



Open Archive Toulouse Archive Ouverte (OATAO)

OATAO is an open access repository that collects the work of some Toulouse researchers and makes it freely available over the web where possible.

This is an author's version published in: <https://oatao.univ-toulouse.fr/17801>

To cite this version :

Laquerbe, Vincent and Pascaud, Romain and Callegari, Thierry and Liard, Laurent and Pascal, Olivier Antenne VHF miniature reconfigurable en fréquence par décharge plasma : modélisation et résultats expérimentaux. (2017) In: 20ème Journées Nationales Microondes, JNM 2017, 16 May 2017 - 19 May 2017 (Saint-Malo, France).

Any correspondence concerning this service should be sent to the repository administrator:

tech-oatao@listes-diff.inp-toulouse.fr

Antenne VHF miniature reconfigurable en fréquence par décharge plasma : modélisation et résultats expérimentaux

V. Laquerbe¹, R. Pascaud¹, T. Callegari², L. Liard², O. Pascal²

¹Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE-SUPAERO), Université de Toulouse,
31055 TOULOUSE Cedex 4

² Université de Toulouse, CNRS, UPS, INP, LAPLACE, Toulouse, France.
vincent.laquerbe@isae.fr

Résumé — Dans ce papier, nous proposons l'utilisation d'un plasma froid hors équilibre thermodynamique comme matériau à permittivité négative dans la réalisation d'une antenne sphérique miniature à résonance quasi-statique. Cette résonance est étudiée analytiquement puis numériquement et un prototype expérimental est présenté.

1. Introduction

La miniaturisation d'antenne est un challenge important dans le design des systèmes actuels et en particulier dans la bande de fréquences VHF où les longueurs d'onde sont importantes. De nombreuses techniques de miniaturisation ont été proposées pour ces fréquences [1]. Récemment, l'utilisation d'un milieu à permittivité négative (ENG pour *Epsilon NeGative*) a été suggérée afin de rendre résonantes des structures sub-longueur d'onde [2, 3].

Le principe théorique repose sur le comportement électromagnétique d'une petite sphère (au sens de la longueur d'onde). Sous hypothèse quasi-statique, sa polarisabilité α , soit sa capacité à rétro-diffuser la puissance qu'elle reçoit, dépend de sa constante diélectrique ε_p et s'écrit [3] :

$$\alpha = 3 \frac{\varepsilon_p - 1}{\varepsilon_p + 2} \quad (1)$$

On remarque, d'après l'équation (1), que cette polarisabilité tend vers l'infini lorsque $\varepsilon_p = -2$. C'est ce comportement particulier qui a été envisagé pour la conception d'antenne miniature [3].

L'implémentation de cette solution a par exemple été réalisée avec des métamatériaux [4]. Nous proposons ici d'utiliser la réponse diélectrique naturelle d'un plasma non-magnétisé froid et hors équilibre thermodynamique pour obtenir un milieu dont la permittivité est négative. Ces plasmas sont en effet représentés du point de vue électromagnétique par leur permittivité relative complexe qui suit le modèle de Drude [5] :

$$\varepsilon_p(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad \omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{m_e \varepsilon_0} \quad (2)$$

où ν , ω_p , e , n_e , m_e et ε_0 sont respectivement la fréquence de collision (pertes), la fréquence angulaire du plasma, la

charge électrique élémentaire, la densité électronique, la masse de l'électron et la permittivité du vide. Le contrôle de la densité électronique du plasma permet par ailleurs de modifier sa constante diélectrique dans un gamme relativement étendue (valeurs négatives, nulles ou comprises entre 0 et 1) et ainsi de rendre l'antenne potentiellement reconfigurable en fréquence. Toutefois, l'hétérogénéité du plasma requiert une étude analytique plus poussée.

Dans ce papier, nous présentons des études analytiques, numériques et expérimentales d'un prototype antennaire à base de plasma dont les différentes étapes sont présentées sur la Figure 1. Dans un premier temps, un profil de densité électronique radiale est mesuré. Ce profil crée, à une fréquence donnée, un milieu dont on connaît la permittivité à l'aide de l'équation (2), que l'on exprime sous une forme polynomiale en r . On résout ensuite analytiquement l'équation de Laplace pour différentes fréquences et on en déduit l'existence de résonances (forte amplification de la polarisabilité de la structure). Par ailleurs, en discrétisant suffisamment le profil mesuré précédemment en calottes sphérique de pas homogène, on est en mesure d'étudier le résonateur ENG grâce à des logiciels de simulation électromagnétiques 3D.

