Mesure de vitesse dans les jets de plasma

P. Cambray

► To cite this version:

P. Cambray. Mesure de vitesse dans les jets de plasma. Revue de Physique Appliquée, 1977, 12 (7), pp.1039-1042. 10.1051/rphysap:019770012070103900 . jpa-00244274

HAL Id: jpa-00244274

<https://hal.science/jpa-00244274>

Submitted on 1 Jan 1977

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
 0.697 — 6.338 — 6.530

MESURE DE VITESSE DANS LES JETS DE PLASMA (*)

P. CAMBRAY

Laboratoire d'Energétique et de Détonique
 L. A. 193 du C. N. R. S., 86034 Poitiers Cedex, France

(Reçu le 30 décembre 1976, accepté le 4 avril 1977)

Résumé. — Une méthode de mesure de vitesse dans les jets de plasma supersoniques, basée sur la détermination du décalage Doppler, a permis de déterminer le champ de vitesse dans un jet d'hélium avec une précision de $\pm 5\%$, grâce à l'utilisation de l'inversion d'Abel.

Abstract. — A method for measuring the velocity in arc-heated, supersonic plasma flows, based on determining the Doppler shift, has yielded radial velocity profiles to an accuracy of $\pm 5\%$ (by means of the Abel inversion) in a helium jet.

Afin de préciser la structure aérothermique des jets de plasma supersoniques (par comparaison des profils de vitesse et de température comme dans le cas des jets subsoniques [1]), il est nécessaire de déterminer avec précision la vitesse en chaque point de ces jets. Nous avons expérimenté une méthode de détermination des champs de vitesse de tels jets basée sur la mesure du décalage, par effet Doppler, des raies de leur spectre d'émission.

Dans le cas de jets optiquement minces, de symétrie cylindrique et de vitesse uniquement axiale tels que ceux que nous étudions, il est possible de déduire la distribution radiale de la vitesse au sein du jet à partir de la distribution latérale de la luminance de ce jet en employant l'inversion d'Abel (cf. par exemple [2, 3]). Toutefois, on sait que cette inversion entraîne un accroissement des erreurs qu'on ne peut, le plus souvent, limiter que par un lissage préalable des résultats expérimentaux [4]. Ceci a conduit plusieurs auteurs [5, 6, 7] à utiliser une méthode simplifiée d'interprétation des mesures ne faisant pas intervenir d'inversion.

Ces deux méthodes ont été utilisées pour déduire d'une série de mesures du décalage Doppler, le champ de la vitesse dans un jet d'hélium débouchant dans une enceinte basse pression, et caractérisé par les paramètres suivants :

- débit d'hélium : 35×10^{-6} kg/s,
- intensité dans l'arc : 80 A,
- tension aux bornes de l'arc : 41 V,
- pression ambiante dans l'enceinte : 1,8 torr,
- distance de la section de mesure à la section d'éjection : 5 mm,
- diamètre de la tuyère : $D = 3$ mm.

La comparaison des résultats ainsi obtenus montre la nécessité d'utiliser l'inversion d'Abel pour conserver toute sa précision à la technique de mesure présentée.

1. Dispositif expérimental. — Le montage expérimental que nous avons utilisé pour la mesure du décalage Doppler comportait essentiellement deux parties :

— d'une part, un dispositif de visée (Fig. 1) définissant deux axes optiques situés dans un même plan à

FIG. 1. — Schéma du dispositif de visée.

[Schematic diagram of the viewing arrangement.]

une distance y de l'axe de symétrie du jet ; à l'axe (AL₁ L₃ D), orthogonal à la vitesse, correspondait un spectre non décalé par effet Doppler qui servait de référence en longueur d'onde pour la mesure du décalage du spectre correspondant à l'axe (AL₂ M₁ M₂ L₃ D) de visée oblique ($\theta = 65^\circ$) ; l'emploi d'une telle référence permettait de ne pas

(*) Communication présentée au congrès national de physique des plasmas, Paris, 6-10 décembre 1976.

introduire d'erreur liée à un éventuel décalage du spectre par effet Stark [2] ; les lentilles L_1 et L_2 étant identiques (distances focales $f_1 = f_2 = 0,8$ m), on formait à l'aide de L_3 ($f_3 = 0,1$ m) deux images du jet sensiblement identiques et confondues dont le déplacement (obtenu à l'aide de deux vis micrométriques positionnant la lentille L_3) par rapport au diaphragme D (carré de $1/100$ mm de côté), permettait l'analyse spatiale du jet en faisant varier la distance y ou la distance z du point A d'intersection des axes de visée au plan vertical de l'extrémité aval de la tuyère (cf. Fig. 1) ; la résolution spatiale était de l'ordre de $0,1$ mm ;

— d'autre part, un dispositif d'analyse spectrale (Fig. 2) associant un interféromètre de Pérot et Fabry

FIG. 2. — Dispositif d'analyse spectrale.
[Spectral analyser.]

