Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen

Band: 80 (1989)

Heft: 5

Artikel: Le laser, outil de mesure des plasmas : 2e partie : mesure de la température ionique et des fluctuations de densité, fluorescence induite, marquage des particules

Autor: Paris, P. J. / Anderegg, F. / Behn, R.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-903650

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 10.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Le laser, outil de mesure des plasmas

2e partie: Mesure de la température ionique et des fluctuations de densité, fluorescence induite, marquage des particules

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

La 2e partie de cet article aborde des techniques plus particulières. La mesure de la température des ions est liée au développement de lasers et de systèmes de détection particulièrement difficiles à réaliser. Les mesures des fluctuations, ondes et turbulences ont fait l'objet d'une étude originale permettant de mieux définir le comportement du plasma. Enfin, les auteurs décrivent la fluorescence induite par faisceau laser ainsi que le «marquage optique» des particules permettant d'évaluer une multitude de paramètres: vitesse et mouvement des particules, propagation des ondes.

Der zweite Teil dieses Beitrages beschäftigt sich mit einigen sehr anspruchsvollen Techniken, wie z.B. der Messung der Ionentemperatur, für welche ein spezielles Laser- und Detektionssystem entwickelt wurde. Aus der Untersuchung von Plasmafluktuationen konnte eine bessere Einsicht in das Verhalten des Plasmas gewonnen werden. Schliesslich wird ein optisches Markierverfahren und eine Fluoreszenzmethode beschrieben, mit deren Hilfe verschiedene Plasmaparameter und insbesondere die Bewegung von Teilchen und Wellen bestimmt werden können.

Adresse des auteurs

P.J. Paris, F. Anderegg, R. Behn, S.A. Salito, M.R. Siegrist, H. Weisen, Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP), Association Euratom - Confédération Suisse, EPFL, 21, Av. des Bains/CH-1007 Lausanne.

4. Mesure de la température ionique dans un plasma

Comme nous l'avons vu dans la 1ère partie, la mesure de la température ionique, autre paramètre important, peut être effectuée par la méthode de diffusion Thomson collective. Par contre, cette mesure demande une recherche et un développement approprié des lasers à utiliser ainsi que des détecteurs aux caractéristiques spécifiques.

4.1 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 µm mentionné ci-dessus et la longueur d'onde du laser CO_2 de 10,6 µm, 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 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

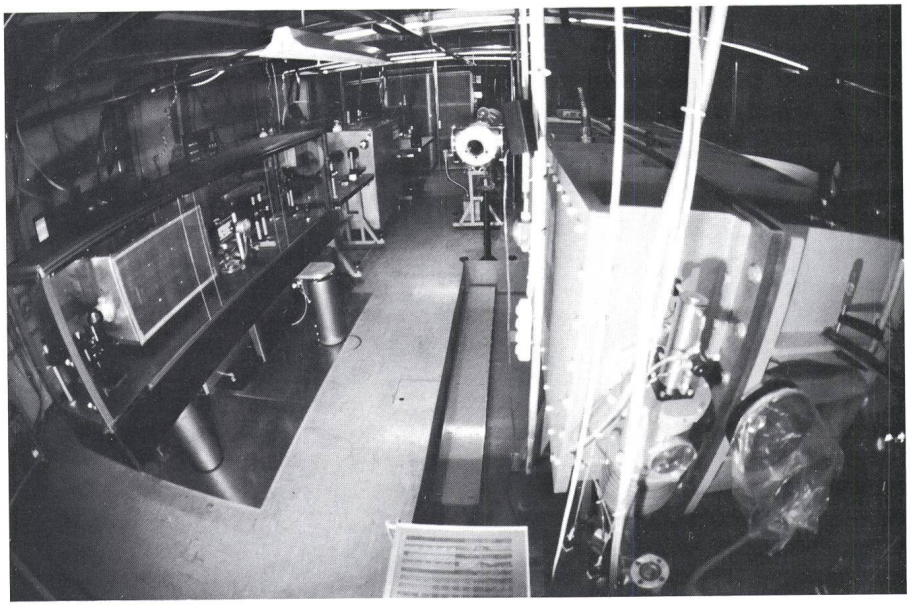

Figure 12 Le système laser D_2 en cours de test avant son installation sur le TCA
A gauche sur la table optique l'oscillateur CO_2, à droite le bloc amplificateur CO_2 et au fond (au centre) le tube laser D_2O

