



**HAL**  
open science

## Analyse d'interférogrammes pour la caractérisation d'écoulement par diffusion de Rayleigh

Igor Kurek, Thomas Castelain, Pierre Lecomte, Emmanuel Jondeau,  
Christophe Bailly

► **To cite this version:**

Igor Kurek, Thomas Castelain, Pierre Lecomte, Emmanuel Jondeau, Christophe Bailly. Analyse d'interférogrammes pour la caractérisation d'écoulement par diffusion de Rayleigh. 25ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2022, Nantes, France. hal-03917927

**HAL Id: hal-03917927**

**<https://cnrs.hal.science/hal-03917927>**

Submitted on 2 Jan 2023

**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.

# Analyse d'interférogrammes pour la caractérisation d'écoulement par diffusion de Rayleigh

I.KUREK<sup>a</sup>, T.CASTELAIN<sup>a</sup>, P.LECOMTE<sup>a</sup>, E.JONDEAU<sup>a</sup>, C.BAILLY<sup>a</sup>

a. Univ Lyon, Ecole Centrale de Lyon, CNRS, INSA Lyon, Univ Claude Bernard Lyon I, LMFA, UMR5509, 69130, Ecully, France. igor.kurek@ec-lyon.fr

## Résumé :

*Une méthode non intrusive de mesure de vitesse et de température en écoulement est développée en s'appuyant sur l'analyse spectrale de la diffusion de Rayleigh par interférométrie. Le traitement des interférogrammes est présenté. Le dispositif optique est mis en œuvre sur un écoulement libre à basse vitesse et température ambiante. Le traitement des interférogrammes est présenté. La méthode détermine avec succès la température de l'écoulement.*

## Abstract :

*A non-intrusive method for flow velocity and temperature measurement is developed, based on the spectral analysis of Rayleigh scattering by interferometry. The optical device is applied to a free flow at low speed and room temperature. The processing of interferograms is presented. The method successfully determines the temperature of the flow.*

**Mots clefs : Mécanique des Fluides ; Techniques Laser ; Interférométrie ; Diffusion de Rayleigh ; Jets**

## 1 Introduction

La caractérisation des écoulements turbulents compressibles et la détermination des sources de bruit nécessite de connaître la vitesse et la température simultanément. Pour cela, le développement de méthodes optiques non intrusives adaptées aux écoulements est considéré. Parmi ces méthodes, on trouve l'analyse par interférométrie de la diffusion de Rayleigh, qui permet en principe la mesure simultanée et à haute cadence de la vitesse, de la température et de la densité. Les molécules du gaz dans l'écoulement, éclairées par un faisceau lumineux continu [13, 10, 14, 9, 7, 2] ou pulsé, [5, 6, 1], sont soumises à une excitation électromagnétique et diffusent une partie de cette lumière dont le spectre contient, en signature, les informations caractéristiques de l'écoulement. Si la composition du gaz est fixée, l'intensité totale de la lumière diffusée est alors directement proportionnelle à la densité de ce gaz  $\rho$ . De plus, le décalage en fréquence entre la lumière incidente et la lumière diffusée est proportionnel à la vitesse  $u$ , et la largeur du spectre est directement liée à la température du gaz  $T$  [11].

On s'intéresse dans ce travail au contenu spectral de la diffusion de Rayleigh. On utilise un interféromètre de Fabry-Pérot, dont l'analyse des interférogrammes permet de déduire le spectre. Ce dernier fournit un interférogramme sous la forme d'anneaux concentriques, dont la géométrie est donnée par la fonction d'Airy [16]. La présente étude s'attache à analyser la précision du dispositif expérimental de diffusion de Rayleigh, en estimant les résultats obtenus comparativement à des plus classiques. En particulier, on s'intéressera à la caractérisation du Fabry-Pérot utilisé, obtenues grâce à sa réponse à une lumière monochromatique, et sa dépendance à la température. Cette fonction de transfert est nécessaire pour analyser l'interférogramme issu de la lumière diffusée, qui a un contenu fréquentiel large bande [15]. La méthode d'analyse utilise la technique dite de sommation annulaire [4]. Plus précisément, la forme du faisceau laser et le dispositif utilisé implique que l'interférogramme de la lumière diffusée est constitué d'arcs de cercles. Cela correspond à l'image du faisceau laser modulé par l'interféromètre. Cet effet est pris en compte dans l'analyse de l'interférogramme. De plus la signature lumineuse due au passage de poussières dans l'écoulement est considéré.

L'article s'articule de la manière suivante :=. Le principe de la diffusion de Rayleigh est présenté Sec. 2.1. L'interféromètre de Fabry-Pérot ainsi que la configuration expérimentale sont présentés Sec. 2.2 et 2.3. Le traitement des données expérimentales mis en place est détaillé Sec. 2.4. Les résultats de l'étude sont en Sec. 3 et la conclusion est en Sec. 4

## 2 Mesure par diffusion de Rayleigh

### 2.1 Diffusion de Rayleigh

La diffusion de Rayleigh est un phénomène élastique, ce qui signifie qu'elle ne modifie pas l'énergie interne de la molécule diffusant la lumière incidente [11]. Les décalages en fréquence proviennent du mouvement de translation des molécules induisant un effet Doppler. Le spectre de la lumière diffusée et les différences qu'il contient relativement aux caractéristiques spectrales de la lumière incidente représente donc le mouvement de ces molécules. Dans ce travail, le milieu est non réactif, donc les principales sources indépendantes de mouvement sont l'agitation thermique et la vitesse moyenne des molécules.

En considérant  $\vec{k}_0$  le vecteur d'onde de la lumière incidente émise par le laser,  $\vec{k}_s$  est le vecteur d'onde de la lumière diffusée dans la direction d'observation, et sa longueur d'onde est proche de celle incidente,  $\lambda_0 \simeq \lambda_s$ . La lumière diffusée est à large bande, mais chaque composante de fréquence est analysée séparément. La géométrie du problème de diffusion est illustrée sur la Figure 1. Le volume sondé  $V_s$  définit l'intersection entre le faisceau lumineux incident et l'axe optique d'observation. L'angle d'observation de la diffusion est noté  $\chi_s$ . Enfin,  $\vec{K}$  est le vecteur d'interaction et est la bissectrice du vecteur d'onde lumineuse incidente et diffusée. Il est égal à :

$$\vec{K} = \vec{k}_s - \vec{k}_0 \quad (1)$$

Sa norme  $K$  est donnée par :

$$K = |\vec{K}| = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin(\chi_s/2) \quad (2)$$

