



HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Discipline : Physique des Plasmas Université d'Orléans, France Année 2009

APPROCHE EXPERIMENTALE DE LA PHYSIQUE DES DETENTES SUPERSONIQUES DE PLASMA ET DES PROPULSEURS A EFFET HALL.

par Stéphane Mazouffre

Chargé de Recherches au CNRS

Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité et Environnement 1C, Avenue de la recherche scientifique, 45071 Orléans, France

Soutenue le 13 octobre 2009 devant la commission d'examen composée de :

Gérard Bonhomme, Professeur (Rapporteur), IJL, Nancy

Laifa Boufendi, Professeur, GREMI, Orléans

Pascal Chabert, Directeur de Recherches (Rapporteur), LPP, Palaiseau

Fabrice Doveil, Directeur de Recherches (Rapporteur), LPIIM, Marseille

Michel Dudeck, Professeur, IJRA, Paris

Dominique Grésillon, Professeur, LPP, Palaiseau

Michel Touzeau, Directeur de Recherches, LTM, Grenoble

AVANT-PROPOS

Ce mémoire, rédigé en vue de l'obtention de l'Habilitation à Diriger des Recherches, présente une synthèse des travaux scientifiques que j'ai accomplis au cours de ces dix dernières années. Son contenu se divise en deux grands axes, chacun correspondant à une thématique de recherche spécifique. J'expose d'abord des résultats sur les écoulement supersoniques raréfiés de plasma, sujet que j'ai amplement parcouru durant ma thèse de doctorat effectuée à l'Université d'Eindhoven aux Pays-Bas. Ensuite, je m'étends plus longuement sur la propulsion électrique par effet Hall en proposant une vue d'ensemble des recherches que j'ai conduit à l'ICARE dans le cadre du GdR sur la propulsion à plasma.

J'espère que le document et son contenu seront d'une lecture claire et agréable et que le lecteur curieux et souhaitant apprendre sur les deux sujets abordés y trouvera une introduction accessible et des informations utiles.

J'espère, en outre, que ce manuscrit servira de document de référence sur le thème de la propulsion électrique, non seulement pour les étudiants et les jeunes doctorants, mais également pour des collègues à la recherche d'une information précise nécessaire à l'avancement de leurs propres travaux.

Mes activités de recherche et les conclusions marquantes qui leurs sont associées sont décrites dans les deux premiers chapitres de ce manuscrit. Le premier chapitre traite des jets supersoniques de plasma et le deuxième revient soigneusement sur la physique des propulseurs à effet Hall. Le troisième chapitre est consacré à mon projet de recherche à court et moyen termes, qui, désormais, concerne uniquement le domaine de la propulsion spatiale à plasma. Des informations complémentaires concernant mes publications ainsi que mes activités d'animation de la recherche, d'encadrement et d'enseignements sont données dans la partie annexe.

A tous, bonne lecture.

Stéphane Mazouffre Orléans, 14 juin 2009.

TABLE DES MATIERES

CONSTANTES; ACRONYMES; NOTATIONS	1
INTRODUCTION GENERALE	3
PARCOURS ET CONTEXTE DES RECHERCHES	3
Organisation du Memoire.	4
CHAPITRE 1 : ECOULEMENTS SUPERSONIQUES DE PLASMA	5
1 DETENTE AU TRAVERS D'UN ORIFICE SONIQUE	5
1.1 Propriétés et intérêts des jets supersoniques de plasma	7 9 10
2 Detente au travers d'une tuyere de Laval	11
2.1 Domaine d'opération de la soufflerie SR5	13 14
3 CONCLUSIONS	16
CHAPITRE 2 : PROPULSION A PLASMA POUR LES VEHICULES SPATIAUX	17
1 Enjeux et Contexte des recherches	17
1.1 La propulsion spatiale	18 21
2 Phenomenes de transport ioniques et atomiques	25
2.1 Observation de la FDV des ions Xe ⁺	30 31 32 34
3 CARACTERISTIQUES DU CHAMP ELECTRIQUE	36
3.1 Extraction du champ électrique accélérateur	39

BIBLIOGRAPHIE	91
CONCLUSION GENERALE	90
2.2 Moyen d'essais NExET	87 88
2.1 Le concept PEGASES	85
2 Plasma ions-ions	85
1.1 Analyses des propriétés électroniques	80 82 82
1 Propulsion par effet Hall.	79
CHAPITRE 3: PERSPECTIVES ET PROJETS EN PROPULSION	79
8 CONCLUSIONS	76
7.4 Projet INTAS 8851	
7.2 Séparation physique des processus d'ionisation et d'accélération7.3 Addition de puissance RF : concept hybride Hall-RF	
7.1 Architecture à double étage	
7 Propulseurs hybrides Hall-RF	68
6.2 Dynamique des électrons à basse fréquence	
6.1 Oscillations du plasma à haute fréquence	
6 Travaux annexes	66
5.1 Besoins en propulseurs à faible et à forte puissance. 5.2 Lois d'échelles élémentaires : aspect théorique. 5.3 Evaluation semi-empirique. 5.4 Dimensionnement d'un propulseur de 20 kW. 5.5 Amélioration de la méthode.	59 61 65
5 Lois d'echelles elementaires	59
4.4 Evaluation des pertes d'énergie sur les parois	
4.2 Détermination de la température d'équilibre des parois	
4 DEPOTS D'ENERGIE SUR LES PAROIS	47
A Depote D'energie cur i ec dadoic	17

ANNEXES

1	CURRICULUM VITAE.	97
2	LISTE DES PUBLICATIONS.	99
3	Conferences et Congres.	111
4	COLLABORATIONS	117
5	Enseignements / Encadrement.	119
6	ANIMATION DE LA RECHERCHE.	123
7	COMMUNICATION ET VULGARISATION	125

CONSTANTES; ACRONYMES; NOTATIONS

CONSTANTES

c vitesse de la lumière dans le vide : 299792458 m/s

e charge élémentaire : 1.6×10^{-19} C

g constante de gravitation terrestre : 9.81 m/s^2 h constante de Planck : $6.626 \times 10^{-34} \text{ Js}$ $k_{\rm B}$ constante de Boltzmann : $1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ m_e masse de l'électron au repose : $9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$

 σ constante de Stefan-Boltzmann : 5,6704×10⁻⁸ W/m²/K⁴.

ACRONYMES

ANR Agence Nationale de la Recherche

ATER Attaché Temporaire d'Enseignements et de Recherche

CCD Charge-Coupled Device

CNES Centre National d'Etudes Spatiales

CNRS Centre National de la Recherche Scientifique

ESA European Space Agency

EES Emission Electronique Secondaire

FDEE Fonction de Distribution en Energie des Electrons

FDV Fonction de Distribution en Vitesse

FOM Fundation for Fundamental Research on Matter (Pays-Bas)

GdR Groupement de Recherche

INTAS International Association for the promotion of co-operation with scientists

from the New Independent States of the former Soviet Union

IRTF Infra-Rouge à Transformée de Fourier ITC Incitation au transfert de compétences

ISTC International Science and Technology Center

GPS Global Positioning System
LIF Laser Induced Fluorescence

PCRD Programme Cadre de Recherche et Développement

PEH Propulseur à Effet Hall

PIC Particle-In-Cell

PPI Petit Propulseur Innovant

RF Radio-Fréquence

RPA Repulsing Potential Analyzer

TALIF Two-photon Absorption Laser Induced Fluorescence

NOTATIONS

A coefficient d'Einstein en emission

α coefficient de transport électronique anormal interne (code hybride)

B champ magnétique $c_{\rm s}$ vitesse du son $c_{\rm p}$ capacité thermique

d dimension; diamètre moyen du canal d'un PEH épaisseur Echamp électrique, énergie émissivité spectrale ε fréquence Fpoussée diamètre; flux d'énergie ϕ Φ débit Gfacteur de forme d'un corps gris coefficient isentropique γ largeur du canal d'un PEH h rendement η Ι courant ; intensité $I_{\rm sp}$ impulsion spécifique densité de courant j vecteur d'onde k constante de Boltzmann $k_{\rm B}$ Kn nombre de Knudsen K conductivité thermique K coefficient de transport électronique anormal externe (code hybride) Llongueur du canal d'un PEH λ longueur d'onde ; libre parcours moyen nombre de Mach; puissance radiative Mmasse, moment mdébit massique ṁ densité, indice densité de neutres n_0 densité d'électrons $n_{\rm e}$ densité d'ions $n_{\rm i}$ ∇ Laplacien fréquence ν ω pulsation dispersion en vitesse paramètre de rarefaction ou paramètre de Bird ; profil spectral ; puissance coordonnée radiale rayon de Larmor $r_{\rm L}$ coordonnée masse volumique déviation standard; section efficace σ temps Ttempérature durée τ Upotentiel vitesse Vvolume; potentiel rapport des moments w coordonnée axiale x

INTRODUCTION GENERALE

PARCOURS ET CONTEXTE DES RECHERCHES

Ce mémoire, rédigé en vue de l'obtention de l'Habilitation à Diriger des Recherches, synthétise la majeure partie des recherches scientifiques que j'ai effectuées au cours de ces dix dernières années. De manière schématique, mes travaux peuvent être divisés en deux grandes thématiques qui forment le canevas de ce document : les écoulements supersoniques raréfiés de plasma et la propulsion spatiale à plasma. Ces deux centres d'intérêts et les résultats qui leurs sont associés, sont, au fil des pages de ce manuscrit, exposés de façon objective et critique, en espérant que l'ensemble forme une recherche originale dans le champ de la physique des plasmas.

J'ai été confronté pour la première fois à la physique des écoulements supersoniques raréfiés de plasmas lorsqu'en 1996 j'ai intégré le laboratoire *Equilibrium and Transport in Plasmas* (aujourd'hui *Plasma and Materials Processing*) à l'Université de Technologie d'Eindhoven aux Pays-Bas, en tant qu'étudiant Erasmus. En octobre 1997, j'ai débuté une thèse de doctorat (Ph. D.) financée par la fondation FOM au sein de ce laboratoire, sous la direction du Professeur D.C. Schram. Pendant quatre ans, j'ai étudié les phénomènes de transport d'atomes et de radicaux atomiques dans des détentes supersoniques de plasma, ainsi que l'interaction plasma/parois, en réalisant des expériences à l'aide de techniques de spectroscopie laser linéaires et non linéaires. Au cours de mon doctorat, j'ai aussi effectué un séjour de quatre mois au sein du laboratoire du Professeur H. F. Döbele à l'Université d'Essen en Allemagne. J'y ai appris les techniques d'optique non linéaire permettant de générer des faisceaux laser dans l'UV lointain et les X mous. J'ai reçu le titre de docteur en octobre 2001 avec la mention Cum Laude. Ma thèse a donné lieu à la rédaction d'un manuscrit intitulé *Transport Phenomena in Plasma Expansions Containing Hydrogen*.

J'ai ensuite rejoint le laboratoire d'Aérothermique du CNRS (Unité Propre 9020) et intégré l'équipe du Professeur M. Dudeck. J'y ai effectué deux années comme chercheur post-doctorant ; l'une financé par l'Union Européenne dans le cadre du programme FAEPS et l'autre en tant qu'ATER à l'Université d'Orléans. Fort de l'expérience acquise à Eindhoven, j'ai appliqué la spectroscopie laser à l'étude de jets supersoniques de plasma générés dans la soufflerie SR5. Mes activités étaient alors menées dans le contexte d'un programme centré sur le thème des rentrées planétaires. Au cours de ma deuxième année à l'Aérothermique, j'ai progressivement glissé vers la partie propulsion à plasma, enthousiasmé par la nouveauté du sujet et le potentiel scientifique que je devinais. J'ai ainsi rallié le GdR sur la Propulsion à Plasma dans l'Espace et fait alors la connaissance des nombreux chercheurs théoriciens, numériciens et expérimentateurs qui le constituent. Ce GdR a été fondé en 1996 et renouvelé pour la quatrième fois en 2008. Il est fortement soutenu par le CNES, le CNRS et l'industriel Snecma qui y voient un domaine stratégique car lié à l'accès à l'Espace. Au printemps 2003, j'ai eu l'honneur d'être recruté au CNRS en tant que Chargé de Recherches. J'ai alors graduellement abandonné mes activités liées aux jets supersoniques pour me concentrer sur la problématique de la propulsion à plasma et développer ce thème à l'ICARE (Unité Propre 3021 qui résulte de la fusion du LCSR et de l'Aérothermique). Après le départ de M. Dudeck pour l'Université P. et M. Curie à Paris, j'ai pris en main l'ensemble des activités de recherches sur la propulsion électrique à l'ICARE, en étroite collaboration avec l'équipe qui a la responsabilité et la gestion du moyen d'essais national Pivoine-2g.

Durant les six dernières années, j'ai conduit à l'ICARE, avec de nombreux collaborateurs de tous niveaux et de tout âge, des recherches sur la physique des sources d'ions à effet Hall pour la propulsion sous l'égide du GdR. Je me suis en particulier intéressé aux phénomènes de transport, aux rôles des surfaces, aux lois d'échelle ainsi qu'à l'étude de concepts avancés de propulseurs de Hall. Pour mener à bien mes recherches, j'ai participé à plusieurs projets et programmes avec des soutiens comme l'ANR et le PCRD européen. J'ai également initié une ouverture de nos activités vers l'ESA. Aujourd'hui, je continue bien sûr à travailler sur les sources de Hall et à m'impliquer intensément dans le GdR avec de nombreux projets en préparation. Toutefois, je m'oriente aussi vers des concepts novateurs qui offrent des perspectives séduisantes tant sur le plan technologique que scientifique.

L'ensemble de mes recherches en propulsion à plasma m'a valu d'être lauréat en 2008 de la Médaille de Bronze du CNRS pour l'Institut des Sciences et Technologies de l'Information et de l'Ingénierie.

ORGANISATION DU MEMOIRE

A l'exclusion de l'introduction et de la conclusion générale, ce mémoire est divisé en trois grands chapitres auxquels vient s'ajouter une série d'annexes.

Le premier chapitre traite des écoulements supersoniques de plasma à travers un orifice sonique puis une tuyère de Laval.

Le deuxième chapitre est entièrement consacré à la physique des propulseurs à effet Hall. Après une introduction sur les enjeux et le contexte, il est question entre autres des phénomènes de transport ioniques et atomiques, des interactions plasma/surface et des méthodes de dimensionnement. Le chapitre se termine sur la présentation d'un concept innovant de propulseur de Hall hybride.

Le troisième chapitre est dédié à mon projet de recherche à court et moyen terme, qui, désormais, concerne uniquement le domaine de la propulsion spatiale à plasma. J'y expose mes perspectives en propulsion par effet Hall et mon intérêt pour le concept de propulseur à plasma ions-ions.

Des informations complémentaires concernant mes publications ainsi que mes activités d'animation de la recherche, d'encadrement et d'enseignements sont données dans la partie annexe.

CHAPITRE 1

ECOULEMENTS SUPERSONIQUES DE PLASMA

<u>Résumé</u>: Dans ce chapitre, je propose une synthèse de mes travaux de thèse réalisés au laboratoire Equilibrium and Transport in Plasmas du département de physique de l'Université d'Eindhoven aux Pays-Bas et des activités conduites au laboratoire d'Aérothermique (aujourd'hui ICARE) à Orléans dans le cadre d'études post-doctorales. Ces recherches, dont l'ensemble forme une suite cohérente, concernent la caractérisation de jets supersoniques de plasma par des techniques d'optique passives (interférométrie) et actives (spectroscopie laser linéaire et non linéaire). Il s'agissait d'une part d'examiner les phénomènes de transport des atomes, ions et molécules et l'influence des interactions plasma/surfaces sur ces derniers, et d'autre part d'analyser la dynamique de l'écoulement en terme d'onde de choc.

1 DETENTE AU TRAVERS D'UN ORIFICE SONIQUE

1.1 Propriétés et intérêts des jets supersoniques de plasma

L'écoulement supersonique obtenu par la détente d'un plasma d'une région de haute densité où la température est élevée, communément nommée « la source », vers un environnement à très basse pression relativement froid représente un phénomène physique très général qui concerne une grande variété d'objets et de conditions et qui couvre un vaste champs d'études qui s'étend de l'astrophysique [1] à la physique des surfaces [2,3,4] en passant par la fusion thermonucléaire contrôlée [5,6] et naturellement par la mécanique des fluides [7,8].

Dans une certaine mesure, la détente d'un plasma faiblement ionisé – la cas auquel on s'intéresse ici – ressemble à la détente d'un gaz neutre [9], un sujet bien connu dans le domaine de la dynamique des gaz, ce qui signifie qu'en première approche la densité, la vitesse et la température des particules se comporte comme celles d'un jet libre et peuvent être décrites à partir de la théorie des détentes supersoniques adiabatiques [10,11,12]. Lorsqu'un fluide se détend librement d'une zone limitée où règne une forte pression vers un milieu où la pression est faible mais finie, plutôt que dans un vide parfait, une structure en ondes de choc spécifique est alors produite du fait de l'interaction entre l'écoulement supersonique produit par la détente et les particules du gaz résiduel. Cette structure particulière est décrite sur la Figure 1.1 à partir de la valeur du nombre de Mach M. Le nombre M relie la vitesse du fluide v à la vitesse locale du son c_s :

$$M = \frac{v}{c_{\rm s}}$$
, avec $c_{\rm s} = \sqrt{\frac{\gamma k_{\rm B} T}{m}}$. (1)

Lorsque M > 1, le régime d'écoulement est dit supersonique. Lorsque M < 1, l'écoulement est subsonique. La transition supersonique-subsonique donne lieu à la formation d'une onde de choc qui est une zone de discontinuité dont l'épaisseur est de l'ordre du libre parcours moyen d'échange de quantité de mouvement si l'on considère

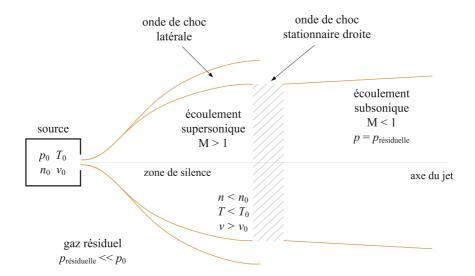


Fig. 1.1: Structure caractéristique d'un jet libre obtenue lorsqu'un fluide se détend d'une région de haute pression (source) vers une région de basse pression. Pour les cas étudiés dans ces travaux, la pression dans la source est voisine de la pression atmosphérique alors que la pression résiduelle dans la chambre à vide est comprise entre 1 Pa et 100 Pa.

des particules électriquement neutres⁽ⁱ⁾. Le long de l'axe d'une détente de gaz/plasma, la densité diminue rapidement, c'est le phénomène de raréfaction, la vitesse augmente et la température diminue par conversion de l'énergie thermique emmagasinée dans la source en énergie cinétique. La vitesse est la température atteignent une valeur seuil lorsque les collisions sont trop peu nombreuses pour assurer un transfert d'énergie efficace. La région supersonique d'un jet libre est un milieu qui s'écarte fortement de l'équilibre thermodynamique; en particulier on doit considérer une température perpendiculaire à la direction du flux (T_{perp}) et une température parallèle (T_{para}) [10]. L'onde de choc correspond à une zone de compression : la densité augmente de manière abrupte, la vitesse chute et la température fait un bond. Les propriétés du fluide en amont et aval de l'onde de choc sont données par les célèbres relations de Rankine-Hugoniot [7], qui restent valables en régime d'écoulement raréfié. L'écoulement subsonique se fait en général à pression constante. Sur la Figure 1.2, on a tracé le profil de la densité d'atomes d'argon déterminée pour deux pressions par diffusion Rayleigh le long de l'axe d'un jet de plasma Ar-H₂. Le lecteur intéressé par la constitution d'un jet libre trouvera plus de détails et d'informations dans mon manuscrit de thèse de doctorat [13].

L'écoulement supersonique d'un plasma dans un milieu raréfié présente cependant des particularités qui en font un phénomène plus riche et plus complexe qu'un « simple » écoulement de gaz. La présence d'ions, d'électrons et de radicaux⁽ⁱⁱ⁾ ainsi que la formation de champs électriques et de courants rendent l'écoulement non isentropique et non adiabatique. De plus, les interactions avec les surfaces (parois, poussières) peuvent avoir un fort impact sur la structure et les propriétés de l'écoulement.

ⁱ Dans tous les cas traités ici, le degré d'ionisation reste faible (< 1%) et l'écoulement du plasma est dominé par les espèces électriquement neutres.

ⁱⁱ Un radical est un atome ou une molécule avec une liaison libre. On peut citer H, N, O, ou bien CH, NH, SiH₃ pour les fragments moléculaires. A cause de leur forte réactivité, les radicaux jouent un rôle fondamental en chimie des plasmas, à la fois en volume et en surface.

Mes travaux de thèse s'inscrivaient dans le cadre du programme « *Thin layer deposition and surface modification*. *Plasmas in interaction with solid matter*. » proposé et financé par la Fondation Néerlandaise pour la Recherche Fondamentale sur la Matière (FOM). A l'Université d'Eindhoven, les jet supersoniques de plasma sont employés comme des sources de particules pour des opérations de traitement de surfaces, en particulier le dépôt de couches minces. On peut citer par exemple les dépôts de silicium amorphe hydrogéné a-Si:H pour les cellules solaires [14], de carbone amorphe a-C:H pour leurs qualités mécaniques, notamment leur résistance à l'usure [15] et d'oxydes de silicium pour leurs propriétés optiques, électriques et mécaniques [16]. Les jets supersoniques sont produits à l'aide d'un arc cascade équipé d'un orifice sonique (M = 1) de diamètre $\phi = 4$ mm [17]. Typiquement, la température des électrons dans la source atteint 1 eV et leur densité avoisine 5×10^{22} m⁻³ pour un courant d'arc de 50 A et un débit de gaz de 3 l/m. Le gaz réactif contenant l'espèce à déposer est injecté soit directement dans la source soit dans le réacteur [18].

L'objectif de mes recherches était triple :

- 1) Etudier les propriétés d'atomes au sein d'écoulements supersoniques afin d'acquérir des enseignements sur la formation de l'onde de choc et sur l'interaction entre les particules du jet de plasma et le gaz environnant dans l'optique d'une optimisation de la production d'espèces réactives,
- 2) Mesurer la quantité de radicaux atomiques dans le jet, notamment l'hydrogène, car ils qui jouent un rôle prépondérant dans de nombreuses réactions chimiques,
- 3) Regarder l'influence des phénomènes de pertes en surface, par adsorption ou recombinaison, sur les propriétés de transport des radicaux atomiques au sein de jets de plasma supersoniques.

1.2 Diagnostic par spectroscopie laser

De manière à mener à bien mes recherches, j'ai été conduit à mettre en œuvre et à exploiter diverses techniques de diagnostic optique.

Spectroscopie de fluorescence induite par laser à un photon (LIF)

La spectroscopie de LIF consiste schématiquement à exciter à l'aide d'une source de lumière cohérente une transition optique d'un atome ou d'une molécule puis à observer la lumière émise en réponse à l'excitation [19,20,21,22]. Cette technique offre un large domaine d'applications. En chimie et chimie des plasmas, elle est utilisée pour identifier des composés et mesurer des concentrations absolues d'atomes et de molécules dans un état électronique, ou rovibrationnel donné. Elle permet de déterminer localement la température et la vitesse d'un ensemble de particules, ou, d'une manière plus générale, la Fonction de Distribution en Vitesse qui fournit des renseignements sur l'état thermodynamique du système exploré. Cet outil offre également la possibilité d'étudier des processus collisionnels tels que les réactions chimiques, les transferts d'énergie par impact électronique ou la photodissociation, de mesurer le temps de vie radiatif d'un état quantique et de déterminer l'amplitude d'un champ électrique (effet Stark) et d'un champ magnétique (effet Zeeman). Dans le domaine des plasmas froids, la spectroscopie de LIF est principalement employée pour mesurer la concentration d'atomes et de molécules, la température de translation, de rotation et de vibration de différentes espèces ainsi que la vitesse.

Cette technique a été utilisée pour mesurer la FDV d'atomes d'argon Ar dans des états résonants et métastables du multiplet 4s ($\lambda = 810$ nm et 811 nm) dans des jets d'argon et de mélanges Ar-H₂. Nous avons utilisé pour cela une diode laser monomode accordable en fréquence dans le proche infrarouge [23].

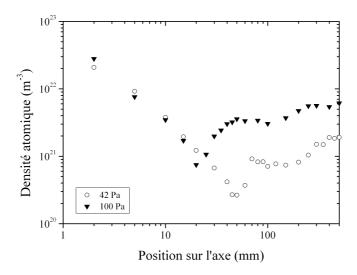


Fig. 1.2: Evolution de la densité d'atomes d'argon Ar le long de l'axe d'un jet libre de plasma Ar-H₂ pour deux valeurs de la pression résiduelle [13]. On observe nettement le phénomène de compression qui se produit dans l'onde de choc stationnaire.

Spectroscopie de fluorescence induite par laser à deux photons (TALIF)

Au sein d'un plasma froid, la majorité des espèces se trouvent dans l'état électronique fondamental. Cet état joue alors un rôle capital au niveau des réactions chimiques. Dans la plupart des cas, sonder cet état par des méthodes laser est difficile car l'excitation nécessite des photons dans l'UV lointain ou les rayons X mous ($\lambda \approx 100 \text{ nm}$). Or aucune source laser ne produit à l'heure actuelle de tels photons. Cependant, lorsque les règles de sélection de la mécanique quantique l'autorise, on peut contourner ce problème en utilisant une excitation à deux photons [19] ; on doit alors produire des photons dans l'UV proche ce qui est possible à l'aide de méthodes d'optique non linéaire même si les rendements de conversion sont très faibles.

J'ai mis au point un banc de spectroscopie utilisant une source pulsée accordable à colorant pompée par un laser à solide Nd:YAG capable de générer à l'aide cristaux KDP et BBO des photons à $\lambda \approx 200$ nm par mélange d'ondes [24]. J'ai ainsi pu mesurer dans des jets supersoniques la FDV d'atomes d'hydrogène H et de deutérium D ($\lambda = 205$ nm) [25] et d'atomes d'azote N ($\lambda = 207$ nm) [26]. Afin d'obtenir une valeur précise de la densité absolue de radicaux atomiques, le système optique a été calibré d'abord par titration chimique avec NO₂ puis en employant un gaz de référence, ici du krypton [24,27,28].

Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh, qui consiste à faire diffuser de manière quasi-élastique des photons sur des atomes ou des molécules en se plaçant loin de toute résonance, est très employée pour mesurer la densité de particules dans des jets de gaz et de plasma [29,30]. Ici, j'ai profité du fait que la section efficace de diffusion Rayleigh augmente lorsque la longueur d'onde diminue (variation en λ^{-4}) pour réaliser des mesures à l'aide du faisceau UV à 205 nm dédié aux expériences de TALIF [13]. De plus, on gagne également sur le rapport lumière diffusée/lumière parasite. Avec une énergie d'environ 2 mJ par impulsion, j'ai obtenu une limite de détection de 10^{20} m⁻³ pour Ar et 10^{21} m⁻³ pour H₂.

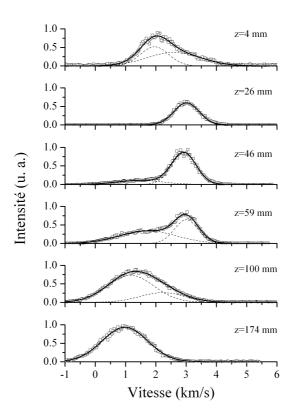


Fig. 1.3: Distribution de la vitesse axiale d'atomes Ar métastables le long de l'axe d'un jet supersonique de plasma d'argon [23]. La pression ambiante est de 20 Pa. L'onde de choc stationnaire s'étire de 30 à 150 mm. Les courbes en pointillés correspondent aux 2 distributions d'équilibre. La courbe en trait plein est obtenue par l'approximation bimodale [23, 31].

1.3 Formation d'une onde de choc stationnaire avec disque de Mach

L'étude de l'évolution de la fonction de distribution des vitesses des atomes au travers de l'onde de choc stationnaire d'une détente plasma a permis de montrer la validité d'une approximation bi-modale de la fonction de distribution en régime d'écoulement transitoire [23,31]. Comme on peut le constater sur la Figure 1.3, la FDV est à l'équilibre en amont et en aval de l'onde de choc mais avec des paramètres macroscopiques (v et T) différents. Au travers de l'onde de choc stationnaire, qui est un milieu où règne un fort déséquilibre thermodynamique, la FDV se déforme petit à petit via les collisions entre particules : on passe d'un fluide froid et rapide à un fluide chaud et lent. Une onde de choc doit ainsi être vue comme une zone de transformation de la FDV et d'adaptation graduelle aux conditions locales imposées par l'environnement à basse pression.

Il a été montré que le modèle bi-modale est valide aussi bien pour un gaz d'atomes neutres (Ar) que pour un gaz d'atomes réactifs (H, D et N). La variation des propriétés des deux composantes Maxwelliennes de la distribution permet d'expliquer en grande partie la formation de l'onde de choc. L'accumulation de mesures précises sur les fonctions de distribution a permis de mettre en défaut le célèbre modèle de fonction de distribution proposé par Mott-Smith [32,33] dans le cas d'écoulement en régime transitoire tout en offrant une approche plus complète et plus précise.

Notons ici que les expériences montrent que la détente d'un plasma au travers d'un orifice sonique se termine par la formation d'une onde de choc droite perpendiculaire à l'axe du jet appelée « disque de Mach ». L'écoulement passe ainsi d'un régime

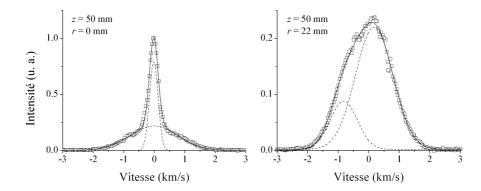


Fig. 1.4: FDV radiales d'atomes Ar métastables mesurées à 20 Pa dans l'onde de choc normale d'une détente supersonique de plasma d'argon [13]. La position r = 0 mm correspond à l'axe du jet. On constate que la FDV se décompose en deux termes Gaussiens caractéristiques de deux populations à l'équilibre : atomes du jet et atomes extérieurs.

supersonique à un régime subsonique avec une réduction rapide et surtout continue du nombre de Mach.

1.4 Invasion du jet et recirculation du gaz

Les problèmes de mélange de gaz dans la zone de choc, c'est à dire d'invasion de l'onde par les particules constituant le gaz résiduel qui entoure le jet, ont également fait l'objet de plusieurs études. En effet, les processus en jeux sont fondamentaux lorsque les jets supersoniques sont utilisés dans des procédés de chimie des plasmas où la création in-situ d'espèces actives est essentielle. J'ai entre autres mis en évidence de manière expérimentale que, même dans le cas où la nature des atomes du gaz résiduel et du jet est identique, un phénomène « d'échange » quasi-intégral avait lieu au sein de la zone de choc entre les atomes du jet et ceux du gaz ambiant. Ce mécanisme de transfert d'énergie explique le taux de conversion – aptitude à produire le précurseur désiré à partir d'un ion ou d'un radical créer dans le coeur du plasma – élevé de telles sources à plasma. Comme on le constate sur la Figure 1.4, dans la région de choc, les FDV radiales peuvent être décomposées en deux termes, l'un correspondant aux particules provenant de la source, l'autre à celles recirculant dans la chambre à vide et qui envahissent petit à petit le jet [34].

Des expériences très concluantes ont aussi été menées avec des mélanges H₂/D₂. On a ainsi pu observer la présence d'atomes D dans le domaine supersonique d'un plasma d'hydrogène H₂, le deutérium moléculaire étant injecté dans l'enceinte [13].

1.5 Impact des surfaces sur le transport de radicaux atomiques

La découverte principale de mes travaux de thèse reste la mise en évidence par des expériences sur les atomes H, D et N que sous certaines conditions les interactions plasma-surface jouent un rôle dominant dans le transport des espèces réactives au sein d'un jet plasma supersonique. En effet, ces interactions (adsorption et recombinaison) peuvent être à l'origine d'un phénomène de découplage entre espèces neutres et réactives, créant ainsi un écoulement à deux fluides. Si ces interactions ne sont pas prises en compte dans la conception de la source plasma et du réacteur, la perte de potentiel chimique résultante peut avoir des conséquences désastreuses sur le rendement des procédés de chimie assistée par plasma. Ces études ont également permis de montrer que le transport des ions, qui représentent une autre catégorie

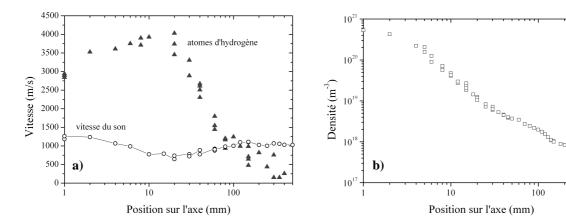


Fig. 1.5: a) Distribution de la composante axiale de la vitesse des atomes d'hydrogène H sur l'axe d'un jet supersonique de plasma Ar-H₂ (20 Pa). La vitesse du son est calculée à partir de la température parallèle. L'existence d'une transition supersonique/subsonique est mise en évidence. b) Profil correspondant de la densité d'atomes H dans l'état fondamental. Il n'y a pas d'effet de compression dans l'onde de choc. C'est une conséquence directe de la pertes des atomes H sur les surfaces de la chambre [35,36,37].

d'espèce transitoire, est quant à lui influencé par les phénomènes de neutralisation à la paroi. Cependant le processus de transfert de charge résonant conduit à un bon confinement des ions dans le cœur du jet [13].

Sur la Figure 1.5 a), la chute brutale de la vitesse des atomes H indique la présence d'une onde de choc stationnaire. Au contraire, sur la Figure 1.5 b), il n'existe aucune signature apparente du phénomène de compression. Cette « anomalie » est propre aux radicaux ; comme je l'ai expliqué, c'est une conséquence directe des interactions entre les atomes H et les parois métalliques de l'enceinte [35, 36,37]. Un phénomène similaire est observé avec des atomes d'azote N, néanmoins, l'intensité est moindre car le coefficient de recombinaison de N sur les métaux est inférieur à celui de H [38].

2 DETENTE AU TRAVERS D'UNE TUYERE DE LAVAL

2.1 Domaine d'opération la soufflerie SR5

Au sein de l'ICARE, les jets supersoniques de plasma à basse pression sont utilisés en tant qu'outil de simulation des conditions de vol dans les hautes couches d'une atmosphère planétaire [39,40]. Les études liées phénomènes aérothermodynamiques rencontrés au cours d'un vol à haute altitude (~ 50-100 km) concernent des systèmes variés tels que navettes et sondes spatiales, avions hypersoniques et missiles balistiques. Les recherches conduites à l'institut s'inscrivent plus particulièrement dans le cadre des programmes d'exploration planétaires des agences spatiales française (CNES) et européenne (ESA). Ces dernières années, le laboratoire s'est concentré principalement sur les problèmes de rentrée à grande vitesse (6-8 km/s) d'atterrisseurs dans l'atmosphère de la planète Mars (CO₂-N₂-Ar) dans le cadre du projet Aurora de l'ESA.

L'ensemble des expériences est réalisé avec la soufflerie à haute enthalpie SR5 qui utilise une source à plasma de type arcjet stabilisé par vortex équipée d'une tuyère de Laval (convergent/divergent) de diamètre de sortie $\phi = 5$ cm [41]. C'est l'une des rares souffleries en mode continu en Europe, la durée du tir étant seulement limitée par l'usure de la cathode. L'installation est capable de fournir une puissance électrique

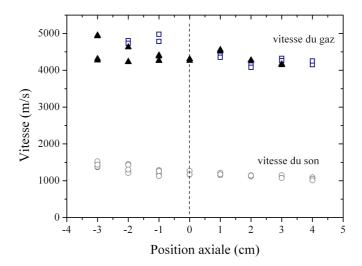


Fig. 1.6: Distribution sur l'axe d'un jet supersonique de plasma d'argon généré dans l'installation SR5 (2,5 Pa) de la vitesse des atomes Ar déterminée par interférométrie de Fabry-Pérot : raie à 763 nm (carrés) et 738 nm (triangles). La vitesse du son est calculée à partir de la température mesurée. La position 0 indique la sortie de la tuyère de Laval.

comprise entre 2 kW et 15 kW en maintenant une pression résiduelle de l'ordre de 1 Pa pour 10 litres par minute de gaz injectés. Typiquement, la température des électrons dans la source atteint 1 eV. Leur densité est de l'ordre de 10^{18} m⁻³ en sortie de tuyère pour un courant de 100 A.

La dynamique et les propriétés physiques des écoulements de plasma supersoniques créés dans SR5 ont longtemps été analysées à l'aide de diagnostics de spectroscopie d'émission et de sondes électrostatiques. Le premier outil permet en particulier d'accéder aux températures d'excitation, de rotation et de vibration mais n'offre qu'une très faible résolution spatiale. Le deuxième outil renseigne sur les propriétés électroniques mais il est très perturbant en particulier en régime supersonique [42]. De plus, ces techniques ne permettent pas d'accéder à la vitesse du plasma, un paramètre déterminant pour les études considérées. Afin de compléter la gamme des diagnostics disponibles, j'ai donc proposé la mise en œuvre d'un système d'interférométrie de Fabry-Pérot [43,44] et d'un montage de spectroscopie de LIF [19,20] afin de caractériser la structure de ces écoulements supersoniques et leurs propriétés en terme de vitesse et d'enthalpie.

Dans un premier temps, le domaine de fonctionnement de la soufflerie SR5 a été validé en observant un jet de plasma d'argon par interférométrie de Fabry-Pérot. Une analyse spectrale fine des raies à $\lambda = 763\,\mathrm{nm}$ et 738 nm de l'atome d'argon (la résolution du banc était de l'ordre de 0,5 pm [45,46]) m'a permis de mesurer par effet Doppler la température du gaz et la vitesse axiale de l'écoulement [46]. Sur la Figure 1.6, on peut voir la vitesse du gaz et la vitesse du son à l'intérieur et à l'extérieur de la tuyère de Laval. J'ai ainsi montré que la vitesse de l'écoulement en sortie de la tuyère convergente-divergente variait de 3,5 km/s à 6,5 km/s lorsque la puissance fournit augmente de 3 kW à 10 kW. Dans le même temps la température varie de 4000 K à 12000 K. Dans le cas d'un gaz atomique, la soufflerie SR5 permet d'obtenir une gamme de vitesse qui couvre de nombreuses configurations de vol. Dans le cas d'un gaz moléculaire, une partie de l'énergie est consommées dans des réactions

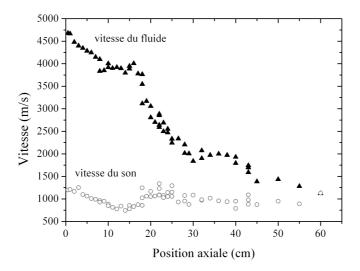


Fig. 1.7: Evolution de la vitesse axiale des atomes $Ar[1s_4]$ sur l'axe d'un jet supersonique de plasma $Ar-N_2$ en sortie d'une tuyère de Laval dans la soufflerie SR5 (2,5 Pa). La transition supersonique/subsonique se fait par paliers successifs aucours desquels M décroît [48]. Le régime subsonique est atteint vers x = 60 cm. La vitesse du son est calculée à partir de la température parallèle. La position 0 indique la sortie de la tuyère.

chimiques (dissociation...) et emmagasinée dans les modes de rotation et vibration, ainsi la vitesse de l'écoulement est inférieure. A noter que même si aucune planète ne possède une atmosphère d'argon, de telles expériences permettent i) de affranchir de la complexité liée à la chimie des plasmas moléculaires, ii) de valider la partie « fluide » des codes de calculs en milieu plasma développés à l'ICARE, étape indispensable avant la prise en compte de la chimie complexe des atmosphères réelles.

Dans un second temps, les mesures par interférométrie ont été complétées par des mesures par LIF en visée oblique [47] afin d'observer les composantes axiale et radiale de v et T et d'obtenir une résolution spatiale suffisante pour résoudre la structure de l'écoulement [48]. Une diode laser monomode accordable en fréquence a été utilisée pour exciter la transition à 810 nm de l'atome d'argon.

2.2 Création d'une onde de choc par réflexion régulière

L'obtention par spectroscopie de LIF de la FDV locale des atomes d'argon dans l'état résonant 1s4, à partir de laquelle on a pu déterminer la composante radiale et axiale de la vitesse de l'écoulement ainsi que la température perpendiculaire et parallèle à une ligne de courant, nous a permis d'affiner et d'étendre les résultats obtenus par interférométrie sur la détente d'un plasma au travers d'une tuyère de Laval.

Pour la première fois, il a été montré de manière expérimentale, via une technique qui ne perturbe pas l'écoulement, que dans le cas d'une tuyère de Laval, où le nombre de Mach est élevé et où l'écoulement est raréfié en sortie, la transition supersonique-subsonique se fait progressivement, par paliers successifs au cours desquels le nombre de Mach décroît [48]. La transition s'effectue sans formation d'un disque de Mach : on parle du phénomène de *réflexion régulière*. Sur la courbe de la Figure 1.7, on remarque la chute progressive et par palier de la vitesse des atomes Ar. On peut comparer cette courbe à celle de la Figure 1.5 a) où la transition est directe. Les résultats sont en très bon accord avec les calculs théoriques et les simulations

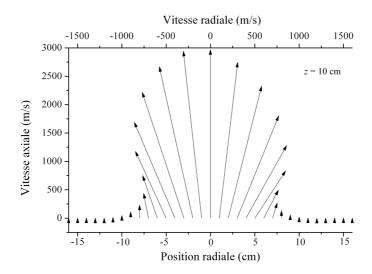


Fig. 1.8: Distribution du vecteur vitesse des atomes Ar obtenu par LIF dans un jet supersonique de plasma d'argon à x = 10 cm [48].

numériques disponibles dans la littérature, qui prédisent le passage d'une structure avec un disque de Mach à une structure avec une série de cellules lorsque M > 1 et le paramètre de raréfaction P (équivalent au nombre de Knudsen Kn) est supérieur à 0,02 [49]. Avec la tuyère de Laval de la soufflerie SR5, on obtient M = 3.6 et P = 0.09 en sortie. La torche de l'Université d'Eindhoven se caractérise par $P < 10^{-3}$ en sortie de son orifice sonique.

Les résultats précis que l'on peut accumuler par spectroscopie de LIF sur les propriétés de tels écoulements (voir e.g. la Figure 1.8) constituent aussi des données précieuses pour la validation des modèles physiques et des outils numériques dédiés à l'étude des vols supersoniques dans les atmosphères planétaires [50].

2.3 Ecoulement de CO₂: rentrées dans l'atmosphère Martienne

De nombreuses missions d'exploration de la planète Mars sont programmées par les agences spatiales pour les années à venir [51,52]. Le but affiché est clairement de dépasser le simple envoi de sondes robotisées et de préparer d'ambitieuses missions de retour d'échantillons et, à terme, l'envoi d'hommes sur la planète rouge. En conséquence, de nombreux travaux sont aujourd'hui consacrés à la mise au point de véhicules spatiaux fiables et peu onéreux. Dans ce contexte, les détentes supersoniques de plasma créés à partir de mélanges contenant du CO₂ offrent la possibilités de reproduire certaines des conditions rencontrées lors de l'entrée à grande vitesse d'une sonde dans l'atmosphère martien [53]⁽ⁱⁱⁱ⁾. On peut ainsi tester et valider des matériaux, des architectures et des choix techniques.