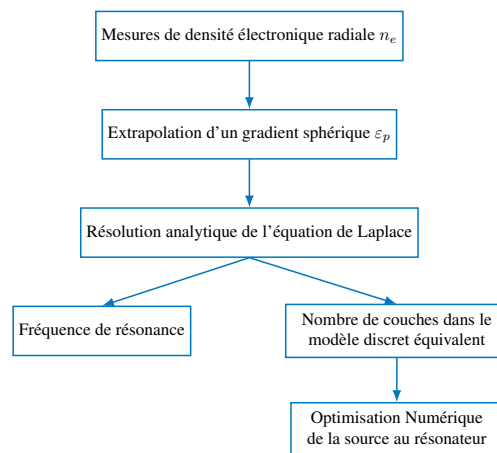


Figure 1. Schéma d'étude du résonateur ENG.

2. Description du prototype

La Figure 2 présente le prototype développé dans le cadre de ces travaux. Une hémisphère de verre et un disque de verre sont placés de part et d'autre d'un support métallique, faisant office de plan de masse pour l'antenne, afin de créer une cavité hermétique dans laquelle est excité un plasma. Le disque de verre et le support sont percés en leur centre pour permettre le passage d'un connecteur traversant de type SMA sur lequel est ensuite vissé un monopole.

Afin de créer une structure ENG résonante, une décharge plasma est générée dans l'enceinte hémisphérique. Une solution technique originale a ainsi été implémentée pour ne pas perturber le fonctionnement de l'antenne monopole. Pour cela, une source de couplage par induction (ICP pour *Inductively Coupled Plasma*) a été placée sous le plan de masse. Celle-ci est composée d'un générateur de puissance à 13.56 MHz en série avec une spirale plane de 145 mm de diamètre extérieur qui comprend un enroulement de pas homogène sur 3 tours et demi. Le couplage entre la spirale et l'enceinte est rendu possible par l'usinage de six fentes radiales dans le plan de masse (voir Figure 2). Des tiges métalliques radiales supplémentaires ont également été ajoutées sur ces fentes ; ce qui permet de réduire la diffraction du monopole sur la partie inférieure et de filtrer la composante radiale du champ électrique de la source ICP. Cet écran de Faraday augmente le transfert de puissance entre la spirale et la décharge plasma en diminuant la composante couplée capacitivement.

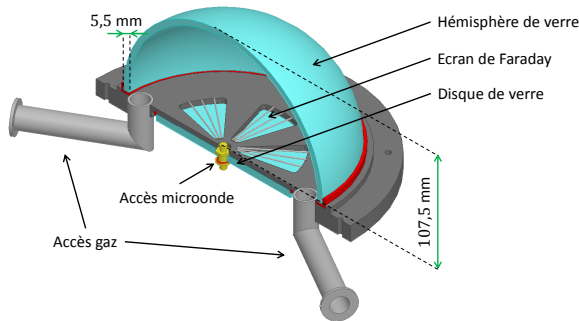


Figure 2. Schéma de conception du prototype antennaire à résonance ENG.

Les deux accès gaz de la Figure 2 permettent de contrôler la pression de l'enceinte et d'y injecter le type de gaz voulu. Compte tenu de la bande de fréquence considérée ici ($f < 300$ MHz) ce prototype permet d'étudier le concept de résonateur ENG pour des structures sub-longueur d'onde et miniatures (en effet, $ka < 0.5$ au-dessous de 222 MHz environ).

3. Mesures de densités électroniques

Afin d'effectuer des mesures de densité, l'hémisphère supérieure a été légèrement modifiée et comprend plusieurs accès DN16. Une sonde de Langmuir [6], montée sur un translateur linéaire (voir Figure 2), est ensuite

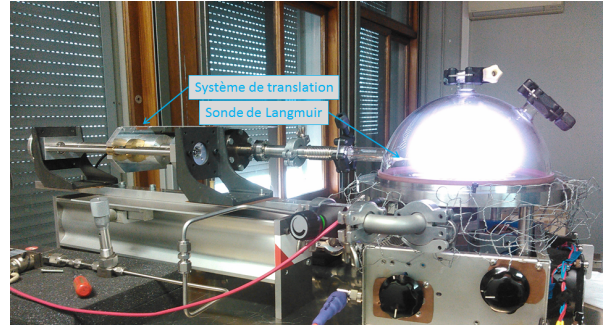


Figure 3. Prototype expérimental avec la sonde de Langmuir montée sur le translateur linéaire.

connectée à cet accès. Cette sonde permet une mesure locale de la densité électronique n_e . Le translateur linéaire permet le déplacement de la sonde pour différentes positions radiales, ce qui fournit au final un profil de densité longitudinal.