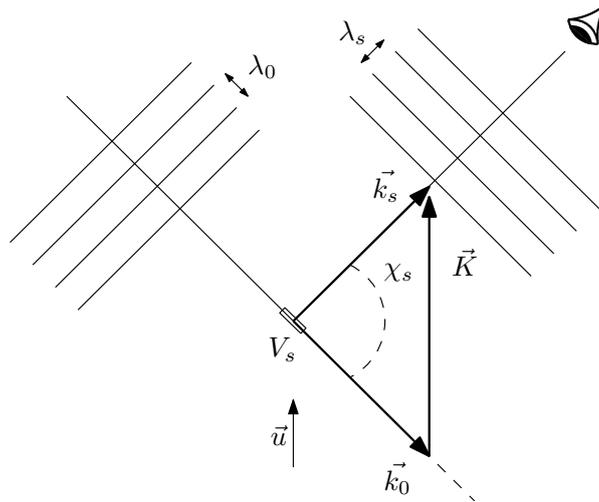


FIGURE 1 – Diagramme vectoriel de diffusion.

et  $\lambda_i = [\lambda_0/2 \sin(\chi_s/2)]$  est la longueur d'onde associée, appelée par la suite longueur d'onde d'interaction.

### 2.1.1 Effets de la température

L'effet de la température sur la forme du spectre de la lumière diffusée dépend fortement du régime des gaz, au sens de la théorie cinétique. Ces régimes se distinguent en fonction de la valeur d'un paramètre,  $y$ , qui correspond au rapport entre la longueur d'onde d'interaction  $\lambda_i$  et le libre parcours moyen  $l_n$  des molécules, correspondant donc à l'inverse du nombre de Knudsen. Le paramètre  $y$  est utilisé dans la plupart des modèles pour prédire la forme du spectre de la lumière diffusée en fonction de certains paramètres de flux, comme le modèle Tenti S6 [15]. Le paramètre  $y$  peut être exprimé par :

$$y = \frac{\mathcal{N}k_B T}{\sqrt{2}K u_0 \eta} \quad (3)$$

où  $\eta$  est la viscosité de cisaillement du gaz, mise à l'échelle de la température avec la formule de Sutherland :

$$\eta = \eta_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \left( \frac{T_0 + S}{T + S} \right) \quad (4)$$

avec  $\eta_0 = 1,716 \cdot 10^{-5}$  N.s.m<sup>-2</sup>,  $T_0 = 273$  K et  $S = 111$  K. La vitesse  $u_0 = \sqrt{k_B T/m}$  est liée à l'effet thermique, où  $m$  est la masse de la molécule. Enfin,  $\mathcal{N}$  est la densité numérique et  $k_B$  la constante de Boltzmann. Un spectre de diffusion pour  $y = 0.80$  est représenté sur la Figure 2, calculé avec le modèle S6 à la pression atmosphérique.

Dans ce modèle, la fréquence de la lumière diffusée  $\nu_s$ , est exprimée de manière adimensionnelle en utilisant le paramètre  $x$  :

$$x = \frac{2\pi(\nu_s - \nu)}{\sqrt{2}K u_0} \quad (5)$$

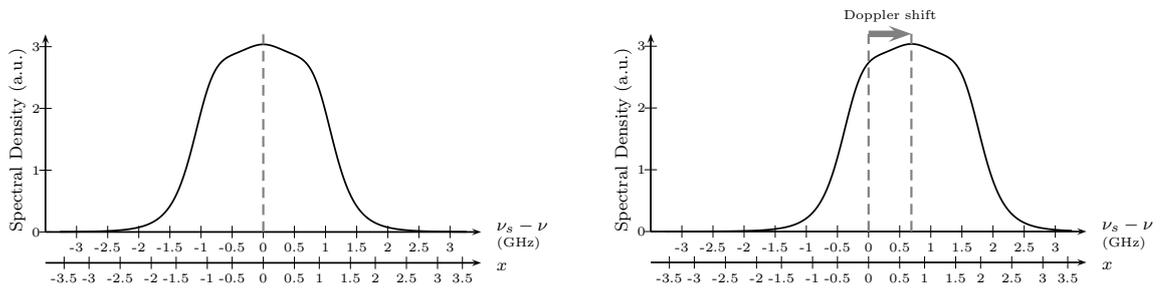


FIGURE 2 – A gauche, Spectre de Rayleigh calculé avec le modèle S6 pour l'air à  $T=293$  K à la pression atmosphérique. A droite, le décalage Doppler correspond à une vitesse de 260 m/s.

Avec cette formulation,  $x$  prend une valeur nulle pour une fréquence  $\nu_s$  égale à la fréquence  $\nu$  de la lumière incidente. Par ailleurs, le spectre  $S_R$  de la lumière diffusée ne dépend que de ces deux paramètres  $x$  et  $y$ .

### 2.1.2 Effets de vitesse

En plus du mouvement à petite échelle lié aux effets de température, il peut exister un mouvement particulière lié à la convection, comme dans le cas d'un gaz en écoulement de vitesse  $\vec{u}$ . Du point de vue du spectre de la lumière diffusée, la convection moléculaire se traduit par un décalage fréquentiel de l'ensemble du spectre. Ce décalage  $\Delta\nu$  s'exprime par le produit scalaire :

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \vec{u} \cdot \vec{K} \quad (6)$$

De manière équivalente, on peut définir l'angle  $\delta$  entre les vecteurs  $\vec{u}$  et  $\vec{K}$ . Le décalage de fréquence peut être ainsi exprimé par :

$$\Delta\nu = \frac{2u}{\lambda} \cos(\delta) \sin(\chi_s/2) \quad (7)$$

Si on impose  $\chi_s = 90^\circ$  et  $\vec{K}$  colinéaire à  $\vec{u}$ , tel que représenté sur la Figure 1, on obtient :

$$\Delta\nu = \frac{\sqrt{2}}{\lambda_0} u \quad (8)$$

Le décalage Doppler induit par une vitesse de 260 m/s est visible Figure 2. Ces principes s'appliquent à toute particule contenue dans le flux qui diffuse la lumière, y compris les poussières.