Il apparaissait donc judicieux de déterminer dans le moyen d'essais SR5 la vitesse et la température d'un écoulement de plasma créé à partir d'un mélange CO_2 - N_2 représentatif de l'atmosphère martienne afin de connaître la plage de trajectoires susceptibles d'être simulées dans l'installation. Après réflexion, j'ai opté pour la détection de l'atome d'oxygène métastable $^5S_2^0$ par excitation laser de la transition à 777,2 nm malgré un taux de quenching (déexcitation non-radiative par collision) élevé

14

iii L'atmosphère martien est constitué à 95,3 % de dioxyde de carbone, à 2,7 % d'azote, à 1,6 % d'argon Ar avec des traces d'oxygène et de vapeur d'eau.

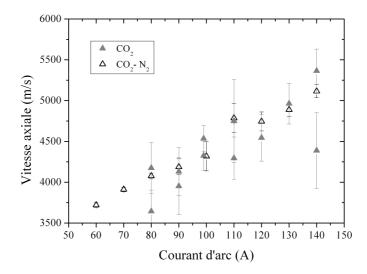


Fig. 1.9: Evolution de la vitesse d'atomes d'oxygène $O(^5S)$ dans des jets supersoniques de plasma en fonction du courant d'arc [54]. Les mesures sont réalisées par LIF en sortie de la tuyère de Laval de la soufflerie SR5 ($U \approx 65 \text{ V}$).

dans les conditions de l'expérience. Les atomes d'oxygène sont issus de la dissociation des molécules de CO_2 dans l'arc. Le choix s'est révélé payant puisque nous avons pu mesurer le profil de vitesse et de température de l'atome $O(^5S)$ le long de l'axe de jets de plasma produits dans SR5 à partir de CO_2 pur et d'un mélange CO_2 - N_2 [54]. Nous avons montré entre autres que la soufflerie permettait d'atteindre au maximum une vitesse de 5 km/s (T = 7000 K et M = 2) en amont de l'onde de choc avec une puissance fournie de 9,5 kW, comme indiqué sur la Figure 1.9. Cette vitesse reste néanmoins trop basse pour reproduire correctement l'entrée d'une sonde dans l'atmosphère de Mars. Le laboratoire prépare donc la mise en service d'une nouvelle soufflerie qui offrirait la possibilité d'atteindre des vitesses de l'ordre de 8-10 km/s.

2.4 Interférométrie de Fabry-Pérot sur un milieu plasma optiquement épais en mouvement

La spectroscopie d'émission est très largement employée, par exemple dans le domaine de l'astronomie où les objets observés sont souvent en mouvement et où le milieu interstellaire peut être fortement absorbant pour certaines raies [55]. Afin d'accroître la résolution spatiale, la méthode de tomographie dite d'inversion d'Abel [56], applicable dans le cas d'une géométrie cylindrique, est souvent utilisée. Cependant, la méthode est rarement adaptée lorsque le milieu sondé est optiquement dense. De plus, peu d'études ont sérieusement considéré le cas d'un milieu en mouvement à grande vitesse par rapport à l'observateur [57].

Selon la transition optique considérée, un écoulement produit dans l'installation SR5 à partir d'argon peut être transparent ou plus ou moins opaque dans le domaine visible. Un tel écoulement présente en plus de forts gradients de vitesse, de température et de densité quelle que soit la direction d'observation. C'est donc le milieu idéal pour tester les méthodes tomographiques et apprendre à intégrer les propriétés du milieu exploré. Nos études ont été conduites à partir de l'analyse de la lumière par interférométrie de Fabry-Pérot. Elles se font focalisées sur le traitement de l'absorption de la lumière et sur la prise en compte du décalage Doppler dans la transformée d'Abel [58]. Un

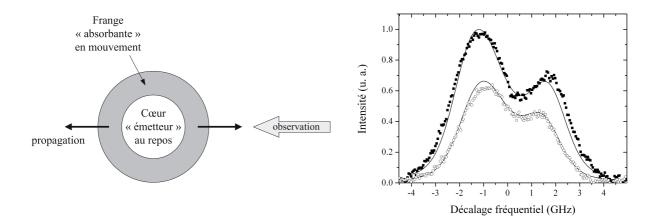


Fig. 1.10: Gauche: Modèle d'un jet de plasma à « deux régions »: un cœur chaud au repos est entouré d'un anneau froid en mouvement où les photons sont absorbés [58]. Droite: Spectres de la raie d'argon à 763 nm enregistrés avec un Fabry-Pérot sur l'axe (carrés) et à r=1 cm (cercles) en sortie de tuyère. Les lignes correspondent à des résultats de simulations.

premier modèle, qui suit l'approche proposée dans [59], propose de diviser le jet en deux régions distinctes superposées; on explique ainsi l'asymétrie des profils observés (Figure 1.10). Un second modèle, plus complexe, prend en compte le transport radiatif le long de la ligne de visée. Cette approche permet alors de remonter aux profils de vitesse et de température [58].

3 CONCLUSION

Dans ce premier chapitre, j'ai établi le bilan des travaux conduits sur les écoulements supersoniques de plasmas en régime raréfié en commentant les principaux résultats déduits en grande partie d'expériences réalisées par spectroscopie laser. Nous avons montré, d'une part, en parfait accord avec les calculs théoriques, que la structure de l'onde de choc stationnaire formée en aval d'une tuyère dépend des conditions en sortie. Néanmoins, dans tous les cas, l'onde de choc doit être vue comme une zone tampon en déséquilibre thermodynamique, au travers de laquelle la FDV des particules se transforme graduellement pour s'adapter aux conditions imposées par le milieu ambiant. Une onde de choc est aussi une région « perméable », propice au mélange d'espèces et aux réactions chimiques. D'autre part, les études ont révélé, à la quasi surprise générale, que la présence de parois au voisinage d'un jet perturbe l'écoulement des espèces réactives, via les processus de recombinaison et d'adsorption, malgré un régime supersonique. On observe en particulier une forte atténuation, voir une disparition, du phénomène de compression en densité dans l'onde de choc, ce qui traduit une dégradation du confinement des radicaux.

Une grande partie des travaux menés à l'ICARE sur les détentes de plasma ont été effectués avec le Dr. Ewa Pawelec de l'Université d'Opole en Pologne au travers de collaborations fructueuses. Bien que de nombreuses questions restent toujours sans réponse, notamment en ce qui concerne les propriétés et la dynamique d'une onde de choc plasma attachée à un obstacle, j'ai décidé en 2006 de ne plus m'investir dans cet axe de recherche afin de me consacrer exclusivement à des travaux et des investigations dans le domaine de la propulsion spatiale électrique.

CHAPITRE 2

PROPULSION A PLASMA POUR LES VEHICULES SPATIAUX

Résumé: Dans ce chapitre, après une introduction succincte sur l'intérêt de la propulsion spatiale électrique et ses enjeux, j'expose les recherches que j'ai menées ces dernières années sur les propulseurs à plasma par effet Hall. Ces travaux ont été principalement conduits dans le cadre du GdR « Propulsion à Plasma pour l'Espace » et financièrement soutenus par le CNRS, le CNES, la Snecma et l'ANR. Je m'attarde tout d'abord sur les principes et les caractéristiques d'un propulseur à effet Hall, en rappelant les acquis scientifiques et les questions ouvertes. Ensuite, je traite des phénomènes de transport des ions, qui ont été examinés par spectroscopie laser, ainsi que des propriétés spatiales et temporelles du champ électrique accélérateur dont l'amplitude, comme nous l'avons démontré, peut être évaluée à partir de la FDV des ions. Le paragraphe suivant est consacré à l'étude par thermographie infrarouge du comportement thermique d'un propulseur de Hall. La température à l'équilibre des parois diélectriques, dont le rôle premier est de confiner la décharge plasma, a été déterminée pour un vaste ensemble de points de fonctionnement et pour plusieurs matériaux. En combinant mesures et modélisation, nous avons pu estimer la quantité d'énergie déposée en surface par bombardement ionique et électronique. Cette étude a ainsi permis de mieux appréhender le bilan d'énergie d'un propulseur. La cinquième partie est dédiée à l'analyse des lois d'échelle élémentaires applicable à la décharge en champs croisés d'un propulseur. En développant une approche semi-empirique à partir d'une vaste base de données, nous avons élaboré des lois permettant d'extrapoler l'architecture actuelle vers les deux extrémités de l'échelle des puissances. Finalement, je termine ce chapitre en décrivant les premières études menées sur un concept innovant, qui associe une décharge radiofréquence à un propulseur de Hall, l'objectif étant l'amélioration des performances et l'allongement de la durée du vie.

1 Enjeux et Contexte des recherches

1.1 La propulsion spatiale

Depuis plusieurs siècles, la conquête de l'Espace fait rêver l'Homme en proposant de repousser à l'infini les frontières de la Terra Incognita. Ce n'est pourtant qu'à partir des années 1950, et suite aux travaux conduits, en particulier en Allemagne, au cours de la seconde guerre mondiale, que l'espace devient accessible [60]. Dès lors, l'accès à l'espace devient stratégique pour de nombreuses nations, dont la France. Les efforts vont être soutenus dans le domaine de l'aérospatial et vont conduire au développement des technologies d'observation, de communication et de navigation, dont MétéoSat, Internet et le GPS sont les aboutissements les plus récents [60,61]. Cependant, malgré plus de soixante années d'investissements jamais interrompus et couronnés par de magnifiques succès, dont les célèbres missions Apollo et l'envoi de rovers sur Mars, l'être humain reste confiné au voisinage de sa planète d'origine. Faut-il y voir une fatalité? La propulsion électrique pourrait un jour prochain apporter une réponse négative à cette question en offrant à l'Humanité des perspectives insolites et de nouveaux horizons.

Il existe à ce jours trois types de propulsion clairement identifiés et validés par l'expériences [62]. Pour parcourir de longs trajets à grande vitesse et sans consommer

de carburant, on peut tirer parti de l'assistance gravitationnelle ou effet de fronde gravitationnelle. Lorsqu'un vaisseau spatial passe à proximité d'un corps céleste, planète ou étoile, l'influence gravitationnelle de celui-ci l'accélère et dévie sa trajectoire. En rebondissant ainsi de corps en corps, le vaisseau peut gagner les confins du système solaire. Ces trajectoires sinueuses imposent cependant de longs détours qui atteignent couramment plusieurs années. La propulsion chimique est fondée sur l'éjection à travers une tuyère d'un gaz à haute température résultant de la combustion de propergols liquides ou solides [62,63]. Grâce à l'échappement rapide d'une grande quantité de matière, un propulseur chimique délivre une forte poussée qui peut dépasser 10⁶ N. Ce type de moteur équipe donc naturellement les lanceurs comme Ariane 5, Soyouz, Longue Marche et la Navette Spatiale. En contre partie, un important niveau de poussée ne peut être maintenu que sur des durées relativement courte à cause des quantités de carburant nécessaires. Ce mode de propulsion est aujourd'hui de loin le plus répandu. Les moteurs chimiques équipent les fusées, les satellites et les sondes interplanétaires et assurent différentes manœuvres, du décollage à la correction de trajectoire en passant par le transfert d'orbite [63]. Les propulseurs électriques, ou propulseurs à plasma, engendrent une poussée en produisant puis en accélérant un gaz ionisé à l'aide d'un champ électrique ou magnétique [63,64,65]. La poussée développée est très faible, moins de 1 N à l'heure actuelle. En contrepartie, la propulsion à plasma offre deux avantages majeurs sur ses concurrents. La quantité de carburant consommée est extrêmement réduite et la durée de fonctionnement est très longue, jusqu'à plusieurs années, ce qui, malgré une poussée limitée, permet d'atteindre une vitesse finale élevée.

Grâce aux travaux réalisées ces vingt dernières années, la propulsion à plasma est aujourd'hui une technologie en essor. Si son emploi est actuellement restreint au maintien à poste de satellites géostationnaires de télécommunication, dans un futur proche elle devrait prendre le relais de la propulsion chimique pour les manœuvres de transfert d'orbites et de désorbitation et équiper la majorité des sondes interplanétaires. A plus longue échéance, les vaisseaux à propulsion électrique à forte puissance pourraient rendre réaliste l'exploitation des ressources du système solaire.

1.2 Avantages et limites de la propulsion électrique

Une fusée ou un vaisseau spatial se propulse en éjectant de la matière : la quantité de mouvement perdue dans la direction opposée à celle du déplacement est compensée par celle gagnée dans la direction du vol. Au début du XXème siècle, le physicien russe C. E. Tsiolkowski, un pionnier de l'astronautique, dérive à partir de la conservation de la quantité de mouvement, l'équation fondamentale de la propulsion spatiale, connue aujourd'hui sous l'appellation « *The Rocket Equation* » [66]. Pour un système sans force externe et en supposant la vitesse d'éjection du fluide propulsif ν_e constante, cette équation relie de manière simple la masse de combustible consommée Δm_e lors d'une manœuvre à la nécessaire variation de vitesse du vaisseau $\Delta \nu$:

$$\Delta m_{\rm e} = m_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta v}{v_{\rm e}}\right) \right],\tag{2}$$

où m_0 est la masse initiale du vaisseau. On s'aperçoit alors que plus la vitesse d'éjection de l'ergol est élevée, plus la quantité consommée par un propulseur est faible pour un Δv donné. En astronautique, on utilise préférentiellement la notion d'Impulsion Spécifique I_{sp} en place de la notion de vitesse d'éjection de l'ergol. Cette

quantité est reliée à la fois à la poussée F fournie par un moteur et à la vitesse d'échappement de l'ergol :

$$I_{\rm sp} = \frac{F}{\dot{m} g} = \frac{v_{\rm e}}{g} \,, \tag{3}$$

où g est l'accélération de la pesanteur et \dot{m} le débit d'ergol consommé. L' $I_{\rm sp}$ indique la durée pendant laquelle un kilogramme d'ergol produit une poussée de 9,81 N. La question qui se pose alors est la suivante : Comment décupler l' $I_{\rm sp}$? En effet, d'après l'Equation 2, augmenter l' $I_{\rm sp}$ revient à diminuer la masse du vaisseau, soit, au choix, à faire des économies substantielles, à augmenter la partie dévolue aux instruments ou à l'équipage (charge utile) ou bien à modifier de manière avantageuse la mission en disposant de plus d'ergol. Les moteurs chimiques classiques d'élivrent des vitesses d'éjection des gaz relativement faible, de 3 à 4 km/s. Or augmenter l' $I_{\rm sp}$ d'un propulseur chimique semble peu réaliste puisque la température du gaz est limitée à la fois par l'énergie libérée lors des réactions chimiques et par la résistance des parois des tuyères [63].

Il n'en va de même pour la propulsion électrique. En effet, les particules chargées sont susceptibles d'être accélérées à des vitesses considérablement plus grandes que celles que peuvent atteindre des atomes, même chauffés à des températures extrêmes. Ainsi, les propulseurs à plasma, en accélérant des ions positifs v , délivrent aujourd'hui une I_{sp} comprise entre 2000 s et 4000 s, pour typiquement 300 s avec des ergols chimiques. En utilisant des ions légers et de puissants champs électriques, des valeurs d' $I_{\rm sp}$ supérieures à 10000 s ont été produites en laboratoire. Atteindre une I_{sp} de 10^{5} s semble réaliste à moyen terme, ce qui autoriserait une économie en quantité d'ergol considérable. Le gain en masse d'ergol embarqué obtenu grâce à la propulsion électrique est illustré par les courbes de la Figure 2.1. Par exemple, lors d'un voyage d'une orbite terrestre vers une planète proche, qui requiert un Δv de l'ordre de 5 km/s, le propergol nécessaire occupe typiquement les deux tiers de la masse disponible pour une fusée « chimique » contre 20 % pour une fusée « électrique ». Pour des voyages plus ambitieux vers des planètes excentrées, où le Δv dépasse les 30 km/s, une fusée chimique ne serait constituée que de carburant! Plus la cible et lointaine ou la mission longue, mieux la propulsion électrique est adaptée.

En fait, avec la découverte par J. J. Thomson de l'électron et la mise en évidence du proton par E. Rutherford, les scientifiques avaient réalisé dès les années 1910 qu'ils disposaient du combustible rêvé pour les vaisseaux spatiaux. La propulsion spatiale électrique, ou propulsion à plasma, venait de naître et le premier brevet sera déposé en 1932 [66]. Il faudra cependant attendre le début des années 50 et la mise au point de sources d'ions délivrant des courants de plusieurs ampères pour que la propulsion à plasma apparaisse crédible. Des progrès rapides seront accomplis dans les années 50-60 avec le développement de la physique des plasmas et des sources d'ions. Deux familles de propulseurs feront alors leur apparition [64,67]:

^v La masse d'un électron étant très inférieure à celle d'un ion, on privilégie ces derniers afin d'obtenir une plus grande quantité de mouvement. Les ions positifs sont juqu'à présent privilégiés car ils restent plus facile à produire. L'intérêt des ions négatifs sera discuté dans le chapitre 3.

19

^{iv} En plus des propulseurs à combustion, il existe trois autres concepts de propulseurs chimiques : les moteurs à fission nucléaire, les moteurs à fusion nucléaire et les moteurs à antimatière [63]. Aucun prototype n'a à ce jour été construit et testé.

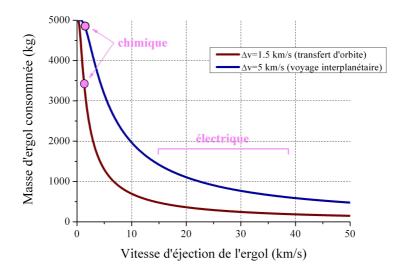


Fig. 2.1: Consommation d'ergol pour deux types de missions dans le cas d'un vaisseau spatial ayant une masse initiale de 5 tonnes d'après l'équation de Tsiolkowski. Le terme $\Delta \nu$ représente la variation de vitesse à accomplir sur la durée totale de la mission. Grâce à une grande vitesse d'éjection du fluide propulsif, la propulsion électrique autorise un gain significatif en masse d'ergol embarquée.

- les moteurs ioniques pour lesquels l'extraction, la focalisation et l'accélération d'ions produit au sein d'un plasma sont assurées par un système de grilles polarisées à haute tension,
- les propulseurs à effet Hall qui sont des accélérateurs d'ions sans grille utilisant avantageusement le confinement magnétique d'un plasma.

Les premiers essais en vol auront lieu dans les années 70. Dans les décennies qui suivront, le nombre de propulseurs embarqués ne fera que croître tout comme le niveau des performances et la fiabilité. Aujourd'hui, les technologies « à grille » et « à effet Hall » occupent toujours une place prépondérante et plusieurs dizaines de satellites sont équipés de propulseurs électriques qui assurent principalement le contrôle de trajectoire et la correction d'attitude. Ce mode de propulsion est depuis peu employé pour des voyages interplanétaires comme en témoignent la mission européenne SMART 1 et les missions américaines Deep Space 1 et Dawn [66].

La faible consommation d'ergol n'est pas le seul avantage qu'offre la propulsion électrique. Le rendement énergétique atteint, voir dépasse, les 50 %. La durée de fonctionnement d'un propulseur à plasma est de plusieurs centaines de jours, ce qui assure une vitesse finale élevée, un point positif lorsqu'il s'agit de propulser un engin spatial vers une destination lointaine. Enfin, contrairement à la propulsion chimique pour laquelle l'énergie est emmagasinée dans l'ergol – donc limitée de facto – l'approvisionnement en énergie se fait de façon externe en propulsion électrique. La puissance électrique nécessaire est aujourd'hui apportée par des panneaux solaires. Pour des missions lointaines, il faudra faire appel à des générateurs thermoélectriques voir à des réacteurs à fission nucléaire [63].

Néanmoins, il existe en contrepartie plusieurs limitations. Les propulseurs électriques développent un faible niveau de poussée du fait du bas débit d'ergol

consommé. La poussée F représente la force de réaction qui résulte de l'éjection de l'ergol. Elle est donnée par la deuxième loi de Newton :

$$F = \frac{d(mv)}{dt} = \dot{m} v. \tag{4}$$

La masse d'atomes consumés par unité de temps est typiquement de l'ordre de 5 mg/s. En considérant une $I_{\rm sp}$ de 2000 s, la poussée atteint 0,1 N, soit l'équivalent du poids d'une feuille de papier l' l'empre on le verra par la suite, la poussée d'un propulseur électrique est en réalité d'abord limitée par des contraintes technologiques sur la puissance et la taille. L'extrapolation directe des concepts actuels devrait ainsi permettre d'atteindre 10 N sans difficulté majeure. D'autres points faibles sont à considérer. Par rapport aux moteurs chimiques, les propulseurs électriques ont une masse importante, leur degré de complexité est relativement élevé et leur fonctionnement est restreint à un milieu à faible pression ce qui interdit toute utilisation dans une atmosphère planétaire à basse altitude.

Malgré des avancées, un effort de recherche significatif est aujourd'hui engagé dans le domaine de la propulsion à plasma. Les objectifs principaux sont l'amélioration des performances et le développement d'une gamme élargie en puissance qui s'étendrait du Watt à la dizaine de kilowatts, afin de répondre aux besoins présents et futurs des opérateurs de satellites et des agences spatiales.

1.3 Contexte des recherches

La France a opté dans les années 90 pour la technologie des propulseurs à plasma à effet Hall qui, contrairement aux moteurs à grilles, offrent un rapport poussée sur puissance élevé et sont adaptés au domaine de la forte puissance.

La propulsion par effet Hall fait donc l'objet en France de développements industriels et de travaux scientifiques depuis 1992. Les premiers visent à obtenir des propulseurs de fabrication occidentale, qualifiés au sol puis en vol. Les seconds ont pour objectif de supporter les industriels par une démarche de compréhension de la physique de ces propulseurs en parallèle d'une démarche d'amélioration des performances tout en développant une capacité d'expertise. Le récent succès de la mission lunaire SMART-1 de l'Agence Spatiale Européenne – la sonde interplanétaire était propulsée par le propulseur à effet Hall PPS®1350 de Snecma – témoigne de l'avancée des travaux dans ce domaine.

Les études scientifiques portant sur les propulseurs à effet Hall ont pour cadre depuis 1996 un Groupement de Recherche impliquant le CNRS, le CNES, l'industriel Snecma et plusieurs Universités : GdR 3161 *Propulsion à plasma dans l'espace*. Le GdR est dirigé par le Professeur M. Dudeck. Dans la sphère du GdR, les équipes française collaborent de façon régulière avec des Universités, des instituts et des industriels étrangers : Inasmet en Espagne, l'IFPILM à Varsovie, les instituts RIAME et MIREA à Moscou, l'Université de Karkov en Ukraine...

La stratégie de recherche choisie au sein de ce GdR consiste à mener simultanément et de manière complémentaire et cohérente :

21

vi On fait ici l'hypothèse que le gaz injecté dans le propulseur est entièrement ionisé et que le plasma est uniquement constitué d'électrons et d'ions de charge unitaire. Dans cet exemple, le courant d'ions xénon équivalent est de 3,7 A.

- des travaux expérimentaux sur la physique de ces moteurs à plasma (phénomènes de transport, instabilités, interactions plasma-surface...) ainsi que des études ciblées sur les performances et les caractéristiques de divers propulseurs,
- des travaux de modélisation du plasma à l'aide de codes hybrides, fluides et de simulations de type cinétique (code PIC),
- des études sur la mise au point de techniques de diagnostic permettant de caractériser le plasma et d'accéder aux grandeurs et quantités jugées importantes,
- des recherches sur des lois d'échelle afin de proposer des solutions techniques pour les domaines de la basse et de la haute puissance ainsi que sur de nouvelles architectures de propulseurs afin d'augmenter à la fois le niveau de performance et la durée de vie.

Les recherches que je mène à l'ICARE dans le domaine de la propulsion à plasma par effet Hall s'inscrivent naturellement dans le cadre des activités du GdR 3161 et s'effectuent en partie avec le moyen d'essais national PIVOINE-2g^{vii}.

Mes travaux s'inscrivent également dans le cadre du projet ANR blanc *Transport ELectronique et IOnique dans les Propulseurs à Effet Hall* piloté par J-P. Boeuf et qui associe le LAPLACE, le CPHT, le LPP et l'ICARE sur la période 2007-2009. L'objectif du projet est de progresser dans la compréhension du transport électronique « anormal » dans la décharge magnétisée d'un propulseur à effet Hall, en combinant des expériences de spectroscopie et diffusion laser et des simulations numériques hybride et particulaire.

Comme on le verra, le cadre de mes travaux englobe aussi un programme scientifique international soutenu par la fondation européenne INTAS et des projets européens financés par l'ESA et par l'Union Européenne à travers le 7ème PCRD.

1.4 Le propulseur à effet Hall

Les propulseurs à effet Hall (PEH) ont été conçu et développés à partir des années 1960 essentiellement en ex-URSS par A. I. Morozov en parallèle des moteurs ioniques à grilles étudiés aux Etats-Unis [66,68]. Suite à ses travaux, le premier propulseur volera en 1972 sur le satellite soviétique Meteor. Les PEH offrent un rapport poussée/puissance élevé et ont une architecture et un circuit d'alimentation relativement simples. Ces deux caractéristiques en font d'excellents candidats pour la propulsion électrique à forte puissance. Cependant ils génèrent une $I_{\rm sp}$ plus faible que les moteurs à grilles et ont un rendement légèrement plus bas [67].

Un propulseur à effet Hall est une décharge magnétisée à basse pression [67,68,69,70]. Il se compose de trois éléments principaux, comme indiqué sur la Figure 2.2 : une anode servant d'injecteur de gaz située au fond d'un canal en céramique (BN-SiO₂) dans lequel est confiné le plasma, une cathode externe dont les électrons neutralisent le faisceau d'ions et un ensemble de bobines ou d'aimants à l'origine d'un champ magnétique essentiellement radial et maximum en sortie du canal. Les électrons, dont une partie proviennent de la cathode (10-20 % du faisceau cathodique) et l'autre partie de l'ionisation du gaz injecté, sont piégés le long des lignes de champ magnétiques

_

vii Depuis le mois de novembre 2006, les chercheurs du GdR ont a leur disposition une nouvelle version de l'installation PIVOINE (2g pour 2^{ème} génération) qui offre des capacités de pompage et de tenue au flux thermique accrues. Il est désormais possible de faire fonctionner un propulseur jusqu'à 10 kW dans de parfaites conditions de vide (10⁻⁵ mbar).

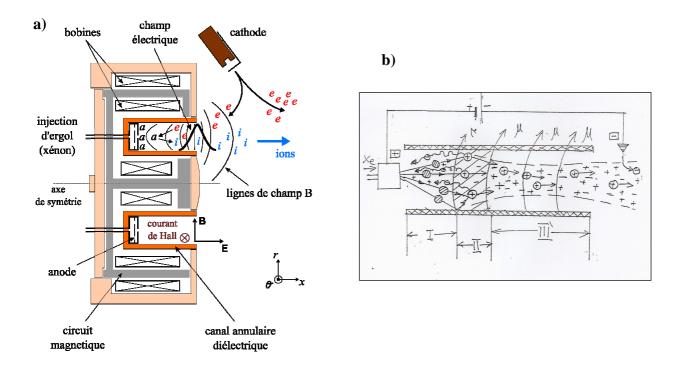


Fig. 2.2: a) Vue en coupe d'un propulseur à effet Hall (a = atome, i = ion et e = électrons). L'ensemble a une symétrie cylindrique. Les dimensions du canal d'un propulseur de 1,5 kW développant ~100 mN de poussée avec 5 mg/s de xénon sont typiquement : un diamètre externe de 100 mm, une largeur de 20 mm et une longueur de 30 mm. b) Principe de fonctionnement d'un PEH; dessin réalisé par A.I. Morozov lors de la première rencontre MIREA-GdR en 1998 à Moscou. On distingue 3 régions : région anodique (I), région d'ionisation (II) et zone d'accélération (III).

avec un rayon de Larmor bien inférieur aux dimensions du canal. Du fait de la faible conductivité électronique en sortie du canal, la différence de potentiel anode-cathode se trouve concentrée dans une région étroite d'où la formation d'un fort champ électrique principalement parallèle à l'axe du canal. Les électrons piégés subissent donc une dérive azimutale à la vitesse v_{θ} :

$$v_{\theta} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \approx \frac{E_{\mathbf{x}}}{B_{\mathbf{r}}}.$$
 (5)

Le courant électronique de dérive $j_{\text{Hall}} = e \, n_{\text{e}} \, v_{\theta}$, appelé courant de Hall, permet une ionisation efficace du gaz. Les ions créés par collisions électrons-atomes, peu sensibles au champ magnétique, sont accélérés dans le champ électrique induit. Ils sont éjectés à grande vitesse et créent ainsi la poussée recherchée.

Le principe de fonctionnement d'un PEH est schématiquement décrit sur la Figure 2.2. On distingue trois régions [68,69]: la région anodique (I) où le gaz est injecté et le courant électronique collecté, la région d'ionisation (II) et la zone d'accélération (III). Idéalement, les processus d'ionisation et d'accélération sont découplés. Les lignes de champs magnétiques sont pratiquement des équipotentielles [68]. La topologie magnétique permet donc de créer une lentille électrostatique qui focalise le faisceau d'ions. L'ergol actuellement employé est un gaz rare, le xénon, choisit pour sa masse (131,3 uma) et son énergie d'ionisation (12,13 eV). D'autres ergols ont été testés : Kr, Ar, Bi ou encore I₂. La photographie d'un propulseur de 5 kW en tir avec du xénon est exposée sur la Figure 2.3.

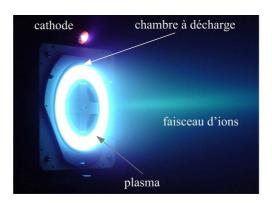


Fig. 2.3: Photographie du propulseur à effet Hall de 5 kW PPS[®]X000-ML en fonctionnement avec du xénon dans le moyen d'essais Pivoine-2g.

Dans un propulseur à effet Hall, la poussée F est produite par l'accélération électrostatique des ions :

$$F = \iiint e \, n_e \, \mathbf{E} \, dV = \dot{m}_i \, v \approx I_i \sqrt{\frac{2mU_d}{e}} \,, \tag{6}$$

où I_i est le courant d'ions (typiquement égal à 90 % du débit de xénon) et U_d la tension de décharge viii. La poussée est également donné par la force de Lorentz due au courant de Hall électronique :

$$F = -\iiint \mathbf{j}_{\text{Hall}} \times \mathbf{B} \ dV = -\pi \ d \ I_{\text{Hall}} B_r \,, \tag{7}$$

où d est le diamètre moyen du canal. Les propulseurs de Hall rentre donc dans la catégorie des propulseurs électromagnétiques. La valeur des grandeurs caractéristiques d'un propulseur à effet Hal de 1,5 kW sont indiquées dans le tableau 2.1 pour information. Le rendement anodique η est donné par :

$$\eta = \frac{P_{\text{mécanique}}}{P_{\text{électrique}}} \frac{F^2}{2 \,\dot{m} \, U_{\text{d}} \, I_{\text{d}}}.$$
(8)

Bien que le principe de fonctionnement de ce type de propulseur soit relativement simple, les processus physiques en jeu sont complexes. Cette complexité découle de la présence d'un champ magnétique dans un milieu plasma, d'un régime de diffusion électronique dit « anormal », de l'existence de forts gradients, de phénomènes oscillatoires instationnaires allant du kHz au GHz, et du rôle des interactions plasmaparois dans l'entretien du plasma. Le fait que la physique des propulseurs à effet Hall soit imparfaitement maîtrisée est aujourd'hui un facteur limitatif pour l'amélioration des propulseurs existants et le développement de nouveaux moteurs. D'où des efforts conséquents engagés par la France et par l'Europe dans ce secteur hautement stratégique, efforts dont les travaux exposés par la suite font partie intégrante.

24

viii On fait ici l'hypothèse que les ions sont de charge unitaire, que l'énergie potentielle est entièrement convertie en énergie cinétique et que la divergence du jet est nulle.

Propulseur à effet Hall de 1,5 kW				
Variable	Valeur	Variable	Valeur	
$\dot{m}_{ m Xe}$	5 mg/s	$B_{ m r,max}$	200 G	
$U_{ m d}$	300 V	$E_{ m x,max}$	350 V/cm	
$I_{ m d}$	4,5 A	v_{θ}	2×10^6 m/s	
F	85 mN	n_0	$10^{19} \mathrm{m}^{-3}$	
$I_{ m sp}$	1700 s	n_e	$5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$	
η	0.55	T_e	20 eV	

Tab. 2.1: Valeur des grandeurs caractéristiques pour un propulseur à effet Hall de 1,5 kW équipé de parois diélectiques en BN-SiO₂ fonctionnant avec du xénon.

2 PHENOMENES DE TRANSPORT IONIQUES

2.1 Observation de la FDV des ions Xe⁺

L'analyse expérimentale du transport des ions Xe⁺ dans la décharge d'un PEH est primordiale d'un point de vue fondamental mais aussi technologique :

- le transport des ions est gouverné par la distribution du champ électrique qui dépend directement de la mobilité électronique dans la zone de fort champ magnétique : en mesurant la vitesse des ions on accède au potentiel d'accélération et l'on obtient ainsi, de manière indirecte, des informations sur le transport des électrons perpendiculairement aux lignes de champ,
- la Fonction de Distribution en Vitesse locale des ions est une grandeur statistique qui peut-être reproduite à partir de simulations hybride et particulaire ; la mesure de cette grandeur joue donc un rôle clef dans la validation des modèles physiques de la décharge en **E**×**B** d'un propulseur de Hall,
- les propriétés du faisceau d'ions déterminent à la fois la poussée et l'impulsion spécifique d'un propulseur ; de plus, les collisions ions-parois sont à l'origine de la détérioration des céramiques et conditionnent largement la durée de vie du propulseur. L'amélioration des performances et l'allongement de la durée de vie des propulseur à effet Hall passe donc par l'obtention d'un faisceau fortement collimaté, ce qui nécessite un guidage optimal des ions de leur zone de production vers l'extérieur.

Interférométrie de Fabry-Pérot

Fort de l'expérience acquise en explorant la dynamique des jets supersoniques de plasma (voir Chapitre 1), une première étude a consisté à mesurer la vitesse axiale moyenne des ions en sortie d'un propulseur par interférométrie de Fabry-Pérot sur la raie ionique à 541,9 nm [44,45,71]. Les spectres d'interférences résultant de l'intégration de la lumière le long de la ligne de visée ont une forme complexe, comme on peut le voir sur la Figure 2.4. Un modèle de l'intensité I(v) est alors nécessaire afin d'interpréter les formes d'onde et déterminer le décalage Doppler à partir duquel on remonte à la vitesse ionique [71,72]. L'intensité I(v) est reliée à l'émissivité $\varepsilon(v,\mathbf{r})$:

$$I(v) = \iiint \mathcal{E}(v, \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad \text{et} \quad \mathcal{E}(v, r) = \frac{hv}{4\pi} A n(\mathbf{r}) P(v, \mathbf{r}), \qquad (9)$$

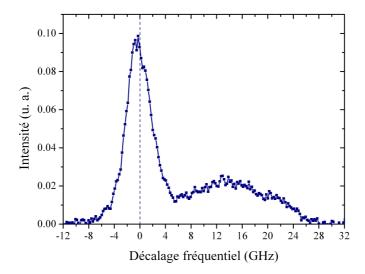


Fig. 2.4: Profil spectral de la raie à 541,9 nm de l'ion Xe⁺ mesuré par interférométrie de Fabry-Pérot dans la plume plasma du propulseur PPS100 (300 V, 5 mg/s). Le pic autour de 0 GHz n'est pas nécessairement du à la présence d'ions lents [71].

où h est la constante de Planck et A le coefficient d'Einstein. Le modèle prend en compte la distribution en vitesse dans le faisceau d'ions – à travers le profil spectral P(v,r) –, la densité n(r) déduite d'observations de la plume plasma par caméra CCD ainsi que la fonction d'appareil [71]. L'exploitation des données nous a permis de déterminer la vitesse moyenne des ions le long de l'axe du canal de décharge, grandeur à partir de laquelle il est possible d'obtenir le potentiel d'accélération $U_{\rm acc}$ en faisant l'hypothèse d'un milieu non-collisionnel. La Figure 2.5 montre la distribution expérimentale de la vitesse des ions Xe^+ le long de l'axe du canal du propulseur PPS®X000. On constate que l'accélération des ions se fait en grande partie à l'extérieur du canal. En réalisant des mesures avec les propulseurs PPS100 (1,3 kW au nominal) et le PPS®X000 (5 kW), nous avons prouvé qu'environ 70-80 % de la chute de potentiel se situait à l'extérieur pour tous les points de fonctionnement étudiés en variant la tension de décharge $U_{\rm d}$ et le débit de gaz injecté à l'anode $\Phi_{\rm a}$ [71,72]. La vitesse finale des ions est toujours proche de la vitesse maximum permise $v_{\rm max}$:

$$v_{\text{max}} = \sqrt{\frac{2eU_{\text{d}}}{m_{\text{Xe}}}}.$$
 (10)

Cela traduit le fait que l'énergie potentielle électrique fournit au système eU_d est presque entièrement convertie en énergie cinétique axiale. Nos travaux ont également montré la présence d'ions lents sur l'axe du propulseur au voisinage du pôle central [73]. Ces ions sont sans doute produits localement car le libre parcours moyen d'échange de charge $Xe-Xe^+$ est grand devant les dimensions du canal.

L'utilisation du code hybride du LAPLACE [74,75,76] a permis d'exploiter plus en profondeur les données obtenues par Fabry-Pérot. Un module a été ajouté par C. Boniface et G. Hagelaar afin de simuler l'expérience d'interférométrie. En ajustant

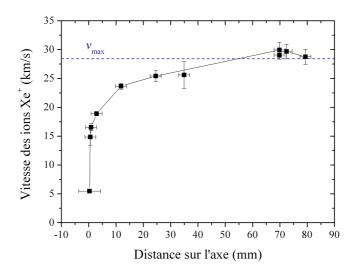


Fig. 2.5: Distribution de la vitesse axiale des ions Xe^+ sur l'axe du canal du PPS[®]X000 (550 V, 8,6 mg/s) obtenu par interférométrie de Fabry-Pérot. La position x = 0 mm correspond au plan de sortie du propulseur.

les coefficients de transport électronique interne α et externe K^{ix} afin de reproduire le profil de potentiel observé et la valeur du courant de décharge, et cela pour un nombre important de conditions expérimentales, nous avons pu démontrer que les deux coefficients α et K varient en 1/B [77]. La conductivité électronique serait donc de type « Bohm » dans toute la région de fort champ magnétique. En particulier nos résultats affaiblissent l'hypothèse de Morozov d'un transport par collisions pariétales à l'intérieur du canal [68]. Les données montrent cependant que le transport diffère à l'intérieur et à l'extérieur d'un propulseur puisque $\alpha \neq K$.

Spectroscopie de Fluorescence Induite par Laser

La spectroscopie laser offre une excellente résolution spectrale et spatiale ce qui permet de sonder localement la FDV des ions Xe^+ . On peut accéder ainsi à une information détaillée sur les phénomènes de transport dans un propulseur à effet Hall. J'ai donc mis en oeuvre à partir de 2004 un système de spectroscopie de LIF dédié à la détection des ions Xe^+ .

Les ions sont excités à partir de l'état métastable 5d $^2F_{7/2}$ à 834,7233 nm qui est peuplé par collision électronique à partir de l'état fondamental de l'ion. Le signal de fluorescence est détecté à 541,915 nm [78,79,80].

Les principaux composants du banc optique sont décrits sur la Figure 2.6 [81,82]. Le faisceau laser est produit par une diode laser monomode amplifiée (MOPA) accordable en longueur d'onde sur la plage 820-840 nm et délivrant jusqu'à 600 mW de puissance. La largeur spectrale du laser est d'environ 10 MHz. Un étalon plan de Fabry-Pérot est utilisé pour vérifier en temps réel la qualité du mode laser. Un lambdamètre stabilisé à haute résolution permet de mesurer la fréquence avec une précision absolue de 100 MHz. Le faisceau laser est transporté vers le banc Pivoine-2g à l'aide d'une fibre monomode. Un collimateur ad hoc remet le faisceau en forme avant son injection dans le canal via un orifice situé à l'arrière du propulseur. Le

-

^{ix} Dans la version du code utilisée, le transport anormal des électrons dans la région de fort champ magnétique est modélisée à l'aide de 2 paramètres ajustables α et K. Le coefficient α modélise le transport à l'intérieur du canal et K à l'extérieur.

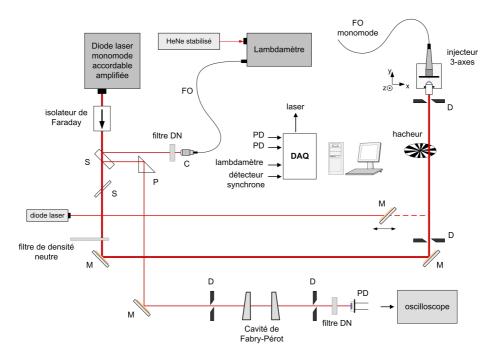


Fig. 2.6: Banc optique utilisé pour le diagnostic par spectroscopie de LIF de la décharge d'un PEH. Le faisceau dans le proche IR est généré par une diode laser accordable amplifié (MOPA). Une fibre optique monomode sert à transporter le laser vers le moyen d'essais Pivoine-2g [81,82].

signal de fluorescence est détecté à 90° par un système de lentilles montées sur des platines de déplacement micrométrique puis renvoyer vers le banc optique à l'aide d'une fibre optique multimode. La raie spectrale à 834,7 nm est isolée de la lumière émise par le plasma à l'aide d'un monochromateur. Le signal lumineux mesuré par un photomultiplicateur est analysé par un détecteur synchrone réglé sur la fréquence de modulation de l'intensité laser. Un programme contrôle le balayage de la diode laser et l'acquisition des divers signaux. Ce moyen de diagnostic a été employé pour enregistrer la FDV des ions et des atomes dans le plasma des propulseurs PPS100 et PPS®X000 et étudier ainsi l'effet de la géométrie, de la puissance et du champ magnétique sur les propriétés de la zone d'accélération [81,82,83].

Fonction de Distribution en Vitesse des ions Xe⁺

La Figure 2.7 montre l'évolution de la FDV axiale des ions Xe⁺ le long de l'axe du canal du propulseur PPS[®]X000 opérant à 500 V [82]. La tendance observée est classique et se retrouve avec tous les propulseurs [73,81,82,84]. Le maximum de la FDV se décale vers les grandes vitesses ce qui traduit l'accélération des ions par le champ électrique. La FDV s'élargit progressivement dans la région de fort champ magnétique avant de rétrécir à l'extérieur du canal. On observe l'apparition d'une aile lente à l'intérieur et d'une aile rapide à grande distance.