Par la suite, nous utiliserons le profil de la Figure 4 obtenu pour une décharge dans l'argon à une pression de 10 mTorr. La puissance transmise à la source ICP est de 50.5 dBm pour une puissance réfléchie mesurée de 34.9 dBm. Au-delà des pertes ohmiques dans les connecteurs de la spirale (typiquement de l'ordre de quelques %), le couplage entre la spirale ICP et le plasma est efficace et permet d'atteindre les densités électroniques importantes.

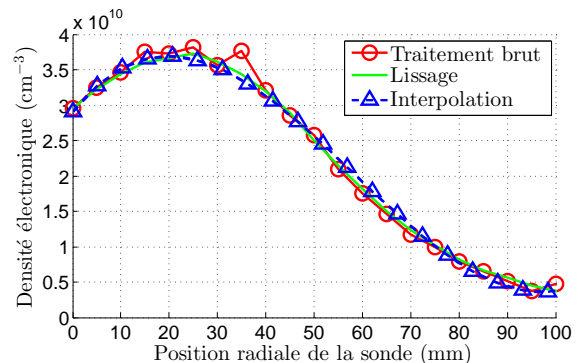


Figure 4. Profil radial de densité électronique mesuré, lissé et interpolé par un polynôme de degré 3 en r .

4. Modélisation analytique du résonateur

Comme on peut le voir sur la Figure 4, la densité électronique n'est pas constante dans l'enceinte, du fait de la diffusion des particules, et sa valeur au bord de la sphère chute rapidement. Cet effet est principalement dû à l'apparition d'une gaine (région électriquement neutre) nécessairement présente entre le gaz ionisé et le milieu environnant, ici le verre. Afin de prendre en compte cette hétérogénéité, le profil de densité électronique mesuré $n_e(r)$ est interpolé par une fonction polynomiale sur l'intervalle $[0, r_p]$, où r_p représente le rayon de l'hémisphère dans laquelle la décharge plasma s'établit. Plusieurs polynômes de degrés différents ont été considérés. Le polynôme de degré 3 de la Figure 4 (courbe bleue) est cohérent avec

la mesure. A l'aide de l'équation (2), on en déduit, pour chaque fréquence de fonctionnement, le profil de permittivité relative suivant :

$$\varepsilon_p = \varepsilon_{p,0} + \varepsilon_{p,1}r + \varepsilon_{p,2}r^2 + \varepsilon_{p,3}r^3 \quad (3)$$

De r_p à r_s (rayon intérieur de l'hémisphère de verre) s'établit la gaine que l'on assimile à un milieu très faiblement ionisé dont la permittivité relative ε_s est supposée égale à 1. On suppose d'après la Figure 4 que l'épaisseur de la gaine $r_s - r_p$ est égale à 2 mm. L'hémisphère de verre est représenté par une calotte de rayon intérieur $r_s = 102$ mm et de rayon extérieur $r_d = 107.5$ mm. Sa permittivité relative est $\varepsilon_d = 5.5$.

On s'intéresse maintenant au problème analytique complet présenté sur la Figure 5, ce qui se justifie en invoquant la théorie des images sur la structure réelle avec plan de masse. Pour cela, on utilise le profil mesuré précédemment que l'on extrapole par symétrie centrale de manière à reconstituer un milieu sphérique dont les paramètres diélectriques varient uniquement avec la position radiale. On discutera plus loin de la validité de cette extrapolation. La polarisabilité de cette structure se calcule analytiquement en résolvant l'équation de Laplace pour le profil continu de l'équation (3). L'indépendance angulaire de la géométrie simplifie le problème au seul calcul des composantes radiales dont l'expression générale est donnée par l'équation (4) [7].

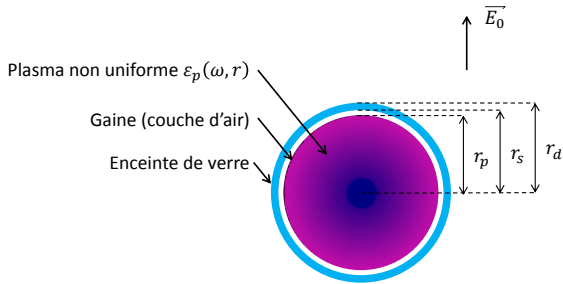


Figure 5. Schéma du problème de la diffusion d'une sphère de plasma non-uniforme entourée de verre plongée dans un champ \vec{E}_0 uniforme.

