

Applications des sources X et XUV à l'étude des plasmas créés par laser

J.P. Le Breton, R. Benattar*, J.L. Bocher, J. Bruneau, D. Desenne, A. Dulieu, S. Gary, J.C. Gauthier**, J.L. Larcade, F. Lutrin, P. Ney et M. Rabec Le Gloahec

CEA - CEL V, 94195 Villeneuve-Saint-Georges cedex, France

* Laboratoire LULI, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau cedex, France

** Laboratoire PMI, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau cedex, France

Résumé: Les émissions des plasmas laser dans les domaines X et XUV sont suffisamment intenses pour constituer des sources d'analyse d'autres plasmas. La configuration expérimentale où les faisceaux laser disponibles sont répartis en deux catégories, l'une étant utilisée pour former le plasma à étudier et l'autre servant à la création du rayonnement d'analyse, est donc couramment rencontrée.

Dans le domaine du rayonnement X (de 1 à 10 KeV) les diagnostics ainsi réalisés sont la radiographie et la spectroscopie d'absorption. Les applications de la radiographie sont relatives aux mesures de vitesse des zones denses de cibles planes ou sphériques et aux mesures de densité de la matière pour les microballons en phase finale d'implosion. Les paramètres accessibles au moyen de la spectroscopie d'absorption sont la profondeur optique et par confrontation avec des modèles théoriques la composition ionique du plasma, sa densité et sa température électroniques.

Dans le domaine XUV (de la cinquantaine à la centaine d'eV), une sélection spectrale du rayonnement est obtenue par association de miroirs multicouches avec des filtres métalliques minces. L'obtention d'informations sur le gradient de densité électronique dans la zone sondée passe par des phénomènes de réfraction du rayonnement sonde.

Des exemples correspondants aux deux domaines sont présentés.

1. INTRODUCTION

Le développement de diagnostics des plasmas laser au CEL-V rentre dans le cadre général de la fusion par confinement inertiel. Il concerne ainsi les études de l'implosion de cibles sphériques et plus précisément les phases d'interaction du laser avec la matière, de mise en vitesse de la paroi de la cible, de stabilité et d'efficacité de la compression du gaz fusible et de caractérisation de la matière comprimée. Il peut également se rapporter à des expériences menées en géométrie plane pouvant plus aisément permettre la détermination de l'état thermodynamique du plasma.

Les trois diagnostics présentés ici ont en commun l'utilisation d'un rayonnement sonde dont l'interaction avec le plasma analysé est la source d'information sur ce plasma.

La façon la plus simple pour disposer d'un rayonnement sonde synchronisé consistent à créer simultanément deux plasmas, l'émission X ou bien XUV du premier servant à analyser le second, ces trois diagnostics fonctionnent suivant un tel schéma.

2. LA CONVERSION DE L'ÉNERGIE LASER EN ÉNERGIE X ET XUV

L'émission de rayonnement X et XUV résultant de l'irradiation de cibles métalliques par un faisceau laser provient de zones différentes à l'intérieur du plasma créé [1].

Entre quelques dizaines d'eV et 1 KeV, domaine de l'XUV, le rayonnement a pour origines la zone dense située à proximité de la feuille qui a été chauffée après que l'énergie laser ait été transportée vers l'intérieur de la cible et la zone du plasma en détente. Le spectre émis est voisin de celui d'un corps noir.

Entre 1 KeV et 10 KeV, le rayonnement X émis provient de la zone d'absorption de l'énergie laser et apparaît sous la forme de raies spectrales dont le rapport d'intensité avec l'émission d'un continuum est variable. Au delà de 10 KeV l'émission X est continue, elle résulte de la création de particules très énergétiques.

3. LES DIAGNOSTICS X

3.1. LA RADIOGRAPHIE X

Le principe de la radiographie X [2] repose sur la comparaison de l'intensité du rayonnement sonde (raies spectrales) atténué à la traversée du plasma étudié, à l'intensité qui parvient sur le même détecteur en l'absence de plasma absorbant. Le diagnostic met donc principalement en jeu les processus d'absorption du faisceau sonde par des interactions photons-électrons dans le plasma analysé, les effets dus à la réfraction sont couramment négligés. Ses conditions d'emploi sont précises et son efficacité dépend en premier lieu de l'adaptation de l'énergie du rayonnement sonde aux caractéristiques d'absorption du plasma. Il permet ainsi la caractérisation de ses zones de forte densité. Les résultats obtenus sont fonction de la géométrie du plasma et des résolutions spatiale, spectrale et temporelle de la mesure. Deux versions principales de la radiographie X sont distinguées par la dimension de la source de rayonnement sonde. La première utilise une source de dimension supérieure à celle du plasma analysé [3] et l'image de la cible apparaît sur fond quasi-continu de l'émission de la source. La seconde est basée sur l'emploi d'une source de très petite dimension (de l'ordre de 10 à 20 microns) [4] qui projette l'ombre de la cible sur le détecteur. Ces deux versions vont être étudiées plus en détail.

