



HAL
open science

Excitation d'une onde acoustique ionique par désintégration d'une onde haute-fréquence

D. Martin, P. Leprince

► **To cite this version:**

D. Martin, P. Leprince. Excitation d'une onde acoustique ionique par désintégration d'une onde haute-fréquence. *Journal de Physique*, 1976, 37 (9), pp.1011-1016. 10.1051/jphys:019760037090101100 . jpa-00208496

HAL Id: jpa-00208496

<https://hal.science/jpa-00208496>

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
 6.540

EXCITATION D'UNE ONDE ACOUSTIQUE IONIQUE PAR DÉSINTÉGRATION D'UNE ONDE HAUTE-FRÉQUENCE

D. MARTIN et P. LEPRINCE

Laboratoire de Physique des Plasmas (*), Bâtiment 212,
 Université Paris-Sud, Centre d'Orsay, 91405 Orsay, France

(Reçu le 5 février 1976, accepté le 22 avril 1976)

Résumé. — L'excitation d'une onde acoustique ionique par désintégration d'une onde haute fréquence se propageant sur un mode de Trivelpiece et Gould a été observée dans une colonne de plasma. Grâce à une excitation monomode de l'onde de pompe les règles de sélection ont été vérifiées. De plus la puissance seuil et le taux de croissance ont été mesurés et comparés à la théorie.

Abstract. — The excitation of an acoustic ion wave by the decay of a high frequency wave (Trivelpiece-Gould mode) is observed in a plasma column. A monomode pumping wave excitation is used and this enables the verification of the selection rules for the excitation. Furthermore, the threshold field and the growth rate are measured and compared to the theory.

1. **Introduction.** — Les expériences sur l'excitation paramétrique d'onde de basses fréquences se sont multipliées depuis quelques années. En 1966 R. Stern et N. Tzoar [1] ont mis en évidence l'excitation d'une onde acoustique-ionique en appliquant un champ E_0 à une colonne de plasma par l'intermédiaire d'un guide en se plaçant à une fréquence proche d'une des fréquences de résonance. Depuis cette date, de nombreux travaux [2] tant théoriques qu'expérimentaux ont été publiés; ils ont en particulier montré qu'il y avait par ce procédé, une possibilité de chauffer un plasma. Pour cette raison, après des expériences réalisées sur des plasmas non soumis à un champ magnétique [3], des études ont été réalisées sur des colonnes de plasma confiné par un champ magnétique; elles permettent non seulement de multiplier le nombre des modes qui peuvent interagir entre eux, mais aussi de faire des mesures de longueur d'onde et par conséquent de vérifier les règles de sélection [4]. De plus on se trouve dans des conditions expérimentales plus proches de celles qui intéressent les physiciens de la fusion qui aimeraient pouvoir chauffer par ce procédé [5].

Parmi celles qui ont été réalisées en excitant un champ haute fréquence, il existe deux possibilités: d'une part l'excitation est locale, ce qui veut dire que le vecteur d'onde k_0 de l'onde de pompe f_0 est très petit devant les vecteurs d'onde des ondes excitées paramétriquement [10], d'autre part l'onde de pompe se propage sur un mode propre du plasma et l'on a

alors désintégration de celle-ci le long de la colonne de plasma [6].

C'est une expérience de ce type que nous décrivons dans cet article: l'onde de pompe se propage sur un mode de Trivelpiece et Gould [7] et se désintègre en une autre onde Trivelpiece et Gould et une onde acoustique ionique. La figure 1 donne un exemple des spectres que l'on obtient:

- l'onde de pompe a une fréquence f_0 de 500 MHz avec un nombre d'onde $k_0 \simeq 1 \text{ cm}^{-1}$;
- l'onde acoustique ionique a une fréquence f_2 de 100 kHz et un nombre d'onde $k_2 \simeq 2 \text{ cm}^{-1}$;
- le satellite a une fréquence f_1 de

$$500 \text{ MHz} - 100 \text{ kHz}$$

et un nombre d'onde $k_1 \simeq 3 \text{ cm}^{-1}$.

