du puits de potentiel, le piégeage des ions dans ce puits, certaines hypothèses restent trop simples pour pouvoir prétendre étudier complètement la décharge de ce moteur. C'est pourquoi nous avons développé par la suite un modèle Monte-Carlo des électrons pour améliorer notamment le calcul du terme source d'ionisation dans la chambre d'ionisation. Nous avons pu montrer que la configuration magnétique (intensité, forme des lignes de champ magnétique et position du zéro de champ magnétique) influence fortement les processus d'ionisation et d'extraction du propulseur. Néanmoins, certains

aspects de la décharge ne sont pas clairs et nécessiteraient des études expérimentales approfondies.

Une question fondamentale dans le fonctionnement de la décharge a été mise en valeur au cours de cette étude.

Quel est le courant d'entrée des électrons dans le 1^{er} étage ? Leur énergie ?

Il nous semble que les deux paramètres (courant et énergie) contrôlent l'ionisation et le maintien du puits de potentiel dans l'étage d'ionisation. Ces paramètres sont intimement liés à l'origine de ces électrons (est-ce qu'ils proviennent directement de la cathode externe ou d'une électrode émissive ?).

1^{er} aspect : ionisation du flux de gaz

Dans le cas où le courant fourni à l'entrée de la chambre est faible (≈ 1 A), nous avons montré à l'aide du modèle Monte-Carlo qu'il était nécessaire que l'énergie initiale des électrons soit grande pour ioniser efficacement le flux de gaz. Ce cas peut représenter une source d'électrons fournie par la cathode externe. En effet, le courant dans le canal est fortement limité par le champ magnétique (typiquement 300 G en sortie et 100 G près de la région anodique) ; de plus on peut s'imaginer que ces électrons entrent dans la chambre avec de grandes énergies (tension appliquée dans le canal de 300 V) bien qu'on n'ait aucune certitude sur le bilan énergétique dans le canal.

Si l'on utilise une électrode émissive dans la chambre (ou plus généralement une source d'électrons supplémentaire), on peut fournir un courant plus fort dans la chambre, ce qui permet également d'ioniser efficacement le flux de gaz avec des énergies initiales faibles.

Dans les deux cas, il est possible d'obtenir une bonne ionisation du flux de gaz. Le problème est plus délicat concernant l'extraction des ions.

2nd aspect : puits de potentiel et extraction des ions

Due à la grande conductivité électronique dans la chambre prédite par le modèle, l'existence d'un puits de potentiel dans le plasma mène à des forts courants électroniques (> 20 A vers les parois). La forte conductivité dans la chambre semble être liée à la topologie magnétique particulière dans la chambre (forte non-uniformité de l'intensité du champ magnétique).

Dans le cas où le courant d'entrée dans la chambre est faible (i.e. provenant de la cathode extérieure), le plasma s'arrange pour empêcher un grand courant d'électrons vers les parois. Il semble dans ces conditions que le puits de potentiel ne s'établit pas. En revanche, une source d'électrons supplémentaire (fournie par exemple par une électrode émissive) pourrait permettre de maintenir le puits de potentiel malgré la forte conductivité électronique de la séparatrice vers les parois.

Les études menées pour un peu mieux comprendre ces aspects semblent indiquer que l'existence d'un puits de potentiel ne soit pas compatible avec l'injection d'un petit courant d'électrons dans la chambre.

Régime de fonctionnement du moteur ?

A l'heure actuelle, nous ne connaissons pas réellement le régime de fonctionnement du moteur à savoir quel est le courant d'électrons qui entre dans la chambre ? Quelle est leur énergie ?

Différents scénarii possibles du fonctionnement de la décharge peuvent être proposés :

Le courant d'électrons est fourni exclusivement par la cathode externe (courants petits et énergie grande). Les conséquences sur le moteur sont :

- Une ionisation du flux de gaz efficace avec une grande multiplication électronique.
- Pas d'établissement du puits de potentiel (toute la chute de potentiel se produit devant l'électrode intermédiaire).

Or l'originalité du concept venait justement du besoin d'obtenir un puits de potentiel pour permettre de mieux contrôler la trajectoire des ions.

Le courant est fourni par une électrode émissive (forts courants). Les conséquences sur le propulseur sont :

- Une bonne ionisation du flux de gaz avec une faible multiplication électronique.
- Un maintien du puits de potentiel malgré la forte conductivité dans la chambre.

En revanche, l'utilisation d'une électrode émissive peut représenter une complication supplémentaire pour le fonctionnement de la décharge.

Un troisième scénario serait une source d'électrons supplémentaire due à la réionisation des atomes (issus de la recombinaison d'ions à la paroi) dans le canal. Nous avons vu que la chambre d'ionisation est le siège de nombreuses recombinaisons à la paroi (couplage modèle Monte-Carlo/modèle hybride). Les conséquences sur le fonctionnement seraient une ionisation efficace du flux de gaz et le maintien du puits de potentiel. Par contre, cela remettrait également en cause le concept même du propulseur (séparation physique des processus d'ionisation et d'extraction). Néanmoins, ce scénario est un cas extrême car il nécessiterait une très forte ré-ionisation dans le canal pour obtenir une source d'électrons suffisamment grande pour maintenir le puits de potentiel.

Ces questions sont fondamentales pour comprendre la physique de ce moteur. Les questions posées nous semblent plus d'ordre physique que seulement dépendant d'hypothèses fortes du modèle. Des évidences expérimentales à ce sujet sont nécessaires pour progresser dans la compréhension du fonctionnement de ce moteur.

Perspectives – point de vue modèle

Le modèle a permis d'étudier certains aspects du fonctionnement du DSJET. En étudiant le transport électronique de manière purement cinétique, nous avons analysé certains phénomènes tels que l'ionisation du flux de gaz, la collection et l'extraction des ions. Néanmoins, avec le modèle présenté, il est difficile de réaliser une étude à la fois fine et paramétrique de la décharge en raison d'hypothèses arbitraires sur certains paramètres (énergie d'entrée des électrons dans la chambre, transition de mobilité entre les deux étages). Il est clair, que dans ces conditions, une étude paramétrique de la décharge (variation du débit, de la tension d'accélération) s'avère difficile à l'heure actuelle.

Une voie pour réduire certaines hypothèses arbitraires concerne le calcul du potentiel électrique basé actuellement sur l'hypothèse de Morozov. Dans le canal d'un HET classique, l'hypothèse de « potentiel thermalisé » est tout à fait raisonnable car les lignes équipotentielles tendent à s'aligner parallèlement aux lignes de champ magnétique. Mais cette hypothèse peut être discutable dans le DSJET, en particulier dans la zone de transition (interface ionisation/accélération) où le champ magnétique s'annule. Des travaux sont en cours pour améliorer le calcul du potentiel électrique en s'affranchissant de l'hypothèse de Morozov.

Perspectives - point de vue expérimental

Les expériences sont très importantes pour valider certains aspects du modèle.

Ici, nous proposons quelques pistes expérimentales qui pourraient conduire à une meilleure compréhension du DSHET. Nous rappelons que le DSHET est clairement divisé en trois zones principales :

La chambre d'ionisation, le canal d'accélération, et la transition entre les deux située entre le zéro de champ magnétique et l'entrée du canal (« zone de transition »).

- Comme tout nouveau concept de moteur à Effet Hall, l'un des points essentiels est la configuration magnétique. Il est nécessaire d'avoir au minimum une cartographie mesurée de la topologie magnétique au point nominal. Ce point est d'autant plus crucial dans le cas du DSHET du fait de la complexité du système magnétique et donc de risques plus importants de saturation magnétique et de couplages entre bobines (cf. supplément technique « modélisation magnétique des propulseurs à Effet Hall »).
- Nous avons vu que de nombreux ions atteignent les parois de la chambre. Des mesures de sonde (certes délicates du fait de la présence du champ magnétique) seraient très importantes pour quantifier les courants d'ions à la paroi. De même, des mesures de l'énergie moyenne pour différents points de fonctionnement seraient des indications importantes pour les modèles (notamment proche de la « zone de transition »)
- L'étude de la zone de transition (par exemple par des techniques de spectroscopie pour étudier le comportement du faisceau ionique à l'entrée de la chambre) donnerait des indications sur le plasma dans la chambre. La zone de transition est conditionnée à la fois par l'ionisation et l'extraction (en fait on peut agir indépendamment sur les deux mais il existe toujours un couplage indirect par cette zone).
- Des mesures locales du plasma seraient utiles pour observer (en variant les paramètres d'entrée), si l'on trouve une partie non négligeable du plasma près de l'anode du second étage, et observer différents modes de fonctionnement et quels paramètres agissent sur ces différents modes.
- L'étude de la dynamique des ions dans la zone de transition (peut être par la LIF) serait intéressant pour analyser l'influence de la topologie magnétique sur l'extraction des ions.

Bien entendu, ce type de mesures n'est possible que dans le cadre d'un modèle de laboratoire de ce propulseur où la chambre d'ionisation peut-être aisément instrumentée.

