

Étude numérique du comportement d'une chambre à vide réverbérante en présence d'une plume plasma d'un propulseur à effet de Hall : comparaison avec des mesures expérimentales

Simulating the electromagnetic behaviour of a reverberating vacuum chamber in the presence of a Hall thruster's plume: comparison with experimental measurements

C. Bouyssou¹, V. Mazières¹, R. Pascaud¹, O. Pascal², F. Gaboriau², L. Liard², L. Garrigues²,

¹ISAE-SUPAERO, 10 Avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse, France

²LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse, France

Mots clés : Compatibilité électromagnétique des propulseurs électriques spatiaux, Environnement réverbérant, Plumes des propulseurs, Interaction onde / plasma.

Keywords : Electromagnetic compatibility of space electric thrusters, Reverberant environment, Thruster plume, Wave / plasma interaction.

Résumé/Abstract

Lors de ce travail, l'influence de la plume plasma du propulseur ID-HALL sur le comportement électromagnétique de la chambre à vide en régime sous-modé a été regardée à travers l'étude de la norme du coefficient de réflexion. Les mesures expérimentales réalisées précédemment ont été comparées aux résultats numériques obtenus en modélisant la cavité métallique avec et sans plasma en utilisant le logiciel Ansys HFSS. On retrouve une tendance similaire entre les résultats expérimentaux et numériques.

In this paper, the influence of the plasma plume of the ID-HALL thruster on the electromagnetic behavior of a vacuum chamber in an undermoded regime is shown by studying the magnitude of the reflection coefficient. Experimental measurements are compared with numerical results obtained by simulating a metallic cylindrical cavity with and without plasma using the Ansys HFSS electromagnetic software. The same trend in the experimental and numerical results are obtained.

1 Contexte

Les plumes plasma des propulseurs émettent un rayonnement électromagnétique dû à la présence d'instabilités dans la gamme de fréquence du kHz au GHz [1]. Avec l'avènement du "New-Space" et la tendance à la réduction de la taille des satellites, ce rayonnement engendre des problèmes de compatibilité électromagnétique (CEM) entre le propulseur et les systèmes de communication.

Sur Terre, une chambre à vide métallique est nécessaire pour faire fonctionner le propulseur. Cette chambre se comporte comme une cavité réverbérante pour les ondes lors de la mesure du rayonnement électromagnétique. La mesure obtenue n'est donc pas directement représentative du rayonnement du plasma car elle rend également compte des multiples réflexions qui se sont produites à l'intérieur de la cavité.

Des installations ont été développées afin de réduire l'influence des réflexions subies par les ondes sur les mesures [1] (Aerospazio en Italie, Aerospace Corporation aux États-Unis et RIAME en Russie). Ces installations associent une chambre anéchoïque électromagnétique avec la chambre à vide dans laquelle est allumé le propulseur. Une partie de cette chambre, où est placé le propulseur, est en diélectrique afin d'être partiellement transparente aux ondes. Ces dispositifs restent toutefois complexes et onéreux, d'où l'intérêt de développer une méthode pour caractériser le rayonnement des propulseurs directement dans la chambre à vide.

Dans un précédent travail, une antenne a été placée dans la chambre à vide du laboratoire LAPLACE (voir Figure 2) pour mesurer le rayonnement produit par le propulseur ID-HALL 100 W [2]. Le signal mesuré par cette antenne peut s'écrire :

$$r(t, \mathbf{r}_A) = e(t, \mathbf{r}_p) * h(t, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_A) \quad (1.1)$$

où $e(t, \mathbf{r}_p)$ est le rayonnement émis par le plasma à la position $\mathbf{r}_p$ et $h(t, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_A)$ la réponse impulsionnelle rendant compte de l'environnement dans lequel les ondes se propagent entre $\mathbf{r}_p$ et la position $\mathbf{r}_A$ de l'antenne. La difficulté à caractériser le rayonnement des propulseurs en environnement réverbérant vient donc :

- de la position $\mathbf{r}_p$ de laquelle le rayonnement est émis qui est inconnue,
- du peu d'information connu sur le signal émis $e(t, \mathbf{r}_p)$ (aucun modèle ne prévoit son existence pour des fréquences supérieures au GHz),
- de la réponse impulsionnelle $h(t, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_A)$ qui n'est pas facilement mesurable,
- de la présence du plasma, qui en raison de la présence des multiples réflexions influe sur la réponse impulsionnelle $h(t, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_A)$