3.1.1. La radiographie X avec une source large

Le schéma de principe du diagnostic appliqué à l'étude de l'implosion d'un microballon au moyen d'une imagerie par sténopé est montré sur la figure 1. Celui-ci se compose de la source de rayonnement sonde, d'un système d'imagerie, d'un filtre et d'un détecteur. Durant la phase d'implosion, la partie la plus claire de l'image qui correspond à la zone de plus forte absorption est la paroi de la cible, ce qui explique l'observation d'une zone en forme d'anneau sur le détecteur. Lors de la phase de compression du gaz combustible qui remplit la cible ce type d'imagerie peut dans des conditions optimales d'observation permettre la mesure du produit de la masse volumique de la paroi chauffée et comprimée par son épaisseur. Le diamètre minimum de la zone opaque est également une mesure accessible lorsque l'on dispose à la fois de très bonnes résolutions spatiale (quelques microns) et temporelle (quelques picosecondes). Cette dernière peut être obtenue en choisissant comme détecteur une caméra à balayage de fente, l'observation est alors réalisée sur un diamètre du microballon et la résolution temporelle atteinte est d'environ 30 picosecondes. Un exemple de résultat obtenu dans ces conditions est présenté sur la figure 2 [5]. L'image résulte de la juxtaposition de trois radiographies réalisées en faisant varier le retard de l'impulsion sonde par rapport à l'instant d'irradiation de la cible. La phase finale de la compression d'un microballon de 120 microns de diamètre et dont la paroi de 1 micron d'épaisseur est recouverte de 5.5 microns de CH est ainsi reconstituée.

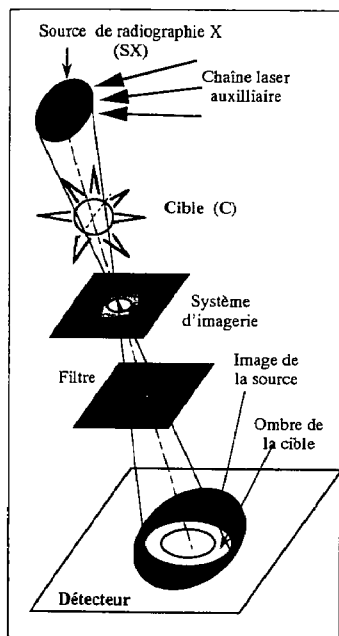


figure 1: Schéma de principe de la radiographie X avec une source large

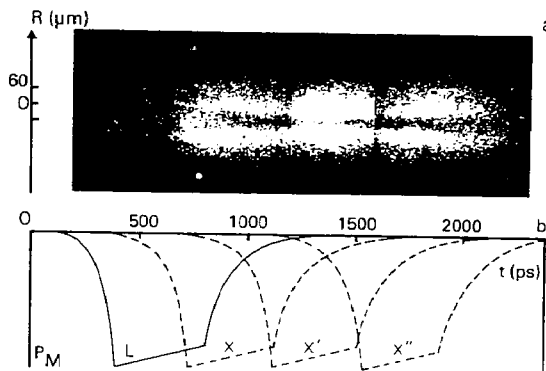
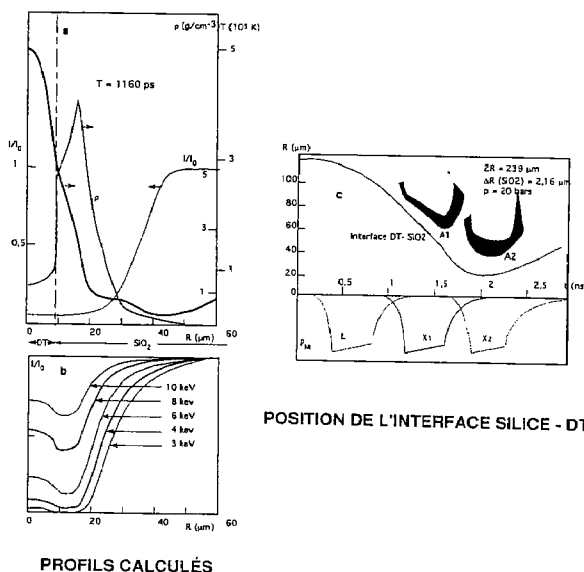


figure 2: Radiographie X de la phase d'implosion d'un microballon avec une source large



POSITION DE L'INTERFACE SILICE - DT

PROFILS CALCULÉS

figure 3: Simulations numériques de la phase de compression maximale d'un microballon.

