

MESURE DE DENSITE EN ECOULEMENT PAR DIFFUSION DE RAYLEIGH : METHODE DE CALIBRATION PAR POLARISATION DU FAISCEAU INCIDENT

Igor Kurek ^{a,*}, Thomas Castelain ^a, Pierre Lecomte ^a, Emmanuel Jondeau ^a, Christophe Bailly ^a

(a) Univ Lyon, Ecole Centrale de Lyon, CNRS, Univ Claude Bernard Lyon 1, INSA Lyon, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR5509, 69130, Ecully, France

*Correspondant: igor.kurek@ec-lyon.fr

Résumé : La diffusion de Rayleigh permet la mesure de la masse volumique à très haute cadence d'acquisition et de façon non intrusive dans un écoulement. Le dispositif utilise un faisceau laser qui éclaire le volume de mesure et un montage optique pour mesurer la diffusion de Rayleigh de ce volume. Il est ici mis en œuvre sur un jet libre à basse vitesse et à température contrôlée. La calibration du système est classiquement réalisée en faisant varier la masse volumique de l'écoulement à l'aide d'une variation de la vitesse en écoulement compressible ou de la température en écoulement incompressible. Une nouvelle méthode de calibration est proposée dans ce travail, basée sur la polarisation du faisceau laser incident. Cette méthode est plus simple à mettre en œuvre en comparaison des approches par variation de vitesse ou en température de l'écoulement. Une étude comparative est menée avec la méthode de calibration par variation de température et il est montré un écart de l'ordre de 2% sur les résultats, ce qui appuie l'efficacité de la méthode de calibration proposée.

1 Introduction

Dans un écoulement compressible, la détermination des sources de bruit requiert la connaissance de la vitesse, de la température et de la masse volumique. Pour cela, le développement de méthodes optiques non intrusives est envisagé. L'une d'entre elles repose sur l'analyse de la diffusion de Rayleigh de la lumière par des molécules contenues dans un volume de mesure, qui permet entre autres la mesure à haute cadence de la masse volumique. En effet, les molécules du gaz dans l'écoulement, éclairées par un faisceau laser continu ou pulsé, sont soumises à une excitation électromagnétique et diffusent une partie de cette lumière. Si la composition du gaz est fixée, l'intensité totale de la lumière diffusée par le volume est directement proportionnelle à la masse volumique ρ du gaz dans ce dernier. De plus, dans des écoulements à basse vitesse où les fluctuations de pression peuvent être négligées devant les fluctuations de température, l'estimation de la masse volumique peut être utilisée pour retrouver les fluctuations de température [1]. La relation entre puissance de la lumière collectée et masse volumique est estimée expérimentalement via une calibration in situ. Une première méthode de calibration consiste à faire varier ρ en modifiant la vitesse de l'écoulement de manière maîtrisée, et en disposant d'une zone où l'écoulement est isentropique. Cette méthode nécessite de disposer d'une installation permettant une variation suffisante de la vitesse de l'écoulement, et n'est adaptée qu'aux écoulements compressibles. Une seconde méthode, utilisant la loi des gaz parfaits, consiste à imposer une variation de ρ en modifiant la température de l'écoulement. Cette méthode est adaptée aux écoulements incompressibles mais nécessite de pouvoir changer la température de l'écoulement étudié de manière maîtrisée. Ces

méthodes de calibration sont principalement contraintes par la plage de variation de la masse volumique du fluide. Une grande variation de la masse volumique est expérimentalement difficile à réaliser par variation de la température ou de la vitesse. On conjecture que cette limitation soit à l'origine du fait que dans les courbes de calibration obtenues dans de précédentes études [2, 3, 4], l'ordonnée à l'origine, correspondant à la valeur de puissance lumineuse collectée pour une masse volumique nulle, soit négative. Ce résultat ne s'explique pas physiquement mais pourrait provenir d'une inaccessibilité des points de mesure pour de faibles valeurs de ρ . Dans ce contexte, on présente ici une méthode de calibration ne reposant plus sur la variation de ρ , mais sur la variation de la direction de polarisation du faisceau laser d'excitation du volume de mesure. Cette approche permet de réaliser une calibration pour des écoulements compressibles et incompressibles à masse volumique constante.

