



**HAL**  
open science

# Diffusion incohérente d'une onde électromagnétique à la fréquence hybride supérieure

J.T. Mendonca, B. Zanfagna

► **To cite this version:**

J.T. Mendonca, B. Zanfagna. Diffusion incohérente d'une onde électromagnétique à la fréquence hybride supérieure. *Journal de Physique Lettres*, 1975, 36 (6), pp.165-167. 10.1051/jphyslet:01975003606016500 . jpa-00231179

**HAL Id: jpa-00231179**

**<https://hal.science/jpa-00231179>**

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

Classification  
 Physics Abstracts  
 6.520

## DIFFUSION INCOHÉRENTE D'UNE ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE A LA FRÉQUENCE HYBRIDE SUPÉRIEURE

J. T. MENDONÇA et B. ZANFAGNA

Association EURATOM-C.E.A. sur la Fusion,  
 DPh. PFC, Centre d'Etudes Nucléaires,  
 BP n° 6, 92260 Fontenay-aux-Roses, France

(Reçu le 13 janvier 1975, accepté le 4 avril 1975)

**Résumé.** — On a observé la diffusion incohérente amplifiée d'une onde électromagnétique, polarisée suivant le mode extraordinaire, liée à l'existence de la résonance hybride supérieure dans la propagation de l'onde à travers un magnéto-plasma inhomogène.

**Abstract.** — Enhanced incoherent scattering at the upper hybrid layer of an extraordinary electromagnetic wave propagating in an inhomogeneous magnetized plasma has been observed.

A. La diffusion incohérente d'un faisceau laser par les fluctuations de densité électronique est une méthode de diagnostic des plasmas très répandue [1]. Des expériences analogues avec des faisceaux micro-ondes, qui pourraient mieux mettre en évidence la partie *ionique* du spectre de fluctuations, ne sont possibles que dans des conditions très particulières [2], par manque de sources assez puissantes. Un calcul récent [3, 4] a cependant montré que la section efficace de diffusion augmente de plusieurs ordres de grandeur quand l'onde incidente, de fréquence  $f_0$ , est polarisée suivant le mode extraordinaire et se propage dans un magnéto-plasma inhomogène dans des régions où  $f_0$  est égale à la fréquence hybride supérieure  $f_H = (f_{ce}^2 + f_{pe}^2)^{1/2}$ ,  $f_{ce}$  et  $f_{pe}$  étant les fréquences plasma et cyclotronique électronique. Ce phénomène est dû à l'augmentation de l'amplitude du champ électrique de l'onde incidente quand celle-ci passe par la résonance hybride supérieure. Supposons le plasma inhomogène dans la direction  $x$ . L'égalité  $f_0 = f_H(x)$  définit une région très localisée où la résonance a lieu. La section efficace de diffusion dans cette région [3] est proportionnelle à

$$l = - (df_H^2(x)/f_0^2 dx)^{-1}$$

qui représente la variation spatiale de  $f_H$ . Nous avons mis en évidence expérimentalement cette augmentation de la section efficace de diffusion.

B. L'expérience a été réalisée dans un plasma d'hydrogène de densité électronique maximum  $n_0 = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , produit par une source héli-coïdale [5] alimentée par un magnétron fournissant 5 kW à 2,4 GHz. La figure 1a montre le profil radial

des fréquences caractéristiques du plasma :  $f_{ce}$ ,  $f_H$  et la fréquence de coupure