La largeur de la FDV est typiquement de l'ordre de 3000 m/s ($\Delta v = 3,5$ GHz) au voisinage de la sortie du canal alors que la largeur Doppler à 900 K est égale à 560 m/s soit 670 GHz. Le xénon possède 9 isotopes stables dont 2 ont un spin nucléaire non nul. La transition à 834,7233 nm est donc constituée de 19 composantes isotopiques et hyperfines dont les plus intenses forme une distribution large d'environ 620 m/s (740 GHz) à 900 K. La dispersion liée au mécanisme d'accélération électrostatique des divers isotopes (effet de masse) est faible : on trouve 870 m/s à

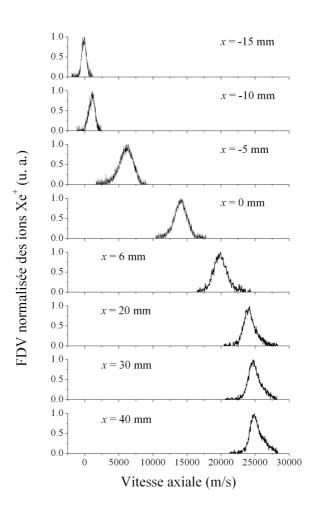


Fig. 2.7: FDV axiale des ions Xe^+ mesurées par spectoscopie de LIF à 834.72 nm le long de l'axe du canal du propulseur PPS[®]X000 (500 V, 6 mg/s) [82]. La position x = 0 mm indique le plan de sortie.

700 V [82]. Le champ magnétique du propulseur induit un effet Zeeman qui est à l'origine de la division des niveaux quantiques de la transition optique en de très nombreux sous niveaux. Des calculs et des expériences conduites sur une décharge RF magnétisée montrent que la largeur totale de la transition pour une intensité de champ de 150 G n'excède pas 2 GHz soit 1700 m/s. Si tous les mécanismes décrits précédemment influencent la largeur de la FDV, ils n'expliquent ni sa forme ni l'évolution de celle-ci au cours de l'écoulement du fluide ionique. Il faut donc faire appel à un mécanisme physique étroitement lié aux propriétés de la décharge.

Comparaison avec les simulations numériques

L'accord entre les FDV expérimentales et les simulations réalisées à partir du code implicite particulaire (PIC) développé au CPHT à l'Ecole Polytechnique est très satisfaisant malgré une géométrie 2D et une topologie magnétique purement radiale [85,86]. Le modèle reproduit fidèlement l'évolution de la FDV des ions bien que l'effet Zeeman, le processus d'échange de charge Xe-Xe⁺ et la création d'ions multichargés ne soient pas pris en compte [81,86]. Ce résultat est important pour deux raisons. Il accrédite l'hypothèse d'un transport électronique turbulent induit par des fluctuations d'un champ électrique azimutal E_{θ} dans la zone de fort champ magnétique. Il indique qu'un mécanisme physique directement lié à la dynamique de

la décharge est à l'origine de l'élargissement de la FDV et de l'apparition d'ailes lentes et rapides.

Le traitement de la conductivité électronique à l'aide des deux paramètres α et *K* dans le code hybride fluide/cinétique du LAPLACE ne permet pas de reproduire correctement les propriétés des FDV ioniques [75,76]. Une approche inédite, qui a conduit à une version plus élaborée du modèle hybride, a été mise au point en 2008 : elle consiste à « coupler » les simulations numériques hybride et PIC [86,87]. La méthode de couplage a permis de reproduire avec un bon accord les FDV ainsi que les profils expérimentaux du champ électrique pour toutes les tensions testées^x. Elle démontre également que le transport électronique est peu sensible à la tension, comme les expériences le suggèrent.

2.2 Recouvrement entre les zones d'ionisation et d'accélération

La dispersion en vitesse est donnée par la déviation standard σ calculée à partir du moment d'ordre 2 de la distribution en vitesse. Cependant, dans tous mes travaux je définie la dispersion en vitesse à partir du paramètre p:

$$p = 2\sqrt{2Ln(2)} \times \sigma \approx 2.335 \times \sigma. \tag{11}$$

Le paramètre *p* correspond à la largeur à mi-hauteur dans le cas d'une distribution Gaussienne des vitesses. L'évolution de la dispersion en vitesse des ions Xe⁺ le long de l'axe du canal du propulseur PPS[®]X000 est tracée sur les graphiques de la Figure 2.8 pour plusieurs tensions de décharge [82]. La dispersion augmente graduellement jusqu'à atteindre un maximum vers la sortie du canal. Elle diminue ensuite jusqu'à une valeur fixe très supérieure à la dispersion thermique.

Le phénomène d'élargissement de la FDV des ions Xe⁺ dans la zone d'accélération est un phénomène général observé pour tous les propulseurs à effet Hall [73,81,82,83]. Il ne dépend ni des dimensions, ni de la puissance appliquée, ni du champ magnétique. Des simulations numériques effectuées à l'aide d'un modèle particulaire simple [88] et du code hybride démontrent que le phénomène d'élargissement trouve en réalité son origine dans un recouvrement partiel des zones d'ionisation et d'accélération. Le maximum de dispersion est atteint lorsque le recouvrement cesse, i.e. lorsque plus aucun ion n'est produit à vitesse quasi-nulle dans la zone de fort champ électrique. La valeur finale de *p* indique l'écart d'énergie cinétique entre les ions produits en amont et ceux créés très en aval. Les oscillations à basse fréquence de la décharge peuvent amplifier le phénomène si elles conduisent à une augmentation en taille de la zone de recouvrement [68,69].

Cette analyse démontre sans ambiguïté que les processus d'ionisation et d'accélération sont imbriqués et s'influencent mutuellement dans la région de fort champ magnétique d'un PEH, là où est concentré le courant de Hall. Il est donc impossible avec une architecture classique à simple d'étage de contrôler séparément la poussée (~ ionisation) et l'impulsion spécifique (~ accélération). Le phénomène de recouvrement est également responsable de la forte divergence du faisceau d'ions d'un propulseur de Hall [67]. Comme on le verra dans le paragraphe 7, l'unique moyen d'améliorer la flexibilité et les performances d'un PEH consiste à dissocier, via différentes approches, les zones d'ionisation et d'accélération.

^x A l'identique des simulations particulaires, l'effet Zeeman, le processus d'échange de charge Xe-Xe⁺ et la création d'ions multichargés ne sont pas considérés.

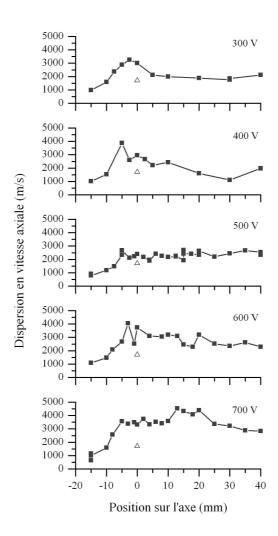


Fig. 2.8: Evolution de la dispersion en vitesse (paramètre p) des ions Xe^+ le long de l'axe du canal du propulseur $PPS^{*}X000$ pour plusieurs tensions de décharge [82]. La position x = 0 mm indique le plan de sortie. Le triangle correspond à la largeur Zeeman estimée pour B = 150 G.

2.3 Vitesse moyenne du fluide ionique et potentiel d'accélération

La vitesse axiale moyenne $\bar{\nu}$ des ions est calculée à partir du moment d'ordre un de la FDV. Dans notre cas elle est proche de la vitesse la plus probable. Il est également intéressant de connaître la vitesse maximale en un point donné. Puisqu'il est difficile de déterminer avec précision cette grandeur à cause du rapport signal sur bruit, on lui préfère la vitesse pour laquelle l'amplitude de la FDV atteint 10 % de son maximum au niveau de l'aile rapide. Cette vitesse est notée $v_{\text{max},10\%}$. Le profil de la vitesse moyenne et de la vitesse $v_{\text{max},10\%}$ des ions Xe⁺ le long de l'axe du canal du propulseur PPS®X000 est visible sur la Figure 2.9 pour diverses tensions de décharge [82]. La majeure partie de l'accélération s'effectue sur une étendue de ~ 30 mm dans le cas du PPS100 et du PPS®X000 [81,82]. On constate également qu'une fraction non négligeable des ions ont une vitesse supérieure à la vitesse maximale autorisée v_{max} .

Le potentiel d'accélération U_{acc} est obtenu à partir d'une vitesse en faisant l'approximation (justifiée) d'un régime non-collisionnel :

$$2eU_{acc} = m_{Xe} v^2. (12)$$

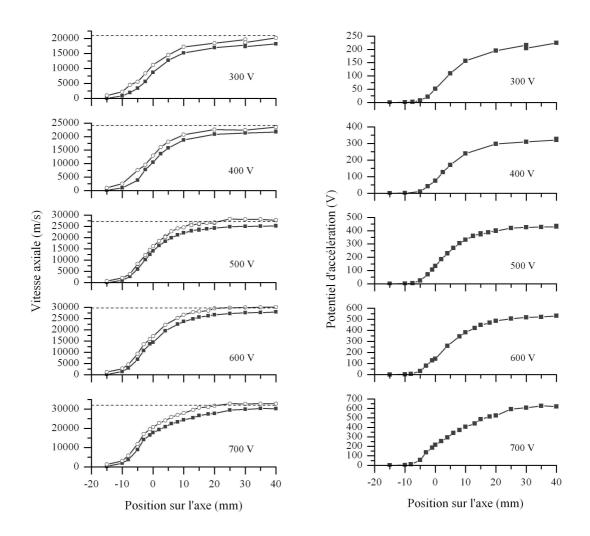


Fig. 2.9: Gauche: Distribution de la vitesse moyenne \overline{v} (carrés) et de la vitesse $v_{\max,10\%}$ (cercles) des ions Xe^+ le long de l'axe du canal du propulseur $PPS^{\circledast}X000$ pour diverses tensions de décharge [82]. La position x=0 mm indique le plan de sortie. Droite: Distribution du potentiel d'accélération U_{acc} déterminé à partir de la vitesse moyenne.

Le profil du potentiel d'accélération $U_{\rm acc}$, calculé à partir de $\bar{\nu}$, le long de l'axe du canal du propulseur PPS X000 est donné sur la Figure 2.9 pour diverses tensions de décharge [82]. La plus grand partie de la chute de potentiel (~70 %) se trouve à l'extérieur du canal de décharge, en accord avec les expériences de Fabry-Pérot [71]. Cette propriété semble être générale : elle ne dépendrait ni des dimensions ni des conditions d'opération d'un propulseur. A la fin de la zone d'accélération, la valeur du potentiel est proche de l'énergie potentielle $eU_{\rm d}$, ce qui témoigne de l'efficacité du mécanisme d'accélération dans un propulseur à effet Hall.

2.4 Formation d'ions supra-véloces

A la fin des années 90, l'équipe d'A. Gallimore de l'Université du Michigan révélait grâce à des mesures par spectrométrie de masse et par analyseur d'énergie à potentiel retardateur (RPA) l'existence d'une quantité non négligeable d'ions supra-véloces, dont l'énergie cinétique est supérieure à l'énergie électrique appliquée au système, accompagnés d'ions très lents, dans la plume plasma d'un propulseur à effet Hall, loin de la sortie du canal [89]. De nombreux travaux ont été depuis conduits sur ces ions

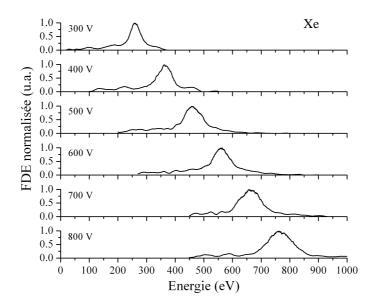


Fig. 2.10: FDE des ions en fonction de la tension de décharge dans le cas du propulseur $PPS^{\otimes}X000$ opérant avec du xénon (6 mg/s). Les profils ont été mesurés par RPA sur l'axe du moteur à x = 70 cm.

particuliers dont l'origine a été identifiée sans ambiguïté. Les ions ultrarapides proviennent du processus d'échanges de charge entre les ions Xe⁺ et les ions multichargés Xe²⁺ et Xe³⁺ [90]. Le plasma d'un PEH contient typiquement 15 % d'ions Xe²⁺ et 5 % d'ions Xe³⁺ [91]. Quant aux ions très lents, ils ont pour origine les collisions d'échange de charge entre les ions Xe⁺ et les atomes de Xe du gaz résiduel.

En 2006, une découverte inattendue été faite lors d'une campagne de mesures avec le propulseur à effet Hall PPS100 à l'ICARE. Nos observations par spectroscopie de LIF ont révélé l'existence d'une fraction importante d'ions supra-véloces dans la zone d'accélération [81]. Ces ions ont par la suite été détectés en sortie du propulseur PPS®X000 en 2007 et quantifiés de manière précise en 2008 [82,83]. La probabilité d'échange de charge entre les ions simplement chargés et multichargés est faible, ce qui se traduit par un libre parcours moyen de plusieurs dizaine de cm dans nos conditions. Nous avons alors proposés que ces ions supra-véloces aient pour origine les oscillations du champ électrique dans la gamme de fréquences 100-500 kHz [82]. Ces fréquences correspondent aux fréquences de transit des ions dans la zone d'accélération [92,93]. Certains ions se propagent en phase avec le champ électrique : ils subissent donc un champ supérieur au champ moyen. D'autres, à l'inverse, voyagent en opposition avec le champ et ne sont donc que faiblement accélérés. On parle d'un phénomène de « wave riding » : les ions qui suivent la vague de potentiel acquière une grande énergie cinétique. Naturellement, l'énergie cinétique moyenne du fluide ionique doit rester inférieure à l'énergie potentielle fournie à la décharge.

Récemment, des simulations effectuées au LAPLACE à l'aide du code hybride sont venues conforter notre hypothèse [94]. Les ions très rapides et très lents observés dans la zone d'accélération proviennent effectivement des oscillations du champ électrique dans la gamme de fréquence dite de « temps de transit des ions ». De plus, les simulations montrent que leur fraction augmente avec la tension de décharge, en parfait accord avec les résultats expérimentaux.

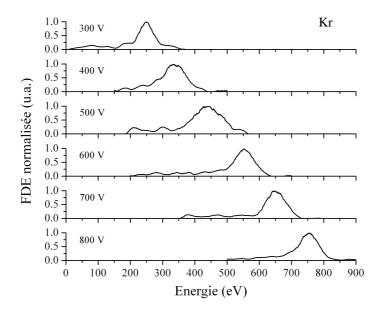


Fig. 2.11: FDE des ions en fonction de la tension de décharge dans le cas du propulseur PPS $^{\$}$ X000 opérant avec du krypton (3.8 mg/s). Les profils ont été mesurés par RPA sur l'axe du moteur à x = 70 cm.

2.5 Capture des ions par RPA

Le transport des ions dans la plume plasma d'un propulseur peut également être examiné à l'aide d'un analyseur à champ retardateur, ou RPA en anglais. Un RPA est une sonde ionique à grilles qui utilise un champ électrique comme filtre sélectif en énergie [95,96]. Le RPA que nous avons développé se compose de 4 grilles en acier, avec des trous de 200 µm (transparence de 40 %), séparées de 1,5 mm. Le collecteur est en Mo pour limiter l'émission électronique secondaire. La première grille est laissé au potentiel flottant. La seconde est polarisée négativement pour écranter le courant électronique. La troisième grille est portée à un potentiel positif et variable ; elle joue le rôle de filtre passe-haut pour les ions. La dernière est polarisée négativement pour limiter la fuite des électrons secondaires émis par le collecteur. Le diamètre de l'orifice d'entrée du RPA est de 7 mm afin de restreindre le flux d'ions. L'architecture interne de l'analyseur a été spécialement développée pour une utilisation à haute tension [82]. Toutefois, le gaz accumulé dans l'enceinte du RPA n'est pas pompé. On doit donc s'attendre à une perturbation des mesures par les réactions d'échange de charge Xe-Xe⁺. La caractéristique courant tension (I-V) du RPA est obtenue en enregistrant le courant d'ions tout en faisant varier progressivement le potentiel de la grille retardatrice. La dérivée de la courbe I-V est proportionnelle à la Fonction de Distribution en Energie (FDE) des ions [95]. Un RPA est un filtre électrostatique : il ne distingue donc pas la charge des ions. Le courant collecté par un RPA est en réalité sensible au rapport énergie par unité de charge.

La FDE des ions a ainsi été mesurée sur l'axe des propulseurs PPS100 et PPS[®]X000 dans la plume plasma pour plusieurs conditions de tir. L'évolution de la FDE avec la tension de décharge est présentée sur la Figure 2.10 dans le cas du PPS[®]X000 fonctionnant avec du xénon. L'énergie moyenne du fluide ionique est proche de la valeur obtenue par spectroscopie de LIF, ce qui traduit le fait que les ions ne sont pas accélérés dans la plume. La FDE s'élargit avec la tension de décharge. Il y a plusieurs raisons à cela. Le recouvrement entre les zones d'ionisation et d'accélération

augmente avec la tension (voir Figure 2.8). De plus, de nombreux ions lents et rapides sont produits dans le canal et dans la plume. On constate en effet sur la Figure 2.10 que les FDE ont une aile lente très étendue ainsi qu'une aile rapide avec des ions supra-véloces. Ces caractéristiques sont classiques et ont été observées par RPA avec plusieurs propulseurs de Hall [82,89,97]. Les ions lents ont deux origines. D'une part, ils correspondent aux ions produits dans la zone d'accélération. D'autre part, ils résultent des collisions d'échange de charge entre les ions et les atomes du gaz ambiant dans la plume. La source des ions rapides et supra-véloces est également double. Ils proviennent de processus d'échange de charge et de transfert de quantité de mouvement entre les atomes et/ou les ions Xe⁺ et les ions Xe²⁺ et Xe³⁺ [90,98]. Cette voie joue un rôle significatif seulement dans la plume plasma. Ils peuvent aussi provenir du mécanisme de type « wave-riding » discuté dans le paragraphe 2.4.

La Figure 2.11 montre les FDE obtenues sur l'axe du PPS[®]X000 opérant avec du krypton. On remarque que la forme des FDE et l'évolution avec la tension ne dépendent pas du gaz rare employé comme ergol.

Ces données ont été collectées en 2007 lors d'une campagne consacrée à l'analyse comparative des performances du propulseurs PPS®X000 avec du xénon et du krypton [99]. La poussée et le rendement sont nettement diminués avec du krypton, en accord avec d'autres études [100]. Par exemple, le rendement anodique avoisine les 50 % avec Xe alors qu'il tombe à 20 % avec Kr. Le médiocre niveau de performance atteint avec du krypton a plusieurs causes : l'énergie d'ionisation du Kr (14.0 eV) est supérieure à celle du Xe (12,1 eV) ; la masse du krypton (83,8 uma) est plus petite que celle du Xe (131,3 uma) ; les dimensions et le champ magnétique du PPS®X000 sont adaptées pour un fonctionnement au xénon. Le krypton reste néanmoins un ergol intéressant pour la propulsion électrique, à condition de prendre en compte son emploi dès la conception du propulseur. Il permet d'atteindre une $I_{\rm sp}$ élevée et son prix est environ dix fois inférieur à celui du xénon.

2.6 Transport des atomes Xe

Le banc optique employé pour sonder la FDV des ions Xe^+ peut également être utilisé pour mesurer la FDV des atomes de xénon dans la décharge d'un propulseur. On peut exciter au choix l'état résonant $6s'[1/2]^o_1$ ($1s_2$) à 834,6823 nm [101] ou bien l'état métastable $6s[3/2]^o_2$ ($1s_5$) à 823,1634 nm [78,102]. Dans le premier cas, le signal de fluorescente est détectée à 473,415 nm. Dans le second cas, les longueurs d'onde d'excitation et de détection sont les mêmes.

Nous avons ainsi réalisé des mesures dans le canal des propulseurs PPS100 et PPS®X000 en sondant l'état résonant $1s_2$. La vitesse axiale moyenne $\overline{\nu}$ des atomes Xe en fonction de la position x est donnée sur la Figure 2.12 pour le PPS100. Une courbe identique est obtenue avec le moteur PPS®X000. On constate une accélération apparente des atomes dont la vitesse passe de ~150 m/s à x = -14 mm à ~600 m/s au niveau du plan de sortie du canal. Des résultats similaires sont enregistrés en regardant l'état métastable [78,102]. L'augmentation de la vitesse des atomes a deux origines distinctes :

- une probabilité d'ionisation plus grande pour les atomes lents,
- une anisotropie en vitesse crée par l'ouverture du canal : la quantité d'atomes tels $\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}_x<0$, où \mathbf{k} est le vecteur d'onde du laser, est extrêmement faible.

Ces deux faits conduisent à une déformation de la FDV atomique (disparition de l'aile lente), qui a pour conséquence un décalage apparent vers le bleu, c'est-à-dire vers les grandes vitesses.

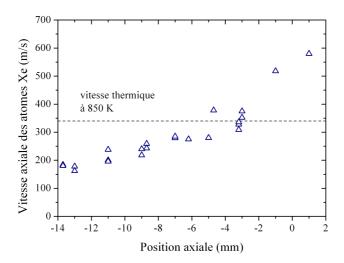


Fig. 2.12: Vitesse axiale moyenne des atomes Xe le long de l'axe du canal du propulseur PPS100 (300 V, 5 mg/s) obtenue par spectroscopie de LIF à 834,68 nm.

La vitesse axiale peut-être comparée à la vitesse thermique du gaz v_{th} . On suppose ici le gaz en équilibre avec les parois diélectrique du canal. Pour T = 850 K, on trouve $v_{th} = 330$ m/s. Comme on peut le voir sur la Figure 2.10, il existe une transition subsonique-supersonique en amont du plan de sortie. La formation possible d'une onde de choc stationnaire pourrait être à l'origine d'instabilités du plasma.

3 CARACTERISTIQUES DU CHAMP ELECTRIQUE

3.1 Extraction du champ électrique accélérateur

Comme nous l'avons exposé dans le section 2, l'acquisition puis l'analyse de la FDV des ions Xe⁺ permet d'obtenir des informations pertinentes sur les phénomènes de transport ionique. En particulier, les études réalisées au cours des dernières années ont donné une image précise de l'interaction entre le processus d'ionisation et d'accélération et de ses conséquences sur le fonctionnement d'un propulseur. Elles ont également révélé que les oscillations du plasma à moyenne fréquences (100-500 kHz) avaient un impact direct sur la FDV des ions et donc sur les propriétés du faisceau.

La mesure par spectroscopie laser de la FDV ionique est aussi un moyen puissant, et sans doute unique, d'accumuler des données à l'échelle microscopique qui peuvent être comparées à un large panel de simulations numériques. L'interaction forte, au sein du GdR, entre les expérimentateurs et les numériciens, a ainsi permis des progrès importants au niveau de la compréhension des mécanismes élémentaires qui régissent la décharge en champs croisés d'un propulseur de Hall.

Les avancées précédemment décrites découlent de l'examen direct de la FDV et de ses moments et de comparaison entre les FDV mesurées et les FDV simulées. Il existe cependant une autre approche au problème, que l'on pourrait qualifié de plus « amont ». Il s'agit d'étudier et de reproduire les caractéristiques du champ électrique, grandeur fondamentale qui gouverne en grande partie la dynamique de la décharge et par conséquent les propriétés de la FDV des ions.

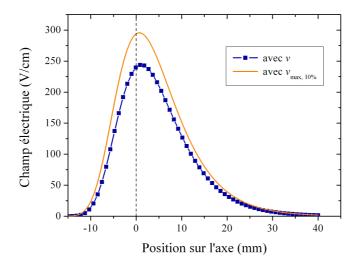


Fig. 3.1: Distribution du champ électrique accélérateur sur l'axe du canal du propulseur PPS[®]X000 (500 V, 6 mg/s) obtenue à partir de la vitesse des ions Xe⁺ : vitesse moyenne (carrés) et vitesse maximale (ligne).

Cette approche nécessite, dans un premier temps, la mise au point d'une méthode fiable d'extraction du champ électrique accélérateur à partir des FDV ioniques.

Calcul basé sur la vitesse des ions

Une première possibilité consiste à déterminer le champ électrique accélérateur E_x à partir de la dérivée du potentiel d'accélération U_{acc} :

$$\left| E_x(x) \right| = \frac{dU_{acc}(x)}{dx} = \frac{m}{e} v(x) \frac{dv(x)}{dx}.$$
 (13)

Cela suppose l'hypothèse d'un milieu non collisionnel. L'équation 13 n'est cependant valide qu'en régime stationnaire. On peut alors utiliser le profil de la vitesse moyenne \overline{v} des ions Xe⁺ où la vitesse « maximale » $v_{\text{max},10\%}$ définie au chapitre précédent [81,83]. Afin d'obtenir une distribution axiale exploitable du champ E_x , cette méthode oblige à lisser puis interpoler le profil de vitesse, ce qui introduit une incertitude^{x1}. Un exemple de profils du champ électrique axial est donné sur la Figure 3.1 pour le propulseur PPS®X000 à 500 V. En utilisant la vitesse maximale, l'amplitude du champ est nettement plus importante mais la forme reste inchangée. Le maximum du champ électrique se situe légèrement en aval de la sortie du canal; il est proche du maximum du champ magnétique. Le champ s'étend longuement à l'extérieur du canal. Cette méthode d'extraction ne donne toutefois qu'une image approchée de la distribution du champ électrique quelque soit la vitesse utilisée. A cause du recouvrement spatial important entre les régions d'ionisation et d'accélération dans un propulseur à effet Hall, utiliser la vitesse moyenne conduit à sous-estimer l'amplitude du champ électrique puisque de nombreux ions sont produits au repos dans la zone d'accélération. A l'inverse, l'emploi de $v_{\text{max},10\%}$ conduit à surestimer l'amplitude du champ électrique car toute la partie lente de la FDV des ions est alors négligée.

 $^{^{}xi}$ On a également parfois recours à un ajustement du profil du potentiel U_{acc} à une fonction de type sigmoïde.

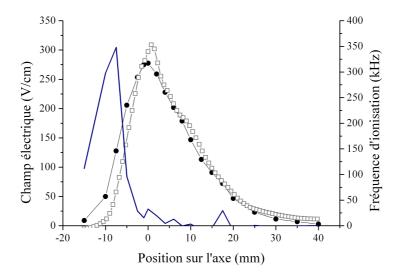


Fig. 3.2: Distribution du champ électrique axial le long de l'axe du canal du propulseur PPS[®]X000 (500 V, 6 mg/s) déterminée à partir de la vitesse moyenne des ions Xe⁺ (cercles) et des moments de la FDV (carrés). On a également représenté le profil de la fréquence d'ionisation (trait plein).

Calcul basé sur les moments de la FDV ionique

Très récemment, une nouvelle méthode de calcul du champ électrique a été mis au point et validée en collaboration avec des chercheurs du LAPLACE [103]. En partant de l'équation de Boltzmann, on montre que le champ électrique E_x ainsi que la fréquence d'ionisation f_i peuvent être obtenus à partir des moments de la FDV des ions Xe^+ :

$$E_x(x) = \frac{e}{m} \frac{w_1 w_2}{2w_1 - w_3} \frac{\partial w_3}{\partial x} , \qquad (14)$$

$$f_{i}(x) = \frac{eE_{x}(x)}{m w_{2}} - \left(\frac{w_{1}}{w_{2}} \frac{\partial w_{2}}{\partial x}\right), \tag{15}$$

ou la grandeur w_n correspond au rapport des moments m de la FDV :

$$w_n = \frac{m_n}{m_{n-1}} \,. {16}$$

Cette méthode permet donc d'obtenir la véritable distribution du champ électrique ainsi que la fréquence d'ionisation, ce qui n'était pas faisable auparavant^{xii}. De plus, il est possible de prendre en compte des processus comme l'échange de charge entre les atomes et les ions [103].

Sur la Figure 3.2, on a tracé la distribution axiale du champ électrique déterminée à partir de la vitesse moyenne des ions Xe⁺ et des moments de la FDV pour le propulseur PPS[®]X000 opérant à 500 V. La méthode « classique » sous-estime en effet l'amplitude du champ électrique dans la région où ionisation et accélération sont

xii Cette technique oblige à normaliser les FDV expérimentales. Il suffit pour cela de diviser par la densité de puissance laser, à condition de ne pas travailler en régime fortement saturé [20,22].

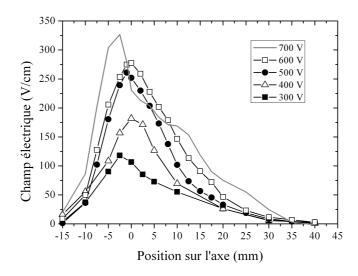


Fig. 3.3: Distribution du champ électrique axial le long de l'axe du canal du propulseur à effet Hall PPS[®]X000 pour diverses tensions de décharge (6 mg/s). Les courbes sont déterminées à partir des moments de la FDV des ions.

imbriqués. A l'extérieur du canal les deux approches conduisent à des résultats identiques. Le gain en précision ainsi obtenu est appréciable lorsqu'il s'agit de comparer mesures et calculs.

Le profil axial de la fréquence d'ionisation f_i est également tracé sur la Figure 3.2. La fréquence d'ionisation représente le nombre de paires électron-ion crées par unité de temps et par électron. Elle renseigne, bien qu'indirectement, sur le terme source d'ionisation. Le taux d'ionisation correspond en effet au produit $f_i \times n_e$. On voit sur la Figure 3.2 que, d'une part, les régions d'ionisation et d'accélération se chevauchent, et d'autre part, l'ionisation de l'ergol a lieu majoritairement dans le zone de fort champ magnétique.

3.2 Influence de la tension, du débit et du champ magnétique

Impact de la tension de décharge

L'évolution de la distribution du champ électrique avec la tension de décharge est présentée sur la Figure 3.3 dans le cas du propulseur PPS®X000 pour un débit de xénon et un champ magnétique inchangés [82,83]. Des expériences ont aussi été menées avec le propulseur PPS100 [81]. Dans les deux cas, l'amplitude du champ électrique augmente avec la tension de décharge, une grande partie du champ est située en dehors du canal et le profil se décale légèrement vers l'anode lorsque la tension augmente. Des conclusions similaires ont été obtenus avec le propulseur 173Mv1 de la NASA [104] et un propulseur à faible puissance à l'Université de Stanford [105] à l'aide de sondes de Langmuir. Puisque le champ électrique pénètre à l'intérieur du canal lorsque la valeur de $U_{\rm d}$ grimpe, la dispersion en vitesse doit augmenter, ce qui est confirmé sur la Figure 2.8. Pour le moteur PPS®X000, la longueur de la région dans laquelle existe un fort champ électrique reste constante quelque soit la définition employée [82,83]. Sur la Figure 3.3, la longueur de la zone pour laquelle $E_{\rm x} \neq 0$ est égale à ~30 mm. Pour le PPS100, le profil du champ électrique se contracte lorsque la tension s'accroît [81].

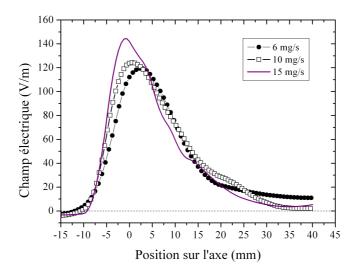


Fig. 3.4: Distribution du champ électrique E_x le long de l'axe du canal du propulseur à effet Hall PPS[®]X000 pour 3 débits de xénon (300 V). Les courbes sont déterminées à partir de la vitesse moyenne des ions.

Les tendances observées peuvent en partie s'expliquer en considérant l'énergie cinétique des électrons. La température électronique augmente avec la tension de décharge [106]. En conséquence, le rayon de Larmor des électrons augmente avec $U_{\rm d}$ ce qui se traduit par une diminution du confinement magnétique. Les électrons peuvent donc pénétrer plus profondément à l'intérieur du canal, d'où un décalage vers l'anode du champ électrique. L'augmentation de l'intensité du champ est directement liée à l'augmentation de la tension puisque l'étendue de la zone d'accélération ne change pas, voir décroît. L'effet de la tension sur les dimensions de la région d'accélération reste néanmoins inexpliqué à ce jour.

Le code hybride reproduit les résultats expérimentaux lorsqu'un profil de mobilité électronique est employé à la place des coefficients α et K [87]. L'influence de la tension sur le champ E_x est simulée avec une bonne fidélité sans changer la valeur de la mobilité. Les simulations faites avec le code PIC indiquent que dans le cas de la géométrie du PPS100, le champ E_x se décale vers l'anode et la zone d'accélération se resserre quand la tension de décharge U_d augmente.

Impact de débit de xénon

L'évolution de la distribution du champ électrique est tracée sur la Figure 3.4 pour plusieurs valeurs du débit de xénon. Les mesures ont été réalisées avec le propulseur PPS®X000 opérant à 300 V [82].

L'intensité du champ électrique augmente légèrement avec le débit d'ergol et le profil se décale vers l'anode lorsque le débit augmente. De manière surprenante, des mesures effectuées à 500 V, avec le même propulseur et sans modifier la cartographie du champ magnétique, indiquent que le champ électrique se décale vers l'extérieur lorsque le débit passe de 6 mg/s à 9 mg/s [83]. Dans tous les cas la longueur de la zone d'accélération n'est pas affectée par un changement du débit.

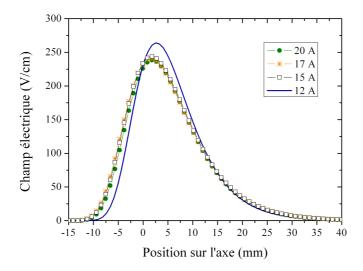


Fig. 3.5: Distribution du champ électrique E_x le long de l'axe du canal du propulseur à effet Hall PPS[®]X000 pour 4 valeurs du courant circulant dans les bobines (500 V, 6 mg/s). Les courbes sont déterminées à partir de la vitesse moyenne des ions.

Impact de l'amplitude du champ magnétique

L'influence de l'amplitude du champ magnétique a été étudié en faisant varier le courant dans les bobines I_b (avec $I_{b,int} = I_{b,ext}$) sans modifier les caractéristiques du circuit magnétique et en maintenant le débit et la tension constants. Pour le propulseur PPS100, nous avons fait varier I_b de 2,5 A à 5,5 A [81] et pour le propulseur PPS $^{\text{@}}$ X000 de 12 A à 20 A [83] $^{\text{xiii}}$.

L'évolution de la distribution du champ électrique est tracée sur la Figure 3.5 pour plusieurs valeurs du courant de bobines. Les mesures ont été réalisées avec le propulseur PPS $^{\otimes}$ X000 opérant à 500 V et 6 mg/s. On constate que l'amplitude du champ **B** a peu d'influence sur le profil du champ E_x . La forme du champ électrique reste inchangée. Le champ glisse légèrement vers l'intérieur du canal lorsque le champ magnétique augmente en accord avec des simulations numériques effectuées avec le code PIC du CPHT [85]. Des conclusions similaires sont tirées des expériences avec le propulseur PPS100 mais l'effet est plus marqué.

On s'attendrait à un impact plus manifeste de la variation de l'amplitude du champ magnétique pour deux raisons :

- le champ **B** conditionne fortement le transport électronique turbulent,
- les performances d'un propulseur à effet Hall sont visiblement affectées lorsque l'on varie le champ magnétique [69,70].

Il se peut néanmoins que nos mesures soient trop limitées pour apprécier pleinement l'effet de l'amplitude de $\bf B$. Au cours de nos expériences, le rayon de Larmor des électrons $r_{\rm L,e}$ a varié au plus d'un facteur 2 puisque :

$$r_{L,e} = \frac{v_{th,e}}{\omega_e} = \frac{m_e \ v_{th,e}}{eB} = \frac{\sqrt{2m_e k_B T_e}}{eB},$$
 (17)

où ω_e est la pulsation cyclotronique électronique [107]. Le rayon de Larmor est donc

xiii L'amplitude du champ double pour le PPS100 et elle est multipliée par un facteur 1.5 pour le PPS®X000.

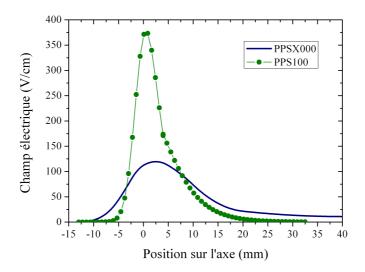


Fig. 3.6: Distribution axiale du champ électrique E_x pour les propulseurs PPS®X000 (ligne) et PPS100 (cercles) opérant à 300 V. Le courant des bobines vaut 17 A pour le PPS®X000 et 4,5 A pour le PPS100. Le débit de xénon est de 6 mg/s et 5 mg/s respectivement. Les profils sont calculés à partir de la vitesse moyenne.

dans tous les cas très inférieur aux dimensions du canal et à la longueur de la zone d'accélération puisque $r_{\text{L},e} = 1 \text{ mm}$ à 150 G ($T_e = 20 \text{ eV}$).

Le graphique de la Figure 3.6 révèle cependant que le champ magnétique peut avoir un effet notable sur la répartition du champ accélérateur. Il s'agit de la distribution axiale du champ électrique E_x obtenue lorsque les propulseurs PPS®X000 et PPS100 opèrent à 300 V. L'amplitude du champ **B** est légèrement plus petite pour le PPS®X000 en accord avec les lois d'échelle. Dans les deux cas, le champ magnétique atteint son maximum au voisinage de la sortie du canal de décharge. Par contre, la forme du champ magnétique est différente pour les deux propulseurs : les gradients dans la direction x sont plus prononcés pour le PPS100. L'influence des gradients du champ magnétique sur les performances d'un propulseur de Hall et sur les propriétés et la stabilité de la décharge a fait, et continu de faire, l'objet de travaux abondants [68,104,108,109,110]. Malgré cela, l'optimisation magnétique d'un PEH se fait encore aujourd'hui de manière empirique. Ce fait traduit entre autres l'existence de lacunes au niveau de la compréhension du transport et des phénomènes collectifs dans la décharge magnétisée à basse pression d'un propulseur à effet Hall.

Sur la Figure 3.6, le champ électrique est plus intense et plus piqué avec le PPS100. En considérant la largeur à mi-hauteur de la distribution, on trouve que le champ E_x est concentré sur une zone de 6 mm et de 15 mm de long, pour le propulseur PPS100 et PPS®X000, respectivement. L'intégration de la distribution suivant x donne 290 V pour le PPS100 contre 225 V pour le PPS®X000; on retrouve bien une valeur inférieure à U_d . La vitesse de dérive électronique est également plus élevée pour le PPS00 ce qui signifie que le courant de Hall I_{Hall} est plus fort (18 A contre 15 A). A 300 V, les deux propulseurs offrent néanmoins un rendement quasi-identique, avec un léger avantage pour le PPS100^{xiv}.

xiv On doit considéré ici un éventuel effet d'échelle qui se traduirait par exemple au niveau de l'interaction plasma/surface. La topologie magnétique doit également être examinée dans son intégralité.

Nos mesures, ainsi que d'autres études, indiquent que des gradients de champ magnétique forts suivant la direction x – en particulier de la composante radiale B_r – permettent un confinement localisé des électrons ce qui conduit à un intense champ accélérateur et un courant de Hall élevé. Il faut aussi de $\partial Br/\partial x$ soit positif à l'intérieur du canal pour assurer un comportement stable de la décharge [68,69]. Il existe deux autres impératifs forts pour le champ \mathbf{B} . Les gradients suivant les directions r et x doivent doit être choisis de façon à garantir une forme idéale pour la lentille électrostatique \mathbf{a}^{xv} dans la région d'ionisation. Entre d'autres termes, les lignes de champ magnétique doivent être convexes pour assurer une collimation optimale du faisceau d'ions. De plus, il ne doit exister aucun gradient dans la direction azimutale pour garantir une homogénéité du plasma. Or l'équation de Laplace nous enseigne que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, ce qui de facto impose des contraintes sur la topologie magnétique. On se rend ainsi compte de la complexité de l'optimisation magnétique d'un propulseur à effet Hall et on comprend qu'il est inévitable de faire un compromis entre accélération et divergence avec l'architecture classique [69].

3.3 Comportement à basse fréquence

La décharge d'un PEH présente un caractère fortement instationnaire avec des oscillations du courant et du potentiel allant du kHz au GHz, la majeure partie de l'énergie étant contenu dans les oscillations à basse fréquences vers 10-30 kHz [69,92]. Ces oscillations, appelées « oscillations de respiration », ont pour origine principale un processus de type proie-prédateur entre les atomes et les ions [111]. Ce processus correspond à une suite périodique de phases de dépeuplement et de remplissage en atomes – ou à l'opposé en ions – de la région de fort champ magnétique. La fréquence de ces oscillations est liée au temps nécessaire aux atomes pour remplir la zone d'accélération. Avec une vitesse thermique de 300 m/s et une zone de ~20 mm d'étendue, on obtient une fréquence de 15 kHz.

Ces oscillations de « respiration » ont un impact sur le courant de décharge I_d mais aussi sur d'autres paramètres. La forme de la plume ainsi que la divergence du faisceau d'ions varient au cours d'une oscillation BF comme l'ont montré des mesures par imagerie CCD dans le visible [112]. Des expériences menées avec un RPA ont prouvé que l'énergie des ions au sein de la plume plasma d'un PEH oscille dans le temps [113]. Enfin, des mesures par sondes de Langmuir ont révélé que la densité électronique et le potentiel plasma oscillent à basse fréquence alors que la température électronique reste constante [114,115].

Le processus de respiration a donc nécessairement un impact sur le champ électrique accélérateur, ce qui est prédit par ailleurs par les simulations hybrides et particulaires. Les fluctuations de la composante axiale E_x du champ peuvent être étudiées en observant le comportement temporel de la FDV des ions Xe^+ métastables par spectroscopie de LIF à 834,72 nm. Cependant, la résolution temporelle nécessaire pour résoudre avec précision les changements de la FDV est de l'ordre de la microseconde pour une période d'oscillation de ~50 μ s. Or, atteindre une telle résolution n'est pas envisageable avec le détecteur synchrone employé pour observer la FDV stationnaire. Il faut donc faire appel à une autre technique d'acquisition du signal de fluorescence.

-

xv Les lignes de champ magnétique sont des équipotentielles dans la region de fort champ. C'est l'hypothèse de Morozov qui a été validé numériquement par G. Hagelaar en 2007 [110].

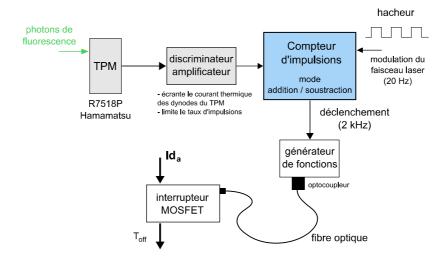


Fig. 3.7: Schéma de principe du système de comptage d'impulsions synchrone utilisé pour mesurer l'évolution temporelle de la FDV des ions Xe⁺ par spectroscopie de LIF [118]. Le TPM est placé en sortie d'un monochromateur. Le courant de décharge anodique est interrompu de manière périodique.