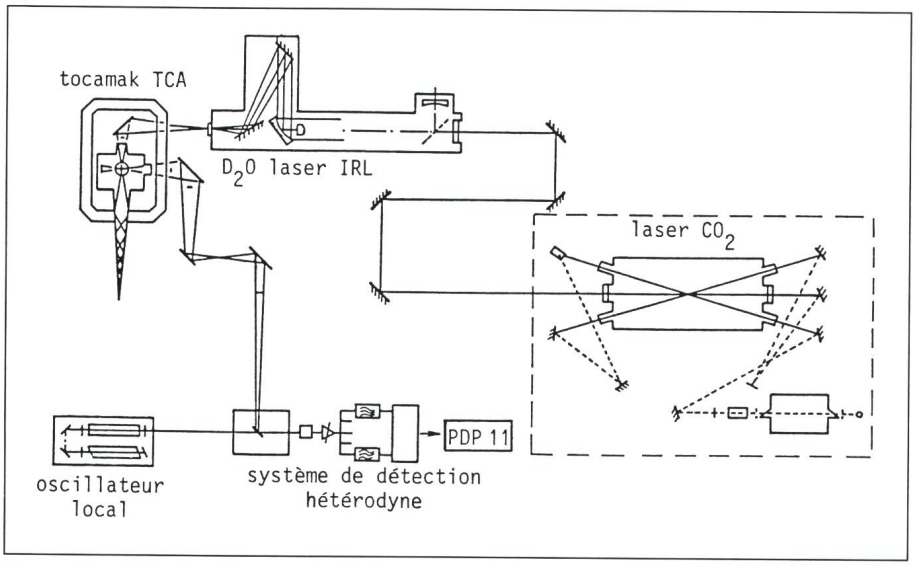

Figure 13 Diffusion Thomson sur TCA
Schéma du dispositif expérimental de diffusion Thomson collective sur le tokamak TCA

sources, nommées gyrotrons, sont actuellement en développement. Le laser infrarouge lointain utilisé à l'EPFL (fig. 12) est très inefficace et trop compliqué pour une mesure de routine. Le dispositif de mesure et montré dans la figure 13.

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 mbar. La radiation émise à la longueur d'onde de 385 μm (780 GHz) est due à une transition entre deux niveau d'énergie rotationnels de la molécule D_2O.

4.2 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 14. 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 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 fondamental. Ainsi tous les niveaux rotationnels du premier niveau de vibration excité ($v_2 = 1$) 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 lointains 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 $\lambda = 9{,}25$ μm, 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 800 J d'énergie durant une microseconde pour en produire des impulsions de 1 à 2 J dans l'infrarouge lointain. C'est un système d'une taille assez impressionnante, comme le montre la figure 12.

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

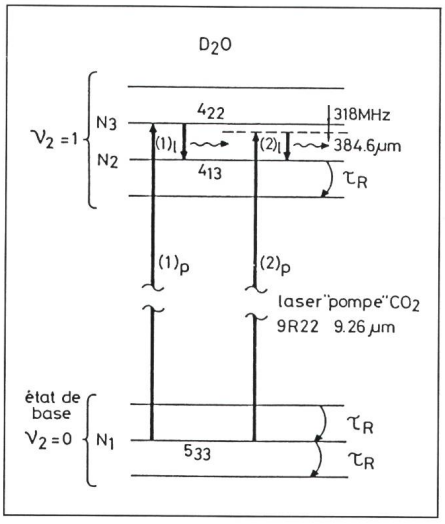

Figure 14 Niveaux d'énergie dans la molécule D_2O
Deux niveaux d'énergie vibrationnelle $v_2 = 0$, $v_1 = 1$ (ensembles de lignes horizontales) et rotationnelle (lignes horizontales intérieures aux accolades) illustrent le pompage optique et l'émission laser à 385 μm.

