

Dépendances spectrales de l'émission GHz des propulseurs à courant de Hall en environnement réverbérant

Spectral dependencies of GHz electromagnetic emission from Hall thrusters inside a metallic vacuum chamber

F. Réot¹, L. Liard¹, F. Gaboriau¹, V. Mazières², O. Pascal¹

¹LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, francois.reot@laplace.univ-tlse.fr, laurent.liard@laplace.univ-tlse.fr, freddy.gaboriau@laplace.univ-tlse.fr, olivier.pascal@laplace.univ-tlse.fr

²ISAE-SUPAERO, valentin.mazieres@isae-supero.fr

Mots-clés : Propulseur de Hall, Rayonnement micro-ondes, Instabilités

Keywords : Hall thruster, Microwave radiation, Instabilities

Résumé/Abstract

Les propulseurs à courant de Hall constituent la technologie la plus éprouvée de propulsion électrique (PE), destinée entre autres à la mise et au maintien à poste de satellites. Ces propulseurs plasma se révèlent être la source d'un rayonnement électromagnétique pulsé à des fréquences de l'ordre du GHz, qui peut notamment interférer avec les canaux de communication utilisés aux mêmes fréquences. Les mécanismes physiques à la source de ce rayonnement ne sont pas clairement identifiés. À cette fin, l'analyse de ce rayonnement mesuré dans une chambre à vide métallique conventionnelle du LAPLACE a permis de mettre en évidence une dépendance apparente du contenu spectral de ces impulsions avec des oscillations basse-fréquence du courant de décharge. Cette observation est prometteuse en vue de la confirmation ou non de certaines hypothèses avancées concernant les mécanismes à l'origine de cette émission GHz, et pose les bases d'une analyse plus approfondie et faisant usage de diagnostics affinés, actuellement en cours au LAPLACE.

Hall thrusters are the most proven technology in the field of electric propulsion (EP), which is used, among others, for satellite positioning and orbit-keeping. These plasma thrusters have been shown to emit pulsed radiation at GHz frequencies, that may interfere with communication channels. The physical phenomena at the root of this radiation are not clearly identified. For this purpose, an analysis of this radiation, measured in a conventional metallic vacuum chamber at LAPLACE, led to the observation of an apparent connection between the spectral content of the pulses and low-frequency oscillations of the discharge current. Such an observation is promising in view of the understanding of some suggested physical mechanisms responsible for this emission, and paves the way for a more developed analysis making use of refined diagnostics, which is currently underway at LAPLACE.

1 Contexte

Propulser un satellite est l'une des nombreuses choses que l'on peut faire avec un plasma. La présence d'espèces chargées permet en effet leur accélération via un champ électrique, créé dans le plasma. Parmi les dispositifs voués à cette application, les propulseurs à courant de Hall constituent certainement la technologie la plus éprouvée.

1.1 Propulseur à courant de Hall

L'idée du propulseur à courant de Hall est d'accélérer un carburant, préalablement ionisé, à l'aide d'un champ électrique. L'avantage par rapport à la propulsion chimique réside dans le découplage entre l'énergie cinétique atteignable et le carburant, énergie limitée dans le cas de la propulsion chimique par l'énergie de liaison entre les atomes.

Un schéma de principe d'un propulseur de Hall est présenté en Figure 1. Il consiste essentiellement en un canal annulaire (en bleu) destiné à contenir la décharge plasma. Au centre et à la périphérie du canal sont disposées des bobines ou aimants permanents, de manière à créer un champ magnétique radial $\mathbf{B} = B_r \mathbf{e}_r$, maximal aux abords du plan de sortie du propulseur. Une tension de décharge U_d est appliquée entre une cathode externe, qui joue le rôle de source d'électrons, et une anode interne située en fond de canal. Le gaz utilisé comme carburant (typiquement du Xénon), est injecté à travers cette anode, et une petite partie est déviée vers la cathode pour permettre son fonctionnement.

Le principe est le suivant :

- Des électrons sont émis depuis la cathode. Certains dérivent dans la plume, en aval du flux de gaz pour neutraliser le faisceau d'ions, d'autres sont dirigés vers le canal.
- À leur entrée dans le canal, ces derniers sont sujets à une dérive azimutale due à la présence de champs croisés,

