Mesure de la densité et de la vitesse des ions H- par photodétachement laser

P. Devynck

► To cite this version:

P. Devynck. Mesure de la densité et de la vitesse des ions H- par photodétachement laser. Revue de Physique Appliquée, 1989, 24 (2), pp.207-214. 10.1051/rphysap:01989002402020700 . jpa-00246043

HAL Id: jpa-00246043

<https://hal.science/jpa-00246043>

Submitted on 1 Jan 1989

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification

Physics Abstracts

32.80Fb — 29.25Cy — 52.70Nc

Mesure de la densité et de la vitesse des ions H^- par photodétachement laser

P. Devynck

Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés, Laboratoire du C.N.R.S., Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

(Reçu le 16 mai 1988, révisé le 29 septembre 1988, accepté le 28 octobre 1988)

Résumé. — Nous précisons sous quelles conditions la technique de photodétachement permet d'obtenir la densité relative d'ions négatifs, n_-/n_e . Nous montrons que cette technique permet également de déterminer la vitesse des ions H^- dans le plasma.

Abstract. — We discuss the conditions under which it is possible to measure the relative density of negative ions, n_-/n_e , by laser photodetachment. It is shown that it is possible to determine, using this technique, the velocity of the H^- ions in the plasma.

1. Introduction.

Si les plasmas créés dans les multipôles magnétiques ont diverses applications : expériences sur la propagation des ondes dans les plasmas, traitement de surface, une application importante est leur utilisation comme source d'ions dans le cadre de l'injection des neutres pour la fusion magnétique. L'utilisation des ions positifs pour réaliser des faisceaux de neutres est limitée à haute énergie par le faible rendement de neutralisation. Pour cette raison, on envisage d'utiliser des faisceaux d'ions négatifs, dont le rendement de neutralisation à haute énergie est très supérieur à celui des ions positifs.

Cette étude est réalisée dans une source multipolaire développée pour la création en volume d'ions H^- , décrite dans un article récent [1]. Une telle source utilisée avec du Deutérium doit permettre dans un futur proche de constituer des faisceaux d'ions négatifs pour l'injection des neutres dans le plasma des Tokamaks. Le grand avantage de ce type de source d'ions négatifs est que le faisceau extrait a une très faible divergence. Il est donc possible de transporter le faisceau sur de grandes distances et d'injecter une grande densité d'énergie dans le plasma du tokamak.

Le but de ce travail est d'analyser les conditions d'application de la technique de photodétachement pour la mesure de la densité relative n_-/n_e d'ions H^- et de leur vitesse dans le plasma d'hydrogène du

multipôle. La connaissance de ces deux quantités est très importante. Il est utile de connaître la distribution de densité d'ions H^- pour évaluer la performance globale de la source et pour optimiser l'extraction de ces ions. La connaissance de leur vitesse donne des informations sur la manière dont ils sont créés et permet de calculer la divergence minimale du faisceau que l'on peut obtenir.

Les photons d'un laser Nd : YAG détachent un électron de l'ion H^- ; une sonde de Langmuir cylindrique polarisée positivement, placée au centre du faisceau, collecte une impulsion de courant après le tir du laser. Nous rappelons et précisons les conditions dans lesquelles le rapport de l'amplitude de l'impulsion de courant et du courant continu est égale au rapport n_-/n_e .

En analysant les caractéristiques (durée, forme) de l'impulsion de courant collectée par la sonde après le tir du laser nous avons recueilli des informations sur la vitesse des ions H^- vers la zone illuminée.

Des expériences réalisées avec la sonde à l'intérieur et hors du faisceau laser sont présentées. Elles permettent de caractériser la vitesse des ions H^- dans le plasma.

2. Dispositif expérimental.

Toutes les expériences décrites dans cet article ont été réalisées dans le multipôle hybride développé à

l'Ecole Polytechnique pour l'étude de la production d'ions H^- en volume.