τ_R taux de relaxation rotationnelle.

$(1)_l$, $(1)_p$ émission infrarouge lointain (l) due au pompage (p) résonnant (accordé sur la transition 5_{33}–4_{22}).

$(2)_l$, $(2)_p$ émission laser (l) due au pompage (p) non-résonnant (effet Raman)

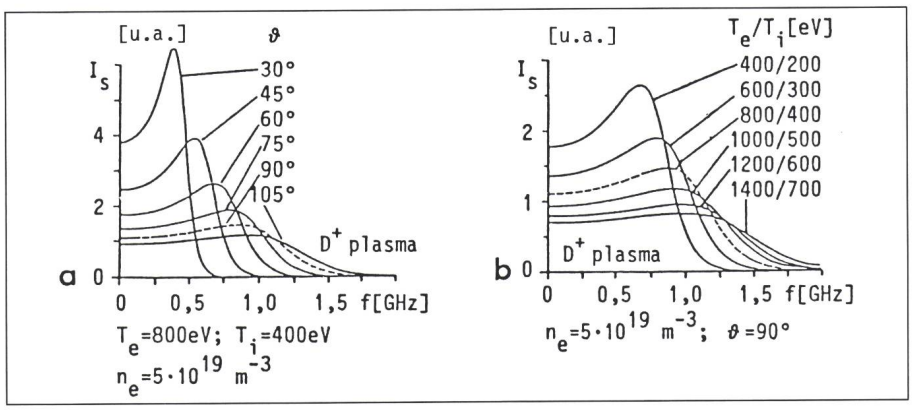

Figure 15 Influence de l'angle de diffusion et de la température sur le spectre diffusé: courbes théoriques

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

I_s intensité spectrale
f fréquence
ϑ angle de diffusion
T_e température électronique
T_i température ionique
n_e densité

transmission à la longueur d'onde du laser CO_2, fournit une réflexion maximale à 385 µm. Très proche de cette grille se trouve un miroir de verre métallisé concave. A l'autre bout, à une distance de 4 m, se trouve un petit miroir métallique convexe, de telle sorte que 95% de la radiation infrarouge échappe du résonateur sous forme d'un anneau. La fenêtre d'entrée du faisceau «pompe» est en sel (KCl) et la fenêtre de sortie pour l'infrarouge est en quartz.

4.3 Système optique

Des miroirs paraboloïdes 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 torique 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 puits 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.

4.4 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'occurence 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 80 MHz. A l'aide d'un CAMAC[1] 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 15 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 16 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 17a montre quelques résultats obtenus sur notre expérience. Les moyennes d'une dizaine de tirs dans trois plasmas différents (H, D, He) sont superposées. Ces spectres en fréquence ont clairement la forme théorique attendue et l'ajustage avec les courbes calculées fournit des températures ioniques crédibles. Avec l'accroissement de la masse des ions (H → D → He) les spectres deviennent plus étroits. Les résultats d'un tir individuel sont montrés dans la figure 17b. A présent, la précision de la température ionique mesurée ainsi est estimée à 20–30%. Une forte influence du champ magnétique dégrade la qualité des spectres. Dans le futur, afin de réduire cette influence, nous modifierons légèrement la géométrie de diffusion (la direction des faisceaux).