CONCLUSION GENERALE

Contexte de l'étude

Ce travail de thèse, réalisé au laboratoire CPAT à Toulouse, s'inscrit dans le cadre d'un groupement de recherche « Propulsion Spatiale à Plasma » regroupant le CNRS, le CNES et la SNECMA. Le groupement de recherche s'intéresse exclusivement à un type particulier de propulseurs électriques : le propulseur à Effet Hall (dit HET) ou propulseur à plasma stationnaire (dit SPT). Le principe de fonctionnement est basé sur la création d'un plasma hors-équilibre entre deux cylindres coaxiaux diélectriques sous champs $E \times B$ croisés. Le champ magnétique radial confine les électrons du plasma et conduit, en raison de la chute de la conductivité électronique associée, à l'établissement d'un champ électrique axial fort permettant l'extraction des ions. La relativement faible poussée (80 mN) et la forte impulsion spécifique (vitesse des ions éjectés à 20 km/s) rendent ce type de propulseur bien adapté aux tâches de maintien sur orbite des satellites de télécommunication, ou de petits transferts d'orbite. Les premiers moteurs ont été élaborés en Russie et sont utilisés depuis plus de 30 ans. En revanche, bien que le principe de la décharge soit relativement simple, les propulseurs sont développés de façon très empiriques car la physique sous-jacente reste mal comprise à ce jour. Nous pouvons citer notamment le transport des électrons dans un plasma magnétisé basse pression, la dynamique de la décharge et les interactions plasma-paroi. Une meilleure compréhension de la physique du propulseur permettrait d'optimiser les performances et la durée de vie et d'améliorer la technologie du propulseur.

Compte tenu des coûts de qualification et de tests de ce moteur, le développement de modèles réellement prédictifs est un enjeu important et constitue l'un des objectifs du groupement de recherche. Le modèle hybride 2D, développé au CPAT, permet de fournir des résultats de simulation en bon accord avec les résultats expérimentaux sur un grand nombre de propriétés du moteur. Néanmoins, le modèle n'est pas entièrement auto-cohérent, ce qui limite ses capacités prédictives d'un point de fonctionnement à un autre. La mobilité transverse classique (collisions électron-atome et électron-ion) n'est pas suffisante pour expliquer les valeurs de la forte conductivité électronique mesurée expérimentalement. Dans la littérature, les mécanismes à l'origine de cette conductivité anormalement élevée sont généralement attribués aux collisions électron-paroi et à la turbulence plasma. Mais ces effets sont très difficiles à quantifier. Dans le modèle, une approche phénoménologique est adoptée où ces mécanismes sont décrits à l'aide de coefficients empiriques que l'on ajuste pour être en accord avec les résultats expérimentaux. Bien que cette approche simplifiée permette des interprétations simples du fait de la complexité du problème, le modèle ne peut pas, en l'état actuel, avoir un caractère totalement prédictif. Il est nécessaire de mieux quantifier et paramétriser ces coefficients liés au transport « anormal ». Parallèlement à cela, le modèle doit être adapté et utilisé pour pouvoir tester de nouveaux concepts de moteur.

La thèse s'inscrit dans ces objectifs. Le fil conducteur des thèmes abordés au cours de cette thèse est la topologie magnétique qui est un des éléments clefs du fonctionnement de la décharge. C'est pourquoi, un travail transverse aux objectifs a consisté à étudier le système propulsif d'un point de vue essentiellement magnétique en analysant les différents propulseurs à Effet Hall étudiés au sein du groupement de recherche.

Influence de la configuration magnétique dans un propulseur à Effet Hall.

Le modèle hybride 2D a été adapté de manière à prendre en compte des configurations magnétiques plus complexes (présence d'un zéro de champ magnétique) afin de chercher les conditions optimales de fonctionnement.

Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence de la configuration magnétique sur le fonctionnement de la décharge. Nous avons regardé différentes topologies magnétiques avec différents gradients de champ magnétique sans varier l'intensité du champ magnétique au plan de sortie ainsi que le profil de champ magnétique à l'extérieur. D'un point de vue technique, différentes manières peuvent être utilisées pour modifier le gradient de champ magnétique dans le canal du propulseur. Nous pouvons citer l'utilisation d'écrans magnétiques pour empêcher les lignes de champ magnétique de pénétrer à l'intérieur du canal ou de carcasses magnétiques, insérées dans le circuit magnétique, pour redistribuer le flux magnétique. L'emploi d'une bobine arrière de contre-réaction ou d'un entrefer (inséré directement dans le circuit magnétique) permet également de contrôler le gradient de champ magnétique. Notre étude montre que la distribution du champ magnétique contrôle la distribution du potentiel électrique. La configuration magnétique influence également l'érosion des parois du canal et légèrement la divergence du faisceau d'ions. Un gradient de champ magnétique plus raide produit une ionisation plus localisée dans le canal, une chute de potentiel vers l'extérieur plus importante ainsi qu'une érosion moins importante à la paroi. De plus, un gradient de champ magnétique plus raide permet de diminuer l'amplitude des oscillations basses fréquences, ce qui améliore la stabilité du moteur.

Dans un second temps, nous avons étudié, à l'aide du modèle hybride 2D, un propulseur de type ATON, appelé A54 pour la version étudiée. Les différences majeures d'un point de vue magnétique, par rapport à un moteur de type SPT-100 classique, résident dans la présence d'un zéro de champ magnétique près de la région anodique ainsi qu'une intensité du champ magnétique plus forte près du plan de sortie. L'étude comparative entre le propulseur A54 et le propulseur SPT-100 révèle que les performances du A54 sont beaucoup plus influencées par la distribution du champ magnétique, la tension appliquée et les paramètres empiriques du modèle, que le moteur SPT-100. Les phénomènes de turbulence semblent plus importants dans le cas du A54 que le SPT-100 (notamment à l'extérieur du canal). Par ailleurs, l'accélération des ions à l'intérieur du canal est plus grande dans le cas du A54 que le SPT-100 ; ce qui induit une relative bonne divergence et une bonne efficacité du faisceau d'ions. Cependant, cela conduit également à une importante érosion des parois interne et externe. De plus, nous avons constaté que les oscillations d'ionisation sur une grande plage de fonctionnement en tension et en champ magnétique sont beaucoup plus faibles dans le cas du A54 que dans le cas du SPT-100. Une raison possible serait que la zone d'ionisation et d'accélération ont peu d'espace pour osciller librement ; la configuration magnétique avec ce zéro de champ magnétique ne permet pas aux deux zones de rentrer plus profondément dans le canal alors que la forte mobilité électronique à l'extérieur les empêche de sortir. Enfin, nous avons montré que le domaine de fonctionnement optimal (tension, champ magnétique) du propulseur A54 est plus restreint que celui du moteur SPT-100. Nous notons que les aspects décrits ci-dessous sont en cohérence avec les observations expérimentales notamment en ce qui concerne la stabilité et le domaine de fonctionnement optimal du A54. En revanche, le modèle ne retrouve pas les deux modes (« tige » et « queue d'hirondelle ») caractéristiques du propulseur A54. Les hypothèses du modèle notamment sur le traitement électronique sont vraisemblablement trop fortes pour pouvoir reproduire les deux modes dans les simulations. Seul le mode « queue d'hirondelle » semble être décrit par le modèle.

Quantification des coefficients empiriques - Transport « anormal » dans un propulseur à Effet Hall.

Le modèle hybride est un outil d'aide à la compréhension et à la conception. Il permet également de mettre en valeur certains aspects délicats du fonctionnement de la décharge. En revanche, les capacités de prédiction restent limitées d'un point de fonctionnement à un autre dues principalement à des incertitudes sur le transport électronique et de l'empirisme des coefficients qui caractérisent les pertes de quantité de mouvement et d'énergie. Des mesures de la distribution du champ électrique pour divers points de fonctionnement en tension, débit et champ magnétique donneraient indirectement des informations sur la conductivité électronique qui permettraient de mieux quantifier les paramètres.

Notre étude a porté sur une comparaison systématique entre les résultats de simulation du modèle hybride 2D et les mesures obtenues avec l'expérience d'interférométrie de Fabry-Pérot pour un grand nombre de points de fonctionnement du moteur. Ce dispositif expérimental permet par analyse du profil Doppler de remonter à la vitesse moyenne des ions et donc indirectement à la distribution du potentiel électrique. Une voie originale pour coupler efficacement les résultats numériques et expérimentaux a été de reproduire numériquement le diagnostic de Fabry-Pérot dans le modèle hybride 2D. L'approche permet, en particulier, d'utiliser directement l'information brute fournie par la mesure de Fabry-Pérot sans aucun post-traitement du signal mesuré. Différentes tendances ont pu être observées :

- L'existence d'un changement de mobilité (hypothèse forte du modèle hybride) décalée par rapport au plan de sortie.
- Une chute de potentiel, en moyenne, plus importante à l'extérieur du canal qu'à l'intérieur du canal.
- Une forte corrélation entre le rapport α/κ (α paramètre ajustable de la mobilité due aux collisions pariétales et κ paramètre ajustable due à la turbulence) et le champ magnétique. Celle-ci s'est traduite par le fait que α/κ est proportionnel au champ magnétique de sorte que le rapport de mobilité « anormale » intérieur/extérieur reste à peu près constant pour un grand nombre de points de fonctionnement.

D'un point de vue conceptuel, ces observations nous ont amenées à reconsidérer notre approche initiale qui consistait à utiliser une mobilité « anormale » de type pariétale dans le canal, comme le suggérait Morozov, et à y introduire plutôt une mobilité de type turbulente. Ceci est par ailleurs conforté par une étude plus détaillée sur la contribution des collisions pariétales qui se révèlent insuffisantes dans le canal et par les travaux du CPHI sur la turbulence dans un propulseur à Effet Hall. En pratique, nous avons pu montrer que les paramètres empiriques sont beaucoup moins sensibles aux variations du champ magnétique qui est optimisé pour chaque point de fonctionnement. Il est possible d'obtenir des résultats de simulation en accord avec les résultats expérimentaux avec des coefficients fixés.

