



HAL
open science

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES MÉCANISMES D'ABSORPTION D'UN FAISCEAU LASER TRÈS INTENSE PAR LA MATIÈRE

A. Salères, D. Cognard, D. Redon, F. Floux, J.-L. Bobin

► **To cite this version:**

A. Salères, D. Cognard, D. Redon, F. Floux, J.-L. Bobin. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES MÉCANISMES D'ABSORPTION D'UN FAISCEAU LASER TRÈS INTENSE PAR LA MATIÈRE. *Journal de Physique Colloques*, 1973, 34 (C2), pp.C2-9-C2-13. 10.1051/jphyscol:1973203 . jpa-00215250

HAL Id: jpa-00215250

<https://hal.science/jpa-00215250v1>

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.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES MÉCANISMES D'ABSORPTION D'UN FAISCEAU LASER TRÈS INTENSE PAR LA MATIÈRE

A. SALÈRES, D. COGNARD, D. REDON, F. FLOUX, J.-L. BOBIN

Commissariat à l'Énergie Atomique, Centre d'Études de Limeil, BP 27, 94190 Villeneuve-Saint-Georges (France)

Résumé. — Nous avons étudié expérimentalement les mécanismes de chauffage d'un bâtonnet de deutérium solide par un faisceau laser au néodyme très puissant. Nous avons corrélié l'émission neutronique à la réflexion du plasma selon les fréquences ω_0 , $2\omega_0$, $3\omega_0/2$, à l'énergie acquise par les ions selon la position de la cible par rapport au point focal de la lentille dans le vide.

Abstract. — Heating mechanisms of a deuterium neodymium laser-produced plasma have been investigated. Neutron emission and reflection along the axis of the laser beam with frequencies ω_0 , $2\omega_0$, $3\omega_0/2$, have been sharply connected with ion expansion according to the focussing conditions by moving the surface of the target in the neighbourhood of the focal point of the lens.

1. Introduction. — En focalisant le faisceau délivré par un laser au néodyme très puissant sur une cible plane de deutérium solide, il est possible de faire varier de manière continue le nombre de particules chauffées et l'énergie qu'elles absorbent. Pour cela il suffit de modifier la durée de l'impulsion laser, la puissance incidente [1], mais surtout comme nous allons le montrer l'ouverture numérique de la lentille de focalisation et la position de la surface de la cible par rapport au point focal dans le vide.

Après avoir défini les conditions expérimentales de notre étude, faisceau laser, chambre d'interaction et système de focalisation, nous présenterons des résultats nouveaux concernant l'émission neutronique et la réflexion suivant l'axe laser. Une étude de l'expansion des ions à l'aide de collecteurs de charge et d'un analyseur électrostatique, corréliée au nombre de réactions de fusion nous permettra de dégager quelques idées concernant le mécanisme d'interaction.

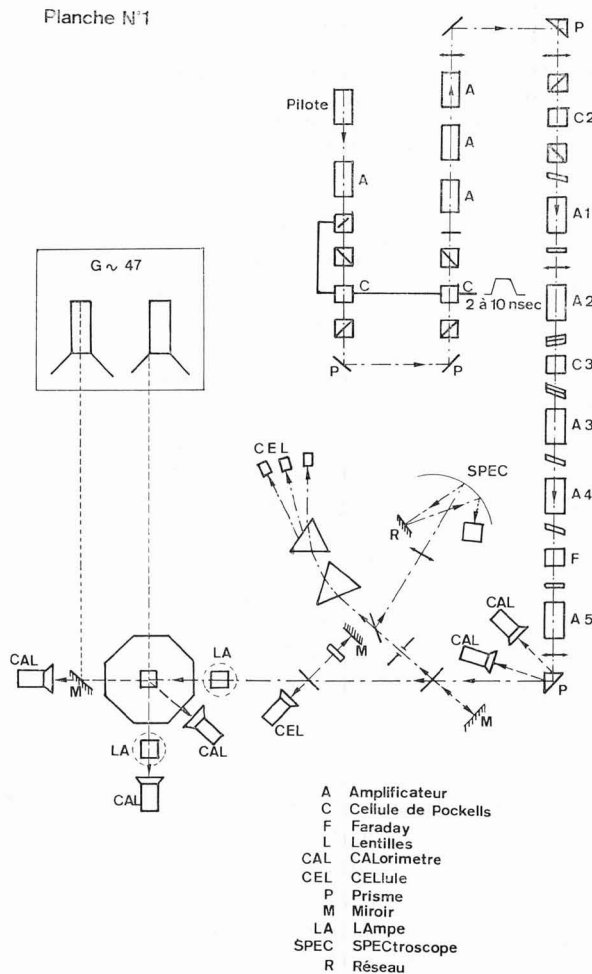
2. Description du laser (Planche n° 1) [2]. — L'impulsion initiale de durée 60 ns est formée dans une cavité plane. Sa libération intervient par le jeu d'une cellule de Pockels et d'un polariseur ; la sélection de modes s'effectue par un diaphragme de faible dimension. Après son passage dans un premier amplificateur, l'impulsion est découpée grâce à 2 cellules de Pockels montées en série et placées entre polariseurs croisés. La ligne qui relie les 2 KDP se ferme sur un court-circuit dont la longueur permet d'ajuster la durée de l'impulsion définitive. En pratique il est ainsi possible d'obtenir des impulsions laser de puissance intéressante dont la largeur à mi-hauteur peut être fixée entre 1,5 et 10 ns, avec un temps de montée de 1 ns environ.