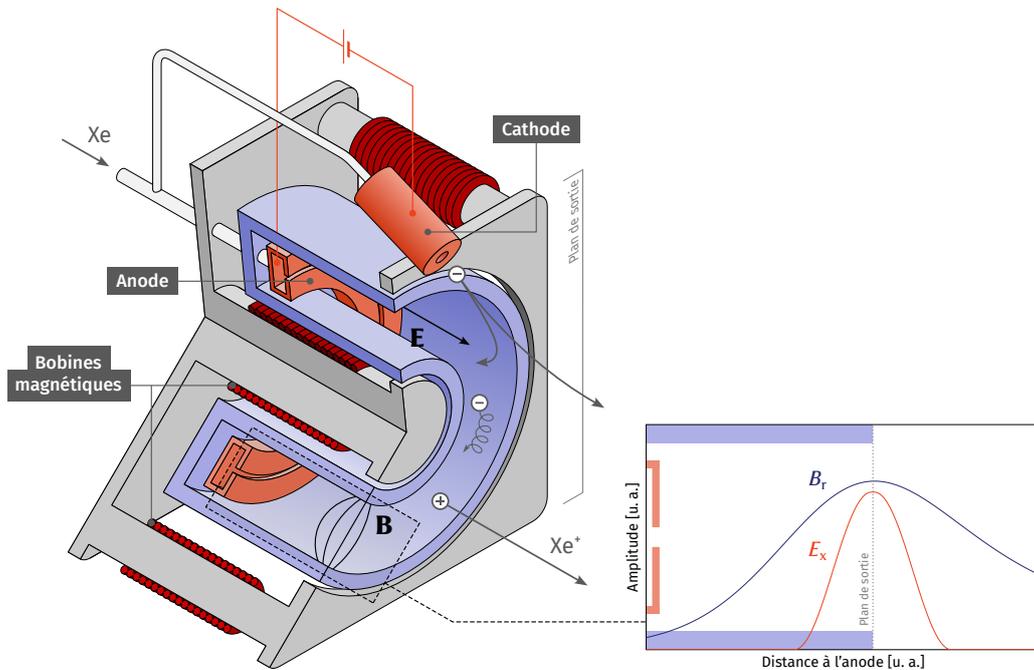


Figure 1 : Vue schématique d'un propulseur de Hall et amplitude des champs \mathbf{E}_x et \mathbf{B}_r le long de la direction axiale du propulseur

électrique axial \mathbf{E}_x et magnétique radial \mathbf{B}_r , à la vitesse de dérive V_d :

$$V_d = \frac{\|\mathbf{E} \times \mathbf{B}\|}{B^2} \approx \frac{E_x}{B_r} \quad (1)$$

La valeur du champ magnétique radial B_r est choisie suffisante pour que le rayon de Larmor de l'électron $\rho_L = \frac{m_e v_{\perp}}{e B_r}$ soit inférieur à la largeur du canal, mais suffisamment faible pour ne pas affecter la trajectoire des ions. Ainsi, les électrons sont majoritairement confinés dans une dérive azimutale fermée aux abords du plan de sortie, où le champ magnétique est le plus fort (bien qu'une certaine portion d'entre eux puisse s'en libérer pour rejoindre l'anode et maintenir la décharge).

- Le confinement des électrons dans cette dérive azimutale est synonyme d'une mobilité électronique axiale réduite dans cette zone, et d'une chute du potentiel électrique. L'amplitude du champ électrique axial y est donc maximale. La Figure 1 illustre ainsi qualitativement les amplitudes des champs électrique axial E_x et magnétique radial B_r le long de la direction axiale du propulseur.
- Le gaz introduit à l'anode, neutre, est enfin ionisé dans le canal par collisions électroniques, et les ions ainsi créés sont accélérés par le fort champ électrique présent aux abords du plan de sortie puis éjectés dans la direction opposée à la poussée.

Transport anormal. Comme mentionné précédemment, bien que les électrons soient majoritairement confinés dans une dérive azimutale dans la zone de fort champ magnétique, une certaine portion d'entre eux parvient à franchir les lignes de champ pour rejoindre l'anode et maintenir la décharge. Expérimentalement, on constate que le courant de décharge résultant de ce processus est supérieur de 2 à 3 ordres de grandeur à la valeur prédite par la formulation classique de la mobilité axiale des électrons, basée sur un mécanisme collisionnel avec des particules lourdes. Pour cette raison, le transport des électrons à travers les lignes de champ magnétique est qualifié d'*anormal*. La compréhension des causes de cet excès de mobilité axiale n'est pas encore universellement admise, et il est probablement le résultat d'une combinaison de plusieurs facteurs. Il demeure un frein au développement d'un modèle réaliste et fiable des propulseurs de Hall, et fait toujours l'objet de recherches actives.

1.2 Instabilités

Le plasma des propulseurs de Hall est le siège de nombreuses oscillations, dans une large gamme de fréquences et d'échelles spatiales. Leur effet sur les performances et la fiabilité du propulseur a été pressenti, aussi ont-elles reçu une attention particulière. Ces oscillations ont été largement observées expérimentalement et étudiées pour des fréquences allant du kHz au MHz. Dans cette gamme de fréquences, les mécanismes physiques à l'origine de ces mouvements collectifs de particules chargées, ou instabilités, ont été relativement bien identifiés, bien qu'ils ne soient pas encore parfaitement compris. Une revue de ces instabilités a été menée par Choueiri [1], dont une vue d'ensemble est présentée dans le Tableau 1.