On remarque qu'il n'y a pas de satellite à une fréquence de 500 MHz + 100 kHz et que les harmoniques de la basse fréquence sont de très faible amplitude (au moins 15 dB au-dessous de l'amplitude de f_2); ce dernier point est important pour effectuer les mesures: on a en effet avantage à n'avoir qu'une interaction à 3 ondes.

Après avoir décrit le dispositif expérimental, nous donnerons les principaux résultats obtenus concernant la vérification des règles de sélection et le taux de croissance des ondes excitées.

2. **Le dispositif expérimental.** — Les expériences sont réalisées à l'intérieur d'un tube métallique de grand diamètre ($\Phi \simeq 20 \text{ cm}$) dans lequel diffuse

(*) Laboratoire associé au C.N.R.S.

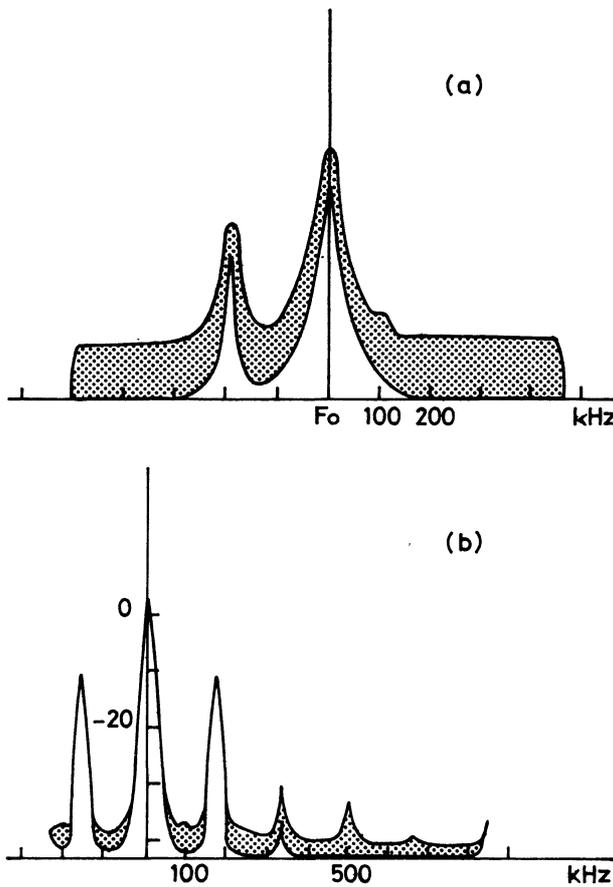


FIG. 1. — Spectre des diverses fréquences observées. $f_p = 800$ MHz, $f_{ce} = 625$ MHz, $f_0 = 500$ MHz. Ordonnée : 10 dB/cm. a) Spectre haute fréquence : $f_0 = 530$ MHz. b) Spectre basse fréquence : $f_{BF} = 180$ KHz.

un plasma de diamètre $\Phi \approx 2,5$ cm créé par une source HF décrite dans un précédent article [8]; les électrons et les ions diffusent dans un champ magnétique B de quelques centaines de gauss. Une puissance de 10 à 20 W est nécessaire pour créer les densités désirées; on a vérifié que malgré cette puissance assez élevée on n'observe aucune instabilité de basse fréquence qui pourrait perturber les mesures de l'excitation paramétrique.

Une cavité (mode TM_{010}) est utilisée en permanence pour mesurer la densité et également contrôler ses variations au cours de l'expérience, variations dues en particulier au fait que l'on fait varier la puissance d'excitation de l'onde de pompe. De plus deux sondes de Langmuir disposées perpendiculairement à B peuvent se déplacer longitudinalement; elles permettent de mesurer l'homogénéité du plasma (densité n , température T_e) et de faire des mesures de longueurs d'ondes. Les caractéristiques du plasma sont les suivantes : $n \approx 10^{10}$ cm $^{-3}$, $T_e \approx 5$ à 10 eV, diamètre $\Phi \approx 2,5$ cm, pression $p \approx 6 \times 10^{-3}$ torr.

