

LRP 349/88

June 1988

LE LASER, OUTIL DE MESURE DES PLASMAS

**F. Anderegg, R. Behn, P.J. Paris, S.A. Salito,
M.R. Siegrist, H. Weisen**

LE LASER, OUTIL DE MESURE DES PLASMAS.

F. Anderegg, R. Behn, P.J. Paris, S.A. Salito,

M.R. Siegrist, H. Weisen

**Centre de Recherches en Physique des Plasmas
Association Euratom - Confédération Suisse
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
21, Av. des Bains/CH-1007 Lausanne**

**texte soumis pour publication dans le bulletin technique
de la Société Suisse des Electriciens**

Résumé

Les méthodes d'étude des plasmas sont nombreuses, diverses et généralement complémentaires. Elles possèdent toutes des caractéristiques et des propriétés différentes couvrant ainsi un large spectre des techniques de mesures physiques. Parmi celles-ci, l'utilisation des ondes électromagnétiques, qui servent de "thermomètres" et de "bistouris" aux plasmas, permet aussi bien de découvrir le comportement global du plasma que celui des particules qui le composent. Un des avantages de ces méthodes introspectives est qu'elles apportent des informations sur les conditions temporelles et locales des paramètres du milieu interrogé. Avec le développement des sources micro-ondes dans l'après-guerre et des lasers, il y a 25 ans, les principaux outils de ce type de diagnostic des plasmas sont actuellement à disposition. Dans cet article nous privilégierons les lasers, d'ailleurs différents en fonction des types de mesure; leur universalité dans les mesures actives des paramètres des plasmas est largement reconnue. Nous illustrerons, à travers les travaux de recherches exécutés sur deux installations expérimentales du CRPP, les potentialités des méthodes de mesure qu'offrent les lasers.

I Introduction

Au cours de ces dernières années, la concentration des efforts de la recherche en physique des plasmas s'est focalisée surtout sur la tentative de démonstration en laboratoire de la fusion thermonucléaire contrôlée. Ceci a eu pour effet le développement de grandes installations expérimentales où les décharges, réalisées dans l'hydrogène et le deutérium, sont confinées par des champs magnétiques. Les expériences, avec champ magnétique, qui ont jusqu'à présent fourni les meilleurs résultats, sont des machines toriques dans lesquelles les plasmas forment un anneau de courant de grande intensité. Ces installations sont dénommées " Tokamak", de l'acronyme russe signifiant : chambre torique magnétique (photo 1 : le tokamak TCA).

Les plasmas thermonucléaires doivent être, comme le reflète leur terminologie, à très haute température. Pour que les noyaux des atomes légers, constituant ces plasmas, fusionnent, il faut qu'ils soient portés à plus de 100'000'000°C. Dans ce but il faut maintenir le plasma dans de bonnes conditions d'isolation thermique, on parle alors de bon confinement énergétique. Celui-ci, pour qu'un bilan énergétique soit positif, devrait être de l'ordre d'une seconde dans les configurations magnétiques, le processus de fusion est alors dit "lent".

Par opposition dans la "fusion rapide" ou "inertielle", on espère démontrer la faisabilité du bilan positif à l'aide de faisceaux (laser, électrons, ions, etc.) dont l'énergie est focalisée sur une cible de combustible (deutérium et tritium à l'état solide), des conditions extrêmes de température et de densité (10^4 fois celle du solide) sont alors atteintes pendant un temps très bref (~ 1 ns). Cette méthode comporte des difficultés et des faiblesses liées notamment à la focalisation des faisceaux et au mauvais rendement énergétique du procédé.

Par contre dans la "fusion lente" les densités de particules contenues dans le plasma sont faibles, de l'ordre de $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Soit presque 10^6 fois moins de particules que dans l'air ambiant. Avec de tels paramètres on comprendra que les méthodes de mesure doivent être

adaptées au milieu à étudier. Nous nous intéresserons exclusivement aux mesures effectuées dans des machines à confinement magnétique .

A la différence des gaz, où les atomes sont liés et forment des milieux électriquement neutres, les plasmas sont constitués d'ions et d'électrons : ce sont des gaz ionisés (Fig. 1 et 2). Ces particules chargées interagissent avec les champs électromagnétiques. C'est ainsi que parmi les méthodes d'investigation des plasmas, celles utilisant les ondes électromagnétiques, pouvant réagir de manière particulière et collective avec le plasma, reçoivent un grand intérêt. Ces méthodes ont en outre la particularité de ne pas perturber le plasma, donc de ne pas induire des phénomènes nouveaux qui pourraient voiler le comportement intrinsèque du plasma d'origine .

Ces diagnostics par ondes électromagnétiques, encore dénommés méthodes optiques, même si ces ondes utilisées ne sont pas exclusivement du domaine visible, ont effectivement l'avantage de n'avoir aucune liaison mécanique ou électrique avec l'installation expérimentale. Les instruments de mesure peuvent être éloignés de l'expérience et subissent ainsi beaucoup moins les parasites électriques (couplage galvanique), électromagnétiques (rayonnements) et mécaniques (chocs, vibrations).

Ces méthodes peuvent être passives : on utilise le rayonnement issu du plasma que l'on peut étudier par la spectroscopie. Elles peuvent être actives : on utilise alors l'interaction d'un rayonnement (micro-ondes, laser...) avec le plasma. Ces diagnostics prennent avantage des trois caractéristiques optiques des plasmas :

- le plasma est source de lumière
- le plasma est un milieu réfracteur
- le plasma est un milieu diffuseur.

1) Le plasma, source de lumière : utilisation d'une méthode passive d'investigation.

Une des principales techniques qui permet d'analyser les informations contenues dans le rayonnement issu du plasma est la spectroscopie. Celle-ci a reçu ses lettres de noblesse dans l'astrophysique expérimentale, en permettant l'investigation des émissions électromagnétiques issues des objets célestes. Dès l'étude des plasmas en laboratoire cette technique a reçu un développement tout particulier, l'étude des niveaux d'énergie atomique pouvait pratiquement être fait à la demande, les plasmas ouvrant l'horizon des grandes énergies d'ionisation des éléments.

Dans le plasma, le spectre d'émission s'étend naturellement des rayons X durs jusque dans l'infrarouge lointain, recouvrant tout le domaine intermédiaire. Ce spectre comprend :

- les raies d'émission dues aux atomes neutres et/ou aux ions excités généralement par des collisions avec des électrons libres;
- un spectre continu dû aux interactions entre électrons libres et ions (rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung) et à la recombinaison des ions avec les électrons (recombinaison radiative).

Les études de ces spectres permettent d'obtenir une grande quantité d'informations. Tout d'abord l'analyse du *spectre de raies* permet d'observer les impuretés présentes dans le plasma ainsi que leur état d'ionisation; ce qui donne une estimation de l'énergie des électrons responsables de ces états d'ionisation. On peut aussi définir le taux d'impuretés dans la machine, sachons que même une concentration faible de ces impuretés peut entraîner des pertes importantes par rayonnement telles que l'obtention d'un bilan énergétique devient impossible. Ces pertes peuvent être supérieures à celles dues au freinage et à la recombinaison.

Avec une résolution fine on peut encore tirer des informations à partir du profil des raies d'émission. Ces raies peuvent être élargies soit par effet Doppler, ce qui mesure la vitesse de la

particule donc de la température de celle-ci, soit par effet Stark, ce qui mesure la présence des champs électriques intenses produits par l'environnement des électrons libres .

Le rayonnement de freinage est lié quadratiquement à la densité et à la racine de la température électronique, ce qui permet de déterminer la température électronique, connaissant la densité par d'autres méthodes et notamment par la méthode active de l'interférométrie .

2) Le plasma milieu réfracteur.

Le plasma est le lieu d'oscillations naturelles dues aux mouvements des particules chargées. Ainsi lorsque les électrons se déplacent dans une mer d'ions, plus lourds que les électrons donc que l'on peut considérer au repos, des champs électriques de rappel tendent à ramener les électrons vers une position d'équilibre autour de laquelle ils oscilleront. A cette fréquence d'oscillation ω_{pe} des électrons correspond une fréquence ω_{pi} pour les ions, celle-ci étant bien inférieure car ces mécanismes d'oscillation reposent sur l'inertie des particules si bien qu'ils dépendent des masses. Ces oscillations ont été mises en évidence par Langmuir, elles portent souvent cette dénomination.

Un autre terme important pour l'étude du plasma est la distance d'écrantage du champ électrique associé à une particule. En effet chaque charge électrique est entourée de particules de signe contraire, ces dernières forment une sphère et limitent l'action du champ électrique de la particule englobée. Le rayon de cette sphère est appelée longueur Debye et s'exprime ainsi :

$$\lambda_D = (kT_e / 4\pi N_e e^2)^{\frac{1}{2}}$$

k est la constante de Boltzmann, T_e la température électronique, N_e la densité électronique du plasma, e la charge élémentaire.

$$N_e = \frac{\omega_{pe}^2 m_e}{4\pi e^2}$$

Ces notions étant introduites, une onde électromagnétique qui interagit avec le plasma, le fera essentiellement par l'intermédiaire de son champ électrique (ce n'est qu'aux vitesses proches de celle de la lumière que la composante magnétique aura un effet notable). Si la fréquence est suffisamment élevée, l'onde sera affectée par le mouvement des électrons libres. C'est ainsi que l'indice de réfraction d'un plasma sera exprimé par la formule suivante (valable sur le trajet du faisceau dans le plasma) :

$$n = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{N_e}{N_c}\right)^{\frac{1}{2}}$$

ω est la fréquence de l'onde utilisée, N_c est la densité électronique supérieure au delà de laquelle la fréquence ω ne pénètre plus.

Nous constatons, pour qu'une onde soit utilisable, qu'il faut que le milieu traversé soit transparent à celle-ci, la fréquence de coupure est égale à la fréquence électronique du plasma. En-dessous de cette fréquence les ondes sont réfléchies. C'est ce phénomène qui régit la réflexion des ondes sur l'ionosphère, permettant ainsi la communication à longue distance par les ondes radio.

La mesure de l'indice du plasma, permettant la déduction de la densité électronique, peut être effectuée par un interféromètre optique classique que nous décrirons dans le chapitre 2.

3) Le plasma, diffuseur de lumière.

Si sur une échelle macroscopique les qualités optiques du plasma peuvent être décrites simplement par un indice de réfraction, qui varie peu dans l'espace et dans le temps, son comportement microscopique est plus complexe. A petite échelle on observe des variations ou fluctuations temporelles et spatiales de ces qualités optiques. La cause est due à la distribution des électrons dans le plasma, ceux-ci agissent comme diffuseur de la lumière. De la même façon les grains de poussière ou les volutes de fumée diffusent les rayons de lumière.

Les fluctuations de la densité des électrons, responsables pour la diffusion, peuvent être classées en deux catégories. On parle de diffusion incohérente s'il s'agit du mouvement thermique des électrons individuels dont les vitesses peuvent être considérables. Par contre, on appelle diffusion cohérente la diffraction de la lumière par des électrons qui suivent un mouvement collectif (propagation avec une onde ou accumulation autour des ions). Dans les deux cas, on observe un changement de fréquence de la lumière diffusée par effet Doppler. C'est le même effet qui, pour un observateur stationnaire, change la fréquence du sifflement d'un train pendant les phases d'approche et d'éloignement. La diffusion de la lumière par les particules chargées d'un plasma est communément appelée "diffusion Thomson". Selon le choix des paramètres (longueur d'onde du laser, angle d'observation) une analyse de la distribution spectrale de la lumière diffusée permet d'obtenir la température électronique ou ionique du plasma. L'intensité diffusée intégrée en fréquence est proportionnelle à la densité des électrons.

Dans le chapitre 3 nous présenterons en détail les dispositifs de mesure de la température électronique et ionique.

Des études de fluctuations collectives par une méthode originale, développée au CRPP seront présentées au chapitre 4.

4) Fluorescence induite et marquage des particules.

Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent à l'étude des plasmas de tokamak, cependant beaucoup de travaux sur les phénomènes fondamentaux, dont les plasmas sont le siège et qui ne peuvent pas être étudiés dans des appareillages complexes comme les tokamaks, sont abordés dans des installations permettant la versatilité des paramètres (photo 2 : le LMP). Dès lors des méthodes de mesure non perturbatives spécialement conçues répondent aux critères spécifiques de l'expérimentation.

Ces méthodes peuvent, bien entendu, être employées dans des plasmas de tokamaks, mais en localisant la mesure dans le plasma de bord. Nous avons appréhendé ces diagnostics de fluorescence induite par laser et de marquage des particules dans un plasma de barium dont la densité est de l'ordre de 10^9 cm^{-3} et les températures ionique et électronique sont de 2500°K .

Nous reviendrons sur ces méthodes de mesure au cours des deux derniers chapitres en relatant la qualité des informations que nous pouvons en obtenir.

Les résultats obtenus par ces méthodes diagnostiques sont comparés avec ceux enregistrés par d'autres diagnostics, c'est après une synthèse complexe de tous ces résultats que les paramètres du plasma peuvent être acquis de façon réaliste. C'est ainsi qu'une installation, telle que le tokamak, est hérissée de plusieurs appareillages de mesure (Fig. 3).

II Mesure de la densité du plasma par interférométrie

Comme il a été mentionné au chapitre précédent, pour une certaine gamme d'ondes électromagnétiques le plasma représente un objet transparent avec un indice de réfraction différent de celui de l'espace libre.

Dans le cas particulier du plasma d'un tokamak l'indice de réfraction pour les ondes submillimétriques (infrarouge lointain) dépend essentiellement de la densité des électrons. Ceci permet de mesurer ce paramètre, un des plus important à connaître, par des techniques d'interférométrie.

Le schéma de principe d'un interféromètre (type Mach-Zehnder) est représenté dans la figure 4a). L'émission d'une source cohérente (celle d'un laser) est divisée en deux faisceaux par un séparateur (S1). Dû à la présence du plasma dans l'un des bras de l'interféromètre, un déphasage va s'établir entre les deux faisceaux.

Après superposition des deux faisceaux sur le détecteur (D) on obtient un signal électronique proportionnel à la puissance incidente, qui varie avec le déphasage. En termes mathématiques le signal à la forme suivante :

$$S_a = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\phi)$$

où I_1, I_2 sont les intensités des faisceaux et $\Delta\phi$ est le déphasage qui contient l'effet du plasma.

Pour une distance L parcourue dans le plasma de densité électronique $N_e(x)$ le déphasage sera :

$$\Delta\phi = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} \int_0^L \frac{N_e(x)}{N_c} dx$$

détecteur, sans avoir subi une diffusion dans le plasma. Des angles de diffusion confortables de quelques dizaines de degrés ne sont atteignables qu'avec des sources de longueur d'onde plus grandes, typiquement entre 50 et 500 μm . Malheureusement, on ne connaît actuellement pas encore de moyens simples pour produire une source monochromatique et puissante dans cette gamme de fréquence. Des nouvelles sources, nommées gyrotrons, sont actuellement en développement. Le laser infrarouge lointain utilisé à l'EPFL est très inefficace et trop compliqué pour une mesure de routine.

Le dispositif de mesure est montré dans la figure 10.

On distingue trois sections importantes: le laser infrarouge lointain, le système optique autour du tokamak et le système de détection. Le laser infrarouge lointain n'est qu'un résonateur optique à l'intérieur d'une enceinte vide, contenant de la vapeur d'eau lourde (D_2O) à une pression de quelques torrs. La radiation émise à la longueur d'onde de 385 μm (780GHz) est due à une transition entre deux niveaux d'énergie rotationelles de la molécule D_2O .

4) Développement du laser D_2O

Comme dans n'importe quel système laser où la radiation est liée à la transition entre deux niveaux énergétiques, il y a compétition entre l'émission stimulée qui augmente l'intensité de l'onde et l'absorption qui la diminue. Le rapport entre ces deux effets dépend essentiellement de la densité des populations des deux niveaux. Dans l'équilibre thermique, plus l'énergie d'un niveau est élevée, moins les molécules se trouvent dans cet état. Conclusion : sans intervention extérieure l'absorption domine l'émission stimulée; le laser s'éteint.

Le schéma des niveaux d'énergie d'une molécule comme le D_2O est montré dans la figure 11. Les différents états vibrationnels (nous n'en montrons que deux) sont subdivisés en niveaux rotationnels. L'interaction entre les niveaux rotationnels étant très forte, la population est

Il est donc proportionnel à la densité électronique intégrée le long du chemin optique.

Pour une variation de la phase de 0 à 2π le signal passera d'un maximum à un autre maximum en ayant passé par un minimum.