Fréquence	Appellation	Description
10–20 kHz	<i>Breathing Mode</i> (BM)	Oscillations axiales correspondant au déplacement du front d’ionisation dans les régions de fort champ magnétique
~ kHz	<i>Rotating Spokes</i> (RS)	Structures tournantes dans la direction azimutale
100 – 500 kHz	<i>Ion Transit-Time Oscillations</i> (ITTO)	Oscillations axiales dont la fréquence concorde avec le temps de résidence des ions dans le canal, et correspondant à la propagation d’ondes acoustiques
1 – 100 MHz	$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ <i>Electron Drift Instability</i> (EDI)	Oscillations azimutales de longueur d’onde millimétrique

Tableau 1 : Principales instabilités identifiées dans les propulseurs à courant de Hall

Ces oscillations du plasma sont synonymes de l’émission d’un rayonnement électromagnétique, aux fréquences correspondantes. Ainsi, la mesure expérimentale du rayonnement émis par les propulseurs à courant de Hall montre non seulement des composantes dans les gammes kHz et MHz attendues, mais aussi dans la gamme GHz. L’origine physique de cette émission GHz a reçu, dans les dernières décennies, une attention bien moindre qu’aux fréquences inférieures. Pourtant, l’identification précise des processus et/ou instabilités en jeu contribuerait à une meilleure compréhension de la physique de ces propulseurs. Plus encore, c’est un aspect important de compatibilité électromagnétique (CEM) entre le propulseur et l’engin spatial, pour qui ce rayonnement peut être source de bruit électromagnétique.

1.3 Vers le domaine GHz

Compte-tenu de son caractère haute-fréquence, cette émission GHz apparaît plus probablement comme l’effet d’oscillations d’électrons plutôt que d’ions, à l’inertie bien plus importante. Dans ce contexte, des travaux précurseurs étudiant les mouvements électroniques comme sources d’un rayonnement GHz furent menés par Kirdyashev [2], depuis les années 70. Tout au long de ses travaux, l’auteur fit usage d’une sonde micro-ondes dédiée pour étudier, au sein du plasma, la présence de fluctuations de potentiel à différentes positions dans et autour du propulseur. Il a proposé plusieurs mécanismes, certains pouvant expliquer le développement d’instabilités dans cette gamme de fréquences, et a même récemment suggéré comment ils pourraient contribuer au transport anormal d’électrons dans les décharges $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ [3].

La caractérisation électromagnétique du rayonnement émis par les propulseurs de Hall a été effectuée par Beiting [par ex. 4] dans une installation dédiée, consistant en une chambre à vide métallique comportant une excroissance diélectrique, immergée dans une chambre semi-anéchoïque. Il a évalué, entre autres, les caractéristiques temporelles de ce rayonnement GHz, se produisant par impulsions de quelques centaines de nanosecondes. De telles installations ont l’avantage de minimiser dans une certaine mesure les réflexions indésirables des ondes sur les parois métalliques de l’enceinte, mais sont encombrantes et coûteuses. Plus récemment, Mazières et al. ont montré qu’il était possible de recueillir des informations significatives sur cette émission dans une chambre à vide conventionnelle du LAPLACE [5], à l’aide d’une antenne électriquement courte.

2 Méthode et résultats

Dans la continuité de l’approche mise en place par Mazières et al., nous avons fait usage d’une antenne électriquement courte, consistant en un simple câble coaxial dénudé placé dans l’enceinte et éloigné du plasma, pour caractériser le rayonnement GHz émis par un propulseur de Hall expérimental, le propulseur ID-Hall II [6]. Un schéma du dispositif expérimental et de la sonde utilisée sont présentés en Figure 2 et Figure 3. La longueur $l \sim 5$ mm de l’embout sensible de la sonde (l’âme dépassant du câble coaxial) a été choisie petite par rapport à la longueur d’onde correspondant à la fréquence maximale de 4 GHz atteignable par l’oscilloscope, i. e. $l \ll 7.5$ cm. En aval de la sonde, un DC-bloc est destiné à couper la composante continue du signal et à isoler les deux conducteurs du câble coaxial des parois de l’enceinte (mise à la terre), pour en faire une sonde flottante.

Ce dispositif permet de révéler les impulsions GHz attendues, illustrées en Figure 4, sur laquelle est superposé le courant de décharge I_d .

2.1 Première approche : moyennage global

L’exemple de signal tracé sur la Figure 4 laisse entrevoir le caractère vraisemblablement aléatoire de l’apparition et de l’amplitude de ces impulsions GHz. Quelle stratégie adopter alors pour les analyser ? Une première approche, celle développée par Mazières et al., peut consister à sélectionner les impulsions de plus grande amplitude par variation du *trigger* de l’oscilloscope, et à en calculer la moyenne dans le domaine temporel. En effet, on observe que, bien que chaque pulse individuel soit différent dans le domaine temporel, la moyenne temporelle d’un ensemble d’échantillons révèle une forme répétable pourvu que le nombre d’échantillons soit suffisamment grand (la limite basse étant autour de 500 échantillons). Un exemple de moyenne temporelle sur 512 de ces pulses et son spectre associé sont présentés à titre d’exemple en Figure 5.