Le faisceau laser affaibli par le découpage est amplifié par 3 têtes laser avant d'être séparé en 4 par une succession de lames semi-transparentes. Un prisme l'amène alors dans la chaîne type qui comprend 5 amplificateurs dont la section va croissant (2, 4, 8, 16, 32 cm²). Deux cellules de Pockels placées respectivement avant le premier amplificateur et le 3^e isolent différents étages de la chaîne (anti-super-radiance et anti-retour). Enfin un rotateur de Faraday placé entre piles de glace croisées, situé entre les 2 derniers barreaux donne la polarisation du faisceau laser et atténue efficacement l'énergie réfléchiée par la cible et réamplifiée par la dernière tête. Le pompage optique des différentes têtes laser est optimisé pour une durée d'impulsion de 2,8 ns. Pour des durées d'impulsion supérieures, des filtres neutres placés après le découpage adaptent l'énergie selon la tenue du verre (sensibilité en J/cm²). Ainsi le laser délivre à chaque tir l'énergie maximum. La variation de puissance s'obtient à l'aide d'atténuateurs placés après le dernier amplificateur. Nous évitons ainsi l'effet de lentille des barreaux résultant d'une variation de la tension de pompage. Nos expériences s'effectuent donc à divergence à peu près constante. Seul le vieillissement des flashes et des éléments amplificateurs altère sensiblement celle-ci.

3. Le système de focalisation et la cible. — Ainsi le laser délivre 150 J à la sortie du dernier amplificateur de diamètre 64 mm ; la moitié seulement parvient à la cible. L'énergie est répartie selon une gaussienne assez plate. L'impulsion a une durée de 2,8 ns à mi-hauteur dans l'expérience que nous présentons. Le faisceau polarisé verticalement est rendu pratiquement parallèle à l'aide d'une lentille de distance

focale 10 m. Il est amené à l'entrée de la chambre d'interaction avec un diamètre de 75 mm, une lentille plan-asphérique de même diamètre le focalise au centre de la chambre d'interaction. Une pointe escamotable repère ce point dans le vide ; un système de projection schématisé planche n° 1 donne les 3 axes de référence sur un écran situé à 6 m environ. La cible de deutérium solide carrée et d'épaisseur 1,25 mm, extrudée verticalement est commandée par 2 moteurs et se positionne par rapport au foyer de la lentille ; le grossissement de 50 permet d'apprécier des déplacements de 10 μ .

4. Description du système de mesure de la réflexion du plasma et de l'émission neutronique (voir planche n° 1). — Divers calorimètres et une cellule (voir planche n° 1) nous permettent de déterminer l'énergie



absorbée par le plasma [3], [4] qui en définitive s'obtient par différence entre l'énergie incidente et l'énergie réfléchie par le plasma à la fréquence laser ;

— une lame prélève 8 % des énergies incidentes et réfléchies ;

— les impulsions correspondantes sont décalées temporellement.