L'onde de pompe f_0 est excitée à l'aide d'une cavité réentrante à environ 500 MHz; cette fréquence est toujours inférieure à celle utilisée pour la création du plasma. La puissance nécessaire pour l'excitation paramétrique sera au plus de quelques watts. Ce dispositif permet l'excitation d'un champ haute fréquence E_T de symétrie de révolution (symétrie azimutale : $m = 0$); ce champ E_T peut se décomposer en deux : un champ E_r rayonné par la structure d'excitation dont le vecteur d'onde k est petit et qui ne peut agir que dans une zone proche de la cavité d'excitation ;

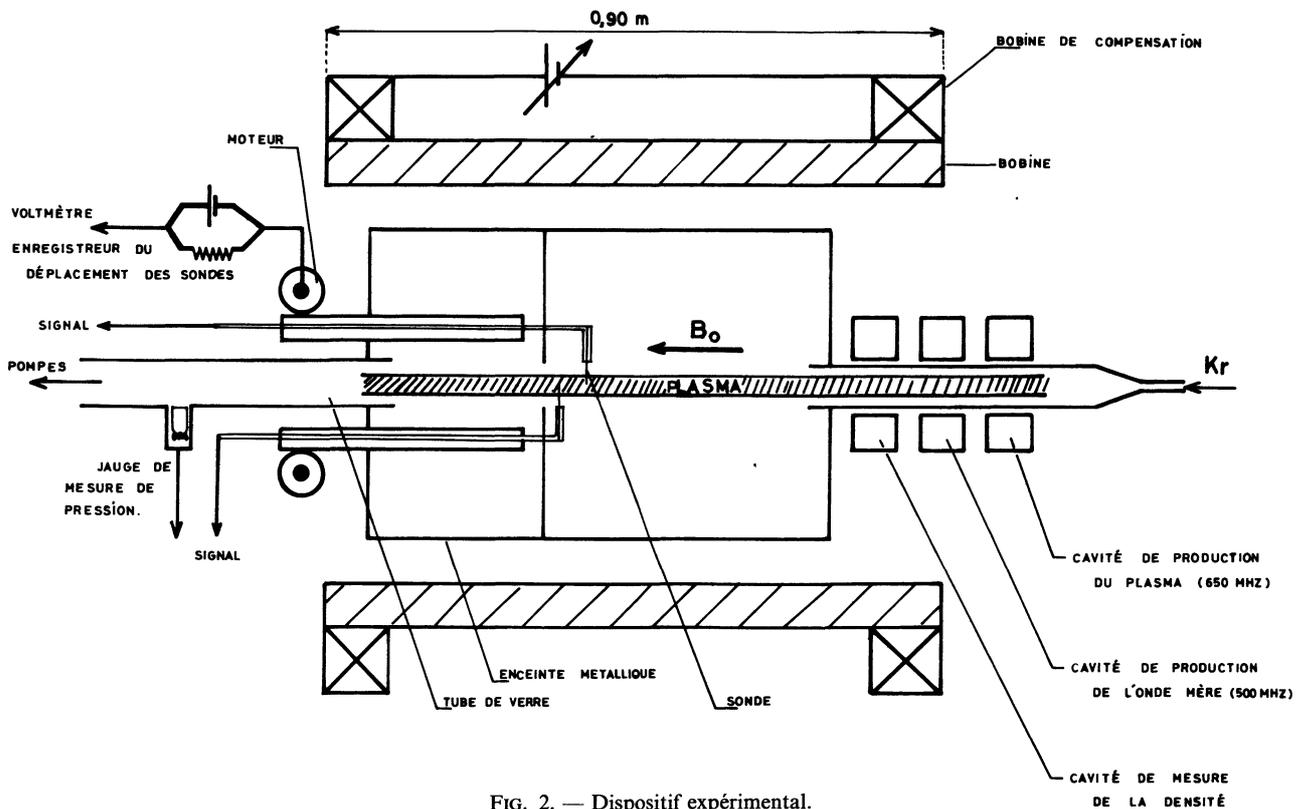


FIG. 2. — Dispositif expérimental.