(dont les caractéristiques essentielles sont indiquées sur le tableau I), un monochromateur de type Czerny-Turner et un photomultiplicateur refroidi par une circulation d'azote liquide ; l'exploration en longueurs d'onde était obtenue par l'application d'une tension en dent de scie à trois quartz piézoélectriques formant le

TABLEAU I

Caractéristiques de l'interféromètre de Pérot-Fabry
[Pérot-Fabry interferometer characteristics]

Distance entre les miroirs (e)	: $9,39 \pm 0,01$ mm
Diamètre utile (sans diaphragme)	: 50 mm
Espace libre interordre à $5\,876\text{ Å}$	: $0,183\,9 \pm 0,000\,3\text{ Å}$
Diamètre du diaphragme (non schématisé)	: 5 mm
Distances focales des lentilles associées	: $L_4\,0,5$ m
	: $L_5\,0,1$ m
Largeur de la fonction d'appareil	: $< 0,01\text{ Å}$.

support de l'un des miroirs de l'interféromètre. Cette tension était simultanément appliquée à l'entrée X d'un oscillographe cathodique à mémoire dont l'entrée Y recevait la tension délivrée par le photomultiplicateur. L'emploi d'un oscillographe à mémoire permettait de minimiser l'influence des fluctuations de la luminance du jet sur les spectres enregistrés qui correspondaient chacun à plus de dix balayages successifs du spectre ; le monochromateur était réglé de façon à avoir une bande passante de 10 Å centrée sur la lon-

gueur d'onde λ_0 de la raie utilisée pour les mesures (He I $5\,876\text{ Å}$) ; l'enregistrement des spectres était effectué alternativement en interceptant l'un ou l'autre des faisceaux lumineux (perpendiculaire et oblique), et le niveau de référence pour les amplitudes était obtenu par obturation du diaphragme D.

2. **Analyse des enregistrements.** — Des expériences préliminaires ayant montré qu'on pouvait assimiler le profil de la raie à une fonction gaussienne, un profil théorique représenté par :

$$F(y, x) = \sum_{m=-2}^{m=2} A \exp(-\alpha(x - m \Delta x - x_0)^2) \quad (1)$$

(similaire à celui utilisé dans [3]) était ajusté à l'aide d'un calculateur électronique de façon à rendre minimal l'écart quadratique moyen entre les points calculés suivant (1) et les points du spectre expérimental dont les coordonnées étaient lues sur les oscillogrammes à l'aide d'un lecteur de courbe digital. Le coefficient Δx dans (1) représente l'espace libre interordre et la sommation permet de tenir compte du recouvrement partiel des spectres correspondant à des ordres d'interférences consécutifs. La figure 3 montre que l'accord

FIG. 3. — Comparaison des profils spectraux : Δ calculés en supposant un profil Gaussien ; $\blacktriangledown$ obtenus expérimentalement.
[Comparison of spectral profiles : Δ computed assuming Gaussian profile ; $\blacktriangledown$ experimental.]

entre les points expérimentaux et les points calculés est excellent. Les coefficients ainsi déterminés (A , α , Δx et x_0) définissaient les spectres enregistrés orthogonalement et obliquement pour chaque distance latérale y et permettaient de calculer trois paramètres A_y , α_y (caractérisant l'amplitude et l'élargissement de la raie) et X_y (caractérisant le décalage Doppler). Les résultats de ce calcul sont résumés sur la figure 4 (la distance y est rapportée au rayon $D/2$ du canal cylindrique

FIG. 4. — Variation transversale des paramètres X , α et A définissant respectivement le décalage, l'élargissement et l'intensité de la raie analysée.

