

# Etude de la réfraction d'une nappe laser dans un film d'eau, application à la mesure de champ de vitesse par PIV.

D. Cabut<sup>a</sup>, M. Michard<sup>a</sup>, S. Simoens<sup>a</sup>, V. Todoroff<sup>b</sup>, Y. Le Chenadec<sup>b</sup>

a. Université de Lyon, Ecole Centrale de Lyon and LMFA UMR CNRS 5509, 36 Avenue Guy de Collongue, F-69134, Ecully, France, damien.cabut@ec-lyon.fr.

b. Manufacture Française des Pneumatiques Michelin, Clermont-Ferrand, France.

## Abstract :

*Une méthode de mesure de type Vélocimétrie par images de particules (PIV) adaptée aux mesures en espaces confinés et basée sur la réfraction de la nappe laser à l'interface entre le hublot transparent et l'écoulement est présentée dans ce travail. L'analyse optique de l'éclairement des particules ensemençant l'écoulement est effectuée par l'utilisation d'un modèle à rayon puis par la mesure de l'intensité lumineuse dans l'écoulement. Cette analyse permet ensuite l'étude critique des champs de vitesse obtenus par cette méthode de mesure vis à vis de la structure de l'écoulement.*

**Mots clés : Vélocimétrie par Images de Particules, Films Minces, Mesures en espaces confinés, Mesures de vitesse.**

## 1 Introduction

La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) est une méthode de mesure de champ de vitesse très répandue en mécanique des fluides. Cette technique consiste, dans les cas de mesures à échelle macroscopique, en l'éclairement de particules ensemençant l'écoulement fluide grâce au plan lumineux issu d'un laser pulsé à double impulsion. Les images de la lumière diffusée par les particules lors des deux impulsions du laser sont enregistrées par une caméra disposée généralement perpendiculairement au plan lumineux (Figure.1). Un algorithme d'inter-corrélation entre les deux images permet ensuite de déterminer le déplacement des particules par zone d'interrogation élémentaire et donc de déterminer la cartographie instantanée de vitesse de l'écoulement fluide (Kean and Adrian 1992 [1]).

L'inconvénient majeur de cette méthode réside dans la nécessité de posséder deux accès optiques afin de positionner le laser et la caméra. Dans de nombreuses situations, tant fondamentales qu'appliquées, les accès optique permettent difficilement un éclairage par plan : zone pariétale de chambre de combustions, films minces sur supports analytiques (Ambrosini 2002 [2], Allouche 2015 [3])...

Dans les différents cas présentés ci-dessus et bien d'autres, la mise en oeuvre d'optiques d'émission et de réception telles que présentées sur la Figure.1 est impossible. C'est pourquoi, dans ce travail, une méthode alternative d'éclairement de l'écoulement est présentée afin de permettre l'utilisation de la PIV avec un accès optique unique pour l'émission et la réception. Cette méthode, basée sur la réfraction de la nappe laser à l'interface entre le hublot transparent et l'écoulement est présentée Figure.2.

Dans ce travail, le banc d'essais et les dispositifs optiques seront tout d'abord présentés dans la Section 2. La Section 3 est consacrée à l'étude de la propagation de la nappe laser à l'aide d'un modèle à rayons ainsi qu'à la mesure in-situ du profil d'intensité de la nappe lumineuse. Ensuite, les mesures PIV effectuées via la méthode de PIV "classique" (configuration Figure.1) seront comparées dans la Section 4 aux mesures effectuées par la méthode basée sur la réfraction (configuration Figure.2).

## 2 Montage expérimental et méthodes de mesures

### 2.1 Banc d'essais

L'écoulement étudié pour la validation de cette méthode est obtenu dans un canal de section carrée inséré dans une boucle hydraulique en circuit fermé. Cette boucle est composée d'un réservoir, d'une pompe hydraulique, d'un débitmètre, d'un système de by-pass afin de réguler le débit dans la veine principale et de la zone de test. Les parois latérales du canal sont constituées de plaques de PMMA de 10 mm d'épaisseur et la partie supérieure est également composée d'une plaque de PMMA de 10 mm d'épaisseur qui peut être retirée afin de faciliter l'entretien du montage et la mise en place du protocole de mesure optique présenté ultérieurement pour la mesure de l'intensité lumineuse dans le canal. La paroi inférieure est constituée d'un bloc de PMMA de 50 mm d'épaisseur supportant les autres parois du canal. Le canal test est de section carré avec  $h = 8$  mm.