une composante E_0 qui se propage le long de la colonne de plasma et dont le vecteur d'onde k_0 est déterminé par les courbes de dispersion. Des mesures de k_0 ont été faites et ont permis de tracer la courbe de dispersion (Fig. 3).

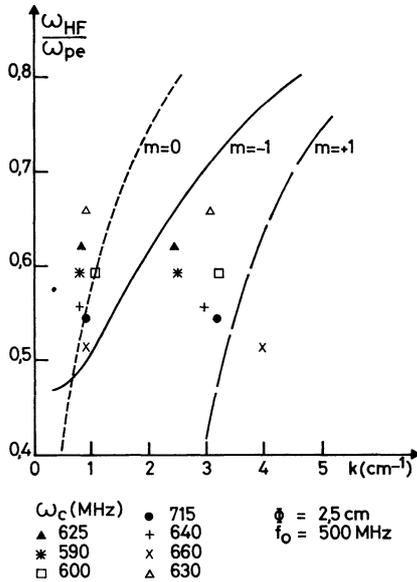


FIG. 3. — Courbes de dispersion théorique des modes de Trivelpiece et Gould

$f_{ce} = 650$ MHz, $a = 1,25$ cm, $f_0 = 500$ MHz,
 $m = 0$, $m = +1$, $m = -1$.

Les points expérimentaux proches de la courbe de dispersion du mode $m = 0$ correspondent au mode (ω_0, k_0) tandis que les autres points correspondent au mode excité paramétriquement (ω_1, k_1) .

Les deux sondes mobiles ont permis en utilisant une méthode interférométrique de mesurer les diverses longueurs d'ondes des ondes excitées. Pour l'onde mère et pour l'onde basse fréquence, les mesures de $|k_0|$ et de $|k_2|$ sont simples car il n'y a aucune difficulté pour avoir une référence : un signal venant du générateur pour f_0 , un signal sur une sonde fixe après filtrage des hautes fréquences pour f_2 . Par contre les mesures de $|k_1|$ et $|k_0 - k_1|$ sont complexes car il n'est pas possible de filtrer les ondes f_0 et f_1 l'une par rapport à l'autre puisque $f_0 \approx f_1$. Cette difficulté est résolue en utilisant des montages électroniques [11] permettant d'obtenir des signaux à la fréquence f_2 et dont la phase dépend soit de $|k_1|$, soit de $|k_0 - k_1|$.

La figure 4a donne le principe de mesure de $|k_1|$. Après mélange des signaux haute fréquence provenant de la sonde mobile (SM) et du générateur (G) et après filtrage, on obtient une tension $T_1(\omega_2, k_1)$ proportionnelle à $\cos((\omega_0 - \omega_1)t - k_1 z + \varphi)$ et un signal continu. Le signal de référence $T^R(\omega_2)$ est pris sur la sonde fixe (SF) après détection de la HF, ce dispositif ayant un meilleur rapport signal/bruit que le signal BF pris directement sur la sonde. Ces deux signaux T_1 et T^R entrent dans le détecteur de phase qui donne une tension proportionnelle à $\cos k_1 z$.