Perspectives de recherche

Des études complémentaires sont nécessaires, avec des données mesurées fournies par des outils tels que le Fabry-Pérot mais également la Fluorescence Induite par Laser (LIF), pour obtenir une paramétrisation plus détaillée de ces coefficients (notamment à « basse tension » ou pour d'autres types de moteurs) et un domaine de validité à cette paramétrisation. Cela, en gardant une forte synergie entre les équipes de modélisation et d'expérimentateurs qui a caractérisé ce travail.

Un deuxième problème, qui n'est pas résolu, concerne le bilan d'énergie dans ce propulseur qui n'est toujours pas clair à ce jour. Des évidences expérimentales à ce sujet seraient très utiles pour améliorer les codes hybrides.

Etude d'un concept de propulseur à Effet Hall à Double Etage.

Les propulseurs à Effet Hall à Double Etage, dans lesquels on cherche à contrôler indépendamment la génération du plasma et l'accélération des ions, ont un mode de fonctionnement plus souple et flexible, adaptés pour les nouveaux besoins de la propulsion spatiale. L'étude essentiellement numérique a porté sur un concept de propulseur à Effet Hall à Double Etage basé sur le confinement magnétique. L'originalité réside dans l'existence d'un puits de potentiel dans la chambre d'ionisation qui permet de guider les ions vers l'étage d'accélération et donc de mieux contrôler leur trajectoire.

Nous avons, dans un premier temps, adapté le modèle hybride 2D pour prendre en compte la chambre d'ionisation. Nous avons pu retrouver les caractéristiques générales du concept tels que l'établissement du puits de potentiel dans l'étage d'ionisation, l'extraction des ions. Par la suite, nous avons développé un modèle Monte-Carlo du transport électronique couplé au modèle hybride de manière à mieux calculer le taux d'ionisation dans la chambre. Nous avons pu montrer qualitativement le rôle et l'importance de la configuration magnétique (intensité, forme des lignes et position du zéro de champ magnétique) sur les processus d'ionisation et d'extraction des ions.

Par ailleurs, nous avons mis en évidence une question, d'apparence simple, mais fondamentale et non triviale dans le fonctionnement de la décharge :

Quel est le courant d'entrée des électrons dans le 1^{er} étage ? Leur énergie ?

Il nous semble que les deux paramètres (courant et énergie) contrôlent l'ionisation et le maintien du puits de potentiel dans l'étage d'ionisation. Ces paramètres sont intimement liés à la provenance de ces électrons (est-ce qu'ils proviennent directement de la cathode externe ou d'une électrode émissive ?). L'une ou l'autre solution implique différents régimes de fonctionnement. De plus, le modèle prédit une grande conductivité dans la chambre, ce qui mène à des forts courants électroniques (> 20 A) vers les parois pour maintenir le puits de potentiel dans le plasma.

Bien que nous n'ayons pas, à l'heure actuelle, de réponses claires à cette question, nous avons proposé différents scénarii possibles de fonctionnement :

Le courant d'électrons est fourni exclusivement par la cathode externe avec des courants petits et une énergie grande. Les conséquences sur le moteur sont :

- Une ionisation du flux de gaz efficace avec une forte multiplication électronique.
- Pas d'établissement du puits de potentiel (toute la chute de potentiel se produit dans la gaine cathodique).

Or l'originalité du concept venait justement du besoin d'obtenir un puits de potentiel pour permettre de mieux contrôler la trajectoire des ions.

Le courant est fourni par une électrode émissive (forts courants). Les conséquences sur le propulseur sont :

- Une bonne ionisation du flux de gaz avec une faible multiplication électronique.
- Un maintien du puits de potentiel malgré la forte conductivité dans la chambre.

En revanche, l'utilisation d'une électrode émissive peut représenter une complication supplémentaire pour le fonctionnement de la décharge.

Perspectives de recherche.

L'origine des électrons dans le 1^{er} étage est fondamentale pour comprendre la physique de ce moteur. Elle nous semble plus d'ordre physique que seulement dépendant d'hypothèses fortes du modèle. Des évidences expérimentales à ce sujet sont nécessaires pour progresser dans la compréhension du fonctionnement de ce moteur.

D'autre part, il est difficile en l'état actuel du modèle de réaliser une étude à la fois fine et paramétrique de la décharge en raison d'hypothèses arbitraires sur certains paramètres. Une voie pour réduire ces facteurs d'incertitude concerne l'amélioration du calcul du potentiel électrique basé actuellement sur l'hypothèse de Morozov. Dans le canal d'un HET classique, l'hypothèse de « potentiel thermalisé » est tout à fait raisonnable car les lignes équipotentielles tendent à s'aligner parallèlement aux lignes de champ magnétique. Cette hypothèse peut être discutable dans le DSHET, en particulier dans la zone de transition (interface ionisation/accélération) où le champ magnétique s'annule. Des travaux sont en cours pour améliorer le calcul du potentiel électrique en s'affranchissant de l'hypothèse de Morozov.

Discussion sur la topologie magnétique dans un propulseur à Effet Hall

La ligne directrice de ce travail de thèse est la configuration magnétique dans les propulseurs à Effet Hall. Nous avons remarqué que, dans la course aux nouvelles technologies des systèmes propulsifs, les performances sont certes accrues pour répondre aux besoins de la propulsion spatiale mais les configurations magnétiques deviennent de plus en plus complexes. Ces nouvelles topologies magnétiques (cf. moteurs A54, DSHET) rendent plus difficiles la compréhension de la décharge (notamment en ce qui concerne les phénomènes transitoires). Nous pensons que des précautions sont à prendre lorsque que l'on effectue une étude paramétrique expérimentale des propulseurs présentant des configurations complexes. On rappelle qu'en pratique l'optimisation du point d'un fonctionnement d'un moteur s'effectue en jouant sur le champ magnétique de manière à minimiser le courant de décharge. Or, les configurations magnétiques sont très sensibles aux variations des courants de bobines, surtout si l'on se trouve dans une zone de forte non-linéarité du champ magnétique (tel que pour le propulseur à Effet Hall à forte puissance PPSX000-ML). Il est donc important d'obtenir des indications sur le champ magnétique pour divers points de fonctionnement (mesures et/ou calculs) afin d'avoir une interprétation plus claire de phénomènes tels que la divergence ou l'érosion, pour la comparaison expérience-modèle ou pour l'étude de concepts plus ambitieux tels que le propulseur à Effet à Double Etage.

Supplément technique

Sommaire

Modélisation magnétique des propulseurs à Effet Hall pour satellites

I. Introduction

1. Equation de la magnétostatique
2. Modélisation magnétique
 - 2.1 Géométrie
 - 2.2 Propriétés physiques
 - 2.3 Conditions aux limites
 - 2.4 Maillage
 - 2.5 Recalages Calculs/Mesures

II. Propulseur à Effet Hall « classique »

1. SPT-100, PPS[®]1350 et A54
 - 1.1 Caractéristiques des propulseurs
 - 1.2 Configurations magnétiques
 - 1.2.1 SPT-100
 - 1.2.2 PPS[®]1350
 - 1.2.3 A54
2. PPS[®]5000
 - 2.1 Caractéristiques du PPS[®]5000
 - 2.2 Configurations magnétiques
 - 2.2.1 Rôle de l'entrefer
 - 2.2.2 Saturation magnétique du noyau externe
3. Gradient de champ magnétique
 - 3.1 Comparaison magnétique

III. Propulseur à Effet Hall à Double Etage (DSHET)

1. Caractéristiques du DHET
2. Configuration magnétique du DSHET
3. Rôle des différentes bobines et flexibilité du propulseur
 - 3.1 Effet de la bobine myxina M5
 - 3.2 Effet des bobines M6 et M7
 - 3.3 Effet de la bobine M3
 - 3.4 Effet de la bobine M4
 - 3.5 Effet de la bobine M1
 - 3.6 Effet de la bobine M2
4. Résumé

IV. Conclusion

Du dimensionnement à la conception magnétique d'un propulseur à Effet Hall miniaturisé pour satellites

I. Caractéristiques d'un moteur à Effet Hall miniaturisé

1. Spécifications du moteur
2. Utilisation d'aimants permanents

II. Configuration magnétique

1. Configuration à aimant annulaire
 - 1.1 Géométrie
 - 1.2 Cartographie magnétique
2. Configuration avec circuit magnétique
 - 2.1 Géométrie
 - 2.2 Cartographie magnétique

III. Idée de concept d'un moteur à Effet Hall miniaturisé

1. Aimants axiaux orientés en sens inverse
2. Géométrie du moteur
3. Cartographie magnétique
4. Comparaisons moteur aimant/SPT-100
5. Influence de l'entrefer
6. Influence de la température
7. Influence du matériau

IV. Simulation de la décharge

1. Performances du moteur
2. Propriétés du plasma
3. Divergence et érosion

V. Conclusion

Références

Avertissement

Pour des raisons de confidentialités, ce supplément technique n'apparaît pas dans la version finale du manuscrit de thèse.