Les mesures effectuées ici ont été réalisées pour des nombres de Reynolds basés sur la vitesse moyenne  $U_m$  et la hauteur du canal  $h$  de l'ordre de 500 afin d'assurer la laminarité de l'écoulement dans la zone de mesure.

### 2.2 Optique d'émission

L'objectif de ce travail est de réaliser des mesures basées sur la méthode par réfraction (Figure.2) puis de les comparer aux mesures "classiques" (Figure.1) qui caractérisent l'écoulement. L'optique d'émission est donc placée sur un dispositif permettant de gérer la translation (avec une précision de 0.01 mm) en  $x^*$  et en  $z^*$  ( $x^* = \frac{x}{h}$  et  $z^* = \frac{z}{h}$  selon le repère Figure 2) et la rotation (avec une précision de  $0.01^\circ$ ) de l'optique de génération de nappe laser afin de pouvoir réaliser aisément les deux types d'éclairage présentés Figure.1 et Figure.2. Dans la configuration réfractée (Figure.2), l'objectif est d'obtenir une nappe laser de faible inclinaison dans l'eau (autour de  $5^\circ$  généralement) après réfraction à l'interface PMMA/eau. La source laser utilisée est un laser Laser :Yag (Litron Bernoulli) à double impulsion de longueur d'onde d'émission  $\lambda_0 = 532$  nm.

L'optique de génération de tranche laser est composée d'un élargisseur de faisceau composé d'une lentille divergente sphérique et d'une lentille convergente sphérique. Une lentille convergente sphérique permet ensuite de focaliser le faisceau laser à une distance focale  $f = 500$  mm afin d'obtenir une épaisseur de nappe la plus fine possible à la taille de la tranche laser. La nappe lumineuse est ensuite générée par une lentille cylindrique divergente de distance focale 400 mm permettant l'élargissement du plan lumineux dans le plan  $(x^*, y^*)$ .

### 2.3 Optique de réception

Avec la méthode basée sur la réfraction de la nappe laser à l'interface PMMA/eau, le problème principal est le rapport signal/bruit. En effet, les réflexions aux différentes interfaces air/PMMA ou eau/PMMA,

ainsi que le confinement important, engendrent de forts éclairagements indirects parasites, d'intensité au moins égale, voir supérieure à celle diffusée par les particules traceurs. Afin de pouvoir distinguer les particules du bruit environnant, l'ensemencement utilisé pour ces mesures est composé de particules fluorescentes; ces particules (peinture Lefranc et Bourgeois) ont été caractérisées par Strubel et al. 2017 [4]. Lorsque ces particules sont éclairées par la nappe laser de longueur d'onde  $\lambda_0 = 532$  nm, elles fluorescent de manière isotrope une lumière de longueur d'onde  $\lambda_f = 570$  nm. L'utilisation d'un filtre optique disposé entre les particules et la caméra permet d'atténuer avec une grande efficacité les longueurs d'ondes distinctes de  $\lambda_f$ . Le filtre utilisé de marque Edmund optique, possède une bande passante centrée en 586 nm avec une largeur  $\pm 20$  nm. L'efficacité de ce filtre est quantifiée par la transmission moyenne à l'intérieur et en dehors de la bande passante, respectivement 93% et 3%.