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \varepsilon_p(r) \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) - 2\varepsilon_p(r) R(r) = 0 \quad (4)$$

A l'intérieur de la gaine, du verre et pour le milieu extérieur, la permittivité relative est uniforme et donc seule la composante dipolaire est non nulle. En revanche, à l'intérieur du plasma, la composante radiale s'exprime selon une série de r dont les termes sont calculés par récurrence selon l'analyse présentée dans [8]. On retrouve l'expression finale du potentiel scalaire en injectant le premier terme de cette série dans les conditions aux limites à chaque interface entre deux milieux contigus, comme suggéré dans [7].

On calcule maintenant le coefficient dipolaire B_{OUT} (normalisé par λ^2) de l'expression du potentiel scalaire

dans le milieu extérieur pour différentes fréquences. La Figure 6 présente l'évolution de l'amplitude de B_{OUT} en fonction de la fréquence. Dans la bande de fréquence considérée, pour laquelle le facteur de miniaturisation $ka < 0.5$, et pour le profil de densité radiale mesuré de la Figure 4, on n'observe pas d'amplification significative de B_{OUT} . A première vue, la résonance est attendue à plus haute fréquence en raison des valeurs élevées de densité obtenues.

Néanmoins, la résonance quasi-statique peut être modélisée pour des densités moins importantes. En pratique, on peut supposer qu'à pression constante, le gradient radial de densité électronique sera identique à celui de la Figure 4 et qu'une variation de puissance de la source ICP permettra de réduire $n_e(0)$ et donc de retrouver une condition de résonance sur la permittivité relative du plasma à ces fréquences.

Sur la Figure 6, trois cas additionnels à plus faible densité (d'un ordre de grandeur) ont été traités et mettent en évidence la résonance quasi-statique. On constate en effet une forte amplification du coefficient dipolaire B_{OUT} pour des fréquences spécifiques. Lorsque $n_e(0)$ augmente, la fréquence de résonance augmente également. Ce comportement permet d'envisager l'agilité en fréquence du résonateur à plasma.

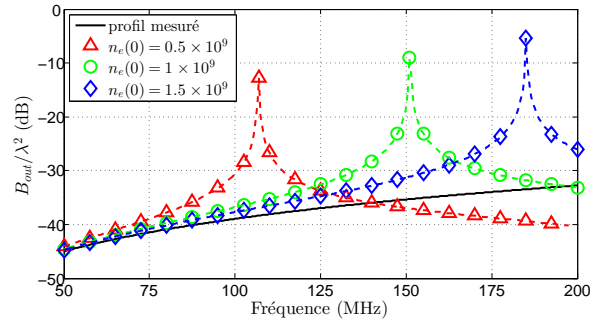


Figure 6. Coefficients dipolaires B_{OUT} normalisés par λ^2 en fonction de la fréquence.

Il est important de noter que les densités électroniques mesurées ici proviennent d'une mesure de Langmuir selon r dans la direction horizontale que l'on a ensuite extrapolée selon θ et ϕ . La disposition de la source ICP sur la partie inférieure laisse envisager que le gradient radial dans la direction verticale sera beaucoup plus important, du fait de la décroissance forte du champ selon cette direction (c'est-à-dire lorsqu'on s'éloigne de la source). Ce nouveau gradient tendra donc à diminuer la densité électronique réelle dans l'enceinte.

5. Modélisation numérique de l'antenne miniaturisée à plasma

Le calcul de la fréquence de résonance f_{res} par le modèle analytique continu sert également de référence dans la recherche du nombre minimum N de couches concentriques à considérer dans une représentation discrète du milieu plasma.

En pratique, cette discrétisation devient nécessaire lorsqu'on souhaite effectuer des simulations full-wave afin d'optimiser la source microonde (un monopole dans notre cas) au système plasma résonant [9]. La Figure 7 compare les fréquences de résonance obtenues par le calcul analytique et la simulation sur Ansys HFSS lorsque $N = 16$ et pour différents $n_e(0)$. Il est intéressant de remarquer que plus $n_e(0)$ augmente, plus l'estimation de f_{res} est mauvaise car le paramètre ka n'est plus négligeable : l'hypothèse quasi-statique n'est donc plus valide.