Sur la même figure la synchronisation des différentes impulsions est également montrée. Les simulations numériques de cette implosion [5] ont conduit à son interprétation et à la détermination de la valeur maximale de la masse volumique du gaz combustible atteinte de 10 fois la densité du solide.

Ces simulations numériques mettent en évidence sur la figure 3a l'importance de l'adaptation de la longueur d'onde du rayonnement sonde au phénomène observé. Les profils de masse volumique, de température et d'absorption d'un rayonnement sonde à 2,6 KeV (figure 3a) correspondent à l'implosion d'un microballon de verre de 120 microns de diamètre de 3,8 microns d'épaisseur de paroi. Les variations des profils transmis en fonction de l'énergie du rayonnement sonde pour cette même cible montrent qu'une énergie supérieure à 6 KeV est nécessaire à la visualisation de l'interface silice - gaz combustibleDT permettant l'estimation du rayon minimal atteint (figure 3b). Sur la figure 3c il est montré comment l'inadaptation de la synchronisation de l'analyse relativement à l'instant de compression maximale peut mener en raison de l'extinction de la source de radiographie à une confusion d'interprétation du rayon minimal mesuré.

3.1.2. La radiographie avec une source ponctuelle

Le schéma de principe du diagnostic est présenté sur la figure 4. La source X est créée en irradiant une pointe métallique de 20 microns de diamètre entourée de polystyrène de façon à limiter son extension pendant la durée de l'impulsion laser. La résolution spatiale obtenue sans dispositif d'imagerie est en effet égale à la dimension de la source X et doit être stable durant l'observation. Le détecteur représenté est un obturateur rapide dont le temps de pose est déterminé par la durée de l'impulsion de tension qui parcourt ses quatre pistes et qui est doublée lors de son arrivée en extrémité de ces pistes (120 ps). Celui-ci fournit en conséquence une résolution temporelle équivalente au diagnostic en conservant une image à deux dimensions spatiales. Un exemple d'application est montré sur la figure 5 [6]. Un quart du microballon est imagé sur

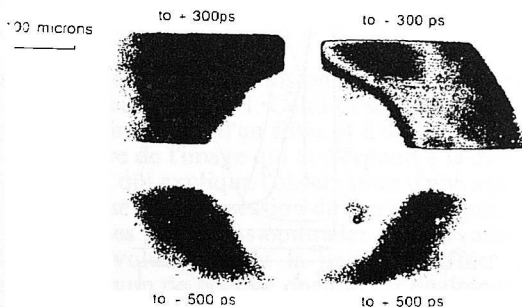
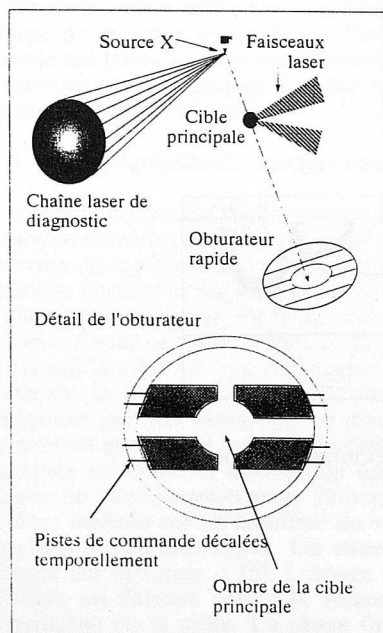


figure 5: Radiographie X de la mise en vitesse de la paroi d'un microballon avec une source ponctuelle et un obturateur rapide.

figure 4: Schéma de principe de la radiographie X avec une source ponctuelle.

chaque piste, ce qui a permis pour une irradiation droite gauche symétrique de choisir deux instants d'observation différents en décalant temporellement le déclenchement des pistes supérieures et inférieures. La phase analysée est celle de la mise en vitesse de la paroi du microballon en début d'implosion. L'écart à la sphéricité constaté résulte de la non homogénéité d'éclairement du microballon. Un tel diagnostic est utile à l'étude du développement des instabilités hydrodynamiques .