Nous nous intéressons dans ce papier à ce dernier point, qui est essentiel. En effet, comprendre l'influence de la présence du plasma sur le comportement électromagnétique de la chambre à vide est nécessaire pour pouvoir extraire l'information utile ($e(t, \mathbf{r}_p)$) de ces mesures ($r(t, \mathbf{r}_A)$). L'objectif de ce papier est d'analyser le comportement de la chambre à vide du laboratoire LAPLACE, dans laquelle le propulseur ID-HALL [3] est placé, dans un domaine de fréquences « basses » où les modes se distinguent spectralement les uns des autres (régime dit « sous-modé »). Pour cela, puisque la mesure directe de $h(t, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_A)$ n'est pas possible (comme expliqué précédemment), nous allons analyser le comportement de la chambre à vide avec et sans plume à travers la norme du paramètre S_{11} , obtenu sur une antenne placée dans cette chambre.

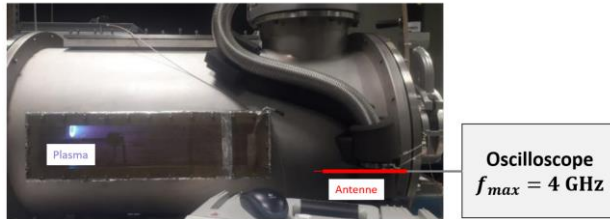


Figure 2: Chambre à vide du laboratoire LAPLACE

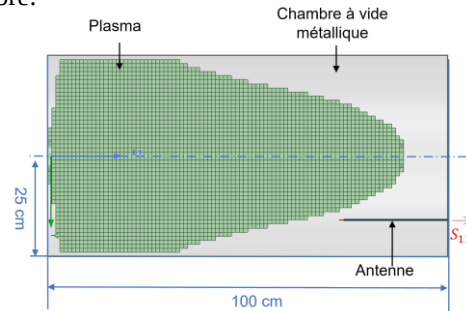


Figure 1: Modélisation numérique de la chambre à vide.

2 Approche

L'influence du plasma sur le comportement électromagnétique de la chambre à vide a été étudiée expérimentalement à travers les mesures de la norme du coefficient de réflexion (le paramètre S_{11}) de la chambre à vide du laboratoire LAPLACE (plasma "on" et "off"). Elles ont été obtenues à l'aide d'une sonde coaxiale placée en son sein. Un monopole (d'une longueur $L = 1$ cm) à l'extrémité d'un câble coaxial permet de coupler le capteur à la cavité. Nous appellerons "antenne" l'ensemble constitué du câble coaxial terminé par le monopole, comme illustré sur la Figure 1.

L'enceinte à vide utilisée lors des mesures a été modélisée sur le logiciel Ansys HFSS. Pour simplifier la modélisation, cette enceinte est représentée comme une cavité cylindrique de rayon $a = 23$ cm et de longueur $b = 101.5$ cm. L'antenne utilisée est aussi décrite, comme illustré sur la Figure 2. De la même façon que lors de l'expérience, la norme du coefficient de réflexion est obtenue en simulation au niveau de l'accès de cette antenne.

La plume plasma est modélisée sur Ansys HFSS à l'aide du modèle de Drude qui donne localement la permittivité relative du plasma en fonction de sa densité électronique et de la fréquence (milieu dispersif) :

$$\epsilon_p(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \vartheta_m^2} - \frac{\vartheta_m}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \vartheta_m^2} \quad (2.1)$$

avec $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ la pulsation plasma où n_e est la densité électronique du plasma, e la charge élémentaire, ϵ_0 la permittivité du vide, m_e la masse d'un électron, ω la pulsation de l'onde et ϑ_m la fréquence de collision du plasma.

La distribution de la densité électronique du propulseur ID-HALL 100W est donnée en 2D par le code de simulation JET2D [4]. La permittivité $\epsilon_p(\omega)$ du plasma est ensuite obtenue en 2D à travers l'équation (2.1), puis en 3D en faisant une symétrie de révolution cylindrique comme dans les travaux de De Mejanès et al. [5]. Étant donné que la densité électronique n'est pas uniforme dans la plume, elle est modélisée à partir de tores à section carré, chacun possédant sa propre permittivité, comme illustré dans la Figure 2 sous forme de pixels.