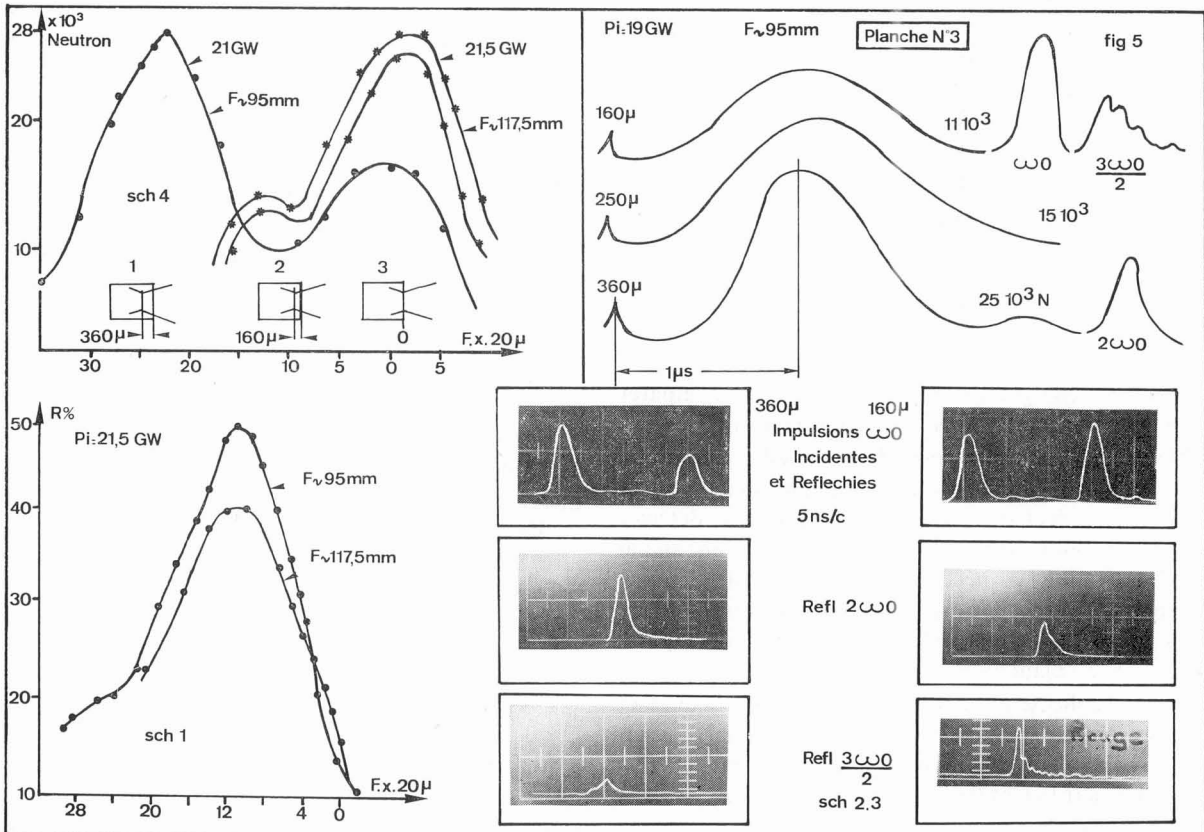
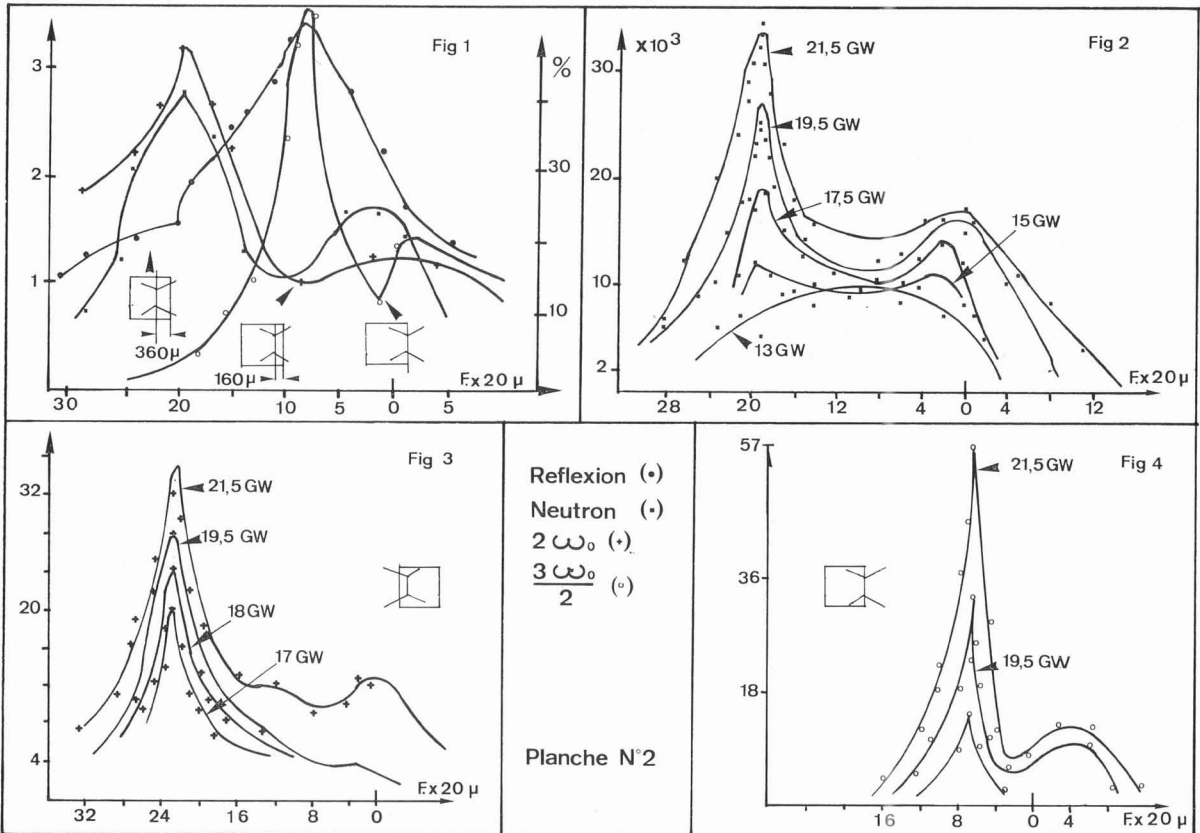
Un diaphragme de diamètre variable isole un