La source cylindrique de 25,4 cm de haut et 23,6 cm de diamètre, est entourée de 10 aimants au Samarium Cobalt de 3 500 G de champ de surface, aux polarités alternées, placés sur la paroi cylindrique suivant les génératrices de la source. Les 10 filaments de Tungstène Thorié sont placés en couronne sur le couvercle, chacun d'eux étant à mi-distance de deux aimants adjacents de la paroi. Les électrons émis par les filaments sont ainsi directement piégés dans le champ multipolaire.

Les conditions usuelles de fonctionnement de la décharge sont les suivantes : une pression de neutres de 2 à 8 mtorr, une décharge de 50 V et des courants de décharge de 1 à 10 A. La densité électronique pour ces conditions de décharge va de quelques 10^{10} à quelques 10^{11} cm^{-3} et présente la caractéristique d'être très homogène radialement. Comme résultat du choix de positionnement des filaments, il s'ensuit qu'il n'y a pas d'électrons rapides dans la zone non magnétisée de la source et que la température électronique est toujours inférieure à 1 eV. Dans ce travail, la plupart des mesures sont faites pour une décharge de 3 mtorr, 50 V, 5 A.

La technique de photodétachement pour la mesure de la densité relative d'ions négatifs dans un plasma a été proposée par Taillet pour l'étude des ions négatifs dans un plasmoïde formé dans l'oxygène [2].

Le principe de la technique de photodétachement est de mesurer l'augmentation de la densité électronique dans la région illuminée, consécutive au tir du laser, pour la relier à la densité d'ions négatifs présents dans le plasma. A l'Ecole Polytechnique [1, 3-5], nous utilisons pour cela une sonde cylindrique que l'on place à l'intérieur du faisceau laser. Cette sonde de 1,5 cm de long est polarisée positivement (20 V) à une valeur bien supérieure au potentiel du plasma (2 V typiquement) de manière à ce qu'elle collecte un courant électronique. Elle est placée suivant l'axe du faisceau et au centre de celui-ci. Suite au tir du laser la sonde collecte une impulsion de courant (découplée du courant continu par une capacité et mesurée sur une résistance) Δi^- , proportionnelle à la densité d'ions H^- . Le courant continu i_{dc}^- est lui proportionnel à la densité électronique. La mesure du rapport $\Delta i^- / i_{dc}^-$ peut donner sous certaines conditions la densité relative n_- / n_e . Une mesure indépendante de la densité électronique n_e est nécessaire pour obtenir n_- .

La figure 1 représente le système de mesure de photodétachement. On voit sur la figure que la sonde peut être déplacée radialement hors du faisceau laser. Le diamètre du faisceau laser peut être changé en intercalant sur le trajet du faisceau des disques de diamètres variables.

La figure 2 montre le signal obtenu sur l'écran de l'oscilloscope et représentant la variation du courant

Fig. 1. — Représentation schématique du couvercle supérieur et du trajet que suit le faisceau laser. La sonde cylindrique peut être déplacée suivant un rayon de la source. Le système de mesure est aussi représenté. Une capacité de 1 μF permet de séparer l'impulsion de courant du courant continu.

[Diagram of the upper flange and laser beam path. The cylindrical probe is movable along the source radius. The measurement circuit is also shown. A 1 μF capacitor separates the current pulse from the background dc current.]

Fig. 2. — Signal typique de l'impulsion de courant obtenu sur l'écran de l'oscilloscope après le tir du laser, lorsque la sonde cylindrique est située au centre du faisceau. Un tel signal a été obtenu pour une décharge de 3 mtorr, 50 V, 5 A, et pour un diamètre de faisceau laser de 0,4 cm.

[Typical oscillogram of the probe current pulse for a cylindrical probe located at the center of the laser beam. 50 V, 5 A, 3 mtorr discharge. Laser beam diameter 0.4 cm.]

de sonde, consécutive au tir du laser. Cette figure montre que le signal commence par une montée très rapide suivie par un plateau, le signal diminue ensuite jusqu'à une valeur inférieure à sa valeur initiale avant de retourner à l'équilibre.