## 2.2 Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

### 2.2.1 Relations fondamentales pour une source monochromatique immobile

Un interféromètre de Fabry-Pérot est utilisé pour décomposer la lumière diffusée. Une description détaillée de l'instrument et de la théorie sous-jacente est donné dans [16]. Le Fabry-Pérot agit comme un filtre passe-bande dont la transmittance dépend de la longueur d'onde  $\lambda$  de la lumière incidente dans le

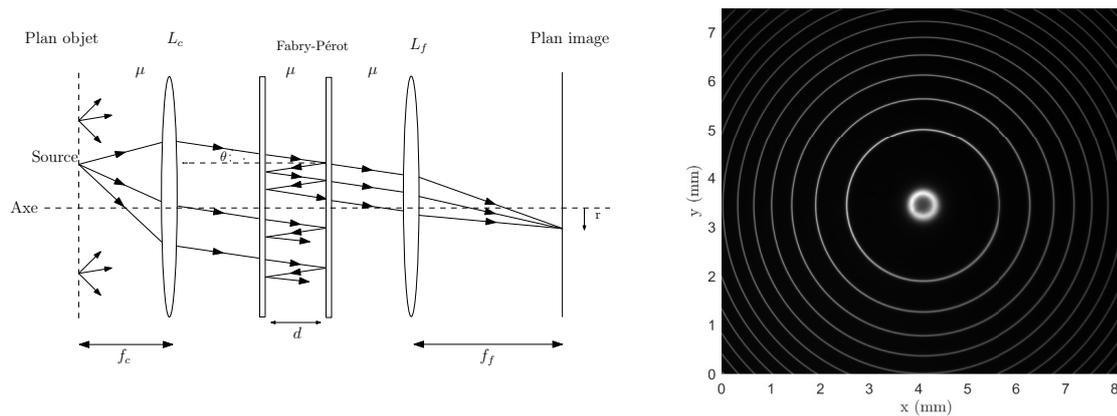


FIGURE 3 – A gauche, un interféromètre de Fabry-Pérot avec une source collimatée. A droite, interférogramme expérimental : les franges sont formées dans le plan image par la lentille de formation de franges.

vide, de l'angle  $\theta$  de la lumière incidente par rapport à l'axe optique à l'intérieur de la cavité, de l'indice de réfraction  $\mu$  du milieu séparant les deux miroirs et la séparation  $d$  entre les surfaces [16].

On choisit un montage optique représenté en Figure 3 incluant 2 lentilles : une lentille de collimation au foyer de laquelle se trouve le plan objet, et une lentille de formation de franges, de focale  $f_f$ , au foyer de laquelle est placé le plan image. Dans le plan objet se trouve une source lumineuse de longueur d'onde  $\lambda$ . Dans la même configuration que celle représentée en Figure 3 mais sans Fabry-Pérot, on suppose que l'éclairement du plan image est homogène, et noté  $I_0$ .

Dans le montage de la Figure 3 avec le Fabry-Pérot, pour un faisceau lumineux incident formant un angle  $\theta$  avec l'axe optique, des réflexions successives sur les miroirs de l'interféromètre induisent une différence de chemin optique entre les différents rayons sortant de l'interféromètre avec le même angle  $\theta$ . L'interférogramme se formant sur le plan image est directement conditionné par la distribution de déphasage  $\varphi$  dans le plan :

$$\varphi = \frac{4\pi\mu d \cos(\theta)}{\lambda} \quad (9)$$

où  $\mu$  est l'indice de réfraction du milieu dans la cavité.

L'éclairement, ou distribution d'intensité (luminosité) dans le plan image est donné par [16] :

$$I_{FP}(\varphi) = I_0 \left[ 1 + F \sin^2 \left( \frac{\varphi}{2} \right) \right]^{-1} \quad (10)$$

où le facteur  $F$ , typiquement de l'ordre de 300 sur l'interféromètre utilisé, est défini à partir de la réflectivité  $R$  des miroirs :

$$F = 4R/(1 - R)^2 \quad (11)$$

Un interférogramme typique est présenté en Figure 3. L'interférogramme est constitué d'un ensemble d'anneaux concentriques, ou franges. L'épaisseur de ces anneaux est une caractéristique de l'appareil ;

elle est directement liée à  $F$ , et exprimée habituellement par l'intermédiaire de la finesse réflexive idéale  $N_R$ . Pour définir ce terme, on peut utiliser la représentation de  $I_{FP}$  en fonction du déphasage  $\varphi$ , présentée sur la Figure 4. Dans une telle distribution, les maxima se produisent pour  $\varphi = 2\pi n$  où  $n$  est un entier correspondant au numéro d'ordre. Le déphasage  $\varphi$  entre les ordres successifs, *i.e.* entre deux pics dans ce graphe, est de  $2\pi$ . La finesse réflexive idéale  $N_R$  correspond au rapport entre cet intervalle pour  $\phi$  et celui correspondant à la largeur à mi-hauteur (*Full-Width at Half-Maximum*, ou  $\text{FWHM}_\varphi$ ) d'un pic :

$$N_R = \frac{2\pi}{\text{FWHM}_\varphi} \quad (12)$$

En exprimant  $\text{FWHM}_\varphi$  à partir de l'équation (10), on obtient pour  $N_R$  :

$$N_R = \frac{\pi\sqrt{F}}{2}. \quad (13)$$

Exprimons à présent le déphasage  $\varphi_0$  au centre du motif, c'est à dire pour  $\theta = 0$  :

$$\varphi_0 = \frac{4\pi\mu d}{\lambda} \quad (14)$$

On peut donc exprimer le déphasage  $\varphi$  avec ce paramètre, et utiliser l'approximation des petits angles pour  $\theta$ , ce qui conduit à :

$$\varphi = \varphi_0 \left( 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{r}{f_f} \right)^2 \right) \quad (15)$$

Ainsi, seuls 2 paramètres de l'instrument interviennent dans l'expression de  $I_{FP}$  :  $N_R$  (ou, de manière équivalente,  $F$  ou  $R$ ), lié aux miroirs, et  $\varphi_0$ , incluant tous les autres paramètres physiques caractéristiques du Fabry-Pérot ( $d$ ,  $\mu$ ) et de son utilisation ( $\lambda$ ). Pour déterminer ce paramètre, qui peut varier fonction des conditions de température ambiante lors de l'utilisation de l'interféromètre, on s'appuyera dans la suite sur la détermination des rayons  $r_N$  des différents anneaux dans l'interférogramme. En effet, en se rappelant que les anneaux se forment pour  $\varphi = 2\pi(k - (N - 1))$ , avec  $k$  l'ordre du premier anneau, et  $N$  l'indice de l'anneau, on introduit  $\Phi_0$  le reste modulo  $2\pi$  du déphasage au centre, en utilisant l'équation concernant le premier anneau :

$$\begin{aligned} \varphi_1 = 2k\pi &= \varphi_0 - \frac{\varphi_0}{2} \left( \frac{r_1}{f_f} \right)^2 \\ \varphi_0 - 2k\pi &= \frac{\varphi_0}{2} \left( \frac{r_1}{f_f} \right)^2 = \Phi_0 \end{aligned} \quad (16)$$