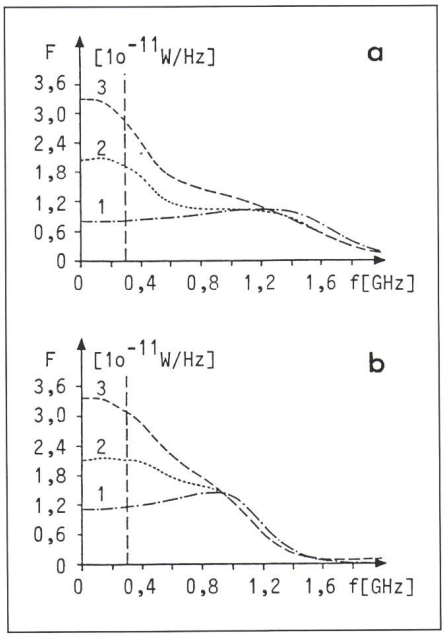

Figure 16 Spectres calculés pour des paramètres typiques d'un plasma

F facteur de forme dynamique
f fréquence

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.

a plasma d'hydrogène
b plasma de deutérium

[1] Système modulaire de transfert rapide d'informations digitalisées. (Computer Automated Measurements And Control).

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

5.1 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).

5.2 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 recombinée pour former une image des fluctuations de densité. Le contraste de phase convient mieux aux fluctuations de grande longueur d'onde ou les méthodes de diffusion rencontrent des difficultés de résolution spectrale dues à la petite largeur des faisceaux utilisés (1–2 cm).

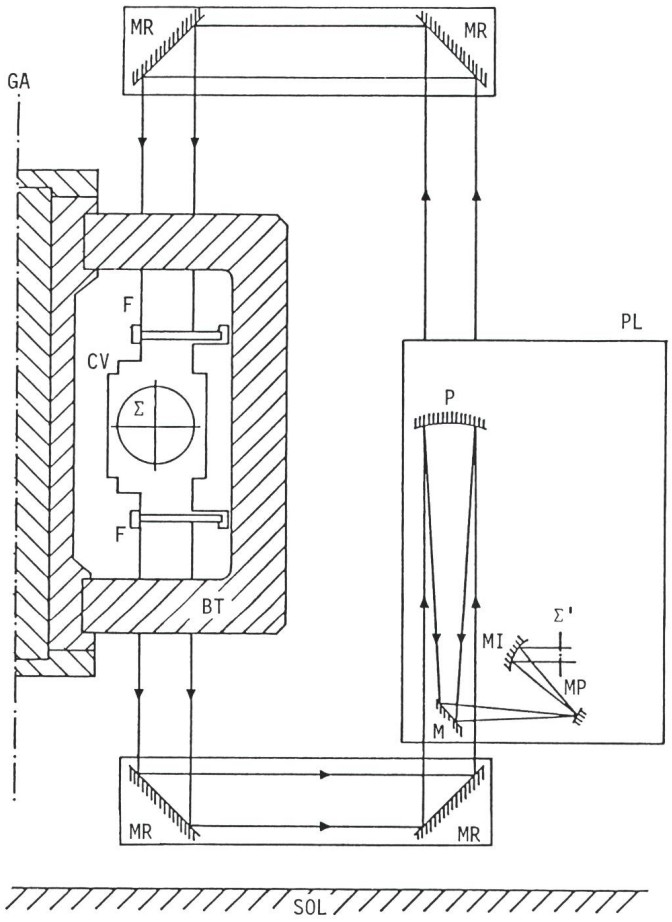

Figure 18
Vue d'ensemble du montage expérimental sur le tokamak TCA

PL plateau optique
P paraboloïde
M miroir plan
MI miroir d'imagerie
MP miroir de phase
MR miroir de relais
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.