La durée totale de l'impulsion de courant consécutive au tir du laser est bien supérieure à la durée de

l'impulsion du laser. Nous avons trouvé que cette durée va de 0,25 μ s pour le diamètre le plus faible utilisé (0,1 cm) jusqu'à 2 μ s pour le plus grand diamètre (1,2 cm), alors que l'impulsion du laser est au maximum de 50 ns.

3. Mesure de n_-/n_e .

Pour déterminer n_-/n_e nous mesurons le courant électronique sur le plateau du signal de photodétachement et le courant continu collecté par la sonde ; Bacal *et al.* [3, 4, 7] ont montré que le rapport de ces deux courants est égal à n_-/n_e lorsque plusieurs conditions sont remplies :

- 1) l'amplitude du signal de photodétachement est indépendante du flux du laser ;
- 2) l'amplitude du signal de photodétachement doit être indépendante du diamètre du faisceau laser. En effet, la sonde ne mesure correctement la variation de densité électronique que si elle collecte des électrons d'une distance suffisante. Bacal *et al.* [7] ont montré que pour des valeurs de n_e comprises entre 10^9 et 10^{10} cm⁻³ le diamètre de collection de la sonde n'excédait pas 9 mm. Dans notre cas les valeurs de n_e sont plus élevées : de 10^{10} à 10^{11} cm⁻³ et le diamètre de collection de la sonde n'excède pas 5 mm.

Une des conséquences de l'existence d'un diamètre de collection de la sonde que nous exploiterons par la suite est que l'amplitude de l'impulsion de courant ne change pas tant que l'excès d'électrons présents dans la région de collection de la sonde ne diminue pas.

Nous rajoutons une troisième condition qui est que le diamètre du faisceau qui détermine la durée du signal doit être suffisamment grand pour que l'excès d'électrons créé par le photodétachement soit thermalisé au moment de la mesure. En fait, cette durée ne sera déterminante que dans le cas où la sonde de photodétachement se trouve dans un champ magnétique. Hors champ magnétique, le temps qu'il faut pour que l'excès d'électrons soit considéré comme thermique est le temps nécessaire pour que les électrons photodétachés (qui ont une énergie de 0,455 eV) quittent la région illuminée pour être remplacés par des électrons thermiques venant du reste du plasma. Ce temps dépend du rayon du laser R et peut être calculé comme suit :

$$t = R/v \text{ avec } v = (2 eV/m_e)^{1/2} . \tag{1}$$

Avec $eV = 0,455$ eV, énergie des électrons photodétachés.

On peut estimer la valeur maximale de ce temps en prenant le plus grand rayon utilisé ($R = 0,6$ cm) : $t = 0,03$ μ s. Ce temps est comparable à la durée de l'impulsion laser, il s'ensuit que l'impulsion de courant de sonde consécutive au photodétachement est due aux électrons thermiques.

Lorsque la sonde est placée dans un champ magnétique, les électrons piégés autour des lignes de champ magnétiques ne peuvent aller à la sonde qu'en diffusant par collisions à travers le champ magnétique. La conséquence d'un tel fait est que le courant collecté par la sonde est diminué. On peut penser que le courant dû à l'excès d'électrons dans la région illuminée sera réduit dans la même proportion que le courant dû au corps d'électrons thermiques. Après le tir du laser, les électrons photodétachés vont tourner autour des lignes du champ magnétique et ne pourront quitter la région illuminée que par diffusion collisionnelle. Dans ce cas ils vont se thermaliser à l'intérieur de la zone illuminée. Le temps de thermalisation des électrons dans le plasma du multipôle hybride est déterminé par les collisions électron-électron. Sur le tableau I nous comparons ce temps de thermalisation avec le temps nécessaire pour que le signal de photodétachement s'annule avant de s'inverser, pour différentes conditions de plasma.