La figure 4b donne le principe de mesure de

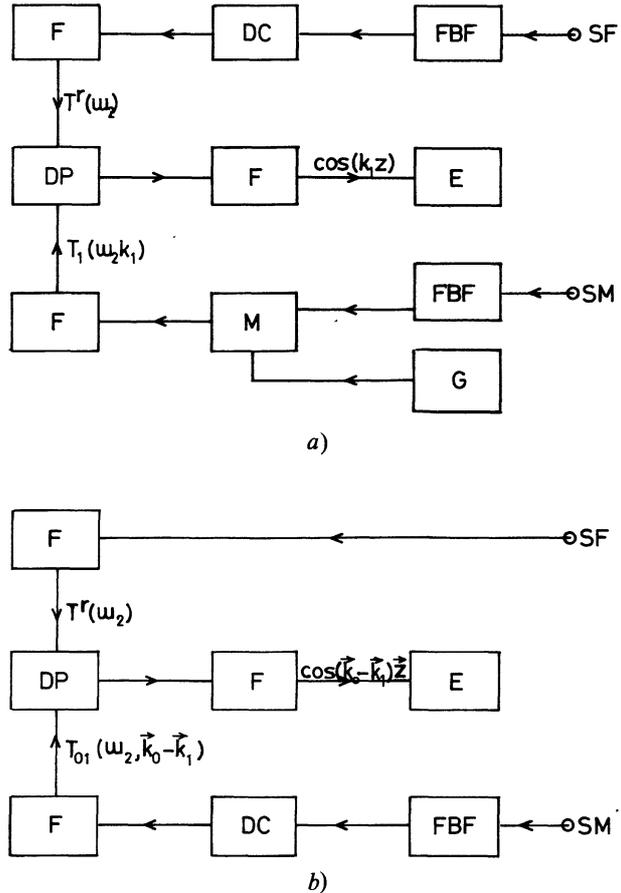


FIG. 4. — Schéma du montage électronique de la mesure des vecteurs d'ondes. a) Mesure de $|k_1|$. b) Mesure de $|k_0 - k_1|$. SF : sonde fixe ; SM : sonde mobile ; F : filtre passe bas ; FBF : filtre passe haut ; DC : détecteur ; DP : détecteur de phase ; M : mélangeur ; G : générateur (onde de pompe) ; E : enregistreur.

$|k_0 - k_1|$. Le signal de référence $T^R(\omega_2)$ est pris sur la sonde fixe après filtrage de la HF ou comme précédemment après détection de la HF et filtrage. Le signal de mesure provient de la détection de la HF. Du fait de la présence simultanée de f_0 et f_1 , le signal transmis aura une tension $T_{0,1}$ proportionnelle à $\cos((\omega_0 - \omega_1)t + (k_0 - k_1)z + \varphi)$. De la même manière qu'au paragraphe précédent, le détecteur de phase donne $|k_0 - k_1|$.

3. Résultats expérimentaux. — Les résultats des mesures des nombres d'ondes sont portés sur les tableaux I et II pour plusieurs fréquences f_0 de l'onde de pompe et pour plusieurs valeurs des fréquences plasma f_{pe} et cyclotron f_{ce} . Nous remarquons que :

— la règle de sélection n'est vérifiée que si l'on prend pour $|k_0|$ la valeur correspondant à la propagation d'un mode ; l'excitation paramétrique n'est donc pas locale mais peut se faire, si le champ E est suffisamment important, tout le long de la colonne de plasma ;

— la règle de sélection est très bien vérifiée ; nous avons d'une part

$$|k_0 - k_1| = |k_2|$$

TABLEAU I
 $|\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_2|$

f_0 (HF) (MHz)	f_2 (kHz)	$ \mathbf{k}_0 $ (cm^{-1})	$ \mathbf{k}_2 $ (cm^{-1})	$ \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 $ (cm^{-1})	f_{pe} (MHz)	f_{ce} (MHz)
470	111	1,06	2,16	2,42	660	590
	160	0,895	3,06	3,1	685	700
	160	1,14	3,22	3,1	660	670
500	100	0,785	1,635	1,585	850	690
	120	1,055	2,1	2,1	850	600
	143	0,8	2,12	2,09	910	640
	200	1,05	2,97	2,48		
	122	1,08	2,02	2,05	760	630
530	125	1,08	2,15	2,18	950	660
	130	1,125	2,03	2,09	785	640
	135	1,325	2,45	2,03	990	700
	166	0,925	3,2	3,33	1 040	715
	180	1,15	2,88	2,98		