Le texte est organisé de la manière suivante : le principe de la diffusion de Rayleigh est présenté à la Section 2. La Section 3 présente sa mise en œuvre expérimentale et les différentes méthodes de calibration. Ensuite, des résultats expérimentaux de calibration de la méthode en température et en polarisation ainsi qu'une discussion sont présentés Section 4. La conclusion est donnée en Section 5.

2 Principe de la diffusion de Rayleigh

Le phénomène de diffusion d'une lumière par des particules plus petites que la longueur d'onde de la lumière incidente s'explique par la théorie de Rayleigh. Le phénomène est élastique, ce qui signifie qu'il n'y a pas de pertes d'énergie lors de la diffusion. La lumière est diffusée dans toutes les directions, avec

une intensité variant selon l'angle ψ entre la polarisation du faisceau incident de longueur d'onde λ et la direction d'observation tel qu'illustré sur la Figure (1). La puissance lumineuse P_s diffusée par les molécules présentes dans un volume V_s s'exprime par :

$$P_s = \frac{\rho N_A}{\mathcal{M}} V_s \frac{\partial \sigma^\perp}{\partial \Omega} d\Omega \sin^2(\Psi) I, \quad (1)$$

où N_A et \mathcal{M} sont respectivement le nombre d'Avogadro et la masse molaire de l'air. Le terme $\partial \sigma^\perp / \partial \Omega$ est la section efficace de diffusion de la molécule. Il caractérise la capacité d'une molécule à diffuser la lumière. L'angle solide sur lequel la lumière diffusée est collectée est $d\Omega$. Il dépend de l'optique de collection utilisée. Finalement, ψ est l'angle entre la direction de polarisation du faisceau incident et la direction d'observation. La puissance diffusée est de l'ordre de $10^{-11}W$ pour le dispositif utilisé, et ne peut donc pas être simplement mesurée par un wattmètre ou une photodiode. La puissance P_s est mesurée en utilisant un photomultiplicateur, sous la forme d'un flux de photons d'énergie hc/λ , avec h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière dans le milieu. Le flux de photon mesuré est noté ϕ et s'exprime par [5] :

$$\phi = Q_E \delta \Omega V_s \underbrace{\frac{\lambda N_a}{hc \mathcal{M}} \frac{\partial \sigma^\perp}{\partial \Omega} \sin^2(\psi) I_i}_{\kappa} \rho + \phi_{amb}, \quad (2)$$

avec Q_E l'efficacité quantique du photomultiplicateur, qui définit la probabilité d'un photon collecté à être détecté par ce dernier. Le flux de photons ambiant, c'est-à-dire associé à la lumière ambiante et ne résultant donc pas de la diffusion de la lumière dans le volume sondé, est noté ϕ_{amb} . La masse volumique est déduite de ce signal en apportant les traitements adaptés, notamment à la réduction de l'effet du shot-noise et du passage de poussières dans le volume de mesure [6].

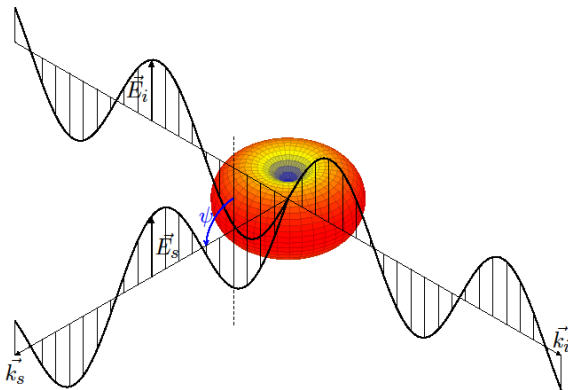


Figure 1 : Diagramme de diffusion de Rayleigh. \vec{E}_i et \vec{E}_s sont les champs électriques incidents et diffusés. \vec{k}_i et \vec{k}_s sont les directions de propagation associées. Le tore représente l'intensité de la lumière diffusée selon ψ .