pinceau. Celui-ci traverse 2 prismes en quartz qui dispersent les diverses radiations constituant son spectre. Trois cellules dont les axes sont séparés de 10 cm environ détectent respectivement 1,06 μ , 0,53 μ et 0,703 μ (ω_0 , $2 \omega_0$, $3 \omega_0/2$). Nous avons ajouté à notre expérience $3 \omega_0/2$ depuis sa mise en évidence par l'équipe [5]. Leur sensibilité est adaptée aux longueurs d'onde précédentes et des filtres interférentiels de largeur 150 Å isolent celles-ci. Un filtre froid protège les 2 dernières de l'infrarouge parasite. Une 4^e cellule mobile entre les 3 précédentes nous permet de contrôler l'émission en volume du plasma. Nous avons testé ce système en utilisant un miroir en or (bonne tenue à l'infrarouge) renvoyant 10 J incidents. Nous simulons ainsi un tir laser avec réflexion. Seules les deux cellules détectant 1,06 μ donnent un signal, les autres ne déclenchent pas. Dans le cas de l'interaction du faisceau laser avec la cible, seule la cellule mobile ne donne pas de signal.

Les neutrons ralentis dans de la paraffine sont comptés à l'aide de compteurs proportionnels BF 3 placés à 40 cm du centre de la chambre d'interaction. Des scintillateurs associés à des photomultiplicateurs disposés à 70 cm du point de focalisation dans trois directions déterminées permettent d'effectuer une détection temporelle et spatiale des réactions de fusion.

5. Corrélation de l'émission neutronique à la réflexion du plasma selon les fréquences ω_0 , $2 \omega_0$, $3 \omega_0/2$ pour une lentille de 95 mm de distance focale. — La focalisation d'une impulsion de durée 3,5 ns, de puissance inférieure à 12 GW avec une lentille de distance focale 75 mm produit des réactions de fusion dont le flux est étroitement corrélé à la réflexion maximum du plasma [3], [4] (la zone optimum est obtenue selon la position de la cible par rapport au point focal de la lentille). Au-delà de 12 GW nous avons montré [6] un décalage très sensible des deux phénomènes. De manière à diminuer la réflexion et à éloigner la lentille du plasma sans trop perdre en intensité, nous avons utilisé une lentille de distance focale 95 mm pour focaliser des puissances plus élevées (comprises entre 13 et 22 GW). La corrélation de l'émission neutronique à la réflexion suivant les trois fréquences nous permet de distinguer trois zones de focalisation à puissance constante (voir schéma n° 1 de la planche n° 2).