Les spectres de tels signaux moyennés révèlent un contenu fréquentiel riche et intense des impulsions dans la gamme

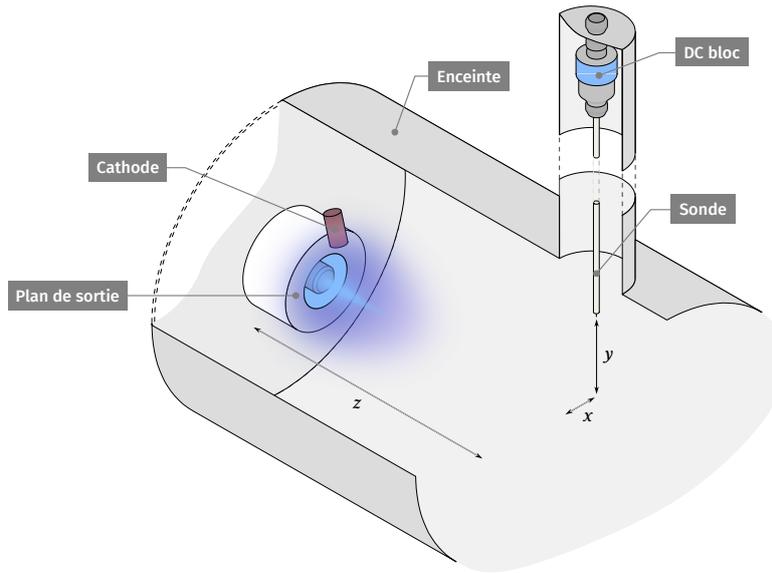


Figure 2 : Montage expérimental

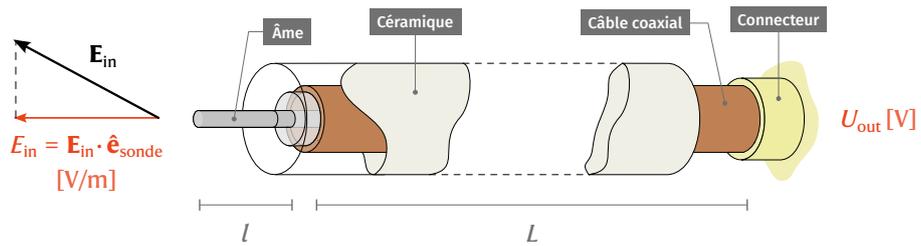


Figure 3 : Sonde

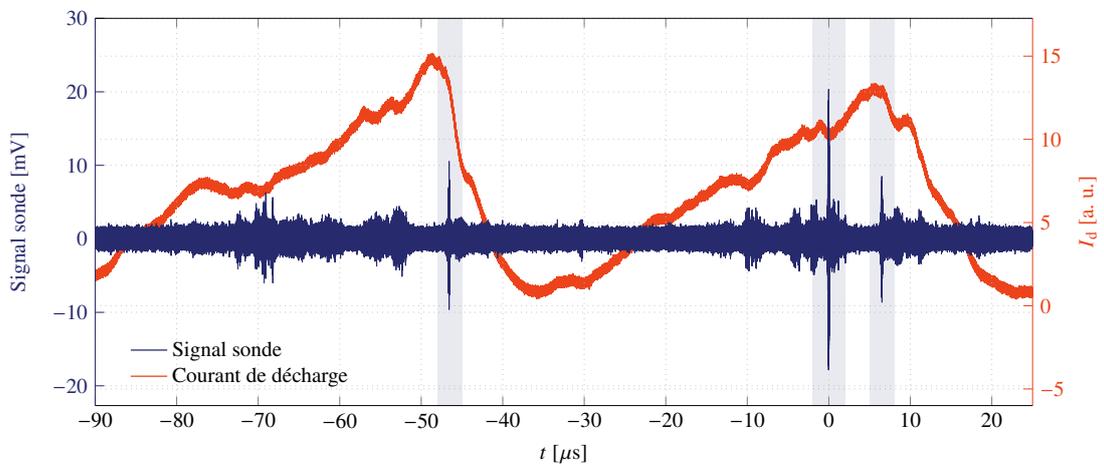


Figure 4 : Exemple de signal reçu par la sonde, après application d'un filtre passe-haut à la fréquence de coupure $f_c = 10 \text{ MHz}$ (bleu) et oscillations du courant de décharge au même instant (orange).