TABLEAU II
Mesure de $|\mathbf{k}_0|$, $|\mathbf{k}_1|$, $|\mathbf{k}_2|$, $|\mathbf{k}_0| + |\mathbf{k}_2| = |\mathbf{k}_1|$

f_0 (MHz)	f_2 (kHz)	$ \mathbf{k}_2 $ (cm^{-1})	$ \mathbf{k}_0 $ (cm^{-1})	$ \mathbf{k}_1 $ (cm^{-1})	$ \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_2 $ (cm^{-1})	f_{pe} (MHz)	f_{ce} (MHz)
460	91	1,58	0,74	2,72	2,32	827	580
470	111	1,7	0,705	2,38	2,405	710	580
	166	4,1	0,9	3,86	5	850	680
480	91	1,76	0,9	2,58	2,66	830	590
490	100	1,68	1,06	2,78	2,74	850	625
500	100	1,975	1,035	3,02	3,01	805	625
510	100	1,725	0,8	2,51	2,525	890	600
520	91	1,75	1,17	2,9	2,92	870	625
530	110	1,96	0,98	3	2,94	950	625

et d'autre part

$$|\mathbf{k}_0| + |\mathbf{k}_2| = |\mathbf{k}_1|$$

en conséquence les deux ondes f_0 et f_1 se propagent dans la même direction; il n'en n'est pas de même pour l'onde de basse fréquence;

— malgré la très bonne concordance sur les vecteurs d'ondes, la description du phénomène est incomplète car le mode du satellite f_1 n'a pu être identifié. En effet nous n'avons pu faire des mesures du nombre d'onde azimutal et le report des points expérimentaux (ω_1 , k_1) sur les courbes théoriques de dispersion (modèle Trivelpiece et Gould) n'est pas assez bon (Fig. 3) pour permettre l'identification du mode. Cela est dû à l'imprécision sur la connaissance des caractéristiques du plasma (n_e et Φ) et du fait que la théorie de Trivelpiece et Gould ne tient pas compte du gradient radial de densité. Par contre le mode basse fréquence est bien le mode acoustique ionique (Fig. 5). La pente de la courbe de dispersion permet d'avoir la tempé-

rature; on trouve $T_e \simeq 10$ eV, ce qui est supérieur à la température mesurée par les sondes de Langmuir.

L'étude de l'évolution de l'amplitude de l'onde en fonction du temps a permis de connaître la variation du taux de croissance γ en fonction de la puissance et également l'ordre de grandeur de la puissance seuil. Le générateur HF délivre des impulsions de 500 μs avec une fréquence de répétition de 10^3 Hz. On a étudié le signal basse fréquence pris sur une des sondes et nous avons tracé en fonction de la puissance absorbée le temps de saturation t_s qui est le temps au bout duquel, en gardant le taux de croissance initial, l'amplitude de l'onde serait égale à l'amplitude de saturation. On a vérifié [9] que ce temps t_s est inversement proportionnel à γ .

On vérifie bien (Fig. 6), comme l'a montré théoriquement Nishikawa [10], que le taux de croissance est proportionnel à la puissance absorbée. Il faut noter que ces mesures ne sont pas simples et qu'il est nécessaire de vérifier qu'à aucun instant il n'y a ionisation du plasma par l'onde de pompe. En extrapolant les