Avec l'aide de Nader Sadeghi du LSP, nous avons mis au point un montage de spectroscopie de LIF par comptage de photons qui permet de mesurer l'évolution dans le temps de la FDV ionique avec la résolution appropriée. La technique de comptage d'impulsions a été préférée à la technique d'intégration [116], car le nombre de photons produit par le plasma d'un PEH est très faible : ainsi chaque impulsion électrique, qui provient de la conversion d'un photon en électron sur le détecteur optique, peut être capturée individuellement^{xvi}.

Le banc laser est identique à celui décrit dans le paragraphe 2.1, seul le système de détection du signal de fluorescence est modifié. Le détecteur synchrone est remplacé par un ensemble complexe qui inclut un Tube PhotoMultiplicateur spécifique à faible bruit et grand gain, un amplificateur-discriminateur (taux de comptage de 100 MHz) et un compteur d'impulsions synchrone qui possède 32000 canaux temporels dont la largeur est réglable de 10 ns à 655 s [117,118]. Un schéma de principe du système de comptage est donné sur la Figure 3.7^{xvii}. L'intensité laser est modulée par un hacheur mécanique à faible fréquence (~20 Hz). Le module de comptage est capable de travailler en mode addition/soustraction en temps réel : les photons détectés lorsque le laser est arrêté par le hacheur (= bruit) sont automatiquement soustraits à ceux détectés lorsque le laser est envoyé dans le plasma (= bruit + fluorescence). On améliore ainsi le rapport signal sur bruit [117]. L'une des difficultés de ces expériences réside dans le fait que, sur un court intervalle de temps, le nombre de photons de fluorescence à détecter est très faible et très inférieur au nombre de photons émis naturellement par le plasma à la même longueur d'onde et qui constituent un bruit de fond. Dans nos conditions, le nombre de photons de fluorescence avoisine 10^{-2} par us alors que le nombre de photons naturels est de l'ordre de 1 par μs.

xvii Le système actuel utilise une carte de comptage Ortec MCS-pci (65536 canaux, résolution de 100 ns à 1300 s, taux de comptage maximum de 150 MHz).

 $^{^{}xvi}$ On travaille dans un régime tel que la largeur d'une l'impulsion électrique produite par le TPM (~20 ns sur 50 Ω) est très inférieure à la durée qui sépare deux impulsions consécutives. La technique de comptage de photons, ou d'impulsions, est communément utilisée en physique nucléaire et physique des particules.

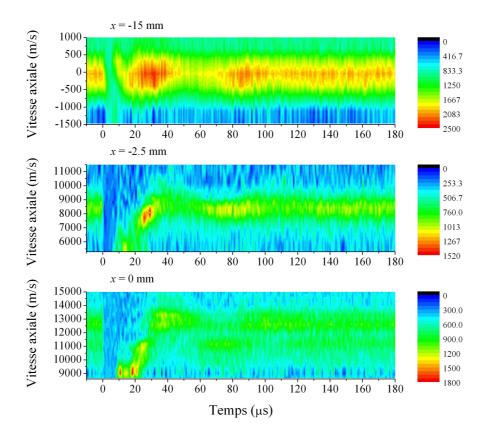


Fig. 3.8: Evolution temporelle de la FDV des ions Xe^+ (courbes de niveau) obtenue par spectroscopie de LIF avec comptage de photons pour 3 positions le long de l'axe du canal du propulseur PPS[®]X000 opérant à 500 V et 6 mg/s [118]. Le point à x = -15 mm se trouve dans la zone d'ionisation. Les points à x = -2.5 mm et 0 mm se trouve dans la zone d'accélération. La coupure de I_d a lieu à t = 0 μ s; elle dure 5 μ s.

Pour la première fois nous avons pu suivre l'évolution de la FDV des ions dans la direction axiale au sein de la décharge en champs croisés d'un propulseur de Hall. Les expériences ont été réalisées avec le propulseur PPS $^{\otimes}$ X000 opérant à 500 V et 6 mg/s. Le signal de fluorescence est enregistré sur 5000 canaux ayant chacun une largeur de 100 ns ; on sonde ainsi 500 µs, ce qui correspond à 6 oscillations BF du courant de décharge. La FDV est obtenu par reconstruction. On enregistre l'évolution d'un groupe de vitesse $\delta \nu$ en fixant la longueur d'onde du laser à une valeur donnée. Entre 15 et 20 points sont nécessaires pour reconstituer la FDV [118].

Nous avons mesuré à différentes positions la FDV(t) avant et après une interruption rapide ($\sim 200\,$ ns) du courant anodique $I_{\rm da}$ de 5 μ s à 2 kHz afin d'étudier les mécanismes de production et de transport des ions au moment de l'interruption et de l'allumage de la décharge et au court des oscillations du plasma. L'utilisation d'un interrupteur rapide permet une synchronisation simple du module de comptage de photons. Il a en outre un autre intérêt : il permet de générer des oscillations à partir d'un état stable et reproductible ce qui augmente le temps de cohérence des oscillations (< 10 périodes à cause du caractère très instationnaire de la décharge). Lors de cette campagne d'expériences, l'interruption du courant a été faite de aléatoirement dans le temps, c'est-à-dire sans synchronisation entre $I_{\rm da}$ et le cycle d'interruptions à 2 kHz.

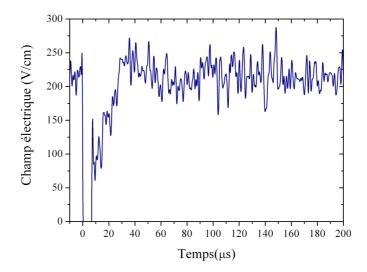


Fig. 3.9: Evolution dans le temps du champ électrique E_x au voisinage de la sortie du canal du propulseur PPS[®]X000 opérant à 500 V (entre -2,5 et 0 mm) [118]. La valeur du champ est calculée à partir de la vitesse moyenne des ions.

L'évolution temporelle de la FDV de Xe⁺ est visible sur la Figure 3.8 pour trois positions le long de l'axe du canal choisies afin de sonder les régions d'ionisation et d'accélération. La forte intensité de l'oscillation forcée qui suit le démarrage résulte de l'accumulation d'une grande quantité d'atomes le canal durant la coupure. A partir de la Figure 3.8, on peut faire plusieurs remarques d'ordre général :

- à la coupure, la vitesse tend vers zéro et les ions disparaissent rapidement (~ 2 μs); le courant de décharge et le courant de Hall s'annulent sur la même échelle de temps,
- au rallumage, les ions sont tous produits à vitesse nulle ; le temps nécessaire pour atteindre un régime d'équilibre varie selon la position,
- la FDV oscille à ~14 kHz, valeur proche de la fréquence de « respiration ».

L'analyse de l'évolution des groupes de vitesse révèle une dynamique complexe [118]. Les résultats des expériences ne peuvent s'interpréter qu'en supposant que les processus d'ionisation et d'accélération sont corrélés ; autrement dit, à elle seule, une variation du champ électrique au cours du temps ne peut expliquer correctement les observations. Par contre, la manière dont varie le champ électrique accélérateur (hors interruption et démarrage) n'est pas encore clairement identifiée : au cours d'une oscillation, a-t-on à faire à un changement de l'intensité du champ via un processus de dilatation/contraction ou bien à un déplacement du profil dans son ensemble avec un mouvements de va-et-vient? Une combinaison des deux effets est également envisageable.

L'étude de l'évolution de la densité n, de la vitesse moyenne \overline{v} et de la dispersion p en vitesse – ces grandeurs sont calculées à chaque instant à partir de la FDV – livre des informations pertinentes sur le comportement de la décharge. En particulier, on montre que la densité et la vitesse oscillent dans le temps alors que la dispersion reste inchangée (hors démarrage). Puisque la dispersion provient majoritairement du recouvrement entre les régions d'ionisation et d'accélération (voir le paragraphe 2.2), les deux régions doivent évoluer en bloc dans le temps.

L'évolution temporelle du champ électrique E_x entre -2,5 mm et le plan de sortie peutêtre obtenue de façon approchée à partir de la vitesse moyenne des ions (Equation 13). Le résultat est tracé sur le graphe de la Figure 3.9. Le champ oscille à ~11 kHz autour d'une valeur moyenne de 215 V/cm (hors coupure). Cette valeur est proche de celle trouvée dans les mêmes conditions à partir de la FDV moyenne : 245 V/cm. La variation d'amplitude du champ est cependant faible (~10%) dans cette région de fort champ magnétique car la méthode employée atténue le niveau des oscillations. Sur la Figure 3.9, il faut environ 30 μ s au champ pour retrouver sa valeur nominale après un redémarrage : c'est la durée nécessaire à l'établissement d'un état d'équilibre.

Ces recherches sont importantes car les fluctuations du champ électrique axial ont des conséquences sur la création et le transport des ions, et donc directement sur les performances d'un propulseur, mais sans doute aussi sur la diffusion des électrons. Malgré ces travaux, la dynamique à basse fréquence du champ accélérateur ainsi que son impact sur les caractéristiques d'un propulseur de Hall, sont loin d'être parfaitement maîtrisés. Des expériences complémentaires apparaissent indispensables. Il faudra en particulier améliorer le rapport S/B des formes d'ondes enregistrées et réaliser des acquisitions pour un grand nombre de positions axiales. Un suivi par spectroscopie d'émission de la dynamique de la zone d'ionisation est également souhaitable. Finalement, une confrontation entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques de la FDV(t) réalisées avec les codes hybride et PIC est indispensable pour appréhender le comportement à basse fréquence du champ électrique accélérateur d'un propulseur de Hall.

4 DEPOTS D'ENERGIE SUR LES PAROIS

4.1 Thermographie infrarouge

Une mesure précise de la température des éléments d'un propulseur à effet Hall pour différents paramètres de fonctionnement (tension, débit, champ magnétique) et différentes configurations (dimensions, matériaux), à l'équilibre thermique ou bien en régime transitoire, permet de répondre à de nombreuses questions liées à la physique des plasmas et des interactions plasma/surface ainsi qu'à des problèmes d'ingénierie :

- l'état thermique du moteur détermine les propriétés des parois de la chambre à décharge (taux d'émission secondaire, vitesse d'érosion) ainsi que de l'anode ;
- la charge thermique supportée par un moteur influence sa durée de vie car elle est étroitement liée à l'érosion ;
- la mesure précise des flux d'énergie et de leur distribution spatiale à l'intérieur du canal de décharge (paroi diélectrique des isolateurs thermiques et anode) permet de déterminer les mécanismes de dépôts d'énergie (bombardement ionique et électronique, rayonnement UV) et d'affiner ainsi le bilan d'énergie d'un propulseur viii ;
- la connaissance des flux d'énergie est également importante pour la réalisation de radiateurs et pour la définition des cycles de fonctionnement ;

xviii Malgré un rendement élevé de l'ordre de 50 %, une fraction importante de la puissance fournie à un propulseur de Hall n'est pas convertie en poussée. Les pertes ont pour origines principales : le chauffage et l'excitation du gaz, l'ionization, les chutes anodique et cathodique, la dispersion en vitesse, la divergence du jet et les interactions en les espèces chargées et les parois [67]. Cette dernière source gouverne le comportement thermique d'un PEH.

- enfin, la formation d'éventuelles zones chaudes peut être à l'origine d'instabilités du plasma et de sauts de mode du courant de décharge.

Par rapport aux mesures « classiques » de température réalisées à l'aide de thermocouples, la thermographie infrarouge n'est pas limitée par un accès difficile aux éléments du moteur et par des conditions plasmas sévères en terme de flux. Par contre, l'obtention d'une valeur absolue de la température nécessite la connaissance de l'émissivité spectrale des surfaces observées.

Transfert radiatif

Le transfert d'énergie par radiations est régit par la loi de Planck [119]. La puissance M rayonnée par un corps noir dans un hémisphère est obtenue par intégration de la loi de Planck sur tout le domaine spectral (en W/m^2):

$$M^{\rm cn} = \sigma T^4 \,, \tag{18}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann et T la température absolue en K. L'émissivité spectrale ε est définie comme le rapport de la puissance radiative d'un corps donnée sur celle d'un corps noir, les deux corps étant à la même température :

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{M_{\lambda}(\lambda, T)}{M_{\lambda}^{cn}(\lambda, T)} , \qquad (19)$$

où λ est la longueur d'onde. Un matériau dont l'émissivité est indépendante de λ est appelé un corps gris. La relation de Stefan-Boltzmann lie la température d'un corps quelconque au flux radiatif produit par ce dernier :

$$M(T) = \varepsilon(T) \circ T^4 \tag{20}$$

La mesure de la puissance M permet de déterminer la température de la surface du corps concerné lorsque ε est connue. Les détecteurs infrarouges (IR) sont seulement capables de mesurer le flux radiatif sur un intervalle étroit de longueur d'ondes $\Delta\lambda$. Ainsi, la loi de Stefan-Boltzmann ne peut pas être directement utilisée et il devient nécessaire d'intégrer l'Equation 19.

L'imagerie thermique, ou thermographie infrarouge, consiste à déterminer la température de surface d'un corps à partir de la mesure du flux radiatif provenant de cette dernière [120]. La température obtenue est correcte si, dans le domaine spectral sondé, les phénomènes de réflexion et de transmission du rayonnement IR peuvent être négligés. Dans la suite de ce chapitre, on admet que le phénomène d'émission est dominant pour toutes les surfaces étudiées.

Emissivité spectrale

La détermination de la température à partir de mesures IR nécessite la connaissance de l'émissivité spectrale du matériau étudié. L'évolution de l'émissivité de la céramique BN-SiO₂ (Sintec) qui constitue la paroi de la chambre à décharge des propulseurs PPS100, PPS[®]1350 et PPS[®]X000 a été mesurée par spectroscopie IR à transformée de

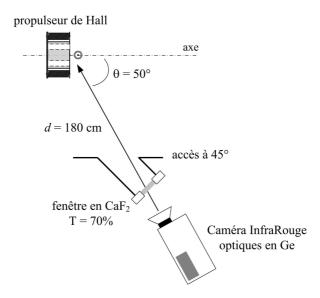


Fig. 4.1: Schéma du montage expérimental de thermographie infrarouge utilisé pour déterminer la température des parois d'un propulseur à effet Hall dans l'installation Pivoine-2g.

Fourier en fonction de la température entre 500 °C et 1000 °C [121]. Dans l'intervalle spectral 8-9 µm qui est utilisé par la caméra infrarouge, l'émissivité varie peu avec la température est sa valeur moyenne est 0,92 [122].

L'émissivité dépend de la longueur d'onde et de la température, mais également de l'état de surface de l'échantillon (niveau d'oxydation, rugosité), de l'angle de visée et de la composition exacte du matériau. L'émissivité de la paroi du canal d'un propulseur peut donc varier au cours du temps du fait de l'érosion, du changement de géométrie et de la formation éventuelle d'un dépôt. L'émissivité spectrale de la paroi en BN-SiO₂ a été estimée à partir de mesures IR après plusieurs dizaines d'heure de tir et aucune variation n'a été constatée malgré une modification évidente de l'état de surface.

On a également mesuré l'émissivité de l'AlN et du graphite sur l'intervalle 8-9 μ m. ces matériaux ont été employés pour réaliser la chambre à décharge lors de certains essais [122]. L'émissivité spectrale d'un échantillon du matériau composite carbone-carbone qui compose l'anode du PPS $^{\text{@}}$ X000 a aussi été déterminée.

Caméra IR et montage expérimental

L'acquisition de thermogrammes IR de propulseurs à effet Hall est effectuée à l'aide d'une caméra infrarouge calibrée ThermaCAMTMSC 3000 développée et commercialisée par FLIR Systems [123]. La caméra est équipée d'une matrice 320×240 de photodétecteurs IR à puit quantique sensibles dans le domaine 8-9 µm. Afin de limiter le niveau de bruit et d'améliorer ainsi le rapport S/B, la caméra est refroidie à -200 °C. L'intervalle de température couvert s'étend de -20 °C à 2000 °C grâce à une série d'atténuateurs. La caméra peut capturer et enregistrer des images à une fréquence de 750 Hz. La caméra est calibrée de manière à donner directement la température de l'élément visé lorsqu'on lui fournit l'émissivité. Seul le flux thermique reçu est enregistré, ce qui permet un post-traitement des données.

Les expériences ont été réalisées sur le moyen d'essais PIVOINE-2g. Un schéma du montage expérimental est détaillé sur la Figure 4.1 [122]. La caméra est positionnée à

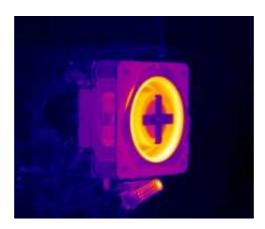


Fig. 4.2: Thermogramme du propulseur à effet Hall PPS $^{\$}$ X000 opérant à 5,2 kW. La valeur de ε est fixée à 0,92. La température moyenne des les parois en BN-SiO $_{2}$ de la chambre de décharge est de 740 $^{\circ}$ C.

 \sim 180 cm de la face avant du moteur. L'angle d'observation est de 50°. Les mesures sont réalisées à travers un hublot en CaF₂ de 10 mm d'épaisseur dont la transmission dans la gamme spectrale 8-9 μ m est de 74 %. De manière à améliorer la résolution spatiale, des optiques en Ge peuvent être utilisées.

La Fig. 4.2 correspond à un thermogramme du propulseur PPS®X000 équipé de bagues en céramique BN-SiO₂ et d'une anode en composite C-C. Le propulseur fonctionne à 5.2 kW: $U_d = 650 \text{V}$ et $\Phi_a = 7.7 \text{ mg/s}$. Sur cette image, les parois internes et externes de la chambre, le fond de chambre (en céramique) ainsi que l'anode – qui sert également d'injecteur de gaz – sont clairement visibles et représentent les sources de radiation infrarouge les plus intenses. La cathode, la structure métallique du propulseur et les bobines sont également visibles. La valeur de ε est fixée à 0,92 pour tout le champ de température. La température moyenne des parois en céramique à l'équilibre est de $740 \, ^{\circ}\text{C}^{\text{xix}}$. Sur la Figure 4.2, on remarque que la section finale du canal diélectrique est plus chaude que la partie arrière. En effet, le dépôt d'énergie par les ions et les électrons a principalement lieu dans la zone de fort champ magnétique ou la température électronique est élevée et ou les ions acquièrent une énergie cinétique importante [122].

4.2 Détermination de la température d'équilibre des parois

La température à l'équilibre des parois en BN-SiO₂ du canal de décharge a été déterminée pour plusieurs conditions de tir dans le cas des propulseurs PPS100, PPS[®]1350 et PPS[®]X000. Une grande partie des résultats sont décrits dans la référence [122]. Les principales conclusions de ces travaux, qui constituent une base de données unique pour les modèles thermiques des PEH, sont les suivantes :

- on constate un effet marqué de la tension $U_{\rm d}$ et du débit de xénon $\Phi_{\rm a}$; la température des parois augmente lorsque les deux quantités augmentent; la hausse de température est plus forte avec la tension de décharge,
- l'amplitude du champ magnétique a un impact très limité sur la température ; notez que des mesures ont été réalisées avec un propulseur PPS100 équipé d'aimants à la place des traditionnels solénoïdes,

-

xix Le régime d'équilibre est atteint au bout d'une1 heure environ pour les parois et l'anode après allumage.

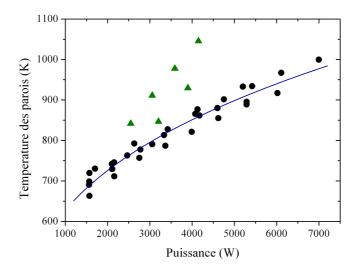


Fig. 4.3: Température à l'équilibre des parois en BN-SiO₂ du canal de décharge du propulseur à effet Hall PPS[®]X000 en fonction de la puissance $I_d \times U_d$. Les cercles correspondent à des points de fonctionnement avec $U_d < 550$ V ($\Phi_a = 5$ à 22 mg/s). Les triangles indiquent un fonctionnement à haute tension avec $U_d > 600$ V ($\Phi_a < 6$ mg/s). La courbe est un ajustement aux données enregistrées à basse tension par une loi de puissance.

- il existe un écart entre la température $T_{\rm int}$ de la paroi interne celle qui entoure la bobine centrale et celle de la paroi externe $T_{\rm ext}$; l'écart peut-être positif ou négatif; sa valeur dépend des conditions d'opération,
- à l'intérieur du canal, le gaz est en équilibre thermique avec les parois.

Comportement en fonction de la puissance

Une manière d'avoir une vue d'ensemble de l'effet des paramètres de fonctionnement d'un moteur sur la température à l'équilibre des parois du canal consiste à tracer la température moyenne des parois $T_{\text{paroi}} = \frac{1}{2} (T_{\text{ext}} + T_{\text{int}})$ en fonction de la puissance appliquée à la décharge $P_{\text{d}} = U_{\text{d}} \times I_{\text{d}}$.

Le graphe de la Figure 4.3 représente la température à l'équilibre des parois en céramique BN-SiO₂ du canal de décharge du propulseur à effet Hall PPS[®]X000 en fonction de la puissance P_d . Les points obtenus avec une tension de décharge inférieure à 550 V suivent une loi de puissance [124] :

$$T_{\text{paroi}} = 270 + (33\pm 4) \times P_{d}^{(0,35\pm 0,02)}$$
 (21)

La valeur de 270 K, qui correspond à un moteur à l'arrêt, est déterminée par thermographie. Une relation similaire est obtenue avec le PPS100 et le PPS $^{\$}$ 1350 équipés de bagues en BN-SiO₂ [122]. En particulier, la valeur de l'exposant est la même. La relation précédente indique que la température dépend peu de l'histoire thermique du propulseur et des parois – les données ont été collectées au cours de plusieurs campagnes – et peu du champ magnétique puisque I_d a été varié durant les mesures. Lorsque U_d devient supérieure à une valeur seuil ~550 V, l'évolution de la température avec la puissance ne suit plus la loi donnée par la relation 21, quel que soit le débit de gaz. Comme on peut le voir sur la Figure 4.3, la température des parois

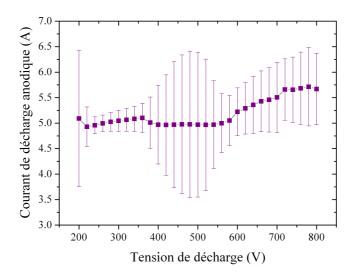


Fig. 4.4: Caractéristique courant-tension du propulseur PPS®X000 ($\Phi_a = 6$ mg/s; $I_b = 17$ A). Les barres d'erreur correspondent à la dispersion sur le courant I_{da} : elles renseignent donc sur le niveau d'oscillation du courant.

augmente alors rapidement. Ce changement de comportement coïncide avec une chute du rendement anodique et avec une modification de la caractéristique $I_{\rm d}$ - $U_{\rm d}$. Sur la Figure 4.4, on remarque que le courant anodique se met à croître à partir de ~550 V. la densité spectrale de puissance de $I_{\rm da}$ bifurque à ~550 V et un nombre élevé de fréquences dominent alors le spectre dans le domaine des basses fréquences (< 10^5 Hz). Cette valeur limite varie légèrement selon les conditions de fonctionnement. La croissance rapide de $T_{\rm paroi}$ peut avoir plusieurs origines comme la production d'ions multichargés ou l'émission électronique secondaire de la céramique. Les différentes voies sont discutées ci-après.

4.3 Impact du matériau sur la température

Le matériau qui constitue les parois du canal de décharge d'un propulseur de Hall joue un rôle déterminant dans les performances et la durée de vie. Les travaux conduits sur l'aspect *matériau* au sein du GdR, et ailleurs, sont donc importants d'un point de vue technologique : il s'agit de trouver le matériau idéal qui permettrait d'avoir un rendement important tout en garantissant une très longue durée de vie et si possible à forte puissance.

Plusieurs campagnes de mesures conduites avec un propulseur PPS100 équipé de bagues en BN-SiO₂, Al₂O₃, MgO, AlN, graphite^{xx}... ont démontré que le matériau jouait un rôle clé dans la valeur du courant de décharge et de son niveau d'oscillation, et des performances (poussée, I_{sp} , divergence et rendement) [125]. Des essais effectués en Russie ont également démontré que le degré d'érosion des parois dépendait du matériau employé. Ces résultats peuvent en grande partie s'interpréter en prenant en compte les effets des gaines pariétales, notamment le phénomène de saturation de gaine, ainsi que le processus d'émission électronique secondaire à la paroi [126,127].

^{xx} Le graphite est un conducteur d'électricité ce qui a pour conséquence de modifier la décharge. En particulier le confinement magnétique est moindre car les électrons peuvent court-circuiter le champ via les parois. Le graphite a été testé car son taux d'érosion sous bombardement ionique est faible.

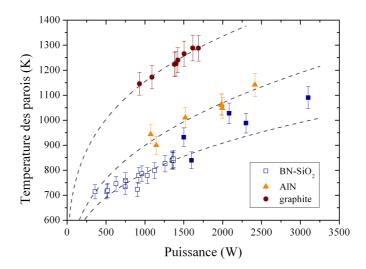


Fig. 4.5: Température à l'équilibre des parois du canal d'un propulseur de type PPS100 en fonction de la puissance pour 3 matériaux : BN-SiO₂, AlN et graphite [122]. Pour le BN-SiO₂, les carrés pleins indiquent des points de fonctionnement avec $U_{\rm d} > 350$ V. Les courbes sont des ajustements aux données par une loi de puissance.

Pour l'instant BN-SiO₂ reste le meilleur candidat. Il équipe d'ailleurs tous les propulseurs qualifiés pour le vol.

Le matériau a également un impact sur la température des parois du canal [122]. Sur la Figure 4.5, on a tracé la température moyenne des parois du propulseur PPS100 en fonction de la puissance fournie à la décharge pour 3 matériaux différents : BN-SiO₂, AlN et graphite. La température et le courant I_d sont plus élevés lorsque l'AlN est utilisé à la place du BN-SiO₂ comme matériau diélectrique^{xxi}. Par contre, le rendement est nettement dégradé. Dans les trois cas, les données enregistrées à basse tension suivent une loi du type $T_{\text{paroi}} = 270 + a \times P_d^n$. où la valeur de l'exposant n ne dépendrait que du matériau [122]. Le seuil en tension se situe vers 350 V, valeur pour laquelle on observe un changement dans les caractéristiques I_d - U_d . La différence de température des parois entre des bagues en BN-SiO₂ et AlN vient du fait que les propriétés de la décharge sont différentes en terme de densité et de température électronique.

A faible tension de décharge, i.e. faible température électronique et faible vitesse ionique, le dépôt d'énergie sur les parois est principalement dû au bombardement par les ions Xe⁺. En variant le débit, on change essentiellement la quantité d'ions, ce qui explique la variation de la température des parois. Lorsque la tension augmente, la température des électrons augmente. On conséquence, la quantité d'ions multichargés s'accroît, ainsi que leur vitesse. La température de la paroi doit donc augmenter mais sans changement brusque de tendance.

Mais l'augmentation de $T_{\rm e}$ a un autre effet. Le flux d'électrons à la paroi va augmenter avec $U_{\rm d}$. Or, pour les matériaux diélectriques à fort taux d'émission électronique secondaire (EES), les caractéristiques de la gaine de charge d'espace sont étroitement liées au flux d'électrons incidents. On peut montrer qu'au-delà d'une valeur seuil en tension, le taux d'EES devient supérieur à 1 et la gaine plasma s'effondre [126,127]. A

 $^{^{}xxi}$ L'intensité élevée de I_d avec AlN (6,5 A à 300 V et 5 mg/s) vient soit d'une grande fraction de courant électronique soit d'une production importante d'ions multichargés due à une forte température électronique.

partir de là, le flux d'énergie qui tombe sur les parois est dominé par les électrons et il peut atteindre une valeur importante, ce qui expliquerait la température élevée des parois. Le passage à un taux d'EES plus grand que 1 explique également l'augmentation du courant de décharge et la chute du rendement. Dans le cas du PPS100 équipé de parois en BN-SiO₂, le seuil de transition se situe vers 300 V [125]. La valeur du taux d'EES pourrait aussi expliquer la température plus élevée et le rendement plus faible (~25 %) lorsque de l'AlN est employé.

4.4 Evaluation des pertes d'énergie sur les parois

La température de la chambre à décharge d'un propulseur à effet Hall est gouvernée par le flux d'énergie acheminé par les particules chargées du plasma vers la surface des parois. Une manière d'accéder au flux d'énergie $q_{\rm p}$ délivré par le plasma sur les parois consiste à mesurer l'évolution de la température des parois en régime transitoire et à intégrer les résultats expérimentaux dans des simulations numériques du comportement thermique du canal [128]. Connaître la valeur de $q_{\rm p}$ et son évolution avec les conditions de tir est primordial pour mieux cerner les mécanismes de l'interaction plasma/surface et pour comprendre les propriétés de la gaine plasma. C'est de plus une grandeur dont l'amplitude peut-être directement comparée aux simulations numériques.

Modèle thermique du canal

Afin de déterminer q_p , nous avons développé une approche semi-empirique fondée sur un modèle 2D des transferts thermiques dans le canal de décharge d'un propulseur [128]. Le modèle physique est basé sur la résolution de l'équation de conservation de l'énergie pour un volume élémentaire dV de la paroi interne ou externe:

$$\rho c_{\rm p} \frac{\partial T}{\partial t} dV = -\sum_{i} \phi_{i} \cdot \mathbf{n}_{i} dS_{i}, \qquad (22)$$

où ϕ_i est le flux d'énergie à travers la surface dS_i orientée suivant \mathbf{n}_i .

La géométrie du modèle est décrite sur la Figure 4.6. Le domaine prend seulement en compte le canal en incluant l'anode ; le reste de l'environnement est simulé par une surface virtuelle. Ce modèle considère les transferts radiatifs, la conduction de la chaleur à travers le matériau et les pertes d'énergie vers l'extérieur. Afin de simplifier les équations, on fait les hypothèses suivantes :

- le système est à symétrie cylindrique,
- il n'y a pas de convection,
- l'épaisseur des parois e est très inférieure au rayon interne et externe du canal,
- il n'y a pas de conduction de chaleur suivant x et θ ,
- les échanges d'énergie sur les bords sont négligés,
- la paroi interne est adiabatique,
- l'environnement est à température fixe T_{env} ,
- le plasma est optiquement transparent dans l'infrarouge lointain,
- les propriétés thermique κ , c_p et ε et la masse volumique ρ sont indépendant de la température et sont stationnaires,
- le flux q_p est stationnaire.

Avec ces hypothèses, l'Equation 22 se réduit à l'équation de conduction de la chaleur sans source ou perte :

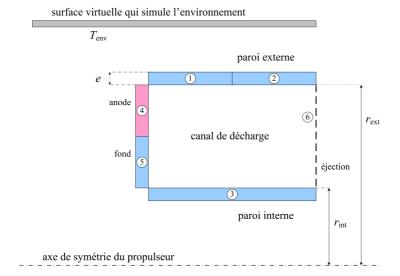


Fig. 4.6: Géométrie du modèle thermique du canal d'un PEH [128]. Le canal est divisé en 5 ou 6 surfaces isothermes selon la forme de l'anode (4). La partie (6) est la surface d'éjection. L'environnement est simulé par une surface virtuelle à température fixe.

$$\frac{\partial T(r,t)}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho c_{\rm p}} \frac{\partial^2 T(r,t)}{\partial r^2} \,. \tag{23}$$

Les conditions aux limites sont :

$$\kappa \frac{\partial T(r,t)}{\partial t}\Big|_{r=0} = \phi_{\text{rad}} - q_p \text{ pour la paroi interne et externe,}$$
 (24)

$$\kappa \frac{\partial T(r,t)}{\partial t}\Big|_{r=e} = 0 \text{ pour la paroi interne,}$$

$$= -\phi_{\text{ext}} \text{ pour la paroi externe,}$$
(25)

ou ϕ_{rad} est un flux radiatif et ϕ_{ext} le flux radiatif vers l'extérieur. Le flux radiatif pour une surface d'indice k est donné par [128] :

$$\phi_{\text{rad}} = \sigma \left(\varepsilon_k T_k^4 - \sum_i \varepsilon_i G_{ik} T_i^4 \right),$$
 (26)

ou G_{ik} est le facteur de forme de k vers i pour un corps gris isotherme. Les facteurs G peuvent être calculés. Dans notre approche, on utilise des valeurs déterminées empiriquement lors de phases d'arrêt de la décharge $(q_p = 0)$; ces valeurs sont proches des valeurs théoriques [128]. L'équation 23 est alors résolues numériquement par la méthode des éléments finis avec un pas égale à e/10.

Extraction du flux q_p

Le modèle n'est pas auto-cohérent. Ainsi, la résolution de l'Equation 23 pour la température T_k de la surface k nécessite la connaissance de la température de chaque

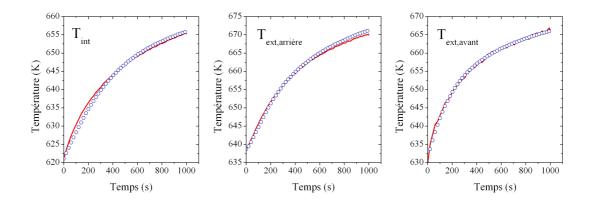


Fig. 4.7: Evolution dans le temps de la température des parois en BN-SiO₂ du propulseur PPS[®]X000 fonctionnant à 1,6 kW (300 V, 6 mg/s): mesures par thermographie infrarouge (ligne) et simulations numériques (cercles). La valeur du flux d'énergie q_p est de 0,2, 0,51 et 0,22 W/cm² pour la partie interne, externe arrière et externe avant, respectivement.

surface i ainsi que du flux d'énergie q_p . Les transitoires des température T_k et T_i sont mesurés par thermographie infrarouge pour une condition donnée en se basant sur la géométrie du domaine thermique simulé (Figure 4.6). Le flux q_p est alors la seule inconnue. Sa valeur est obtenue en ajustant automatiquement le profil T_k calculé au profil mesuré [128].

La Figure 4.7 montre l'évolution dans le temps de la température des parois en céramique BN-SiO₂ du propulseur PPS[®]X000 fonctionnant à 1,6 kW (300 V, 6 mg/s). Après ajustement de la valeur de q_p , les courbes expérimentales et simulées se superposent. La valeur du flux d'énergie q_p est de 0,2, 0,51 et 0,22 W/cm² pour la partie interne, externe arrière et externe avant, respectivement.

La température des parois diélectriques des propulseurs PPS100, PPS[®]1350 et PPS[®]X000 a été suivie en régime transitoire par thermographie infrarouge avec une résolution temporelle de 20 ms afin de déterminer q_p via l'approche semi-empirique décrite précédemment.

Typiquement, le flux d'énergie déposée par le plasma sur les surfaces du canal atteint, dans la région d'accélération, 1 à $2~\rm W/cm^2$ en régime nominal, mais à haute tension on peut approcher les $10~\rm W/cm^2$. Ces valeurs sont en accord avec des mesures indirectes effectuées par thermocouples [129] et avec des résultats de calculs [130]. Avec notre méthode, l'incertitude sur les valeurs de q_p est estimée à 25 % [128]. La Figure 4.8 donne le flux q_p en fonction du débit de xénon pour le PPSX000 opérant à 300 V. Le flux, en particulier sur la partie avant de la paroi externe, augmente avec le débit. La même tendance es observée avec la tension de décharge. Le flux sur la paroi interne est sans doute sous-estimé à cause de l'hypothèse d'adiabaticité.

Puissance perdue sur les parois

La puissance perdue sur les parois interne et externe du canal P_{paroi} est calculée à partir du flux d'énergie q_p et de la surface considérée :

$$P_{\text{paroi}} = \frac{1}{2} S_{\text{ext}} \times (q_{\text{p,1}} + q_{\text{p,2}}) + S_{\text{int}} \times q_{\text{p,3}}.$$
 (27)

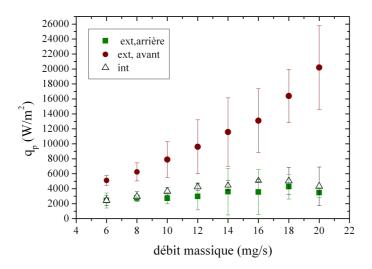


Fig. 4.8: Puissance par unité de surface q_p délivrée par le plasma sur les parois interne et externe du canal du propulseur PPS[®]X000 en fonction du débit de xénon à tension de décharge fixe (300 V). La valeur de q_p est déterminée par une méthode semi-empirique faisant appel à l'imagerie thermique.

A faible tension, les pertes aux parois atteignent 12 % de la puissance fournie pour le PPS100, alors que pour le PPS®X000 elle ne représente que 6,5 %, les deux propulseurs étant équipés de parois en BN-SiO₂ [128]. On voit ici l'effet des dimensions et de la conception du système d'évacuation de la chaleur.

Comme on pouvait s'y attendre après examen du comportement thermique à l'équilibre d'un propulseur (voir Figure 4.3), la mesure du flux q_p montre qu'il existe deux régimes de transfert d'énergie aux parois diélectriques (BN-SiO₂) qui ne dépendent pas de la puissance mais de la tension.

Sur la Figure 4.9, on a représenté la puissance déposée sur les parois en BN-SiO₂ du canal du propulseur PPS®X000 en fonction de la puissance électrique $U_d \times I_d$. A faible tension ($U_d < 550$ V), P_{paroi} varie linéairement avec P_d et les pertes atteignent alors de 6,5 %. A haute tension ($U_d > 550$ V) la variation devient exponentielle et les pertes peuvent dépasser les 15 %. Le comportement observé est sans doute corrélé avec le phénomène de saturation de la gaine plasma qui provient de l'émission d'électrons secondaires par les parois. A faible tension, l'EES est modérée ; le dépôt d'énergie est principalement dû au bombardement par les ions. A haute tension, l'EES devient importante, la gaine s'effondre et le dépôt d'énergie est alors causé principalement par le flux d'électrons vers la surface malgré la présence d'ions multichargés.

Contrairement à la température de la surface, le flux d'énergie déposé par le plasma $q_{\rm p}$ peut être estimé à l'aide de simulations numériques de la décharge du propulseur à condition d'intégrer la physique de la gaine plasma. Le modèle PIC du CPHT est à géométrie (x, θ) , donc les parois ne sont pas considérées. Par contre, le code hybride à géométrie (x, r) peut calculer le flux d'énergie perdue sur les parois du canal. Actuellement, la valeur calculée est sous-estimée, même à faible tension. Les chercheurs du LAPLACE travaille actuellement à l'amélioration du modèle de gaine plasma pour rendre mesures et simulations compatibles.

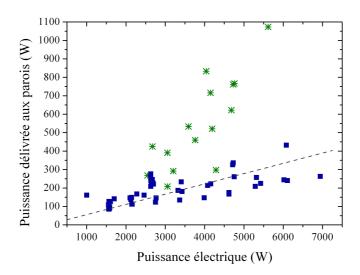


Fig. 4.9: Puissance déposée sur les parois en BN-SiO₂ du canal du propulseur PPS[®]X000 en fonction de la puissance électrique $U_d \times I_d$. A faible tension ($U_d < 550 \text{ V}$), P_{paroi} varie linéairement avec P_d ; les pertes sont alors de 6,5 %. A haute tension de décharge, les pertes dépassent 15 %.

Je viens de démarrer une collaboration avec S. Barral de l'IFPiLM à Varsovie afin d'essayer de mieux comprendre les mécanismes à l'origine des pertes d'énergie aux parois et des changements de mode du courant de décharge. Un modèle fluide 2D du canal d'un propulseur est utilisé pour simuler les interactions entre les particules chargées et les parois. Le modèle prend en compte l'EES et sa variation avec la tension; de plus, les propriétés de la gaine plasma sont calculées de manière cohérente. Les premières comparaisons modélisation/expériences sont attendues pour l'été 2009.

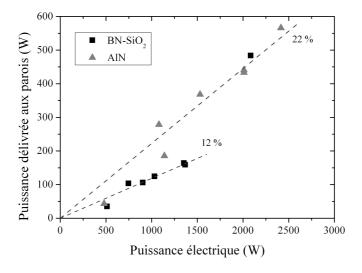


Fig. 4.10: Puissance déposée sur les parois du canal du propulseur PPS100 en fonction de la puissance électrique pour deux matériaux : BN-SiO₂ et AlN. A faible tension, les pertes atteignent 12 % dans le premier cas et 22 % dans le second.

Les données de la Figure 4.10 représentent la puissance déposée sur les parois du canal du propulseur PPS100 en fonction de la puissance électrique pour deux matériaux : BN-SiO₂ et AlN. A faible tension, les pertes atteignent 12 % dans le premier cas et 22 % dans le second. Cette différence flagrante est certainement liée à la valeur du taux d'EES qui est élevée pour l'AlN.

5 Lois d'echelles elementaires

5.1 Besoins en propulseurs à faible et à forte puissance

L'identification de nouveaux besoins en propulsion à plasma pousse aujourd'hui les agences spatiales et de nombreux constructeurs à lancer des programmes d'études ayant pour objectif l'extrapolation de la technologie des propulseurs à effet Hall vers le domaine de la faible puissance (~100 W) et de la forte puissance (10-50 kW)^{xxii}. Les propulseurs à faible puissance seraient avantageux, d'une part pour la compensation de traînée de satellites d'observation volant à basse altitude (~300 km) dans l'atmosphère terrestre, et d'autre part, pour assurer le vol en formation des futures constellations de microsatellites [131]. A l'autre extrémité de l'échelle, la propulsion électrique à forte puissance présente un intérêt pour le transfert d'orbite des satellites géostationnaires, pour les missions d'exploration robotisées du système solaire et éventuellement pour la déviation d'astéroïdes géocroiseurs.

De son côté, le GdR travaille actuellement au développement d'un moteur de faible puissance équipé d'aimants et disposant d'un système d'injection de gaz faisant appel à une céramique poreuse. Il s'agit du PPI, ou Petit Propulseur Innovant, capable de fournir entre 1 et 10 mN pour une puissance voisine de 150 W [132]. En parallèle, une partie des équipes de recherche du GdR, dont l'équipe d'ICARE, est impliquée dans la définition et la réalisation d'un propulseur de 20 kW capable de générer environ 1 N de poussée en délivrant une $I_{\rm sp}$ de l'ordre de 2000 s. Ce programme est mené dans la cadre du projet européen HiPER (consulter le chapitre 3 pour plus de détails).

Il est essentiel, pour répondre aux attentes actuelles mais aussi pour anticiper les demandes futures en terme de propulsion électrique à très forte puissance (~1 MW), de s'intéresser aux lois d'échelles qui gouvernent la physique des propulseurs à effet Hall. En effet, l'établissement de lois d'échelles permet d'éviter un développement purement empirique des PEH, qui est long, coûteux et dont l'issue en terme de performances est incertaine. Contrairement aux moteurs ioniques à grilles, pour qui la poussée est proportionnelle à l'aire ouverte des grilles d'accélération [67], le dimensionnement d'un PEH pour un point de fonctionnement donné n'est pas une chose simple et immédiate. La difficulté est directement liée au principe même d'un propulseur à effet Hall qui fait appel à un plasma magnétisé, fortement instationnaire, turbulent et dépendant des phénomènes pariétaux. Il est néanmoins possible de dériver des lois d'échelle rudimentaires qui sont utiles à la fois aux ingénieurs mais aussi aux scientifiques.