Tableau I. — *Comparaison du temps de Maxwellianisation des électrons (Δt_{th}) et du temps nécessaire pour que le signal de photodétachement s'annule avant de s'inverser (Δt). Nous comparons ces temps pour un faisceau laser de 1,2 cm de diamètre et pour différentes pressions dans une décharge de 50 V, 5 A.*

[Comparison of the time of electron thermalization (Δt_{th}) with the time required for the photodetachment current pulse to cancel before its inversion (Δt). We compare these times for a laser beam of 1.2 cm diameter and for different pressures with a 50 V, 5 A discharge.]

P	Δt_{th} $\sim 1/\nu_{e-e}$	Δt
mtorr	μ s	μ s
2	1,4	0,7
3	0,42	0,96
5	0,19	1,37

Il apparaît que l'on peut faire la mesure des courants à un temps supérieur à celui nécessaire pour la thermalisation des électrons photodétachés pourvu que l'on utilise un faisceau laser de grand diamètre.

4. Processus physiques lors du photodétachement.

Pendant le tir du laser, la densité électronique passe brusquement de n_e à $n_e + n_-$ dans la région illuminée, tandis que la densité d'ions H⁻ devient nulle, car tous les ions H⁻ sont détruits. La densité d'ions

positifs n'est pas affectée par le photodétachement ; elle est la même dans la région illuminée et dans le reste du plasma. L'augmentation de la densité électronique ne provoque pas de changement de charge dans la région illuminée, il n'y a donc pas de différence de potentiel initiale entre la zone illuminée et le reste du plasma.

A partir de cette situation, des phénomènes de transport vont se développer entre la région illuminée et le reste du plasma pour résorber les gradients de densités d'espèces négatives entre les deux régions. Par ailleurs comme les vitesses des électrons et des ions H^- sont inégales, un déséquilibre des flux de particules négatives à l'interface des deux régions peut se produire : le flux de particules négatives quittant la région illuminée (les électrons) est plus important que le flux de particules négatives entrant dans la région illuminée (les électrons et les ions H^-). Dans ces conditions, les ions positifs de la région illuminée vont retarder le départ des électrons de cette région en formant un champ électrique ambipolaire.

Les ions positifs peuvent donc aussi jouer un rôle, en quittant la région illuminée en même temps que l'excès d'électrons. Néanmoins la comparaison des gradients de densité d'ions H^- et d'ions positifs entre les deux régions amène à penser que le phénomène dominant dans le rétablissement de l'état stationnaire va être le transport des ions H^- vers la zone illuminée. On arrive ainsi à un modèle où le départ d'un électron de la région illuminée est compensé par l'arrivée d'un ion H^- dans cette même région. Dans ces conditions, la durée du signal de photodétachement donne le temps pour que tous les électrons en excès dans la zone illuminée soient remplacés par des ions H^- et donne donc des informations sur la vitesse avec laquelle ces ions H^- pénètrent dans la zone illuminée. Nous nous proposons par la suite d'étudier l'évolution du signal des ions H^- en fonction de divers paramètres pour en déduire des informations sur la vitesse des ions H^- .

5. Vitesse des ions H^- .

Toutes ces expériences sont réalisées dans le multipôle hybride qui a été décrit dans d'autres publications [1] ; elles ont pour but d'étudier la vitesse des ions H^- dans le plasma.

1) Sonde à l'intérieur du faisceau laser ($r < D/2$).

La figure 2 représente le signal obtenu sur l'écran de l'oscilloscope après le tir du laser. L'interprétation du signal que nous faisons dans le cadre de notre modèle est la suivante [8] :

a) on constate sur la figure 2 que le signal commence par une montée rapide et atteint un plateau qui dure un temps Δt_1 .

Nous avons vu que le courant électronique ne changeait pas tant que la densité électronique gardait une valeur constante dans la région de collection de la sonde cylindrique.