3 Mesures par diffusion de Rayleigh

3.1 Méthodes de calibration

Il est en principe possible de s'appuyer sur le modèle correspondant à l'équation (1) pour déterminer ρ à partir de la mesure de ϕ et de la détermination préalable de l'ensemble des autres coefficients, qui peuvent être maintenus constants pour une configuration expérimentale donnée. Toutefois en pratique, la détermination individuelle de ces paramètres est problématique; on préfère mettre en œuvre une calibration in situ, en évaluant directement la seule valeur du coefficient κ dans l'équation (2). La masse volumique est alors directement liée au flux de photons en utilisant l'expression suivante :

$$\phi - \phi_{amb} = \kappa \rho. \quad (3)$$

Un processus de calibration est nécessaire pour déterminer la constante de proportionnalité κ entre le flux de photons et la masse volumique de l'air, ainsi que la lumière parasite résiduelle collectée. Les coefficients de calibration sont obtenus par régression linéaire sur les points de mesure. Trois méthodes de calibration sont présentées ici. La première méthode s'appuie sur les propriétés des écoulements isentropiques et a été développée par Panda et Seasholtz [3]. La deuxième méthode utilise la loi des gaz parfaits pour un écoulement non isotherme. La troisième s'appuie sur la polarisation de la lumière incidente et constitue la contribution principale de cette étude. Une mesure comparative avec la méthode de calibration en température est menée à la Section 4.

3.1.1 Lois isentropiques

La masse volumique d'un écoulement compressible varie en fonction de sa vitesse. En pratique, la vitesse de l'écoulement est contrôlée via la pression totale. En utilisant les conditions isentropiques, la masse volumique ρ dans un écoulement est donnée par :

$$\rho = \frac{P_t}{r T_t} \left(\frac{P_t}{P_{amb}} \right)^{\frac{1}{\gamma}}, \quad (5)$$

avec P_t et T_t la pression et la température totale, P_{amb} la pression ambiante, r la constante spécifique du gaz parfait et γ le rapport des chaleurs spécifiques. Dans un contexte d'étude des jets, cette méthode présente l'avantage d'établir une calibration avec des conditions d'écoulement similaires à celles étudiées. Cependant, l'étendue des valeurs de masse volumique disponibles sur une installation est limitée. Pour une vitesse de l'écoulement variant entre Mach 0.1 et 0.9 la masse volumique ρ passe de 1.35 à 1.15 $kg.m^{-3}$. Cela nécessite de disposer d'une installation permettant de faire varier suffisamment le nombre de Mach. Cette méthode ne peut s'appliquer qu'aux écoulements compressibles.

3.1.2 Loi des gaz parfaits

Ce processus d'étalonnage est adapté aux écoulements incompressibles dont on peut paramétrer la température. La masse volumique en est déduite à l'aide de la loi des gaz parfaits :

$$p = \rho r T, \quad (6)$$

où p est la pression statique. Par conséquent, la masse volumique est diminuée en augmentant la température. Cette méthode nécessite de pouvoir changer la température de l'écoulement étudié de manière maîtrisée. La température est surveillée à l'aide d'un thermocouple placé dans la section de sortie de l'installation, dans l'écoulement potentiel. Sur l'installation utilisée, la température de départ peut être portée jusqu'à 90°C. La plage de variation de ρ est de l'ordre de 0.95 à 1.1 kg.m⁻³ pour une température allant de 20 à 80°C.

3.1.3 Polarisation du faisceau incident

La méthode développée ici repose sur la modification maîtrisée de l'orientation de la polarisation déterminée par l'angle ψ dans l'équation (2), du faisceau éclairant le volume de mesure. Ainsi, la masse volumique reste constante, et est notée ρ_0 . En distinguant ce terme dans l'équation (2), on introduit une nouvelle constante κ' . L'équation (3) devient alors :

$$\phi = \kappa' \sin^2(\psi) \rho_0 + \phi_{amb}. \quad (7)$$

Pour effectuer cette calibration, l'angle de polarisation ψ est piloté par l'orientation modifiable d'une lame demi-onde placée sur le chemin optique en sortie de laser et varie entre 0 et $\pi/2$. Le flux de photons varie alors sur une étendue $\kappa' \rho_0$, plus grande qu'avec les méthodes précédentes. Sa valeur minimum est ϕ_{amb} pour $\psi = 0^\circ$ et sa valeur maximum correspond au flux obtenu pour une diffusion à masse volumique ambiante ρ_0 .