5.2 Lois d'échelles élémentaires : aspect théorique

Les lois d'échelles qui relient les caractéristiques géométriques d'un propulseur de Hall ainsi que l'amplitude du champ magnétique aux paramètres de fonctionnement,

xxii Les propulseurs à plasma actuellement embarqués à bord des satellites et des sondes spatiales délivrent une puissance se situant autour de 1,5 kW ce qui permet d'atteindre une poussée de l'ordre de 100 mN.

i.e. la poussée, $l'I_{sp}$, et le rendement, ne sont, pour l'instant, que partiellement accessibles aux physiciens. La difficulté principale réside dans la quantification du transport électronique anormal à travers la barrière magnétique et des interactions plasma-parois xxiii. Il est néanmoins possible de dériver des lois d'échelle élémentaires, à partir de fondements théoriques et en faisant appel à des hypothèses simplificatrices. Quoique simples et incomplètes, de telles lois sont indispensables lors de la phase de définition d'un propulseur.

De nombreux travaux ont été conduits depuis ces dix dernières années sur la problématique des lois d'échelles dans les PEH [69,133,134,135]. Toutes les études sont basées sur l'écriture de relations simplifiées qui prennent en compte l'ionisation du gaz et l'accélération des ions. Une revue détaillée des différentes études et leurs conclusions est disponible dans la référence [136]. L'approche que nous avons élaborée est originale pour plusieurs raisons :

- à notre connaissance, c'est la seule qui fasse intervenir les trois dimensions caractéristiques d'un PEH, à savoir : la longueur du canal annulaire où est confiné le plasma *L*, la largeur du canal *h* et le diamètre moyen du canal *d*,
- la température des parois diélectriques du canal est prise en compte,
- comme on le verra dans le paragraphe suivant, les coefficients de proportionnalité qui interviennent dans les lois d'échelles sont obtenus à partir d'un vaste ensemble de données expérimentales.

Afin d'obtenir des lois d'échelle élémentaires, nous avons proposé un cadre restrictif constitué à partir d'une collection d'hypothèses simplificatrices :

- toutes les quantités sont invariantes dans le temps,
- la température électronique est constante, homogène et isotrope,
- la température du gaz d'atomes est constante et homogène,
- l'énergie potentielle électrique $eU_{\rm d}$ est entièrement convertie en énergie cinétique,
- le champ magnétique **B** est uniforme,
- la diffusion électronique à travers $\bf B$ est uniquement due aux collisions e-Xe,
- il n'y a pas d'ions multichargés,
- le propulseur délivre un faisceau à divergence nulle d'ions monocinétiques
- les interactions plasma/paroi se traduisent par une charge thermique.

L'ionisation du gaz dans le canal d'un PEH est efficace si le libre parcours moyen d'ionisation λ_i est très inférieur à la longueur du canal. C'est le fameux critère de Melikov-Morozov [68,136]:

$$\lambda_i = \frac{v_n}{n_n \sigma_i v_e} \ll L \,, \tag{27}$$

où σ_i est la section efficace d'ionisation.

Pour garantir une forte ionisation de l'ergol ainsi qu'un intense champ électrique accélérateur, les électrons du plasma doivent être fortement confiné par le champ

xxiii Il est possible que les lois d'échelles tant recherchées ne puissent pas s'écrire sous une forme analytique simple. Dans ce cas, le dimensionnement d'un PEH devra se faire à l'aide de simulations numériques, ce qui suppose des codes à capacité prédictive.

magnétique. A l'inverse les ions ne doivent pas ressentir l'effet du champ magnétique. Cela conduit à deux jeux de relations :

$$r_{L,e} = \frac{m_e v_e}{eR} \ll L \quad \text{et} \quad r_{L,i} = \frac{m_i v_i}{eR} \gg L,$$
 (28)

$$\frac{\tau_{en}}{\tau_{ce}} = \frac{v_{ce}}{v_{en}} = \frac{eB}{m_e n_n \sigma_{en} v_e} >> 1, \qquad (29)$$

où r_L est le rayon de Larmor, τ_{en} la durée moyenne entre deux collisions e-atome, τ_{ce} la période cyclotronique des électrons et σ_{en} la section efficace d'échange de quantité de mouvement entre les électrons et les atomes.

A partir des équations 27-29 et en se basant sur la liste d'hypothèses citées auparavant, on montre que [136] :

$$I_{\rm sp} \propto \sqrt{U_{\rm d}} \,,$$
 (30)

$$F \propto \frac{1}{L} \sqrt{U_{\rm d}} h d \,, \tag{31}$$

$$I_{\rm d} \propto hd$$
, (32)

$$B \propto \frac{1}{hd} \text{ et } B \propto \frac{1}{L}.$$
 (33)

Cet ensemble de relations constituent nos lois d'échelle élémentaire. On va voir par la suite qu'il est possible à la fois d'affiner ces lois et de calculer les coefficients de proportionnalités à partir de mesures des performances.

5.3 Evaluation semi-empirique

La stratégie que nous avons élaborée pour déterminer les lois d'échelle repose sur la combinaison d'une analyse théorique et d'une analyse statistique qui s'appuie sur une vaste base de données. Cette dernière est composée d'éléments disponibles dans la littérature spécialisée et rassemblés sur plusieurs années. Notre base de données contient trois champs d'informations : les dimensions, la valeur du maximum du champ magnétique et les résultats d'essais (débits, poussée, courant anodique). On a ainsi regroupé des informations sur 33 propulseurs à effet Hall équipés de parois en céramique BN ou BN-SiO₂ et fonctionnant avec du xénon^{xxiv}. La gamme de puissance électrique couverte s'étend de 10 W à 50 kW pour des propulseurs de diamètre moyen d variant de 3 mm à 400 mm. La poussée varie de 1 mN à 1 N et l'impulsion spécifique de 300 s à plus de 3500 s.

Les trois graphiques de la Figure 5.1 montrent la poussée F en fonction de la tension de décharge $U_{\rm d}$ pour des PEH de taille et de puissance nominale différentes. Il s'agit d'un exemple de données à notre disposition. Pour un moteur donné, on constate que la poussée varie avec la racine carrée de la tension.

xxiv Les dimensions et la valeur du champ magnétique sont des informations sensibles, en général confidentielles. On ne dispose donc pas des valeurs pour tous les propulseurs recensés.

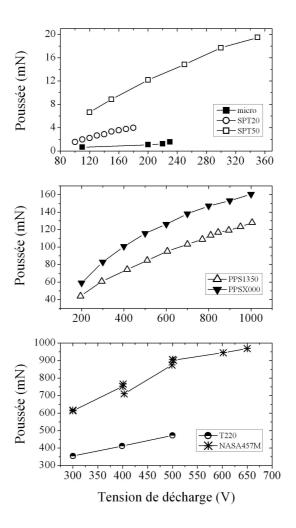


Fig. 5.1: Poussée en fonction de la tension de décharge pour 7 PEHs brulant du xénon [136]: Micro (0,2 mg/s), SPT20 (0.47 mg/s), SPT50 (1 mg/s), PPS[®]1350 (3,5 mg/s), PPS[®]X000 (5 mg/s), T220 (19,4 mg/s) et NASA-457M (35,2 mg/s). Le domaine de puissance couvert va de 30 W à 19 kW.

Optimum pour la densité en neutres

Les données à notre disposition indiquent qu'il existe une densité d'atomes optimale $n_{\rm n,opt}$ pour assurer un fonctionnement à haut rendement d'un propulseur. On trouve $n_{\rm n,opt} = 1,2\times 10^{19}~{\rm m}^{-3}$ dans le cas du xénon, en accord avec des valeurs mentionnées dans la litérature [67]. Si la densité de neutres est inférieure à cette valeur, l'ionisation de l'ergol est peu efficace. Si la densité dépasse cette valeur, la diffusion des électrons par collisions e-Xe augmente, ce qui a deux effets majeurs : le champ électrique s'étale et le recouvrement entre les zones d'ionisation et d'accélération s'amplifie ; le courant électronique croît. En se fixant comme limite haute $I_i = I_e$ en sortie du canal $^{\rm xxv}$, on montre qu'effectivement la densité d'atomes ne peut pas excéder $10^{20}~{\rm m}^{-3}$.

L'existence d'un optimum pour la densité en neutres a une conséquence inattendue au niveau des lois d'échelle. En effet, à partir de la définition du débit de gaz injecté dans le canal, on peut démontrer que d et h sont proportionnelles. Le calcul est en parfait accord avec les dimensions prises dans la base de données, comme on peut le voir sur

=

xxv Pour un propulseur idéal, le courant serait purement ionique en sortie du canal.

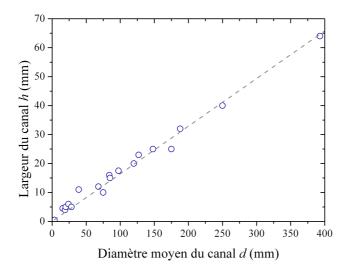


Fig. 5.2: Largeur du canal h en fonction de diamètre moyen d pour une série de propulseurs à effet Hall. La puissance nominale varie de 10 W à 50 kW. Les dimensions d et h sont proportionnelles.

la Figure 5.2. On peut donc réécrire les lois d'échelle en prenant en compte $n_{n,opt}$ et le fait que d et h soient proportionnelles. On obtient alors :

$$I_{\rm sp} \propto \sqrt{U_{\rm d}} \,,$$
 (34)

$$F \propto \sqrt{U_{\rm d}} d^2, \tag{35}$$

$$I_{\rm d} \propto d^2 \,, \tag{36}$$

$$B \propto \frac{1}{I} \,. \tag{37}$$

Le graphe de la Figure 5.3 correspond à la poussée en fonction du produit $\sqrt{U_{\rm d}}d^2$ pour une grande variété de propulseurs. Comme prévu par l'Equation 35, il existe une relation linéaire entre les deux quantités. L'ensemble des relations 34-37 révèlent que la longueur du canal L joue un rôle moindre que d et h. Elle doit respecter le critère de Melikov-Morozov qui fournit alors une valeur limite [136]. Si nécessaire, la valeur de L peut être affinée en considérant la température des parois [136,137].

Les coefficients de proportionnalité de nos lois d'échelle sont évalués à partir des performances mesurées pour des propulseurs de différentes tailles. La valeur de chaque coefficient est disponible dans la référence [136].

Limite en champ magnétique?

L'équation 33 indique que l'intensité du champ magnétique diminue avec la taille du moteur, donc avec la puissance. En d'autres termes, pour un moteur de grand diamètre, on confine les électrons avec un champ magnétique moindre. Un ajustement linéaire (passant par l'origine) des données expérimentales disponibles indiquent en effet qu'un champ magnétique de seulement quelques Gauss est suffisant à 100 kW ($d \sim 60 \text{ cm}$). Cependant, lorsque l'on fixe la densité d'atomes à sa valeur optimale $n_{\text{n,opt}}$, le champ magnétique ne dépend plus de h et d (Equation 37). Une amplitude de

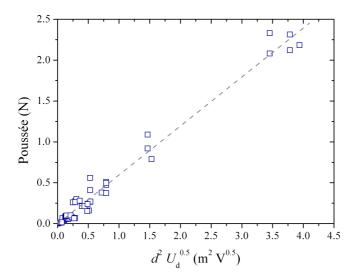


Fig. 5.3: Poussée en fonction de la quantité $U_{\rm d}^{0,5} d^2$ et ajustement linéaire pour plusieurs propulseurs à effet Hall. Pour chaque propulseur, on choisit quelques valeurs de F autour du point de fonctionnement nominal.

200 G semblerait alors convenir pour tous les propulseurs, comme on peut le voir sur la Figure 5.4. Il faut néanmoins garder à l'esprit que le transport anormal des électrons et l'effet des gradients de champ magnétique ne sont pas pris en compte dans notre approche. En partique l'intensité du champ magnétique à tendance à augmenter lorsque la taille du moteur diminue.

Il est légitime de se demander si la physique de la décharge d'un PEH impose un champ magnétique limite $B_{\rm lim}$ à forte puissance : $B \to B_{\rm lim}$ quand $d \to \infty$. La vitesse de dérive électronique v_{θ} semble donner une limite basse pour B. En effet, pour $v_{\theta} = c$, on trouve une intensité de 1 G pour un champ électrique de 200 V/cm. Plus généralement, mais cela reste à prouver, on peut supposer que la vitesse de dérive est toujours de l'ordre de la vitesse thermique électronique $v_{\rm th,e}$. Dans ce cas, pour une température T_e de 20 eV et un champ de 200 V/cm, on trouve $B_{\rm lim} = 75$ G.

Température des parois

La température des parois diélectriques du canal est prise en compte dans notre méthode de dimensionnement. On vérifie en fait, à l'aide d'un modèle thermique simple du canal dérivé de celui décrit dans le chapitre 4.4, que, pour un jeu des variables d, h et L, la température n'excède pas une température limite qui pour du BN-SiO₂ est fixée à 700 °C [136]. Si c'est le cas, on peut diminuer la puissance disponible – il faut alors recalculer les dimensions – ou bien modifier les dimensions sans changer P_d , en particulier L et h.

Dans notre approche, la puissance déposée sur les parois du canal est calculée à partir de la relation :

$$P_{\text{paroi}} = 1.52 \times P_{\text{d}}, \tag{37}$$

qui est déduite de nos études par thermographie infrarouge des pertes d'énergie aux parois. Pour un propulseur de 20 kW, les pertes atteignent 2,5 %.

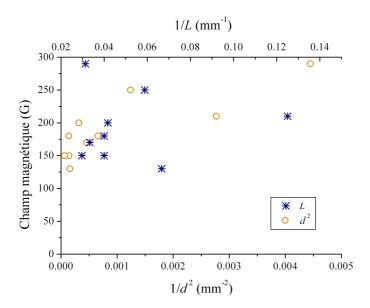


Fig. 5.4: Intensité du champ magnétique en fonction de 1/L (asterix) et de $1/d^2$ (cercles). La valeur de *B* varie peu avec les dimensions (190 G en moyenne pour la courbe en $1/d^2$).

5.4 Dimensionnement d'un propulseur de 20 kW

Nos lois d'échelle ont été appliquées pour estimer l'architecture d'un propulseur de Hall de puissance nominale de ~20 kW produisant une force de 1 N.

La tension de décharge est fixée à 500 V afin de limiter les effet de l'EES et la charge thermique. Les pertes aux parois sont fixées à 4 % de la puissance électrique. Enfin, l'efficacité d'ionisation en débit est fixée à 0,9 [136].

Les dimensions, les paramètres et les performances calculés sont présentés dans le Tableau 5.1. Les températures sont : $T_{\rm ext} = 640 \, {\rm K}$ et $T_{\rm int} = 700 \, {\rm K}$. La valeur de la densité de neutres est proche de la valeur optimale.

5.5 Amélioration de la méthode

La méthode de dimensionnement que je viens d'exposer peut être améliorée afin de réduire les marges d'incertitudes.

Premièrement, le nombre d'hypothèses simplificatrices doit être diminué afin d'élargir le domaine de validité des lois. Il est par exemple possible de tenir compte de la température des électrons et du gaz atomique, des pertes d'énergie ($U_{\rm acc} \neq U_{\rm d}$), de la présence d'ions multichargés et de la divergence du faisceau. Deuxièmement, il faut engager une double réflexion sur les effets des gradients de champ magnétique et sur le rôle du transport anormal en s'aidant par exemple des simulations numériques.

Tab. 5.1: Dimensions, paramètres et performances estimés à partir des lois d'échelle pour un propulseur à effet Hall délivrant 1 N de poussée.

Propulseur à effet Hall délivrant 1 N de poussée							
Dimensions	Paramètres	Paramètres	Performances				
d = 270 mm	$U_{\rm d}$ = 500 V	B = 145 G	F = 1 N				
h = 44 mm	$I_{\rm d} = 34.3 {\rm A}$	$n_{\rm n} = 1.3 \times 10^{19} {\rm m}^{-3}$	$I_{\rm sp} = 2456 \; {\rm s}$				
L = 71 mm	P = 17.2 kW	$T_{\mathrm{paroi}} = 670 \mathrm{\ K}$	η = 70 %				

6 TRAVAUX ANNEXES

6.1 Oscillations du plasma à haute fréquence

Les oscillations à haute fréquence – dans la gamme 1-100 MHz –, du plasma d'un propulseur à effet Hall ont fait l'objet de nombreuses recherches au sein du GdR. Ces oscillations, qui sont toujours observées quelle que soit la géométrie et la topologie magnétique du propulseur, sont reliées à la dérive des électrons dans la région de fort champ magnétique. Elles pourraient donc participer au transport électronique anormal [92,138], d'où les travaux qui leur sont consacrés. L'étude approfondie des instabilités HF a été initiée par A. Bouchoule et A. Lazurenko en 2003 puis poursuivie à l'ICARE lorsque A. Lazurenko à rejoint le laboratoire.

Les fluctuations du plasma sont enregistrées à l'aide d'antennes à couplage capacitif et de sondes de Langmuir positionnées en azimut et suivant la direction x. Le traitement statistique des données recueillies a permis de mettre en évidence la propagation azimutale d'instabilités dont la longueur d'onde est un sous-multiple de la circonférence du canal annulaire. Ces modes à grand nombre d'onde pourraient correspondre à des « paquets » d'électrons localisés se propageant azimutalement avec la vitesse de dérive électronique. On a également montré que l'amplitude de ces oscillations était maximale lors d'une phase de décroissance du courant de décharge, c'est-à-dire lors de l'éjection des ions, comme on peut le voir sur la Figure 6.1. Des résultats identiques ont été obtenus sur des propulseurs équipés de parois en BN-SiO₂ et en graphite et sur des propulseurs de dimensions différentes (PPS100 et PPS[®]X000), ce qui démontre le caractère général de ce phénomène lié aux processus physiques se déroulant dans le volume [139,140].

Plus récemment, des résultats complémentaires ont été obtenus grâce à l'utilisation de la transformée de Huang-Hilbert [141]. Ce puissant outil de traitement du signal est adapté aux signaux instationnaires et non-linéaires car, contrairement aux transformées de Fourier et en ondelettes, il ne fait pas appel à des fonctions de décomposition pré-établies. Dans le cadre d'études menées en collaboration avec J. Kurzyna de l'IFPiLM à Varsovie et G. Bonhomme du LPMIA, un vaste ensemble de signaux enregistrés à l'aide de sondes et d'antennes ont ainsi été décomposés en une somme finie de modes propres à moyenne nulle par Décomposition Empirique en Mode [142,143,144]. Ces modes sont tels que la transformée de Hilbert peut leur être appliquée pour calculer une amplitude et une fréquence instantanée. L'outil complet est appelé la transformée de Huang-Hilbert. Nous avons ainsi clairement isolé différents types d'oscillations. Pour la première, fois des oscillations de type temps de vol des ions (intervalle 100-500 kHz) ont été observées expérimentalement. L'analyse des oscillations HF par la transformée de Huang-Hilbert à d'une part confirmer les résultats évoqués précédemment, d'autre part permis d'affiner l'étude des corrélations temporelles qui existent entre ces oscillations et les oscillations à basse fréquence du courant de décharge [141].

Les travaux actuels sont focalisés sur l'analyse de la propagation axiale des modes électroniques HF. Nous avons montré qu'il existe un déphasage axial dans la direction de l'écoulement des ions ; ce déphasage correspond à une vitesse de groupe comprise entre 10^5 et 10^6 m/s. Nous avons également déterminer la relation de dispersion suivant la direction x pour ces modes [145,146].

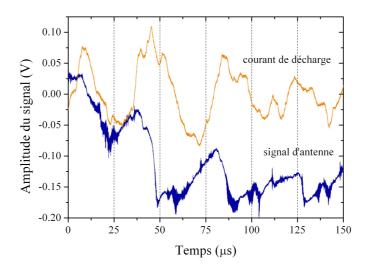


Fig. 6.1: Forme d'onde du courant de décharge du propulseur PPS100 et signal enregistré avec une sonde située dans le plan de sortie du canal en périphérie du faisceau d'ions. Les bouffées d'oscillations HF sont clairement visibles.

Il reste encore de nombreuses questions sans réponse au sujet des oscillations à haute fréquence du plasma. Il me semble cependant que les travaux à caractère expérimental devraient être conduit avant tout dans deux directions :

- la recherche d'une éventuelle corrélation entre les fluctuations HF de la densité électronique \tilde{n}_e et les fluctuations du champ électrique azimutal \tilde{E}_{θ} ; il s'agit d'estimer le flux de diffusion $\Gamma_{e,x} \propto \left\langle \tilde{n}_e \ \tilde{E}_{\theta} \right\rangle$ qui pourrait contribuer au transport électronique transverse aux lignes de champ magnétique,
- la recherche de l'existence d'une éventuelle relation entre les modes à petit nombre d'onde observés par sonde et les modes à grand nombre d'onde, dont la longueur d'onde est de l'ordre du rayon de Larmor des électrons, prédits par les simulations PIC et observés par diffusion Thomson collective [86,147].

6.2 Dynamique électronique à basse fréquence

Avec L. Albarède, nous avons mis au point en 2004 une technique de reconstitution de l'évolution temporelle de la caractéristique I-U d'une sonde de Langmuir placée dans la décharge d'un propulseur à effet Hall. Nous avons ainsi pu observer l'évolution des propriétés électroniques et du potentiel plasma à l'échelle de la microseconde à la lisière du faisceau d'ions en sortie du canal du PPS100 [114]. La densité électronique varie à la fréquence de l'oscillation « de respiration » du propulseur (~28 kHz), comme on le constate sur la Figure 6.2. Le décalage entre les courbes $n_e(t)$ et $I_{d,a}(t)$ est lié au temps de vol des ions entre la zone d'ionisation et la zone de détection. Le potentiel plasma V_p oscille aussi à ~28 kHz en opposition de phase avec la densité des électrons. A l'inverse, la température électronique est constante à 6,5 eV au cours d'une oscillation à basse fréquence du courant de décharge, car les processus de mise à l'équilibre de la fonction de distribution en énergie des électrons sont très rapides. Il est néanmoins probable que la température des électrons varie à une fréquence très supérieure à 30 kHz.

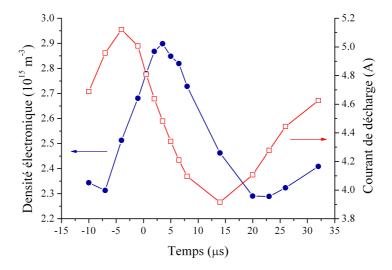


Fig. 6.2: Evolution de la densité électronique au cours d'une oscillation à basse fréquence du courant de décharge [114]. La sonde est située à la lisière du jet en sortie du canal du PPS100. Le décalage entre les deux courbes est de 7 μs.

Je suggère de reprendre et de prolonger ces travaux afin d'observer le comportement temporel des propriétés électroniques au cœur de la décharge d'un PEH, notamment dans les régions d'ionisation et d'accélération, ainsi que dans le jet d'ions. De telles études nécessitent la réalisation d'un système de déplacement à grande vitesse des diagnostics et l'acquisition d'un générateur de tension rapide.

6.3 Autres études

Au cours des dernières années, j'ai également pris part à d'autres études liées à la physique des propulseur de Hall. Je ne détaillerai pas leur contenu ici mais le lecteur intéressé peut consulter les références indiquées :

- détermination du domaine d'opération du propulseur PPS®X000 ; comparaison des performances et des propriétés de la décharge avec Xe et Kr [124],
- mesures de la structure isotopique et hyperfine des transitions optique dans le proche infrarouge pour l'atome Xe ($\lambda = 823,16$ nm et 834, 68 nm) et l'ion Xe⁺ ($\lambda = 834,72$ nm) en collaboration avec E. Pawelec ; évaluation de l'effet Zeeman sur la raie ionique [148],
- observations des oscillations du plasma dite « de temps de transit des ions » dans la gamme 100-500 kHz en collaboration avec J. Kurzyna [149].

7 Propulseurs hybrides Hall-RF

7.1 Architecture à double étage

Les propulseurs à effet Hall sont des propulseurs de type électromagnétique de conception relativement simple et robuste qui offrent un rapport poussée sur puissance élevé, une impulsion spécifique généralement comprise entre 2000 s et 2500 s et un rendement global de l'ordre de 50 % [67]. De plus, leur domaine d'opération est très étendu autour d'un point de fonctionnement nominal qui fixe leurs dimensions, masse

et encombrement. Ces caractéristiques si particulières les rendent avantageux par rapport aux moteurs chimiques, mais aussi par rapport à leur concurrents directs les moteurs ioniques à grilles, pour un large panel de missions spatiales qui vont du contrôle d'attitude de satellites aux missions d'exploration du système solaire [62,65,67].

Néanmoins, l'architecture actuelle des propulseurs à effet Hall (se reporter au chapitre 2.1), que l'on peut qualifier de classique, limite leurs performances, et par conséquent leur potentiel. Cela est particulièrement vrai à trois niveaux :

- le rendement des PEH reste modéré, loin derrière celui des moteurs ioniques,
- la divergence du faisceau d'ions est de l'ordre de 45° alors qu'elle est inférieure à 10° pour les moteurs à grilles. La charge thermique et l'érosion des parois du canal sont donc importantes, ce qui a un impact direct sur la stabilité et la durée de vie du propulseur. De surcroît, une grande divergence du jet de plasma conduit à un degré d'interaction important entre les particules chargées et le vaisseau spatial [150], ce qui apparaît comme une contrainte importante et peut être un frein à l'emploi de la technologie des PEH.
- la flexibilité en terme de couple poussée-impulsion spécifique est très restreinte, ce qui signifie que l'on ne peut pas contrôler la poussée indépendamment de l' I_{sp} .

Ces limites sont en majeure partie dues au recouvrement partiel entre les régions d'ionisation et d'accélération [81,83]. Ce phénomène, qui est responsable de l'élargissement de la FDV ionique, a été discuté en détail dans le chapitre 2.2. Avec une architecture classique, le recouvrement est de fait inévitable, car les mécanismes d'ionisation et d'accélération se déroulent obligatoirement dans la zone de fort courant de Hall et sont liés par le courant électronique qui s'écoule de la cathode externe vers l'anode [151].

Afin de supprimer les limites intrinsèques des PEH, il est indispensable de dissocier, du moins en partie, les processus d'ionisation du gaz et d'accélération des ions et de faire ainsi disparaître la zone de recouvrement. Cela n'est réalisable qu'en abandonnant l'architecture classique pour passer à un architecture dite « à double étage ». Il existe deux stratégies pour séparer les régions d'ionisation et d'accélération [152]:

- la séparation « physique » : les deux mécanismes sont physiquement détachés. Dans ce cas, deux courants électroniques indépendants doivent être produits : l'un compense la création d'ions dans la zone d'accélération ainsi que leur écoulement dans la plume, l'autre sert à ioniser le gaz injecté,
- la séparation « énergétique » : l'énergie nécessaire à l'ionisation est fournie aux électrons directement dans la zone d'ionisation de manière à réduire le besoin en électrons provenant de la cathode.

7.2 Séparation physique des processus d'ionisation et d'accélération

Les premiers essais d'une architecture à deux étages pour un propulseur de Hall remontent aux années 70 et ont été conduits dans l'ex-URSS avec pour objectif principal la production d'une impulsion spécifique très élevée [153]. Ces essais ont été rapidement stoppés malgré des résultats encourageants. Ces recherches ont peu à peu refait surface dans les années 90 et elles constituent aujourd'hui un domaine de forte activité. La terminologie « architecture à double étage » s'applique à différents concepts. Dans un premier temps nous allons nous intéresser à ceux fondés sur une séparation « physique » des régions d'ionisation et d'accélération.

Electrode intermédiaire

Un propulseur à double étage peut-être réalisé en incorporant une électrode intermédiaire dans le canal de décharge d'un PEH classique [154]. Cette électrode, qui peut si besoin émettre des électrons, sert de cathode pour l'étage d'ionisation et d'anode pour l'étage d'accélération; elle fournit donc un courant électronique additionnel ce qui permet d'améliorer l'efficacité d'ionisation. Ainsi l'étage d'ionisation peut opérer dans un mode fort courant/basse tension optimisé pour favoriser la poussée. A l'opposé, l'étage d'accélération peut fonctionner en mode bas courant/haute tension afin de générer une haute $I_{\rm sp}$.

Carte magnétique à deux maxima

Une autre manière de découpler l'ionisation de l'accélération consiste à jouer sur la topologie magnétique. Dans le concept proposé par l'Agence Spatiale Italienne et la société Alta, le champ magnétique présente deux maxima à l'intérieur du canal avec un zéro de champ et une séparatrice [155,156]. De plus, une électrode intermédiaire émissive est positionnée entre les deux régions de fort champ magnétique.

Pour ces deux concepts de PEH, qui peuvent fonctionner en mode simple-étage ou double-étage, l'électrode intermédiaire est un composant clé car elle fixe le potentiel dans son voisinage et contrôle le courant. Ces concepts sont plutôt dédiés à un fonctionnement à haute tension, c'est en dire en régime de forte $I_{\rm sp}$. Cependant, on est loin d'une architecture à double étage idéale, avec une réelle séparation des régions d'ionisation et d'accélération, où le courant d'électrons traversant la zone d'intense courant de Hall serait faible et où les ions auraient tous la même énergie cinétique. Les principales limitations pour ces architectures sont la recombinaison des ions sur les parois diélectriques du canal et une grande densité de plasma dans la région anodique. D'autre part, le concept à deux pics de champ magnétique souffre d'un degré de complexité élevé.

SPT-MAG

Un autre concept original et prometteur de propulseur de Hall présentant deux zones distinctes est développé et étudié par les scientifiques de l'institut MIREA à Moscou. Ce concept est dénommé SPT-MAG [157]. Alors que l'étage d'accélération du SPT-MAG est proche d'un PEH classique, son étage d'ionisation fait appel à une configuration magnétique subtile, le piège *Galathea* [157]. Ce piège magnétique permet d'ioniser efficacement l'ergol injecté (xénon); il confine aussi les ions produits dans un puit de potentiel; enfin, il guide les ions vers l'étage d'ionisation. Un schéma de principe du propulseur SPT-MAG est donné sur la Figure 7.1. Les fonctions du (demi) piège magnétique *Galathea* de l'étage d'ionisation se décomposent de la façon suivante :

- 1) l'intensité du champ **B** est telle que les électrons sont magnétiquement confinés ; l'augmentation de leur temps de résidence favorise l'ionisation,
- 2) les lignes de champ magnétique étant des équipotentielles, la topologie *Galathea* permet de créer un puits de potentiel qui confine les ions, qui sont non magnétisés, et limite leur recombinaison à la paroi [158]; ce puit est réalisé en appliquant une haute tension par rapport à la tension de l'anode du compartiment d'accélération aux parois conductrices de la chambre et au pôle central appelé Myxina,
- 3) les nombreux ions créés dans l'étage d'ionisation oscillent dans le puit de potentiel tout en se dirigeant vers la région de champ magnétique nul. La configuration

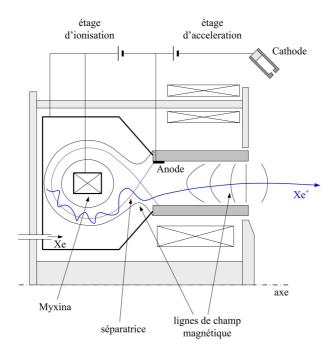


Fig. 7.1: Schéma de principe du propulseur à double étage SPT-MAG dont le segment d'ionisation comprend un piège magnétique de type *Galathea* [157]. La courbe en bleu représente un exemple de trajectoire ionique théorique.

Galathea guide donc les ions du premier étage vers le second. La ligne de champ magnétique imaginaire qui passe par le point de zéro de champ et qui intercepte l'anode correspond à la ligne de plus bas potentiel : c'est la séparatrice qui définie le fond du puit et qui doit être considérée comme la frontière entre les deux étages.

Plusieurs campagnes d'essais, dont certaines ont été conduites dans le moyen d'essais Pivoine de l'ICARE, ont montré que le concept SPT-MAG offrait un bon niveau de performances avec un léger gain par rapport à une architecture à simple étage. La limitation principale provient de la recombinaison des ions sur les parois du canal d'accélération après avoir franchis la séparatrice [158]. De nombreux travaux sont engagés sur ce concept, en particulier en Russie où une version à 3 kW – contre 1,5 kW pour le premier prototype – est en cours de développement. Il s'agit d'abord de travailler sur l'optimisation du guidage des ions.

7.3 Addition de puissance RF: concept hybride Hall-RF

Les concepts décrits dans la section précédente font tous appel à la séparation « physique » des processus d'ionisation et d'accélération. On peut d'ailleurs noter que leur structure s'apparente à celle des moteurs ioniques à grilles. Comme nous l'avons expliqué auparavant, une seconde approche peut être envisagée afin d'affaiblir le couplage entre les deux processus. Elle est basée sur la séparation « énergétique » qui consiste à injecter de l'énergie directement dans la zone d'ionisation au moyen d'une onde électromagnétique [151,152].

Pour transférer efficacement de la puissance à un plasma, il est préférable que la fréquence de l'onde électromagnétique soit proche d'une des fréquences de résonance du système. Considérons un PEH de dernière génération de 1,5 kW de puissance nominale et fonctionnant avec les paramètres suivants (voir Tableau 2.1) : 300 V de tension de décharge, 5 mg/s de xénon et 150 G de champ magnétique en sortie du

canal. On peut alors estimer les fréquences associées aux mécanismes qui gouvernent la dynamique du plasma [152] :

- fréquence plasma électronique : $f_{pe} \approx 10 \text{ GHz}^{xxvi}$,
- fréquence plasma ionique : $f_{pi} \approx 20 \text{ MHz}$,
- fréquence cyclotronique électronique : $f_{ce} \approx 140 \text{ MHz}$,
- fréquence cyclotronique ionique : $f_{ci} \approx 600 \text{ Hz}$,
- fréquence hybride haute : $f_{hh} \approx f_{pe}$,
- fréquence hybride basse : $f_{hb} \approx 300 \text{ kHz}$,
- fréquence d'ionisation : $f_i \approx 1$ MHz,
- fréquence de collisions e-Xe : $f_0 \approx 4$ MHz.

Il est possible d'injecter une onde électromagnétique avec une fréquence $f \sim f_{\rm pe}$. Il faut dans ce cas faire appel aux micro-ondes [151]. Une propulseur de Hall à décharge micro-onde a été développé et testé avec succès au Japon [159]. Ce prototype est constitué d'un PEH standard équipé d'une cavité micro-onde à 2,45 GHz située derrière le canal et isolé avec une fenêtre en quartz. En appliquant 300 W de puissance micro-onde (contre ~200 W de puissance continue), les chercheurs ont montré que le courant d'ions dans la plume augmente ainsi que le rendement d'accélération E_c/eU_d où E_c est l'énergie cinétique moyenne des ions [159].

Une autre approche pour favoriser l'ionisation consiste à utiliser une onde RadioFréquence. La physique des sources RF et des décharges RF est bien maîtrisée et ces dernières sont couramment employées dans le domaine des traitements de surface et de la gravure. De plus, il est relativement facile de produire et de transporter des ondes RF de forte puissance.

L'onde RF, dont la fréquence peut-être proche de $f_{\rm ce}$ ou bien de $f_{\rm i}$ ou $f_{\rm 0}$ dans le cas d'un PEH doit être injectée, via un couplage capacitif ou inductif des électrodes, en amont de la région d'ionisation, une région de faible champ magnétique, où l'énergie sera transférée aux électrons grâce au champ électrique induit [160]. La Figure 7.2 donne un schéma simplifié d'un propulseur de Hall à double étage avec décharge RF, encore appelé propulseur hybride Hall-RF. On remarque que cette méthode d'apport externe d'énergie évite une modification importante de la structure d'un PEH.

L'addition de puissance RF dans le canal d'un propulseur de Hall va modifier localement les propriétés électroniques et par conséquent va avoir un impact direct sur les performances. Les changements attendus au niveau de la décharge se résument ainsi :

- l'énergie cinétique des électrons, et donc la température électronique T_e , va augmenter ce qui va favoriser l'ionisation du gaz introduit dans la section arrière du canal de décharge ; cela est particulièrement attractif à haute tension où la densité d'atomes est limitée par la puissance électrique tolérable,
- la zone d'ionisation va ainsi se décaler vers l'anode ce qui va forcément conduire à une diminution du recouvrement entre les régions d'ionisation et d'accélération,
- la densité et la température des électrons devraient être plus homogènes et uniformes en amont de la zone d'accélération,

-

xxvi Les fréquences sont calculées pour la région d'ionisation, là où doit être injectée l'onde électromagnétique.

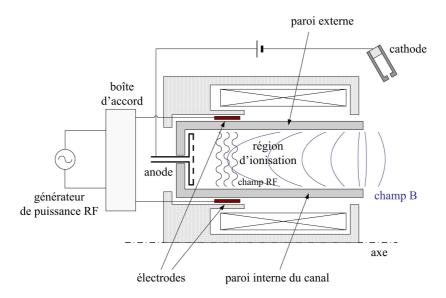


Fig. 7.2: Schéma de principe d'un propulseur à double étage avec injection de puissance RF dans la région d'ionisation [152]. Le circuit d'alimentation externe comprend un générateur et une boît d'accord. Dans cette configuration, les électrodes sont placées de part et d'autre du canal de décharge.

- le courant électronique provenant de la région de fort champ magnétique va diminuer puisque l'ionisation est artificiellement améliorée de manière externe,
- la température des atomes pourrait augmenter légèrement à cause du transfert d'énergie lors des collisions e-Xe.

Au niveau des performances, on s'attend en premier à une augmentation de la poussée et de l'impulsion spécifique du propulseur à cause d'une densité d'ions plus élevée, d'une fraction plus importante d'ions multichargés, et d'une sensible augmentation de la température du gaz. Ensuite, le découplage partiel entre les zones d'ionisation et d'accélération devrait permettre d'obtenir une plus grande souplesse de réglage en terme de couple poussée/ $I_{\rm sp}$. Le déplacement du terme source d'ionisation vers l'anode et son homogénéisation ont deux autres effets. La lentille électrostatique sera mieux à même de jouer son rôle ; on peut espérer une diminution de la divergence du faisceau d'ions avec des conséquences positives sur l'érosion des parois et donc sur la durée du vie. La dispersion en énergie des ions va s'atténuer ; on se rapprochera ainsi d'un faisceau monocinétique. Finalement, il est possible qu'une ionisation supplémentaire par onde RF permette l'emploi de différents ergols, atomiques ou moléculaires, avec un unique propulseur, sans avoir à adapter les dimensions.

Au début de l'année 2006, après plusieurs mois de réflexion suscitée par les résultats de nos travaux sur la FDV des ions, et de discussions avec divers collègues, j'ai proposé la voie qualifiée de « séparation énergétique » à base d'une onde RF pour améliorer les performances d'un propulseur à effet Hall. L'idée du concept de propulseur hybride Hall-RF venait de naître dans ma tête. J'ai alors rédigé et soumis un projet, en partenariat avec des collègues russes, auprès de l'Union Européenne dans le cadre INTAS, dont les résultats et conclusions sont présentés dans le paragraphe qui suit.

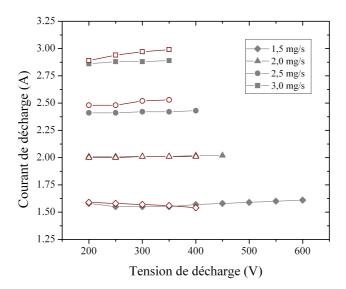


Fig. 7.3: Courant de décharge anodique en fonction de la tension $U_{\rm d}$ pour le propulseur hybride Hall-RF construit au MIREA et utilisant une antenne hélicoïdale [163]. Les symbols pleins correspondent à un fonctionnement sans addition de puissance RF au contraire des symbols ouverts (f = 13,56 MHz; $P_{\rm RF} = 100$ W).

Pour l'anecdote, j'allais découvrir au cours de l'année 2007 que cette idée n'était en rien très originale puisqu'au milieu des années 70, des propulseurs de Hall à double étage équipés d'une décharge RF ont été construits et testés dans l'ex-URSS [161,162]. Ces propulseurs fonctionnaient à l'hydrogène et servaient en fait de source de particules pour les réacteurs de fusion thermonucléaire contrôlée. Les scientifiques ont néanmoins observé un décalage de la zone d'ionisation vers l'anode, une augmentation de la quantité d'ions et une réduction notable de la divergence du jet. Les travaux ont été stoppés après quelques années lors de l'apparition de technologies d'injecteur plus performantes.

7.4 Projet INTAS 8851

J'ai coordonné pendant deux ans le programme de recherche INTAS 8851^{xxvii}, financé par l'Union Européenne dans le cadre du 6ème Programme Cadre de Recherche et Développement Technologique, dédié aux propulseurs à effet Hall avec addition de puissance RadioFréquence, i.e. les propulseurs hybrides Hall-RF [163].

Pour la partie Européenne, le projet regroupait des équipes de l'ICARE, du CNES, de la Snecma et de l'Université d'Eindhoven (Prof. G. Kroesen). Pour la partie Russe, étaient représenté le département de Physique de l'Université d'Etat de Moscou (Prof. E. Kralkina), l'institut MIREA (Prof. A. Bugrova) et l'institut MAI-RIAME (Prof. V. Kim).

L'objectif du projet était d'analyser et de quantifier l'impact de l'injection de puissance RF (gamme 1-100 MHz), dans la région anodique du canal de décharge d'un propulseur à effet Hall d'architecture classique, sur le niveau des performances et les propriétés du plasma.

-

xxvii Le projet s'est déroulé sur la période Janvier 2007- Mars 2009 ; Le budget alloué s'élevé à 115 k€.

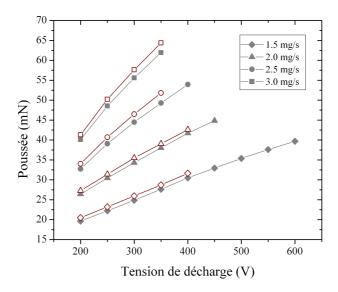


Fig. 7.4: Poussée en fonction de la tension $U_{\rm d}$ pour le propulseur hybride Hall-RF construit au MIREA et utilisant une antenne hélicoïdale [163]. Les symbols pleins correspondent à un fonctionnement sans addition de puissance RF au contraire des symbols ouverts $(f = 13,56 \, {\rm MHz}; P_{\rm RF} = 100 \, {\rm W}).$

L'ensemble des résultats du projet INTAS 8851 sont disponibles dans le rapport final de contrat [163]. Je m'en tiendrais ici à un résumé des principaux accomplissements.