REFERENCES

- [Ada-04] J.C. Adam, A. Héron and G. Laval, “*Study of stationary plasma thrusters using two-dimensional fully kinetic simulations*”, Phys. Plasmas **11**, 295 (2004).
- [Aer-05] Documents laboratoire d’Aérothermique (2005).
- [Ahe-03] E. Ahedo, J.M. Gallardo, and M. Martinez-Sanchez, “*Effects of the radial plasma-wall interaction on the Hall Thruster discharge*”, Phys. Plasmas **10**, 3397 (2003).
- [Ark-95] B.A. Arkhipov *et al.*, “The results of 7000-Hour SPT-100 life testing”, 29th International Electric Propulsion Conference, paper IEPC-05-39, Moscow, Russia (1995).
- [Bar-02] J. Bareilles, “*Modélisation 2D hybride d’un propulseur à Effet Hall pour satellites*”, Thèse de l’Université Paul Sabatier, 2002.
- [Bar-04] J. Bareilles, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, C. Boniface, J.P. Boeuf and N. Gascon, “*Critical assessment of a two-Dimensional model of Hall Thrusters – comparisons with experiments*”, Phys. Plasmas **11**, 3035 (2004).
- [Barr-03] S. Barral, K. Makowski, Z. Peradzynski, N. Gascon and M. Dudeck, “*Wall material effects in Stationary II – Near-wall and in-wall conductivity*”, Phys. Plasmas **10**, 4137 (2003).
- [Bea-01] B.E. Beal et A.D. Gallimore “*Development of the linear gridless ion thruster*”, 37th AIAA Joint Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA-01-3649, Salt Lake City, Ut (2000).
- [Bon-02] C. Boniface, “*Influence de la configuration magnétique dans un propulseur de type SPT*”, Rapport de stage de DEA, Septembre 2002.
- [Bon-03] C. Boniface, G.J.M Hagelaar, L. Garrigues et J.P Boeuf, “*Modélisation du propulseur PPS[®]5000*”, Rapport de recherche CPAT pour Snecma-moteurs, Janvier 2003.
- [Bon1-03] C. Boniface et N. Sadeghi, “*Mesures de Fluorescence Induite par Laser sur des ions Xenon II dans un réacteur plasma de type « Hélicon » et spectre d’absorption de NO₂*”, Rapport de recherche GDR, Mars 2003.
- [Bon2-03] C. Boniface, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar and J.P. Boeuf, “*Hybrid simulation of Double Stage Hall Effect Thruster*”, Research report CPAT to Snecma-moteurs, June 2003.
- [Bon3-03] C. Boniface, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar and J.P. Boeuf, “*Hybrid simulation of 3 kW double stage Hall Effect Thruster*”, Research report CPAT to Snecma-moteurs, November 2003.
- [Bon-05] C. Boniface, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, J.P. Boeuf and M. Prioul, “*Modeling of double stage Hall Effect Thruster*”, IEEE. Trans. Plasma Sci. **33**, 522 (2005).
- [Boe-85] J.P. Boeuf, “*Modélisation de la cinétique électronique dans un gaz faiblement ionisé*”, Thèse d’Etat de l’Université de Paris Sud d’Orsay, 1985.
- [Boe-98] J.P. Boeuf and L. Garrigues, “*Low frequency oscillations in a stationary plasma thruster*”, J. Appl. Phys. **84**, 3541 (1998).
- [Boe-03] J.P. Boeuf et A. Bouchoule, “*Les Propulseurs à Plasma pour Satellites*”, Images de la physique (2003-2004).
- [Bou-01] A. Bouchoule *et al.*, “*Transient Phenomena in Closed Electron Drift Plasma Thrusters : Insights Obtained in a French Cooperative Program*”, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 364 (2001).

- [Bro-92] J.R. Brophy, J.W. Barnet, J.M. Sankovic, and D.A. Barnhart, “*Performance of stationary plasma thruster : SPT-100*”, 28th AIAA Joint. Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA-92-3155, Nashville, TN (1992).
- [Bug-90] A.I Bugrova, A.I Morozov and V.K Kharchevnikov, “*Experimental investigation of Near-Wall Conductivity*”, Sov. Jour. Plasma. Phys. **16**, 849 (1990).
- [Bug-92] A.I Bugrova, A.V. Desyatskov and A.I Morozov, “*Electron distribution function in a Hall accelerator*”, Sov. Phys. Tech. Phys. **18**, 501 (1992).
- [But-00] G. W. Butler, J. L. Yuen, S. O. Tverdokhlebov, A. V. Semenkin, A. V. Kochergin, A. E. Solodukhin and R. S. Jankovsky, “*Multimode, high specific impulse Hall thruster technology*”, 36th AIAA Joint. Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA-00-3254, Huntsville, Al (2000).
- [Cap-04] Capacci *et al.*, “*Development of double stage hall thruster for advanced telecom, remote sensing and scientific space missions*”, 5th Inter. Conf. On Low-Cost Planetary Missions, ESTEC, ESA, SP-542 (2004).
- [Cha-05] C. Charles *et al.*, “*Helicon Double Layer Thruster*”, 29th International Electric Propulsion Conference, paper IEPC-2005-290, Princeton, NJ (2005).
- [Che-79] B.E. Cherrington, “*Gaseous Electronics and gas Lasers*”, New-York (Pergamon Press, 1979).
- [Ced-97] R.J. Cedolin, W.A. Hargus, Jr. P.V. Storm, R.K. Hanson and M.A. Capelli, “*Laser-induced fluorescence study of a xenon Hall thruster*”, Appl. Phys. B. **65**, 459-469 (1997).
- [Chen-84] F.F. Chen, “*Introduction to plasma physics and controlled fusion*”, Plasma Physics Second edition (Plenum Pub Corp, 1984).
- [Che-04] E. Chesta *et al.*, “*Flexible Variable-Specific Impulse Electric Propulsion Systems for Planetary Missions*”, 5th Inter. Conf. on Low-Cost Planetary Missions, ESTEC, September 24-26, ESA SP-542 (2004).
- [Cho-01] E.Y. Choueri, “*Plasma Oscillations in Hall thrusters*”, Phys. Plasmas **8**, 1411 (2001).
- [CNE] Site du CNES : www.cnes.fr .
- [Cod-05] Logiciel Bolsig+ : <http://www.codiciel.fr/plateforme/plasma/bolsig/bolsig.php>
- [ESA] Site de l'ESA : www.esa.int .
- [Dar-97] F. Darnon, M. Lyszyk and A. Bouchoule, “*Optical Investigation on Plasma Oscillations of SPT thrusters : SPT-100*”, 33th AIAA Joint. Prop. Conf. and Exhibit Conf., paper AIAA-97-3051, Seattle, WA (1997).
- [Dar-99] F. Darnon, “*Comportement transitoire d'un propulseur plasma de type SPT-100. Caractéristiques dynamiques de la décharge, du plasma et du jet ionique*”, Thèse de l'Université d'Orléans, 1999.
- [Dar-02] F. Darnon, “*La propulsion électrique pour satellites*”, Présentation au laboratoire du CPAT, 2002.
- [Dor-02] N. Dorval, J. Bonnet, J.P. Marque, E. Rosencher, S. Chable, F. Rogier, and P. Lasgorceix, “*Determination of the ionization and acceleration zones in a stationary plasma thruster by optical spectroscopy study : experiments and models*”, J. Appl. Phys. **91**, 4811 (2002).
- [Duc-03] O. Duchemin, P. Dumazert, S. Carichon, C. Boniface, L. Garrigues and J.P Boeuf, “*Testing and lifetime predictions by testing and modeling for the PPS[®]5000 Hall Thruster*”, 39th AIAA Joint Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA-03-4555, Huntsville, AL (2003).
- [Duc-04] O. Duchemin, P. Dumazert, D. Estublier and F. Darnon, “*Testing the PPS[®]X000 Plasma Thruster at high discharge voltage*”, 4th International Spacecraft Propulsion Conference, Sardinia, ESA SP-455 (2004).