L'acquisition des images se fait grâce à une caméra sCMOS avec un capteur de 2155x2560 pixels. La synchronisation de l'ouverture de la caméra avec les impulsions du laser se fait à l'aide d'un logiciel commercial (Davis8) et d'une unité de synchronisation (PTU). L'objectif utilisé pour les mesures est un objectif NIKKOR de distance focale 135 mm avec 2 bagues d'extensions (de longueur 12 mm et 32 mm) entre l'objectif et la caméra. L'ouverture de l'objectif choisi pour ces expériences est de 5.6. La caméra est dans cette configuration placée 495 mm en dessous de l'interface PMMA/eau. Avec ce dispositif, le champ de la caméra est donc de  $\Delta x = 41.54$  dans la direction de l'écoulement et  $\Delta y = 34.97$  mm. Le centre du champ de mesure est situé à 148 mm en aval du conduit d'alimentation en eau, ce qui garantit dans cette zone l'obtention d'un écoulement établi. L'inter-corrélation est effectuée avec des fenêtres d'interrogation de taille 32x32 pixels, ce qui équivaut donc à  $\delta = 0.06$  mm, largeur de la fenêtre d'interrogation dans l'espace réel.

### 3 Caractérisation de l'éclairement

#### 3.1 Modèle à rayon

Afin d'étudier la propagation du plan lumineux après la réfraction à l'interface PMMA/eau, un modèle à rayon est utilisé pour simuler la propagation de la nappe laser dans les conditions expérimentales. Le schéma de la Figure.2, met en évidence deux zones d'éclairement spécifiques. La première zone est située entre les points O et B, avant que la nappe laser ne soit réfléchiée à la surface supérieure du canal. La deuxième zone se situe après B, après la réflexion à la surface supérieure du canal. Dans le cadre de ce travail, l'étude se focalise sur la première partie, entre O et B, avant la naissance de réflexions multiples sur les parois supérieure et inférieure du canal.

Le profil d'intensité du faisceau incident considéré ici est un profil Gaussien. Ce profil est décomposé en 100000 rayons équirépartis se propageant dans le PMMA en respectant la focalisation initiale du faisceau induite par la lentille sphérique convergente de distance focale 500 mm. L'intensité associée à chaque rayon est définie par le profil Gaussien initial. A l'interface entre le PMMA et l'eau, les rayons traversent l'interface en respectant les lois d'optique géométrique :

$$\theta_t = a \sin \left( \frac{n_i}{n_t} \sin(\theta_i) \right) \quad (1)$$

$$T = 1 - R = 1 - \left| \frac{\tan \left( a \sin \left( \frac{n_i}{n_t} \sin(\theta_i) \right) - \theta_i \right)}{\tan \left( a \sin \left( \frac{n_i}{n_t} \sin(\theta_i) \right) + \theta_i \right)} \right|^2 \quad (2)$$

avec  $n_i$  indice optique du milieu incident (ici le PMMA),  $n_t$  l'indice optique du milieu de transmission (ici l'eau),  $\theta_i$  l'angle d'incidence du rayon à l'interface (ici  $\pi/2 - \theta$ ),  $\theta_t$  angle de propagation du rayon transmis (ici  $\pi/2 - \beta$ ),  $R$  coefficient de réflexion en intensité du rayon et  $T$  coefficient de transmission en intensité du rayon.

Des capteurs virtuels sont ensuite placés dans l'eau sur toute la hauteur du canal afin de capter les rayons qui les traversent. Ces capteurs sont placés arbitrairement à  $x^* = 4.455$  (en considérant  $x^* = 0$  à l'impact du laser à l'interface PMMA/eau présente en Figure 2) afin d'étudier l'évolution du profil d'intensité lumineuse dans la hauteur du canal en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  du faisceau (Figure 3).

Ainsi l'effet de l'interface sur un faisceau focalisé incliné peut être constaté. Après l'interface, le profil d'intensité lumineuse est dissymétrique, avec un pic plus ou moins fin situé dans la partie haute de l'écoulement. Dans les cas de faibles angles ( $27.1^\circ$  sur la Figure 3), le profil comporte un pic d'intensité marqué avec une largeur relativement fine contrairement aux profils à forts angles d'incidence ( $27.6^\circ$  sur la Figure 3) pour lesquels l'évolution de l'intensité avec la hauteur est plus lisse. Dans le cadre de la PIV, les faibles angles semblent donc être préférables de part leur finesse améliorant la précision de la mesure. Cependant, l'intensité est ici normalisée. Il est donc nécessaire d'étudier l'intensité totale transmise et la valeur du pic (Figure 4) afin de définir le meilleur compromis finesse/intensité.