Dans certains cas des raisons techniques favorisent une modification de ce schéma. La variante, qui est représentée dans la figure 4b), implique un décalage en fréquence du faisceau de référence. Par conséquent, le signal généré par le détecteur contient un terme dû à la différence des fréquences Δf (battement). Cette méthode est appelée "hétérodynage".

A la place de (1) on obtient donc :

$$S_b = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2\pi\Delta f t + \Delta\phi)$$

Si l'on peut se procurer un signal de référence à la fréquence Δf la comparaison de ces deux signaux permet une mesure directe du déphasage, qui a l'avantage d'être insensible aux variations en puissance de la source utilisée. En plus, il existe des circuits intégrés (comparateurs de phase) qui sont particulièrement bien adaptés à ce genre de mesures.

Après ce résumé du principe de fonctionnement nous allons présenter en bref quelques aspects techniques de la réalisation d'un tel système.

1) Le laser

Pour obtenir une source d'émission cohérente dans le spectre des ondes submillimétriques on fait appel aux lasers utilisant des transitions entre niveaux rotationnels de certaines molécules dans un milieu gazeux (comme CH_3OH , CH_3I , HCOOH , possédant un moment dipolaire permanent).

C'est un laser à CO₂ qui sert à exciter un niveau énergétique particulier de la molécule. Une puissance de quelques dizaines de Watt à la longueur d'onde d'environ 10.6μm est nécessaire pour créer une émission stimulée de quelques mW dont la longueur d'onde dépend de la molécule utilisée.

Avec des transitions découvertes jusqu'à présent dans un grand nombre de molécules, les raies d'émission recouvrent la gamme entre 40μm jusqu'à environ 1mm. Le choix de la longueur d'onde optimale pour un interféromètre dépendra essentiellement des caractéristiques du plasma dans ce domaine ainsi que de ses dimensions.

2) Le dispositif de décalage en fréquence

Une solution ingénieuse a été trouvée par D. Véron (1) pour obtenir un décalage en fréquence d'un faisceau dans l'infrarouge lointain en utilisant l'effet Doppler (Fig. 5). Un réseau de diffraction est appliqué sur la circonférence d'une roue tournante. La période de la gravure, l'angle d'incidence et la longueur d'onde sont accordés de telle sorte que le premier ordre de diffraction coïncide avec le faisceau incident. On obtient ainsi un décalage en fréquence proportionnel à la vitesse de rotation de la roue.

Des décalages en fréquences jusqu'à quelques dizaines de kHz ont été réalisés avec de tels dispositifs.

3) Les détecteurs

Pourvu que le laser émette une puissance de quelques dizaines de mW la détection n'est pas un problème et on peut utiliser des éléments pyroélectriques qui n'ont pas besoin d'être refroidis comme beaucoup d'autres détecteurs dans l'infrarouge. L'effet pyroélectrique (présent dans

certaines cristaux et matériaux céramiques possédant une polarisation diélectrique spontanée) permet de transformer un changement de température créé par le rayonnement incident absorbé en un signal électrique. La bande passante de ces détecteurs, paramètre important pour l'observation d'une puissance modulée, est pourtant limitée puisque leur sensibilité décroît quand on augmente la fréquence de modulation.

Pour notre application, qui n'exige pas de résolution temporelle au dessous de 0.1ms, les performances de ces détecteurs sont en général satisfaisantes.

4) Mesure du profil de densité

La densité électronique d'un tokamak est un paramètre dont il faut connaître la variation temporelle et spatiale.

Afin de pouvoir reconstruire un profil radial de la densité, l'interféromètre installé au TCA est équipé de 8 faisceaux qui traversent le plasma à des positions différentes. Une série de fenêtres dans l'enceinte de vide du tokamak permet le passage de ces faisceaux en direction verticale.

La figure 6 montre d'une manière schématique et pour un nombre réduit de canaux le dispositif d'un interféromètre à faisceau multiples. En réalité, le système optique comprend une centaine d'éléments (séparateurs, miroirs) qui sont montés sur une construction rigide de 3.5m de haut. La structure est indépendante du tokamak et isolée du sol par des ressorts pneumatiques pour éviter des perturbations par vibrations mécaniques.

5) Résultats

Un exemple des résultats obtenus pendant une décharge dans le tokamak TCA est présenté

dans la figure 7. Le schéma à droite indique la position des faisceau de mesure par rapport à la section du plasma. Les courbes superposées dans le graphique à gauche montrent la variation du déphasage de ces faisceaux en fonction du temps. A partir de ces données on peut reconstruire les profils de densité électronique et leur variation temporelle.

III Mesure de température dans un plasma

L'analyse spectrale d'une radiation qui a interagi avec des particules en mouvement doit pouvoir fournir des informations sur ce mouvement, notamment sur la température de celles-ci. La diffusion Thomson montre qu'effectivement l'analyse spectrale de la lumière d'un rayon laser diffusé par un plasma fournit de l'information sur la température électronique.

1) Choix du laser pour la mesure de la température électronique

Des lasers à rubis (longueur d'onde $0.694\mu\text{m}$) sont surtout utilisés pour la mesure de la température électronique. Ils offrent la possibilité de créer des impulsions très intenses avec une largeur de ligne étroite et une détection facile avec des photomultiplicateurs. Ces mesures sont possibles avec une très bonne résolution spatiale et temporelle. Un monochromateur est habituellement utilisé pour la résolution spectrale. En projetant le spectre sur un ensemble de fibres optiques, il est possible d'éloigner les photomultiplicateurs de la machine de plasma et d'éviter des interférences électromagnétiques.

Souvent, il est désirable de pouvoir mesurer un profil spatial ou de suivre l'évolution temporelle de la température. Le premier problème ne pose pas de difficultés, par contre le deuxième problème se heurte à des limitations dû au laser à rubis. Des impulsions multiples peuvent être obtenues pendant une période d'excitation, produisant ainsi un train d'impulsions de quelques millisecondes. Ou bien par de multiples excitations, des impulsions séparées de 100 ms peuvent être produites. La lampe et la barre de rubis doivent être refroidies et les condensateurs rechargés. Or, pour les plasmas des machines toroïques les paramètres changent dans une échelle de temps située entre les deux échelles mentionnées, ce domaine n'est donc pas accessible avec un laser à rubis.

C'est pour cette raison que des systèmes basés sur le laser à Nd:YAG ont été développés. A

présent, on peut obtenir des séries d'impulsions courtes avec les cadences jusqu'à 100Hz. L'émission du laser à Nd:YAG se situant dans l'infrarouge proche (longueur d'onde $1.06\mu\text{m}$) le choix des détecteurs est porté sur des diodes en Si à effet avalanche. Dans certains cas, la fréquence d'émission du laser peut être doublée avec des cristaux spéciaux, ce qui permet l'opération dans le visible ($0.53\mu\text{m}$) et l'utilisation de photomultiplicateurs sensibles.

2) Méthode de mesure de la température ionique

Dû principalement aux différentes méthodes utilisées pour chauffer le plasma, qui influencent différemment les électrons et les ions, ces deux constituants n'ont pas nécessairement la même température. Il est alors important de pouvoir mesurer séparément les températures des électrons et des ions. Malheureusement l'intensité de la lumière diffusée dépend de la masse des particules et les ions beaucoup plus lourds contribuent négligemment à la diffusion. Il n'est effectivement pas possible de l'observer. L'astuce utilisée consiste alors à ne pas observer le mouvement individuel des électrons, mais le mouvement global ou collectif du nuage d'électrons qui accompagne chaque ion le long de son parcours pour neutraliser sa charge. Imaginons que nous observions de loin un nuage de moustiques se déplaçant le long du bord d'un étang. Cette observation ne nous dit pas grand chose sur le mouvement d'un moustique individuel, mais on devine que la tête humaine invisible à l'intérieur du nuage essaie de s'éloigner rapidement de son endroit actuel (Fig. 8). Evidemment le dispositif d'observation doit être modifié si on veut voir un mouvement global à la place d'un mouvement individuel. La théorie nous indique qu'on dispose de deux paramètres pour le choix entre diffusion collective ou non-collective: la longueur d'onde de la radiation incidente et l'angle d'observation par rapport à la direction du faisceau incident. Un paramètre important pour la diffusion collective est le paramètre alpha, le rapport entre la longueur d'onde des fluctuations observées (Fig. 9) et la longueur de Debye du plasma.

$$\alpha = \frac{1}{2\pi} \lambda_f / \lambda_D \quad \text{avec} \quad \lambda_f = 2\pi / |\underline{k}_f| \quad \text{et} \quad \lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Les nombres d'ondes étant donnés par :

$$|\underline{k}_s| = |\underline{k}_0| \quad \underline{k}_s = \underline{k}_0 + \underline{k}_f \quad |\underline{k}_f| = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2}$$

Ainsi α indique le "degré de collectivité". Pour un $\alpha \ll 1$ on observe le mouvement individuel des électrons, pour $\alpha \approx 1$ des effets collectifs commencent à se manifester et pour $\alpha \gg 1$ on observe essentiellement des effets collectifs. Nous avons vu que λ_D ne dépend que des paramètres du plasma. Pour des paramètres typiques pour notre tokamak TCA ($n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 800 \text{ eV}$) λ_D se situe autour de $30 \mu\text{m}$. Avec

$$\lambda_f = \lambda_0 / (2 \sin \frac{\theta}{2})$$

on voit tout de suite qu'on peut satisfaire $\alpha > 1$ soit avec un λ_0 (longueur d'onde du laser) suffisamment grand soit avec un angle θ suffisamment petit.

3) Du laser infrarouge au laser infrarouge lointain

Avec le laser CO_2 on dispose d'une source de radiation puissante et bien connue. On s'aperçoit qu'avec un λ_D de $30 \mu\text{m}$ mentionné ci-dessus et la longueur d'onde du laser CO_2 de $10,6 \mu\text{m}$, l'angle θ serait de 3 degrés. C'est-à-dire qu'on devrait observer très proche de la direction du faisceau initial. Or, le rapport des intensités du faisceau laser et du faisceau diffusé est de l'ordre de 10^{14} . Il serait alors presque impossible de discriminer la lumière diffusée de la lumière parasite, c'est-à-dire la fraction de la radiation du faisceau laser envoyée vers le

distribuée assez uniformément entre les niveaux rotationnels d'un niveau vibrationnel particulier. Par contre la grande majorité des molécules se trouve dans l'état de vibration fondamentale. Ainsi tous les niveaux rotationnels du premier niveau de vibration excité sont presque vides et il devrait être facile de créer une paire de niveaux rotationnels avec une population plus grande dans le niveau supérieur. Il suffit de trouver une méthode de transfert de population de l'état fondamental de vibration au niveau supérieur de la transition laser choisi. On utilise le terme de "pompage" pour les différentes méthodes d'augmentation de la population du niveau supérieur de la transition laser. Des méthodes bien connues sont l'excitation par décharge électrique (laser CO_2) ou par une source de lumière intense (laser à rubis). La particularité des systèmes moléculaires utilisés pour les lasers infrarouge lointain se situe dans la proximité des niveaux rotationnels qui demande une excitation très sélective. On ne gagne rien si la population du niveau inférieur de la transition laser est également augmentée. Seule l'excitation avec un autre laser offre cette sélectivité demandée. C'est pour cette raison qu'on utilise un laser CO_2 , accordé sur $\lambda=9.25\mu\text{m}$, pour le pompage optique du D_2O .

Or, il y a un inconvénient : c'est la nature corpusculaire qui se manifeste dans les mécanismes d'émission et d'absorption mentionnés. Ainsi par photon du laser CO_2 absorbé on ne peut espérer obtenir plus d'un photon infrarouge lointain. Puisque la fréquence d'un photon est reliée à son énergie par :

$$E = h\nu$$

l'efficacité énergétique de ce pompage optique peut être au maximum 2,5%, correspondant au rapport des deux fréquences. En réalité ce rapport est encore beaucoup plus faible. Ainsi nous avons besoin d'un système de laser CO_2 fournissant des impulsions de 800J d'énergie durant une microseconde pour en produire des impulsions de 1 à 2J dans l'infrarouge lointain. C'est un système d'une taille assez impressionnante, comme le montre la photo 3.

En ce qui concerne le laser D_2O il y a quelques particularités à signaler: le faisceau laser CO_2 de pompage doit être introduit le long de l'axe du résonateur, c'est-à-dire à travers un des miroirs! Pour cette raison le résonateur est construit en équerre . Une grille métallique, dont la séparation des fils a été optimisée de telle façon que la transmission à la longueur d'onde du laser CO_2 , fournit une réflexion maximale à $385\mu m$. Très proche de cette grille se trouve un miroir de verre métallisé concave. A l'autre bout à une distance de 4m se trouve un petit miroir métallique convexe. 95% de la radiation infrarouge incident sur ce miroir échappent du résonateur sous forme d'un anneau. La fenêtre pour l'entrée de la pompe est en sel (KCl) et la fenêtre de sortie pour l'infrarouge est en quartz.

5) Système optique

Des miroirs paraboloides hors axe en araldite avec une couche métallique sont utilisés pour focaliser le faisceau infrarouge lointain au centre du plasma et pour collectionner un cône de radiation diffusé en le dirigeant vers le système de détection. Le montage de ces miroirs à proximité des bobines magnétiques du champ toroïque ne permet pas l'utilisation de miroirs métalliques qui sont soumis à des forces considérables pendant les tirs.

Un point important à considérer est l'absorption quasi totale du faisceau laser. Sinon on court le risque qu'une fraction de sa puissance, après de multiples réflexions à l'intérieur du tore, aboutirait au détecteur qui pourrait ainsi être saturé. Un cône en pyrex de faible angle d'ouverture est utilisé comme puit de lumière. La section du tore vu par le système de détection est couverte par une plaque de céramique en macor avec des rainures, de manière à réduire les réflexions .

6) Système de détection

Une détection hétérodyne permet d'atteindre la sensibilité nécessaire et de centrer le

spectre autour d'une fréquence de 3,6 GHz à la place de 780 GHz qui est la fréquence du laser. Ceci permet de traiter les signaux avec des moyens électroniques standards. L'hétérodynage implique un mixage du signal diffusé avec une source monochromatique de fréquence voisine, en l'occurrence un autre laser infrarouge lointain. Cet "oscillateur local" opère en mode quasi-continu, c'est un laser CD_3Cl pompé également par un laser CO_2 . Une diode Schottky convertit le signal optique en signal électrique qui est ensuite amplifié et analysé. Un spectromètre électronique permet d'observer le signal intégré dans une vingtaine de canaux spectraux de largeur 80MHz. A l'aide d'un CAMAC ces signaux sont digitalisés et envoyés à un ordinateur PDP pour l'analyse.

La température ionique est alors obtenue en ajustant une courbe théorique avec un paramètre variable (la température ionique) aux points du spectre mesuré. La figure 12 montre la forme de quelques spectres calculés et l'influence de la variation des paramètres du plasma. L'information désirée est essentiellement, mais pas uniquement, contenue dans la largeur du spectre. La figure 13 montre que des effets perturbateurs, comme l'influence des impuretés dans le plasma et l'effet du champ magnétique, se manifestent surtout dans la partie centrale du spectre qui, pour cette raison, n'est pas pris en considération pour l'ajustage.

La figure 14 finalement montre quelques premiers résultats obtenus sur notre expérience. Un signal avec la forme spectrale attendue est clairement observé et l'ajustage avec une courbe calculée fournit une température ionique crédible. Cependant la précision de la mesure indiquée par les barres d'erreurs est encore insuffisante. Le remplacement de notre système de détection avec un système à la pointe de la technologie permettra de gagner un facteur 5 à 10 en sensibilité. Une collaboration avec un groupe allemand de l'Université de Dusseldorf, qui dispose d'un tel système de détection, est en cours. Nous espérons pouvoir mesurer la température ionique du TCA avec une précision autour de 10% dans le courant de l'année 1988.

IV Diagnostic d'imagerie des fluctuations de densité basé sur la méthode du contraste de phase.

1) Ondes et fluctuations à étudier

Une part importante de la physique des plasmas consiste dans l'étude des ondes et des fluctuations. Certains types de fluctuations sont présents spontanément dans un plasma et correspondent à des instabilités ou des états turbulents. Dans d'autres cas, on excite des ondes depuis l'extérieur au moyen d'antennes, soit pour en étudier la propagation, soit pour chauffer le plasma (chauffage radio-fréquence).

2) Introduction à la méthode du contraste de phase.