[Transversal variation of the parameters X , α and A respectively defining shift, broadening and intensity of the analysed line].

de la tuyère utilisée). La luminance du jet observé obliquement pouvait donc s'écrire, en posant

$$X_y = \lambda_0 \cos \theta u_y / c :$$

$$L(y, \lambda) = A_y \exp \left(- \alpha_y \left(\lambda - \frac{\lambda_0 \cos \theta}{c} u_y \right)^2 \right) . \quad (2)$$

3. **Calcul de la vitesse.** — L'inversion d'Abel de la fonction $L(y, \lambda)$ à λ fixée (pour 50 valeurs de λ) fournissait ensuite un réseau de courbes dont on déduisait le coefficient d'émission :

$$\varepsilon \left(r, \lambda - \frac{\lambda_0 \cos \theta}{c} u_1(r) \right) .$$

Le champ de vitesse $u_1(r)$ correspondant est représenté par la courbe 1, figure 5 (les distances radiales

FIG. 5. — Comparaison des profils de vitesse obtenus : X en utilisant l'inversion d'Abel ; $\square$ sans utiliser l'inversion d'Abel. [Comparison of velocity profiles computed with ($\times$) and without ($\square$) using the Abel inversion].

sur cette courbe sont rapportées au rayon $D/2$ du canal cylindrique de la tuyère).

La méthode d'optimalisation de la fonction $F(y, \lambda)$ décrite ci-dessus permettait de déterminer au centre du jet les coefficients A_y et α_y à 5 % près et u_y à 1 % près. Par ailleurs, le schéma numérique utilisé pour effectuer l'inversion d'Abel [4] n'introduit aucune erreur notable pour des fonctions décroissant de façon monotone quand y croît (cf. [4] inversion de fonctions tests) et il n'a pas été nécessaire de lisser les résultats expérimentaux au centre du jet ($2r/D < 0,8$). Ainsi, nous estimons que l'incertitude sur le champ de vitesse $u_1(r)$ varie de 4 % environ au centre du jet à 10 % à la limite de la zone étudiée.

Le champ de vitesse $u_2(r)$ correspondant à la méthode d'interprétation des mesures sans inversion d'Abel était obtenu en prenant, pour chaque valeur de la distance r , la vitesse $u_2(r)$ égale à la vitesse u_y de l'expression (2) pour $y = r$. Les résultats ainsi obtenus sont résumés par la courbe 2 (Fig. 5).

Le champ de vitesse $u_2(r)$ est systématiquement inférieur au champ $u_1(r)$, la différence atteignant 8 % au centre du jet, c'est-à-dire, très supérieure à l'incertitude sur $u_1(r)$. L'utilisation de l'inversion d'Abel est donc pleinement justifiée dans ce cas.

Signalons que des mesures effectuées par D. P. Aeschlimann et R. A. Hill sur un jet supersonique de plasma d'argon [2] font apparaître une différence de l'ordre de 15 % au centre du jet entre les champs $u_1(r)$ et $u_2(r)$.

Enfin, le profil de raie après inversion étant pratiquement gaussien, nous avons calculé la température des particules neutres correspondant à la largeur de la raie mesurée [3]. Cette température était de l'ordre de 4 000 K. La précision de ce résultat est assez médiocre en raison principalement du recouvrement partiel des spectres (cf. § 2) et du manque de données précises pour l'estimation des causes d'élargissement de la raie autres que l'effet Doppler ; l'incertitude sur la température est, en conséquence, estimée à + 10 % et - 25 %.

4. **Conclusion.** — La technique de mesure de vitesse dans les jets de plasma supersoniques que nous avons expérimentée permet de déterminer le champ de vitesse dans un jet stable avec une précision de l'ordre de 5 %, grâce à l'emploi de l'inversion d'Abel. Toutefois, pour des mesures sur des jets instables dont les fluctuations de vitesse seraient de l'ordre de 10 %, il serait préférable d'utiliser une méthode d'interprétation des mesures sans inversion d'Abel en tenant compte du fait que celle-ci conduit à des valeurs de la vitesse sous-estimées de 10 à 15 % environ au centre du jet.

Bibliographie

- [1] CAMBRAY, P., FAUCHAIS, P., LORIGÉON, M., MANSON, N. et VEYSSIÈRE, M., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **274** (1972) 675.
 - [2] AESCHLIMAN, D. P. et HILL, R. A., *Appl. Opt.* **11** (1972) 148.
 - [3] AESCHLIMAN, D. P. et EVANS, D. L., *J. Quant. Spectros. Radia. Transfer* **16** (1976).
 - [4] FLEURIER, C. et CHAPPELLE, J., *Comput. Phys. Commun.* **7** (1974) 200.
 - [5] KOGELSCHATZ, I., *A. I. A. A. Journal*, **8** (1970) 151.
 - [6] FRADKIN, D. B., BLACKSTOCK, A. W., ROEHLING, D. J., STRATTON, T. F., WILLIAMS, M. et LIEWER, K. W., *A. I. A. A. Journal* **8** (1970) 886.
 - [7] MALLIARIS, A. C. et LIBBY, D. R., *A. I. A. A. Journal* **9** (1971) 160.
-