Ainsi, afin d'obtenir assez d'intensité pour éclairer les particules et obtenir un rapport signal/bruit satisfaisant, l'angle d'incidence doit être choisi suffisamment grand pour transmettre assez d'énergie. Le choix de l'angle utilisé doit donc être un compromis entre la finesse du pic et la quantité de lumière transmise à l'interface.

## 3.2 Mesures in-situ de répartition d'intensité lumineuse dans le canal

Afin de valider cet aspect particulier de la nappe laser après la réfraction à l'interface, des mesures d'intensité lumineuse ont été effectuées dans le canal. Elles permettent également de comparer la forme de la nappe lumineuse dans les deux configurations (mesures "classiques" Figure 1 et les mesures avec réfraction Figure 2).

Afin de mesurer cette intensité lumineuse un plan incliné fluorescent d'inclinaison  $45^\circ$  est placé dans le canal à une position  $x^*$  spécifiée. L'intensité lumineuse le long de cette plaque est ensuite étudiée sur les images enregistrées par la caméra (Figure 5). L'angle d'incidence choisi pour ces mesures est  $\theta = 27.4^\circ$ . La plaque inclinée est ici placée à  $x^* = 6.5$ .

Dans le cas de la méthode classique (Figure 5a)), nous constatons un profil beaucoup plus symétrique et fin comme attendu. La nappe inclinée (Figure 5b)) montre donc bien l'aspect dissymétrique conforme aux prédictions du modèle à rayon. La nappe est également d'une forte épaisseur par rapport à la hauteur du canal, ce qui pose la question de l'altitude effective de mesure pour la méthode basée sur la réfraction de la nappe laser à l'interface hublot/écoulement. Les bornes prises en compte pour le calcul de l'épaisseur du plan lumineux sont ici définies à  $I_{max}/4$  afin d'éviter de sous estimer la largeur du faisceau. Dans le cas de la mesure réfractée, la mesure d'épaisseur de nappe laser a été effectuée à 4 positions différentes le long du champ caméra afin de déterminer l'évolution de l'épaisseur du faisceau avec la propagation selon  $x^*$  (Figure 6). L'évolution des différentes zones caractéristiques du faisceau (borne supérieure, borne inférieure et maximum d'intensité) évoluent donc de manière linéaire le long de la zone de mesure.

## 4 Mesures et résultats

Dans le cas de l'éclairage classique, l'épaisseur du faisceau étant mince (0.41 mm) par rapport à la hauteur du canal ( $h = 8$  mm), nous pouvons donc considérer la mesure faite dans cette configuration comme mesure de référence.

Des mesures sont donc réalisées dans un premier temps en faisant varier l'altitude  $z^*$  de la nappe lumineuse horizontale entre les parois inférieure et supérieure avec un pas de 0.5 mm, afin de scanner et d'obtenir une interpolation 3D dans le canal (Figure.7).

Dans un second temps, les mesures sont réalisées avec réfraction de la nappe laser à l'interface. Ainsi, les profils de vitesses obtenus par méthode "classique" à  $z_{sup}^*$ ,  $z_{inf}^*$  et  $z_{max}^*$  (Figure.6) peuvent être comparés au profil de vitesse obtenu par la méthode basée sur la réfraction du faisceau en  $x^* = 4.984$  (Figure.8).

La mesure effectuée par nappe oblique (profil noir Fig.8) semble proche de la mesure classique en  $z_{max}^*$  (profil vert Fig.8). L'erreur relative entre les profils  $U_x(z_{max}^*)$  de la mesure "classique" et  $U_x$  de la nappe oblique est calculée pour tout  $x^*$  dans la zone de mesure (Fig.9).