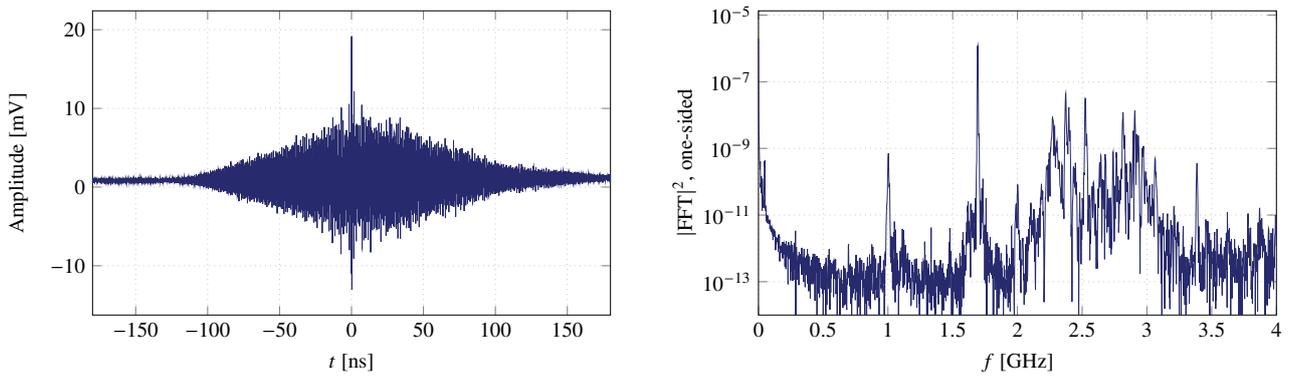


Figure 5 : Moyenne temporelle sur 512 impulsions obtenues pour les paramètres suivants : tension de décharge $U_d = 280$ V, débit de gaz à l'anode 6 sccm, débit de gaz à la cathode 3 sccm, et trigger de l'oscilloscope porté à 17 mV (gauche). À droite, spectre associé à cette moyenne temporelle.

[0, 4] GHz. Le tracé de ces spectres pour différents paramètres de décharge, comme la tension de décharge U_d , permet également de distinguer une variation globale du rayonnement GHz en fonction de différents régimes de fonctionnement du propulseur, de manière similaire aux résultats obtenus par Mazières et al..

Néanmoins, de possibles disparités entre ces impulsions peuvent être révélées en étudiant leurs caractéristiques individuellement plutôt que collectivement.

2.2 Deuxième approche : analyse individuelle et lien avec les oscillations de *Breathing Mode*

Une analyse individuelle des impulsions observées a ainsi été mise en place en enregistrant une série de 99 impulsions aux mêmes paramètres que ceux de la Figure 5 : tension de décharge $U_d = 280$ V, débit de gaz à l'anode 6 sccm, débit de gaz à la cathode 3 sccm, et *trigger* de l'oscilloscope à 17 mV. L'avantage de cette procédure, en plus d'avoir accès à chaque impulsion individuellement, est aussi de pouvoir à présent étudier leurs caractéristiques en relation avec le courant de décharge I_d , enregistré en parallèle. Si l'on observe les variations de ce courant de décharge sur l'exemple de la Figure 4, on remarque en effet que ce dernier oscille à une fréquence caractéristique d'une instabilité basse-fréquence connue, le *Breathing Mode* (voir Tableau 1).

On a ainsi tracé sur la Figure 6 la statistique d'apparition de ces impulsions relativement à la phase du *Breathing Mode* et à son amplitude (normalisée sur une oscillation). Ce résultat, bien qu'obtenu sur un nombre d'échantillons limité, révèle que l'apparition des pics GHz n'est pas indépendante du courant de décharge. Les impulsions se produisent préférentiellement à fort courant et à proximité (majoritairement après) le maximum.