Le plateau dure donc tant que l'excès de densité est inchangé dans cette région, le courant de photodétachement commence à chuter quand les premiers ions H^- arrivent dans la zone de collection de la sonde où ils remplacent des électrons. La durée du plateau donne donc la vitesse des ions H^- les plus rapides. Cette vitesse peut se calculer comme suit :

$$v_{\max} = (R - r)/\Delta t_1 \quad (2)$$

où R est le rayon du faisceau laser, r le rayon de collection de la sonde, et Δt_1 la durée du plateau ;

b) la durée totale du signal de photodétachement Δt_2 donne le temps pour que tous les électrons de la zone illuminée soient remplacés par des ions H^- . La fin du signal de photodétachement correspond donc à l'arrivée des derniers ions H^- , c'est-à-dire des plus lents. On peut donc calculer la vitesse la plus basse des ions H^- par la relation (3) semblable à (2). On remplace la durée du plateau par la durée totale du signal

$$v_{\min} = (R - r)/\Delta t_2 \quad (3)$$

Pour tester l'hypothèse contenue dans a), nous avons déplacé la sonde à l'intérieur du faisceau laser. On devrait voir la forme du signal de photodétachement changer au fur et à mesure que l'on se rapproche du bord de la zone illuminée. En particulier on s'attend à voir la durée du plateau diminuer, ou en d'autres mots, le courant de l'impulsion se réduire à des temps plus courts : lorsque la sonde est proche des bords du faisceau, les ions H^- ont une distance moins grande à parcourir pour se retrouver dans la zone de collection de la sonde, que lorsque la sonde est au centre du faisceau. La figure 3 montre les signaux obtenus sur la sonde pour différentes positions de la sonde à l'intérieur d'un faisceau laser de 0,8 cm de diamètre et pour une décharge de 3 mtorr, 50 V, 5 A. La figure 4 représente le temps à partir duquel le courant commence à chuter, Δt_1 pour différentes distances. Ces données permettent de définir une vitesse maximale ; dans ce cas elle est de $8,3 \times 10^5$ cm/s.

Comme vérification de b), nous avons mesuré la dépendance de la durée du signal en fonction du diamètre du faisceau laser pour une pression de 3 mtorr dans une décharge de 50 V, 5 A. La figure 5 montre que la dépendance est linéaire. Pour 3 mtorr, la vitesse déduite de la pente de la droite est 6×10^5 cm/s.

Nous avons mesuré la dépendance de la vitesse des ions H^- avec la pression. La figure 6 représente une vitesse intermédiaire entre la vitesse maximum et la vitesse « la plus basse » des ions H^- . Cette

Fig. 3. — Signaux obtenus sur l'écran de l'oscilloscope pour une décharge de 3 mtorr, 50 V, 5 A, lorsqu'on déplace la sonde radialement à l'intérieur du faisceau laser. Diamètre du faisceau laser : 0,8 cm. (a) $r = 0$; (b) $r = 1$ mm ; (c) $r = 2$ mm ; (d) $r = 3$ mm ; (e) $r = 4$ mm. Abscisse : $0,1 \mu\text{s/div.}$, ordonnée : $0,8 \text{ mA/div.}$

[Oscillograms for a 3 mtorr, 50 V, 5 A, discharge, when the probe is moved radially inside the laser beam. Diameter of the beam : 0.8 cm. (a) $r = 0$; (b) $r = 1$ mm ; (c) $r = 2$ mm ; (d) $r = 3$ mm ; (e) $r = 4$ mm. Abscissa : $0.1 \mu\text{s/div.}$, ordinate : 0.8 mA/div.]

Fig. 4. — Temps à partir duquel la densité électronique commence à diminuer pour différents éloignements de la sonde de l'axe du faisceau laser. Pour toutes ces mesures, la sonde reste à l'intérieur du faisceau laser. Décharge de 3 mtorr, 50 V, 5 A. Diamètre du faisceau laser : $D = 0,8 \text{ cm}$.

[Time at which the electron density starts going down, for different distances of the probe from the laser beam axis. In all these measurements, the probe remains inside the laser beam. 3 mtorr, 50 V, 5 A discharge. Laser beam diameter : $D = 0.8 \text{ cm}$.]

Fig. 5. — Durée totale du signal collecté par la sonde comme fonction du diamètre du faisceau laser. Décharge de 3 mtorr, 50 V, 5 A.