$$f_{co} = (\frac{1}{4} f_{ce}^2 + f_{pe}^2)^{1/2} + \frac{1}{2} f_{ce}.$$

Le schéma de l'expérience est montré sur la figure 1b. Le récepteur homodyne a une sensibilité de  $10^{-14} \text{ W/Hz}$ . Le cornet récepteur est orienté à  $45^\circ$  par rapport à la direction de l'onde incidente. Celle-ci ( $f_0 = 7,9 \text{ GHz}$  et  $P_0 = 5 \text{ W}$ ) est injectée normalement au champ magnétique de confinement  $B$  par le côté gauche du profil, pour que la couche à la fréquence de résonance lui soit accessible. En effet, si l'onde incidente était injectée par le côté opposé elle rencontrerait la couche à la fréquence de coupure  $f_{co}$  et serait réfléchiée sans atteindre la région de résonance. L'expérience est effectuée en faisant varier le champ magnétique  $B$ , ce qui équivaut à déplacer vers le haut ou vers le bas les profils de la figure 1a. Par conséquent le point de résonance, défini par l'intersection de l'ordonnée  $f_0$  avec le profil  $f_H(x)$ , se déplace radialement en fonction de  $B$ . Cette intersection existe seulement dans un intervalle  $\Delta B$  de champ magnétique.

C. La figure 2 présente le signal diffusé, pour deux valeurs de  $B$ . Le signal est inférieur au bruit si  $B$  est extérieur à l'intervalle  $\Delta B$  (Fig. 2a), tandis que pour une valeur de  $B$  comprise dans cet intervalle on observe un spectre turbulent s'étendant à quelques MHz (Fig. 2b). La variation de la puissance diffusée en fonction de  $B$  est présentée sur la figure 3a. L'intervalle  $\Delta B$  déduit des profils de la figure 1a, est indiqué sur cette figure. L'allure de la courbe expérimentale (1) est en bon accord avec celle de la courbe calculée (2)

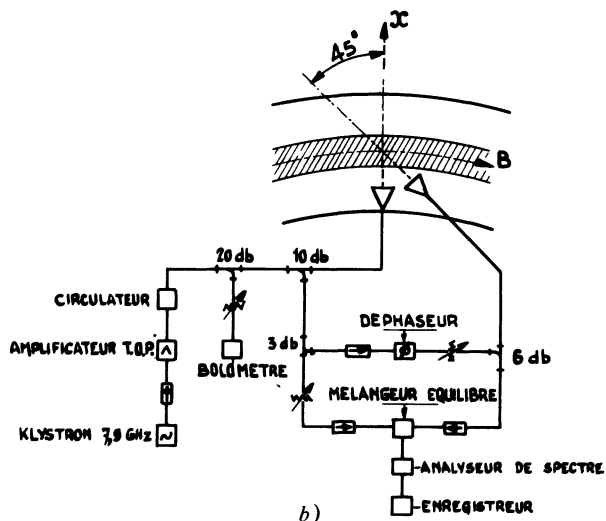
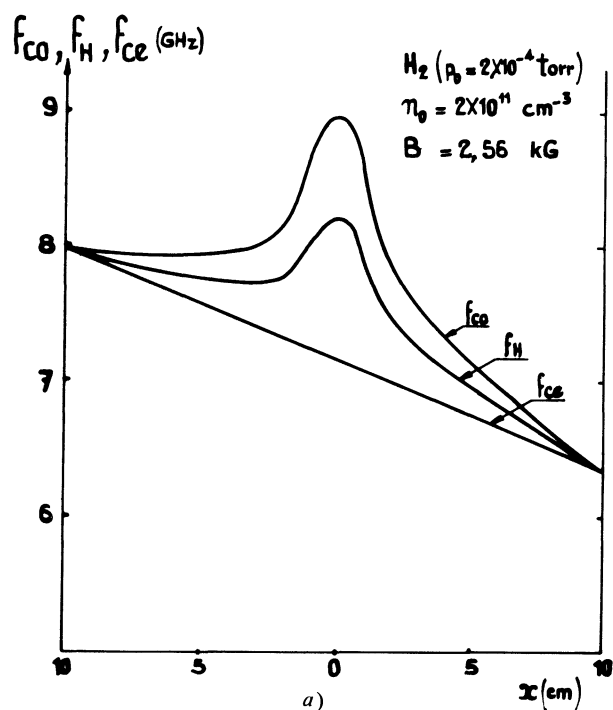


FIG. 1. — a) Profil radial des fréquences caractéristique du plasma : fréquence cyclotronique  $f_{ce}$  ; fréquence hybride supérieure  $f_H$  ; fréquence de coupure  $f_{co}$ . b) Schéma de l'expérience.