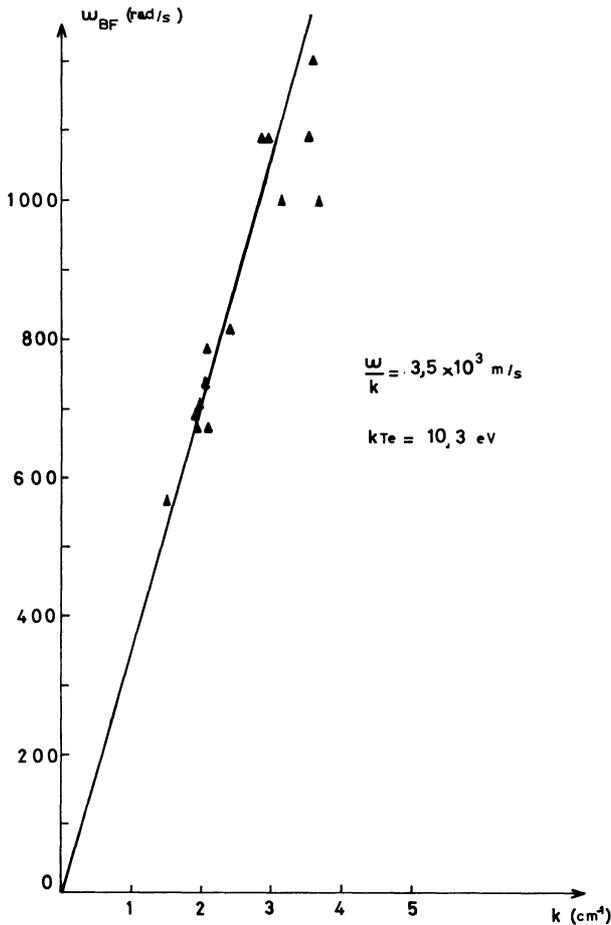


FIG. 5. — Courbe de dispersion expérimentale du mode acoustique ionique dans le cas d'une excitation haute fréquence à 530 MHz.

courbes de la figure 7 on détermine la puissance minimum nécessaire à l'excitation paramétrique.

f_2 (10^5 Hz)	P_{abs}^{seuil} (W)
1,06	0,17
1,45	0,22
3,00	0,33
4,50	0,55

On ne peut déduire de ces mesures, le champ électrique seuil, dont la valeur pourrait être comparée à celle donnée par la théorie; néanmoins l'augmentation de la puissance seuil lorsque l'onde basse fréquence croît est conforme à la théorie.

4. Conclusion. — Cette expérience a montré que les puissances nécessaires pour exciter paramétriquement une onde acoustique ionique sont faibles à condition d'avoir une excitation monomode (que nous avons réalisée avec une cavité réentrante) et d'exciter une fréquence qui puisse se propager (dans notre cas $\omega < \omega_p, \omega_c$). La décomposition paramétrique du mode se fait alors par excitation d'un autre