- [Dum-03] P. Dumazert *et al.*, “PPS-1350-G Qualification Status”, 36th AIAA Joint Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA 00-4549, Huntsville, AL (2000).
- [Esi-74] Yu. B. Esipchuk, A.I Morozov, G.N. Tilinin and A.V. Trofimov, “Plasma oscillations in Closed-Drift Accelerators with an extended acceleration zone”, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **18** (7), 928 (1974).
- [Esi-76] Yu. B. Esipchuk, A.I Morozov, G.N. Tilinin and A.V. Trofimov, “Drift instability in a hall-current plasma accelerator”, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **21**, 417 (1976).
- [FEM-02] Logiciel FEMM version 3.1 par David Meeker, 2002.
- [Fif-99] J.M. Fife, “Hybrid PIC and Modeling and Electrostatic Probe Survey of Hall thrusters”, MIT, PhD Thesis, 1999.
- [Gal-03] A.D. Gallimore and B. Beal, Patent US6 640 635 B2, 4 November 2003.
- [Gar-98] L. Garrigues, “Modélisation d’un Propulseur à plasma stationnaire pour Satellites”, Thèse de l’Université Paul Sabatier, 1998.
- [Gar-03] L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, C. Boniface and J.P. Boeuf, “Model study of the influence of the magnetic field configuration on the performance and lifetime of a Hall Thruster”, *Phys. Plasmas* **10**, 12 (2003).
- [Gar-04] L. Garrigues, M. Juan, C. Boniface, G.J.M. Hagelaar et J.P. Boeuf, “Modélisation d’un propulseur ionique à Effet Hall de type SPT”, Rapport de recherche CPAT, Juin 2004.
- [Gar-05] L. Garrigues, C. Boniface, G.J.M. Hagelaar et J.P. Boeuf, “Modélisation d’un propulseur ionique à Effet Hall de type SPT”, Rapport de recherche CPAT, Juin 2005.
- [Garn-99] [Garn-99] I. Garnier, V. Viel, J. F. Roussel and J. Bernard, “Low-energy xenon ion sputtering of ceramics investigated for stationary plasma thrusters”, *J. Vac. Sci. Technol. A* **17**, 3246 (1999).
- [Gav-81] V.M. Gavryushin and V. Kim, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **26**, 505 (1981).
- [Gaw-05] D. Gawron, S. Mazouffre and C. Boniface, “Parametric study of the acceleration layer in a high power Hall Effect thruster by Fabry-Pérot spectroscopy”, 29th International Electric Propulsion Conference, paper IEPC-01-144, Princeton, NJ (2005).
- [Gaw1-05] D. Gawron, S. Mazouffre et C. Boniface, “Propulseurs PPSX000 et double étage. Interférométrie de Fabry-Pérot”, Rapport de recherche GDR (2005).
- [GDR-05] M. Prioul, “Changement de modes dans le propulseur PPSX000”, rapport GDR, 2005.
- [Gor-01] O. A. Gorshkov, A. S. Koroteev, B. A. Arkhipov, V. M. Murashko, N. A. Anfimov, V. I. Lukyashenko, V. Kim, and G. A. Popov, “Overview of Russian activities in electric propulsion”, 37th AIAA Joint. Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA-00-3229, Salt Lake City, Ut (2001).
- [Gre-05] A. Bouchoule *et al.*, “Propulsion plasma pour systèmes spatiaux”, Rapport de recherche laboratoire GREMI, Juin 2005.
- [Hag-00] G.J.M. Hagelaar, “Modeling of Microdischarges for Display Technology”, Eindhoven, PhD Thesis, 2000.
- [Hag-02] G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues and J.P. Boeuf, “Two-dimensional model of a stationary plasma thruster”, *J. Appl. Phys.* **91**, 5592 (2002).
- [Hag-03] G.J.M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues and J.P. Boeuf, “Role of anomalous electron transport in a stationary plasma thruster simulation”, *J. Appl. Phys.* **93**, 67 (2003).
- [Hoc-88] R.W. Hockney and J. Eastwood, “Computer Simulation Using Particles”, IOP Publishing Ltd, Bristol, 1988.

- [Hof-01] R.R Hoffer *et al.*, “*A high specific impulse two-stage Hall Effect Thruster with plasma lens focusing*”, 27th International Electric Propulsion Conference, paper IEPC-01-036, Pasadena CA (2001).
- [Hun-88] S.R. Hunter, J.G. Carter and L.G. Christophorou, “*Low energy Electron Drift and Scattering in Xenon and Krypton*”, Phys. Rev. A **38**, 5539 (1988).
- [Jac-01] D.T. Jacobson, R.S. Jankovsky, V.K. Rawlin and D.H. Manzella, “*High voltage TAL performance*”, 37th AIAA Joint. Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA-00-3777, Salt Lake City, Ut (2001).
- [Jan-66] G.S. Janes, R.S. Lawder, “*Anomalous electron diffusion and ion acceleration in a low-density plasma*”, Phys. Fluids **9**, (1966).
- [Kim-98] V. Kim, “*Main physical features and processes determining the performance of stationary plasma thruster*”, J. Prop. Power **14**, 736 (1998).
- [Kor-04] G. Kornfeld *et al.*, “*New performance and reliability results of the Thales hemp thruster*” 4th International Spacecraft Propulsion Conference, Sardinia, ESA SP-455 (2004).
- [Kor-05] G. Kornfeld *et al.*, “*Development & test status of the Thales high efficiency multistage plasma (HEMP) thruster family*”, 29th International Electric Propulsion Conference, paper IEPC-05-294, Princeton, NJ (2005).
- [Kom-95] K. Komurasaki and Y. Arakawa, “*Two-Dimensional Numerical Model of Plasma Flow in a Hall Thruster*”, J. Prop. Power **11**, 1317 (1995).
- [Las-95] P. Lasgorceix, M. Raffin, J.C. Lengrand, M. Dudeck, I. Gokalp, A. Bouchoule and A. Cadiou, “*A new French facility for ion propulsion research*”, 24th International Electric Propulsion Conference, paper IEPC-95-86, Moscow, Russia (1995).
- [Lav-01] G. Laval, réunion GDR sur les instabilités, Palaiseau mars 2002.
- [Laz-05] A. Lazurenko, S. Mazouffre, M. Prioul, D. Arrat and M. Dudeck, “*Recent advances in dual-mode Hall Effect Thruster development*”, Proceedings of the 2nd International Conference on Recent Advances in Space Technologies, Istanbul, Turkey (2005).
- [Let-04] Lettre du CNRS, “*La propulsion à plasma : enjeu scientifique, technologique et économique pour l’avenir du spatial européen*” (2004).
- [Lys-99] M. Lyszyk *et al.*, Proceeding of the 35th AIAA Joint Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA 99-2278, Los Angeles, CA (1999).
- [Man-87] Man. *et al.*, J. Phys. B, **20**, 5865 (1987).
- [Maz-03] S. Mazouffre, D. Pagon, P. Lasgorceix and M. Touzeau, “*Temperature of xenon atoms in a Stationary Plasma Thruster*”. 28th International Electric Propulsion Conference, paper IEPC-95-283, Toulouse, France (2003).
- [Maz-04] S. Mazouffre, D. Pagnon, J. Bonnet, “*Two ways to evaluate the Xe⁺ ion flow velocity in a Hall effect thruster - LIF spectroscopy and Fabry-Pérot interférométrie*”, 40th AIAA Joint Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA-04-3949, Fort Lauderdale, Fl (2004).
- [Maz1-04] S. Mazouffre, P. Lasgorceix, N. Claire and D. Pagnon, “*Examination of Hall thruster Xe ion flow features by means of Fabry-Pérot Interférométrie*”, 4th International Spacecraft Propulsion Conference, Sardinia, ESA SP-455 (2004).
- [Mee-01] N. Meezan, W.A. Hargus and M.A. Capelli, “*Anomalous electron mobility in a coaxial Hall discharge Plasma*”, Physical Review E **63**, 026410 (2001).
- [Mir-01] A.I. Bugrova *et al.*, “*Development and study of first stage of SPT-MAG thruster*”, Research report MIREA, October 2001.
- [Mir-02] A.I. Bugrova *et al.*, “*Development and study of the thruster SPT-MAG*”, Research report MIREA, June 2002.

- [Mir-04] A.I. Bugrova *et al.*, “*Integrated characteristics of Double Stage Thruster SPT-Mag3*” Research report MIREA, May 2004.
- [Mor-73] A.I. Morozov, Y.V. Esipchuk, A.M. Kapuklin, V.A. Nevrovskii and V.A. Smirnov, “*Azimuthally asymmetric Modes and anomalous conductivity in closed electron drift accelerators*”, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **18**, 615 (1973).
- [Mor-87] A.I. Morozov, “*Conditions for efficient Current transport by near-wall conduction*”, *Soviet Phys. Tech. Phys.* **32**, 901 (1987).
- [Mor-91] A.I. Morozov, “*Steady-state uniform Debye sheaths*”, *Sov. Jour. Plasma Phys.* **17**, 393 (1991).
- [Mor-97] A.I. Morozov *et al.*, “*ATON thruster plasma accelerator*”, *Plasma Phys. Rep.* **23**, 587 (1997).
- [Mor-98] A.I. Morozov *et al.*, “*On Galateas magnetic traps with plasma-embedded conductors*”, *Physics – Uspekhi* **41**, 1049 (1998).
- [Mor-00] A.I. Morozov and V.V. Savelyev, “*Review of Plasma Physics*” édité par B.B. Kadomtsev et V.D. Shafranov (bureau consultant, New York, 2000). **21**, 203.
- [Mor-03] A.I. Morozov *et al.*, “*Research on Two-Stage SPT-MAG*”, 28th International Electric Propulsion Conference, paper IEPC-03-290, Toulouse, France (2003).
- [NAS] Site de la NASA : www.nasa.gov .
- [Nas-00] NASA research program, 2000.
- [Nas-02] NASA research program, 2002.
- [Ole-00] S.R. Oleson, “*Mission advantages of Constant Power, Variable Isp Electrostatic Thrusters*”, 36th AIAA Joint Propulsion conference and Exhibit AIAA 00-3413, Huntsville, Al (2000).
- [Pag-03] D. Pagnon, M. Touzeau and P. Lasgorceix, “*Control of the ceramic erosion by optical emission spectroscopy: parametric studies of SPT100-ML*”, AIAA Joint Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA-04-3373, Fort Lauderdale, Florida (2004).
- [Pag-04] D. Pagnon, M. Touzeau and P. Lasgorceix, “*Control of the ceramic erosion by optical emission spectroscopy: results of PPS1350-G measurements*”, 4th International Spacecraft Propulsion Conference, Sardinia, ESA SP-455 (2004).
- [Per-98] C. Pérot, “*Etude d’un propulseur Plasmique et du jet de plasma propulsif associé*”, Thèse de l’Université d’Orléans, 1999.
- [Pet-04] P.Y. Peterson and A.D. Gallimore, “*The performance and plume characterization of laboratory gridless ion thruster with Closed Drift acceleration*”, 40th AIAA Joint Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA-04-3936, Fort Lauderdale, Florida (2004).
- [Phi-98] C. Philippe-Kadlec, “*Caractérisations spatio-temporelles de jets ioniques : développement des diagnostics et application à la Propulsion Ionique*”, Thèse de l’Université d’Orléans, 1998.
- [Pri-02] M. Prioul, “*Etude expérimentale des propulseurs de type Hall: processus collisionnels, comportement dynamique, micro-instabilités et phénomènes de transport*”, Thèse de l’Université d’Orléans, 2002.
- [Pri-03] M. Prioul, “*Double Stage Hall Effect Thruster – Concept and Technology Assessment*”, TRP DSHET Progress Meeting, Villaroche, France, March 27 2003.
- [Pri-05] M. Prioul, “*Propulsion Spatiale à Plasma*”, Présentation Séminaire GDR (2005).
- [Pue-91] V. Puech and S. Mizzi, “*Collision cross sections and transport parameters in Neon and Xenon*”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24**, 1974 (1991).
- [Rai-05] Y. Raitses, D. Staack, M. Keidar, and N.J. Fisch, “*Electron-wall interaction in Hall Thrusters*”, *Phys. of Plasmas* **12**, 057104 (2005).
- [Rap-65] Rapp *et al.*, *J. Chem. Phys.*, **43**, 1464 (1965).