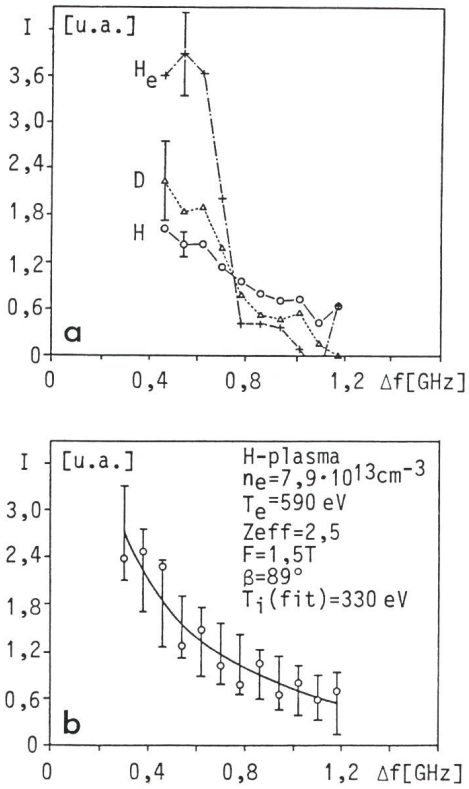

Figure 17 Résultat expérimental

I intensité de la lumière diffusée
Δf décalage en fréquence
u.a. unité arbitraire

a Les points montrent les moyennes d'une dizaine de tirs pour des plasmas d'hydrogène, de deutérium et d'hélium, et les courbes solides sont des ajustages.
b Résultats d'un seul tir laser dans un plasma d'hydrogène.

5.3 Description du système

Le système installé sur le tokamak TCA est représenté à la figure 18. Le montage est réalisé sur un plateau optique (PL) rigide utilisé des deux côtés. Sur la face arrière, le faisceau d'un laser CO_2 (λ=10,6 µm) à guide d'onde de 8 W 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 µm 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 barrete de 30 éléments photoconductifs (dimensions 250×250 µm) au HgCdTe refroidie à l'azote liquide. La barrette permet d'avoir une couverture complète d'une demi-section du

plasma avec une résolution de 5 mm lorsque le grandissement du système d'imagerie est 1/20.

5.4 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 a 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...2 MHz). Les caractéristiques spatiales sont obentues 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 19 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 4 cm dans ce cas).

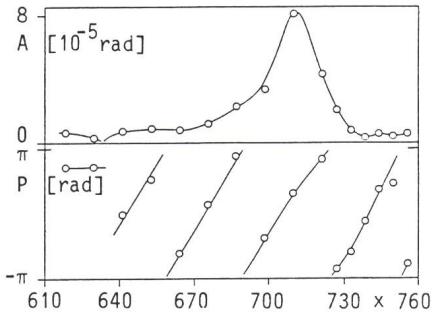

Figure 19 Fluctuations de densité créées par l'excitation d'ondes d'Alfvén

En haut: Variation de l'amplitude des fluctuations A (en termes de déphasage) avec la position radiale x [mm]

En bas: Variation radiale de la phase des fluctuations P par rapport à la source d'excitation (courant dans les antennes).

La méthode est d'une sensibilité très élevée. Le niveau du bruit, pour une bande passant de 1 MHz, 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.

6. 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.

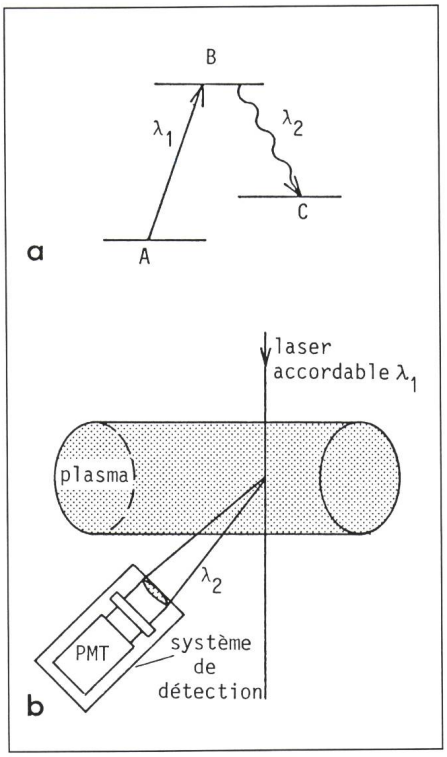

Figure 20 Schéma de principe de la fluorescence induite par laser (LIF)

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 $A \rightarrow A$ 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.