3 Résultats et discussions

Expérimentalement, comme le montre la Figure 3, les deux premières fréquences de résonance de la cavité sans plasma ont été observées à 262.8 MHz et 691.6 MHz. Étant donné l'orientation de l'antenne et sa sélectivité polarimétrique, seuls les modes transverses magnétiques (TM) peuvent être excités. La fréquence de résonance du mode fondamental TM_{010} , c'est-à-dire la première fréquence de résonance pour une cavité telle que celle étudiée, est de 459.1 MHz. Elle est obtenue grâce à l'équation suivante [6] :

$$f_{TM_{010}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{x_{01}}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} \quad (3.1)$$

où μ est la perméabilité et ϵ la permittivité du milieu, a le rayon de la cavité, b sa longueur et $x_{01} = 2.405$ la première racine de la fonction de Bessel J_1 .

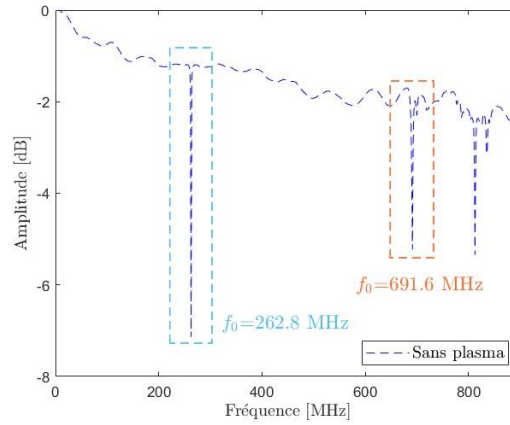


Figure 3: Norme du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ de la chambre à vide mesurée sans plasma.

Aucune fréquence de résonance d'un mode de la cavité ne peut exister en dessous de la fréquence de résonance du mode fondamental. La première fréquence obtenue expérimentalement semble donc être une résonance « parasite ». Pour étudier l'influence du plasma sur le comportement de la chambre à vide, il est primordial de regarder un mode de résonance de la cavité, d'où la nécessité d'identifier les modes de la cavité avant de s'intéresser à l'influence du plasma.

3.1 Identification des 1^{ers} modes de la cavité

Les distributions du champ électrique obtenues, sans plasma, en simulation pour les deux premières fréquences de résonance (voir les encarts des figures 4 et 5) nous indiquent que la première semble correspondre à un mode de résonance local, celui de l'antenne, tandis que la seconde correspond au mode de résonance TM_{013} de la cavité. Pour confirmer notre hypothèse, nous avons étudié numériquement l'évolution de ces fréquences de résonance en fonction du rayon de la cavité (voir Figure 4) et de la longueur de l'antenne (voir Figure 5). Dans le but d'identifier l'origine des résonances, nous avons comparé ces résultats aux valeurs théoriques des fréquences de résonance d'une antenne monopole f_{coax} [7] et du mode TM_{013} $f_{TM_{013}}$ [6] obtenues respectivement grâce aux équations (3.1.1) et (3.1.2) :

$$f_{coax} = \frac{\lambda}{4} = \frac{c}{4L} \quad (3.1.1)$$

$$f_{TM_{013}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{x_{01}}{a}\right)^2 + \left(\frac{3\pi}{b}\right)^2} \quad (3.1.2)$$

avec λ la longueur d'onde, c la vitesse la lumière et L la longueur du monopole.

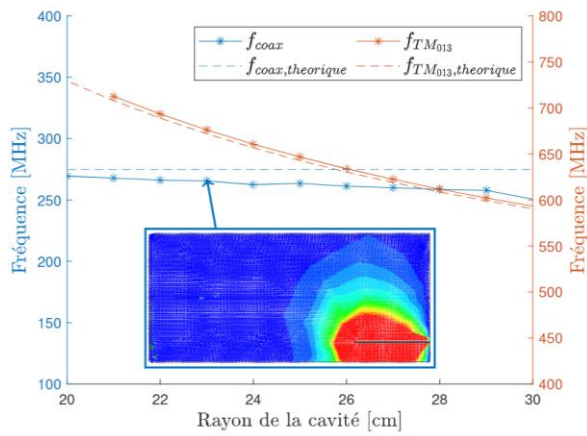


Figure 4: Influence du rayon de la cavité sur les deux premières fréquences de résonance. Encart : Distribution spatiale de la norme du champ électrique pour une fréquence de 258.1 MHz (pour un rayon de la cavité de 23 cm).