Les méthodes de mesure utilisant l'interaction des ondes laser avec les ondes à étudier sont sensibles aux variations de densité du plasma. Les inhomogénéités de densité diffusent (ou diffractent) une faible partie de la lumière incidente dans des directions différentes de la direction d'incidence, selon les nombres d'onde des inhomogénéités présentes. Les méthodes dites de diffusion sont les plus répandues et consistent dans la mesure de la distribution angulaire de la lumière diffusée, qui permet d'obtenir le spectre en nombre d'onde des fluctuations.

Le contraste de phase(2), dont l'application dans ce contexte a été mise au point au CRPP(3), fait partie d'une autre catégorie, les méthodes d'imagerie. La lumière diffusée y est traitée et recombinaée pour former une image des fluctuations de densité. Le contraste de phase convient mieux aux fluctuations de grande longueur d'onde où les méthodes de diffusion rencontrent des difficultés de résolution spectrale dues à la petite largeur des faisceaux utilisés (1-2 cm).

3) Description du système

Le système installé sur le tokamak TCA est représenté à la figure 15. Le montage est réalisé sur un plateau optique (PL) rigide utilisé des deux côtés. Sur la face arrière, le faisceau d'un laser CO₂ ($\lambda=10.6\mu\text{m}$) à guide d'onde de 8 Watts est agrandi à 23 cm de diamètre pour être relayé vers le plasma par les miroirs MR, et les fenêtres F en NaCl. La lumière transmise est ramenée à la face avant, puis focalisée par le paraboloïde P sur le miroir de phase MP, qui constitue la particularité de cet instrument. Le miroir de phase est muni d'une étroite gorge d'une profondeur de $1.4\mu\text{m}$ destinée à recevoir la lumière directe (non diffusée). Après réflexion cette lumière est retardée d'un quart de longueur d'onde par rapport à la lumière diffusée réfléchie de part et d'autre de la gorge. Le miroir MI recombine cette lumière dans le plan Σ pour former une image du plasma, où, grâce à l'action du miroir de phase, les faibles déphasages dus aux inhomogénéités de densité sont traduites en variations d'intensité lumineuse. Les variations d'intensité sont détectées en fonction de la position au moyen d'une barette de 30 éléments photoconductifs (dimensions $250 \times 250\mu\text{m}$) au HgCdTe refroidie à l'azote liquide. La barette permet d'avoir une couverture complète d'une demi-section du plasma avec une résolution de 5mm lorsque le grandissement du système d'imagerie est 1/20.

4) Détection

Les signaux de chacun des éléments sont amplifiés par un préamplificateur (gain de 4000) avant le traitement et/ou l'acquisition. Les deux dernières étapes dépendent de la nature des fluctuations à étudier. Dans le cas de fluctuations turbulentes, avec des fréquences caractéristiques jusqu'à quelques centaines de kHz dans TCA, les signaux sont digitalisés et acquis directement (fréquence d'échantillonnage 1 - 2MHz). Les caractéristiques spatiales sont obtenues par des calculs de corrélation des signaux provenant de positions différentes.

Dans le cas d'oscillations forcées par des antennes extérieures, on utilise la détection

synchrone, en mélangeant les signaux détectés avec un signal de référence sinusoïdal en phase avec le courant d'antenne. Les composantes en phase et en quadrature de phase sont acquises pour le calcul ultérieur de l'amplitude et de la phase. La figure 16 montre un exemple de profil radial d'amplitude et de phase obtenu pendant le chauffage par ondes d'Alfvén dans le plasma. L'oscillation se présente sous forme d'une onde, dont l'amplitude est maximale près d'une surface satisfaisant à une condition de résonance particulière. La pente du profil de phase (par rapport au courant d'antenne) renseigne sur la direction de propagation (radialement vers l'intérieur) et donne la longueur d'onde (environ 4cm dans ce cas).

La méthode est d'une sensibilité très élevée. Le niveau du bruit, pour une bande passante de 1MHz, correspond à un déphasage de moins de 10^{-5} radian pour les détecteurs les plus sensibles. Sa grande flexibilité permet de choisir le grandissement, la position et le type de détecteurs selon les besoins, et d'observer des fluctuations dans un domaine de longueurs d'ondes très vaste, 0.2 à 20 cm environ. Le diagnostic joue actuellement un rôle central dans l'étude des ondes et fluctuations dans le tokamak TCA.

V La fluorescence induite par laser

En physique des plasmas, il est souvent nécessaire de connaître la fonction de distribution $f_a(x, v, t)$ pour différentes espèces a de particules. Un grand nombre de phénomènes influencent ou dépendent de ces distributions. L'amortissement ou le taux de croissance d'une onde dépend souvent de façon critique de la forme de la fonction de distribution. D'autre part, la fonction de distribution est modifiée par des phénomènes de transfert d'énergie d'une onde aux particules (chauffage). Les sondes électriques ou les analyseurs d'énergie électrostatiques permettent également de mesurer la distribution de vitesses des particules, mais ils introduisent localement une perturbation causée par l'écrantage de Debye. En général, seuls les diagnostics optiques sont capables de fournir une mesure non perturbative de la fonction de distribution des particules.

1) Principe de la fluorescence induite par laser

La fluorescence induite par laser (en anglais "Laser Induced Fluorescence" abrégée LIF) fut proposée pour la première fois par R.M. Measures (4) en 1968. Une description détaillée en est donnée par D.N. Hill(5) en 1983.

Le principe est illustré sur la figure 17. Un laser accordable induit des transitions ($A \rightarrow B$) entre deux états, électroniques. La lumière de fluorescence de la déexcitation spontanée du niveau B est collectée et analysée.

La spectroscopie passive utilise seulement les collisions électroniques naturelles du plasma pour peupler les niveaux quantiques supérieurs des ions restreignants ainsi son utilisation au plasma de température et de densité élevée. Le grand avantage de la LIF est d'utiliser un laser pour peupler sélectivement un niveau quantique supérieur par absorption résonnantes de photons. La section efficace d'absorption étant très grande $\sigma_a \sim 10^{-10} \text{cm}^{-2}$, cette technique

fonctionne également bien dans des plasmas de basse densité et de température faible.

Cette technique s'applique évidemment seulement aux ions incomplètement ionisés. Dans le plasma de type "Tokamak", il existe généralement assez d'impuretés partiellement ionisées dans les bords du plasma sur lesquelles la fluorescence laser est applicable.

2) Informations contenues dans le signal de fluorescence

La valeur de la densité ionique locale peut être obtenue à partir de l'intensité de la fluorescence, la fonction de distribution des ions peut être obtenue à partir de l'élargissement Doppler de la ligne d'absorption ou d'émission.

L'information contenue dans la fonction de distribution est très riche, en particulier la température ionique et un mouvement de dérive des ions peuvent aisément être diagnostiqués. L'effet Zeeman permet de mesurer l'intensité du champ magnétique local. La population des états quantiques peuplés par collisions électroniques permet d'estimer la température électronique. Dans certains cas, un faible champ électrique peut être mesuré au travers de la vitesse de dérive qu'il implique aux ions (6).

La *résolution spatiale* est très bonne car le volume diagnostiqué est l'intersection du volume vu par le système de détection et le faisceau laser à l'intérieur du plasma. Lorsqu'un laser pulsé est utilisé, la résolution temporelle est très élevée.

Les avantages de la fluorescence laser ont été reconnus depuis longtemps mais les expérimentateurs ont dû attendre l'arrivée de sources de lumières suffisamment intenses. Les premières expériences faisant appel à la fluorescence résonantes (7) remontent à 1963. Elles utilisaient une lampe à arc pour illuminer le plasma et un spectromètre était utilisé pour analyser la lumière réémise par le plasma. Le niveau du signal obtenu dans de telles expériences

est très bas car la puissance totale de la lampe à arc est dispersée sur un large spectre de longueur d'onde et seule la petite partie du spectre à l'intérieur de la ligne d'absorption est capable d'induire de la fluorescence. La faible intensité du signal impose un compromis entre la luminosité et la résolution du spectromètre.

La *résolution en vitesse* ainsi que la sensibilité de la méthode de fluorescence induite par laser ont considérablement augmenté avec l'arrivée de laser à colorants "monomode" accordables, qui ont remplacé la lampe à arc en 1975 (8). L'utilisation d'un système laser monomode accordable pour illuminer le plasma est fondamentalement différent des méthodes précédentes en ce sens que l'excitation et l'analyse de vitesse est effectuée simultanément par le laser.

Si la largeur de la ligne laser est beaucoup plus petite que la largeur Doppler de la ligne d'absorption alors la fluorescence observée provient seulement des ions dont la vitesse correspond à un décalage Doppler tel que la fréquence du laser leur apparaît à leur propre fréquence d'absorption.

$$\omega_{\text{laser}} = \omega_0 + k_{\text{laser}} v$$

$\omega_0 / 2\pi$: fréquence centrale de la transition dans le référentiel du ion
 v : vitesse du ion
 k_{laser} : vecteur d'onde du laser

Les limitations dues au spectromètre sont éliminées. La résolution en vitesse est limitée par la largeur de bande du laser et la largeur naturelle de la transition atomique. Le niveau du signal est augmenté par l'utilisation d'un système de détection large bande.

3) Description du dispositif expérimental

La figure 18 représente schématiquement une installation de diagnostic de fluorescence

induite par laser pulsé sur un plasma.

Une partie du faisceau laser émis par le laser à colorant est envoyée dans un étalon confocal et un radiomètre afin de mesurer la largeur spectrale et la puissance du laser. Le faisceau polarisé linéairement pénètre dans l'enceinte à vide au travers d'une fenêtre de Brewster correctement orientée. De petits défauts à la surface ainsi que des microbulles à l'intérieur des fenêtres diffusent légèrement la lumière du faisceau. Des diaphragmes optiques sont utilisés pour éviter que cette lumière diffusée entre, suite à des réflexions multiples, dans le système de détection. Le télescope de détection de fluorescence induite par laser doit collecter un maximum de lumière émise dans le volume diagnostiqué, plus précisément, son nombre f doit être petit. La lumière collectée par le télescope est extraite de l'enceinte par plusieurs éléments optiques formant une succession d'images intermédiaires du volume diagnostiqué. Un filtre interférentiel protège le photomultiplicateur de la lumière parasite. L'ensemble des données est collecté par un ordinateur.

La figure 19 représente la fonction de distribution parallèle et perpendiculaire des ions dans un plasma de barium ($n_i \approx 5.10^9 \text{cm}^{-3}$). Chacune de ces distributions représente une moyenne réalisée avec 2000 pulses laser. La vitesse de dérive parallèle du plasma de $1,13.10^5 \text{cm/sec}$ est clairement visible sur la figure 19.

VI La technique de marquage des particules

Une extension de la fluorescence induite par laser est le marquage optique (en anglais "optical tagging"). Cette méthode permet de suivre l'évolution d'un petit volume initialement localisé dans l'espace de phase.

Les principes physiques du marquage optique peuvent être compris aisément en considérant un plasma dont les ions ont une structure simple à cinq niveaux (figure 20).

Un niveau métastable, baptisé C sur la figure 20 est peuplé sélectivement par une transition ionique ($A \rightarrow B$) pompé par un laser. Cette population est créée dans un volume défini par l'intersection du faisceau laser avec le plasma. La population du niveau A (appelé population cible) est réduite en conséquence. Les populations modifiées (des états A et C) dans le volume "marqué" par le laser se propagent dans l'ensemble du plasma en accord avec les trajectoires des particules individuelles. Ayant la même masse et la même charge que les autres ions, ces ions métastables peuvent être utilisés comme particules tests. Un laser "de recherche" (en anglais "search laser") est utilisé pour détecter les particules tests à différentes positions dans le plasma.

Cette technique nécessite un ensemble de niveaux interconnectés par des transitions optiques. L'un d'entre eux (A_1) doit être bien peuplé et un autre (C) doit avoir un temps de vie élevé (métastable). En toute généralité A_1 , A_2 et B_1 B_2 ne sont pas confondu, mais en principe un système à trois niveaux est suffisant.

1) Mesure de la position et de la vitesse des ions

En plus des informations concernant la position des particules, le marquage optique peut aussi déterminer le mouvement dans l'espace de vitesse d'un groupe de particule ayant une

vitesse initiale donnée. Les ions ne doivent pas seulement passer à travers les deux faisceaux laser séparés spatialement mais doivent aussi avoir une vitesse permettant une absorption résonnante du faisceau.

Une expérience de marquage optique peut être effectuée de deux façons. Le laser de détection peut rechercher une augmentation de la population du niveau C, ainsi la présence de particules marquées se traduit par une augmentation du signal de fluorescence (en anglais "Bright signal"). Le laser de détection peut aussi rechercher une diminution dans la population du niveau A, ainsi la présence de particules marquées, se traduit par une diminution du signal de fluorescence (en anglais "Dark signal"). Dans ce cas, les deux faisceaux laser peuvent être issus du même laser.

2) Dispositif expérimental et mesure de trajectoires chaotiques

La figure 21 représente schématiquement une installation de marquage optique utilisant la méthode du "bright signal" sur un plasma de Barium.

Un faisceau de marquage pulsé ($\lambda=493.4\text{nm}$) traverse le plasma et "pompe" les ions de l'état fondamental dans l'état métastable $5^2D_{3/2}$ via l'état $6^2P_{1/2}$. Ainsi la population de l'état métastable est augmentée. Un télescope observant l'endroit où le marquage est effectué contrôle l'intensité de la transition à 649.7nm ce qui est une mesure directe du nombre de particules marquées. Un faisceau de recherche continu accordé à 585.4nm mesure la population de l'état $5^2D_{3/2}$ métastable en induisant de la fluorescence à 455.4nm . Le groupe de particules détecté sur la ligne de fluorescence à 455.5nm contient des informations sur la dérive et la diffusion thermique parallèle ainsi que sur la rotation du plasma.

Par cette méthode, la diffusion hamiltonienne de particules ayant des trajectoires stochastiques a pu être mis en évidence.

Le marquage optique se révèle être une méthode non perturbative permettant de suivre avec précision les mouvements d'un groupe de particules dans un plasma. Cette technique s'applique également bien au mouvement très lent ne produisant pas d'effet Doppler mesurable.

VII Conclusion

Les techniques de mesures employant les lasers, pour leurs propriétés de monochromaticité, directionnalité et puissance, sont devenues des méthodes standard d'investigation. Comme nous l'avons vu certaines mesures nécessitent le développement de nouveaux lasers appropriés. En outre, la tentative de générer des ondes électromagnétiques dans le vaste domaine millimétrique et submillimétrique restant est abordée tant du côté laser que du côté source micro-onde. Les limites de mesure se trouveront encore repoussées par l'utilisation des nouvelles ondes.

Références

- 1 - D. Véron, Submillimeter Interferometry of high-density plasmas, Infrared and Millimeter Waves, **2**, Editeur K.J. Button, Academic Press, New York, London 1979.
- 2 - Born and Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press 1975
- 3 - H. Weisen, Napa, à paraître dans Rev. Sci. Instrum.
- 4 - R.M. Measures, J. Appl. Phys. **39** 5232 (1968)
- 5 - D.N. Hill, Rev. Sci. Instr. **54** 309 (1983)
- 6 - F. Anderegg et al., Phys.Rev.Let. **57** 329 (1986)
- 7 - F. Hofmann, Phys. of Fluids **7** 532 (1964)
- 8 - H. Hertel et al., J. Phys. E. 1023 (1975)

Légendes des photos

- Photo 1 **Le tokamak TCA (Tokamak pour l'Etude du Chauffage par ondes d'Alfvén)**
On distingue au premier plan le laser D₂O (tube en acier inox). Au-dessus du tokamak, les circuits d'accord entre générateur et antennes pour l'onde de chauffage.
- Photo 2 **L'expérience LMP (Large Magnetized Plasma)**
Le long solénoïde entoure la chambre à plasma. Diverses sondes, permettant de diagnostiquer le plasma, sont insérées sur l'installation. Au-dessus de l'expérience des rails permettent de positionner les optiques nécessaires à guider les faisceaux laser.
- Photo 3 **Le système laser D2O en cours de test avant son installation sur le TCA**
A gauche sur la "table optique" l'oscillateur CO₂, à droite le bloc amplificateur CO₂ et au fond (au centre) le tube laser D₂O.