6.1 Principe de la fluorescence induite par laser

La fluorescence induite par laser (en anglais Laser Induced Fluorescence abrégé LIF) fut proposée pour la première fois par *R.M. Measures* [4] en 1968. Une description detaillée en est donnée par *D.N. Hill* [5] en 1983. Le principe est illustré sur la figure 20. 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 restreignant 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 résonnante de photons. La section efficace d'absorption étant très grande $\sigma_a \sim 10^{-14}\ m^{-2}$, 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.

6.2 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 p uplés 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 résonnante [7] remontent à 1963. Elles utilisaient une lampe à arc pour illuminer le plasma et un spectromètre étatit 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.

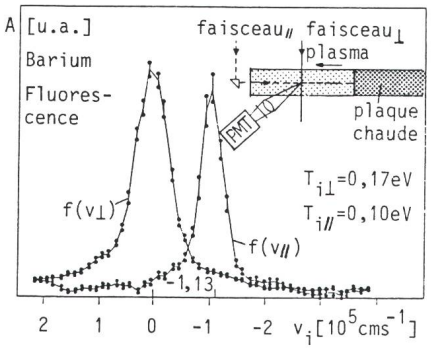

Figure 22 Signal typique de fluorescence induite par laser

A amplitude
V_i vitesse ionique
u.a. unité arbitraire

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 (~1,13 × 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.

$$\omega_{laser} = \omega_0 + \boldsymbol{k}_{laser}\,\boldsymbol{v}$$

$\omega_0/2\pi$ = fréquence centrale de la transition dans le référentiel du ion, avec $\boldsymbol{v}$ = vitesse du ion et $\boldsymbol{k}_{laser}$ = 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.

6.3 Description du dispositif expérimental

La figure 21 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

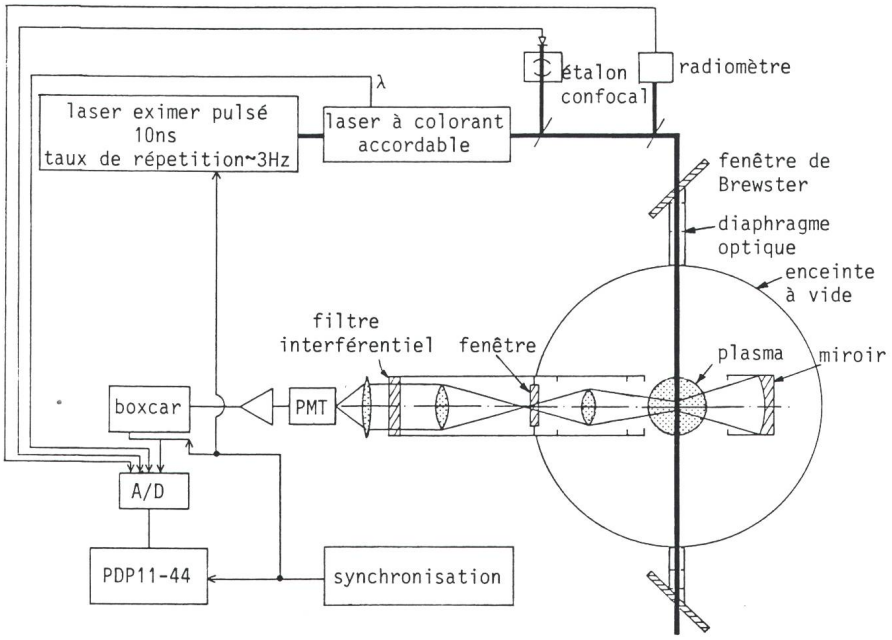

Figure 21 Schéma de principe du dispositif expérimental de la LIF

Un laser excimer émettant des impulsions de 10 ns 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 téléscope 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 (abrégé «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 PDP 11-44.

optiques sont utilisés pour éviter que cette lumière diffusée entre, suite à des réflexions multiples, dans le système de détection. Le téléscope 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 téléscope 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 22 représente la fonction de distribution parallèle et perpendiculaire des ions dans un plasma de barium ($n_i \approx 5{,}10^9$ cm^{-3}). Chacune de ces distributions représente une moyenne réalisée avec 2000 pulses laser. La vitesse de dérive parallèle du plasma de $1{,}13.10^5$cm/sec est clairement visible sur la figure 22.