Enfin, en rappelant également que dans l'Eq. (10), le terme  $F \sin^2(\varphi/2)$  est nécessairement 1 lorsque  $I_{FP} = I_0/2$ , la relation reliant la finesse de l'interféromètre à la largeur à mi-hauteur de la distribution d'intensité radiale  $I(r)$  sur le premier anneau, notée  $\text{FWHM}_1$ , est :

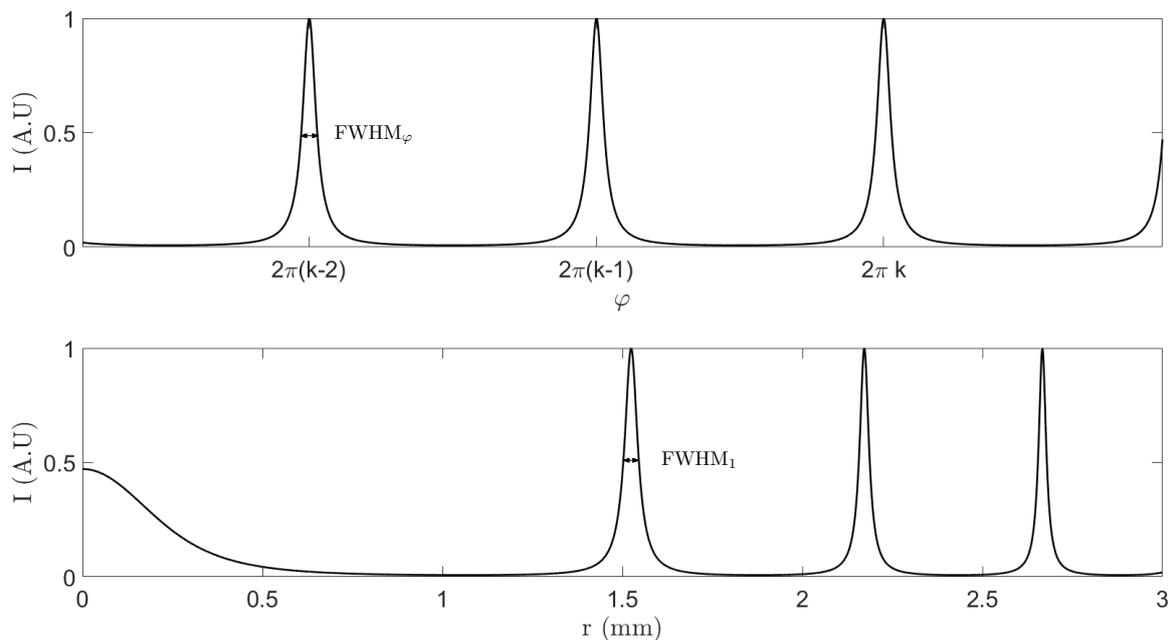


FIGURE 4 – En haut : distribution d’intensité en fonction du déphasage ; En bas : distribution d’intensité en fonction du rayon.

$$N_R = \frac{\pi}{2 \sin \left( \frac{\varphi_0}{8} \frac{2r_1 \text{FWHM}_1}{f_f^2} \right)} \quad (17)$$

La finesse idéale  $N_R$  correspond à une valeur qui bien souvent, dans un contexte expérimental, ne peut être qu’approchée. En effet, dans la pratique, un léger angle entre les miroirs, un léger désalignement de l’axe optique, une erreur de mise au point et toutes les imperfections imposent de définir une finesse effective  $N_E$ , généralement inférieure à la finesse idéale de quelques unités.

L’interféromètre utilisé ici dispose de miroirs dont la réflectivité est de  $89\% \pm 1\%$ . Cela correspond à un facteur  $F$  compris entre 244 et 360 et une finesse  $N_R$  comprise entre 24.5 et 29.8. Les miroirs sont séparés d’une distance  $d = 20$  mm par des cales d’espacement constituées d’un matériau à très faible coefficient d’expansion. La partie utile de l’instrument fait 20 mm de diamètre. Ces caractéristiques sont fournies par le fabricant, SLS Optics Ltd.

### 2.2.2 Stabilité thermique de l’instrument requise pour l’étude d’une source mobile

On s’intéresse à présent au cas d’une source lumineuse en mouvement, qui dans la pratique est constituée par les molécules de l’écoulement à caractériser. Pour cette source en mouvement, on attend un décalage fréquentiel lié à l’effet Doppler mentionné plus haut. Ce décalage en longueur d’onde se traduit sur l’interférogramme par un changement du rayon des anneaux. On souhaite donc utiliser cette propriété, dans la suite, pour évaluer la vitesse en un point de l’écoulement à partir de l’analyse de l’interférogramme formé à partir de la lumière diffusée par les particules fluides passant en ce point de l’écoulement. Si les caractéristiques du Fabry-Pérot sont stationnaires, seul le décalage Doppler induirait une modification

de la valeur de  $\varphi_0$ . Cette variation s'exprimerait selon :

$$\Delta\varphi_{0,\Delta\nu} = \frac{4\pi\mu d\Delta\nu}{c} \quad (18)$$

Or, une dérive thermique est susceptible de concerner l'interféromètre au cours des mesures. Cette dérive aurait potentiellement deux effets :

- modifier l'espacement  $d$  entre les miroirs, en raison de la dilatation thermique du système d'espacement entre les miroirs. Ce système est constitué d'un verre traité, à très faible coefficient de dilatation thermique  $\beta$  d'environ  $1.10^{-8} \text{ K}^{-1}$ ,
- modifier l'indice optique  $\mu$  de l'air entre les miroirs du Fabry-Pérot.

On évalue dans ce qui suit les modifications de  $\varphi_0$  induites par l'un et l'autre de ces effets, dans le cas d'un changement de température de 1K sur la durée de la mesure. On en déduira l'erreur commise sur l'interprétation de l'interférogramme à considérer que les changements qui y sont vus résultent d'un effet de convection de source plutôt que d'un effet de dérive thermique de l'appareil. La variation de  $\varphi_0$  induite par la dilatation thermique, et donc une variation de la distance  $d$  est :

$$\Delta\varphi_{0,\Delta d} = \frac{4\pi\mu\Delta d}{\lambda} \quad (19)$$

Or, la variation de  $d$  induite par un changement de température est donnée par :

$$\Delta d = \beta d \Delta T \quad (20)$$

Pour que les deux variations de  $\varphi_0$  soient équivalentes, il faudrait que :

$$u = \frac{\Delta T c \beta}{\sqrt{2}} \quad (21)$$

Pour un  $\Delta T$  de 1 K, cela correspondrait à un shift Doppler induit par une vitesse de 2,12 m/s. Cette erreur commise sur la vitesse du fait de cet effet thermique semble donc raisonnablement faible.