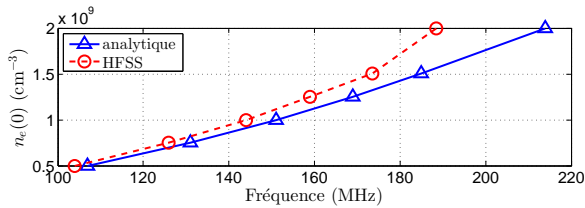


Figure 7. Comparaison des fréquences de résonance obtenue par le calcul analytique et par la simulation électromagnétique.

Les paramètres d'impédance et de rayonnement d'un monopole de longueur $l = 90$ mm et de rayon $r = 8.5$ mm placé au centre de l'hémisphère de plasma et relié à un port d'excitation 50Ω ont été calculés numériquement. Lorsque le plasma est éteint, le monopole miniature est fortement capacitif et non-résonant (sa résonance propre a lieu à plus haute fréquence). A l'inverse pour un plasma dont le gradient est celui de la Figure 4 avec une densité $n_e(0) = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, une résonance apparaît.

Le tableau 1 résume les différents paramètres antenne obtenus en simulation pour un plasma éteint et un plasma allumé. Le plasma permet de réduire la fréquence de résonance du monopole de 700 MHz à environ 139 MHz. A cette nouvelle fréquence, le facteur de miniaturisation est $ka = 0.313$, ce qui correspond à une structure résonante de dimension caractéristique $\lambda/20$.

Tableau 1. Coefficient de réflexion et efficacité totale simulés avec et sans plasma

	S_{11} (dB)	η_{tot} (%)
Plasma OFF	-0.0034	0.097
Plasma ON	-10.11	7.1693

6. Conclusion

Dans ce papier, nous avons présenté une nouvelle implémentation de la résonance quasi-statique ENG pour le rayonnement d'antenne à l'aide d'une décharge plasma. Un prototype expérimental a été conçu et construit afin de valider ce concept.

Des mesures de densités électroniques ont permis

d'obtenir les paramètres électriques du plasma afin d'étudier analytiquement et numériquement l'influence d'un plasma réaliste sur une structure hémisphérique.

La prévision de la fréquence de résonance de la structure par le modèle analytique est cohérente avec les simulations électromagnétiques classiques effectuée sur le logiciel commercial Ansys HFSS.

Les paramètres antennaires simulés mettent en évidence la résonance quasi-statique lorsque le plasma est allumé et permettent une augmentation relative de la puissance rayonnée d'environ 18.7 dB. En outre, la structure devient furtive lorsque le plasma est éteint et le contrôle du plasma (à travers sa densité) apporte l'agilité en fréquence à cette solution.

7. Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier la DGA pour son soutien financier.

Références

- [1] J. Volakis, C.-C. Chen, and K. Fujimoto, *Small Antennas Miniaturization Techniques & Applications*. McGraw Hill, 2010.
- [2] R. Ziolkowski and A. Erentok, "Metamaterial-based efficient electrically small antennas," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 54, no. 7, pp. 2113–2130, Jul. 2006.
- [3] H. R. Stuart and A. Pidwerbetsky, "Electrically small antenna elements using negative permittivity resonators," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 54, no. 6, pp. 1644–1653, Jun. 2006.
- [4] D. Smith, D. Vier, S. N.-N. W. Padilla, and S. Schultz, "Loop-wire medium for investigating plasmons at microwave frequencies," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 10, pp. 1425–1427, 1999.
- [5] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. John Wiley and Sons, 2005.
- [6] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, "The theory of collectors in gaseous discharges," *Phys. Rev.*, vol. 28, pp. 727–763, Oct 1926.
- [7] A. Sihvola and I. V. Lindell, "Transmission line analogy for calculating the effective permittivity of mixtures with spherical multilayer scatterers," *J. Electromagn. Waves Applicat.*, vol. 2, no. 8, pp. 741–756, 1988.
- [8] V. Laquerbe, R. Pascaud, T. Callegari, L. Liard, and O. Pascal, "Analytical model for the study of quasi-static resonance of non-uniform ϵ -negative spheres," *soumis à IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, 2017.
- [9] —, "Preliminary study on the feasibility of a plasma-based electrically small eng antenna," in *Eur. Conf. Antennas and Propag. (EuCAP)*, Apr. 2016.