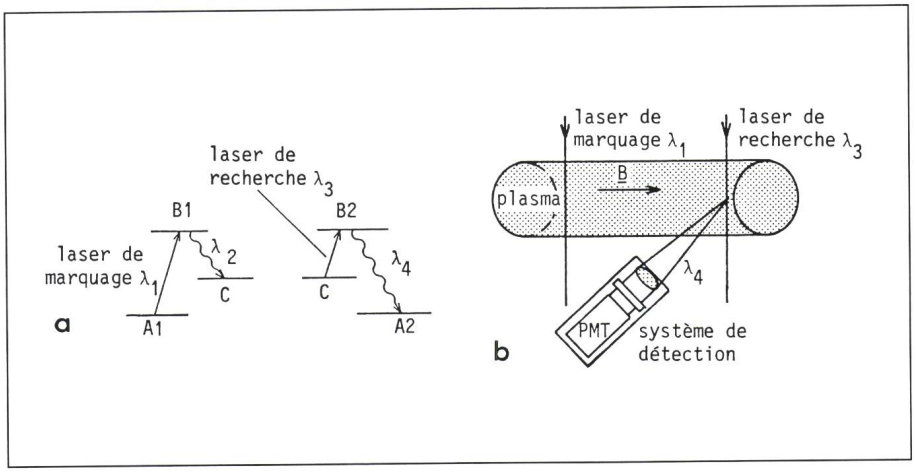

Figure 23 Schéma de principe du marquage optique

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 produits son 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.