à partir de la théorie de la diffusion résonnante [3]. Le premier pic de la courbe (1) est dû à la singularité de la section efficace quand  $l^{-1} = 0$ . Le deuxième pic est associé à la diminution de la densité à la périphérie du plasma. En effet, l'amplitude du champ électrique est inversement proportionnelle à la densité électronique [6] et tend vers l'infini pour une densité nulle. Cette croissance indéfinie existe parce que la théorie ne tient pas compte de l'effet tunnel qui devient dominant pour les faibles densités et qui permet à l'onde de traverser la région de non-propagation comprise entre  $f_H(x)$  et  $f_{co}(x)$  sans subir l'effet de résonance.

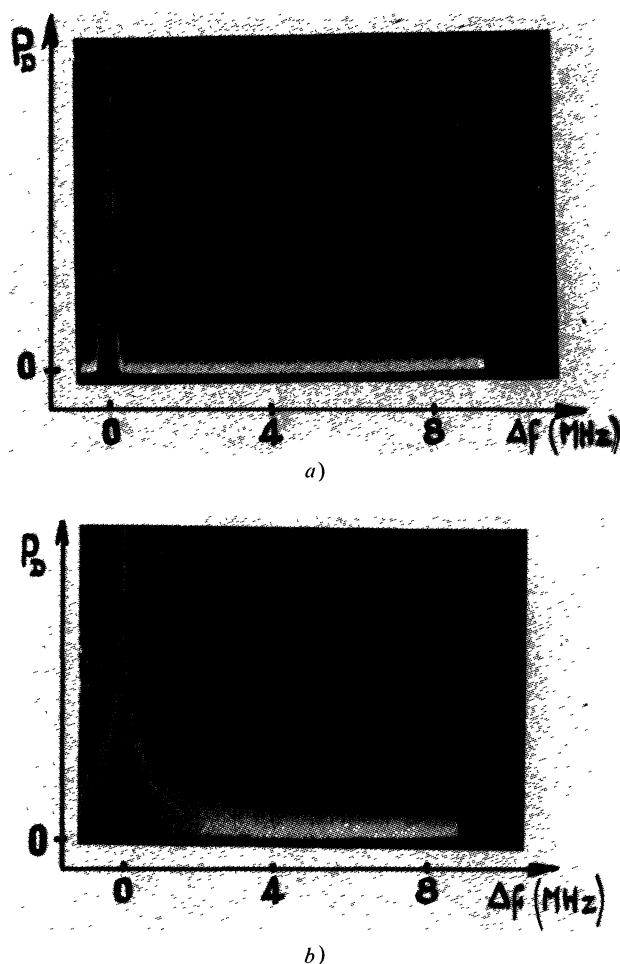


FIG. 2. — Spectre du signal diffusé ( $H_2$ , pression  $p_0 = 2 \times 10^{-4}$  torr). a)  $B = 1,33$  kG. b)  $B = 2,79$  kG.

D. Un autre effet non linéaire, lié à la présence de la résonance hybride supérieure, est la génération d'harmoniques de l'onde incidente [7, 8]. La figure 3b présente la puissance de l'harmonique  $2f_0$  en fonction de  $B$ . Le signal est observé dans le même intervalle  $\Delta B$  de champ magnétique et présente deux pics pour les mêmes valeurs  $B_1$  et  $B_2$  que le signal de diffusion incohérente. Cette similitude entre les figures 3a et 3b est due au fait que la puissance diffusée varie comme  $E_0^2(x)$  et la puissance de l'harmonique comme  $E_0^4(x)$ , où  $E_0(x)$  est le champ électrique incident.