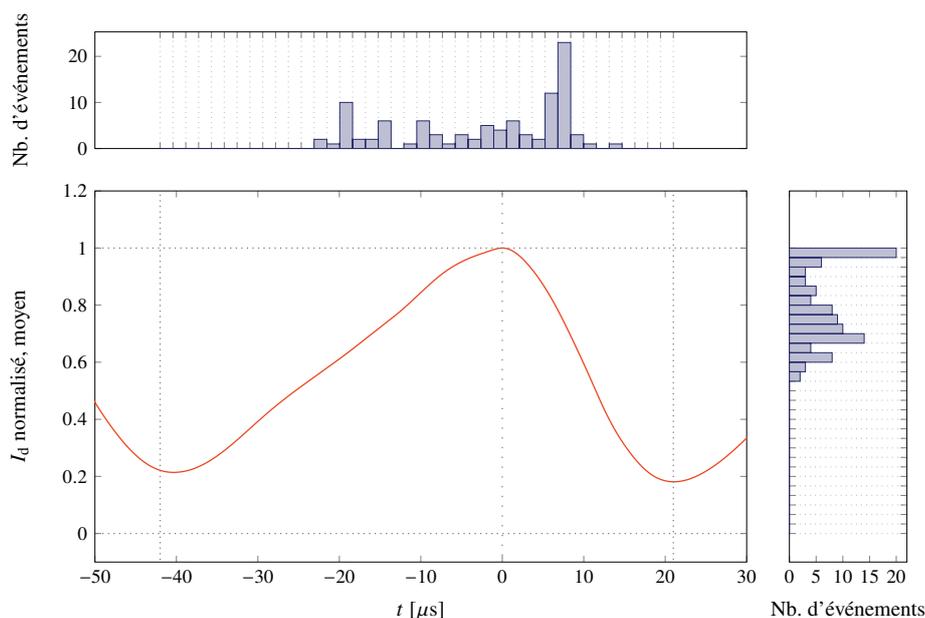


Figure 6 : Statistique d'apparition des pics relativement à la phase du *Breathing Mode* (haut) et à l'amplitude (normalisée) du courant de décharge I_d (droite)

Une observation plus intéressante encore provient de l'analyse du spectre de chaque impulsion, en relation avec ce courant de décharge. Une analyse manuelle du spectre de chaque impulsion révèle en effet une variation explicite du contenu fréquentiel de l'impulsion suivant que celle-ci se produise avant (front montant) ou après (front descendant) le maximum de *Breathing Mode*.

À titre d'exemple, on a tracé sur la Figure 7 trois impulsions s'étant produites sur front montant de *Breathing Mode* et leurs spectres respectifs. Le caractère quasi-monofréquence de chaque impulsion est frappant : une composante unique se distingue dans chaque spectre, à une fréquence que l'on notera f_U . Ce comportement est en fait valable **pour toute impulsion se produisant sur front montant de *Breathing Mode***. D'autre part, cette fréquence unique f_U semble ne prendre que des valeurs discrètes, dépendant de la valeur I_{pulse} du courant au moment de l'apparition de l'impulsion. La Figure 8 montre ainsi la distribution des couples (f_U, I_{pulse}) pour toutes les impulsions ayant eu lieu sur front montant. Les impulsions s'étant produites à fort courant se partagent autour des deux fréquences 2.27 et 2.37 GHz, tandis que le reste des impulsions a une fréquence centrée sur la valeur 1.69 GHz.

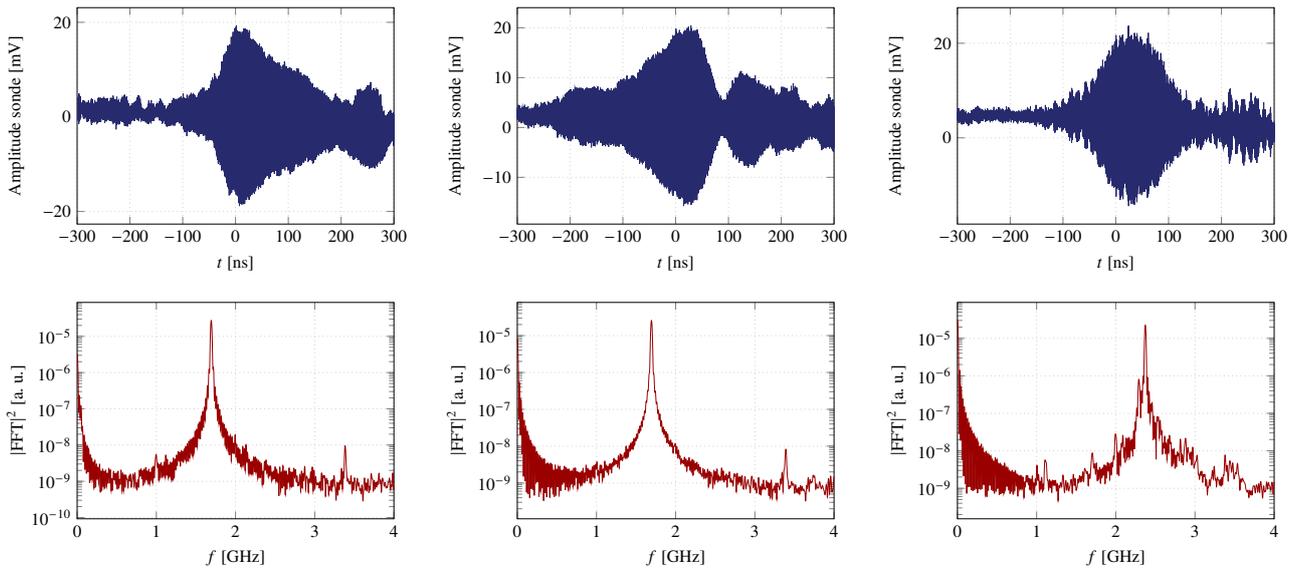


Figure 7 : Exemples d'impulsions apparues sur front montant de *Breathing Mode* et spectre associé.