De plus, la variation de  $\varphi_0$  liée au changement d'indice optique s'exprime selon :

$$\Delta\varphi_{0,\Delta\mu} = \frac{4\pi d \Delta\mu}{\lambda} \quad (22)$$

avec  $\Delta\mu$  estimé à partir de la loi des gaz parfaits, de la relation de Gladston Dale et sous hypothèse d'une transformation isobare par :

$$\Delta\mu = (\mu - 1) \frac{\Delta T}{T} \quad (23)$$

Dans ce cas, pour que la variation  $\Delta\varphi_{0,\Delta\mu}$  soit égale à la variation  $\Delta\varphi_{0,\Delta\nu}$ , cela implique que :

$$u = \frac{\Delta T}{T} \frac{c}{\sqrt{2}} \frac{\mu - 1}{\mu} \quad (24)$$

Ainsi, une variation de température de 1 K induisant un changement d'indice optique, créerait une variation de  $\varphi_0$  équivalente à celle induite par un shift Doppler correspondant à une vitesse de 215 m/s.

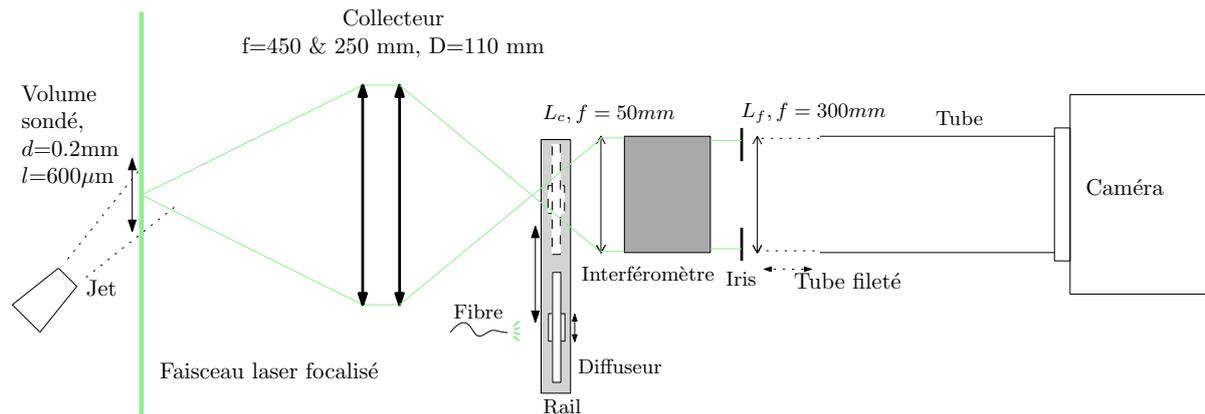


FIGURE 5 – Optique de réception et source diffuse.

On remarque donc que la stabilité en température de l'air situé entre les miroirs du Fabry-Pérot est absolument cruciale pour s'assurer de la pertinence des mesures de vitesse d'écoulement qu'on souhaite réaliser [3].

### 2.3 Configuration expérimentale

Le faisceau laser est émis par un laser continu, à fibre, ALS<sup>®</sup>-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. Le faisceau passe par une lame demi-onde, permettant de contrôler sa direction de polarisation. Le faisceau est agrandi via un montage afocal afin de ne pas dépasser le seuil d'intensité surfacique admis par la lame. Le faisceau est ensuite focalisé par une lentille convergente de focale  $f = 400\text{ mm}$ . 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. La température de l'écoulement est mesurée grâce à un thermocouple, et sa vitesse grâce à un tube de Pitot. Un filtre est placé à l'aspiration de la soufflerie pour réduire la densité des particules de poussière dans l'écoulement et limiter la diffusion de Mie.

L'optique de réception est présentée sur la Figure 5. Le collecteur est composé de deux lentilles convergentes de focales respectives  $f = 450$  &  $250\text{ mm}$  et de diamètres  $D = 110\text{ mm}$ . Cet élément est pointé sur le volume de mesure et est placé à une distance égale à la focale de sa première lentille, 450 mm, de celui-ci. La lumière ainsi collectée est focalisée en son plan image et forme l'image du volume de mesure, un faisceau laser focalisé. Cette image devient source lumineuse pour la lentille  $L_c$ , placée à sa distance focale  $f_c$  de cette dernière. Ainsi, tous les rayons venant d'un même point source dans le volume de mesure sont parallèles après avoir traversé  $L_c$ . La lumière collimatée passe par l'interféromètre, monté sur une monture cinématique, permettant son orientation. Les rayons sortant de l'interféromètre sont focalisés sur le capteur de la caméra sCMOS Lavisson, par une lentille convergente  $L_f$  de distance focale  $f_f = 300\text{ mm}$ , appelée lentille de formation de franges. La lentille  $L_f$  est montée sur un tube relié à la caméra pour protéger le capteur de la lumière parasite non issue de l'interféromètre. L'extrémité du tube est fileté pour permettre le réglage de la position de l'objectif au capteur de la caméra. Devant la lentille  $L_f$ , un iris est placé la aussi pour éviter la lumière parasite et les éventuelles réflexions entre le capteur de la caméra et la face arrière de l'interféromètre.

Pour mesurer la fonction d'instrument du Fabry-Pérot, c'est-à-dire l'interferogramme obtenu pour une source monochromatique, un montage optique décrit ci-après est conçu. Un piège à lumière servant également de couplage à une fibre optique, permet de collecter le faisceau laser après son passage dans