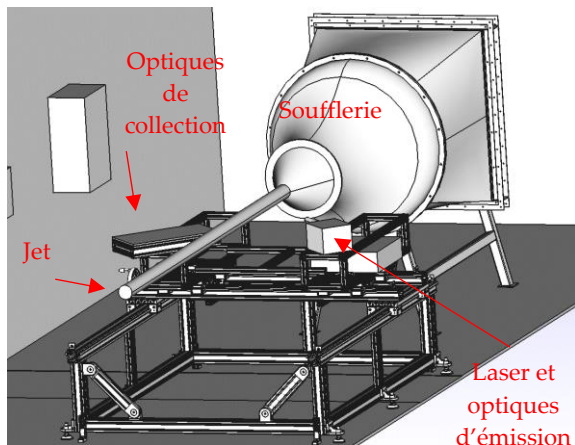


Figure 2 : Représentation de la soufflerie et des optiques d'émission (cf. figure 3) et de collection (cf. figure 4) en 3D.

3.2 Configuration expérimentale

La Figure (2) montre une représentation en 3D du montage expérimental. Le faisceau incident est émis par un laser continu, à fibre (ALS©-GR-65). La puissance maximale du faisceau est 5W, et le spectre de la lumière émise est centré sur 532 nm, avec une largeur spectrale de 200 kHz. La chaîne d'émission du faisceau laser est présentée sur la Figure (3). Le faisceau est agrandi via un montage afocal afin de ne

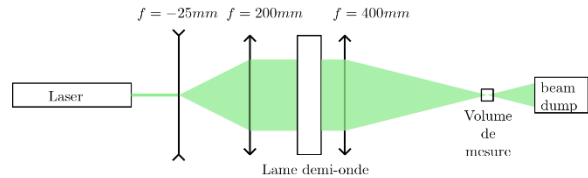


Figure 3 : Optique d'émission du faisceau laser comprenant la lame demi-onde

pas dépasser le seuil d'intensité surfacique admis par la lame demi-onde. L'orientation de la lame est contrôlée par une monture cinématique motorisée Thorlabs, Inc K10CR1/M. Le faisceau est ensuite focalisé par une lentille convergente de focale $f = 400$ mm. Le point de focalisation du faisceau laser définit l'emplacement du volume de mesure. Ce dernier est placé, pour cette étude, dans l'écoulement potentiel d'un jet libre. Finalement, le faisceau laser est arrêté par un *beam dump*. La température de l'écoulement est mesurée grâce à un thermocouple de type K, et un conditionneur Omega™ DP9800-TC. Un empilement de résistances chauffantes est placé après l'aspiration de la soufflerie pour pouvoir chauffer le jet. Il est composé de trois résistances de 6 kW non régulées, et d'une résistance régulée d'une puissance maximum de 15 kW. Un filtre est placé à l'aspiration de la soufflerie pour réduire la masse volumique de poussière dans l'écoulement et limiter la diffusion de Mie, indésirable ici. L'optique de collection est présentée sur la Figure (4). La lumière est collectée par un ensemble de deux lentilles convergentes couplées, de distances focales respectives $f = 450$ et 200 mm et d'un diamètre de 110 mm. Un filtre spatial, sous la forme d'un pinhole rectangulaire de largeur 200 μm , est placé au point focal de la deuxième lentille : il permet de définir la largeur du volume de mesure (ici 600 μm). La lumière est ensuite focalisée sur l'élément sensible d'un photomultiplicateur Hamamatsu© H7422p-40. Toute l'optique de collection est placée dans une boîte noire, occultant la lumière provenant de l'extérieur, à l'exception d'une ouverture circulaire, dans laquelle se trouve la lentille frontale du collecteur. Le signal de sortie du photomultiplicateur est numérisé par une carte d'acquisition National Instrument™ NI-5160. Ce système permet