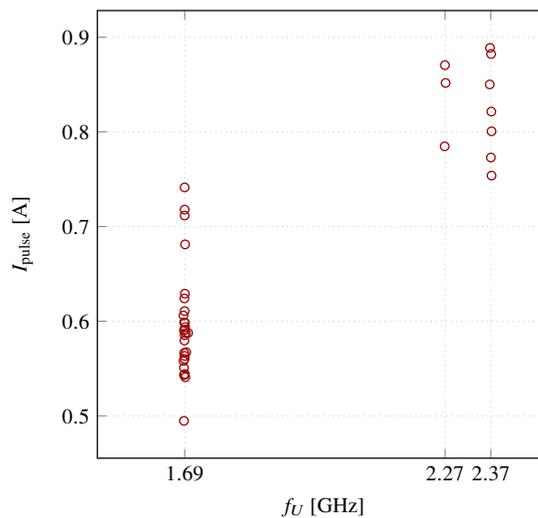


Figure 8 : Distribution des couples (f_U, I_{pulse}) pour toutes les impulsions ayant eu lieu sur front montant

De même, on a tracé sur la Figure 9 trois impulsions s'étant produites sur front descendant de *Breathing Mode* et leurs spectres respectifs. La différence avec les spectres obtenus sur front montant est nette. Les impulsions ont un contenu spectral riche entre 2 et 3 GHz. Cette observation se vérifie également sur l'ensemble des spectres obtenus sur front descendant. La moyenne de ces spectres est tracée en Figure 10. On y remarque la répartition fréquentielle en plusieurs composantes étroites.

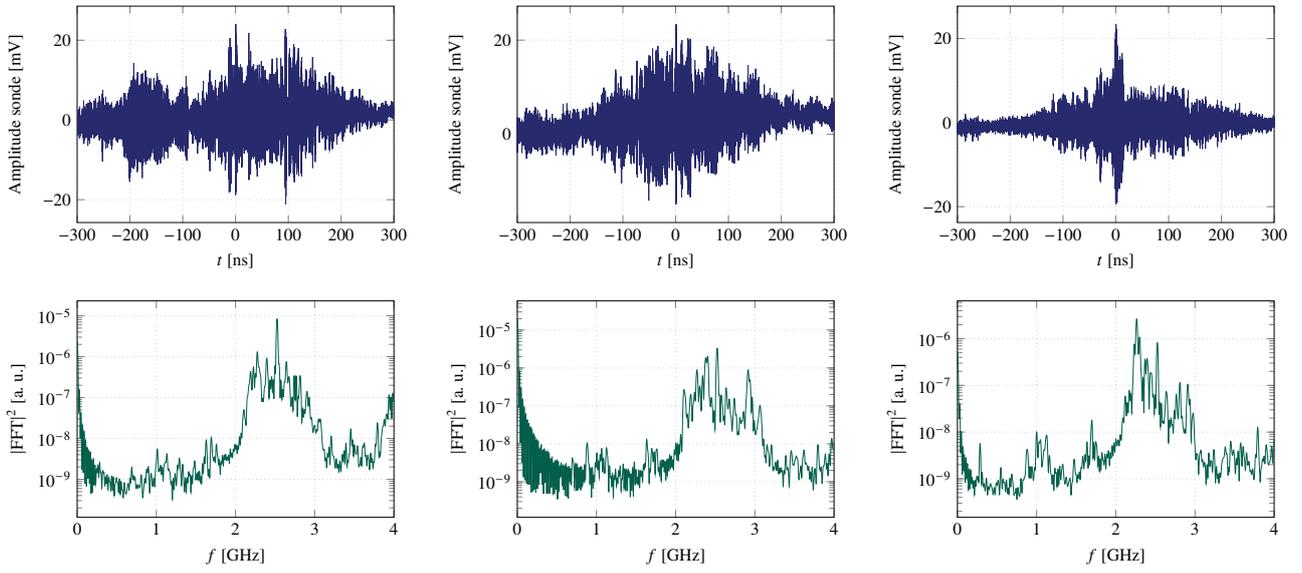


Figure 9 : Exemples d'impulsions apparues sur front descendant de Breathing Mode et spectre associé.

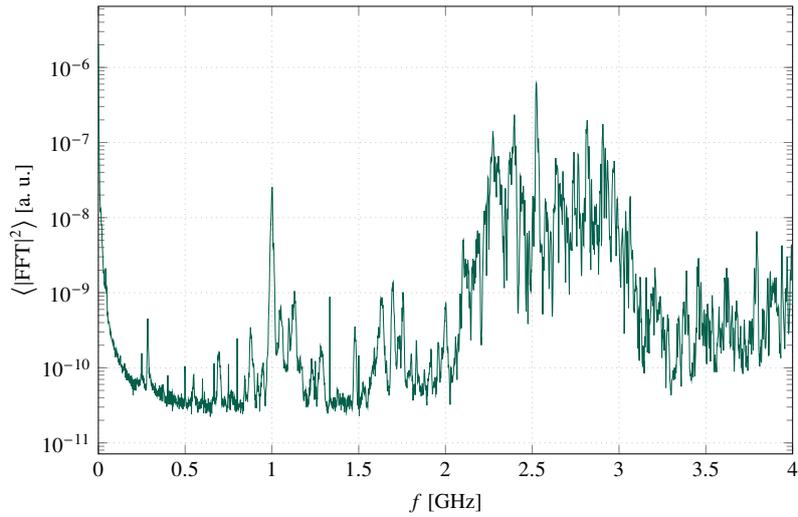


Figure 10 : Spectre moyen des impulsions apparues sur front descendant de Breathing Mode