3.2. LA SPECTROSCOPIE D'ABSORPTION

Le diagnostic est de même nature que la radiographie X avec une source ponctuelle[7][8], il en diffère principalement par une résolution spectrale bien supérieure fournie par un spectrographe utilisé en remplacement du système d'imagerie. Son schéma de principe [9] est représenté sur la figure 6 où il est appliqué à l'analyse de la détente dans le vide d'un plasma de magnésium créée par interaction laser avec une feuille plane. L'émission propre du plasma source de praséodyme apparaît principalement sous la forme d'un fond continu. Celle-ci est résolue spectralement suivant l'une des dimensions du détecteur, l'utilisation d'une source de dimension égale à 80 microns assurant une résolution spatiale du même ordre de grandeur dans la direction orthogonale. L'image obtenue est présentée sur la figure 7a dans le domaine spectral s'étendant de 7 Å à 11,3 Å du cristal courbe de TIAP avec une résolution $\Delta\lambda/\lambda$ de 600 et une acquisition directe sur une caméra CCD. A la traversée du plasma cible deux modifications principales de ce spectre sont observables, la première est la superposition de l'émission propre de la cible de magnésium, la seconde est l'apparition de manques correspondant à des zones d'absorption par le plasma cible, l'image résultante est montrée également sur la figure 7b [9].

L'analyse des données est réalisée à partir de l'hypothèse d'un plasma de magnésium homogène et de dimension constante dans la direction du rayonnement sonde. L'intensité mesurée en chaque point de l'image d'absorption s'écrit alors

$I = I_0 e^{-T.x}$ avec I_0 l'intensité de la source X et $T.x$ la profondeur optique du plasma cible au point considéré. Le résultat peut alors être présenté comme sur la figure 7c sous la forme d'une cartographie des valeurs de $T.x$ en fonction de la longueur d'onde et de la distance à la cible. Les transitions 1s-2p et 1s-3p sont nettement mises en évidence, les différents degrés d'ionisation sont visibles jusqu'à des distances variables de la position initiale de la cible, ce qui traduit la présence d'un gradient de température dans la détente du plasma [9].

L'acquisition des images par caméra CCD (1024.1024 pixels) offre plusieurs avantages (sensibilité, dynamique) dont celui de constituer une référence absolue de positionnement. Le traitement des données comprend plusieurs corrections qui concernent le bruit de fond du CCD, l'efficacité du spectrographe, l'émission propre du plasma cible et l'intensité de la source du rayonnement sonde. Des recalages spectraux et spatiaux sont également réalisés. La résolution temporelle du diagnostic est égale à la durée d'émission de la source X déterminée par la durée de l'impulsion laser qui la crée soit 350 ps qui est comparée à la durée de vie de plusieurs ns du plasma de magnésium. Il est dans ces conditions possible de faire varier l'instant de la mesure et de suivre l'évolution du spectre d'absorption en prenant comme référence le temps écoulé depuis le moment de création du plasma cible. La cartographie d'absorption présente des caractéristiques modifiées comme il est possible de le constater sur la figure 8 pour des décalages temporels de 1ns et de 3 ns.

L'analyse des résultats, en permettant la comparaison des variations spectrales de la profondeur optique du plasma à une distance donnée de la cible à des prédictions théoriques, mène à la détermination de la composition ionique du plasma à cette distance. De la composition ionique sont déduits des profils de la densité électronique jusqu'à 10^{20} e/cm³.

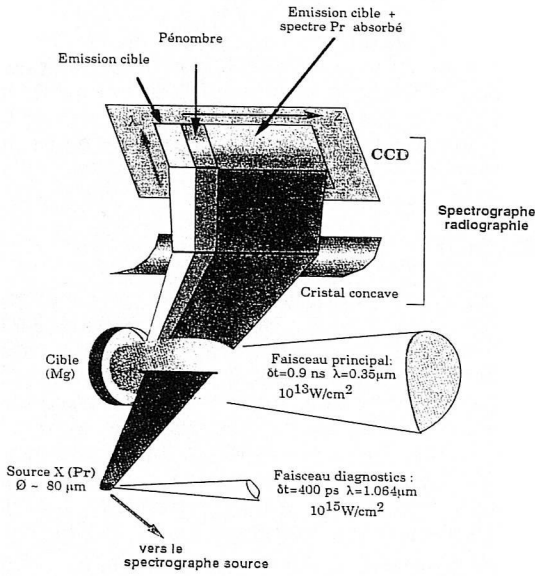


figure 6: Schéma de principe de la spectroscopie d'absorption.