Légendes des figures

- Figure 1 et 2 **Création d'un plasma**
Ionisation d'un gaz et mouvement libre des particules chargées dans un plasma sans système de confinement.
- Figure 3 **a) Schéma de principe d'un tokamak**
Comme toutes les configurations fermées, le tokamak a un champ magnétique torique B_{tor} produit par des bobines enroulées autour de l'enceinte contenant le plasma. Le courant électrique I_p circulant dans ce plasma engendre un champ magnétique polaire B_{pol} . Pour créer ce courant, le tokamak est construit de façon à ce que le plasma forme l'enroulement secondaire d'un transformateur. Ce sont les champs torique (B_{tor}), polaire (B_{pol}), et vertical (B_v) imposé extérieurement qui assurent le confinement des particules du plasma. Le courant I_p chauffe le plasma par effet résistif.
- b) Distribution des diagnostics autour du tokamak TCA du Centre de Recherches en Physique des Plasmas - EPF-Lausanne**

- Figure 4 **a) Schéma d'un interféromètre Mach-Zehnder**
Le faisceau (1) traverse l'objet de phase (dans ce cas le plasma), le faisceau (2) sert de référence.
- b) Interféromètre Mach-Zehnder avec détection hétérodyne**
Le bras de référence contient un élément permettant de décaler la fréquence de Δf . Pour mesurer le déphasage, un détecteur de phase compare le signal du canal de mesure avec celui du canal de référence.
- Figure 5 **Décalage en fréquence par un réseau tournant**
Le décalage Δf est dû à l'effet Doppler et proportionnel à la vitesse de rotation de la roue. Pour la fréquence f du faisceau incident, l'angle β correspond au premier ordre de diffraction du réseau appliqué sur le périmètre.
- Figure 6 **Schéma d'un interféromètre à faisceaux multiples**
L'émission du laser est répartie sur quatre faisceaux qui traversent le plasma à différentes positions radiales.
- Figure 7 **Mesure du profil de densité de TCA**
A droite : Position des canaux par rapport à la section du plasma;
A gauche : Déphasage mesuré dans les canaux en fonction du temps.
- Figure 8 **Aspect relatif du mouvement des particules**
Par analogie avec la présence d'un homme près d'un marais, on peut montrer que, vu de loin, le mouvement global des moustiques (électrons d'un plasma) fournit une information sur le mouvement de l'homme (ion d'un plasma) : le nuage de moustiques se déplace globalement avec l'homme. Par contre, dans des conditions d'observations différentes (courte distance) il est possible de suivre le mouvement individuel d'un moustique.
- Figure 9 **Diffusion Thomson**
Représentation des vecteurs d'onde dans une expérience de diffusion Thomson.
- Figure 10 **Diffusion Thomson sur TCA**
Schéma du dispositif expérimental de diffusion Thomson collective sur le tokamak TCA

- Figure 11 **Niveaux d'énergie dans la molécule D₂O**
Niveaux d'énergie vibrationnelle et rotationnelle de la molécule D₂O, illustrant le pompage optique et l'émission laser à 385μm.
- Figure 12 **Influence de l'angle de diffusion et de la température sur le spectre diffusé : courbes théoriques**
a) effet de l'angle de diffusion sur le spectre ionique
b) effet de la température ionique sur les spectres en gardant constant le rapport T_e/T_i .
- Figure 13 **Spectres calculés pour des paramètres typiques d'un plasma**
a) plasma d'hydrogène
b) plasma de deutérium
- courbe 1 : plasma pur
 courbe 2 : plasma avec impuretés
 courbe 3 : conditions identiques à 2 mais incluant l'effet du champ magnétique
- A gauche de la ligne en traitillés des contributions supplémentaires (lumière parasite, microturbulence) se manifestent.
- Figure 14 **Résultat expérimental**
Les courbes solides montrent deux ajustages :
1) sans effet dû au champ magnétique
2) avec champ magnétique
- Figure 15 **Vue d'ensemble du montage expérimental sur le tokamak TCA**
PL : plateau optique; P : paraboloïde; M : miroir plan; MI : miroir d'imagerie; MP: miroir de phase; MR : miroir de relai; F : fenêtre en NaCl; CV : enceinte à vide; BT: bobine torique; GA : grand axe du tore; Σ : plan objet confondu avec le plan équatorial du plasma; Σ' : plan image. L'optique d'imagerie est simplifiée.
- Figure 16 **Fluctuations de densité créées par l'excitation d'ondes d'Alfvén**
En haut : Variation de l'amplitude des fluctuations (en termes de déphasage) avec la position radiale.
En bas : Variation radiale de la phase des fluctuations par rapport à la source d'excitation (courant dans les antennes).

Figure 17 **Schéma de principe de la fluorescence induite par laser (LIF)**

- a) Les niveaux d'énergie électroniques d'un ion sont représentés schématiquement par des lignes horizontales. Un laser dont la longueur d'onde λ_1 est accordée pour la transition A→A "pompe" les électrons de l'état A à l'état B. Le niveau B se déexcite spontanément en émettant un photon de longueur d'onde λ_2 . Ce signal de fluorescence est très riche en informations, en particulier la fonction de distribution de vitesse ionique est mesurée en balayant la longueur d'onde du laser au voisinage de λ_1 .

- b) La résolution spatiale de la LIF est déterminée par l'intersection du faisceau laser dans le plasma et par le volume observé par le système de détection. La fonction de distribution de vitesse ionique est mesurée dans la direction de propagation du laser.

Figure 18 **Schéma de principe du dispositif expérimental de la LIF**

Un laser excimer émettant des impulsions de 10ns est utilisé pour exciter un laser à colorant accordable. Une petite partie du faisceau de sortie du laser à colorant est envoyée dans un étalon et un radiomètre afin de mesurer la largeur spectrale et la puissance du laser. Le faisceau principal pénètre dans l'enceinte à vide au travers d'une fenêtre de Brewster. La fluorescence induite par le laser est collectée par un télescope composé d'une série de lentilles et d'un miroir. Un filtre interférentiel réduit la lumière parasite, mais sa largeur spectrale est suffisamment grande pour ne pas effectuer de discrimination dans la distribution de vitesse ionique.

La lumière de fluorescence est détectée par un tube photomultiplicateur (abrégié "PMT" en anglais). Le signal est transmis au travers d'une série d'amplificateurs à un amplificateur commandé ("boxcar").

L'ensemble des données est collecté par un ordinateur de type PDP11-44.

Fig. 19 **Signal typique de fluorescence induite par laser**

Un plasma de barium est produit par ionisation de contact en vaporisant du barium sur une plaque chaude (~2250°K).

La fonction de distribution perpendiculaire ($f(v_{\perp})$) est mesurée en balayant la longueur d'onde du faisceau laser traversant perpendiculairement la colonne de

plasma. La distribution parallèle ($f(v_{||})$) est obtenue en envoyant le faisceau le long de la colonne de plasma. La vitesse de dérive parallèle ($\sim 1.13 \times 10^5$ cm/sec) est clairement visible.

En raison de présence d'un champ magnétique le long de la colonne de plasma, la température dans la direction parallèle est différente de celle dans la direction perpendiculaire.

Figure 20 **Schéma de principe du marquage optique**

- a) Un laser de marquage accordé à la transition λ_1 "pompe optiquement" les électrons de l'état A_1 à l'état B_1 . Le niveau métastable C est peuplé par la déexcitation spontanée de l'état B_1 . Les ions dans l'état métastable C ainsi produit sont appelés ions marqués et sont utilisés comme "particules test".

La fluorescence λ_4 induite par le laser accordé à la transition λ_3 est utilisé pour détecter la présence de "particules test".

- b) Le laser de marquage crée des "particules test" dans le volume défini par l'intersection du faisceau laser et du plasma.

Le laser de recherche traduit la présence de "particules test" par la fluorescence émise à la longueur d'onde λ_4 dans le volume défini par l'intersection du volume vu par le système de détection et par le faisceau laser dans le plasma.

Figure 21 **Schéma de principe du dispositif expérimental de marquage optique dans un plasma de barium**

- a) Représentation schématique partielle des niveaux d'énergie d'un ion de barium (BaII). τ indique le temps de vie du niveau. Les longueurs d'ondes des transitions sont définies en nanomètres.

- b) Le faisceau laser de marquage pulsé (10ns) λ_1 (493.4nm) crée une population de "particules test" dans le volume défini par l'intersection du faisceau et du plasma. Un système de détection contrôle le nombre de particules marquées en observant la transition λ_2 (649.7nm).

Le faisceau laser de recherche continu λ_3 (585.5nm) induit de la fluorescence λ_4 (455.4nm) sur les "particules test".

L'évolution des particules marquées est suivie en déplaçant la position du faisceau de recherche longitudinalement et transversalement ainsi que celle du faisceau de marquage dans la direction transverse.

L'ensemble des données est collecté par un ordinateur de type PDP 11-44.

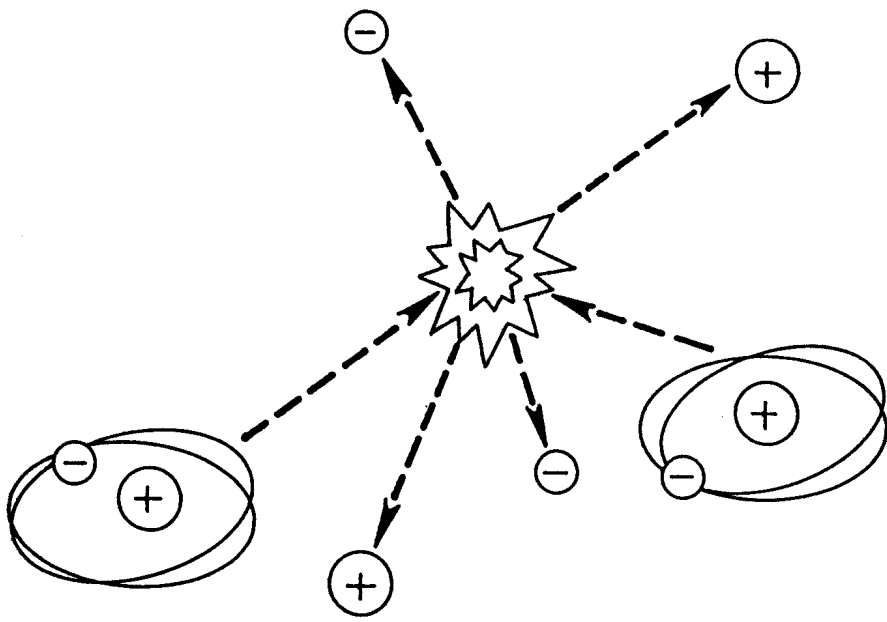


Fig. 1

Quand un gaz est très chaud (plusieurs milliers de degrés) les collisions sont si fortes que les électrons sont arrachés des atomes.

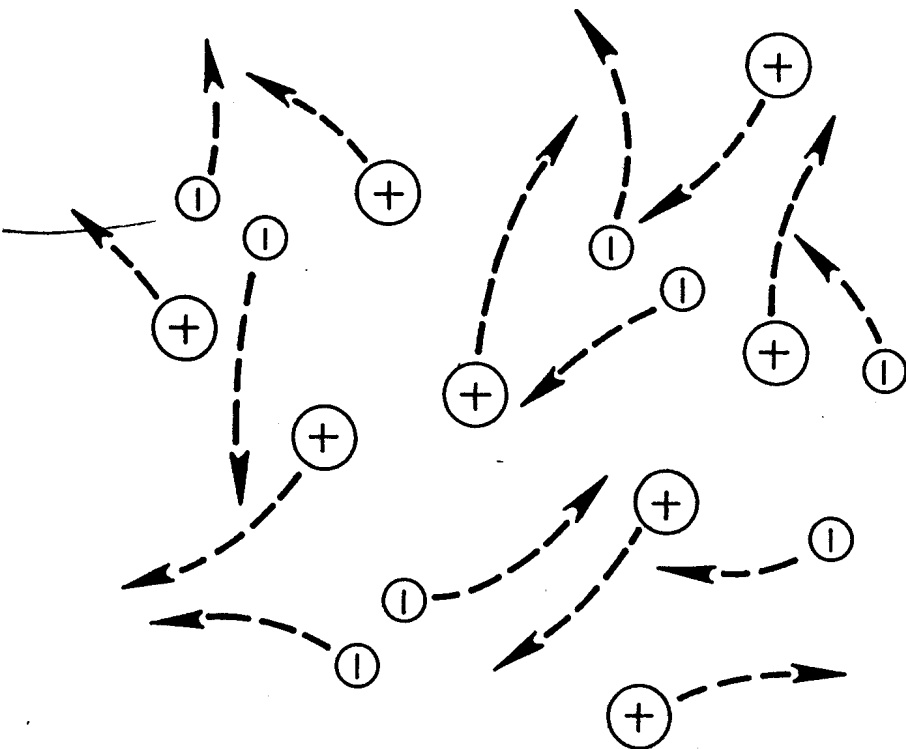
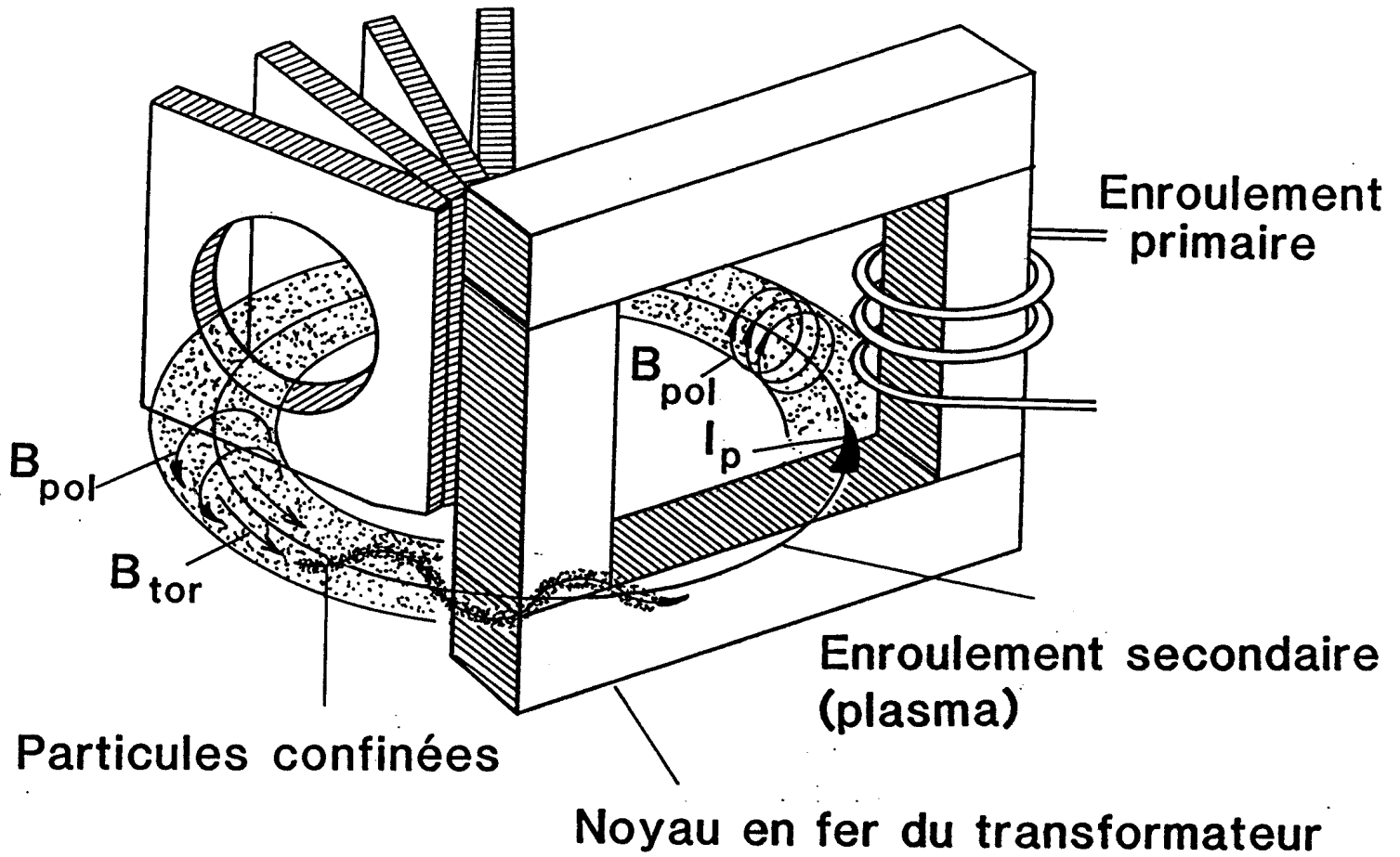


Fig. 2

Dans un plasma chaud, les particules se meuvent librement et frapperaient les parois en s'y recombinant ou en s'y refroidissant s'il n'y avait pas de système de confinement.