Au voisinage de la surface du glaçon l'émission neutronique passe par un maximum relatif corrélé à celui de la réflexion suivant $2 \omega_0$, la réflexion selon $3 \omega_0/2$ s'y atténuant. En pénétrant à l'intérieur de la cible la réflexion suivant ω_0 croît fortement et passe par un maximum corrélé à celui de $3 \omega_0/2$. Dans cette zone située à 160 μ de la surface du glaçon $2 \omega_0$ et l'émission neutronique présentent un minimum relatif. Au-delà, ω_0 et $3 \omega_0/2$ diminuent, tandis que $2 \omega_0$ et l'émission neutronique vont croissant. Au-delà de leur maximum, obtenu à 360 μ de la surface, ces 2 phénomènes diminuent.



Les 3 réflexions ont la même polarisation que le faisceau incident à 15 % près (faisceau incident légèrement dépolarisé à la traversée du dernier amplificateur).

Ces résultats sont conservés en fonction de la puissance entre 13 et 22 GW (planche n° 2, schémas n° 2, n° 3, n° 4, planche n° 3, schéma n° 1). L'impulsion correspondant à $2 \omega_0$ et $3 \omega_0/2$ sont synchrones de l'impulsion incidente mais de durée très inférieure 1,75 ns environ qui est la durée du sommet de cette première (planche n° 3, schémas n° 2 et n° 3).

6. Résultats obtenus avec une lentille de distance focale 117,5 mm. — Comme nous l'avons montré dans une étude précédente [6], l'utilisation d'une lentille de distance focale plus élevée a pour effet de diminuer le coefficient de réflexion suivant l'axe laser. Les résultats précédents sont légèrement modifiés comme le montre le schéma n° 4 de la planche n° 3. L'émission neutronique est maximum au voisinage de la surface du glaçon. Dans cette zone la réflexion suivant les 3 fréquences est très fortement atténuée. L'émission à la fréquence ω_0 et $3 \omega_0/2$ est maximum toujours dans la même zone située à 160 μ , à l'intérieur du glaçon. La réflexion à $2 \omega_0$ présente son maximum très près des 2 fréquences précédentes, dans une zone où l'émission neutronique présente un maximum relatif très faible.

Dans la zone d'émission neutronique optimum le coefficient de réflexion diminue lorsque la puissance croît comme pour les lentilles de distance focale 95 mm.

7. Etude de l'expansion ionique avec des collecteurs de charge et un analyseur électrostatique. — En utilisant un système de collecteurs de charge disposés autour de l'axe laser, mesurant le courant ionique [7], [8], il est possible de connaître le nombre total d'ions produits au cours de l'interaction et leur énergie.

Un modèle d'expansion simple [9], [10], [11] peut alors permettre de remonter à la température ionique du plasma. Un analyseur électrostatique nous permet de vérifier la nature des ions et de tracer leur spectre énergétique que l'on peut alors comparer à celui du collecteur dans la même direction.

Notre problème est cependant difficile à résoudre car le signal ionique est perturbé par l'émission X et l'énergie réfléchiée par le plasma. Il faut donc détecter un signal photoélectrique très rapide et un signal plus lent, d'où la nécessité d'adapter collecteur et oscilloscope de manière à éviter une réflexion parasite susceptible d'être interprétée comme des ions rapides (voir Fig. 5, planche n° 3).

Quatre collecteurs sont placés à 32° de l'axe laser et l'égalité des signaux obtenus nous permet d'avoir une expansion symétrique lorsque l'axe de l'énergie distribuée par la lentille est confondu avec l'axe laser et l'axe de la cible.

Quatre autres collecteurs sont disposés respectivement à 41° 30', 45°, 48° 30' et 57°.

Le signal typique comporte le signal photoélectrique qui donne l'origine des temps, et le signal ionique parfois perturbé à basse vitesse par un 2^e signal ionique. Ce dernier correspond à une impulsion laser venant 5 ns après l'impulsion principale de puissance 10 fois plus petite. Il disparaît avec elle.