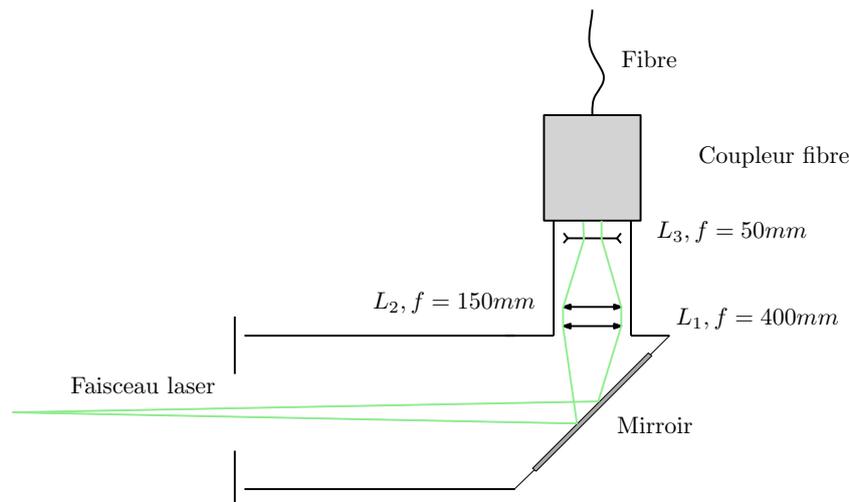


FIGURE 6 – Piège à faisceau laser et couplage de la fibre optique

la zone de mesure. Comme illustré sur la Figure 6, le faisceau est redirigé dans une fibre optique à l'aide d'un miroir de 2" de diamètre. Le faisceau laser diverge après le volume sondé et doit être collimaté pour permettre le couplage. Une première lentille  $L_1$  dont la distance focale  $f_1 = 400\text{mm}$  correspond à la distance entre la lentille et le volume sondé est utilisée pour collimater le faisceau laser divergent, puis un arrangement afocal composé d'une lentille convergente et d'une lentille divergente de distance focale respective  $f_2 = 150\text{ mm}$  et  $f_3 = -50\text{ mm}$  permet de réduire la taille du faisceau jusqu'à quelques millimètres. Le faisceau laser est ensuite dirigé dans une fibre monomode à l'aide d'un coupleur fibre. Les éventuelles réflexions qui remontent en amont du chemin optique sont stoppées par un iris dont l'ouverture correspond à quelques millimètres de plus que le diamètre du faisceau à cet endroit.

L'extrémité de la fibre est pointée sur un diffuseur blanc, pour obtenir une source diffuse monochromatique. La source diffuse est collectée à l'aide de la lentille  $L_c$ . Cette source permet la caractérisation de l'interféromètre. Pour permettre le retrait de la source diffuse après la caractérisation de l'interféromètre, celle-ci est placée sur un rail fixé sur le banc optique. Un support mobile permet le déplacement le long du rail. De plus, le diffuseur est monté sur un déplacement piezzo-électrique Newport<sup>®</sup> Agilis dont l'axe de déplacement est transversal au chemin optique. Le diffuseur bouge pendant l'acquisition pour supprimer les tavelures présentes sur l'image avec une source diffuse fixe.

## 2.4 Traitement des données

### 2.4.1 Fonction de transfert de l'interféromètre

Les caractéristiques du Fabry-Pérot sont connues avec une certaine marge d'erreur, typiquement 0,01 mm pour l'espacement  $d$  (voir Figure 3) sans tenir compte d'une éventuelle inclinaison. L'interférogramme dépend de paramètres sujets à dérive ou sujets à de larges incertitudes dans un contexte expérimental. Les incertitudes sur le déphasage  $\varphi$  dues à une incertitude sur  $d$ ,  $\mu$  ou  $\lambda$  peuvent être importantes. De plus, la finesse effective dépend de la qualité des composants de la chaîne optique, et de la précision dans l'agencement de ceux-ci, typiquement la distance entre la lentille  $L_f$  et le plan image.

Ces paramètres définissent la fonction de transfert de l'instrument à un instant donné. Il est déterminé en analysant l'interférogramme obtenu pour une lumière monochromatique pure dénommé interfero-

gramme de référence par la suite. L'interférogramme ne dépend pas seulement de l'interféromètre, mais plus généralement de l'ensemble du dispositif optique installé. Il est donc important que chaque composant de la chaîne optique ne soit pas perturbé entre l'acquisition de l'interférogramme de référence et l'interférogramme de Rayleigh.

Sur un interférogramme expérimental, le bruit de fond  $I_b$  doit être pris en compte. L'expression de l'intensité incluant la finesse effective et le bruit de fond est :

$$I_{FP}(r) = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{2N_E}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} + I_b \quad (25)$$

Un algorithme de minimisation non linéaire aux moindres carrés est employé pour trouver les valeurs des paramètres  $N_E$  et  $\Phi_0$  qui définiront la fonction d'instrument. La procédure minimise la différence entre l'interférogramme expérimental et son homologue théorique, initialement calculé à partir de (25). Les paramètres d'entrée sont la phase au centre  $\Phi_0$ , la finesse effective  $N_E$ , l'intensité incidente et le bruit  $I_0$  et  $I_b$ . Les premières estimations de  $\Phi_0$  et de l'ordre  $k$  sont obtenues en détectant les rayons des franges successives  $r_N$  et en utilisant l'équation (16). De plus, l'estimation initiale de  $N_E$  est déterminée à l'aide de l'Eq. (17).

Les coordonnées du centre de l'interférogramme ( $X_c, Y_c$ ) sont déterminées en appliquant à l'image un filtre binaire et la transformée de Hough pour la détection de cercle. L'image est ensuite convertie en un jeu de données unidimensionnel : niveau d'intensité des pixels en fonction de la distance radiale au centre. Les données 1D sont ensuite moyennées sur des segments centrés sur des rayons de référence  $r_i$ , de largeur décroissante avec  $r_i$ , ce qui revient à moyennner la distribution d'intensité sur des régions annulaires de l'image de rayon moyen croissant. La largeur de ces anneaux dépend du rayon moyen, de sorte à ce que l'aire couverte par une région annulaire soit identique d'une région à l'autre. [8, 4]. Le rayon extérieur de la  $i$ -ème région annulaire est défini en utilisant la différence  $\Delta$ , entre les rayons interne et externe du dernier anneau  $r_{\max}$  :

$$r_i = \sqrt{i(2r_{\max} - \Delta)\Delta} \quad (26)$$

L'interférogramme de dimension un résultant ainsi obtenu, donnant la distribution d'intensité de l'interférogramme aux points  $r_i$ , est utilisé dans la minimisation aux moindres carrés non linéaires.

#### 2.4.2 Interférogramme de Rayleigh

La fonction de l'instrument est modélisée pour chaque fréquence couverte par la lumière diffusée. En utilisant la configuration optique de la Figure 3, l'image de Rayleigh contient le faisceau laser modulé par l'interféromètre. En effet sans l'interféromètre, l'image du faisceau laser est obtenue dans le plan image. L'interféromètre étant sur le chemin optique, il module l'image en fonction du contenu fréquentiel et de la position de la source. C'est pourquoi seuls les arcs de cercles sont observés. Seulement une partie de l'image est utilisée, qui correspond à ces arcs de cercles, au maximum de leur intensité.