- [Roc-01] S. Roche, “*Analyse par Spectroscopie Optique d’Emission de Plasma des Propulseurs à Effet Hall-Application à l’Erosion des céramiques*”, Thèse de l’Université d’Orsay, 2001.
- [Sad-99] N. Sadeghi, N. Dorval, J. Bonnet, D. Pigache, C. Philippe and A. Bouchoule, “*Velocity measurements of Xe⁺ in stationary plasma thruster using LIF*”, 35th AIAA Joint Prop. Conf. and Exhibit, paper AIAA-99-4555, Los Angeles, CA (1999).
- [Sen-01] H. Revol, “*Rapport sur la Politique Spatiale Française :Bilan et Perspectives*”, Office Parlementaire d’Evaluation des choix scientifiques et Techniques, 2001.
- [Sec-03] O. Secheresse *et al.*, SNECMA Patent 03 08384, July 2003.
- [SEP] SEP (SNECMA) research report SE-MKII-2100-RE-0002-SEP-(01), internal number DI/P 3541/95CI EK/AD (confidential).
- [Shi-89] I. Shimamura, “*Scientific papers on the institute of physicals and chemical research*”, 351 (1989). Cité par [Gar-98].
- [Sku-68] H.R. Skullerud, “*The stochastic computer simulation of ions in a gas subjected to a constant electric field*”, J. Phys. D2, 1567 (1968).
- [SNE] Site S necma-moteurs : www.s necma-moteurs.com .
- [Tou-00] M. Touzeau *et al.*, “*Plasma Diagnostic Systems for Hall-Effect Plasma Thrusters*”, Plasma Phys. Controlled Fusion **42**, B323 (2000).
- [Val-95] D. Valentian, A.I. Morozov and A.I. Bugrova, “*Plasma accelerator of short length with closed electron drift*”, SNECMA Patent No. US5475354 (1995).
- [Via-02] V. Vial, “*Caractérisation magnétique du propulseur PPSX000-ML*”, Rapport GDR (2002).
- [Via-04] V. Vial, “*Etude expérimentale des propulseurs de type Hall*”, Thèse de l’Université d’Orléans, 2004.
- [Yam-91] Y. Yamagiwa, K. Kuriki, “*Performance of Double-Stage-Discharge Hall Ion Thruster*”, Jour. of Prop. **7**, 66 (1991).
- [Yam-96] Y. Yamamura and H. Tawara, At. Data Nucl. Data Tables **62**, 149 (1996) ; At. Data Nucl. Data Tables **63**, 353(E) (1996).
- [Wet-87] Wetzel *et al.*, Phys. Rev. A, **35**, 559 (1987).
- [Zhu-99] V.V Zhurin, H.R. Kaufman and R.S. Robinson, “*Physics of Closed Drift Thrusters*”, Plasma Sources Sci. Technol. **8**, R1 (1999).

Annexe : Simulation Monte-Carlo des électrons

1. Principe de la méthode

La simulation de Monte-Carlo permet de suivre les trajectoires d'un très grand nombre d'électrons soumis à un champ électrique et/ou magnétique. Elle permet d'établir un bilan statistique de leur comportement afin d'obtenir des informations tant macroscopiques (vitesse de dérive, énergie moyenne électronique) que microscopiques (fonction de distribution électronique).

Les équations classiques de Newton sont utilisées pendant le temps de vol de la particule c'est à dire entre deux collisions, alors que la position, le type de collisions, la variation de vitesse au cours de la collision ainsi que la répartition d'énergie entre deux électrons issus d'une ionisation sont déterminés par des méthodes statistiques utilisant des sections efficaces de collision.

Cette méthode, qui nous permet d'étudier le mouvement d'une particule chargée dans un champ électromagnétique et faisant des collisions, est basée sur la génération de nombres aléatoires qui symbolise une succession d'évènements réels.

Le système physique que l'on étudie est caractérisé par les données des profils de champ électrique et magnétique, de la distribution initiale électronique et du gaz (ici, densité et sections efficaces de collision électrons-xénon) et de la géométrie. Le schéma de principe est résumé sur la figure A.1.

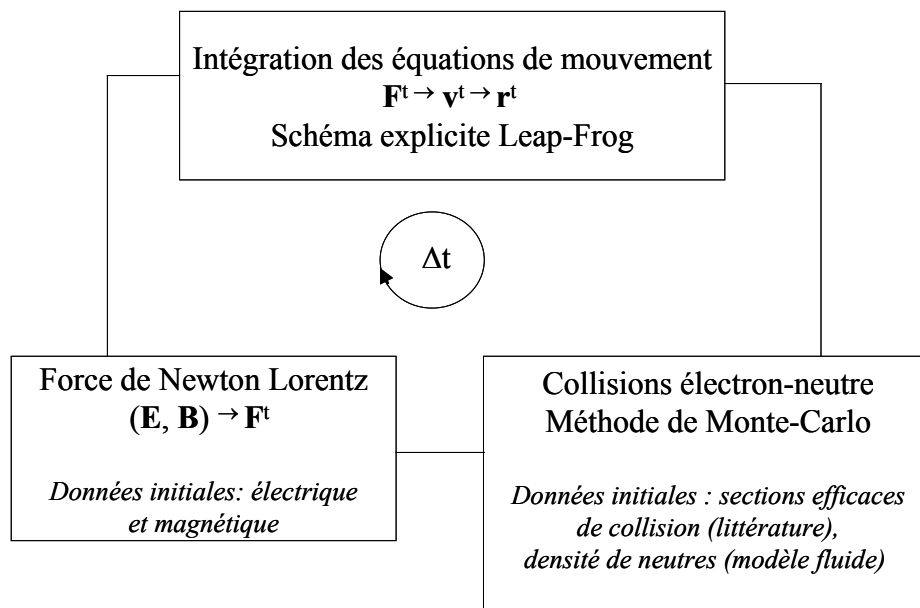


Figure A.1 : Schéma de la simulation Monte-Carlo. La particule se déplace (position \mathbf{r} et vitesse \mathbf{v} à l'instant t) sous l'effet de la force Newton-Lorentz calculés à partir des profils des champs électrique et magnétique. Les collisions avec les neutres sont obtenus à partir de la méthode de Monte-Carlo.

2. Intégration des trajectoires en champs $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$

2.1 Principe de la méthode

L'électron est soumis au champ de force extérieure par la loi fondamentale de la dynamique :

$$m_e \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{F} \quad (A.1)$$

où m_e est la masse de l'électron et \mathbf{F} est la force de Lorentz.

$$\mathbf{F} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (A.2)$$

Dans ce type de problème, une méthode classique de discrétisation numérique couramment utilisée est le schéma du « leap-frog » explicite dont le principe est résumé ci-dessus :

Soit t^n un instant quelconque où la position est supposée connue, la position à l'instant suivant $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ peut s'écrire :

$$\mathbf{r}^{n+1} - \mathbf{r}^n = \mathbf{v}^{n+1/2} \Delta t \quad (A.3)$$

où \mathbf{r}^{n+1} et $\mathbf{v}^{n+1/2}$ représentent la position (x, y, z) et la vitesse (v_x , v_y , v_z) respectivement aux instants t^{n+1} et $t^{n+1/2}$, et Δt le pas d'intégration.

L'équation A.1 peut également s'écrire :

$$\mathbf{v}^{n+1/2} - \mathbf{v}^{n-1/2} = \frac{e\mathbf{E}^n}{m_e} \Delta t + \left(\mathbf{v}^{n+1/2} + \mathbf{v}^{n-1/2} \right) \times \frac{\omega^n \Delta t}{2} \quad (A.4)$$

où ω est la pulsation cyclotron.