Deux propulseurs hybrides ont été construits afin de tester et de comparer les schémas de couplage radiofréquence. Les chercheurs du RIAME ont réalisé un propulseur hybride à couplage capacitif à partir du PPS®1350 de Snecma. La puissance RF était délivrée à l'aide de deux électrodes circulaires situées de part et d'autre du canal derrière le matériau diélectrique (BN-SiO₂). Les scientifiques du MIREA ont construit un prototype hybride à partir d'un moteur ATON-70 en choisissant un couplage inductif à l'aide d'une antenne hélicoïdale enroulée autour de la chambre de tranquillisation de l'ergol [164]. Notez que l'équipe du l'Université de Moscou, quant à elle, a principalement travaillé sur la modélisation et l'optimisation du système hybride Hall-RF.

Les essais réalisés avec le propulseur à couplage capacitif n'ont pas permis d'obtenir des résultats fiables et reproductibles à cause d'une isolation RF imparfaite. Au contraire, les expériences menées avec le prototype hybride ATON-70 montrent sans ambiguïté que l'addition de puissance RF – 100 W RF pour ~1 kW continu – a un effet positif sur les performances. Sur la Figure 7.3, le courant de décharge anodique est enregistré pour plusieurs tensions et débits de xénon avec et sans injection de puissance RF à 13,56 MHz. L'augmentation de I_{da} est très nette. Son origine reste incertaine, mais elle pourrait correspondre à une amplification de la quantité d'ions multichargés. Ces données démontrent que l'ajout de puissance RF a un effet positif sur l'ionisation de l'ergol. L'accroissement du courant a un impact direct sur la poussée et l' I_{sp} , comme on peut le voir sur la Figure 7.4. Néanmoins, le rendement du système complet Hall-RF reste pour l'instant inférieur au rendement du PEH sans module RF. Des mesures par sondes de Faraday révèlent également que la divergence du faisceau d'ions diminue lorsque de la puissance RF est ajoutée ce qui tend à prouver que l'interaction entre les processus d'ionisation et d'accélération s'affaiblit.

Les résultats obtenus dans le cadre du projet INTAS 8851 sont très encourageants. Ils montrent que le concept de propulseur hybride Hall-RF est une technologie qui mérite d'être considérée lorsque l'on souhaite dépasser les limites imposées par l'architecture classique.

Bien évidemment ces travaux et leurs conclusions sont préliminaires et de nombreuses recherches restent à mener d'un point de vue à la fois fondamental et technique, avant la réalisation d'un véritable démonstrateur offrant une conception et un niveau de performances attractifs. Parmi les points à approfondir, on peut citer :

- l'amélioration du couplage onde/plasma et du transfert d'énergie,
- l'optimisation de l'architecture (canal, électrodes, injection du gaz...),
- la production d'ions multichargés,
- l'interaction entre les régions d'ionisation et d'accélération,
- les propriétés de la décharge et du faisceau d'ions.

La conduite de ces recherches passe obligatoirement par la construction de modèles de laboratoire de propulseurs hybrides Hall-RF entièrement dédiés aux expériences et par la réalisation de manipulations et d'essais dans des installations appropriées.

J'envisage naturellement la poursuite des travaux sur les propulseurs Hall-RF, au travers notamment d'une nouvelle collaboration France-Russie, comme je l'explique dans le prochain chapitre.

8 CONCLUSIONS

Dans ce deuxième chapitre, j'ai souhaité synthétiser, de façon logique et fluide, les recherches que j'ai conduites au cours des six dernières année dans le domaine riche et passionnant de la propulsion à plasma pour les véhicules spatiaux. J'espère, car c'est un des objectifs fixés, que le lecteur intéressé, spécialiste ou non de la thématique, aura trouvé dans ces quelques pages des informations et renseignements utiles et utilisables, ainsi que des réponses à d'éventuelles questions relatives, en particulier, à la physique des propulseurs à effet Hall.

Comme vous avez pu le constater, ce chapitre est avant tout consacré aux travaux réalisés sur les sources d'ions à effet Hall pour la propulsion. Cette technologie, dont les enjeux et le contexte d'application sont détaillés dans les premières pages, présente des avantages sur la propulsion chimique conventionnelle, notamment en terme de consommation d'ergol. Elle offre aussi un intérêt par rapport à sa concurrente directe, la propulsion électrique par moteurs ioniques à grilles, en particulier du point de vue du rapport poussée/puissance. A n'en pas douter, les atouts de la propulsion par effet Hall et sa forte potentialité ouvrent la voie à des perspectives engageantes en termes économiques et scientifiques.

Mes investigations et mes travaux à caractère expérimental ont été principalement menés dans le cadre du GdR « *Propulsion à Plasma pour l'Espace* » et soutenus par le CNRS, le CNES, la Snecma et l'ANR, sans oublier mon laboratoire. Le spectre des sujets couverts dans ce chapitre est assez étendu ce qui démontre la richesse du sujet mais aussi sa complexité. J'ai en effet abordé les phénomènes de transport ioniques et atomiques, les interactions entre le plasma et les parois diélectriques, les lois d'échelle et les stratégies de dimensionnement et aussi le développement de nouveaux concepts, en particulier les propulseurs hybrides Hall-RF. Je propose donc, en guise de synthèse et de façon à faciliter l'interprétation de mes travaux, un état des lieux sous forme de revue très concise des résultats les plus marquants.

L'essentiel à retenir :

- il existe un recouvrement partiel entre les régions d'ionisation et d'accélération; cette interaction limite grandement les capacités d'un propulseur à effet Hall à l'architecture classique,
- la distribution du champ électrique accélérateur peut-être obtenue à partir de la FDV des ions Xe⁺.
- la topologie magnétique influence fortement le profil du champ électrique et par conséquent les caractéristiques et les performances d'un PEH,
- le champ électrique, n_e et V_p oscillent à la fréquence « de respiration » du plasma, contrairement à T_e ,
- les variations dans le temps des régions d'ionisation et d'accélération sont couplées,
- des ions supra-véloces, dont l'énergie cinétique est supérieure à $e \cdot U_d$, sont formés dans la zone de fort champ magnétique par un processus de type « wave riding »,
- on observe une accélération apparente des atomes dans le canal,
- des ondes plasma à petit nombre d'onde se propagent azimutalement à la vitesse de dérive des électrons dans la région de fort champ magnétique,
- les pertes d'énergie sur les parois diélectriques peuvent être estimées à partir de mesures de la température par thermographie infrarouge,
- les pertes augmentent rapidement au-dessus d'une tension seuil ce qui suggère un effet de l'émission électronique secondaire,
- la charge thermique semble diminuer avec la taille du propulseur,
- les lois d'échelle élémentaires indiquent que les grandeurs F, $I_{\rm sp}$, $P_{\rm d}$ sont proportionnelles à d^{-2} , où d est le diamètre moyen du canal ; l'amplitude du champ magnétique B est peu sensible à la taille du propulseur,
- une architecture à double-étage est une solution pour améliorer le niveau de performances d'un PEH en séparant les processus d'ionisation et d'accélération,
- la méthode de « séparation énergétique » par injection de puissance RF dans la cavité d'un PEH est à l'origine du concept de propulseur hybride Hall-RF; c'est une voie à explorer pour augmenter l'efficacité et la flexibilité d'un propulseur.

En apportant des réponses partielles à des questions de fond sur la physique des PEH et en défrichant des pistes que je crois prometteuses, je n'ai en rien bouleversé ce domaine dans lequel travaillent et s'affrontent de brillants physiciens et ingénieurs depuis des décennies. J'espère simplement avoir apporté une contribution, même modeste, à l'édifice de la propulsion par plasma. J'espère aussi avoir réussi à susciter l'intérêt scientifique et à donner envie car, à n'en pas douter, il reste encore bien des travaux à accomplir et de nombreuses voies à explorer pour pleinement exploiter le potentiel de cette technologie spatiale et dépasser les limites actuelles.

CHAPITRE 3

PERSPECTIVES ET PROJETS EN PROPULSION

<u>Résumé</u>: Ce chapitre est entièrement consacré aux perspectives et aux projets envisagés dans le domaine de la propulsion spatiale électrique. Dans un premier temps, je détaille des études à venir et qui concernent certains aspects de la physique des propulseurs à effet Hall. Il s'agira en particulier d'étudier l'impact de la topologie magnétique sur les caractéristiques et les performances d'un propulseur de Hall et d'examiner les propriétés électroniques à la fois dans la décharge et dans la plume. Je décris également le programme européen HiPER, dédié à la propulsion électrique à forte puissance, qui conduira à la construction d'un PEH de 20 kW. Je termine cette première partie par une présentation des pistes envisagées pour la poursuite des études sur les propulseurs hybrides Hall-RF. Dans un deuxième temps, je présente une approche inédite de la propulsion spatiale électrique qui fait appel à un plasma ions-ions. Il s'agit du concept PEGASES imaginé et conçu par P. Chabert du LPP. L'équipe de l'ICARE participe désormais à cette aventure via un soutient de l'industriel Astrium. Cette nouvelle thématique a conduit à la mise en service d'un nouveau moyen d'essais à pompage cryogénique, l'installation NExET, et à la mise au point d'un réacteur RF inductif en gaz électronégatif. La suite à donner au programme de recherches en cours sur les propulseurs ions-ions est discutée à la fin de cette deuxième partie.

1 PROPULSION PAR EFFET HALL

Depuis la création du GdR « *Propulsion à Plasma pour l'Espace* » en 1996, de très nombreux travaux ont été menés sur la physique des PEH dans des directions très diverses mais avec une stratégie payante : une forte synergie entre approches théoriques, simulations numériques et expériences. Ces travaux ont conduit sur le plan scientifique à des découvertes et avancées de premier ordre. Ils ont en outre certainement joué un rôle déterminant dans la réussite de la mission lunaire SMART-1 de l'ESA et dans l'obtention d'un savoir faire et d'une maîtrise reconnue sur le plan de la technologie des PEH.

Il y a cependant, à mes yeux, des points singuliers qui n'ont pas été suffisamment approfondis, faute, sans doute, de temps. Certaines données font également défaut alors qu'elles restent indispensables pour assurer une progression au niveau des codes de calcul et des outils de simulations. En me basant sur une expérience personnelle, certes courte, et à la lumière des études que j'ai réalisées ces dernières années, deux sujets apparaissent particulièrement critiques aujourd'hui. Il s'agit de l'étude des propriétés des électrons et de l'étude de rôle de la topologie du champ magnétique. Il est également important de continuer les travaux sur lois d'échelle et les processus fondamentaux et de poursuivre l'investigation de concepts novateurs susceptibles de repousser les limites actuelles.

1.1 Analyses des propriétés électroniques

La dynamique de la décharge magnétisée d'un PEH étant en grande partie contrôlée par les électrons, il apparaît capital de sonder les propriétés de ces particules et d'observer leur évolution avec les paramètres de fonctionnement, la géométrie et les matériaux. Si des observations de la densité des électrons n_e et de la température électronique T_e , ainsi que du potentiel plasma V_p , ont déjà été effectuées dans le cadre

des activités du GdR au voisinage de la plume plasma d'un propulseur [114], très peu d'études systématiques sur la distribution et l'évolution des ces quantités fondamentales au sein même du plasma ont été menées jusqu'à présent. On peut cependant citer les travaux de G. Guerrini et M. Bacal sur la FDEE réalisés à l'aide de sondes pariétales dans le plasma d'un propulseur de type SPT-50 opérant à ~200 W [165,166,167].

Je propose donc la mise en place d'un programme de recherches ayant pour objectif la détermination des propriétés des électrons dans la chambre à décharge et dans le jet d'un propulseur de Hall. Il s'agira de réaliser des cartographies en deux dimensions de n_e , T_e et V_p en jouant sur la puissance, la tension de décharge, le champ magnétique mais aussi sur la taille en utilisant différents modèles de PEH^{xxviii}. Une autre partie importante des travaux sera dédiée à la mesure des paramètres électroniques pour différents matériaux du canal. Le but est ici de mieux cerner le rôle de l'EES. Enfin, pour compléter les travaux existants, il s'agira aussi de mesurer l'évolution temporelle des propriétés électroniques, en particulier au cours des oscillations à basses fréquences de la décharge. Par la suite, les résultats expérimentaux devront être examinés en terme de phénomènes physiques — collisions, transport, effets collectifs — puis corrélés avec les performances et des grandeurs telles que le courant de décharge et la distribution du champ électrique déduite de mesures par spectroscopie de LIF. Des comparaisons avec les prédictions des simulations numériques sont également indispensables.

La détermination expérimentale de n_e et T_e , ou alors de la fonction de distribution en énergie des électrons à partir de laquelle les valeurs macroscopiques peuvent être calculées, est délicate dans l'environnement plasma d'un propulseur en raison du flux d'énergie à supporter, de la présence d'un champ magnétique et du caractère très instationnaire de la décharge. Il faudra d'une part développer des sondes de Langmuir et des sondes émissive adaptées à la mesure. D'autre part, il sera indispensable de mettre au point un système d'acquisition des signaux qui limite le degré de perturbation du plasma (système de déplacement rapide des sondes) et qui autorisent une résolution temporelle de l'ordre de la microseconde.

On peut aussi envisager des mesures optiques complémentaires par spectroscopie d'émission sur des raies de l'atome de xénon en association avec un modèle collisionnel-radiatif approprié. On pourrait alors obtenir une estimation de n_e et T_e .

1.2 Influence de la topologie magnétique

Le champ magnétique d'un propulseur à effet Hall est une grandeur physique fondamentale qui conditionne à la fois les processus d'ionisation de l'ergol et d'accélération des ions. De plus, la topologie magnétique détermine le degré de focalisation du faisceau d'ions et joue ainsi un rôle déterminant sur l'érosion des parois céramiques et par conséquent sur la durée de vie d'un propulseur. Enfin, la configuration magnétique conditionne le degré de stabilité de la décharge plasma.

Il est donc indispensable de comprendre et de maîtriser l'influence du champ magnétique sur les propriétés physique de la décharge afin de pouvoir optimiser le niveau de performances d'un propulseur de Hall ainsi que sa durée de vie. Un nombre important de travaux théoriques ainsi que quelques études expérimentales ont été menés au cours des années passées dans divers laboratoires et instituts. Au sein du

80

xxviii Je rappelle qu'en terme de taille et de puissance, 3 modèles sont aujourd'hui disponibles dans le GdR : le PPI (150 W), le PPS®1350 (1,5 kW) et le PPS®X000 (5 kW).

GdR, les études entreprises par spectroscopie laser sur la FDV des ions Xe⁺ montrent que la distribution du champ électrique accélérateur est sensible à la forme du champ magnétique plutôt qu'à son amplitude (voir le chapitre 2, pages 41-43). Les recherches n'ont malheureusement pas aboutis à une compréhension fine des mécanismes en jeu. Cela provient en partie de la complexité et de la non linéarité des équations à manipuler et du nombre élevé de degrés de libertés à prendre en compte. En effet, l'impact du champ magnétique se fait ressentir à travers :

- les gradients internes et externes,
- l'amplitude,
- la localisation du maximum d'intensité,
- la position d'un éventuel « zéro de champ » au voisinage de l'anode.

Il faut alors pouvoir varier chaque caractéristique de manière indépendante. D'un point de vue pratique, la structure du circuit magnétique d'un propulseur de Hall n'est pas conçue pour faire varier sur une gamme significative la cartographie magnétique ; seule l'amplitude peut être variée facilement, mais dans des proportions assez faibles [67,69]. Cela explique que la plupart des expériences sur l'impact de la topologie magnétique aient été réalisées à l'aide de bobines d'ajustement ou « trim coils » en anglais [108,168].

Le GdR travaille actuellement sur la définition et la conception du propulseur de Hall PPS-Flex, qui est un modèle de laboratoire aux dimensions proches de celles du PPS®1350, et dont l'architecture complexe du circuit magnétique permettrait d'obtenir les degrés de liberté désirés. Ces études font actuellement l'objet d'une thèse de doctorat au LAPLACE et le propulseur pourrait voir le jour et être validé en 2010.

Dans le cadre du programme d'études, je suggère d'examiner le rôle du champ magnétique en privilégiant une approche empirique et expérimentale. La stratégie choisie consiste à observer et à enregistrer, pour diverses configurations magnétiques sélectionnées au préalable^{xxix}, les grandeurs caractéristiques de la décharge ainsi que les performances sur un domaine étendu de débits et de tensions. Les résultats expérimentaux ainsi récoltés seraient analysés, corrélés entre eux, et comparés à des simulations numériques réalisées avec des codes hybride et PIC.

Avant d'utiliser le propulseur PPS-Flex, des expériences pourraient être réalisées avec un propulseur PPS®1350-ML dans le moyen d'essais Pivoine-2g. En effet, ce PEH possède 7 bobines qui peuvent être alimentées séparément ce qui garantit un certain niveau de flexibilité. Dans tous les cas, il s'agira de mesurer plusieurs grandeurs pour différentes topologies du champ magnétique :

- mesure de la vitesse des ions Xe⁺ par spectroscopie laser et détermination de la distribution du champ électrique accélérateur le long de l'axe du canal,
- mesure de la température des électrons T_e , de la densité électronique n_e et du potentiel plasma V_p à l'aide de sondes de Langmuir dans la décharge et dans la plume du propulseur,
- mesure de l'énergie cinétique des ions dans le faisceau au moyen d'un analyseur à champ retardateur,
- mesure du courant d'ions I_i dans le faisceau à l'aide d'une sonde de Faraday.

81

^{xxix} Les configurations magnétiques peuvent être simulées à l'aide du logiciel FEMM et mesurées précisément avec le Gaussmètre 3D disponible à l'ICARE.

Les mesures se feraient d'abord à débit et tensions fixés puis en faisant varier ces paramètres pour certaines configurations magnétiques.

En parallèle, j'ai proposé, en collaboration avec mes collègues du GeMAC à Versailles, de développer une version du petit propulseur à aimants PPI dédiée aux études sur le champ magnétique [132]. Avec le PPI, il est aisé de modifier les gradients magnétiques en jouant sur le nombre d'aimants et sur la géométrie du circuit en fer. Le propulseur « PPI-Mag » pourrait voir le jour à la fin de l'année 2009. Du fait de la faible puissance électrique nominale du PPI, des expériences variées pourraient être réalisées dans le nouveau moyen d'essais disponible à l'ICARE, l'installation NEXET (voir le paragraphe 2.2).

Thèses de doctorat

Chacun des deux sujets précédemment discutés va faire l'objet d'une thèse de doctorat à l'ICARE sur la période 2009-2011 :

- K. Dannenmayer (Université de Stuttgart) travaillera sur les propriétés électroniques avec un financement CNES-Snecma,
- G. Bourgeois (Ecole Polytechnique) étudiera le rôle du champ magnétique dans le cadre d'un contrat CIFRE Snecma.

1.3 Autres recherches envisagées

L'études des propriétés électroniques ainsi que l'influence de la cartographie magnétique sont des sujets prioritaires à mes yeux. Je garde néanmoins à l'esprit d'autres pistes de recherche qui devront être examinées à moyen terme :

- essais d'ergols alternatifs au xénon, en particulier des gaz moléculaires ; expériences avec un propulseur de type PPI dans l'installation NExET,
- études par spectroscopie laser du transport des atomes dans la décharge d'un PEH; observation du phénomène de dépeuplement en neutres [169,170],
- analyse de la production d'ions Xe²⁺ par spectroscopie d'émission,
- recherche et estimation du flux de diffusion électronique $\Gamma_{e,x} \propto \left\langle \widetilde{n}_e \; \widetilde{E}_{\theta} \right\rangle$ à

l'aide de sondes de Langmuir (voir page 67) ; ces études pourraient faire l'objet d'une association ICARE/LPMIA.

1.4 Projet européen HiPER sur la forte puissance

Le projet européen HiPER – High Power Electric Propulsion: A Roadmap for the Future – concerne la propulsion électrique à forte puissance. Il est financé sur 3 ans à hauteur de 5,3 M€ par l'Union Européenne dans le cadre du 7ème PCRD. Ce projet regroupe 27 partenaires européens et inclut des instituts, laboratoires et entreprises répartis entre 6 pays : l'Allemagne, l'Angleterre, l'Espagne, la France, l'Italie^{xxx} et la Pologne. Le projet HiPER a débuté en octobre 2008 et se terminera en 2011.

L'objectif principal de HiPER est l'étude des différentes options de consolidation de la propulsion électrique à forte puissance pour les satellites et les sondes interplanétaires. Le projet est divisé en six grands axes de recherche axes dont cinq ont un aspect scientifique :

-

xxx La coordination du consortium est assurée par la société Alta basée à Pise.

- gestion et management du projet,
- analyse des missions ; besoin en propulsion électriques à forte puissance,
- génération de puissance électrique,
- propulseurs magnétoplasmadynamiques et cathodes,
- moteurs ioniques à grilles et cathodes,
- propulseurs à effet Hall.

Le dernier axe, doté d'un montant de 1,2 M€, est ploté par la Snecma et il fait intervenir des unités du CNRS (ICARE, LAPLACE, GREMI, LPP), l'ONERA et l'IFPiLM de Varsovie.

L'objectif du lot « PEH » est double :

- construction d'un propulseur de Hall de 20 kW capable de délivrer une poussée de l'ordre de 1 N : le PPS-20k ;
- essais du propulseur dans le moyen d'essais national PIVOINE-2g.

La réalisation et l'essai du PPS-20k sont sous la responsabilité de P. Lasgorceix. Il s'agira du plus puissant propulseur à plasma jamais réalisé et testé en Europe^{xxxi}.

Dans le cadre du projet HIPER, notre équipe est chargé d'examiner les lois d'échelles élémentaires qui gouvernent la physique et le comportement des propulseurs de Hall. Comme je l'ai expliqué en détails dans le chapitre 2, les études sont en cours et ont déjà produits des résultats. Pour rappel, nous avons élaboré une méthode qui repose sur la combinaison d'une analyse théorique et d'une analyse statistique qui s'appuie sur une vaste base de données qui comprend pour l'instant 33 propulseurs de Hall et couvre la gamme de puissance 10 W - 50 kW. Les lois d'échelles proposées ont été obtenues à partir d'un ensemble d'hypothèses très restrictives. On a cependant pu estimer les dimensions du propulseur PPS-20k pour une poussée de 1 N et une tension de décharge de 500 V (voir page 65).

Nos études vont se poursuivre jusqu'en 2011 dans le cadre de HiPER avec pour objectif l'amélioration de la méthode de dimensionnement. Il s'agira d'abord de réduire le nombre d'hypothèses simplificatrices afin d'élargir le domaine de validité des lois. En particulier nous souhaitons prendre en compte la température des électrons et du gaz atomique, les pertes d'énergie ($U_{\rm acc} \neq U_{\rm d}$), la présence d'ions multichargés et de la divergence du faisceau. Dans un deuxième temps, on se propose d'étudier l'influence de la nature de l'ergol sur les dimensions d'un propulseur de Hall et d'engager une réflexion sur les effets des gradients de champ magnétique.

En 2011, l'équipe participera à l'installation du propulseur PPS-20k et aux campagnes d'essais avec comme tâche première l'analyse des caractéristiques et des performances mesurées. Pour compléter nos données, la mesure de la FDV des ions dans la plume par RPA est aussi envisagée.

1.5 Propulseurs hybrides Hall-RF

Comme je l'ai longuement discuté dans le chapitre 2, les performances d'un propulseur à effet Hall sont intrinsèquement limitées du fait de l'interaction entre les processus d'ionisation et d'accélération. Une manière de s'affranchir de ce phénomène revient à passer d'une architecture classique à un étage à une architecture plus complexe à deux étages. On peut alors séparer physiquement les régions d'ionisation et d'accélération ou choisir une séparation « énergétique » en favorisant l'ionisation

-

xxxi Aucun autre propulseur ne sera construit dans le cadre de ce projet.

dans la zone anodique. Ainsi, un propulseur hybride Hall-RF est un propulseur à effet Hall avec addition de puissance RF dans la région d'ionisation [152].

Les résultats obtenus avec des collègues russes dans le cadre du projet INTAS 8851 sont très encourageants [163]. Ils prouvent que le concept de propulseur hybride Hall-RF est une technologie qui pourrait permettre de dépasser les limites imposées par l'architecture classique à un étage. Bien évidemment, ces travaux et leurs conclusions sont préliminaires et de nombreuses recherches restent à mener d'un point de vue à la fois fondamental et technique.

Projet dans le cadre de l'ISTC

Cette initiative, dont je suis à l'origine, à pour objectif la poursuite de la collaboration entre les membres du GdR et nos collègues russes des instituts MIREA et MAI-RIAME et de l'Université d'Etat de Moscou.

Le programme INTAS du PCRD 6 n'a pas d'équivalent dans le PCRD 7 et les programmes de coopération Europe-Russie du type ERANET ne débuteront pas avant le printemps 2011. Il s'agit donc de trouver un cadre pour poursuivre nos activités et maintenir les relations et les liens forts qui unissent nos deux communautés depuis de nombreuses années. Je propose donc de monter et déposer un projet dans le cadre de l'organisation ISTC (International Science and Technology Center). Cette organisation intergouvernementale créée 1992 a pour missions actuelle de faciliter les échanges scientifiques, les collaborations, les transferts de technologies et la commercialisation d'inventions entre des institutions et des industriels du Canada, de l'U. E., du Japon, de la Corée du Sud, de la Norvège et des Etats-Unis d'une part et la Russie et les anciens pays de l'est d'autre part.

Le CNRS a rejoint l'organisation en juillet 2008 et pourrait alors coordonner le projet du côté européen. Le CNES et la Snecma interviendraient comme partenaires associés n'étant pas membre de l'ISTC. Du côté russe, les instituts MIREA et MAI-RIAME et l'Université de Moscou seraient impliqués. Il s'agit de proposer un projet de type *Partenaire* avec un budget de ~60 k€ sur une durée de 2 ans^{xxii}. Le projet pourrait être déposé auprès de l'ISTC dans le courant de l'été 2009 pour un démarrage avant la fin de l'année.

Le programme de recherche n'est pas encore entièrement finalisé. Les travaux seront néanmoins focaliser sur la réalisation et l'étude de propulseurs hybrides Hall-RF à faible puissance (~200 W). Il s'agira entre autres de comparer les deux options de couplage, inductif versus capacitif, et de rassembler des données du point de vue des performances (F, $I_{\rm sp}$, η , divergence) et des caractéristiques de la décharge ($I_{\rm d}$, T_{e} , n_{e} , $V_{\rm p}$, FDV des ions dans la plume, fraction d'ions $Xe^{2+}...$). Les travaux à caractère expérimental pourraient être complétés par des simulations numériques à l'aide d'une modélisation hybride ou PIC.

Prototype basé sur le PPI

J'envisage aussi de poursuivre les investigations sur les propulseurs hybrides Hall-RF à l'ICARE en utilisant le moyen d'essais NExET. Un prototype à aimants de faible puissance pourrait être construit à partir du PPI. Le mode de couplage de la puissance RF n'est pas défini. Ce programme pourrait faire l'objet d'une thèse de doctorat à partir de 2010.

xxxii Le budget serait supporté à moitié par les partenaires européens. Notez que les fonds sont versés dans leur intégralité aux équipes russes.

2 PROPULSEURS A PLASMA IONS-IONS

2.1 Le concept PEGASES

A l'heure actuelle, le marché de la propulsion électrique, sur des applications comme le maintien à poste des satellites de télécommunication, est dominé par deux technologies. D'un côté on trouve les moteurs ioniques à grilles et de l'autre les propulseurs à effet Hall [62,67]. Les deux systèmes présentent des avantages par rapport aux moteurs chimiques en terme de consommation d'ergol, de rendement et de durée de tir. Si les moteurs ioniques ont une impulsion spécifique supérieure aux PEH, ces derniers offrent par contre un rapport poussée/puissance plus favorable.

Néanmoins, ces deux technologies de propulseurs électriques présentent deux inconvénients inhérents qui limitent leur potentiel et freinent sans doute leur percée sur le marché :

- L'emploi d'un canon à électrons, en général une cathode creuse, situé à l'extérieur est obligatoire de manière à neutraliser le faisceau d'ions et éviter son éclatement sous sa propre charge d'espace. La neutralisation limite aussi la divergence du jet. Ce composant est fragile et a une durée de vie limitée, en particulier lorsqu'un fort courant électronique est nécessaire. Actuellement, une cathode de secours est installée sur les propulseurs de vol pour maximiser la fiabilité.
- La neutralisation du faisceau d'ions n'est qu'apparente. C'est en réalité un jet de plasma globalement neutre mais contenant des ions et des électrons qui est éjecté d'un propulseur car le libre parcours moyen de recombinaison électron-ion est de plusieurs centaines de mètres. Or, une grande fraction des ions de basse énergie, produits par des mécanismes d'échange de charge atomes-ions ou de diffusion, impactent le satellite ou la sonde, créant une charge de surface. Ces ions endommagent des parties sensibles comme les panneaux solaires et peuvent créer des courts-circuits nuisibles pour l'électronique de bord et la charge utile. Les interactions plume/vaisseau sont au cœur de grands programmes d'études dans les agences spatiales car elles sont à l'origine de nombreux disfonctionnements et pannes qui peuvent conduire à l'échec de la mission.

En 2005, P. Chabert du LPP à l'école Polytechnique a imaginé et breveté un nouveau concept de propulseur électrique qui contourne les inconvénients des moteurs ioniques et des propulseurs de Hall. Le concept, nommé *PEGASES* pour Plasma Propulsion with Electronegative GASES, est fondé sur la création d'un plasma ions-ions qui contient à la fois des ions positifs et négatifs [171].

L'idée de base est de produire un plasma dans un gaz électronégatif comme O_2 , Cl_2 , N_2O_3 , $SF_6...$ à l'aide d'une décharge RF puis de piéger les électrons pour créer une région de plasma ions-ions où la concentration en électrons est quasi-nulle [172]. Les espèces positives et négatives sont ensuite accélérées « ensemble » ce qui crée un effet propulsif, puis elles se recombinent partiellement en aval du moteur [173]. Un schéma de principe du concept PEGASES est dessiné sur la Figure 2.1. Les charges négatives nécessaires à la neutralisation des ions positifs sont donc produites au cœur du plasma. Ainsi, l'emploi d'une cathode externe est inutile. Notez que les deux espèces participent à la production de poussée et d' $I_{\rm sp}$. La recombinaison entre les ions positifs et négatifs est assez efficace et a donc lieu sur une distance relativement courte ($\lambda_{\rm recomb} \approx 1$ m). C'est donc un faisceau constitué en grande partie de molécules neutres qui quitte le moteur. La faible concentration en particules chargées est un avantage incontestable en terme d'interaction plasma/vaisseau.

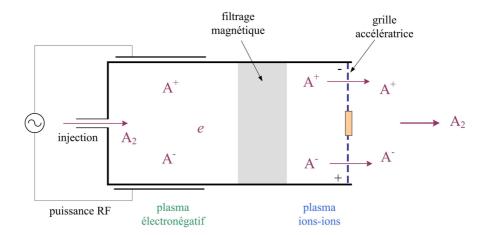


Fig. 2.1: Vue synoptique du concept PEGASES. Un plasma électronégatif est produit à partir d'un gaz moléculaire. Grâce à un filtrage magnétique le plasma est débarassé de ses électrons: on obtient alors un plasma contenant majoritairement des ions positifs et négatifs. Les deux espèces sont accélérées séparément via un intense champ électrique avant de se recombiner partiellement.

Il existe cependant deux obstacles majeurs à surmonter pour la réalisation du concept PEGASES. Ces obstacles font aujourd'hui l'objet d'intenses efforts de recherche. Il s'agit de :

- la production et l'optimisation d'un plasma ions-ions,
- l'accélération simultanée ou quasi-simultanée des charges positives et négatives.

Le processus de recombinaison des ions et donc de neutralisation intrinsèque du faisceau devra aussi être étudié de manière approfondie. De plus, dans l'optique de la réalisation d'un propulseur à haut rendement et longue durée de vie, il sera nécessaire de limiter les interaction plasma-parois et de choisir un ergol approprié en tenant compte de diverses contraintes (énergie d'ionisation, masse, électronégativité, coût, stockage...).

Je tiens à signaler ici que des travaux sur la production d'un plasma ions-ions, sur l'accélération des ions positif et négatifs au sien d'un même espace ainsi que sur les processus de recombinaison à haute énergie cinétique présentent un fort intérêt pour des domaines connexes à la propulsion spatiale tels que la gravure de microcircuits et la génération de faisceau de neutres rapides pour le chauffage des plasmas de fusion thermonucléaire contrôlée.

P. Chabert a déposé en 2006 auprès de l'ANR un projet sur le concept PEGASES qui a été accepté et financé. A. Aanesland, chercheure recrutée au LPP en 2008, participe aujourd'hui au programme de recherches. Un premier prototype a ainsi été mis au point et testé dans une chambre à vide équipée d'une pompe turbomoléculaire [173]. Un plasma est généré grâce à source helicon excitée à 13,56 MHz. Les résultats obtenus avec de l'oxygène O₂ montrent qu'un plasma ions-ions est créé en amont des zones d'extraction. Les études portent désormais sur l'accélération des ions.

En 2008, j'ai souhaité me joindre à l'équipe du LPP pour étudier ce concept novateur et prometteur. J'ai donc initié une collaboration ICARE-LPP-Astrium. L'entreprise Astrium finance ainsi, depuis le mois de janvier 2009, un programme d'une durée de



Fig. 2.2: Photographie du moyen d'essais à pompage cryogénique NExET. La chambre à vide fait 1,8 m de long et 0,8 m de diamètre. La pression résiduelle atteint 5×10^{-5} mbar pour un débit de gaz de ~1 mg/s à 1 kW. On aperçoit la porte avant et la bride de fixation.

18 mois sur le concept PEGASES. L'objectif des travaux est la démonstration du potentiel d'un propulseur à plasma ions-ions à travers la construction et l'essai d'un prototype. C'est dans ce cadre qu'a été financé le moyen d'essais NExET.

2.2 Moyen d'essais NExET

De manière à pouvoir proposer et mener de nouvelles expériences dans le domaine de la propulsion électrique, j'ai oeuvré pendant des années pour l'implantation d'un nouveau moyen d'essais à l'ICARE, en parallèle du banc PIVOINE-2g. L'installation – nommée NExET pour *New Experiments on Electric Thrusters* – est aujourd'hui en cours de construction et elle sera opérationnelle à partir de l'été 2009. La Figure 2.2 montre une photographie de l'installation.

Le moyen d'essais est basé sur l'ancienne chambre à vide PAVOT du LPP dont les dimensions sont 1,8 m en longueur et 0,8 m en diamètre. Le pompage primaire est constitué d'une pompe sèche de $400 \, \text{m}^3/\text{h}$ et d'une pompe turbomoléculaire de $200 \, \text{l/s}$ pour les gaz légers. Le pompage secondaire repose sur une pompe cryogénique développée par Oerlikon-Leybold. Avec un surface cryogénique de 1 m² à ~ 50 K, elle offre une capacité d'environ $10000 \, \text{l/s}$. Cette pompe est capable d'absorber différents gaz : SF₆, Xe, Kr. La pression résiduelle devrait atteindre ~ 5×10^{-5} mbar pour 1 mg/s à 1 kW. Le fond du caisson est équipé d'un système de refroidissement par eau qui permet de diminuer la charge thermique sur la surface cryogénique. L'accès à l'intérieur se fait par une porte frontale de grand diamètre sur laquelle est installée une bride de fixation.

Le moyen d'essais sera aussi équipé d'un analyseur de gaz résiduel ainsi que d'une série de diagnostics électriques et de divers capteurs (sondes de Langmuir et de Faraday, RPA...). La mise en service de l'installation NExET est entièrement financée par la société Astrium dans le cadre de travaux sur le concept PEGASES.

Un tel instrument, complémentaire à PIVOINE-2g, présente deux avantages : une grande souplesse d'utilisation et un faible coût d'exploitation. Cette installation est également attractive pour plusieurs raisons :

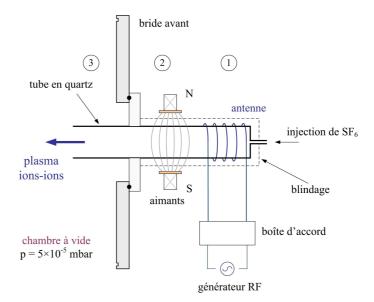


Fig. 2.3: Source RF inductive dédiée à l'étude de la production d'un plasma ions-ions à partir de SF₆. La source est installée sur la bride avant du le caisson NExET. On peut distinguer trois régions : 1) l'étage d'ionisation RF (plasma électronégatif) ; 2) la barrière magnétique ; 3) la région de recombinaison (plasma ions-ions).

- elle permettra aux étudiants, doctorants et chercheurs d'être autonomes,
- -elle sera disponible pour des projets menés par des étudiants mais aussi dans le cadre de programmes pédagogiques dédiés à la propulsion électrique,
- comme PIVOINE-2g, elle pourra être mise à la disposition des équipes du GdR si des besoins sont clairement identifiés, e.g. essais du PPI.

L'installation NExET est aujourd'hui utilisée en priorité pour des travaux concernant le concept PEGASES.

Ce moyen d'essais pourra naturellement être employé pour des actions de R&D sur les petits propulseurs à effet Hall (SPT-50, PPI-Mag), pour le développement et l'étude de nouvelles architectures (propulseurs hybrides Hall-RF) et de nouveaux concepts (propulseurs à source hélicon...) et pour la mise au point de techniques de diagnostics dédiées à la propulsion à plasma.

2.3 Source RF d'ions négatifs et piège magnétique

Dans le cadre du projet sur les plasmas ions-ions pour la propulsion financé par Astrium, une source RF inductive a été installée sur le caisson NExET. Un schéma du réacteur RF est présentée sur la Figure 2.3 La source fonctionne dans la gamme de fréquences 1-100 MHz à une puissance de l'ordre de 150 W avec un mélange Ar-SF₆ ou avec SF₆ seul. Ce gaz a été sélectionné pour les études préliminaires car il est non toxique, fortement électronégatif, lourd (m = 146 uma) et il peut être pompé cryogéniquement à ~50 K. En revanche, il donne lieu à une chimie complexe dans laquelle de nombreuses espèces ioniques sont susceptibles de coexister [174].

La source actuelle est basée sur une antenne à 3 boucles. La production de plasma est maximale à $f \sim 15$ MHz pour une pression résiduelle de 5×10^{-3} mbar avec un débit de gaz Ar-SF₆ de l'ordre de 2 mg/s (pompage primaire et turbomoléculaire uniquement). L'optimisation de la source est réalisée en observant l'émission du plasma. Le plasma est relativement instable lorsque seul SF₆ est injecté.

Les études menées à l'ICARE sont actuellement consacrées à la production d'un plasma ions-ions à partir d'un plasma électronégatif par filtrage magnétique [175]. Un piège magnétique à aimants au Néodium et sans circuit en fer est en cours de réalisation à partir de résultats de simulations effectuées avec le logiciel FEMM. Le champ magnétique est homogène et constant dans la direction radiale. Il présente deux maxima dans la direction axiale séparés par une région à intensité nulle dans laquelle sera placée l'antenne. L'intensité du champ **B** et les gradients peuvent être changés en jouant sur le nombre et la position des aimants. L'intensité au cœur de la barrière (zone de fort champ magnétique) devrait atteindre les 400 G afin d'efficacement confiner les électrons.

Les propriétés du plasma – densité et température des électrons, densité d'ions positifs et négatifs – seront mesurées à l'aide de sondes de Langmuir (avec filtre RF adapté) et d'un RPA. Les diagnostics sont en cours de réalisation.

Les mesures fourniront des informations sur la production d'un plasma ions-ions sans électrons mais aussi sur la recombinaison des ions positifs et négatifs dans la zone d'écoulement libre.

2.4 Essais d'un prototype – Prolongements possibles

Suite aux recherches conduites au LPP, un second prototype du moteur PEGASES, optimisé en terme de géométrie, est en cours de développement. Le plasma électronégatif sera produit par une source RF avec une antenne plane en spirale. Le propulseur disposera d'un piège magnétique et d'un système de grilles accélératrices. Deux exemplaires vont être construits. L'un d'entre eux sera testé avec du SF_6 dans l'installation NExET qui garantit une bonne qualité du vide et un régime d'écoulement moléculaire libre. Entre autres expériences, il est prévu de mesurer la poussée relative en fonction des réglages à l'aide d'un système pendulaire, l'ordre de grandeur de F étant obtenu en mesurant le courant d'ions en sortie de la zone d'accélération.

Je compte bien sûr poursuivre les recherches sur les plasmas électronégatifs en utilisant notre décharge RF inductive avec du gaz SF₆. Les études concerneront d'abord l'optimisation du filtrage magnétique et la caractérisation des processus de recombinaison des ions. Dans un deuxième temps, les études porteront sur les techniques d'accélération par grilles, l'énergie cinétique des ions, ainsi que la divergence du faisceau, pouvant être mesurées par spectroscopie de LIF sur les ions positifs et à l'aide d'un RPA.

A plus long terme (~2011), la réalisation d'une balance destinée à la mesure de la poussée semble réaliste. Cela permettrait une estimation précise du rendement global d'un moteur.

Naturellement, tous les travaux seront conduits en étroite collaboration avec A. Aanesland, P. Chabert et leurs étudiants. Je suis convaincu que cette collaboration sera riche et fructueuse, sur le plan scientifique, mais aussi sur le plan humain.

Les recherches sur le concept PEGASES ont d'ores et déjà produit des résultats nouveaux et très encourageants quant à la mise en pratique de l'idée et son potentiel pour la propulsion. Il faut donc poursuivre et intensifier les investigations pour proposer à moyen terme un véritable démonstrateur. Ainsi, nous réfléchissons dès à présent, avec le soutient d'Astrium, aux prolongements possibles du programme en cours, en regardant par exemple vers l'ANR, l'ESA et le PCRD 7 pour l'obtention d'un support financier.

CONCLUSION GENERALE

Ce manuscrit aura conduit le lecteur du thème des écoulements supersoniques vers celui de la propulsion, avec comme fil conducteur principal la physique des plasmas. Comme je l'ai écrit dans le préambule, j'espère sincèrement que cette lecture aura été d'une part agréable et d'autre part profitable.

Dans ce dernier chapitre, je ne reviendrai pas sur mes travaux, ayant précédemment développé, chaque fois que cela était nécessaire, les résultats, issues et perspectives. Pour conclure ce mémoire, et avant de me replonger pleinement dans mes recherches sur la propulsion spatiale à plasma, je tiens simplement à faire deux choses.

Premièrement, je veux remercier chaleureusement tous ceux qui m'ont aidé et soutenu au cours de ces années, et sans qui, tout ce qui est décrit dans ce mémoire et bien d'autres choses encore, n'aurait jamais été possible.

Deuxièmement, et je terminerai avec ces quelques lignes, je souhaite émettre plusieurs vœux :

que la propulsion à plasma ait encore de belles années devant elle, pleine de découvertes et d'accomplissements,

que la vie du GdR soit encore longue et que son rôle se trouve renforcé, que les collaborations initiées et les liens tissés perdurent et se renforcent.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Beams and Jets in Astrophysics, édité par P. A. Hugues, Université de Cambridge, Angleterre (1991).