L'image de diffusion de Rayleigh est ensuite traitée pour enlever la signature du passage de poussières. Lorsqu'une poussière passe dans le volume de mesure, l'intensité de la lumière diffusée augmente significativement. En effet, la diffusion de Mie s'applique, et est beaucoup plus efficace. Or, cette signature lumineuse est indésirable et pollue le signal de diffusion de Rayleigh. L'acquisition d'une série d'images successives est faite, et la valeur d'intensité lumineuse retenue du  $n$ ème pixel est la valeur minimum admise par ce pixel sur la série d'images. On s'assure ainsi que le signal retenu est celui issu de la diffusion de Rayleigh. Cette image composite est l'image utilisée par la suite.

En l'absence de tout bruit et de toute lumière parasite, l'intensité de la lumière issue de la diffusion de Rayleigh sur la caméra est [13] :

$$I_{\text{Rayleigh}}(r) = I_R \int_{-\infty}^{\infty} S_R(x, y) I_{FP}(x, r) dx \quad (27)$$

où  $I_R$  est l'intensité de la lumière diffusée. Le spectre  $S_R$  est calculé à l'aide du modèle Tenti S6. Le code utilisé est la transcription MATLAB<sup>®</sup> du code FORTRAN<sup>®</sup> de Pan *et al.*[12]. Les entrées du modèle S6 sont les propriétés du gaz. Le modèle S6 ne prend pas en compte l'éventuel décalage Doppler induit par la vitesse de l'écoulement. Ceci est fait en ajoutant dans l'Eq. (5) la fréquence normalisée du décalage Doppler dans le paramètre  $x$  :

$$x_D = x + \frac{\Delta\nu 2\pi}{\sqrt{2} K u_0} \quad (28)$$

Le résultat est le spectre thermiquement élargi de la lumière diffusée de Rayleigh en fonction du paramètre  $x$ , mais décalé d'une fréquence correspondant au décalage Doppler par rapport à la fréquence laser incidente.

Pour une composition de gaz fixe, la forme du spectre de la lumière diffusée ne dépend que de la température  $T$ . L'interférogramme modélisé est obtenu en convoluant le spectre et la fonction de l'instrument, en utilisant l'Eq. (27). Ainsi la température  $T$  et la vitesse  $u$  sont déterminées avec une minimisation non linéaire aux moindres carrés, comme pour l'interférogramme de référence.

### 3 Résultats et discussion

La Figure 7 montre l'interférogramme de référence, ainsi que sa distribution radiale d'intensité, du centre de l'image jusqu'au deuxième anneau. La distribution d'intensité modélisée grâce aux paramètres déterminés avec la minimisation aux moindres carrés se superpose bien à la distribution expérimentale. De plus, la finesse déterminée est de 29.4, ce qui est conforme aux données constructeur, annoncée à 29.8 au maximum. De plus, l'interférogramme ne présente pas de traces de tavelures, ce qui démontre l'intérêt d'utiliser un diffuseur mouvant.

L'interférogramme de Rayleigh est montré sur la Figure 8, ainsi que sa distribution radiale d'intensité, du centre de l'image jusqu'au deuxième anneau. Premièrement, on remarque l'élargissement des anneaux sur l'interférogramme de Rayleigh par rapport à l'interférogramme de référence, ainsi que sa forme en arcs de cercle. On peut voir, par exemple, sur la partie gauche du deuxième anneau une portion plus intense et marquée, dont l'intensité ne diminue que très peu en sortant de l'arc de cercle. Ce phénomène peut être dû à une réflexion lumineuse ou au passage de poussières dans le faisceau laser qui créent un interférogramme de référence superposé au signal de Rayleigh. Ce phénomène s'observe aussi sur la

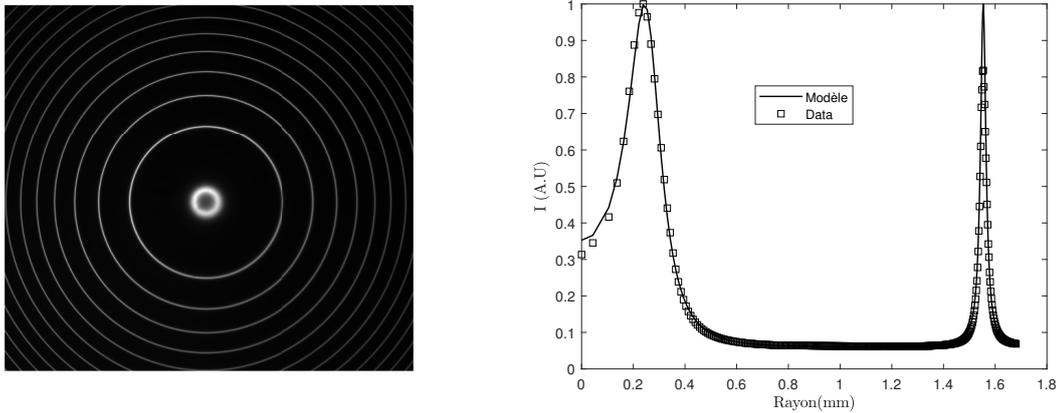


FIGURE 7 – À gauche, l'interférogramme de référence. À droite, la distribution radiale d'intensité de l'interférogramme – : modélisé,  $\square$  : expérimental

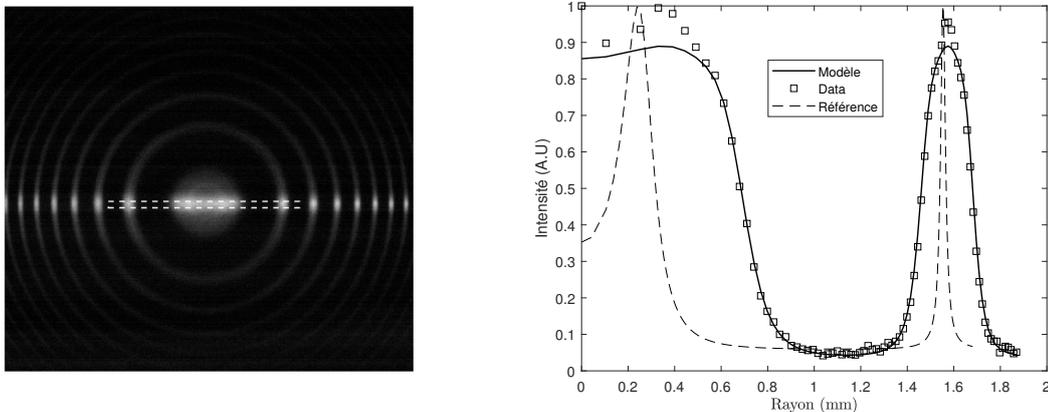


FIGURE 8 – À gauche, l'interférogramme de Rayleigh. La zone en pointillé correspond à la portion de l'image utilisée. À droite, la distribution radiale d'intensité de l'interférogramme – : modélisé,  $\square$  : expérimental, - - : interférogramme de référence

distribution radiale d'intensité, par des pics qui ressortent de la forme donnée par le modèle. Bien que l'image soit traitée pour supprimer le passage de poussières, le temps d'exposition assez long de 100 ms ne garantit pas qu'il y ait pour un pixel donné dans la série d'acquisition, une image qui ne contient pas de signature de poussière à cet endroit là.