[Total duration of the probe signal versus the laser beam diameter. 3 mtorr, 50 V, 5 A discharge.]

vitesse est mesurée à partir de la durée que met le signal pour s'annuler une première fois avant de s'inverser ; elle est représentée sur la figure 7 comme fonction de la pression pour une décharge 50 V-5 A.

Fig. 6. — Dépendance de Δt , temps nécessaire pour que l'impulsion du courant collecté par la sonde s'annule (après l'impulsion laser) avant de s'inverser, en fonction du diamètre du laser pour quatre pressions différentes. Décharge de 50 V, 5 A.

[Dependence on laser beam diameter of the time, after the laser pulse, required for the probe current pulse to be cancelled, before its inversion. 50 V, 5 A discharge at four different pressures (2, 3, 5 and 20 mtorr).]

Fig. 7. — Représentation de la vitesse des ions H^- , calculée à partir des données de la figure 6 en fonction de la pression.

[Variation with pressure of the ion H^- velocity, calculated from the data shown on figure 6.]

La sonde est au centre d'un faisceau laser d'un diamètre de 0,6 cm. La figure 7 montre que cette vitesse varie comme $P^{-1/3}$, il semble donc que les collisions aient une influence sur la vitesse des ions H^- dans le plasma. On constate néanmoins que ces vitesses sont très supérieures aux vitesses thermiques des molécules du gaz.

2) Sonde hors du faisceau laser ($r > D/2$).

La figure 8 représente le signal collecté par la sonde après le tir du laser quand la sonde est à

Fig. 8. — Impulsion du courant collecté par la sonde après le tir du laser, lorsque la sonde est située à l'extérieur du faisceau laser. Décharge 3 mtorr, 50 V, 5 A. Abscisse : 0,2 μs /div. Ordonnée : 0,4 mA/div.

[Probe current pulse after the laser shot, when the probe is outside the laser beam. 3 mtorr, 50 V, 5 A discharge. Abscissa : 0.2 μs /div. Ordinate : 0.4 mA/div.]

l'extérieur du faisceau. Le signal commence après un retard Δt après le tir du laser et il ne présente plus de montée rapide comme c'est le cas lorsqu'il est à l'intérieur du faisceau laser.

Le retard observé entre le tir du laser et la montée du signal montre qu'un excès d'électrons arrive sur la sonde à un temps beaucoup plus long que la durée de tir du laser. La figure 9 représente le retard entre le tir du laser et le temps auquel le signal passe par un maximum comme fonction du déplacement de la sonde par rapport au point central du faisceau pour une décharge de 3 mtorr, 50 V, 5 A. L'examen de cette figure amène plusieurs remarques :

Le retard entre le tir du laser et le maximum du signal est constant quand la sonde est à l'intérieur du faisceau.

Lorsque la sonde est hors du faisceau, le retard entre le tir du laser et le maximum du signal augmente linéairement avec la distance à l'axe du faisceau. Les retards sont symétriques par rapport à l'axe du faisceau. Les pentes des deux droites observées pour $X > D/2$ et $X < -D/2$ étant égales.

On peut donc calculer une vitesse à partir de la pente ($dr/d\Delta t$). La vitesse que l'on trouve dans ce cas est de $7,1 \times 10^5$ cm/s. Cette vitesse peut être identifiée à la vitesse des ions H^- dans la mesure où c'est leur flux à l'intérieur de la zone illuminée qui détermine le départ des électrons de cette même zone.

Toutes les déterminations de vitesse que nous avons faites lors de ces expériences [9] ont donné

Fig. 9. — Retard $\Delta\tau$ entre le tir du laser et le temps que met le signal collecté par la sonde pour atteindre son maximum. X représente l'éloignement radial de la sonde à l'axe du faisceau du laser. Nous avons représenté sur la même figure le diamètre du faisceau laser : $D = 1$ cm. Décharge de 3 mtorr, 50 V, 5 A.