Afin de connaître la vitesse à l'instant $t^{n+1/2}$, on introduit deux vitesses intermédiaires que l'on note \mathbf{v}_1 et \mathbf{v}_2 telles que :

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}^{n-1/2} + \frac{e\mathbf{E}^n \Delta t}{m_e} \quad (A.5)$$

$$\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}^{n+1/2} + \frac{e\mathbf{E}^n \Delta t}{m_e} \quad (A.6)$$

La relation A.4 se simplifie :

$$\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_1 + \left(\mathbf{v}_2 + \mathbf{v}_1 \right) \times \frac{\omega^n \Delta t}{2} \quad (A.7)$$

En éliminant le double produit vectoriel dans l'équation A.7, on obtient finalement :

$$\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_1 + \frac{2}{1 + \left(\frac{\omega^n \Delta t}{2} \right)^2} \mathbf{v}_3 \times \frac{\omega^n \Delta t}{2} \quad (A.8)$$

avec

$$\mathbf{v}_3 = \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_1 \times \frac{\omega^n \Delta t}{2} \quad (A.9)$$

En outre, la vitesse à l'instant $t^{n+1/2}$ peut s'exprimer uniquement en fonction de l'instant précédent $t^{n-1/2}$. Par ailleurs, il est nécessaire de rajouter une condition de stabilité à cette méthode à savoir que le pas en temps doit rester inférieur à $2/\omega$ (ω est la pulsation cyclotron). Cette méthode est précise et stable pour un pas en temps Δt tel que $\omega \Delta t < 5$ [Bir-91]. Pour un champ magnétique de 200 G (condition réalisé dans les propulseurs à Effet Hall), cela correspond à un pas de temps de 1.10^{-11} s. Ainsi, à partir des relations A.5, A.6, A.8 et A.9 qui forment les bases de l'algorithme CYLRAD [Hoc-88], nous sommes en mesure de connaître la position à l'instant t^{n+1} (équation A.3), et donc de suivre les trajectoires des électrons.

2.1 Tests : E et B constants dans le temps et uniformes spatialement

Afin de pouvoir vérifier la précision et la stabilité de la méthode, il est intéressant de comparer la solution numérique obtenue à l'aide du modèle Monte-Carlo à une solution analytique d'un système physique simple.

Nous considérons un système de coordonnées cartésien. Le champ électrique est axial (dirigé suivant x) et le champ magnétique est dirigé uniquement suivant y. E_x et B_y sont supposés uniformes et constants dans ce problème.

Reprenons l'équation du mouvement A.1. Si l'on projette cette relation dans le repère cartésien (O, x, y, z), on obtient le système d'équations différentielles suivant :

$$\frac{dv_x}{dt} = a - \omega v_z$$

$$\frac{dv_y}{dt} = 0$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \omega v_x$$

où $a = \frac{eE_x}{m_e}$ et $\omega = \frac{eB_y}{m_e}$

En adoptant la notation complexe $U = v_x + i v_z$, le système se résout aisément et on obtient :

$$x(t) = \alpha \sin(\omega t) + \beta (\cos(\omega t) - 1)$$

$$y(t) = v_y \cdot t$$

$$z(t) = \beta \sin(\omega t) + \alpha (1 - \cos(\omega t)) + V_d t$$

où $V_d = \frac{E_x}{B_y}$ est la vitesse azimutale, $\alpha = \frac{v_x}{\omega}$ et $\beta = \frac{v_z - V_d}{\omega}$.

Dans ce cadre, le mouvement d'un électron dans un champ électromagnétique uniforme se déplaçant le long de B suivant sa vitesse initiale implique :

- une accélération constante a le long de B.
- une rotation dans le plan normal à B à une pulsation cyclotron ω .
- une vitesse de dérive V_d perpendiculaire à E et B.

Les conditions du problème sont :

- On utilisera une géométrie rectangulaire (2 cm en y et 8 cm en x).
- Le champ électrique axial est de $2 \cdot 10^4$ V/m.
- Le champ magnétique B_y est de 100 G.

Dans le modèle Monte-Carlo :

- L'injection de l'électron se fait à $x = 8$ cm, l'anode est positionnée à $x = 0$ cm (plan de sortie)
- Le pas d'intégration Δt des trajectoires est de $5 \cdot 10^{-11}$ s.
- Le temps de la simulation est de $1 \cdot 10^{-8}$ s.

La figure A.2 représentent respectivement l'évolution des positions x et z de l'électron au cours du temps. Nous trouvons un très bon accord entre le modèle Monte-Carlo et la solution analytique issue des équations présentées ci-dessus.

A noter que pour vérifier la précision du système, nous avons intégré sur un temps plus long (i.e. 10^{-4} s) en faisant notamment des réflexions spéculaires à la paroi. Nous avons vérifié que la trajectoire électronique ne subit pas de diffusion numérique.

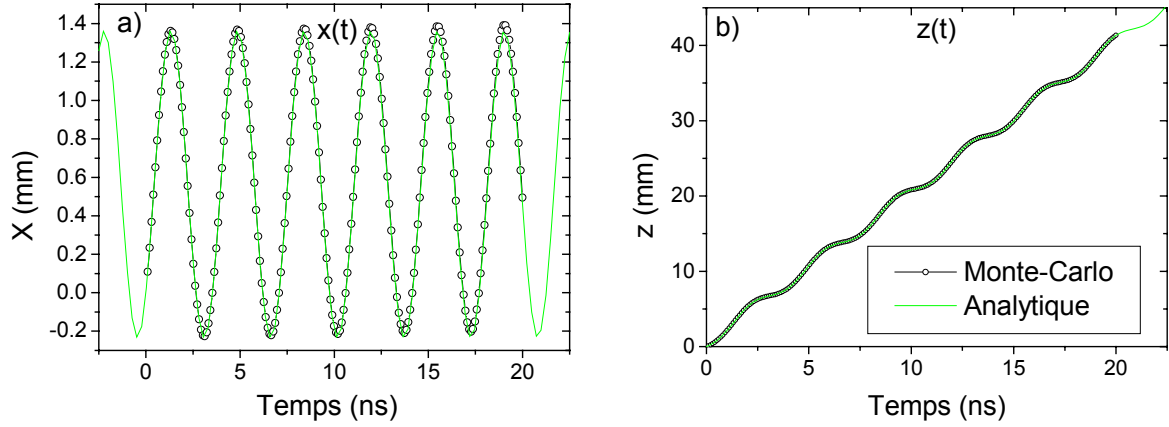


Figure A.2 : trajectoires électroniques au cours du temps. A) $x(t)$; b) $z(t)$.

3. Principe de la méthode de Monte-Carlo

3.1 Temps de vol libre

Considérons un électron quelconque dans le plasma à l'instant $t=t_0$. La probabilité que la particule ne fasse sa première collision qu'après l'instant t est donnée par :

$$P(t) = \exp\left(-\int_{t_0}^t \nu_t(t') dt'\right) \quad (A.10)$$

où ν_t représente la fréquence totale de collision et s'écrit :

$$\nu_t(x, \varepsilon) = \sum_k \nu_k(x, \varepsilon) = \sum_k n_k(x) \sigma_k(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} \quad (A.11)$$

La somme \sum porte sur toutes les collisions possibles avec ν_k la fréquence de collision, n_k la densité des espèces cibles (densité d'espèces neutres), $\sigma_k(\varepsilon)$ les sections efficaces de tous les types de collision.

La densité de probabilité $p(t)$ pour que la collision suivante se produise dans l'intervalle $(t, t+dt)$ est donc donnée par :

$$p(t)dt = P(t) - P(t+dt) = \nu_t(t) \exp\left(-\int_{t_0}^t \nu_t(t') dt'\right) dt \quad (A.12)$$

Cette loi de probabilité étant donnée, la détermination par la méthode de Monte-Carlo de la prochaine collision consiste à tirer un nombre aléatoire de distribution p .

Pour connaître l'instant de la prochaine collision t_c , nous devons tirer un nombre aléatoire r_1 , uniformément distribué entre $[0,1]$ en écrivant :

$$r_1 = \frac{\int_{t_0}^{t_c} \nu_t(t') \exp\left(-\int_{t_0}^t \nu_t(t') dt'\right) dt}{\int_{t_0}^{\infty} \nu_t(t') \exp\left(-\int_{t_0}^t \nu_t(t') dt'\right) dt} \quad (A.13)$$

d'où

$$-\ln(1-r_1) = \int_{t_0}^{t_c} \nu_t(t') dt' \quad (A.14)$$

où t_c est l'inconnue de cette équation.

La fréquence de collision totale ν_t est une fonction difficile à calculer car elle dépend de l'énergie qui elle-même peut varier dans le temps. Or dans une simulation Monte-Carlo, le temps de vol entre deux collisions doit être déterminé un très grand nombre de fois, ce qui est très pénalisant en temps de calcul.

Le calcul du temps de vol peut être considérablement simplifié en utilisant la méthode dite « des collisions nulles » [Sku-68, Boe-85]. Cette méthode consiste à introduire un nouveau type de collision (appelée collision nulle) qui ne change pas la vitesse de l'électron, et dont la section efficace est choisie de manière à ce que la nouvelle fréquence totale de collision ν_{tot} soit constante dans le temps et indépendante de l'énergie électronique et de la position. La nouvelle fréquence totale de collision est donc définie par :

$$\nu_{tot} = \nu_{null} + \sum_k \nu_k(x, \varepsilon) = \left[\sum_k \nu_k(x, \varepsilon) \right]_{\max(x, \varepsilon)} \quad (A.15)$$

L'équation devient dès lors très simple et s'exprime par :

$$t_c = t_0 + \frac{1}{\nu_{tot}} \ln \left(\frac{1}{1-r_1} \right) \quad (A.16)$$

Lorsque l'instant de collision t_c est connu, on calcule en appliquant les lois fondamentales de la dynamique, la vitesse \mathbf{v}_c et la position \mathbf{r}_c de l'électron au moment de la collision.

(L'intégration des trajectoires électroniques en champs $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ a été décrite dans la section précédente).

3.2 Traitement des collisions

Jeu de sections efficaces utilisées

Le modèle utilise les sections efficaces du Xe^+ issues d'une compilation réalisée par L.C Pitchford. La section de transfert de quantité de mouvement élastique est tirée des articles de Hunter [Hun-88] pour les basses énergies et Shimamura pour les énergies élevées [Shi.89]. Les sections efficaces d'excitation ont été tirées de l'article de Puech *et al* [Pue-91].