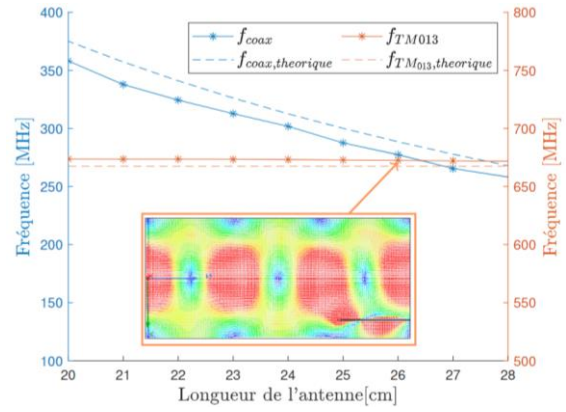


Figure 5: Influence de la longueur de l'antenne sur les deux premières fréquences de résonance. Encart : Distribution spatiale de la norme du champ électrique pour une fréquence de 671.7 MHz (pour une longueur d'antenne de 26 cm).

Ces résultats numériques nous montrent que seule la seconde fréquence de résonance varie en fonction du rayon de la cavité. La corrélation entre les résultats numériques et les valeurs théoriques nous conforte dans l'idée que la première fréquence de résonance observée en mesure est liée à l'antenne, tandis que la seconde est bien le premier mode de résonance de la cavité observable pour cette configuration (TM₀₁₃).

Remarque : Pour le mode d'antenne, c'est en fait le conducteur extérieur du câble coaxial qui résonne. En effet, sa dimension est bien plus grande que celle du monopole à son extrémité. De plus, la dimension de ce dernier (environ 1 cm) est bien plus petite que la longueur d'onde aux fréquences considérées. C'est donc le câble coaxial qui se comporte comme un monopole, comme en atteste la distribution du champ électrique de la Figure 4 et l'accord entre la fréquence de résonance obtenue en simulation pour ce mode et l'expression (3.1.1). Notre antenne peut en fait être rangée dans la catégorie des « small antennas », pour lesquelles ce genre de comportement est attendu [8]. Pour finir, la légère différence entre la simulation et l'expression théorique pourrait s'expliquer par la présence des parois de la cavité en simulation.

3.2 Etude de l'influence du plasma

Pour la suite de l'étude, nous nous concentrons sur la deuxième fréquence de résonance afin d'étudier l'influence du plasma sur le comportement électromagnétique de la cavité.

Les mesures expérimentales permettent d'étudier le mode de résonance TM₀₁₃ de la cavité avec le plasma « off » et « on » (avec une puissance de 100 W). Elles sont tracées en pointillé sur la Figure 4. Lorsque le plasma est allumé, la fréquence de résonance du mode se décale vers les fréquences positives ($\Delta f_{res}/f_{1,exp} = 0.018$), en raison du changement de permittivité du milieu, comme le prévoit la méthode « Microwave Cavity Resonance Spectroscopy » [9].

Les courbes obtenues en simulation sont tracées sur cette même Figure 6 en trait plein. Une tendance similaire est obtenue lors des résultats numériques, avec une légère différence ($\Delta f_{res}/f_{1,num} = 0.023$). Cette dernière peut s'expliquer par une différence des paramètres entre la plume obtenue avec JET2D et le propulseur expérimental (le débit de gaz, l'impulsion spécifique, le courant de décharge, le rapport courant ionique/courant total et l'angle d'éjection) [5]. Les conditions aux limites de la plume sont également un facteur contribuant à cette disparité. En effet, la modélisation de la plume avec JET2D ne considère pas l'interaction avec les parois métalliques de la cavité, ce qui affecte sa configuration. De plus, les niveaux des « creux » de $|S_{11}|$ sont différents en simulation et en expérience. Ceci pourrait s'expliquer par le positionnement de l'antenne, qui n'est pas exactement le même entre l'expérience et la simulation. Par conséquent, le couplage entre l'antenne et la cavité diffère. On constate également une différence entre les facteurs de qualité simulés et mesurés expérimentalement. Cela pourrait provenir de dépôts causés par le bombardement ionique sur la cavité. Autrement dit, l'état de surface (et donc la conductivité) n'est certainement pas le même en simulation et en expérience.