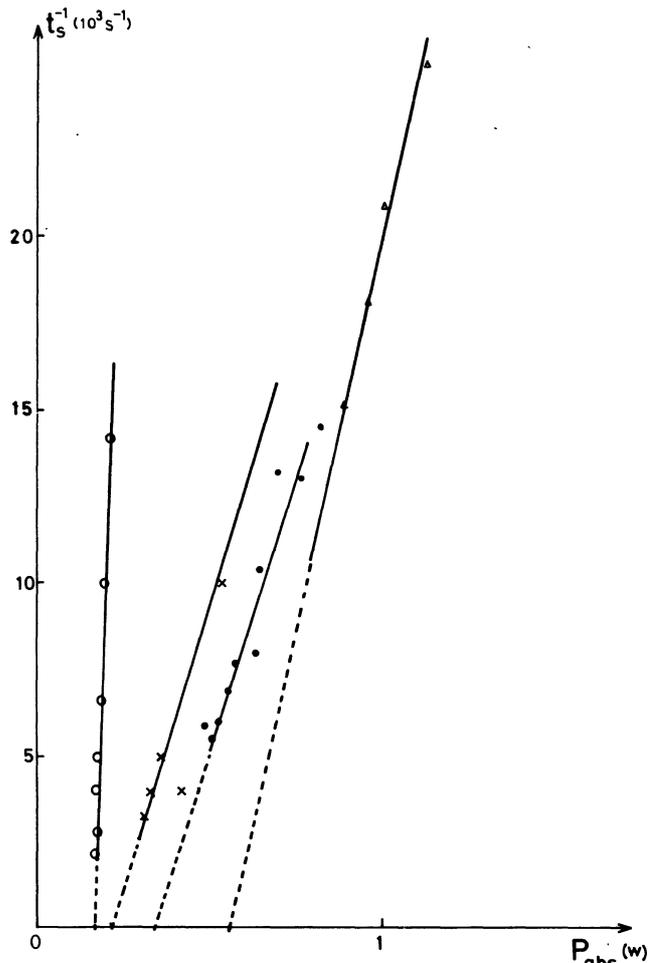


FIG. 6. — Le temps de saturation t_s en fonction de la puissance absorbée. $p = 4 \times 10^{-3}$ torr, $B = 200$ gauss, $f_0 = 500$ MHz, Δ : $f_2 = 450$ kHz, \bullet : $f_2 = 300$ kHz, \times : $f_2 = 145$ kHz, O : $f_2 = 105$ kHz.

mode haute fréquence dont la configuration n'a pu être mesurée et une onde acoustique ionique. Ces excitations peuvent se faire tout le long de la colonne et non localement comme dans le cas de l'excitation paramétrique due à un champ HF appliqué et non à une onde progressive. En utilisant cette méthode on peut espérer obtenir un chauffage non local des ions et des électrons; pour vérifier cela il faudrait refaire ces expériences dans un plasma non collisionnel et suffisamment long pour que les effets de réflexion en bout soient négligeables.

L'étude en impulsion nous paraît très intéressante tant pour en déduire les taux de croissance et les puissances seuil que pour connaître les phénomènes de saturation des ondes. En raison de phénomènes parasites dus aux collisions [11], ce dernier point n'a pu être étudié.

Remerciements. — Les auteurs remercient E. Bloyet pour l'aide technique qu'il a apportée à la réalisation de cette expérience et à la mise au point des techniques de mesure.

Bibliographie

- [1] STERN, R. et TZOAR, N., *Phys. Rev. Lett.* **17** (1966) 903.
- [2] Une bibliographie concernant l'excitation paramétrique se trouve dans deux articles :
PORKOLAB, M., A survey of experiments on parametric instabilities and anomalous absorption. International School of Plasma Physics, Symposium on plasma heating and injections. Varenna, Italy (1972).
WONG, A. Y., Review topk given at the 1972 annual meeting of the division of plasma physics. Monterey, California (1972).
- [3] LEPRINCE, P., *Plasma Phys.* **14** (1972) 523.
MOISAN, M. et LEPRINCE, P., *Beitr. Plasmaphys.* **3** (1975) 83.
- [4] FRANKLIN, R. W. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **27** (1971) 1119.
- [5] EUBANK, H., *Phys. Fluids* **14** (1971) 2551.
- GEKKER, I. R., SIZUKIN, O. V., *Sov. Phys. JETP Lett.* **9** (1969) 243.
- KAW, P., VALEO, E., DAWSON, J. M., *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 430.
- [6] CANO, R., *et al.*, *Plasma physics and Nuclear Fusion* **1** (1961) 695.
- [7] TRIVELPIECE, A. W., GOULD, A. W., *J. Appl. Phys.* **30** (1959) 1784.
- [8] MOISAN, M., BEAUDRY, C. and LEPRINCE, P., *IEEE Trans. Plasma Sci.* Vol. PS-3 (1975) n° 2.
- [9] MARTIN, D., LEPRINCE, P., *Phys. Lett.* **51A** (1973) 487.
- [10] NISHIKAWA, K., *J. Phys. Soc. Japan* **24** (1968) 916.
NISHIKAWA, K., *J. Phys. Soc. Japan* **24** (1968) 1152.
- [11] MARTIN, D., Thèse 3^e cycle. Université Paris-Sud, Orsay (1975).
-