Le nombre de particules détectées dans une direction déterminée varie à puissance constante avec la position de la cible par rapport au point focal. Il est maximum dans les zones correspondant au maximum de neutrons et minimum dans la zone du maximum de réflexion. Il en est de même pour l'énergie acquise par les ions (voir planche 3, Fig. 5).

Nous pouvons corrélérer après intégration angulaire l'énergie totale acquise par les ions avec l'émission neutronique, énergie à comparer à l'énergie absorbée par le plasma par différence entre énergie incidente et énergie réfléchiée à la fréquence laser.

Discussion des résultats. — Pour donner une interprétation correcte des résultats obtenus, il est nécessaire de connaître les variations relatives du flux laser dans les différentes zones de focalisation, le spectre de l'énergie réfléchiée aux différentes fréquences. Cependant la corrélation très étroite entre la réflexion à $3 \omega_0/2$ [4] d'origine paramétrique et ω_0 selon la position du point de focalisation montre les variations du gradient de densité.

Dans les zones où l'énergie absorbée par le plasma croît, il y a augmentation de l'émission neutronique, du nombre de particules chauffées et de leur énergie. La réflexion y diminue en fonction de la puissance. L'augmentation du nombre de particules chauffées peut se justifier d'une part à cause de la pénétration à l'intérieur de la cible, d'autre part avec la conduction thermique électronique, phénomène prépondérant [12] au début de l'interaction. Si l'absorption peut se justifier pour la diminution du gradient de densité [3] due à l'hydrodynamique, elle est insuffisante pour expliquer la diminution du coefficient de réflexion avec la puissance. La croissance de la réflexion à $2 \omega_0$ pourrait laisser croire à un chauffage résonnant [13], [14].

Cependant l'atténuation au voisinage de la surface des réflexions à $3 \omega_0/2$ et $2 \omega_0$ pose un problème. Elle pourrait s'interpréter soit par un effet de géométrie, soit par une anomalie de phase soit par une saturation des effets paramétriques. Il devient alors, difficile d'y corrélérer l'atténuation brutale de la réflexion à ω_0 qui subit la même variation temporelle.

Divers autres mécanismes peuvent jouer telles l'influence d'un gradient de densité transversal [15] et l'éventuelle autofocalisation [16] du faisceau laser.

Remerciements à MM. Amman, Bouard, Croso, Fauchaux, Meynial et Queffelec pour l'assistance technique efficace qu'ils ont apportée à l'expérience.

Bibliographie

- [1] FLOUX, F., SALÈRES, A., COGNARD, D., BOBIN, J. L., IQE Conference 7-12 May (1972).
- [2] METZ, J. de, *Optical Design of a laser system for Nuclear fusion. Appl. Opt.* **10** (1971) 1609-1614.
- [3] SALÈRES, A., COGNARD, D., FLOUX, F., *J. Physique* (supplément) **32** (1971) C.5.B.
- [4] FLOUX, F., BENARD, J. F., COGNARD, D., SALÈRES, A., Nuclear DD reactions in deuterium 2nd workshop on Laser Interaction and related phenomena harford (Plenum Press).
- [5] BOBIN, J. L., DECROISSETTE, M., MEYER, B., VITTEL, Y., *Phys. Rev. Lett.* PRL **30** (1973), p. 594.
- [6] SALERES, A., COGNARD, D., FLOUX, F., Grenoble, Fusion contrôlée et physique des plasmas, 21-25 août 1972-Vol. I (Ed. CEA.)
- [7] SIGEL, R., *Z. Naturforsch.* **25a** (1970) 488-503.
- [8] BRUNETEAU, Thèse 3^e cycle, Paris, 1970.
- [9] MOLMUD, P., *Phys. Fluids* **3** (1969).
- [10] PUELL, *Z. Naturforsch.* **25a** (1970) 1807, 1815.
- [11] BOBIN, J. L., TONON, J. F., *Onde Electrique* n° 160 (1960).
- [12] BOBIN, J. L., *Phys. Fluids* **14** (1971).
- [13] FREDBERG, J. P. and MITCHELL, R. W., MORSE, R. L. and RUDSINSKI, L. I., *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 795.
- [14] GODWIN, R. P. *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 85.
- [15] STEINHAUER, University of Washington, Ph. D. 1970.
- [16] DEMCHENKO V. V., HUSSENN, A. M., *Plasma Phys.*