a) Le tokamak

Bobines du champ magnétique torique



b) DISTRIBUTION DES DIAGNOSTICS AUTOUR DU TOKAMAK TCA

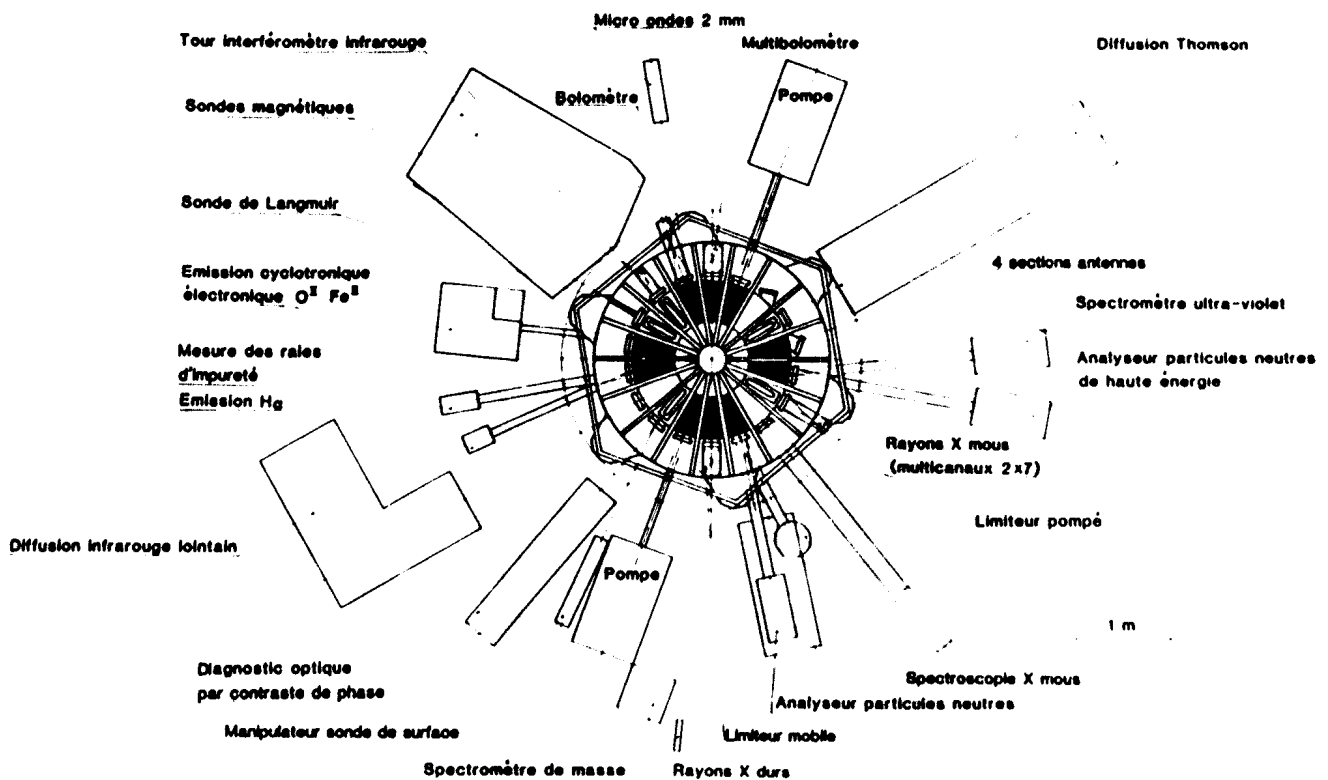
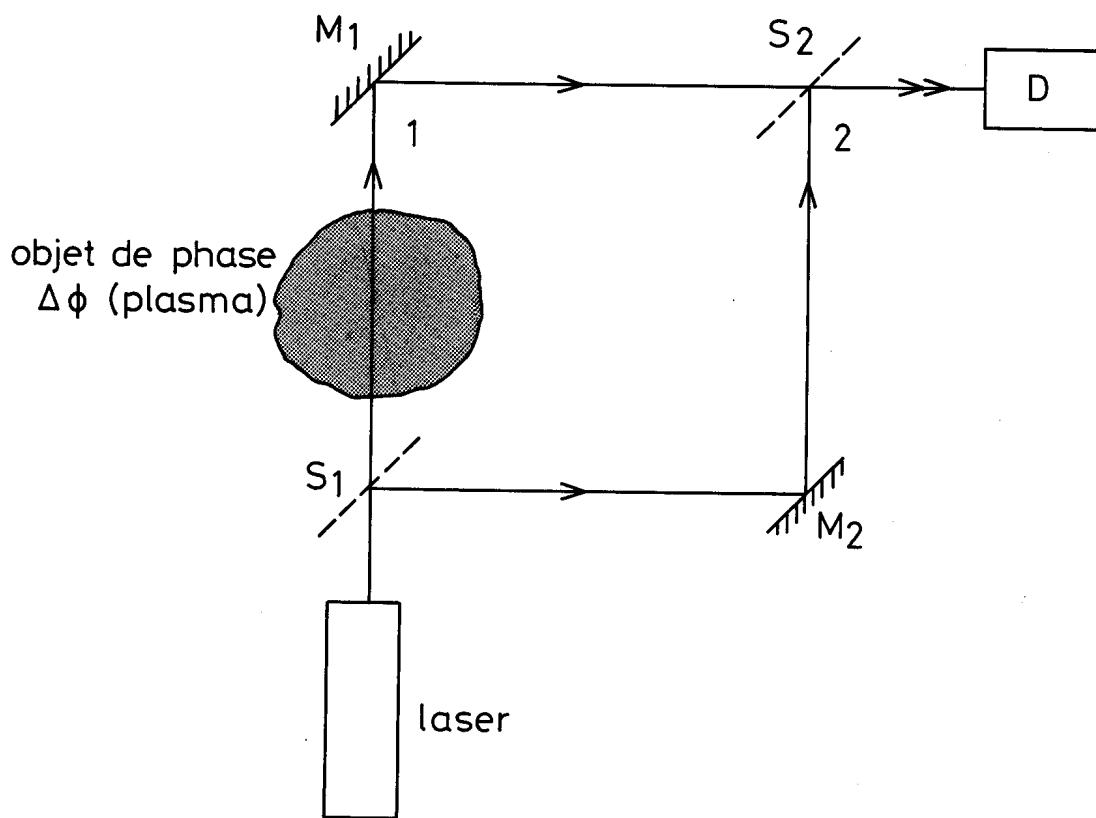
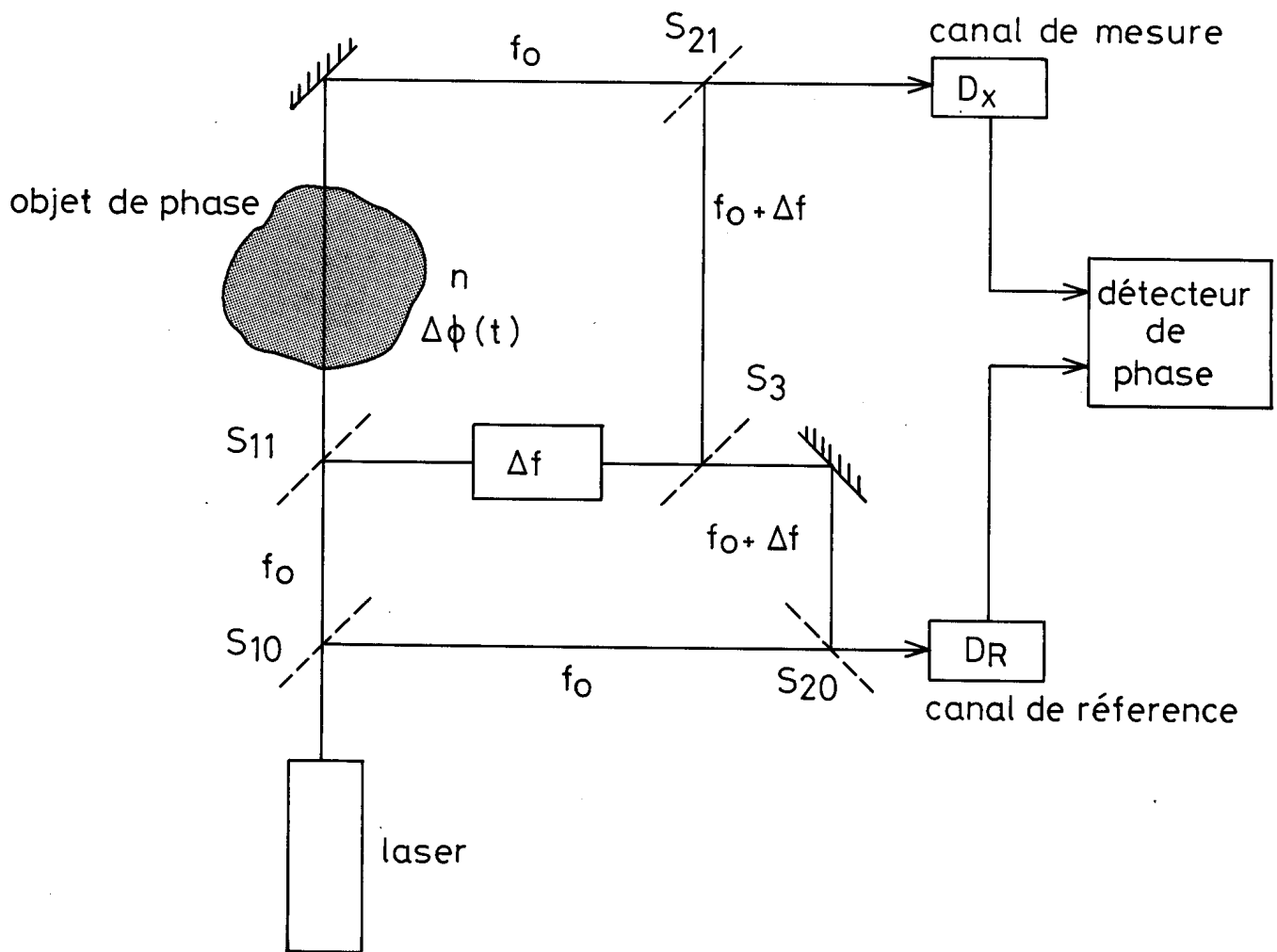


Fig 3



Interféromètre classique (Mach-Zehnder)

Fig. 4 a)



Interféromètre avec décalage en fréquence du faisceau de référence (détection hétérodyne)

Fig. 4 b)

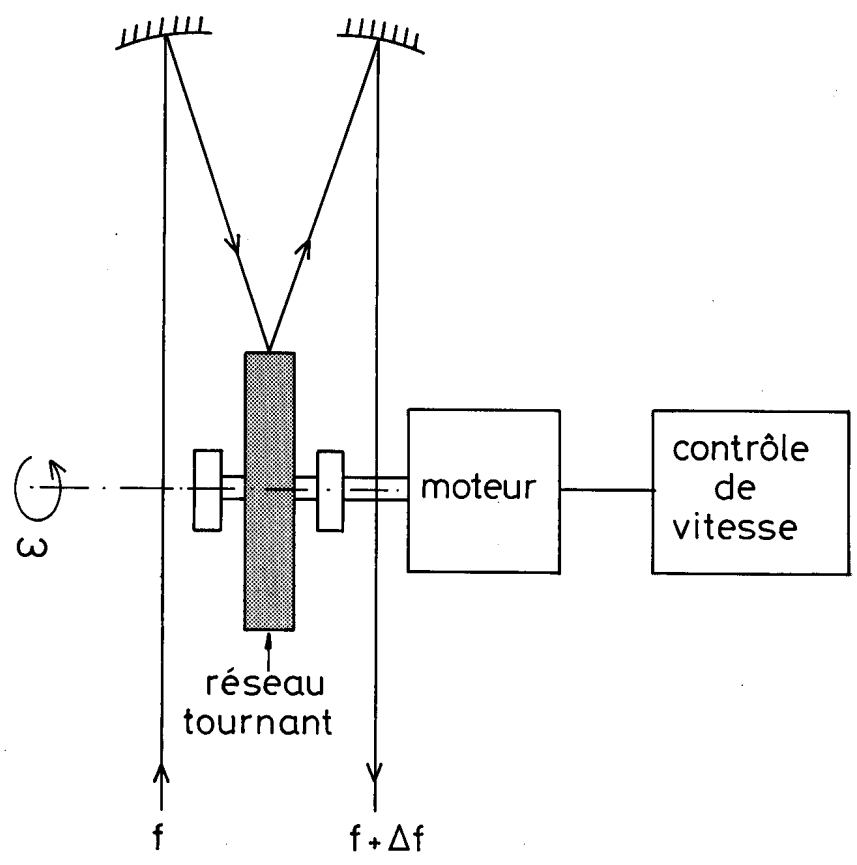
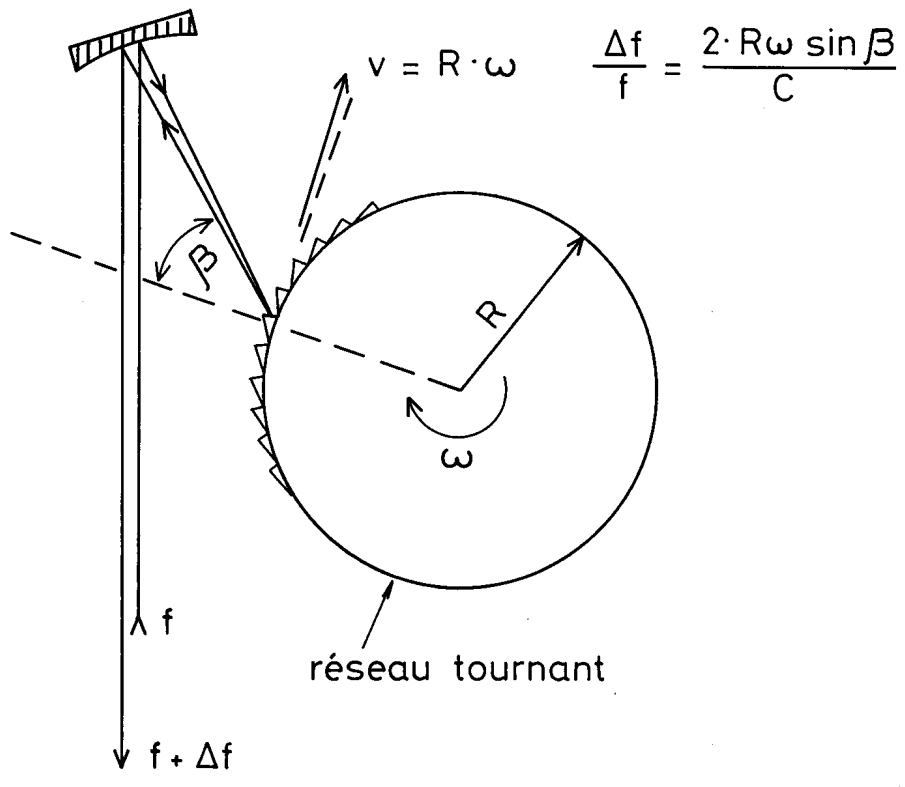