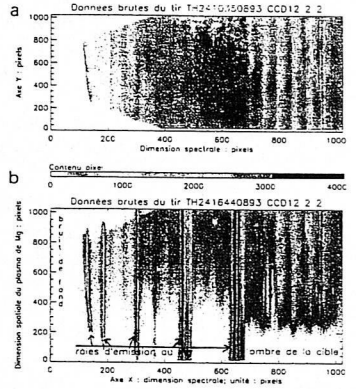


figure 7: a- Spectre d'émission de la source de Pr, b- Spectre de la source de Pr après absorption par le plasma de Mg.

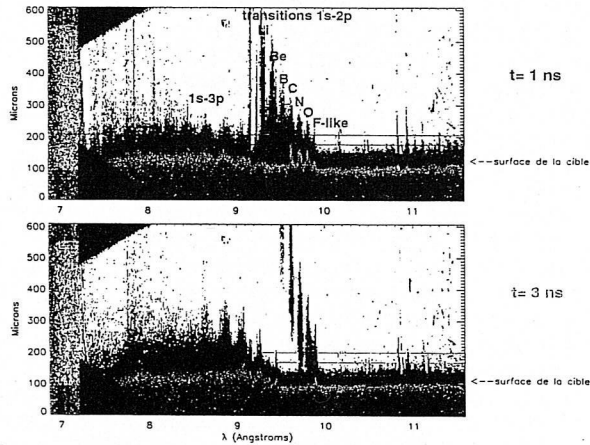


figure 8: Profondeurs optiques du plasma de Mg sondé avec une source de Pr.

4. LE DIAGNOSTIC XUV

La strioscopie XUV consiste à utiliser un rayonnement XUV pour sonder les zones de fort gradient de densité d'un plasma (proposition de R. Benattar [10]).

Des estimations par le calcul ont montré qu'à la longueur d'onde de 95 eV les angles de réfraction du rayonnement sonde par des zones à l'intérieur desquelles la densité électronique varie de 10^{21} à 10^{23} g/cm³ sur une distance de quelques microns sont égaux à quelques degrés [10].

L'émission d'un plasma source créé par irradiation laser d'un fil d'or ($3 \cdot 10^{15}$ W/cm²) est spectralement sélectionnée après réflexion sur un miroir multicouches et éclaire le plasma cible créée à partir d'un fil d'aluminium ($3 \cdot 10^{12}$ W/cm²), le cylindre de plastique supportant les deux fils est schématisé sur la figure 9. La source XUV est placée au foyer du premier miroir multicouches de façon à ce que le rayonnement réfléchi soit parallèle à l'entrée du plasma cible. Ce rayonnement après absorption et réfraction est repris par un second miroir multicouches identique au précédent réalisant l'imagerie de la cible avec un grandissement égal à 7 sur le détecteur. Les rayons non déviés sont stoppés au niveau du foyer de ce second miroir par un couteau. Les rayons réfractés passant à côté du couteau sont détectés. Il en est de même pour le rayonnement propre du plasma qui constitue de ce fait un signal parasite.

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 10.

Les miroirs multicouches de molybdène et de silicium ont une réflectivité mesurée de 50 % à 95 eV. Le miroir imageur est protégé par un filtre de 1000 Å de lexan et le détecteur qui est une caméra CCD dont la sensibilité est augmentée dans le domaine XUV est protégée par un filtre de béryllium de 1,25 micron d'épaisseur. La réponse spectrale du diagnostic est de 3 à 4 Å autour de 92 eV [11].

Les images recalées spatialement et corrigées du bruit de fond de la caméra CCD sont montrées sur la figure 11. Les striogrammes sont obtenus par soustraction entre les images résultant de tirs laser effectués sur la cible et la source, sur la cible seule et sur la source seule [14]. Ils doivent ensuite si possible, car cette étape n'est pas encore réalisée, être corrigés des aberrations de l'imagerie réalisée avec un miroir sphérique hors axe.

L'interprétation de ces résultats en terme de densité et de température passe par une simulation numérique reproduisant le striogramme expérimental.