- [2] M. I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender, *Thermal Plasmas, Fundamental and Applications*, Plenum Press, New York, Vol. 1-2 (1994).
- [3] S. M. Aithal, V. V. Subramaniam, V. Babu, *Plasma Chem. Plasma Proc.* **19**, 487 (1999).
- [4] D. M. Manos, D. L. Flamm, *Plasma Etching*, Academic Press, New York (1989).
- [5] H. Wilhelmsson, Fusion: A Voyage Through the Plasma Universe, IOP Publishing, Bristol (2000).
- [6] La Fusion Nucléaire: De la Recherche Fondamentale à la production d'Energie?, Rapport sur la Science et la Technologie n°26, Académie des Sciences, sous la direction de G. Laval, EDP Sciences (2007).
- [7] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, *Fluid Mechanics*, Pergamon, London (1989).
- [8] Y. B. Zel'dovich, Y. P. Raiser, *Physics of Shock Wave and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Academic Press, New York (1966).
- [9] H. Askenas, F. S. Sherman, *Rarefied Gas Dynamics Proceedings* **4**, Academic Press, New York, Vol. 2, 84 (1966).
- [10] D. R. Miller, dans *Atomic and Molecular Beam Methods*, édité par G. Scoles, Université d'Oxford, New York (1988).
- [11] D.C. Schram, S. Mazouffre, R. Engeln, M.C.M. van de Sanden, *The Physics of Plasma Expansions*, in Atomic and Molecular Beams, édité par R. Campargue, Springer, Berlin, p. 209 (2001).
- [12] R. Campargue, J. Chem. Phys. 88, 4466 (1984).
- [13] S. Mazouffre, *Transport Phenomena in Plasma Expansions Containing Hydrogen: A Laser Spectroscopic Study*, Thèse de doctorat, Université de Technologie d'Eindhoven, Pays-Bas (2001).
- [14] W. M. M. Kessels, M. C. M. van de Sanden, D. C. Schram, *J. Vac. Sci. Technol. A* **18**, 2153 (2000).
- [15] J. W. A. M. Gielen, W. M. M. Kessels, M. C. M. van de Sanden, D. C. Schram, *J. Appl. Phys.* **82**, 2643 (1997).
- [16] M. van Hest, *High Rate Plasma Deposition of Silicon Oxide Like Films*, Thèse de doctorat, Université de Technologie d'Eindhoven (2002).
- [17] G. M. W. Kroesen, D. C. Schram, J. C. M. de Haas, *Plasma. Chem. Plasma Proc.* **10**, 531 (1990).
- [18] R. Engeln, S. Mazouffre, P. Vankan, I. Bakker, D.C. Schram, *Plasma Sources Sci. Technol.* **11**, A100 (2002).
- [19] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, Springer Series in Chemical Physics, Vol. 5, 2nd Edition, Springer-Verlag, Berlin (1998).
- [20] N. Sadeghi, J. Plasma Fusion Research **80**, 767 (2005).
- [21] J. Jolly, *Diagnostics laser et spectroscopie de masse dans les plasmas réactifs*, Plasmas Froids; Génération, caractérisation et technologies, Publications de l'Université de Saint-Etienne, p. 225 (2004).
- [22] N. Sadeghi, *Saturation et autres pièges en spectroscopie laser*, Plasmas Froids ; Génération, caractérisation et technologies, Publications de l'Université de Saint-Etienne, p. 255 (2004).
- [23] R. Engeln, S. Mazouffre, P. Vankan, D.C. Schram, N. Sadeghi, *Plasma Sources Sci. Technol.* **10**, 595 (2001).

- [24] M.G.H. Boogaarts, S. Mazouffre, G.J. Brinkman, H.W.P. van der Heijden, P. Vankan, J.A.M. van der Mullen, D.C. Schram, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 73 (2002).
- [25] S. Mazouffre, P. Vankan, R. Engeln, D.C. Schram, Phys. Plasmas 8, 3824 (2001).
- [26] S. Mazouffre, C. Foissac, P. Supiot, P. Vankan, R. Engeln, D.C. Schram, N. Sadeghi, *Plasma Sources Sci. Technol.* **10**, 168 (2001).
- [27] H.F. Döbele, T. Mosbach, K. Niemi, V. Schulz-von der Gathen, *Plasma Sources Sci. Technol.* **14**, S31-S41 (2005).
- [28] K. Niemi, V. Schulz-von der Gathen, H. f. Döbele, J. Phys. D: Appl. Phys. 34, 2330 (2001).
- [29] S. C. Snyder, L. D. Reynolds, G. D. Lassahn, J. R. Fincke, C. B. Shaw Jr, R. J. Kearney, *Phys. Rev. E* **47**, 1996 (1993).
- [30] M. C. M. van de Sanden, J. M. de Regt, D. C. Schram, *Plasma Sources Sci. Technol.* **3**, 501 (1994).
- [31] S. Mazouffre, P. Vankan, R. Engeln, D.C. Schram, *Phys. Rev. E* **64**, 066405 (2001).
- [32] H. M. Mott-Smith, *Phys. Rev.* **82**, 885 (1951).
- [33] P. Glansdorff, *Phys. Fluids* **5**, 371 (1962).
- [34] P. Vankan, S. Mazouffre, R. Engeln, D. C. Schram, *Phys. Plasmas* 12, 102303 (2005).
- [35] S. Mazouffre, M.G.H. Boogaarts, J.A.M van der Mullen, D.C. Schram, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2622 (2000).
- [36] S. Mazouffre, M.G.H. Boogaarts, I.S.J. Bakker, P. Vankan, R. Engeln, D.C. Schram, *Phys. Rev. E* **64**, 016411 (2001).
- [37] S. Mazouffre, P. Vankan, R. Engeln, D.C. Schram, *Phys. Plasmas* 8, 3824 (2001).
- [38] S. Mazouffre, I. Bakker, R. Engeln, P. Vankan, D.C. Schram, *Plasma Sources Sci. Technol.* **11**, 439 (2002).
- [39] S. Mazouffre, V. Lago, M. Lino da Silva, M. Dudeck, AIAA paper 02-5272 (2002).
- [40] W. L. Hankey, *Re-Entry Aerodynamics*, AIAA Education Series, Washington DC (1994).
- [41] V. Lago, A. Lebéhot, M. Dudeck, S. Pellerin, T. Renault, P. Echegut, *J. Therm. Heat Transfer* **15**, 168 (2001).
- [42] G. Brussaard, *Remote Arc Generated Plasma in Diatomic Gases*, Thèse de doctorat, Université de Technologie d'Eindhoven (1999).
- [43] E. Hecht, *Optics*, Addison-Wesley, New York (1998).
- [44] V. M. Lelevkin, D. K. Otorbaev, D. C. Schram, *Physics of Non-E quilibrium Plasmas*, North-Holland, Amsterdam (1992).
- [45] S. Mazouffre, D. Pagon, P. Lasgorseix, M. Touzeau, 28th International Electric Propulsion Conference, Comptes-rendus, *IEPC paper* **283** (2003).
- [46] S. Mazouffre, E. Pawelec, V. Caubet-Hilloutou, M. Dudeck, *AIAA paper* **03-3747** (2003).
- [47] I. A. Biloiu, E. E. Scime, C. Biloiu, *Plasma Sources Sci. Technol.* **18**, 025012 (2009).
- [48] S. Mazouffre, E. Pawelec, V. Caubet-Hilloutou, J.-C. Lengrand, *Phys. Plasmas* **12**, 012323 (2005).
- [49] I. A. Graur, J. C. Lengrand, T. G. Elizarova, *Proceedings of the 22nd International Symposium on Shock Waves*, édité par G. J. Ball, R. Hiller et G. T. Roberts, Imperial College, Londres, Vol. 2, p. 1267 (2000).
- [50] A. Kaminska, B. Lopez, B. Izrar, M. Dudeck, *Plasma Sources Sci. Technol.* 17, 035018 (2008).
- [51] D. F. Landau, J. M. Longuski, J. Spacecr. Rockets 43, 1035 (2006).
- [52] D. F. Landau, J. M. Longuski, J. Spacecr. Rockets 44, 203 (2007).
- [53] M. A. Gallis, J. K. Harvey, *AIAA paper* **95-2095** (1995).
- [54] S. Mazouffre, E. Pawelec, J. Phys. D: Appl. Physics 42, 015203 (2009).

- [55] J. Tennyson, Astronomical Spectroscopy, Imperial College Press, London (2005).
- [56] H. Zwicker, dans *Plasmas Diagnostics*, édité par W. Lochte-Holtgreven, North-Holland, Amsterdam, p. 214 (1968).
- [57] Y. Marchesse, Y. Gervais, H. Foulon, *AIAA Journal* **41**, 470 (2003).
- [58] E. Pawelec, V. Caubet-Hilloutou, S. Mazouffre, *Plasma Sources Sci. Technol.* **16**, 635 (2007).
- [59] R. F. G. Meulenbroeks, P. A. A. van der Heijden, M. C. M. van de Snaden, D. C. Schram, *J. Appl. Phys.* **75**, 2775 (1994).
- [60] J.-L. Dega, La Conquête Spatiale, Que sais-je? n° 2844, PUF (1994).
- [61] L'espace à l'Horizon 2030, Ouvrage collectif, OCDE, Editions de l'OCDE, Paris (2004).
- [62] R.H. Frisbee, *J. Propulsion Power* **19**, 1129 (2003).
- [63] M. Tajmar, Advanced space propulsion systems, Springer, Berlin (2004).
- [64] E.Y. Choueiri, L'essor des moteurs à plasma, Pour La Science n° 379, p. 66 (2009).
- [65] S. Mazouffre, *Les propulseurs à plasma : Une technologie spatiale d'avant-garde*, Reflets de la Physique, Revue de la Société Française de Physique n° 14, p. 15 (2009).
- [66] E.Y. Choueiri. J. Propulsion Power 20, 193 (2004).
- [67] D.M. Goebel, I. Katz, Fundamentals of Electric Propulsion, Wiley, Hoboken (2008).
- [68] A.I. Morozov V.V. Savelyev, *Fundamentals of Stationary Plasma Thrusters Theory*, Reviews of Plasma Physics 21, édité par B.B. Kadomtsev et V.D. Shafranov, p. 203 (2000).
- [69] V.V. Zhurin, H.R. Kaufman, R.S. Robinson, *Plasma Sources Sci. Technol.* **8**, R1 (1999).
- [70] V. Kim, J. Propulsion Power 8, 736 (1998).
- [71] D. Gawron, S. Mazouffre, C. Boniface, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15**, 757 (2006).
- [72] S. Mazouffre, N. Claire, D. Pagnon, 4th International Spacecraft Propulsion Conference, Sardaigne, Italie, *ESA Proceedings* SP-555, 13 (2004).
- [73] W.A. Hargus, Jr., M.R. Nakles, *AIAA paper* **06-4991** (2006).
- [74] L. Garrigues, *Modélisation d'un propulseur à plasma stationnaire pour satellites*, Thèse de doctorat, Université de Paul-Sabatier (1998).
- [75] G.J.M Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, J.P. Bœuf, J. Appl. Phys. 93, 67 (2002).
- [76] J. Bareilles, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, C. Boniface, J.P. Bœuf, N. Gascon, *Phys. Plasmas* 11, 3035 (2004).
- [77] C. Boniface, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, D. Gawron, S. Mazouffre, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 161503 (2006).
- [78] R.J. Cedolin, W.A. Hargus, Jr., P.V. Storm, R.K. Hanson, M.A. Cappelli, *Appl. Phys. B* **65**, 459 (1997).
- [79] N. Dorval, J. Bonnet, J.P. Marque, E. Rosencher, S. Chable, F. Rogier, P. Lasgorceix, *J. Appl. Phys.* **91**, 4811 (2002).
- [80] D. Gawron, *Phénomènes de transport ionique dans le plasma d'un propulseur à effet Hall à forte puissance : étude par spectroscopie laser*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans (2007).
- [81] D. Gawron, S. Mazouffre, N. Sadeghi, A. Héron, *Plasma Sources Sci. Technol.* 17, 025001 (2008).
- [82] S. Mazouffre, V. Kulaev, J. Pérez-Luna, *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** (2009), à paraître.
- [83] S. Mazouffre, D. Gawron, V. Kulaev, N. Sadeghi, *IEEE Trans. Plasma Sciences* **36**, 1967 (2008)
- [84] W.A. Hargus, Jr., M.R. Nakles, *IEEE Trans. Plasma Sciences* **36**, 1989 (2008).
- [85] J.C. Adam, A. Héron, G. Laval, *Phys. Plasmas* 11, 295 (2004).

- [86] J.C. Adam, J.P. Boeuf, N. Dubuit, M. Dudeck, L. Garrigues, D. Gresillon, A. Héron, G. Hagelaar, V. Kulaev, N. Lemoine, S. Mazouffre, J. Perez Luna, V. Pisarev, S. Tsikata, *Plasma Phys. Control. Fusion* 50, 124041 (2008).
- [87] J. Pérez-Luna, *Modélisation et diagnostics d'un propulseur à effet Hall*, Thèse de doctorat, Université de Toulouse (2008).
- [88] S. Mazouffre, D. Gawron, V. Kulaev, J. Pérez-Luna, N. Sadeghi, AIP Conference Proceedings, American Institute of Physics, vol. 993, p. 447 (2007).
- [89] L.B. King, A. D. Gallimore, C.M. Marrese, *J. Propulsion Power* **14**, 327 (1998).
- [90] F. S. Gulczinski, III, A.D. Gallimore, J. Propulsion Power 17, 418 (2001).
- [91] S-W. Kim, A.D. Gallimore, *J. Spacecraft Rockets* **39**, 904 (2002).
- [92] E.Y. Choueiri, *Phys. Plasmas* **8**, 1411 (2001).
- [93] S. Barral, K. Makowski, Z. Peradzyński, M. Dudeck, *Phys. Plasmas* 12, 073504 (2005).
- [94] L. Garrigues, J. Pérez-Luna, J. Lo, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, S. Mazouffre, *Appl. Phys. Lett.* (2009), soumis.
- [95] I.H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press, New York (1987)
- [96] S.D. Johnson, M.M. El-Gomati, L. Enloe, J. Vac. Sci. Technol. B 21, 350 (2003).
- [97] B.E. Beal, A.D. Gallimore, Proceedings of the 27th International Electric Propulsion Conference, *IEPC paper* **03-035** (2003).
- [98] L.B. King, A.D. Gallimore, *J. propulsion Power* **20**, 228 (2004).
- [99] S. Mazouffre V. Kulaev, G. Bourgeois, Rapport d'Activité de l'ICARE, GdR 2759 Propulsion Spatiale à Plasma, CCTP 07-08, Septembre 2008.
- [100] A. Kieckhafer, L.B. King, J. Propulsion Power 23, 21 (2007).
- [101] S. Mazouffre, D. Gawron, N. Sadeghi, Rapport d'Activité de l'ICARE, **GdR 2759** Propulsion Spatiale à Plasma, CCTP 05-06, Septembre 2006.
- [102] W.A. Hargus, Jr., M.A. Cappelli, J. Propulsion Power 18, 159 (2002).
- [103] J. Pérez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, J.P. Bœuf, *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** (2009), à paraître.
- [104] J.A. Linnel, A.D. Gallimore, *Phys. Plasmas* **13**, 103504 (2006).
- [105] N.B. Meezan, W.A. Hargus, Jr., M.A. Cappelli, *Phys. Rev. E* **63**, 026410 (2001).
- [106] Y. Raitses, D. Staack, M. Keidar, N.J. Fisch, *Phys. Plasmas* **12**, 057104 (2005).
- [107] J.-M. Rax, *Physique des Plasmas*, Dunod (2005).
- [108] R.R. Hofer, R. S. Jankovsky, A.D. Gallimore, J. Propulsion Power 22, 721 (2006).
- [109] O.A. Gorshkov, A.A. Shagayda, S.V. Irishkov, AIAA paper **06-4472** (2006).
- [110] G. J. M. Hagelaar, *Plasma Sources Sci. Technol.* **16**, S57 (2007).
- [111] J.P. Bœuf, L. Garrigues, J. Appl. Phys. **84**, 3541 (1998).
- [112] V. Vial, S. Mazouffre, M. Prioul, D. Pagnon, A. Bouchoule, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33**, 524 (2005).
- [113] A. Bouchoule et al, *Plasma Sources Sci. Technol.* **10**, 364 (2001).
- [114] L. Albarède, S. Mazouffre, A. Bouchoule, M. Dudeck, *Phys. Plasmas* 13, 063505 (2006).
- [115] R.B. Lobbia, A.D. Gallimore, *AIAA paper* **08-4650** (2008).
- [116] *Signal recovery with PMTs*, Stanford Research Systems Application Note **4**, (www.thinksrs.com/support/app.htm)
- [117] B. Pelissier, N. Sadeghi, Rev. Sci. Instrum. 67, 3405 (1996).
- [118] S. Mazouffre, D. Gawron, N. Sadeghi, *Phys. Plasmas* **16**, 043504 (2009).

- [119] R. Siegel, J.R. Howell, *Thermal Radiation Heat Transfer*, Edition Taylor & Francis, Washington (1992).
- [120] *The Infrared Handbook*, edité par W.L. Wolfe et G.J. Zissis, Infrared Information Analysis Center, Environmental Research Institute of Michigan (1989).
- [121] O. Rozenbaum, D. De Sousa Meneses, S. Chermanne, Y. Auger, P. Echegut, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 4020 (1999).
- [122] S. Mazouffre, P. Echegut, M. Dudeck, Plasma Sources Sci. Technol. 16, 13 (2007).
- [123] ThermaCAM SC3000, Operator's manual, FLIR Systems AB, Publ. No. 557 379 (1999).
- [124] S. Mazouffre, A. Lazurenko, P. Lasgorceix, M. Dudeck, S. d'Escrivan, O. Duchemin, Proceedings of the 7th International Symposium on Launcher Technologies, paper **O-25** (2007).
- [125] N. Gascon, M. Dudeck, S. Barral, *Phys. Plasmas* **10**, 4123 (2003).
- [126] S. Barral, K. Makowski, Z. Peradzyński, N. Gascon, M. Dudeck, *Phys. Plasmas* 10, 4137 (2003).
- [127] E. Ahedo, V. De Pablo, *Phys. Plasmas* **14**, 083501 (2007).
- [128] S. Mazouffre, K. Dannenmayer, J. Pérez-Luna, J. Appl. Phys. 102, 023304 (2007).
- [129] V. Kim, V. Kozlov, A.I. Skrylnikov, L.N. Umnitsin, V.V. Svotina, A. Bouchoule, M. Prioul, Proceedings of the 29th International Electric Propulsion Conference, *IEPC paper* **05-04** (2005).
- [130] D. Valentian, P. Bugeat, R. Tchuyan, S. Khartov, L. Latyshev, V. Sierovaiskiy, G. Cirri, Proceedings of the 23rd International Electric Propulsion Conference, *IEPC paper* **93-226** (1993).
- [131] *Micropropulsion for Small Spacecrafts*, édité par M/Micci et A. Ketsdever, Progress in Astronautics and Aeronautics Series, AIAA, Vol. 187 (2000).
- [132] Dispositif d'éjection d'ions à effet Hall, M. Guyot, P. Renaudin, V. Cagan, C. Boniface, brevet PCT/EP2008/060241 (2008).
- [133] J. Ashkenazy, Y. Raitses, G. Appelbaum, Proceedings of the 2nd European Spacecraft Propulsion Conference, ESA publication division (1997).
- [134] T. Misuri, F. Battista, C. Barbieri, E.A. de Marco, M. Andrenucci, Proceedings of the 30th International Electric Propulsion Conference, *IEPC paper* **07-311** (2007).
- [135] Y. Daren, D. Yongjie, Z. Zhi, J. Propulsion Power 14, 139 (2005).
- [136] K. Dannenmayer, S. Mazouffre, J. Tech. Phys. 49, 231 (2008).
- [137] V. Khayms, M. Martinez-Sanchez, *AIAA paper* **96-3291** (1996).
- [138] G.S. Janes, R.S. Lowder, Phys. Fluids 9, 1115 (1966).
- [139] A. Lazurenko, V. Vial, M. Prioul, A. Bouchoule, *Phys. Plasmas* 12, 013501 (2005).
- [140] A. Lazurenko, L. Albarède, A. Bouchoule, *Phys. Plasmas* **13**, 083503 (2006).
- [141] J. Kurzyna, S. Mazouffre, A. Lazurenko, L. Albarède, G. Bonhomme, K. Makowski, M. Dudeck, Z. Peradzyński, *Phys. Plasmas* **12**, 123506 (2005).
- [142] N.E. Huang, Z. Shen, S.R. Long, M.C. Wu, H.H. Shih, Q. Zheng, N.-C.Yen, C.C. Tung, H.H. Liu, *Proc. R. Soc. London*, Ser. A **454**, 903 (1998).
- [143] M. Dätig, T. Schlurmann, *Ocean Eng.* **31**, 1783 (2004).
- [144] J. Terradas, R. Oliver, J. L. Ballester, Astrophys. J. 614, 435 (2004).
- [145] A. Lazurenko, G. Coduti, S. Mazouffre, G. Bonhomme, *Phys. Plasmas* 15, 034502 (2008).
- [146] G. Bonhomme, N. Lemoine, F. Brochard, A. Lazurenko, S. Mazouffre, M. Dudeck, Proceedings of the 30th International Electric Propulsion Conference, *IEPC paper* 07-247 (2007).
- [147] S. Tsikata, N. Lemoine, V. Pisarev, D. M. Grésillon, *Phys. Plasmas* 16, 033506 (2009).

- [148] S. Mazouffre, E. Pawelec, N. Tran Bich, N. Sadeghi, *AIP Conference Proceedings*, American Institute of Physics, vol. **812**, p. 457 (2006).
- [149] J. Kurzyna, S. Mazouffre, V. Kulaev, Proceedings of the 31st International Electric Propulsion Conference (2009), en préparation.
- [150] I.A. Boyd, R.A. Dressler, J. Appl. Phys. 92, 1764 (2002).
- [151] Y.M. Yashnov, J.K. Koester, J.B. McVey, E.J. Britt, Proceedings of the 26th International Electric Propulsion Conference, *IEPC paper* **99**, 572 (1999).
- [152] S. Mazouffre, M. Dudeck, E. Kralkina, V. Pavlov, A. Rukhadze, K. Vavilin, A. Alexandrov, V. Savinov, V. Tarakanov, V. Kim, V.Kozlov, A. Skrylnikov, A. Bugrova, G. Bugrov, V. Kharchevnikov, A. Lipatov, A. Desyatskov, G. Kroesen, S. d'Escrivan, S. Zurbach, Proceedings of the 5th International Spacecraft Propulsion Conference, *paper* 42_068 (2008).
- [153] I.I. Demidenko, N.S. Lomino, A.I. Morozov, V.D. Ovcharenko, V.G. Padalka, *Soviet Journal Plasma Physics* **3**, 31 (1997).
- [154] R.R. Hofer, P.Y. Peterson, A.D. Gallimore, R.S. Jankovsky, Proceedings of the 27th International Electric Propulsion Conference, *IEPC paper* **01-036** (2001).
- [155] P. Rossetti, M. Capacci, G. Noci, AIAA paper 06-4998 (2006).
- [156] J. Perez-Luna, G.J.M. Hagelaar, L. Garrigues, J.P. Bœuf, *Phys. Plasmas* 14, 113502 (2007).
- [157] A.I. Morozov, A.I. Bugrova, A.D. Desiatskov, V.K. Kharchevnikov, M. Prioul, L. Jolivet, Proceedings of the 28th International Electric Propulsion Conference, *IEPC paper* **290** (2003).
- [158] C. Boniface, Modélisation et diagnostics d'un propulseur à effet Hall pour satellites Configuration magnétique et nouveaux concepts, Thèse de doctorat, Université de Toulouse (2006).
- [159] H. Kuwano, H. Kuninaka, H. Nakashima, Proceedings of the 29th International Electric Propulsion, *paper* **05-125** (2005).
- [160] M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, *Principle of plasma discharges and materials processing*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1994).
- [161] I.I Demidenko, N.S. Lomino, A.I. Morozov, V.G. Padalka, *Soviet J. Technical Physics* 44, 2523 (1974).
- [162] A.I. Morozov, et al., Sov. Phys. Tech. Phys. 19, 1560 (1975).
- [163] S. Mazouffre, *Investigation of the influence of RF power input on performances and physical features of Hall effect thrusters*, Rapport final du projet INTAS 06-1000024-8851 (2009).
- [164] A.I. Morozov et al, *Plasma Physics Reports* **23**, 587 (1997).
- [165] G. Guerrini, C. Michaut, M. Bacal, A.N. Vesselovzorov, A.A.Pogorelov, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 804 (1998).
- [166] V. YU. Fedotov, A.A. Ivanov, G. Guerrini, A.N. Vesselovzorov, M. Bacal, *Phys. Plasmas* 6, 4360 (1999).
- [167] M. Bacal, A.A. Pereslavtsev, M. Tanguy, A.V. Vodopyanov, Rev. Sci. Instrum. 73, 931 (2002).
- [168] O.A. Gorshkov, A.A. Shagayda, S.V. Irishkov, AIAA paper 06-4472 (2006).,
- [169] A. Fruchtman, G. Makrinich, P. Chabert, J.M. Rax, Phys. Rev. Lett. 95, 115002 (2005).
- [170] A. Aanesland, L. Liard, G. Leray, J. Jolly, P. Chabert, Appl. Phys. Lett. 91, 121502 (2007).
- [171] P. Chabert, Brevet WO 2007/065915 A1, 2007.
- [172] R.N. Franklin, Plasma Sources Sci. Technol. 11, A31 (2002).
- [173] P. Chabert, A. Aanesland, G. Leray, *AIAA paper* **08-5198** (2008).
- [174] L. Lallement, A. Rhallabi, C. Cardinaud, M.C. Peignon-Fernandez, L.L. Alves, *Plasma Sources Sci. Technol.* **18**, 025001 (2008).
- [175] H. Amemiya, Jap. J. Appl. Phys. **30**, 2601 (1991).

CURRICULUM VITAE

STEPHANE MAZOUFFRE

stephane.mazouffre@cnrs-orleans.fr

Né le 3 Février 1973 à Limoges, France.

Charge de Recherche - 1ere classe

au sein de l'Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité et Environnement (ICARE, UPR 3021 du CNRS, département ST2I) – Section 10 du Comité National.

Lauréat en 2008 de la **Médaille de Bronze du CNRS** pour le département Sciences et Technologies de l'Information et de l'Ingénierie.

Activités en Recherche:

Physique des sources d'ions pour la propulsion spatiale

Phénomènes de transport dans les plasmas à basse pression

Spectroscopie laser dans les milieux plasmas

Management

Membre du GdR 3161 CNRS-CNES-Snecma-Universités *Propulsion par plasma dans l'espace*; responsable du thème *Innovations en propulsion par effet Hall*.

Coordinateur du projet international INTAS 8851 « Investigation of the influence of RF power input on performances and physical features of HETs » sur la période 2007-2009.

Membre élu du Conseil d'Administration de la Société Française de Physique et du bureau de la Division Plasma de la SFP.

Membre du Comité de Pilotage du Réseau des Plasmas Froids du CNRS

Correspondant de communication de l'unité jusqu'en 2008.

Membre du Conseil de Laboratoire.

Vice-président du bureau du groupe Région Centre de l'Association Aéronautique et Astronautique de France (AAAF).

EXPERIENCE POST-DOCTORALE

2002-2003

Poste d'ATER en section 60/61 à l'Université d'Orléans : chargé d'enseignements à la Faculté de Sciences et à l'Ecole Polytechnique de l'Université d'Orléans ;

Recherches menées au Laboratoire d'Aérothermique sur des jets supersoniques de plasma.

2001-2002

Stage d'études post-doctorales au Laboratoire d'Aérothermique dans le cadre du programme FAEPS de la Communauté Européenne : Etude d'écoulements raréfiés supersoniques de plasmas.

THESE DE DOCTORAT (PHD)

1997-2001

Doctorat de physique (PhD) mention Cum Laudeⁱ

Transport Phenomena in Plasma Expansions Containing Hydrogen: A laser spectroscopic study

sous la direction du Prof. D.C. Schram, Université de Technologie d'Eindhoven, Pays-Bas, groupe Equilibrium and Transport in Plasmas.

Service militaire effectué à Orléans d'octobre 1996 à août 1997.

DIPLOMES

- **1996 Diplôme d'ingénieur** de l'École Nationale Supérieur d'Ingénieurs (ENSI) de Limoges, Université de Limoges, Spécialité Traitements de Surface et Matériaux.
- **1996 Diplôme d'Études Approfondies** (DEA) de la faculté de Physique de l'Université de Limoges, (mention AB),
 Option Matériaux Céramiques et Traitements de Surface
- 1993 Diplôme Universitaire de Technologie (DUT), Institut Universitaire de Technologie, département Mesures Physiques, Université de Limoges, Option Matériaux et Contrôles Physico-Chimiques
- 1993 Baccalauréat C: Mathématiques, Physique, Chimie et Informatique, lycée Gay-Lussac, Limoges.

PUBLICATIONS ET CONFERENCES

- 34 Articles dans des revues internationales à comité de lecture
- **58** Actes de congrès
- 7 Articles dans des ouvrages scientifiques
- 15 Articles de vulgarisation scientifique
- **14** Rapports de contrat

Participation à 33 Congrès internationaux et 10 congrès nationaux

Orateur dans 3 conférences destinées au grand-public.

ⁱ La mention *Cum Laude* est la seule mention existante aux Pays-Bas. Elle est attribuée à 5% des thèses.

LISTE DES PUBLICATIONS

JOURNAUX A COMITE DE LECTURE

- 1 Anomalous atomic hydrogen shock wave pattern in a supersonic plasma jet.
- S. Mazouffre, M.G.H. Boogaarts, J.A.M van der Mullen, D.C. Schram, Phys. Rev. Lett. **84**, 2622 (2000).
- **2** A time-resolved experimental and computational study of two-photon LIF in a hydrogen plasma.
- H.W.P. van der Heijden, M.G.H. Boogaarts, S. Mazouffre, J.A.M van der Mullen, D.C. Schram, Phys. Rev. E **61**, 4402 (2000).
- **3** Density and temperature of N atoms in the afterglow of a microwave discharge measured by a two photon laser induced fluorescence technique.
- S. Mazouffre, C. Foissac, P. Supiot, P. Vankan, R. Engeln, D.C. Schram, N. Sadeghi, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 168 (2001).
- **4** *Transport of ground-state hydrogen atoms in a plasma expansion.*
- S. Mazouffre, M.G.H. Boogaarts, I.S.J. Bakker, P. Vankan, R. Engeln, D.C. Schram, Phys. Rev. E **64**, 016411 (2001).
- **5** *Influence of surface chemistry on the transport of H atoms in a supersonic hydrogen plasma jet.*
- S. Mazouffre, P. Vankan, R. Engeln, D.C. Schram, Phys. Plasmas 8, 3824 (2001).
- **6** Behavior of the H atom velocity distribution function within the shock wave of a hydrogen plasma jet.
- S. Mazouffre, P. Vankan, R. Engeln, D.C. Schram, Phys. Rev. E **64**, 066405 (2001).
- 7 Flow dynamics and invasion by background gas of a supersonically expanding thermal plasma.
- R. Engeln, S. Mazouffre, P. Vankan, D.C. Schram, N. Sadeghi, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 595 (2001).
- **8** Quantitative two-photon LIF measurements of atomic hydrogen densities, temperatures, and velocities in an expanding thermal plasma.
- M.G.H. Boogaarts, S. Mazouffre, G.J. Brinkman, H.W.P. van der Heijden, P. Vankan, J.A.M. van der Mullen, D.C. Schram, Rev. Sci. Instrum. **73**, 73 (2002).
- **9** Wall-association processes in expanding thermal hydrogen plasmas.
- S. Mazouffre, P. Vankan, W.M.M. Kessels, R. Engeln, M.C.M. van de Sanden, D.C. Schram, IEEE Trans. Plasma Sci. **30**, 146 (2002).

- **10** *Plasma expansion: fundamentals and applications.*
- R. Engeln, S. Mazouffre, P. Vankan, I. Bakker, D.C. Schram, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, A100 (2002).
- **11** Absolute density measurements of the plasma activated catalitic production of amonia.
- R. Engeln, P. Vankan, T. Rutten, S. Mazouffre, D.C. Schram, Appl. Phys. Lett. 81, 418 (2002).
- **12** Two-photon laser induced fluorescence spectroscopy performed on free nitrogen plasma jets.
- S. Mazouffre, I. Bakker, R. Engeln, P. Vankan, D.C. Schram, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, 439 (2002).
- **13** *Modeling of the radiative emission of a plasma surrounding a space probe entering Mars atmosphere.*
- M. Lino da Silva, V. lago, E. bedjanian, A. Lebéhot, S. Mazouffre, M. Dudeck, Z. Szymanski, P. Peradzynski, A. chikhaoui, P. Boubert, High Temp. Material Proc. 7, 115 (2003).
- **14** A vacuum UV laser induced fluorescence experiment for detection of rotationally and vibrationally excited H_2 .
- P. Vankan, S.B.S. Heil, S. Mazouffre, R. Engeln, D.C. Schram, Rev. Sci. Instrum. 75, 996 (2004).
- **15** Examination of the regular reflexion phenomenon in a rarefied supersonic plasma flow.
- S. Mazouffre, E. Pawelec, V. Caubet-Hilloutou, J.-C. Lengrand, Phys. Plasmas 12, 012323 (2005).
- **16** CCD images of Hall effect thruster plume dynamics after ultra-fast current ignition.
- V. Vial, S. Mazouffre, M. Prioul, D. Pagnon, A. Bouchoule, IEEE Trans. Plasma. Sci. **33**, 524 (2005).
- **17** *Inflow and shock formation in supersonic rarefied plasma expansions.*
- P. Vankan, S. Mazouffre, D.C. Schram, R. Engeln, Phys. Plasma 12, 102303 (2005).
- **18** Spectral analysis of Hall effect thruster plasma oscillations based on the Empirical Mode Decomposition.
- J. Kurzyna, S. Mazouffre, A. Lazurenko, L. Albarède, G. Bonhomme, K. Makowski, M. Dudeck, Z. Peradzyński, Phys. Plasmas 12, 123506 (2005).
- **19** Low-frequency electron dynamics in the near field of a Hall effect thruster. L. Albarède, S. Mazouffre, A. Bouchoule, M. Dudeck, Phys. Plasmas **13**, 063505 (2006).
- **20** A Fabry-Pérot spectroscopy study on ion flow features in a Hall effect thruster. D. Gawron, S. Mazouffre, C. Boniface, Plasma Sources Sci. Technol. **15**, 757 (2006).

- **21** Anomalous cross field electron transport in a Hall effect thruster.
- C. Boniface, L. Garrigues, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, D. Gawron, S. Mazouffre, Appl. Phys. Lett. **89**, 161503 (2006).
- **22** A calibrated infrared imaging study on the steady state thermal behavior of Hall effect thrusters.
- S. Mazouffre, P. Echegut, M. Dudeck, Plasma Sources Sci. Technol. 15, 13 (2006).
- **23** Examination of plasma-wall interactions in Hall effect thrusters by means of calibrated thermal imaging.
- S. Mazouffre, J. Pérez Luna, K. Dannenmayer, J. Appl. Phys. 102, 023304 (2007).
- **24** Fabry-Pérot lineshape analysis in an optically thick expanding plasma.
- E. Pawelec, V. Caubet-Hilloutou, S. Mazouffre, Plasma Sources Sci. Technol. **16**, 635 (2007).
- **25** Influence of magnetic field and discharge voltage on the acceleration layer features in a Hall effect thruster.
- D. Gawron, S. Mazouffre, N. Sadeghi, A. Héron, Plasma Sources Sci. Technol. 17, 025001 (2008).
- **26** Dispersion relation of high-frequency plasma oscillations in Hall thrusters.
- A. Lazurenko, G. Coduti, S. Mazouffre, G. Bonhomme, Phys. Plasmas 15, 034502 (2008).
- **27** Xe^+ ion transport in the crossed-field discharge of a 5 kW-class Hall effect thruster.
- S. Mazouffre, D. Gawron, V. Kulaev, N. Sadeghi, IEEE Trans. Plasma Sciences 36, 1967 (2008)
- **28** *Physics, simulation, and diagnostics of Hall effect thrusters.*
- J.C. Adam, J.P. Boeuf, N. Dubuit, M. Dudeck, L. Garrigues, D. Gresillon, A. Héron, G. Hagelaar, V. Kulaev, N. Lemoine, S. Mazouffre, J. Perez Luna, V. Pisarev, S. Tsikata, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 124041 (2008)
- **29** Sizing of Hall effect thrusters with input power and thrust level: An empirical approach.
- K. Dannenmayer, S. Mazouffre, J. Tech. Phys. 49, 231 (2008)
- **30** Current and plasma oscillation characterization in a PPS® X000 Hall effect thruster. J. Kurzyna, K. Makowski, Z. Peradzyński, A. Lazurenko, S. Mazouffre, G. Coduti, M. Dudeck, J. Tech. Phys. **49**, 267 (2008)
- **31** Metastable oxygen atom velocity and temperature in supersonic CO_2 plasma expansions
- S. Mazouffre, E. Pawelec, J. Phys. D: Appl. Physics **42**, 015203 (2009)
- **32** A time-resolved LIF study on the ion velocity distribution function in a Hall thruster after a fast current disruption
- S. Mazouffre, D. Gawron, N. Sadeghi, Phys. Plasmas 16, 043504 (2009)

- **33** Ion diagnostics of a discharge in crossed electric and magnetic fields for electric propulsion
- S. Mazouffre, V. Kulaev, J. Pérez-Luna, Plasma Sources Sci. Technol. **18**, 034022 (2009)
- **34** Empirical electron cross-field mobility in a Hall effect thruster
- L. Garrigues, J. Pérez-Luna, J. Lo, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, S. Mazouffre, Appl. Phys. Lett (2009), à paraître.

CHAPITRES D'OUVRAGES SCIENTIFIQUES

- 1 Transport of neutral atomic hydrogen in a supersonic plasma jet.
- S. Mazouffre, M.G.H. Boogaarts, J.A.M. van der Mullen, D.C. Schram, Heat and Mass transfer under Plasma Conditions, edité par P. Fauchais, J. van der Mullen, and J. Heberlein, Annals of the New York Academy of Sciences **891**, p. 348 (1999).
- **2** Transport of atomic radicals in expanding plasmas: a laser spectroscopy study.
- S. Mazouffre, R. Engeln, M.G.H. Boogaarts, J.A.M. van der Mullen, D.C. Schram, Progress in Plasma Processing of Material, édité par P. Fauchais, Begell House, New York, p. 83 (2001).
- **3** *The physics of plasma expansions.*
- D.C. Schram, S. Mazouffre, R. Engeln, M.C.M. van de Sanden, Atomic and Molecular Beams, édité par R. Campargue, Springer, New York, p. 209 (2001).
- **4** Doppler-free spectroscopy measurements of isotope shifts and hyperfine components of near infrared xenon lines.
- S. Mazouffre, E. Pawelec, N. Tran Bich, N. Sadeghi, AIP Conference Proceedings, édité par M. J. Sadowski, M. Dudeck, H-J. Hartfuss, E. Pawelec, American Institute of Physics, vol. **812**, p. 457 (2006).
- **5** A laser spectroscopic study on Xe^+ ion transport phenomena in the $E \times B$ discharge of a Hall effect thruster.
- S. Mazouffre, D. Gawron, V. Kulaev, J. Pérez-Luna, N. Sadeghi, AIP Conference Proceedings, édité par H-J. Hartfuss, M. Dudeck, J. Musielok, M. J. Sadowski, American Institute of Physics, vol. **993**, p. 447 (2007).
- **6** Spectroscopie de fluorescence induite par diodes laser : Application au diagnostic des plasmas.
- S. Mazouffre, Plasmas Froids, Plasmas Froids: Systèmes d'analyse, Modélisation et Rayonnement, Publications MRCT du CNRS, p. 67 (2009).
- 7 Un capteur de flux d'énergie dans les plasmas
- A.-L. Thomann, N. Semmar, R. Dussart, L. Bedra, J. Mathias, Y. Tessier, S. Mazouffre, Plasmas Froids: Systèmes d'analyse, Modélisation et Rayonnement, Publications MRCT du CNRS, p. 97 (2009).

ARTICLES DE VULGARISATION

- 1 En route vers Mars...
- S. Mazouffre, Microscoop 12 (hors-série), p. 34-35 (octobre 2003).
- 2 Les interactions de la décharge avec les céramiques.
- S. Mazouffre, S. Barral, Lettre SPI, N° spécial « La propulsion à plasma », p. 26-27 (2004).
- **3** *Des plasmas pour une combustion plus efficace.*
- J-P. Martin, S. Mazouffre, Microscoop 13 (hors-série), p. 38-39 (octobre 2004).
- 4 Labo en direct : L'Aérothermique.
- C. Fougère, J-P. Martin, S. Mazouffre, A-L. Thomann, Microscoop **46**, p. 6-9 (janvier 2005).
- **5** Le CNRS étudie des propulseurs à plasma destinés aux satellites.
- J. M. Scheider, S. Mazouffre, La République du Centre, 6 septembre 2005.
- **6** De la Terre à la Lune... grâce à l'électricité.
- S. Mazouffre, M. Dudeck, Microscoop 14 (hors-série), p. 18-21 (octobre 2005).
- 7 Des plasmas pour voyager dans l'espace.
- S. Mazouffre, M. Dudeck, Covalence **59**, p. 4-5 (avril 2006).
- **8** *PIVOINE-2G*, la fine fleur de la propulsion.
- S. Mazouffre, Microscoop **51**, p. 19 (janvier 2007).
- **9** *Un nouveau défi pour la propulsion spatiale à plasma : la forte puissance.*
- S. Mazouffre, Microscoop **52**, p. 8-9 (avril 2007).
- **10** La propulsion électrique pour les missions spatiales.
- A. Bouchoule, M. Dudeck, S. Mazouffe, O. Duchemin, Lettre AAAF n° 6, p. 11-16 (juin 2007).
- **11** Au CNRS, Icare défie le soleil en franchissant la porte des étoiles.
- G. Chantepie, La République du Centre p. 4 (12 juillet 2007).
- 12 La propulsion dans l'espace dopée par les moteurs à plasma du futur.
- P. Le Hir, Le Monde, p. 6 (13 juillet 2007).
- 13 Les propulseurs à plasma : Une technologie spatiale d'avant-garde.
- S. Mazouffre, Reflets de la Physique, Revue de la Société Française de Physique, n° **14**, p. 15-19 (mai 2009).
- **14** Les moteurs à plasma pour les satellites de télécommunications.
- M. Dudeck, S. Mazouffre, S. Zurbach, D. Arrat, S. Barral, J. Kurzyna, K. Makowski, Z. Peradzyński, P. Rybka, K. Mosyński, E. Pawelec, Annales du centre scientifique de l'Académie Polonaise des sciences à Paris, Vol. **11**, p.77-90 (2009).