Fig. 5

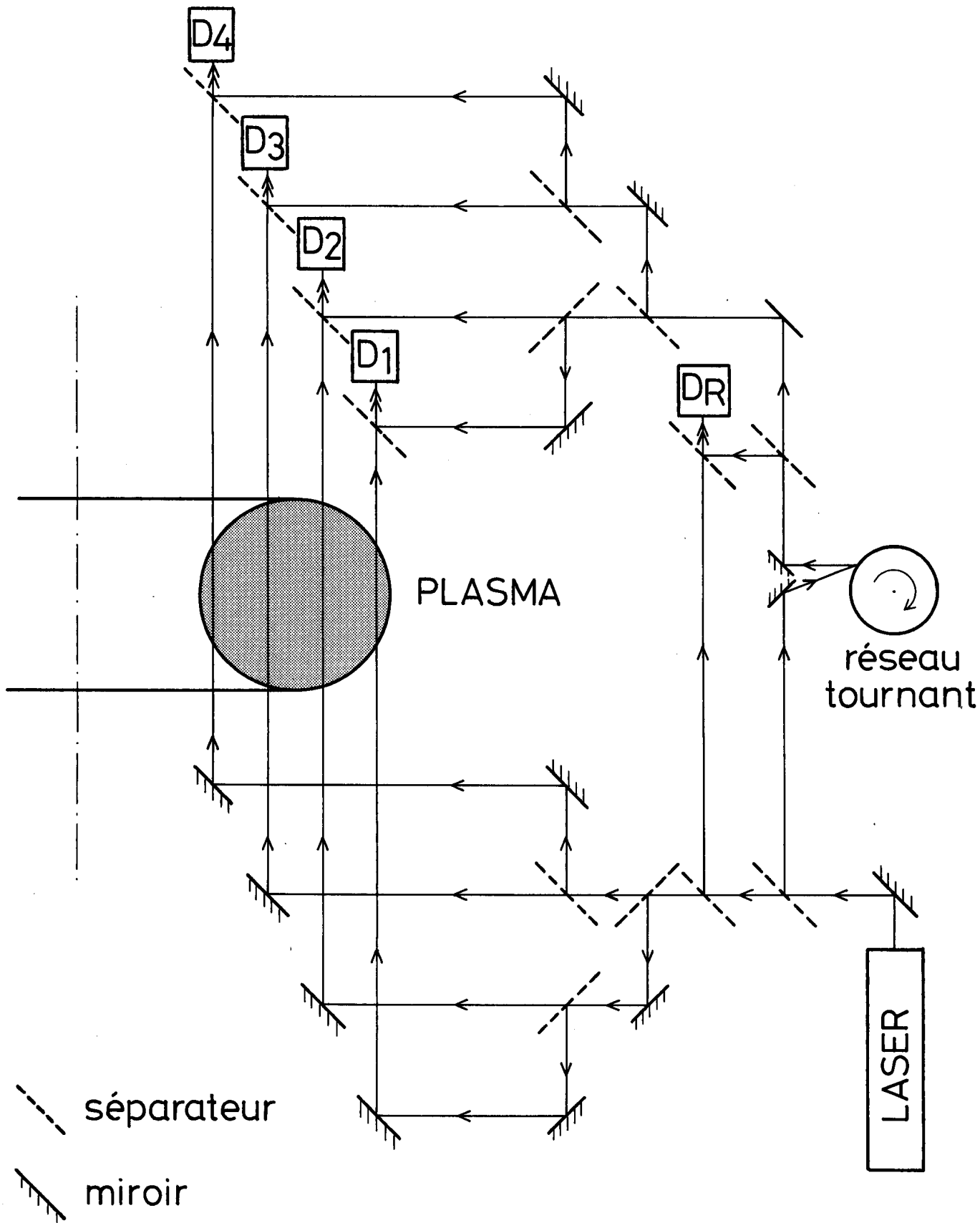


Fig. 6

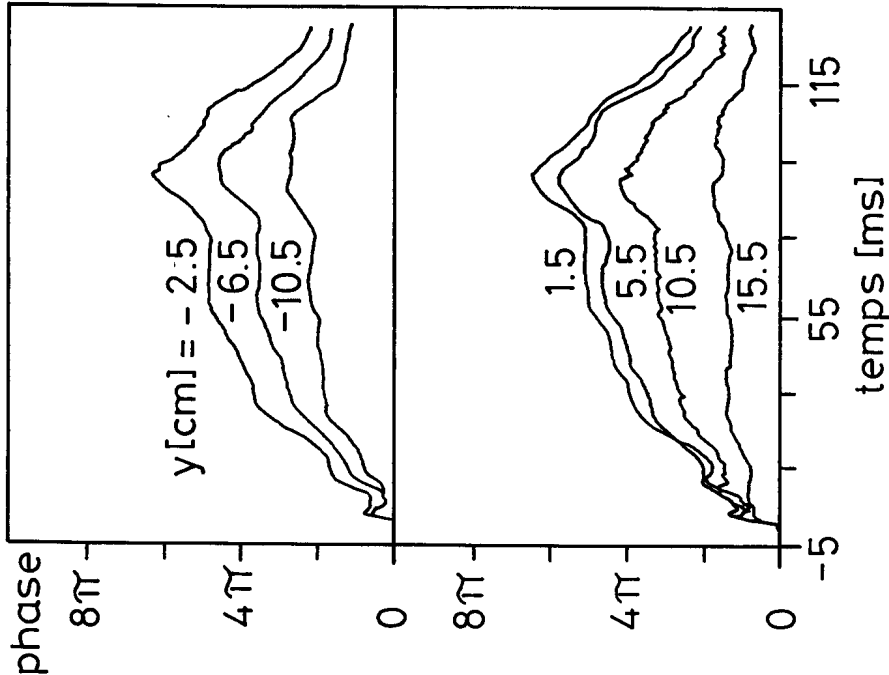
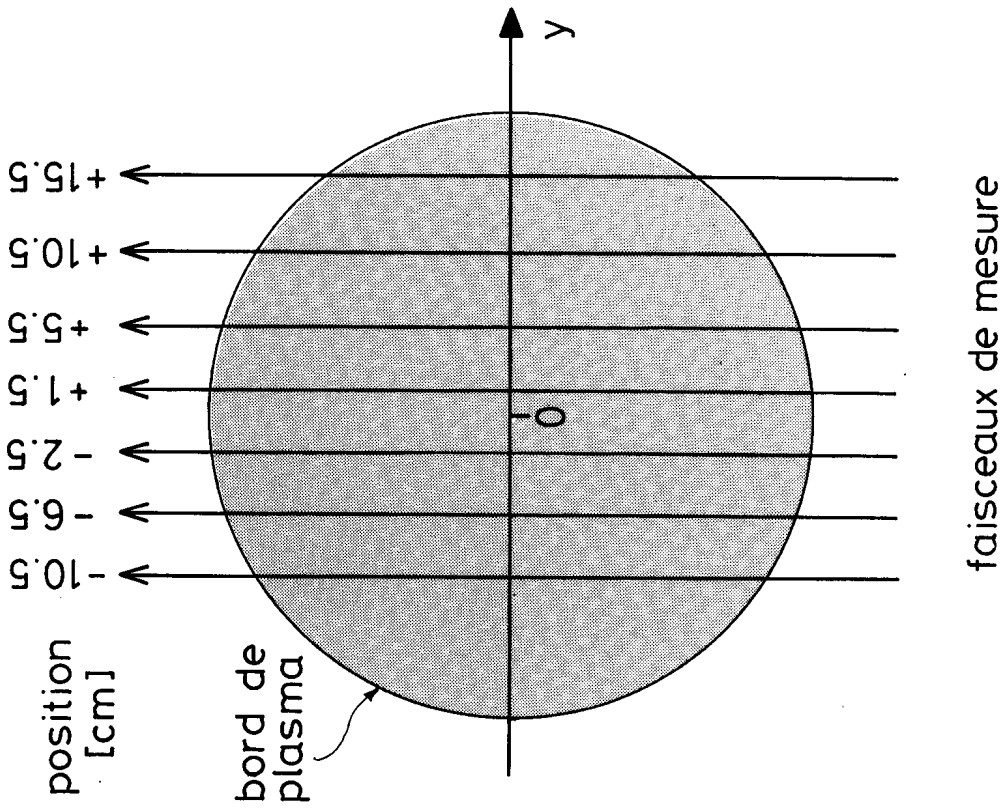


Fig. 7

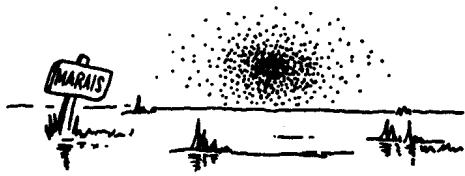


Fig. 8

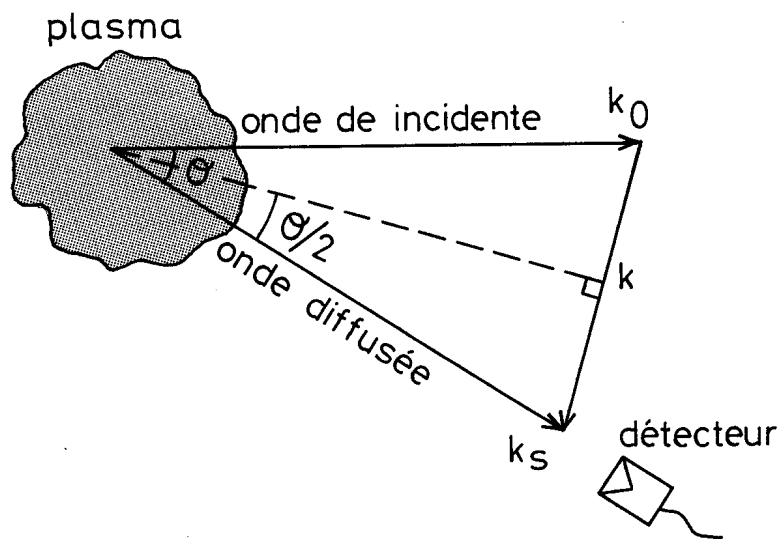
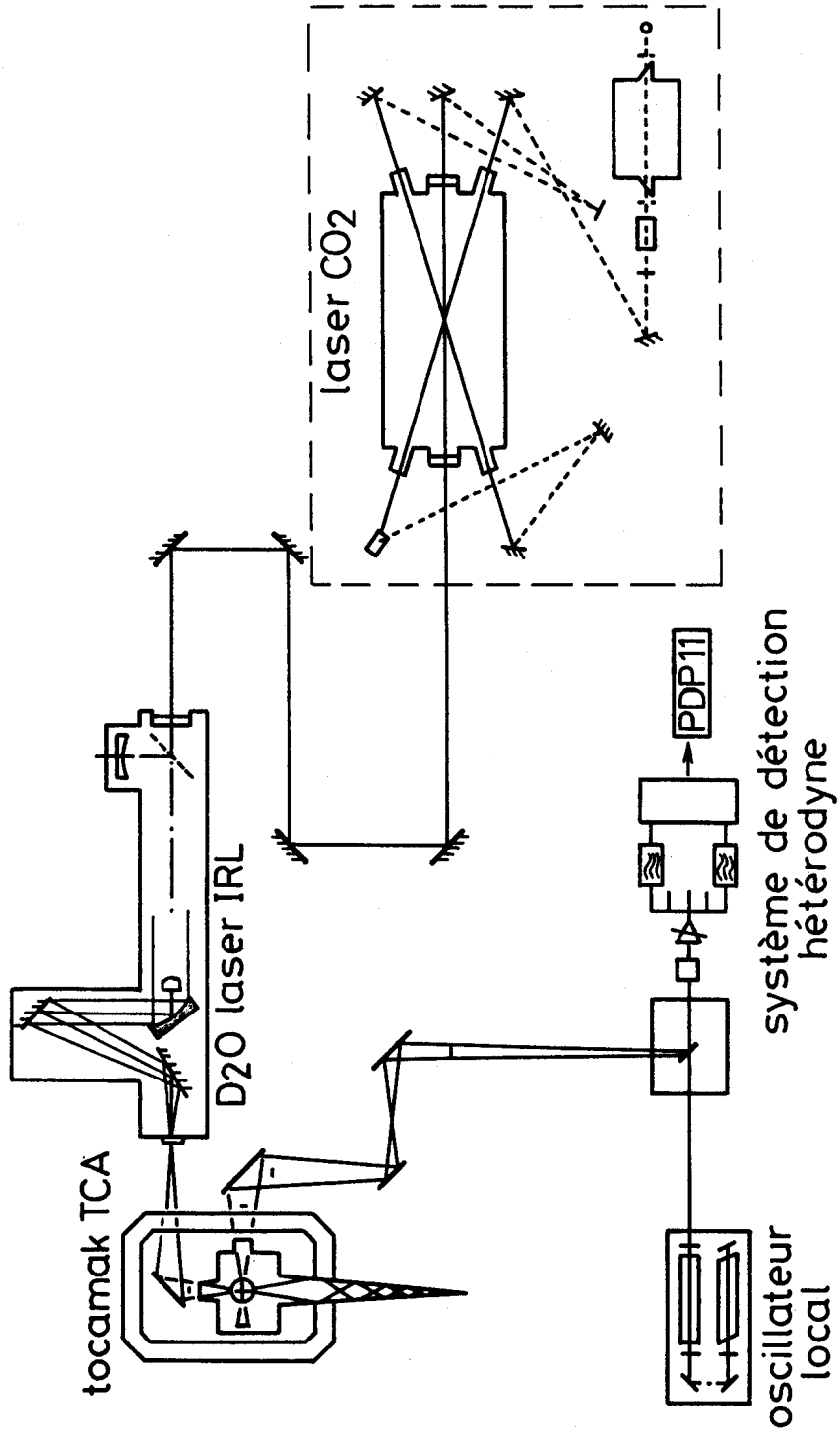