2.3 Discussion sur l'effet de la cavité

La chambre à vide (métallique) dans laquelle les mesures sont réalisées constitue une cavité réverbérante. Le spectre du signal reçu par la sonde correspond donc théoriquement au spectre réel (en espace libre) multiplié dans le domaine fréquentiel par la fonction de transfert de la cavité. La répartition discrète des fréquences observée et de manière générale, le contenu spectral en composantes étroites correspondent donc possiblement à des fréquences de résonance de la cavité. Déterminer cette fonction de transfert est rendu difficile par le caractère instationnaire de l'émission GHz, et par le fait que son origine spatiale dans la cavité n'est pas connue avec précision. Néanmoins, des stratégies sont en cours d'élaboration pour évaluer la distortion potentielle du spectre des impulsions due à cet effet. La différence de comportement observée entre les impulsions apparaissant sur front montant ou descendant de *Breathing Mode* reste cependant bien valide, les intervalles spectraux séparant les pics de fréquence observés dans les spectres étant souvent plusieurs fois supérieurs aux intervalles spectraux entre deux résonances de la cavité.

3 Conclusion et perspectives

Ces travaux ont permis de mettre en évidence la dépendance de l'émission GHz pulsée des propulseurs de Hall avec le courant de décharge. Cette émission n'est donc pas aléatoire et les caractéristiques spectrales des impulsions de plus grande amplitude, notamment celles apparaissant sur front montant de *Breathing Mode*, sont un bon indice du mécanisme physique potentiellement à leur source.

Les facteurs empiriques évoqués dans la littérature comme influençant majoritairement cette émission sont le débit de gaz à la cathode et, dans un second temps, l'intensité et la topologie du champ magnétique. En ce sens, la poursuite de la caractérisation de cette émission GHz est en cours au LAPLACE en tirant profit du propulseur PPS Flex [7], à la configuration magnétique contrôlable. Les diagnostics existants destinés à sonder le champ électrique dans la cavité ont également été améliorés de manière à obtenir une localisation plus précise de la mesure, et complétés par une sonde telle qu'utilisée par Kirdyashev, visant à mesurer simultanément des fluctuations locales de densité électronique au sein du plasma. Ces travaux feront l'objet de futures communications.

Références bibliographiques

- [1] Choueiri, E. Y., "Plasma oscillations in Hall thrusters," *Physics of Plasmas*, Vol. 8, No. 4, 2001, pp. 1411–1426. <https://doi.org/10.1063/1.1354644>.
- [2] Kirdyashev, K. P., *Microwave Processes in Plasmadynamic Systems*, Energoatomizdat, Moscow, 1982.
- [3] Kirdyashev, K. P., "Anomalous transport of electrons in an electric discharge with transverse magnetic field," *Journal of Physics : Conference Series*, Vol. 2056, No. 1, 2021, p. 012050. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2056/1/012050>.
- [4] Beiting, E., Spektor, R., and Eapen, X., "Time-Domain Characteristics of 0.2 - 8 GHz Pulsed Emission from Hall Thrusters," *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit (American Institute of Aeronautics and Astronautics)*, 2010. <https://doi.org/10.2514/6.2010-6777>.
- [5] Mazières, V., Gaboriau, F., Guglielmi, A., Laquerbe, V., 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, 2022, p. 072107. <https://doi.org/10.1063/5.0090774>.
- [6] Dubois, L., Gaboriau, F., Liard, L., Harribey, D., Henaux, C., Garrigues, L., Hagelaar, G. J. H., Mazouffre, S., Boniface, C., and Boeuf, J. P., "ID-HALL, a new double stage Hall thruster design. I. Principle and hybrid model of ID-HALL," *Physics of Plasmas*, Vol. 25, No. 9, 2018, p. 093503. <https://doi.org/10.1063/1.5043354>.
- [7] Mazouffre, S., Garrigues, L., Henaux, C., Vilamot, R., Rossi, A., Harribey, D., Bourgeois, G., Vaudolon, J., and Zurbach, S., "Design and First Test Campaign Results with a New Flexible Magnetic Circuit for a Hall Thruster," *2013 IEPC : 33rd International Electric Propulsion Conference, Washington, USA*, Washington, United States, 2013. URL <https://hal.science/hal-03938051>.