- **15** Optimisation et stabilisation des rendez-vous spatiaux
- A. Bioget, M. Dudeck, B. El Mabsout, S. Mazouffre, Découverte, Revue du Palais de la Découverte (2009), à paraître.

ACTES DE CONGRES

- **1** LIF monitoring of atomic H and N in expanding plasmas produced by a cascaded arc.
- G.J. Brinkman, S. Mazouffre, H.F. Döbele, M.G.H. Boogaarts, J.A.M. van der Mullen, D.C. Schram, 2nd Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics Conference, Bad Honnef, Germany, p. 97 (1997).
- **2** Laser induced fluorescence monitoring of atomic H and N in expanding plasmas produced by a cascaded arc.
- M.G.H. Boogaarts, G.J. Brinkman, S. Mazouffre, H.F. Döbele J.A.M. van der Mullen, D.C. Schram, 13th International Symposium on Plasma Chemistry, Beijing, China, p. 529 (1997).
- **3** Laser induced fluorescence monitoring of atomic hydrogen densities and velocities in an expanding cascaded arc plasma.
- M.G.H. Boogaarts, G.J. Brinkman, H.W.P. van der Heijden, P. Vankan, S. Mazouffre, J.A.M. van der Mullen, D.C. Schram, H.F. Döbele, 8th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics, Doorwerth, The Netherlands, p. 109 (1997).
- **4** A 2-photon LIF study on the expansion behaviour of a plasma beam generated from an Ar-H₂ mixture.
- S. Mazouffre, M.G.H. Boogaarts, I.S.J. Bakker, J.A.M. van der Mullen, D.C. Schram, 3rd Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics Conference, Saillon, Switzerland, p. 265 (1999).
- **5** A two-photon LIF study on the transport of atomic radicals in a supersonic plasma jet.
- S. Mazouffre, M.G.H. Boogaarts, R. Engeln, J.A.M. van der Mullen, D.C. Schram, 9th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics, Lake-Tahoe, California, USA, p. 320 (1999).
- **6** *Laser-aided diagnostics and the physics of plasma expansion.*
- D.C. Schram, S. Mazouffre, M.G.H. Boogaarts, R. Engeln, M.C.M. van de Sanden, R.F.G. Meulenbroeks, J.A.M. van der Mullen, 9th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics, Lake-Tahoe, California, USA, p. 364 (1999).
- **7** *In-flux and mixing of ambient gas in the supersonic domain of an expanding plasma jet.*
- R. Engeln, S. Mazouffre, N. Sadeghi, D.C. Schram, 15th Europhysics Conference on Atomic & Molecular Physics of Ionized Gases, Miskolc-Lillafüred, Hungary, p. 312 (2000).
- **8** *Transport of particles in plasma expansion: a laser spectroscopic study.*
- S. Mazouffre, M.G.H. Boogaarts, R. Engeln, D.C. Schram, 53rd Gaseous Electronics Conference, Houston, USA, p. 60 (2000)

- **9** Two-photon laser induced fluorescence spectroscopy: a powerful diagnostic tool to monitor ground-state atom properties in a plasma environment.
- S. Mazouffre, R. Engeln, P. Vankan, and D.C. Schram, 4th Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics Conference, Kerkrade, The Netherlands, p. 100 (2001).
- **10** Transport of H and H_2 in an expanding hydrogen plasma.
- P. Vankan, S. Mazouffre, R. Engeln, and D.C. Schram, 4th Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics Conference, Kerkrade, The Netherlands, p. 181 (2001).
- 11 Short Lived Afterglow of nitrogen microwave discharges revisited.
- N. Sadeghi, A. Campargue, C. Foissac, P. Supiot, S. Mazouffre, R. Engeln, and D.C. Schram, 25th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Nagoya, Japan, p. 100 (2001).
- **12** Non-equilibrium motion in a plasma shock wave: a LIF study on the velocity distribution in plasma expansions.
- S. Mazouffre, P. Vankan, I. Bakker, R. Engeln, and D.C. Schram, 10th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics, Fukuoka, Japan, p. 424 (2001).
- **13** *Interaction between free plasma jets and surfaces: from transport phenomena to molecule generation.*
- S. Mazouffre, R. Engeln, P. Vankan, D.C. Schram, V. Lago, and M. Dudeck, 16th European Conference on Atomic & Molecular Physics of Ionized Gases, Grenoble, France, vol. 2 p. 27 (2002).
- **14** *Density evolution of atoms and atomic radicals in plasma expansions.*
- R. Engeln, S. Mazouffre, P. Vankan, and D.C. Schram, 23rd Rarefied Gas Dynamics Symposium, Whistler, Canada, cd16-1 (2002).
- **15** Supersonic plasma expansion in a low pressure chamber: continuum fluid mechanics versus DSMC method.
- S.E. Selezneva, M.I. Boulos, M.C.M. van de Sanden, R. Engeln, S. Mazouffre and D.C. Schram, 23rd Rarefied Gas Dynamics Symposium, Whistler, Canada (2002).
- **16** Laser sustained plasma in the flow field of a sonic nozzle.

Lebéhot, V. Lago, S. Mazouffre, M. Dudeck,

Euromech Colloquium 440, Marseille, France p. 161 (2002).

- **17** *Martian plasma: arc-jet experiments and the SESAM simulation tool.*
- M. Lino da Silva, V. Lago, S. Mazouffre, A. Lebéhot, M. Dudeck, A. Chikhaoui, P. Boubert, EuroMech Colloquium 440, Marseille, France p. 165 (2002).
- **18** Plasma formation during high speed flights in upper layers of the Earth's atmosphere.
- S. Mazouffre, V. Lago, M. Lino da Silva, M. Dudeck, E. Pawelec, AIAA paper **02-5272** (2002).

- **19** *Temperature of xenon atoms in a Stationary Plasma Thruster.*
- S. Mazouffre, D. Pagon, P. Lasgorseix, M. Touzeau, 28th International Electric Propulsion Conference, Toulouse, France, paper **283** (2003).
- **20** A LIF study on the 823.2 nm Xe transition in a magnetic field: application to Xe atom temperature measurement in a plasma thruster.
- S. Mazouffre, D. Pagnon, A. Bouchoule, 11th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics, Les Houches, France (2003).
- **21** A LIF study on the velocity distribution of xenon ions in a Hall thruster: Insights into time averaged and time resolved measurements.
- J. Bonnet, S. Mazouffre, M. Prioul, N. Sadeghi, V. Vial, A. Bouchoule, 11th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics, Les Houches, France (2003).
- **22** *Operating characteristics of the SR5 hypersonic plasma wind-tunnel.*
- S. Mazouffre, V. Caubet-Hilloutou, M. Dudeck, E. Pawelec, International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry, Lisbon, Portugal, ESA Proceedings **SP-533**, 47 (2003).
- **23** Fluid mechanics calculations as a support tool for experimental investigations using the SR5 wind-tunnel.
- M. Lino da Silva, T. Alexandrova, S. Mazouffre, M. Dudeck, R. Reis, J.C.F. Pereira, International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry, Lisbon, Portugal, ESA Proceedings **SP-533**, 63 (2003).
- **24** Experimental investigation of the flow properties of rarefied hypersonic plasma jets.
- Fabry-Pérot Interferometry and Laser Induced Fluorescence -
- S. Mazouffre, E. Pawelec, V. Caubet-Hilloutou, M. Dudeck, AIAA paper **03-3747** (2003).
- **25** Plasma induced erosion phenomena in a Hall thruster.
- S. Mazouffre, F. Dubois, L. Albarède, D. Pagnon, M. Touzeau, M. Dudeck, IEEE Conference Proceedings 03EX743, Recent Advances in Space Technologies, p. 69-74 (2003).
- **26** Examination of Hall thruster Xe ion flow features by means of Fabry-Pérot interferometry.
- S. Mazouffre, P. Lasgorceix, N. Claire, D. Pagnon, 4th International Spacecraft Propulsion Conference, Sardina, Italy, ESA Proceedings **SP-555**, 13 (2004).
- **27** *Lessons learned from infrared thermal imaging of Hall effect thrusters.*
- S. Mazouffre, P. Echegut, F. Dubois, M. Dudeck, 4th International Spacecraft Propulsion Conference, Sardina, Italy, ESA Proceedings **SP-555**, 26 (2004).
- **28** Use of the Empirical Mode Decomposition method to analyse plasma oscillations in a Hall effect thruster.
- J. Kurzyna, K. Makowski, Z. Peradzyński, L. Albarède, S. Mazouffre, M. Dudeck, 2nd German-polish Conference on Plasma Diagnostics for Fusion and Applications, Cracow, Poland (2004).

- **29** Two ways to evaluate the Xe⁺ ion flow velocity in a Hall thruster: Fabry-Pérot interferometry and LIF spectroscopy.
- S. Mazouffre, D. Pagnon, J. Bonnet, AIAA paper **04-3949** (2004).
- **30** *Insights into high- and low-frequency dynamics in Hall thrusters*
- A. Lazurenko, V. Vial, A. Bouchoule, L. Albarède, S. Mazouffre, M. Dudeck, Asian Joint Conference on Propulsion and Power, Fukuoka, Japan (2005).
- **31** Time-resolved LIF study on xenon plasma decay after fast interruption: Applications to Hall effect thruster.
- D. Gawron, S. Mazouffre, N. Sadeghi, T. Gibert, A. Bouchoule, 6th Workshop on Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics, Les Houches, France (2005)
- **32** *Measurements of isotopic shifts and hyperfine components of near-infrared spectral lines in xenon and krypton based on Lamb-dip saturation spectroscopy.*
- S. Mazouffre, N. Sadeghi, 6th Workshop on Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics, Les Houches, France (2005)
- **33** Spectroscopic study of Xe I and Xe II emission lines in an UHF discharge: A useful tool for OES and LIF investigation of Hall effect thruster.
- A. Bouchoule, T. Gibert, S. Mazouffre, XXVIIth International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Eindhoven, The Netherlands (2005).
- **34** *Recent advances in dual-mode Hall effect thruster development.*
- A. Lazurenko, S. Mazouffre, M. Prioul, O. Duchemin, D. Arrat, M. Dudeck, IEEE Conference Proceedings 05EX1011, Recent Advances in Space Technologies, p. 339-343 (2005).
- **35** Hall effect thruster with an AlN chamber.
- S. Barral, Y. Jayet, E. Véron, S. Mazouffre, P. Echegut, M. Dudeck, International Conference PLASMA 2005 on Research and Applications of Plasmas, Opole, Poland (2005); AIP Conference Proceedings, American Institute of Physics, vol. **812**, p. 427-430 (2006).
- **36** Search for frequency content of Hall effect thruster plasma instabilities with the Hilbert-Huang transform.
- J. Kurzyna, K. Makowski, A. Lazurenko, S. Mazouffre, M. Dudeck, G. Bonhomme, Z. Peradzyński, International Conference PLASMA 2005 on Research and Applications of Plasmas, Opole, Poland (2005); AIP Conference Proceedings, American Institute of Physics, vol. **812**, p. 411-414 (2006).
- **37** An infrared thermography study on the thermal load experienced by a high power Hall effect thruster.
- S. Mazouffre, J. Perez Luna, D. Gawron, P. Echegut, M. Dudeck, 29th International Electric Propulsion Conference, Princeton, NJ, paper **63** (2005).
- **38** Parametric study on the acceleration layer in a high power Hall effect thruster by Fabry-Pérot spectroscopy.
- D. Gawron, S. Mazouffre, C. Boniface, 29th International Electric Propulsion Conference, Princeton, NJ, paper **144** (2005).

- **39** Characterization of Hall effect thruster plasma oscillations based on the Hilbert-Huang transform.
- G. Bonhomme, J. Kurzyna, S. Mazouffre, L. Albarède, C. Enjolras, M. Dudeck, 29th International Electric Propulsion Conference, Princeton, NJ, paper **46** (2005).
- **40** Potentiel distribution in the near field of a Hall effect thruster: A laser spectroscopy study.
- S. Mazouffre, D. Gawron, N. Sadeghi, 18th European Conference on Atomic & Molecular Physics of Ionized Gases, Lecce, Italy (2006).
- **41** Examination of Hall effect thruster acceleration layer characteristics by laser spectroscopy and retarding potential analyzer.
- D. Gawron, S. Mazouffre, L. Albarède, N. Sadeghi, AIAA paper **06-4473** (2006).
- **42** Expanding frontiers: Towards high power Hall effect thrusters for interplanetary journeys.
- S. Mazouffre, A. Lazurenko, P. Lasgorceix, M. Dudeck, S. d'Escrivan, O. Duchemin, 7th International Symposium on Launcher Technologies, Barcelona, Spain, paper **O-25** (2007).
- **43** *Metastable oxygen atom velocity and temperature in expanding CO_2 plasma jets.*
- S. Mazouffre, E. Pawelec, 28th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Prague, Czech Republic, paper **4P06-08** (2007).
- **44** A novel approach for assessing the electron transport properties in plasma thrusters.
- G. Coduti, A. Lazurenko, C. Cavoit, V. Krasnosselskikh, S. Mazouffre, 28th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Prague, Czech Republic, paper **1P01-17** (2007)
- **45** Global evaluation and direct measurement of the energy transfer between an ICP argon plasma and a surface.
- R. Dussart, A.-L. Thomann, N. Semmar, L.E. Pichon, J.-F. Lagrange, J. Mathias, S. Mazouffre, 18th International Symposium on Plasma Chemistry, Kyoto, Japan (2007).
- **46** Performance and physical characteristics of a 5 kW-class Hall effect thruster for space missions.
- S. Mazouffre, D. Gawron, A. Lazurenko, M. Dudeck, S. d'Escrivan, O. Duchemin, 2nd European Conference for Aerospace Sciences, Brussels, Belgium, paper **234** (2007).
- **47** A laser spectroscopic study on Xe^+ ion transport phenomena in a 5 kW-class Hall effect thruster.
- S. Mazouffre, D. Gawron, V. Kulaev, N. Sadeghi, 30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy, paper **160** (2007).
- **48** Characterization of High Frequency plasma oscillations in a Hall effect thruster. G. Bonhomme, N. Lemoine, F. Brochard, A. Lazurenko, S. Mazouffre, M. Dudeck, 30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy, paper **247** (2007).

- **49** Investigation of electron transport properties in Hall thrusters through measurements of magnetic field fluctuations.
- G. Coduti, A. Lazurenko, S. Mazouffre, M. Dudeck, T. Dudock De Wit, C. Cavoit, V. Krasnoselskikh, A. Bouchoule, 30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy, paper **143** (2007).
- **50** Examination of the Xe^+ ion velocity distribution functions in a high power Hall effect thruster.
- V. Kulaev, S. Mazouffre, D. Gawron, N. Sadeghi, 5th International Spacecraft Propulsion Conference, Heraklion, Crête, paper **42_051** (2008).
- **51** Diagnostics of a discharge in crossed electric and magnetic fields for electric propulsion.
- S. Mazouffre, V. Kulaev, D. Gawron, N. Sadeghi, 19th Europhysics Conference on the Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, Granada, Spain, paper **T03** (2008).
- **52** Supplying the discharge of a Hall effect thruster with RF power: A novel approach to enhance thruster performances.
- S. Mazouffre, M. Dudeck, E. Kralkina, V. Pavlov, A. Rukhadze, K. Vavilin, A. Alexandrov, V. Savinov, V. Tarakanov, V. Kim, V.Kozlov, A. Skrylnikov, A. Bugrova, G. Bugrov, V. Kharchevnikov, A. Lipatov, A. Desyatskov, G. Kroesen, S. d'Escrivan, S. Zurbach, 5th International Spacecraft Propulsion Conference, Heraklion, Crête, paper **42_068** (2008).
- **53** Elementary scaling laws for the design of low and high power Hall effect thrusters. K. Dannenmayer, S. Mazouffre, 3rd European Conference for Aerospace Sciences, Versailles, France, paper **53** (2009).
- **54** *Determination of the axial electron mobility profile in the PPSX000 thruster.*
- L. Garrigues, J. Pérez-Luna, J. Lo, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, S. Mazouffre, 31st International Electric Propulsion Conference, Ann Arbor, Michigan, paper **082** (2009).
- **55** Elementary scaling laws for sizing up and down Hall effect thrusters: Impact of symplifying assumptions.
- K. Dannenmayer, S. Mazouffre, 31st International Electric Propulsion Conference, Ann Arbor, Michigan, paper **077** (2009).
- **56** Examination of the temporal characteristics of electric field in a Hall effect thruster using a photon-counting technique.
- G. Bourgeois, S. Mazouffre, 31st International Electric Propulsion Conference, Ann Arbor, Michigan, paper **111** (2009).
- 57 Plasma Propulsion with electronegative gases
- A. Aanesland, L. Popelier, G. Leray, P. Chabert, S. Mazouffre, D. Gerst, 31st International Electric Propulsion Conference, Ann Arbor, Michigan, paper **01** (2009).
- **58** Electric probe measurements of plasma oscillations in the 100-500 kHz range within the discharge of the $PPS^{\otimes}X000$ Hall thruster
- J. Kurzyna, S. Mazouffre, V. Kulaev, 31st International Electric Propulsion Conference, Ann Arbor, Michigan, paper **101** (2009).

CONFERENCES ET CONGRES

CONGRES INTERNATIONAUX

1 Time-resolved fluorescence study of the electron dynamics in an expanding argon plasma.

Gordon Research Conference on Plasma Processing Science Tilton, New Hampshire, USA (9-14 Août 1998). [Affiche]

2 A 2-photon LIF study on the transport of atomic hydrogen in an expanding $Ar-H_2$ plasma jet.

1st Euroregional Workshop on Low Temperature Plasma Physics, Kerkrade, The Netherlands (Nov. 1998).

3 A 2-photon LIF study on the expansion behaviour of a plasma beam generated from an Ar-H₂ mixture.

3rd Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics Conference Saillon, Zwitserland (15-19 Fév. 1999). [Affiche]

4 Transport of neutral atomic hydrogen in a supersonic plasma jet. 2nd International Symposium on Heat and Mass Transfer under Plasma Conditions, Antalya, Turkey (18-23 Avril 1999).

5 A 2-photon LIF study on the transport of atomic radicals in a supersonic plasma jet. 9th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics Symposium Lake Tahoe, California, USA (26 Sept. – 1er Oct 1999). [Affiche]

6 The Physics of Plasma Expansion. 2nd Euroregional Workshop on Low Temperature Plasma Physics, Kerkrade, The Netherlands (Déc. 1999).

7 Transport of atomic radicals in expanding plasmas: a laser spectroscopy study. 6th European Thermal Plasma Processes Conference, Strasbourg, France (30 Mai – 2 Juin 2000).

8 *Transport of particles in plasma expansion: a laser spectroscopic study.* 53rd Gaseous Electronics Conference, Houston, Texas, USA (24-27 Oct. 2000).

9 *Transport of H atoms in an expanding hydrogen plasma*. 3rd Euroregional Workshop on Low Temperature Plasma Physics Kerkrade, The Netherlands (Nov. 2000). [Affiche]

10 Transport of H atoms and H_2 molecules in a weakly ionized hydrogen plasma expansion.

2nd Euroconference: Hypersonic and Aerothermic Flows and Shocks, and Lasers Meudon, France (Mai 2001). [Affiche]

11 *Transport of H and H*₂ *in an expanding hydrogen plasma*. 4th Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics Conference, Kerkrade, The Netherlands (25-29 Mars 2001).

12 Non-equilibrium motion in a plasma shock wave: a LIF study on the velocity distribution in plasma expansions.

10th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics Symposium, Fukuoka, Japan (24-28 Sept. 2001).

13 *Interaction between free plasma jets and surfaces: from transport phenomena to molecule generation.*

16th Europhysics Conference on Atomic & Molecular Physics of Ionized Gases, Grenoble, France (14-18 Juil. 2002).

14 Plasma formation during high speed flights in upper layers of the Earth's atmosphere.

11th AIAA/AAAF Int. Conference on Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies, Orléans, France (29 Sept. – 4 Oct. 2002).

15 *Temperature of neutral xenon atoms in a Stationary Plasma Thruster.*

28th International Electric Propulsion Conference,

Toulouse, France (17-21 Mars 2003).

16 Study of the flow dynamics of a hypersonic plasma jet.

4ème Séminaire Franco-Polonais sur les Plasmas Thermiques dans l'Espace et en Laboratoire,

Bourges, France (16-19 Juin 2003).

17 Experimental investigation of the flow properties of rarefied hypersonic plasma jets.

34th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference,

Orlando, Florida, USA (23-26 Juin 2003).

18 A LIF study on the 823.2 nm Xe transition in a magnetic field: application to Xe atom temperature measurement in a plasma thruster.

11th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics Symposium Les Houches, France (28 Sept. – 2 Oct. 2003). [Affiche]

19 *Hall propulsion for space mission: an overview.*

1st International Conference on Recent Advances in Space Technologies, Istanbul, Turkey (20-22 Nov. 2003).

20 Examination of Hall thruster Xe ion flow features by means of Fabry-Pérot interferometry.

Lessons learned from infrared thermal imaging of a Hall thruster.

4th International Spacecraft Propulsion Conference (ESA conference),

Sardina, Italy (2-9 Juin 2004).

21 *Time-resolved analysis of Hall effect thruster radiations : New insights into heavy particle transport phenomena.*

APS meeting, 46th Annual metting of the Division of Plasma Physics, Savannah, GA, USA (15-19 Nov. 2004).

22 Measurements of isotopic shifts and hyperfine components of near-infrared spectral lines in xenon and krypton based on Lamb-dip saturation spectroscopy. 6th Workshop on Frontiers in Low Temperature Plasma Diagnostics, Les Houches, France (17-21 Avril 2005).

23 European Workshop on Electric Propulsion Flight Experiences Villa Marigola, Lerici, Italy (1-2 Sept. 2005)

24 An infrared thermography study on the thermal load experienced by a high power Hall effect thruster.

Parametric study on the acceleration layer in a high power Hall effect thruster by Fabry-Pérot spectroscopy.

29th International Electric Propulsion Conference,

Princeton University, NJ (31Oct. – 4 Nov. 2005).

25 Potentiel distribution in the near field of a Hall effect thruster: A laser spectroscopy study.

18th European Conference on Atomic & Molecular Physics of Ionized Gases, Lecce, Italy (12-16 Juil. 2006). [Affiche]

26 Expanding frontiers: Towards high power Hall effect thrusters for interplanetary journeys.

7th International Symposium on Launcher Technologies.

Barcelona, Spain (2-5 Avril 2007).

27 Recent advances in the physics of high power hall effect thruster: Spatial and temporal characteristics of the Xe^+ ion velocity distribution funtions.

34th European Physical Society Conference on Plasma Physics,

Warsaw, Poland (2-6 Juil. 2007). [Conférence invitée]

28 A laser spectroscopic study on Xe^+ ion transport phenomena in a 5 kW-class Hall effect thruster.

30th International Electric Propulsion Conference,

Florence, Italy (17-20 Sept. 2007).

29 A laser spectroscopic study on Xe^+ ion transport phenomena in the $E \times B$ discharge of a Hall effect thruster.

PLASMA 2007 – Int. Conference on Research and Applications of Plasmas, Greifswald, Germany (16-19 Oct. 2007). [Conférence invitée]

30 Supplying the discharge of a Hall effect thruster with RF power: A novel approach to enhance thruster performances.

5th International Spacecraft Propulsion Conference, Heraklion, Crête (5-8 Mai 2008).

31 Diagnostics of a discharge in crossed electric and magnetic fields for electric propulsion.

19th Europhysics Conference on the Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, Granada, Spain (15-19 Juil. 2008). [Conférence invitée]

32 Elementary scaling laws for the design of low and high power Hall effect thrusters. 3rd European Conference for Aerospace Sciences, Versailles, France, (6-9 Juil. 2009).

33 Examination of the temporal characteristics of electric field in a Hall effect thruster using a photon-counting technique.

31st International Electric Propulsion Conference,

Ann Arbor, Michigan, (20-24 Sept.2009).

CONGRES ET SEMINAIRES NATIONAUX

1 Evidence for in-flux and mixing of ambient gas in the supersonic part of an expanding plasma jet.

11th Plasma Physics and Radiation Technology Conference Lunteren, Pays-Bas (Mars 1998). [Affiche]

2 A LIF study on the expansion behaviour of a plasma jet generated from an $Ar-H_2$ mixture.

12th Plasma Physics and Radiation Technology Conference, Lunteren, Pays-Bas (Mars 1999).

3 Radical defocusing in plasma expansion.

A Vacuum-UV LIF setup to study the generation of molecules with high rovibrational excitation.

13th Plasma Physics and Radiation Technology Conference Lunteren, Pays-Bas (Mars 2000). [Affiche]

4 *Plasma physics and space exploration.*15th Plasma Physics and Radiation Technology Conference Lunteren, Pays-Bas (March 2002).

5 3ème Journées du Réseau des Plasma Froids Bonascre, France (17-20 Oct. 2004).

6 Atelier *Utilisation des diodes laser* Organisateur avec N. Sadeghi (Cours + TP) Sarcenas, France (16-18 Mars 2005) 7 4ème Journées du Réseau des Plasma Froids Bonascre, France (9-12 Oct. 2005).

8 6ème Journées du Réseau des Plasma Froids Bonascre, France (2-5 Oct. 2007). Intervenant: *Nouvelles spectroscopies laser*

9 Congrès de la Division Plasma de la SFP Paris, France (19-21 Mai 2008).

10 7ème Journées du Réseau des Plasma Froids Bonascre, France (29 Sept. - 2 Oct. 2009).

CONFERENCES « GRAND PUBLIC »

1 Les voyages interplanétaires de demain Fêtes de la Science, 16 octobre 2005, Laboratoire d'Aérothermique

2 Voyager vers Mars et au-delà. Les moteurs à plasma pour les missions interplanétaires de demain Fêtes de la Science, 15 octobre 2006, Université d'Orléans

3 La propulsion spatiale à plasma Muséum des Sciences Naturelles d'Orléans, 28 novembre 2006

COLLABORATIONS

AVEC DES EQUIPES FRANÇAISES

Il s'agit de travaux et d'études effectués en dehors du cadre défini par le GdR et par le projet ANR Teliopeh.

N. Sadeghi, LSP à Grenoble

Depuis 2006, je travaille avec N. Sadeghi à la détermination de la structure isotopique et hyperfine de transitions optiques dans l'infrarouge proche (~800 nm) des atomes de xénon et krypton par spectroscopie laser non-linéaire sans effet Doppler (spectroscopie de Lamb-dip).

Cette collaboration a été soutenue au départ par le Réseau des Plasmas Froids du CNRS dans le cadre d'une ITC.

N. Claire, LPIIM à Marseille

J'ai travaillé avec N. Claire sur la mesure de la FDV d'atomes d'argon excités au voisinage d'une surface conductrice flottante dans une source plasma multipolaire. Il s'agissait d'analyser l'effet des interactions plasma/surface sur les propriétés de la FDV atomique.

Cette collaboration a été soutenue par le Réseau des Plasmas Froids du CNRS dans le cadre d'une ITC.

A.-L. Thomann, R. Dussart, GREMI à Orléans

Au début de l'année 2007, j'ai travaillé avec A-L. Thomann et R. Dussart sur le bilan d'énergie d'un plasma d'argon produit dans un réacteur RF capacitif. Dans ce projet, j'ai mesuré la température d'atomes d'argon par spectroscopie d'absorption laser pour diverses puissances et pressions.

P. Chabert, A. Aanesland, L. Liard, LPP à l'Ecole Polytechnique

En décembre 2008 et janvier 2009, j'ai participé à des travaux sur une source RF helicon au LPP avec P. Chabert, L. Liard et A. Aanesland dans le cadre d'études sur le phénomène de dépeuplement en neutre. Il s'agissait de mesurer par spectroscopie de LIF la température d'atomes d'argon dans la chambre de diffusion d'un réacteur helicon perpendiculairement au champ magnétique. Les expériences révèlent une distribution en cloche et montrent que la température est homogène lorsque le champ magnétique est supprimé, i.e. lorsque le degré d'ionisation chute.

AVEC DES EQUIPES ETRANGERES

Académie des Sciences d'Hanoi

Dans le cadre des programmes de coopération de la DRI du CNRS, j'ai séjourné à Hanoi au printemps 2005 à l'*Institute of Physics and Electronics* de l'Académie des Sciences et des Technologies du Vietnam. Au cours de ce séjour, j'ai donné une série

de séminaires sur la physique des plasmas et la propulsion spatiale. J'ai également mis en place un système de décharge à plasma à basse pression destiné à l'enseignements sur la physique des plasmas.

En contrepartie, le Dr. N. Tran Bich a séjourné au Laboratoire au cours de l'été 2005 où elle a participé à des expériences de spectroscopie laser non linéaire.

Université d'Opole

Ma collaboration avec E. Pawelec, Maître de Conférence à l'Université d'Opole en Pologne, a débuté en 2003. Depuis, E. Pawelec vient régulièrement effectuer des séjours au laboratoire. La liste de nos travaux communs est longue : interférométrie de Fabry-Pérot et spectroscopie laser sur des plasmas supersoniques, étude de la structure de transitions optiques de l'atome Xe et de l'ion Xe⁺...

Russie

Je collabore avec les chercheurs des instituts RIAME et MIREA depuis 2004 et avec certains scientifiques du département de physique de l'Université d'état de Moscou depuis 2006. Les collaborations ont été initiées au cours de deux programmes INTAS financés par l'Union Européenne. La coopération devrait se poursuivre à l'avenir dans le cadre d'un projet sur les propulseurs hybrides Hall-RF mise en place via l'organisation ISTC.

IFPiLM à Varsovie

La collaboration avec S. Barral et J. Kurzyna de l'*Institut de Physique des Plasmas et de Fusion par Laser* a démarré en 2003, alors que je débutais dans le domaine de la propulsion électrique, et n'a jamais cessé depuis. Nos travaux communs sont à la fois théoriques et expérimentaux. Ils concernent les interactions plasma-surface dans un PEH, en particulier le rôle de l'EES, ainsi que l'enregistrement et l'analyse des instabilités du plasma à hautes fréquences.

RAPPROCHEMENT AVEC L'ESA

Un accord de coopération entre l'Agence Spatiale Européenne et le GdR a été signé en 2007. Il est intégré dans la convention de GdR 3161 qui couvre la période 2008-2011. Cet accord facilite les actions bilatérales entre le GdR, où certaines de ses équipes, et le département *Electric Propulsion* de l'ESTECⁱⁱ à Noordwijk aux Pays-Bas.

En 2008, j'ai obtenu un premier contrat portant sur une revue des techniques de mesure du courant d'ions dans la plume plasma d'un propulseur à effet Hall et sur la détermination des sources d'erreur associées.

Je viens d'obtenir un nouveau contrat portant cette fois sur la réalisation et la validation, via des essais dans l'installation PIVOINE-2g, d'une sonde de Faraday destinée à la mesure du courant d'ions dans la plume d'un PEH.

Il est important à mes yeux de poursuivre, voir accroître, à l'avenir la coopération ICARE-ESTEC dans le domaine de la propulsion électrique au sens large, car l'ESA est un acteur incontournable en Europe et ses rôles de décideur et de pilote devraient être confortés dans le futur proche.

-

ii European Space Research and Technology Centre.

ENSEIGNEMENTS / ENCADREMENT

1 Enseignements

1.1 Période doctorale

Au cours de ma thèse de doctorat à l'Université d'Eindhoven, j'ai eu la possibilité de dispenser quelques enseignements. Le sujet principal était la spectroscopie laser. Les cours étaient destinés à des étudiants de 3^{ème} année d'école d'ingénieurs, des étudiants en DEA ainsi qu'à des étudiants en thèse de doctorat :

- ENSI de Limoges, Université de Limoges, France en 2000 et 2001,
- Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Bruxelle, Belgique en 2000.

Durant cette période, j'ai également eu l'occasion d'encadrer 3 étudiants de 3ème année (stage de 4 mois) et 2 étudiants en dernière année d'Université (travail de recherche de 12 mois).

1.2 Poste d'ATER

Dans le cadre du poste d'ATER (section 60/61) que j'ai occupé à la rentrée universitaire 2002, j'étais chargé d'enseignements au sein de deux composantes de l'Université d'Orléans :

- Faculté des Sciences

Electronique (TD+TP, 60hⁱⁱⁱ), Optique géométrique et ondulatoire (TD, 20h), Physique (TP, 18h)

- Institut Polytechnique de l'Université d'Orléans

Mesures Physiques (TD+TP, 29h), Composants électroniques (TP, 36h), Métrologie et capteurs (TP, 32h)

1.3 En tant que Chargé de Recherches

Année 2003-2004

Travaux pratiques de mesures physiques (niveau L3) au sein de la filière électroniqueoptique de l'Institut Polytechnique de l'Université d'Orléans : 27h

Année 2004-2005

Cours de spectroscopie laser (niveau M2) au sein de la filière électronique-optique de l'Institut Polytechnique de l'Université d'Orléans : 6h

_

iii Les heures indiquées sont des heures équivalent TD.

Année 2007 et 2008

Cours de 4 h d'initiation à la propulsion spatiale chimique et électrique (niveau L1) à l'Université de Paris VI

1.4 Formations dispensées

J'ai organisé avec N. Sadeghi du LSP, un atelier *Diagnostics plasma par laser à diode* dans le cadre des actions du Réseau des Plasmas Froids du CNRS. Cet atelier s'est déroulé près de Grenoble du 16 au 18 mars 2005. Cette manifestation a regroupé une trentaine de participants.

J'ai donné une conférence en septembre 2006 aux 6^{èmes} journées du Réseau des Plasmas Froids du CNRS au cours de laquelle j'ai exposé les *Nouvelles Techniques en Spectroscopie Laser*.

2 ENCADREMENT DE CHERCHEURS ET D'ETUDIANTS

2.1 Post-doctorants

Alexey Lazurenko (oct. 2004 - mars 2007)

Alexey est aujourd'hui ingénieur chez Thales Electron Devices à Ulm en Allemagne où il travaille avec le Prof. G. Kornfeld sur le propulseur à plasma multi-étages HEMP. Il est entre autres responsable des tests de qualification.

Nicolas Lemoine (sep. 2005 – sep. 2006)

Nicolas est maintenant Maître de Conférence au LPMIA à l'Université de Nancy. Il fait partie du GdR au sein duquel il s'implique fortement sur le thème de la turbulence électronique.

Giovanni Coduti (sep. 2006 – sep. 2007)

Giovanni est maintenant ingénieur chez Aerospazio à Sienne en Italie. Il y supervise un programme de développement de PEH de faible puissance.

Sédina Tsikata (2009 – 2010)

Sédina termine actuellement sa thèse de doctorat à l'Ecole Polytechnique sous la direction de D. Grésillon. Elle poursuivra ses activités de recherches sur l'étude du transport électronique turbulent par diffusion collective dans le cadre d'un stage post-doctoral financé par le CNES avec une co-tutelle LPP-ICARE.

2.2 Doctorants

Luc Albarède

J'ai participé à l'encadrement de la thèse de Luc Albarède, dirigé par M. Dudeck, lors de sa dernière année. Il a soutenu sa thèse en décembre 2004. Il travaille désormais chez Lam Research Corporation à Fremont en Californie.

Damien Gawron

J'ai encadré la thèse de Damien Gawron dirigé par M. Dudeck qui a débuté en octobre 2004 avec un financement CNRS-CNES. Damien a étudié les phénomènes de transport ionique dans les propulseurs SPT100 et PPS®X000. Il a en particulier

travaillé sur les expériences de spectroscopie de LIF. Damien Gawron a soutenu sa thèse en décembre 2007. Il travaille actuellement chez Philips Lighting en Belgique.

Vladimir Kulaev

Après un stage de 6 mois à l'ICARE, Vladimir Kulaev a débuté à mes côtés une thèse de doctorat au mois d'octobre 2007 avec une bourse CNRS-CNES. M. Dudeck était le directeur de thèse. Le sujet traitait de la production d'ions dans un PEH et du comportement à haute tension. Pour des raisons familiales, Vladimir a du arrêter sa thèse en septembre 2008 pour retourner à Moscou.

Käthe Dannenmayer et Guillaume Bourgeois

A partir du mois d'octobre 2009, deux nouveaux doctorants devraient rejoindre l'équipe Propulsion Electrique d'ICARE :

- K. Dannenmayer (Université de Stuttgart) travaillera sur les propriétés électroniques de la décharge d'un PEH avec un financement CNES-Snecma,
- G. Bourgeois (Ecole Polytechnique) étudiera le rôle du champ magnétique d'un PEH dans le cadre d'un contrat CIFRE Snecma.

2.3 Etudiants

Depuis mon arrivée au laboratoire ICARE, j'ai eu le plaisir d'encadrer au cours de leur stage 18 étudiants de niveau et d'origine variés :

- 9 étudiants au niveau Master 2
- 6 étudiants au niveau Master 1
- 2 étudiant au niveau Licence 3
- 2 étudiants en projet industriel à PolyTech

Les stages de niveau Master 2 d'une durée de ~ 6 mois constituent une étape souvent décisive dans le cursus des étudiants. Voilà quelques informations concernant les 9 stagiaires que j'ai accueillit :

- V. Caubet-Hilloutou, Polytech' Orléans (2003)

Structure de l'onde de choc d'un écoulement supersonique de plasma d'argon dans la soufflerie SR5,

- D. Gawron, Polytech' Orléans (2004)

Mise au point d'un système de comptage de photons pour des expériences de spectroscopie de LIF

- J. Pérez-Luna, ENSICA (2005)

Thermique d'un PEH : diagnostic de thermographie infrarouge

- Y. Jayet, Université de Marseille (2005)

Processus d'érosion des parois en céramique d'un PEH

- V. Kulaev, Bauman MSTU / SupAéro (2007)

Mesures de la FDV des ions Xe^+ par spectoscopie de LIF dans le plasma du $PPS^{\otimes}X000$ opérant à haute tension

- E. Rezugina, Bauman MSTU / SupAéro (2007)

Analyse par la méthode de Hilbert-Huang des instabilités du plasma d'un PEH

- K. Dannemayer, Université de Stuttgart (2008)

Lois d'échelles élémentaire pour les propulseurs de Hall

- G. Bourgeois, Ecole Polytechnique (2009)

Observation par spectroscopie de LIF des oscillations à basse fréquence du champ électrique accélérateur d'un PEH

- D. Gerst, Université de Stuttgart (2009)

Production d'un plasma ions-ions à partir d'une décharge RF en gaz électronégatif

ANIMATION DE LA RECHERCHE

1 INSTANCES COLLECTIVES

Société Française de Physique / Division Plasma

En 2006 j'ai été élu au bureau de la *Division Plasma* de la *Société Française de Physique*. Cette division, qui regroupe les plasmas chauds, froids et naturels, a pour but principal de promouvoir la physique des plasmas. Elle organise tous les deux ans un congrès national où sont présentés les dernières avancées en physique des plasmas.

En 2007 j'ai été élu au conseil d'administration de la *Société Française de Physique* dont le but est de faire rayonner la physique en France et de défendre les intérêts des physiciens français. Le CA doit organiser la stratégie et la politique de la SFP, coordonner ses actions et celles de ses Divisions et Sections, s'occuper des nombreux prix, des congrès, du magazine *Reflets de la Physique*...

Réseau des Plasmas Froids du CNRS

En 2008 j'ai été élu au comité de pilotage du Réseau des Plasmas Froids rattaché à la Mission des Ressources et Compétences Technologiques du CNRS.

Les objectifs du réseau sont de favoriser les échanges de savoirs, savoir faire et moyens au sein de la communauté des Plasmas Froids, de recenser les compétences et les outils, ainsi que d'aider à conserver les acquis et à assurer une veille technologique. Il concerne tous les acteurs : chercheurs, enseignants-chercheurs, ingénieurs et techniciens.

Le Réseau organise tous les deux ans à Bonascre dans l'Ariège des Journées d'échanges sur les Plasmas Froids. Il soutient également le transfert de compétences et de savoirs-faire au travers des actions d'ITC.

Fédération ÉPEE

De 2005 à 2008, j'ai été un des représentant de l'ICARE à la fédération Énergétique Propulsion Espace et Environnement qui regroupe plusieurs laboratoires du CNRS et de l'Université d'Orléans. Cette fédération est actuellement dirigée par P. Brault du GREMI

La thématique Propulsion à Plasma a bénéficié de plusieurs subventions de la part d'ÉPEE.

AAAF

Je suis depuis peu vice-président du Groupe Centre de l'Association Aéronautique et Astronautique de France. Ce groupe, qui est constitué de plusieurs laboratoires et industriels de la Région Centre, est plus particulièrement focalisé sur la propulsion. Des réunions sont organisées entre les différents acteurs pour échanger les connaissances et les pratiques. Le groupe subventionne aussi certaines activités (clubs Mini-fusées, conférences...).

2 JURYS

J'ai participé à plusieurs jurys d'examen pour des stages au niveau Master et Licence.

J'étais membre du jury de la thèse de doctorat de :

- Claude Boniface, le 24 février 2004 au LAPLACE.
- Damien Gawron, le 20 décembre 2007 à l'ICARE.
- Jaime Pérez Luna, le 28 Novembre 2008 au LAPLACE.

COMMUNICATION ET VULGARISATION

1 ACTIONS DE COMMUNICATION

J'ai été de 2002 à 2008 le **Correspondant de communication** de l'unité. J'étais alors en charge des événements qui concernent la diffusion de la culture scientifique : publications, manifestations, conférences, portes ouvertes...

Cette fonction m'a ainsi donné l'opportunité de suivre plusieurs formations avec des journalistes et des enseignants de l'Ecole des Métiers de l'Information (EMI-CFD). J'ai en particulier participé aux Rencontres CNRS de la Communication organisées à Dourdan en 2006.

Au titre de Correspondant de com., mais aussi parce que la communication est aujourd'hui à mes yeux une approche indispensable pour valoriser la Recherche et ses instances, j'ai pris part à et/ou organisé de nombreux événements :

- Interventions auprès de collégiens et lycéens pour présenter le métier de chercheur.
- Organisation de conférences-débats avec des invités comme E. Klein du CEA et A. Dupas du CNES,
- Fête de la Science : Organisation, participation, animation de cafés des sciences, conférences...
- Pilotage de l'inauguration de l'instrument PIVOINE-2g,
- Préparation de la Visite de presse nationale qui a eu lieu le 11 juillet 2007 à l'ICARE (article dans le journal Le Monde du 13 juillet),
- Accueil de journalistes et de visiteurs,

- . . .

2 VULGARISATION SCIENTIFIQUE

Afin de participer à la vulgarisation des sciences et à la diffusion de l'information scientifique vers un public de non-spécialistes, j'ai rédigé de nombreux articles au sujet de mes activités scientifiques

J'ai également donné 3 conférences-débats à Orléans dont une au Muséum des Sciences Naturelles.