[Delay $\Delta\tau$ between the laser shot and the time when the signal collected by the probe attains its maximum. X represents the radial distance of the probe from the laser beam axis. We have represented on the same figure the laser beam diameter. $D = 1$ cm. 3 mtorr, 50 V, 5 A discharge.]

pour les ions H^- une vitesse de $(7,5 \pm 0,5) 10^5$ cm/s pour une décharge de 3 mtorr, 50 V, 5 A.

6. Effet du champ électrique sur la vitesse des ions H^- .

Le champ électrique qui se développe entre la région illuminée et le reste du plasma peut modifier de manière importante la vitesse des ions H^- qui pénètrent dans la région illuminée, aussi est-il nécessaire d'estimer son ordre de grandeur. En fait, on peut tenter de calculer l'ordre de grandeur de la différence de potentiel entre la région illuminée et le plasma environnant. Pour faire cette estimation, nous admettrons que :

a) les électrons dans le cylindre illuminé par le laser ont, après un certain temps, une distribution de Maxwell-Boltzman.

Ceci n'est approximativement vrai, qu'après que les électrons monoénergétiques issus du photodétachement aient été remplacés par des électrons thermiques du plasma environnant :

b) la température électronique est la même dans le cylindre illuminé par le laser que dans le plasma environnant.

Dans ces conditions, nous pouvons écrire la différence de potentiel entre la région illuminée et le reste du plasma comme :

$$\Delta V = (kT_e/e) \times \ln [(n_e + \Delta n_e)/n_e]. \quad (4)$$

La différence de potentiel maximum à laquelle est soumis un ion H^- pénétrant dans la région illuminée est donnée par la relation (4), dans laquelle on remplace Δn_e par n_- . En effet au fur et à mesure que les ions H^- pénètrent dans la région illuminée pour remplacer des électrons en excès, le terme Δn_e diminue, entraînant la réduction de la différence de potentiel entre la région illuminée et le reste du plasma, pour atteindre une valeur nulle quand les densités électroniques sont de nouveau égales dans les deux régions. On peut donc calculer la variation de vitesse maximale pour un ion H^- engendrée par une telle différence de potentiel

$$\frac{v_{-th}}{v_-} = \left(1 - \frac{2e\Delta V}{m_{H^-} v_-^2}\right)^{1/2} \quad (5)$$

où v_{-th} est la vitesse « thermique » de l'ion H^- et où v_- est la vitesse après accélération de ce même ion.

Nous pouvons estimer quel est cet effet sur la vitesse mesurée à 3 mtorr, 50 V, 5 A. On trouve en prenant $n_-/n_e = 0,12$, $T_e = 0,52$ eV, que $v_{-th}/v_- = 0,89$. L'effet du saut de potentiel entre la région illuminée et le reste du plasma ne peut rendre compte au maximum que pour 10 % de la vitesse mesurée. On voit aussi en regardant l'expression (4) que l'on peut minimiser l'effet sur les ions H^- de la différence de potentiel entre la région illuminée et le reste sur les ions H^- :

a) en faisant l'expérience à basse température électronique ;

Fig. 10. — Dépendance de la durée du signal collecté par la sonde en fonction de la tension générée sur une photodiode par le faisceau laser. Décharge de 3 mtorr, 50 V, 5 A. Diamètre du faisceau : $D = 1$ cm.

[Dependence of the duration of the signal collected by the probe versus the voltage generated on a photodiode by the laser beam. 3 mtorr, 50 V, 5 A discharge. Diameter of the beam : $D = 1$ cm.]

b) en réduisant le flux du laser, de manière à provoquer un faible excès de densité électronique Δn_e .

Nous avons testé expérimentalement s'il y a un effet du saut de potentiel sur la vitesse des ions H^- en réduisant le flux laser (procédure b).

La figure 10 montre que lorsqu'on diminue le flux laser d'un facteur de 150 la durée du signal de photodétachement est très faiblement affectée alors que Δn_e varie d'un facteur 6. L'effet du saut de potentiel ne peut donc pas rendre compte des vitesses que nous mesurons qui sont les vitesses thermiques des ions H^- .