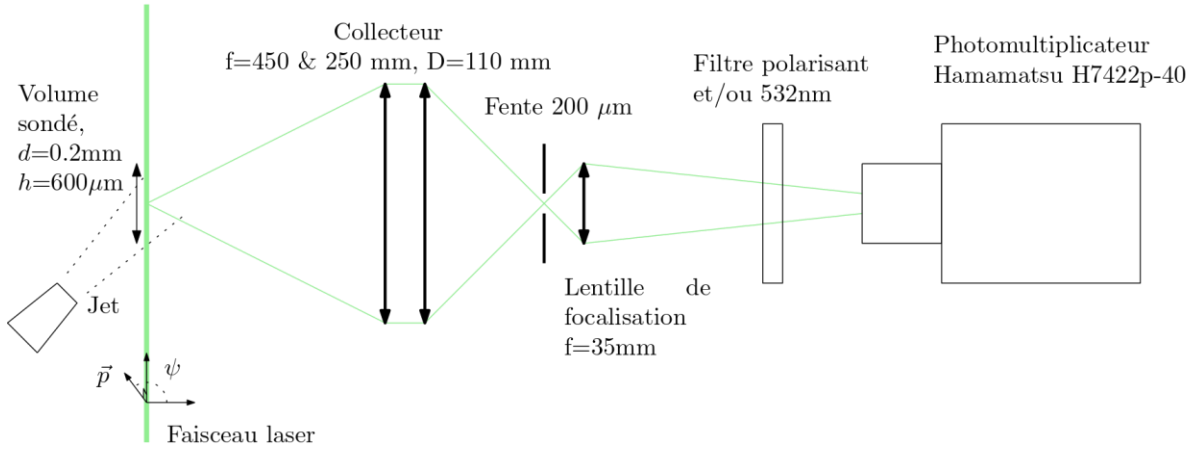


Figure 4 : Optique collectrice de la lumière diffusée

l'acquisition du signal à une fréquence de 1.25 GHz sur une période de 0.86 s, ce qui correspond à 10^9 points. Les mesures de flux de photons et donc de masse volumique présentées correspondent aux valeurs moyennes obtenues pendant cet intervalle de temps.

4 Résultats de calibration et discussion

Des mesures de flux de photons par variation de la température de l'écoulement et par variation de la polarisation du faisceau incident sont présentées successivement puis comparées.

4.1 Calibration par variation de la température de l'écoulement

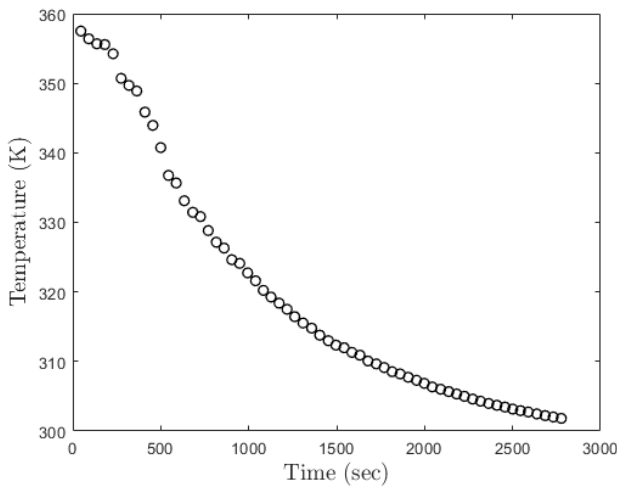


Figure 5 : Courbe de refroidissement du jet

Pour procéder à la calibration par variation de la température de l'écoulement, les mesures sont faites pendant la phase de refroidissement du jet, préalablement chauffé à 357 K. La Figure (5) montre l'évolution de la température du jet. Les mesures sont uniformément espacées en temps. Le temps de la mesure complète est de 46 minutes. La figure (6) présente la mesure du flux de photons en fonction de la masse volumique de l'écoulement. Pour trouver les coefficients κ et ϕ_{amb} , une régression linéaire est faite