Fig. 9



Diffusion Thomson sur TCA

Fig. 10

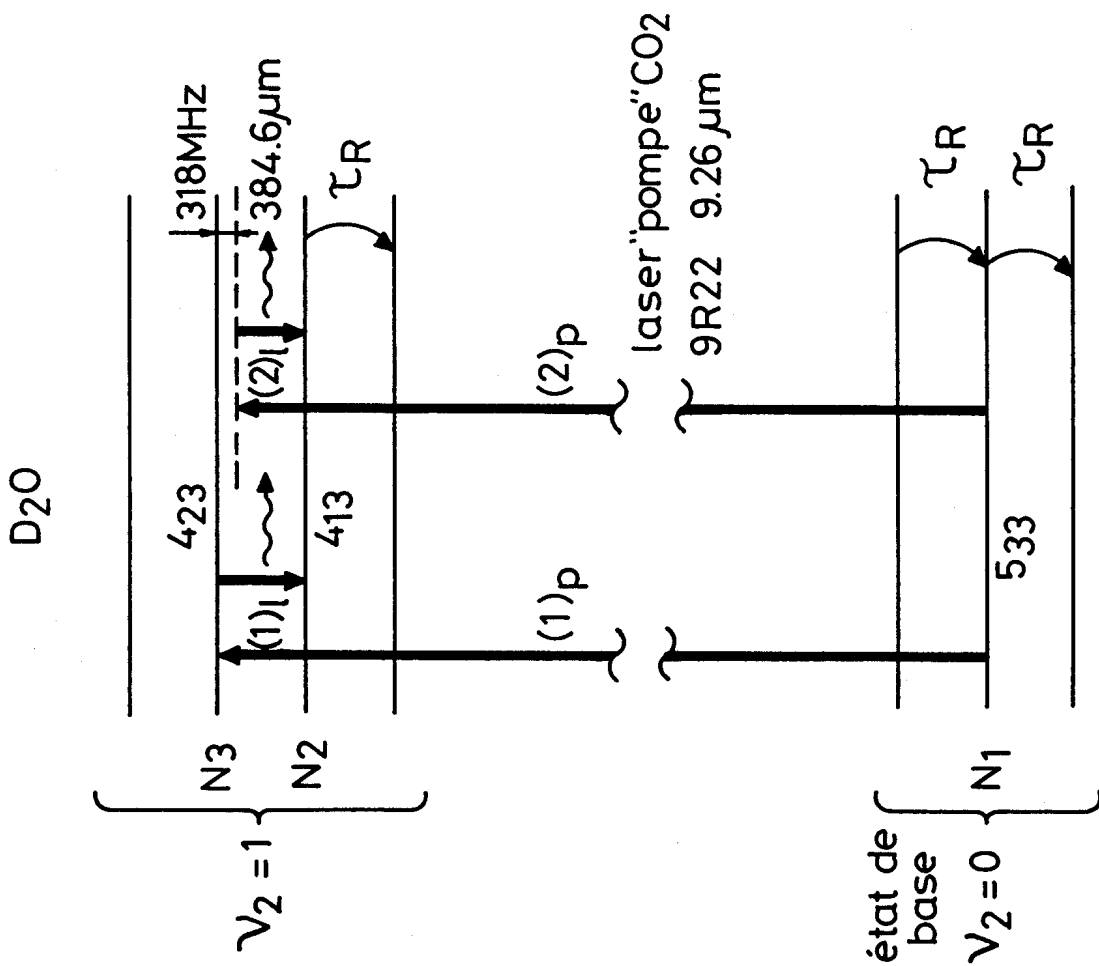


Fig. 11

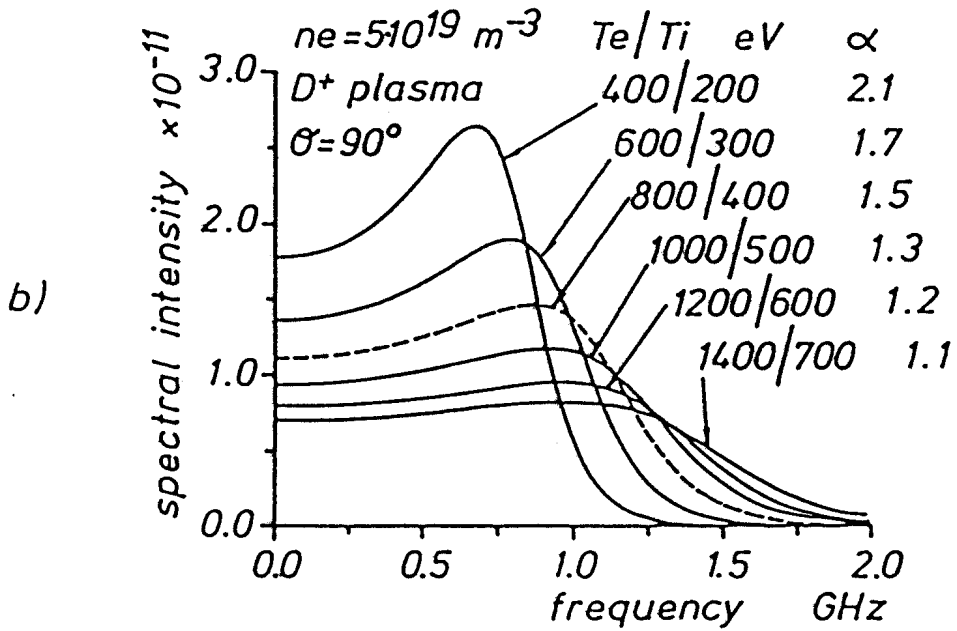
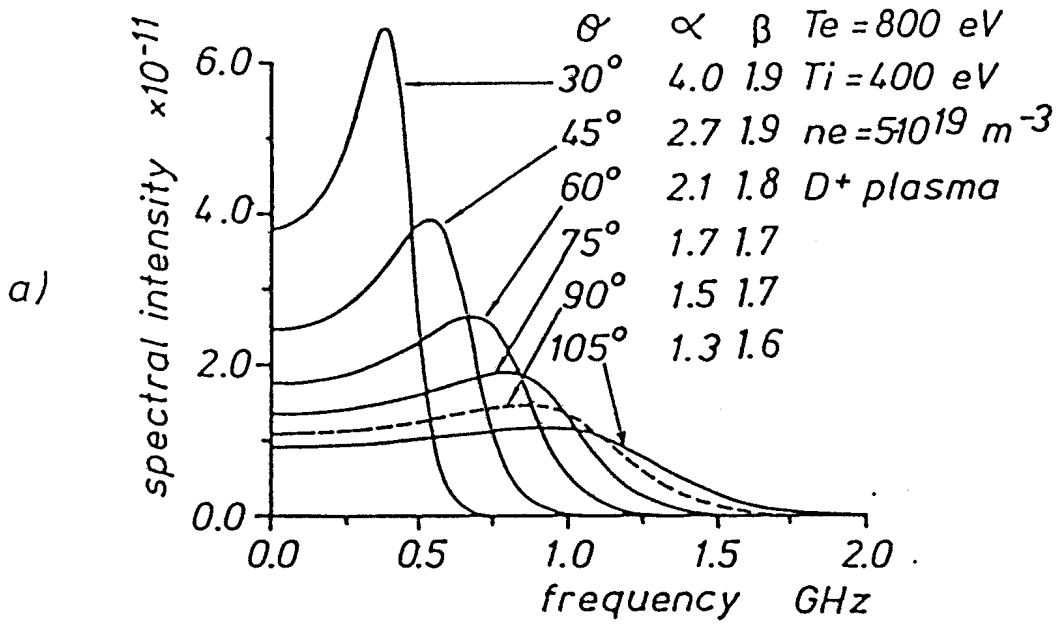


Fig. 12

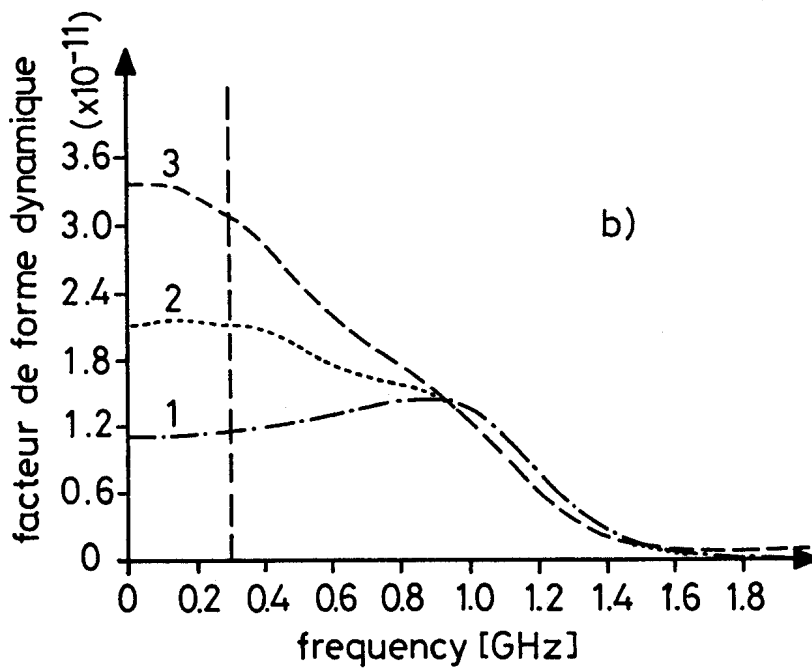
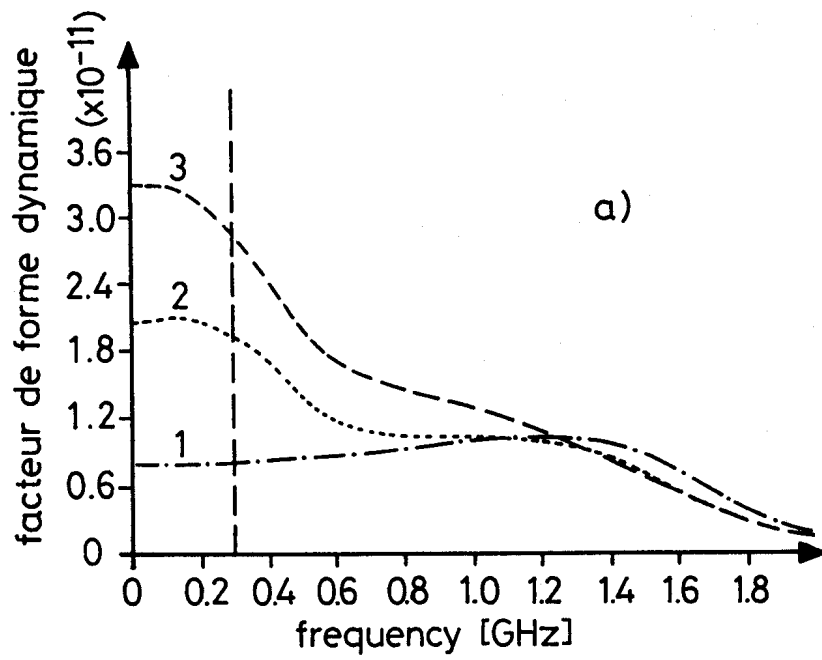