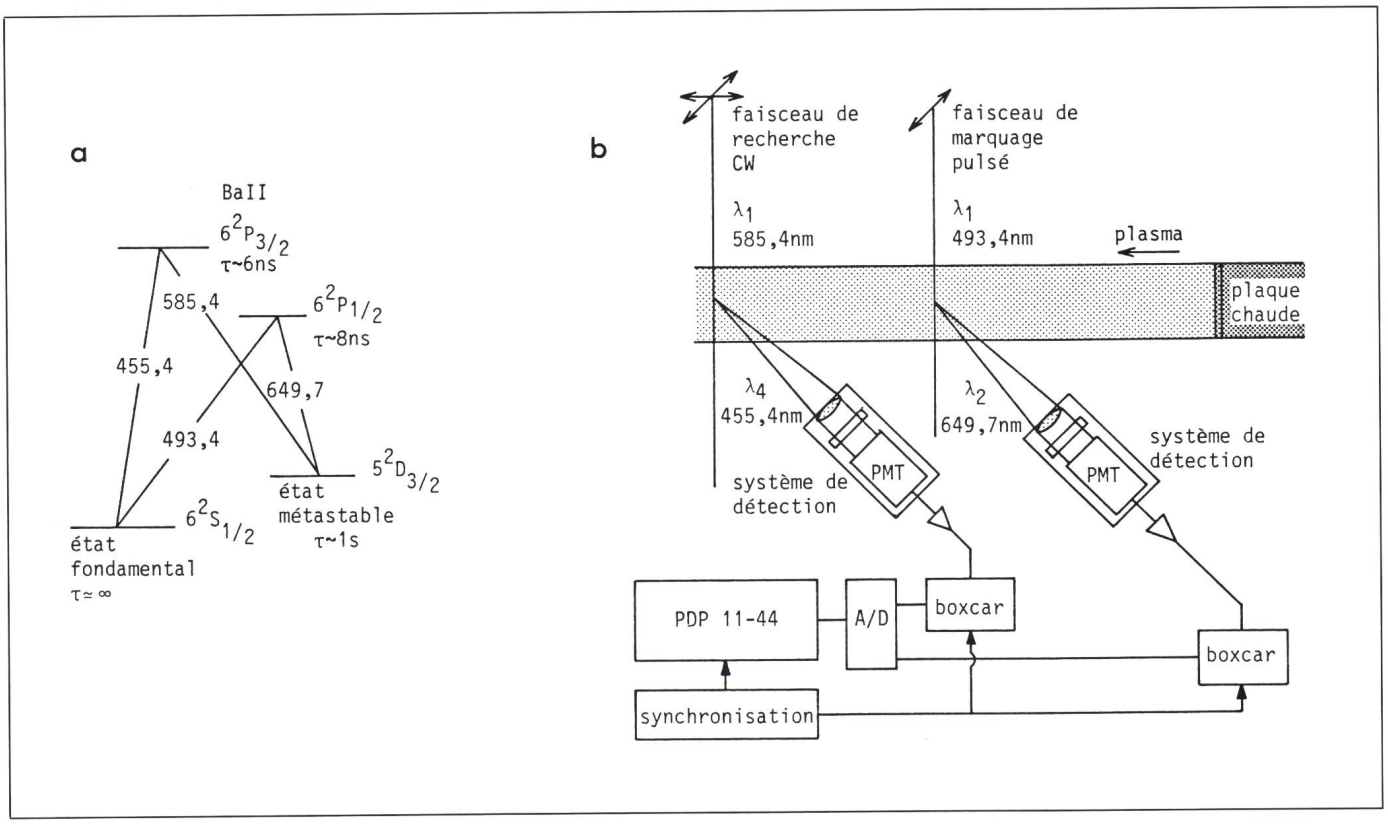

Figure 24 Schéma de principe du dispositif expérimental de marquage optique dans un plasma de barium

a Représentation schématique partielle des niveaux d'energie 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 (493,4 nm) 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 (649,7 nm). Le faisceau laser de recherche continu λ_3 (585,5 nm) induit de la fluorescence λ_4 (455,4 nm) 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.

7. 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 23). Un niveau métastable, baptisé *C* sur la figure 23 est peuplé séléctivement 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 *O*) 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 come 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.

7.1 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 particules 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.

7.2 Dispositif expérimental et mesure de trajectoires chaotiques

La figure 12 représente schématiquement une installation de marquage optique utilisant la méthode du bright signal sur un plasma de Barium. Un faisceau de marquage pulsé (λ=493,4 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 téléscope observant l'endroit où le marquage est effectué contrôle l'intensité de la transition à 649,7 nm ce qui est une mesure directe du nombre de particules marquées. Un faisceau de recherche continu accordé à 585,4 nm mesure la population de l'état $5^2D_{3/2}$ métastable en induisant de la fluorescence à 455,4 nm. Le groupe de particules détecté sur la ligne de fluorescence à 455,5 nm 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.

8. 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.

Bibliographie

[2] *M. Born* and *E. Wolf:* Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. Fifth edition. Oxford a. o., Pergamon Press, 1975.

[3] *H. Weisen:* The phase contrast method as an imaging diagnostic for plasma density fluctuations. Rev. Sci. Instrum. 59(8)8, p. 1544.

[4] *R.M. Measures:* Selective excitation spectroscopy and some possible applications. Journal of Applied Physics 39(1968)11, p. 5232...5245.

[5] *D.N. Hill, S. Fornaca* and *M.C. Wickham:* Single frequency scanning laser as a plasma diagnostic. Review of Scientific Instruments 54(1983)3, p. 309...314.

[6] *F. Anderegg* a.o.: Ion heating due to ratation and collision in magnetized plasma. Physical Review Letters 57(1986)3, p. 329...332.

[7] *F.W. Hofmann:* Ion density measurement in a barium plasma by scattering of resonance radiation. Physics of Fluids 7(1964)4, p. 532...536.

[8] *I.V. Hertel, H. Hofmann* and *K.A. Rost:* Simultaneous detection and velocity analysis for alkali atoms by Doppler shifted laser fluorescence. Journal of Physics E: Scientific Instruments 8(1975)-, p. 1023...1026.