conformément à l'Eq (3). En fonction de la plage de données choisie, plusieurs régressions sont possibles. On remarque que l'évolution de du flux de photons ϕ semble linéaire entre $\rho = 0.99$ et 1.115 kg.m^{-3} . La première calibration est effectuée en excluant les points hors de cet intervalle. Une deuxième régression est effectuée sur l'intervalle où les points présentent le moins de dispersion par rapport à la linéarité, entre 324 et 312 K. Cela correspond à une plage entre 1.07 et 1.115 kg.m^{-3} pour la masse volumique. L'écart relatif à la première régression entre les deux valeurs de κ est de 1.7%. Les valeurs de κ et ϕ_{amb} déterminées en utilisant tous les points expérimentaux sont respectivement 1.96×10^7 et 7.06×10^6 photons/s. Cela représente une erreur de 19% sur κ , et donc sur les fluctuations de masse volumique. Ce résultat met en évidence la sensibilité du choix des points utilisés pour réaliser la calibration. Le fait que certaines valeurs s'éloignent de la régression linéaire peut s'expliquer par le fait que le thermocouple ne mesure pas la température au point de mesure de la diffusion

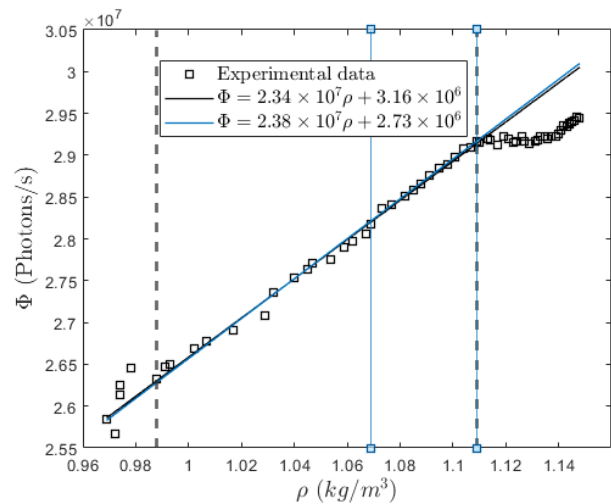


Figure 6 : Courbe de calibration en température. Les lignes verticales pointillées noirs correspondent à la plage de données de la première calibration entre 312 et 350 K. Les lignes verticales bleues correspondent à l'intervalle de régression linéaire entre 324 et 312 K.

de Rayleigh. En effet, bien que la température soit en théorie uniforme dans un écoulement potentiel, l'inertie thermique des parois de la soufflerie en contact avec l'air ambiant, et la chaleur transmise au jet par les résistances chauffantes ne garantit pas une température uniforme de l'écoulement en sortie de buse en régime transitoire. Une autre hypothèse serait une légère dérive de la puissance du laser au cours du temps, qui causerait le petit ressaut de la partie supérieure de la courbe.

4.2 Calibration par polarisation du faisceau incident

L'angle ψ 90° (ou 0°) de polarisation est déterminé dans un premier temps, car cette référence ne correspond pas nécessairement à celle de la monture. Cette étape se fait en imposant une rotation de la lame, et donc de ψ sur une plage suffisamment grande pour pouvoir identifier un maximum ou minimum local dans le flux de photons mesuré, et minimiser au sens des moindres carrés la différence entre un \sin^2 et les points expérimentaux. Le même jeu de données peut être utilisé pour calibrer le système, bien que la détermination au préalable de la référence angulaire de la lame permette de mieux cibler ses points de mesure. On impose une variation de ψ de 10° à 170° par pas de 2° ; pour chaque valeur de ψ , une mesure de masse volumique moyenne est effectuée. La zone angulaire couverte doit être suffisamment étendue pour ajuster la courbe au mieux à l'aide d'une fonction \sin^2 , conformément à l'équation (7). Cependant, les zones proches des minima locaux ne sont pas utilisées, du fait de la sensibilité accrue de ces points à la luminosité ambiante, susceptible de varier au cours de la calibration. Le résultat de cet ajustement est présenté sur la Figure (7), avec $\psi = 90^\circ$:

$$\phi = 2.43 \times 10^7 \rho + 1.68 \times 10^6$$

Par rapport au deuxième résultat (en bleu) de calibration présenté sur la Figure (6), il y a une différence relative de 2% sur κ et de 38% sur ϕ_{amb} . La