Fig. 13

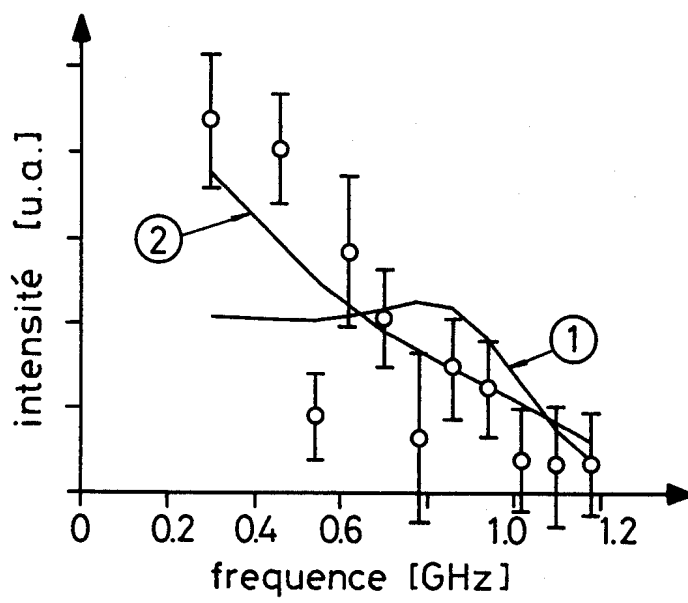


Fig. 14

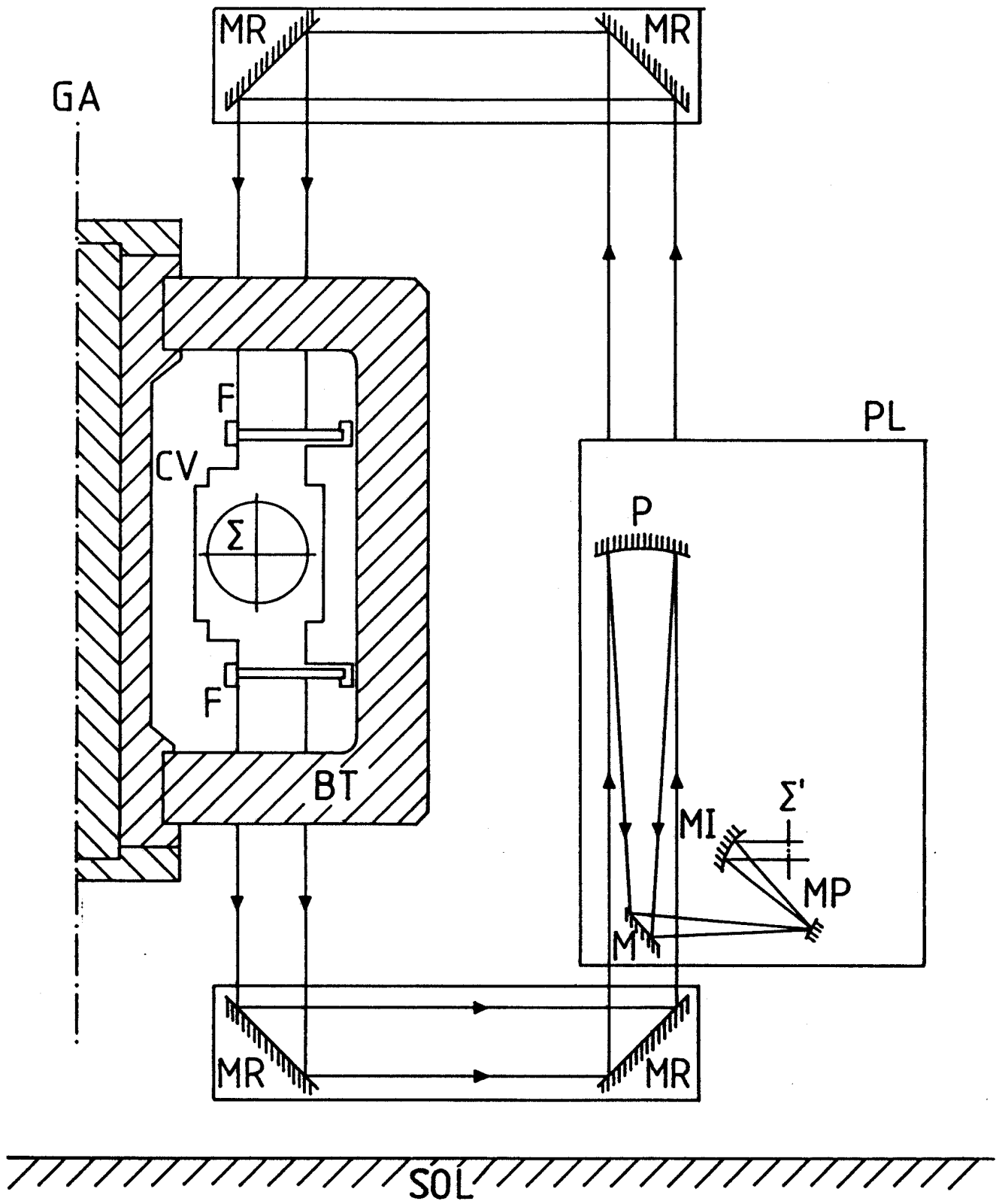


Fig. 15

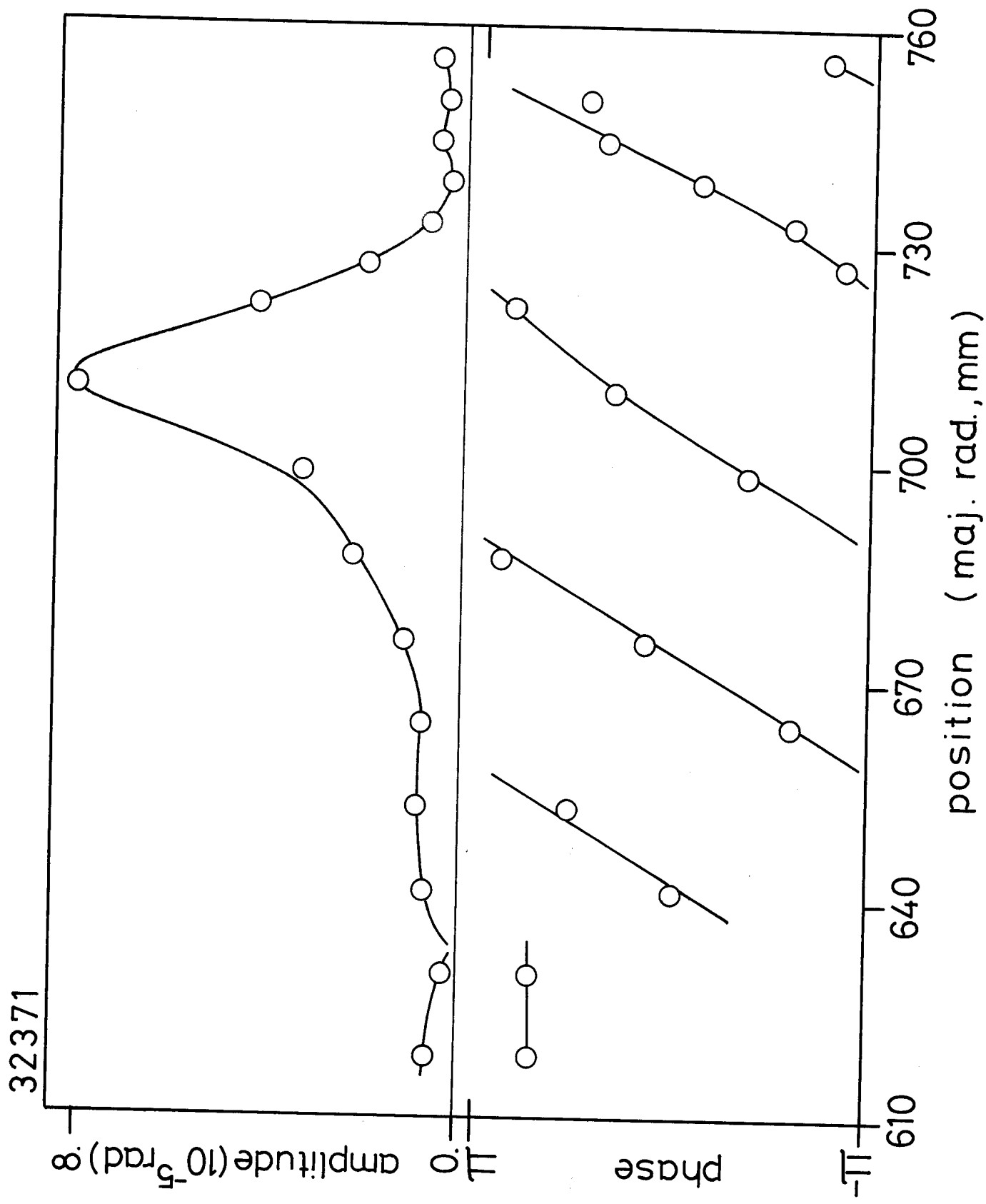


Fig. 16

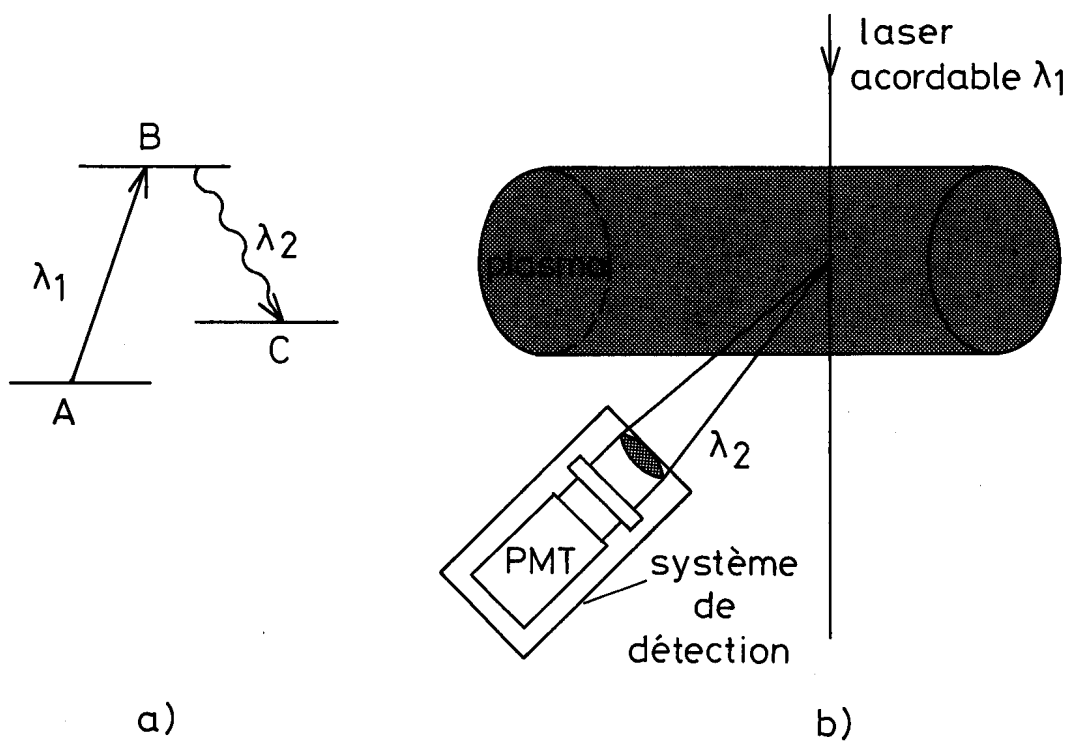


Fig. 17

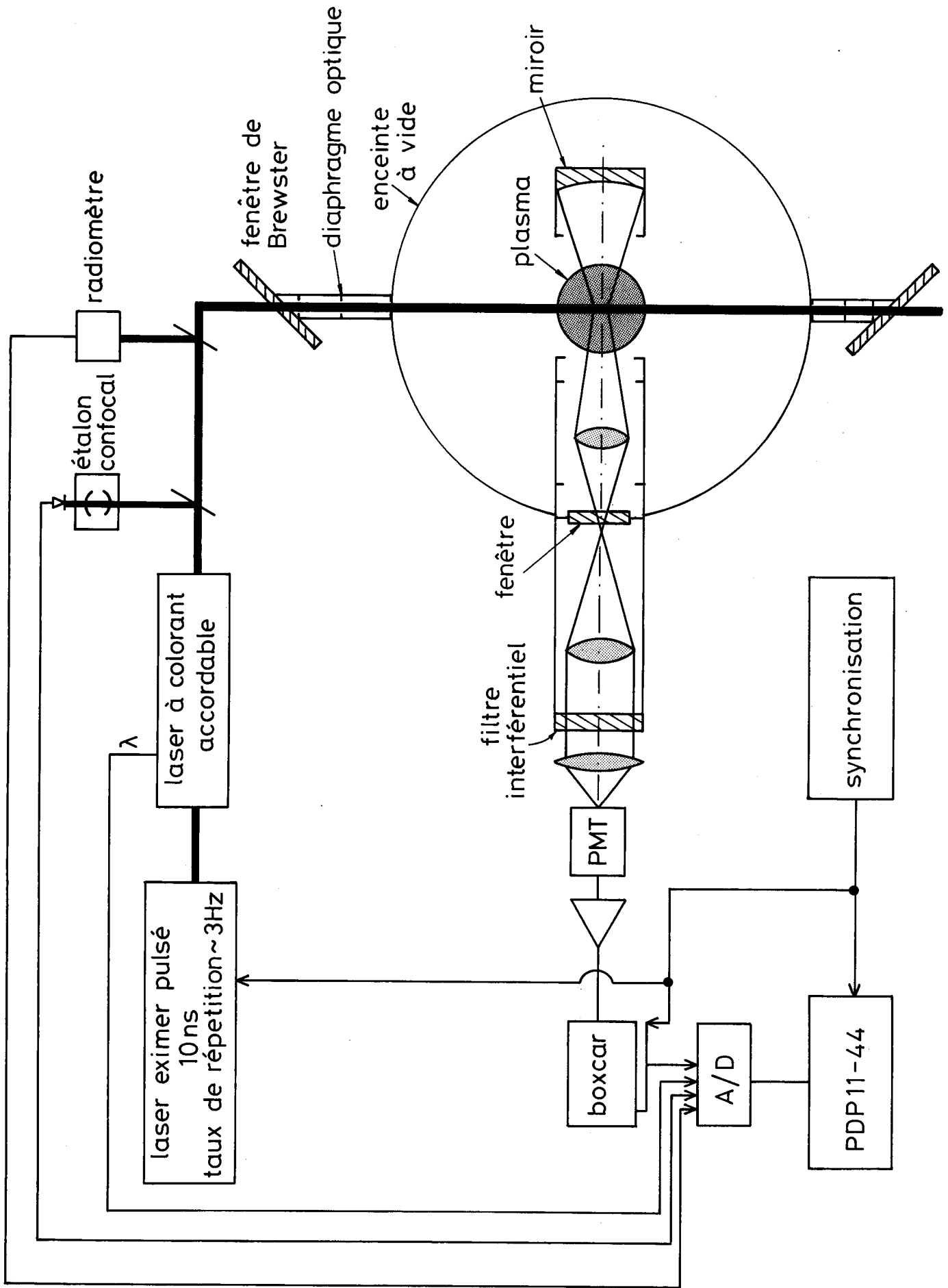


Fig. 18

BARIUM FLUORESCENCE

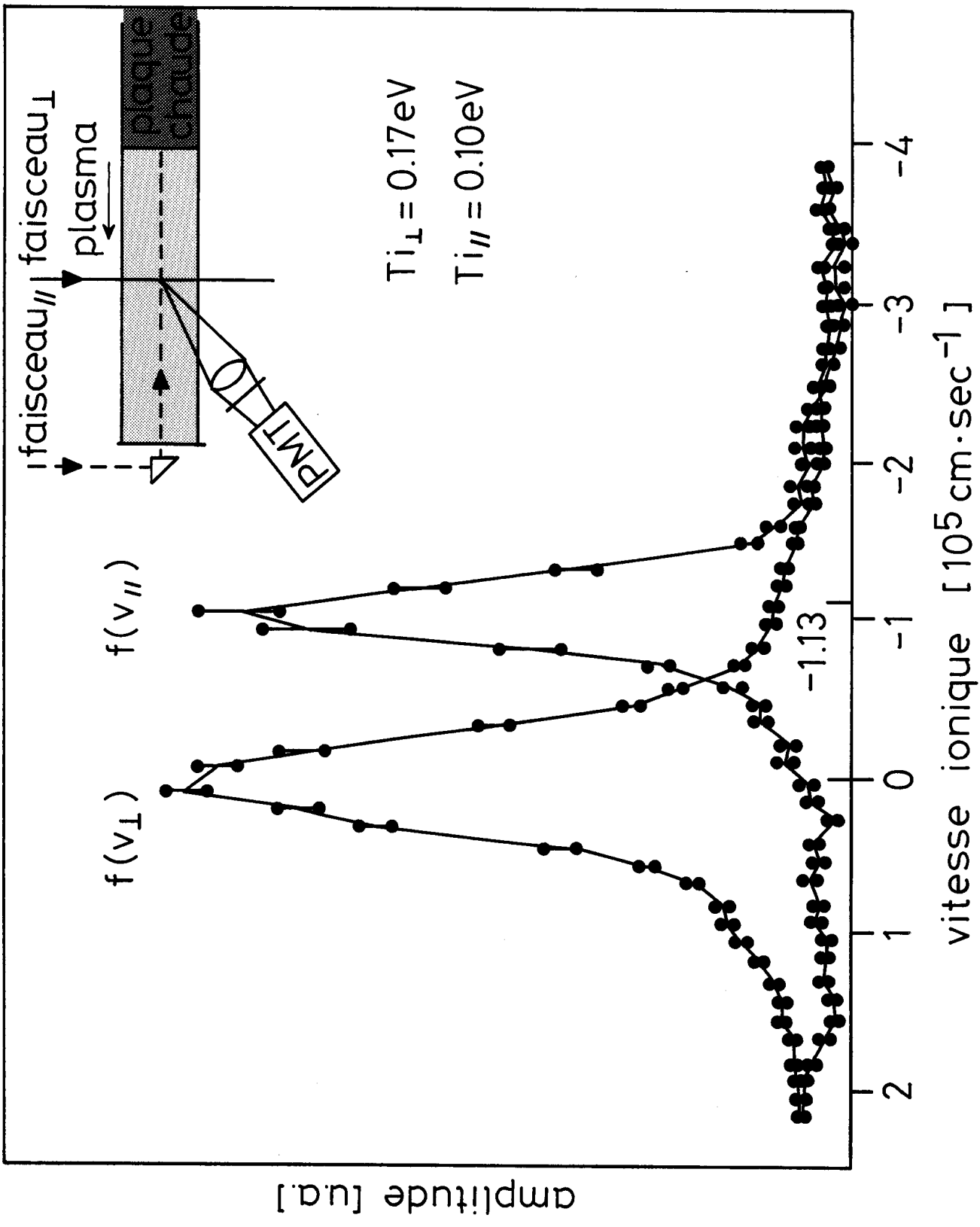


Fig. 19

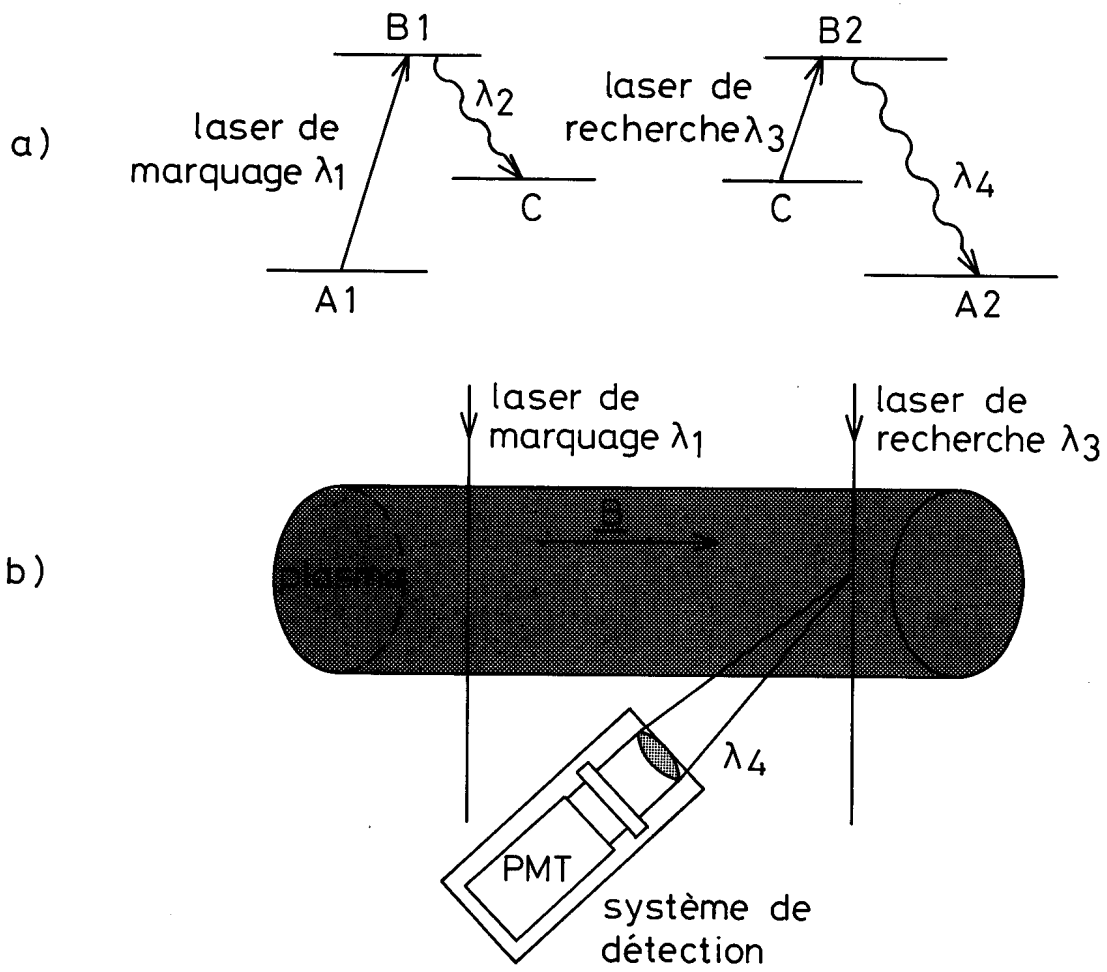


Fig. 20

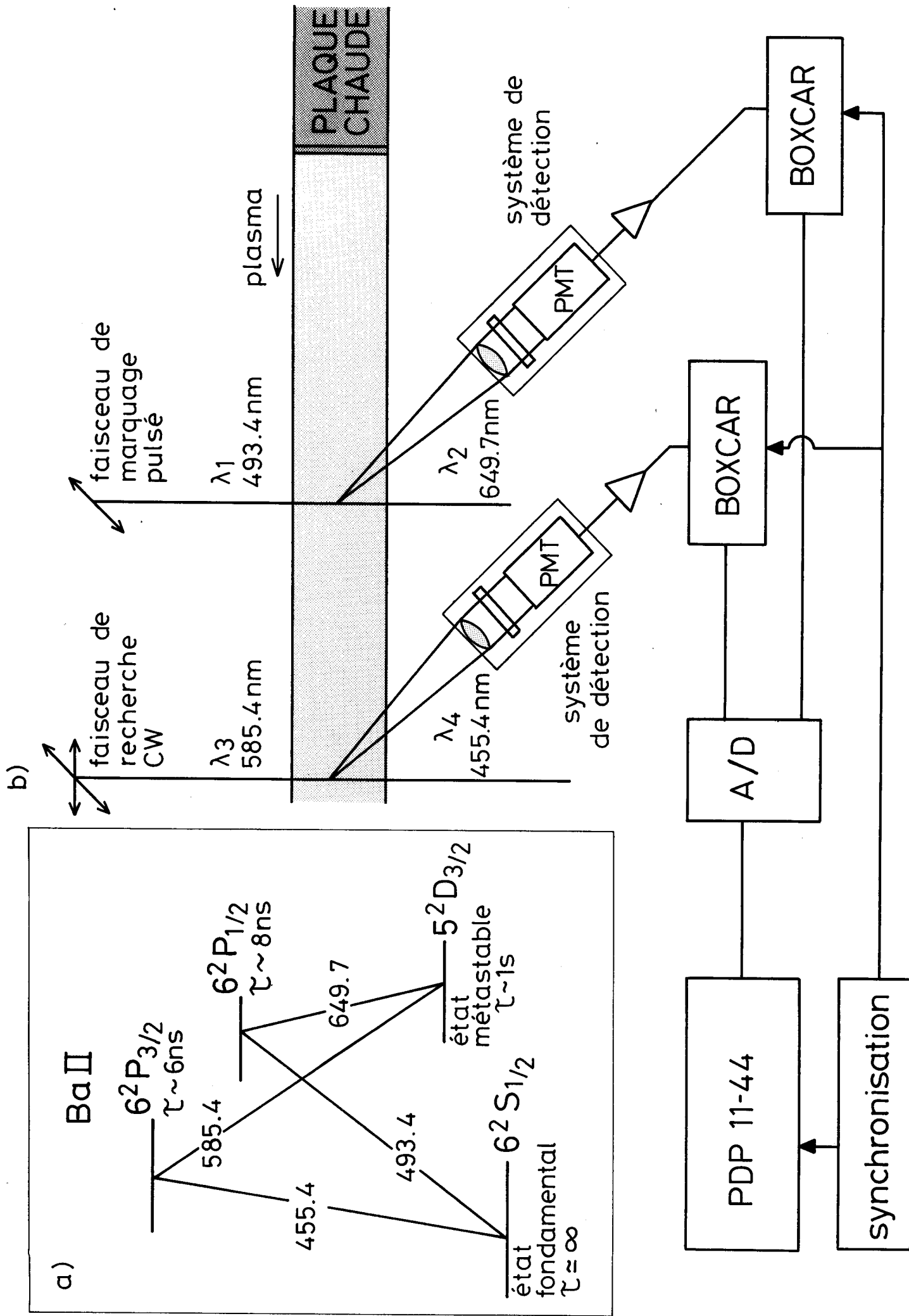


Fig. 21