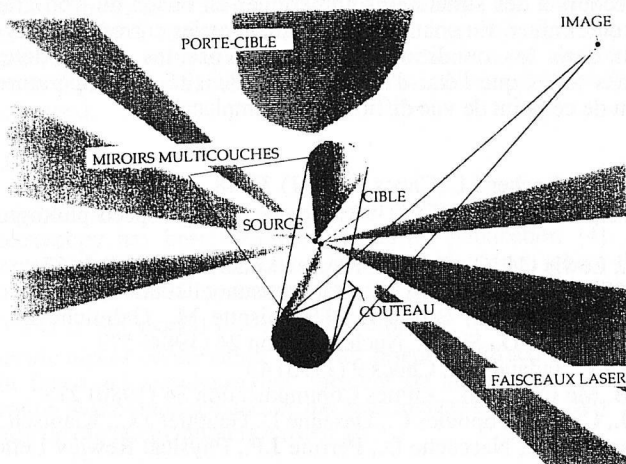


figure 10: Schéma de principe de la strioscopie XUV.

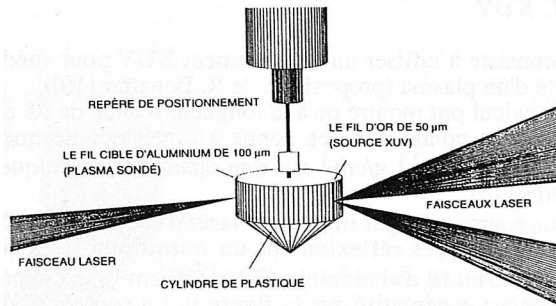


figure 9: Irradiation de la cible de strioscopie XUV.

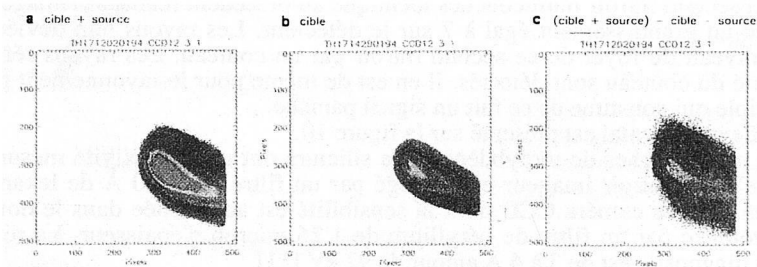


figure 11: Images obtenues pour un tir effectué: a- sur la cible et sur le source, b- sur la cible seule et c- le striogramme déduit.

5. CONCLUSION

L'utilisation de sources de rayonnement annexes pour l'étude des plasmas laser apporte des contraintes de mise en oeuvre supérieures à celles que présente l'analyse des émissions propres de ces plasmas. L'interprétation des résultats nécessite le plus souvent un recours à des simulations numériques en raison du trop grand nombre de paramètres à déterminer. En contre partie les diagnostics correspondants constituent un outil menant dans les conditions les plus favorables à une détermination de caractéristiques telles que l'état d'ionisation, la densité, la température des plasmas étudiés et sont de ce point de vue difficilement remplaçables.

- [1] Babonneau D., Bocher J.L., Chocs 1 (1991) 33-48.
- [2] Lieber A.J., Benjamin R.F., 11th Congress of High speed photography, Londres 1974
- [3] Key M.H., Lewis C.L.C., Physical Review Letters 41 (1978) 1467
- [4] Slivinsky S.W., Price R.H., LLNL, Rapport annuel 1980
- [5] Bayer C., Bernard M., Billon D., Decroisette M., Galmiche D., Juraszek D., Launspach J., Meynial D., Sitt B., Nuclear Fusion 24 (1984) 573
- [6] Le Breton J.P., Jadaud J.P., Chocs 9 (1993) 43
- [7] Yaakobi B., Mc Crory R.L., Optics Communication 34 (1980) 213
- [8] Bruneau J., Chenais Popovics C., Desenne D., Gauthier J.C., Klapisch M., Le Breton J.P., Louis Jacquet M., Naccache D., Perrine J.P., Physical Review Letters 65 (1990) 1435
- [9] Bruneau J. et al, à paraître
- [10] Benattar R., Ney P., Galos C., 22^{ème} Eclim, Paris 10-14 mai 1993
- [11] Le Breton J.P., Benattar R., Bocher J.L., Dulieu A., Lutrin F., Ney P., Rabec Le Gloahec M., Bulletin of the American Physical Society 38 (1993) 2125