L'algorithme de traitement détermine une température de 286 K, contre les 292 K donnés par le thermocouple. La vitesse déterminée est quand à elle de 77 m/s. Cela se traduit par un écart entre les positions des franges entre les deux interférogrammes. La vitesse moyenne de l'écoulement mesurée au tube de Pitot est de 13 m/s. Parmi les causes possibles de cette erreur sur la vitesse, une dérive en température du corps de l'interféromètre entre l'instant où sa caractérisation est faite (interférogramme de référence) et l'instant où la mesure est faite (interférogramme de diffusion de Rayleigh), qui induirait un décalage spatial des franges interprété à tort comme le résultat d'un shift Doppler.

En rappelant l'analyse de la Sec. 2.2.2, le décalage Doppler mesuré ici correspondrait à un  $\Delta T$  de 36.2 K si uniquement la dilatation du matériau est en cause. Cela ne correspond pas à la réalité expérimentale.

Or, en considérant la variation d'indice optique, un changement de température de 0.35 K induirait un décalage des franges correspondant à ce shift Doppler. Une variation de température de cet ordre de grandeur est plus probable.

## 4 Conclusion

Un dispositif expérimental a été conçu pour l'acquisition d'interférogrammes de diffusion de Rayleigh, appliqué à un écoulement libre. Ces interférogrammes ont été analysés grâce à un modèle inverse utilisant un modèle de diffusion de Rayleigh, et la fonction de transfert de l'interféromètre, déterminée grâce à des images expérimentales. L'analyse de ces derniers permet une estimation de la température proche de celle mesurée au thermocouple, mais ne permet cependant pas encore une estimation correcte de la vitesse. Les causes de ce biais sont probablement la dérive thermique de l'instrument pendant l'expérience. Il serait pertinent, pour une détermination plus poussée des propriétés de l'écoulement d'intensifier les images de diffusion afin de permettre des temps d'expositions bien plus courts. On aurait une fréquence d'acquisition élevée pour pouvoir déterminer les spectres de température et de vitesse.

## Remerciements

Ce travail s'est effectué dans le cadre de la chaire industrielle ARENA (ANR-18-CHIN-0004-01) co-financée par Safran Aircraft Engines et l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), et dans le cadre du labex CeLya (ANR-10-LABX-0060) de l'Université de Lyon, au sein du programme "Investissements d'Avenir" (ANR-16-IDEX-0005) opéré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR).

## Références

- [1] Daniel Bivolaru, Andrew Cutler, and Paul Danehy. Spatially- and Temporally-resolved Multi-parameter Interferometric Rayleigh Scattering. pages 1–10, 2011.
- [2] Li Chen, Fu Rong Yang, Tie Su, Wei Yi Bao, Bo Yan, Shuang Chen, and Ren Bing Li. High sampling-rate measurement of turbulence velocity fluctuations in Mach 1.8 Laval jet using interferometric Rayleigh scattering. *Chinese Phys. B*, 26(2), 2017.
- [3] Michelle M. Clem, Amy F. Mielke-Fagan, and Kristie A. Elam. Study of Fabry-Perot etalon stability and tuning for spectroscopic Rayleigh scattering. *48th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Incl. New Horizons Forum Aerosp. Expo.*, (m) :1–18, 2010.
- [4] M. M. Coakley, F. L. Roesler, R. J. Reynolds, and S. Nossal. Fabry-Perot CCD annular-summing spectroscopy : study and implementation for aeronomy applications. *Appl. Opt.*, 35(33) :6479, 1996.
- [5] Andrew D. Cutler, Keith Rein, Sukesh Roy, Paul M. Danehy, and Naibo Jiang. 100-kHz Interferometric Rayleigh Scattering for multi-parameter flow measurements. *Opt. Express*, 28(3) :3025, 2020.
- [6] Jordi Estevadeordal, Naibo Jiang, Andrew D. Cutler, Josef J. Felver, Mikhail N. Slipchenko, Paul M. Danehy, James R. Gord, and Sukesh Roy. High-repetition-rate interferometric rayleigh scattering for flow-velocity measurements. *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, 124(3) :1–6, 2018.
- [7] Amy F. Fagan, Michelle M. Clem, and Kristie A. Elam. Improvement in rayleigh scattering measurement accuracy. *50th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Incl. New Horizons Forum Aerosp. Expo.*, (January), 2012.

- [8] Jonathan J. Makela, John W. Meriwether, Yiyi Huang, and Peter J. Sherwood. Simulation and analysis of a multi-order imaging Fabry-Perot interferometer for the study of thermospheric winds and temperatures. *Appl. Opt.*, 50(22) :4403–4416, 2011.
- [9] Bertrand Mercier, Thomas Castelain, Emmanuel Jondeau, and Christophe Bailly. Density fluctuations measurement by rayleigh scattering using a single photomultiplier. *AIAA J.*, 56(4) :1310–1316, 2018.
- [10] Amy Florence Mielke. Development of a Molecular Rayleigh Scattering Diagnostic for Simultaneous Time-Resolved Measurement of Temperature, Velocity, and Density. page 185, 2008.
- [11] Richard B. Miles, Walter R. Lempert, and Joseph N. Forkey. Laser Rayleigh scattering. *Meas. Sci. Technol.*, 12(5), 2001.
- [12] Xingguo Pan, Mikhail N. Shneider, and Richard B. Miles. Coherent Rayleigh-Brillouin Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 89(18) :1–4, 2002.
- [13] J. Panda. Spectrally-resolved Rayleigh scattering to measure velocity, temperature, density, and density fluctuations in high-speed flows. *Exp. Fluids*, 61(3) :1–16, 2020.
- [14] J. Panda and R. Seasholtz. Velocity and temperature measurement in supersonic free jets using spectrally resolved Rayleigh scattering. In *37th Aerosp. Sci. Meet. Exhib.*, number c, pages AIAA 99–0296, Reston, Virginia, jan 1999. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [15] G. Tenti, C. D. Boley, and Rashmi C. Desai. On the Kinetic Model Description of Rayleigh-Brillouin Scattering from Molecular Gases. *Can. J. Phys.*, 52(4) :285–290, feb 1974.
- [16] J M Vaughan. *The Fabry-Perot Interferometer*. Routledge, nov 2017.