Conclusion.

Dans ce travail, nous avons montré comment une description des mouvements des charges à travers la zone illuminée après le tir du laser nous conduit à interpréter la forme et la durée du signal collecté par la sonde et à en déduire une valeur de la vitesse des ions H^- .

Après le tir du laser, un déséquilibre des flux existe entre les particules négatives quittant et entrant dans la région illuminée. Ceci entraîne l'apparition d'une différence de potentiel entre la région illuminée et le reste du plasma pour rétablir l'équilibre des flux et assurer la neutralité dans la région illuminée. Nous avons estimé l'ordre de grandeur de la valeur maximum de cette différence de potentiel et nous évaluons son effet sur les vitesses mesurées des ions H^- . Nous trouvons que cette différence de potentiel entre les deux régions ne peut pas rendre compte de ces vitesses.

La mesure de sonde dans le faisceau laser permet

d'obtenir la densité d'ions négatifs présents dans le plasma et également la vitesse de ces ions. Nous avons limité notre analyse au cas où la fonction de distribution électronique dans le plasma est maxwellienne et d'autre part au cas où $n_-/n_e < 1$.

Dans le cas où la fde est très loin d'une maxwellienne, cette technique n'est pas adéquate. Son application au cas $n_-/n_e \geq 1$ est possible. En effet, on peut se mettre dans des conditions où la relation 1 reste valable en diminuant très fortement le flux du laser de manière à ce que la densité d'ions négatifs détachés soit beaucoup plus faible que la densité électronique. On peut donc toujours avoir $\Delta n_e/n_e < 1$ même si $n_-/n_e > 1$. Le signal de photodétachement présente alors les mêmes caractéristiques que celui de la figure 2 et on mesure la vitesse des ions négatifs par la procédure indiquée.

Cette méthode de mesure ne présente donc qu'une seule limitation qui est que la fonction de distribution électronique soit proche d'une maxwellienne. Le photodétachement par laser est la seule méthode existante actuellement capable de mesurer à la fois la densité et la vitesse des ions négatifs à l'intérieur d'un plasma. Enfin cette technique de mesure permet de faire des mesures locales de ces deux quantités en différents points du plasma.

Remerciements.

Je remercie Madame M. Bacal et Messieurs J. Bruneteau, R. A. Stern et J. Virmont pour des nombreuses discussions très enrichissantes.

Ce travail a été soutenu en partie par la bourse OTAN RG85/0452, par la Direction des Etudes, Recherches et Techniques et Oak Ridge National Laboratory.

Bibliographie

- [1] DEVYNCK P., BACAL M., BRUNETEAU J. and HILLION F., *Revue de Phys. Appl.*, **22** (1987) 753.
- [2] TAILLET J., *C.R. Acad. Sci. Paris* **269** (1969) 52.
- [3] BACAL M., HAMILTON G. W., BRUNETEAU A. M., DOUCET H. J. et TAILLET J., *Rev. Sci. Instrum.* **50** (1979) 719.
- [4] BACAL M. et HAMILTON G. W., *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 1538.
- [5] BACAL M., *Physica Scripta* **2/2** (1982) 467.
- [6] HAMILTON G. W., BACAL M., BRUNETEAU A. M., DOUCET H. J. et NACHMAN M., *Proceedings of the 2nd International Symposium on the Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams*, 1980, Brookhaven, Rapport BNL 51304, p. 90.
- [7] BACAL M., BRUNETEAU A. M. et NACHMAN M., *J. Phys. Lett.* **42** (1981) L-5.
- [8] DEVYNCK P., BRUNETEAU J., HILLION F., BACAL M. et STERN R., *Proceedings of the IAEA Technical Committee Meeting on Negative Ion Beam Heating*, Culham Laboratory (15-17 July 1987).
- [9] STERN R. A., BACAL M., DEVYNCK P. et HILLION F., *Rapport P.M.I. 1822* (janvier 1987).