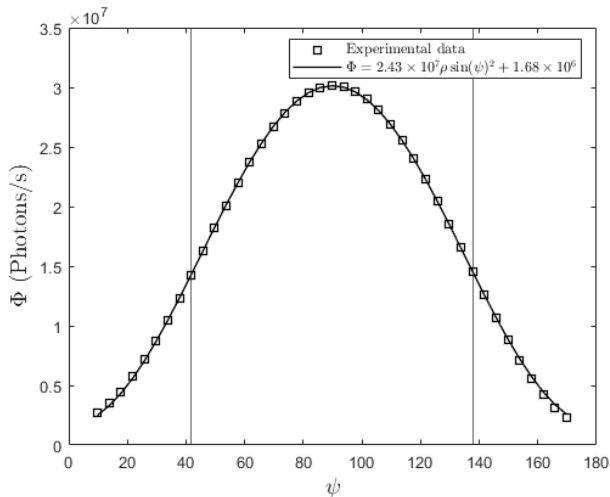


Figure 7: Courbe de calibration par variation de la polarisation du faisceau incident

différence sur la luminosité ambiante peut s'expliquer principalement par un changement des conditions lumineuses dans la pièce entre les deux mesures, ou bien par une erreur sur le coefficient κ , très sensible au nombre de points considérés pour la régression linéaire. Cette méthode présente par ailleurs l'avantage d'être réalisée plus rapidement, et sans changer la température de la pièce, ce qui contribue à la stabilité du dispositif de mesure.

5 Conclusion

Un dispositif expérimental a été conçu pour réaliser des mesures de masse volumique par diffusion de Rayleigh en écoulement libre. L'investigation des différentes méthodes de calibration classiquement utilisés montre une dépendance de la précision de cette calibration aux points de fonctionnement atteignables, et donc la plage de variation de ρ possible, et la nécessité de moyens expérimentaux conséquents. La calibration en température montre une forte dépendance à l'uniformité de l'écoulement et aux choix des points de mesure utilisés pour la réaliser. Pour s'affranchir de cette première limitation, il faudrait réaliser la mesure non plus en régime transitoire, mais avec une température stabilisée. Cela permettrait de ne plus dépendre de l'inertie thermique du dispositif. Cependant, la calibration nécessiterait plus de temps de mesure, et donc serait plus sensible aux changements de luminosité ambiante et à la stabilité générale du dispositif de mesure. Cette étude montre le besoin d'une méthode fiable de calibration, qui s'affranchit de l'incertitude sur l'estimation des conditions de l'écoulement. La calibration par polarisation du faisceau incident développée ici ne nécessite que de pouvoir contrôler la direction de polarisation du faisceau incident, ce qui se fait facilement avec une lame demi-onde. Un bon accord entre les résultats des différentes méthodes testées, dont l'écart est inférieur à 2%, est obtenu.

Références

- [1] Mercier, B., Jondeau, E., Castelain, T., Ozawa, Y., Bailly, C., and Comte-Bellot, G., "High frequency temperature fluctuation measurements by Rayleigh scattering and constant-voltage cold-wire techniques," *Exp. Fluids*, Vol. 60, No. 7, 2019.
- [2] Panda, J., and Seasholtz, R. G., "Experimental investigation of density fluctuations in high-speed jets and correlation with generated noise," *J. Fluid Mech.*, Vol. 450, 2002, pp. 97–130.
- [3] J. Panda and R. Seasholtz. Density measurement in underexpanded supersonic jets using rayleigh scattering. AIAA paper, 1998-281, 1998.
- [4] Panda, J., "Spectrally-resolved Rayleigh scattering to measure velocity, temperature, density, and density fluctuations in high-speed flows," *Exp. Fluids*, Vol. 61, No. 3, 2020, pp. 1–16.
- [5] Miles, R. B., Lempert, W. R., and Forkey, J. N., "Laser Rayleigh scattering," *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 12, No. 5, 2001.
- [6] Mercier, B., Castelain, T., Jondeau, E., and Bailly, C., "Density fluctuations measurement by Rayleigh scattering using a single photomultiplier," *AIAA J.*, Vol. 56, No. 4, 2018, pp. 1310–1316.