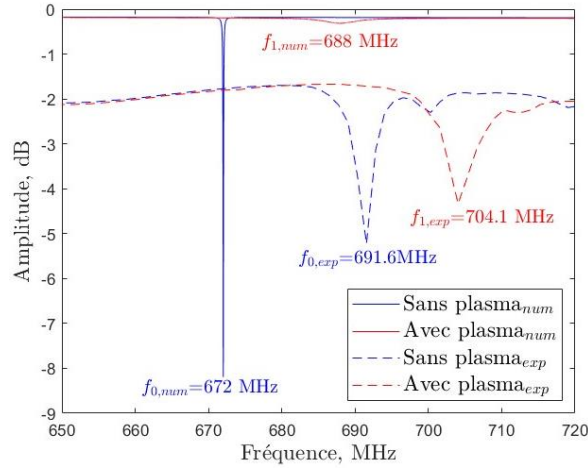


Figure 4: Norme du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ de la cavité sans et avec la plume plasma du propulseur.

4 Conclusion

Ce travail représente une première étape dans la compréhension de l'influence de la plume plasma sur le comportement électromagnétique d'une chambre à vide accueillant un propulseur plasma.

Une méthode numérique permettant de décrire le comportement électromagnétique de la chambre à vide du laboratoire LAPLACE sans et avec la plume plasma du propulseur ID-HALL a été mise en place. Les résultats numériques semblent décrire le comportement observé expérimentalement au niveau du décalage en fréquence du mode observé sur le paramètre S_{11} . Cependant, des différences d'amplitude et du facteur de qualité restent présentes.

Des futurs travaux sont prévus pour comprendre ces différences, et si possible les corriger. De plus, une analyse complémentaire sur la largeur spectrale du coefficient de réflexion est prévue afin de comprendre l'influence du plasma sur ce paramètre, qui rend compte du facteur de qualité de la cavité et du couplage entre l'antenne et la cavité.

5 Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier la DGA/AID pour son soutien financier.

Références bibliographiques

- [1] K. Holste, et al., "Ion thrusters for electric propulsion : Scientific issues developing a niche technology into a game changer," Review of Scientific Instruments, Vol. 91, No. 6, June 2020, pp. 061101.
- [2] Mazières, V. and Gaboriau, F. and Guglielmi, A. and Laquerbe, V. and Pascaud, R. and Pascal, O., "Broadband (kHz–GHz) characterization of instabilities in Hall thruster inside a metallic vacuum chamber," Physics of Plasmas, Vol. 29, No. 7, July 2022.
- [3] Dubois, L., Gaboriau, F., Liard, L., Haribey, D., Henaux, C., Garrigues, L., Hagelaar, G., Mazouffre, S., Boniface, C., & Boeuf, J.P. (2018). ID-HALL, a new double stage Hall thruster design. I. Principle and hybrid model of ID-HALL. Physics of Plasmas.
- [4] L. Garrigues, J. Bareilles, J. P. Boeuf, and I. D. Boyd, "Modeling of the plasma jet of a stationary plasma thruster," Journal of Applied Physics, Vol. 91, No. 12, May 2002.
- [5] N. de Mejanes, R. Pascaud, V. Mazières, A. Rossi, V. Laquerbe, L. Garrigues, O. Pascal, "Simulation of the microwave propagation through the plume of a Hall thruster integrated on small spacecraft", Journal of Applied Physics, Vol. 131, No. 24, June 2022.
- [6] Roger F. Harrington. Time-Harmonic Electromagnetic Fields. Wiley-IEEE Press, 2001.
- [7] Balanis, C.A. Antenna Theory: Analysis and Design, 3rd ed.; Wiley-Interscience: Hoboken, NJ, USA, 2005.
- [8] K. Fujimoto, H. Morishita, Modern small antennas. Cambridge University Press, 2013.
- [9] L.F.Chen, C.K.Ong, C.P.Neo, and V.V.Varadan, Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization, John Wiley & Sons, Ltd, 2004, Chaps. 2, pp. 37-141.