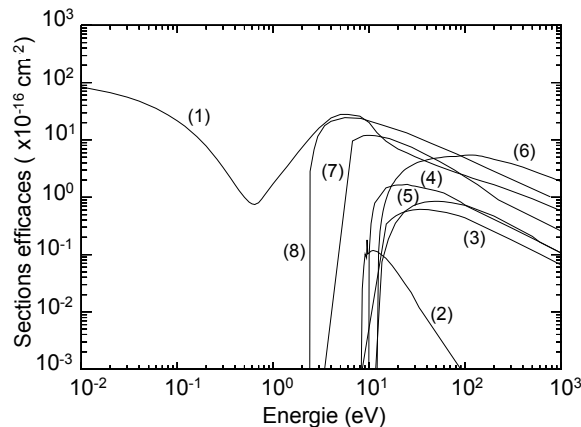


Figure A.3 : Sections efficaces de collision du xénon en fonction de l'énergie électronique: (1) transfert de quantité de mouvement, (2) excitation $\text{Xe}^*(^3P_2)$, (3) excitation $\text{Xe}^*(^3P_1)$, (4) excitation Xe^{**} , (5) excitation Xe^{***} , (6) ionisation directe, (7) ionisation du métastable $\text{Xe}^*(^3P_2)$, (8) ionisation de Xe^{**} . Ces deux dernières sections efficaces ne sont pas utilisées dans notre code.

Nature de la collision

L'énergie et la position de l'électron au moment de la collision sont connues.

Si la collision est réelle (élastique, ionisation, excitation...), la fréquence de collision est donnée par :

$$\frac{\sum_k v_k(x, \mathcal{E})}{v_{tot}} \quad (A.18)$$

La nature est ainsi obtenue en tirant un nombre aléatoire r_2 uniformément distribué sur $[0,1]$, et en le comparant aux probabilités de ces processus. Ainsi, la collision est dite de type i si elle vérifie la relation :

$$\sum_{k=0}^{k_c-1} v_k < r_2 v_{tot} \leq \sum_{k=0}^{k_c} v_k \quad (A.19)$$

Notons que, si la collision est nulle, cela n'a aucun effet sur l'électron. En revanche les autres types de collision modifient la vitesse et l'énergie de l'électron.

Déviat ion angulaire :

La direction de la vitesse de l'électron est décrite par l'angle de déviation χ_c et l'angle azimutal de déviation φ_c .

χ_c et φ_c sont obtenus à partir de deux nouveaux nombres aléatoires r_3 et r_4 distribués uniformément sur $[0,1]$ par les relations suivantes si l'on suppose l'isotropie du processus

$$\cos(\chi_c) = 1 - 2 \cdot r_3 \quad (A.20)$$

$$\varphi_c = 2\pi r_4 \quad (A.21)$$

Perte énergétique :

- Si la collision est élastique, l'énergie ε_{el} immédiatement après la collision est :

$$\varepsilon_{el} = \varepsilon_c \left(1 - 2 \frac{m_e}{M} (1 - \cos(\chi_c)) \right) \quad (A.22)$$

avec M masse des neutres

- Si la collision est une excitation, l'énergie ε_{ex} est :

$$\varepsilon_{ex} = \varepsilon_c - \varepsilon_{seuil} \quad (A.23)$$

où ε_{seuil} est le seuil d'excitation correspondante.

- S'il s'agit d'une ionisation, la répartition de l'énergie résiduelle ε_{res} ($\varepsilon_{res} = \varepsilon_c - \varepsilon_{ioni}$ avec ε_{ioni} seuil d'ionisation) entre les deux électrons issus de la collision est décidée en tirant un nouveau nombre aléatoire r_5 uniformément distribué sur $[0,1]$. L'énergie ε_a de l'un des électrons est donnée par :

$$\varepsilon_a = r_5 \varepsilon_{res} \quad \text{l'autre par } \varepsilon_b = 1 - \varepsilon_a \quad (A.24)$$

Vitesse après la collision

Si l'on note v_{xc}, v_{yc}, v_{zc} les composantes de la vitesse avant le choc, les composantes v_{x1}, v_{y1}, v_{z1} immédiatement après le choc sont données par les relations trigonométriques suivantes :

$$v_{x1} = \frac{v_1}{v_c} [v_{xc} \cos(\chi_c) + A \sin(\varphi_c) \sin(\chi_c)] \quad (A.25)$$

$$v_{y1} = \frac{v_1}{v_c} \left[v_{yc} \cos(\chi_c) - \frac{v_{zc} v_c}{A} \cos(\varphi_c) \sin(\chi_c) - \frac{v_{yc} v_{xc}}{A} \sin(\varphi_c) \sin(\chi_c) \right] \quad (A.26)$$

$$v_{z1} = \frac{v_1}{v_c} \left[v_{zc} \cos(\chi_c) + \frac{v_{zc} v_c}{A} \cos(\varphi_c) \sin(\chi_c) - \frac{v_{zc} v_{xc}}{A} \sin(\varphi_c) \sin(\chi_c) \right] \quad (A.27)$$

où $A = (v_{yc}^2 + v_{zc}^2)^{1/2}$ et v_c, v_1 les vitesses absolues avant et après collision.

3. Interpolation du champ électrique et magnétique

Le champ électrique qui accélère les électrons et le champ magnétique qui les confine sont obtenus respectivement par le potentiel électrique V et la fonction lambda λ calculés par le modèle hybride 2D (cf. chapitre II).

Les champs électrique et magnétique sont supposés ne pas varier au cours du temps, ainsi ces deux quantités ne sont des fonctions que de l'espace. Dans la mesure où les données du modèle hybride sont calculées uniquement sur les nœuds de la grille 2D cylindrique, une interpolation est nécessaire. La taille d'une cellule est celle utilisée par le modèle hybride à savoir $\Delta x = 0.7$ mm axialement et $\Delta r = 0.5$ mm radialement (dans l'optique d'un couplage entre le modèle Monte-Carlo et le modèle hybride). L'interpolation sur chaque cellule des potentiels électrique et magnétique se fait suivant des équations de plan :

$$V_{x,y} = a_{i,j} x + b_{i,j} r + c_{i,j} x r + d_{i,j} \quad (A.28)$$

$$\lambda_{x,y} = a'_{i,j} x + b'_{i,j} r^2 + c'_{i,j} x r^2 + d'_{i,j} \quad (A.29)$$

(en r^2 pour eq. A.29 afin de tenir compte de la forme des lignes de champs) où x et r représentent respectivement les coordonnées horizontales et verticales et les indices i et j le numéro d'une cellule. On déduit les composantes cylindriques E_x, E_r, B_x, B_r des relations suivantes :

$$E_x(x,r) = -a_{i,j} - c_{i,j} r \quad (A.30)$$

$$E_r(x,r) = -b_{i,j} - c_{i,j} x \quad (A.31)$$

$$B_x(x,r) = -\frac{2}{r} (b'_{i,j} + c'_{i,j} x r) \quad (A.32)$$

$$B_r(x,r) = \frac{2}{r} (a'_{i,j} + c'_{i,j} r^2) \quad (A.33)$$

Coefficients de l'équation du plan

Pour des raisons purement mathématiques, l'équation du plan a pour référence le nœud (x_i, y_j) .

$$V(x,y) = a_{i,j} (x - x_i) + b_{i,j} (r - r_i) + c_{i,j} (x - x_i)(r - r_i) + d_{i,j} \quad (A.34)$$

Le potentiel est calculé aux quatre coins d'une cellule (i, j) . On définit $V(x_i, x_j) = V_{i,j}$

$$V_{i,j} = d_{i,j} \quad (A.35)$$

$$V_{i+1,j} = a_{i,j} (x_{i+1} - x_i) + d_{i,j} \quad (A.36)$$

$$V_{i,j+1} = b_{i,j} (r_{i+1} - r_i) + d_{i,j} \quad (A.37)$$

$$V_{i+1,j+1} = a_{i,j} (x_{i+1} - x_i) + b_{i,j} (r_{i+1} - r_i) + c_{i,j} (x_{i+1} - x_i)(r_{i+1} - r_i) + d_{i,j} \quad (A.38)$$

En combinant les équations ci-dessus, on en déduit les coefficients :

$$a_{i,j} = \frac{V_{i+1,j} - V_{i,j}}{x_{i+1} - x_i} \quad (A.39)$$

$$b_{i,j} = \frac{V_{i,j+1} - V_{i,j}}{r_{i+1} - r_i} \quad (A.40)$$

$$c_{i,j} = \frac{(V_{i+1,j+1} - V_{i,j}) + (V_{i,j+1} - V_{i+1,j})}{(x - x_i)(r - r_i)} \quad (A.41)$$

De manière analogue, on détermine les coefficients de l'équation du plan de la fonction λ :

$$a'_{i,j} = \frac{\lambda_{i+1,j} - \lambda_{i,j}}{x_{i+1} - x_i} \quad (A.42)$$

$$b'_{i,j} = \frac{\lambda_{i,j+1} - \lambda_{i,j}}{(r_{i+1} - r_i)^2} \quad (A.43)$$

$$c'_{i,j} = \frac{(\lambda_{i+1,j+1} - \lambda_{i,j}) + (\lambda_{i,j+1} - \lambda_{i+1,j})}{(x - x_i)(r - r_i)^2} \quad (A.44)$$