E. La figure 3a constitue le résultat essentiel de l'expérience. Elle montre que la section efficace de diffusion quand l'onde atteint la résonance ( $B$  à l'intérieur de  $\Delta B$ ) est très supérieure à la section efficace de diffusion en absence de résonance ( $B$  en dehors de  $\Delta B$ ), comme il avait été théoriquement prévu. D'autre part, le fait que le signal diffusé soit plus de 20 dB au-dessus du bruit ne peut pas être expliqué par la théorie habituelle de diffusion en plasma transparent [1]. La valeur mesurée de la puissance diffusée est  $P_D = 10^{-11}$  W/Hz. La valeur théorique calculée à l'aide de la théorie de la diffu-

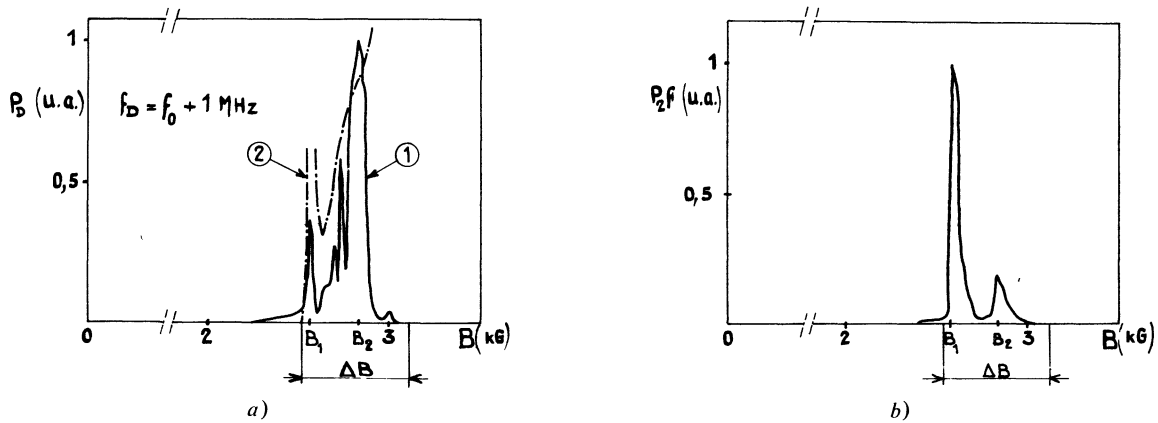


FIG. 3. — a) Puissance diffusée à la fréquence  $f_0 + 1$  MHz. (1) Courbe expérimentale. (2) Courbe théorique.  
b) Puissance de l'harmonique  $2f_0$ .

sion résonnante en plasma chaud [4] pour les fluctuations thermiques de densité est de  $10^{-13}$  W/Hz. D'autre part, la théorie en plasma froid collisionnel [3] donne une valeur de  $10^{-15}$  W/Hz. Les conditions de l'expérience sont intermédiaires entre celles du plasma chaud et celles du plasma froid collisionnel (fréquence de collisions  $\nu/2\pi f_0 = 10^{-4}$  et température électronique  $T_e = 3$  eV). On peut donc conclure, dans le

cadre de la théorie de diffusion résonnante [3, 4] que les fluctuations turbulentes observées dominent d'un facteur  $10^2$  au moins les fluctuations thermiques. Ceci est confirmé par la forme du spectre du signal diffusé (Fig. 2b) qui s'éloigne considérablement de celle des fluctuations thermiques pour  $T_e/T_i > 1$  [1]. Des expériences plus quantitatives ont été entreprises et seront présentées dans une prochaine publication.

#### Bibliographie

- [1] EVANS, D. E., KATZENSTEIN, J., *Rep. Prog. Phys.* **32** (1969) part I.  
 [2] BIZE, D., Thèse d'Etat, Orsay (1969).  
 [3] FIDONE, I., *Phys. Fluids* **16** (1973) 1680.  
 [4] FIDONE, I., GRANATA, G., *Phys. Fluids* **16** (1973) 1685.  
 [5] CANO, R., ZANFAGNA, B., LISITANO, G., *Plasma Phys.* **15** (1973) 457.  
 [6] FIDONE, I., CANO, R., HOSEA, J., SCHUSS, J., *Bull. Am. Phys. Soc.* **18** (1973) 1278.  
 [7] FIDONE, I., GRANATA, G., TEICHMANN, J., *Phys. Fluids* **14** (1971) 737.  
 [8] CANO, R., ETIEVANT, C., HOSEA, J., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 1302.