Malgré une erreur un peu plus forte sur la fin de la zone de mesure, correspondant à la zone pour laquelle les particules en  $z_{max}^*$  deviennent floues, l'erreur relative reste, dans la majeure partie de la zone de mesure, inférieure à 5%. Cette méthode par nappe oblique permet donc d'obtenir le champ de vitesse à l'altitude correspondant au maximum d'intensité de la nappe. Cependant, la méthode de mesure reste très sensible aux variations de l'angle incident et au placement de la profondeur de champ.

## 5 Conclusions

En conclusion, cette méthode de mesure avec réfraction à l'interface hublot/écoulement est une méthode très sensible. En effet, la variation de la forme et de l'intensité de la nappe laser inclinée résultante de la transmission du faisceau à l'interface est très sensible à la variation de l'angle d'incidence du faisceau laser. L'angle choisi doit donc être suffisamment faible pour permettre un faible angle de propagation de la nappe après réfraction et également un pic d'intensité plus prononcé afin d'améliorer la précision de mesure. Cependant il doit rester assez élevé pour assurer la transmission de suffisamment de lumière dans le fluide afin d'obtenir du signal.

Cette méthode de mesure par réfraction permet donc ensuite d'obtenir une bonne approximation de la valeur de vitesse à l'altitude  $z_{max}^*$  du maximum d'intensité lumineuse dans la nappe laser. Cette vitesse sera néanmoins également dépendante de la netteté des particules sur l'image caméra.

Une analyse plus fine des biais introduits par cette méthode de mesure nécessite la prise en compte de la netteté des particules dans le domaine. L'utilisation de cette méthode de mesure permet également d'obtenir un profil de vitesse moyenne dans un écoulement turbulent avec une bonne précision grâce aux profils plats en altitude de ce type d'écoulements. Cependant la validité de cette méthode de mesure sur les fluctuations de vitesse turbulentes restent encore à être étudiée.

## Références

- [1] Keane, Richard D and Adrian, Ronald J, Theory of cross-correlation analysis of PIV images, Applied scientific research, 49, 191–215 (1992).

- 
- [2] Ambrosini, Walter and Forgione, Nicola and Oriolo, Francesco, Statistical characteristics of a water film falling down a flat plate at different inclinations and temperatures, *International journal of multiphase flow*, 28, 1521–1540 (2002).
- [3] Allouche, Mohamed Hatem and Millet, Séverine and Botton, Valéry and Henry, Daniel and Hadid, H Ben and Rousset, François, Stability of a flow down an incline with respect to two-dimensional and three-dimensional disturbances for Newtonian and non-Newtonian fluids, *Physical Review E*, 92, 063010 (2015)
- [4] Strubel, Vincent and Simoens, Serge and Vergne, Philippe and Fillot, Nicolas and Ville, Fabrice and El Hajem, Mahmoud and Devaux, Nicolas and Mondelin, Alexandre and Maheo, Yves, Fluorescence Tracking and  $\mu$ -PIV of Individual Particles and Lubricant Flow in and around Lubricated Point Contacts, *Tribology Letters*, 65, 75 (2017)

Figures

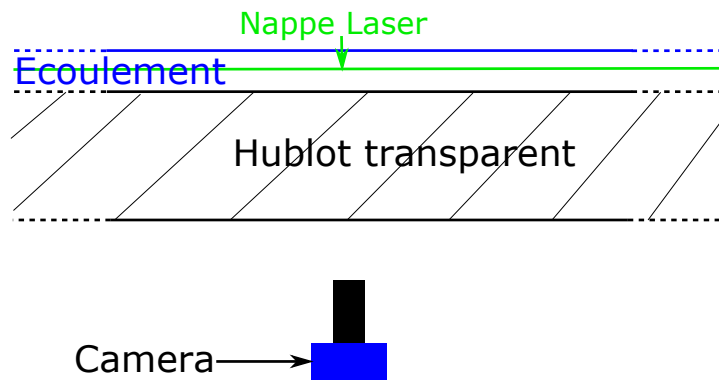


FIGURE 1 – Schéma du montage dans le cas d'une mesure PIV classique

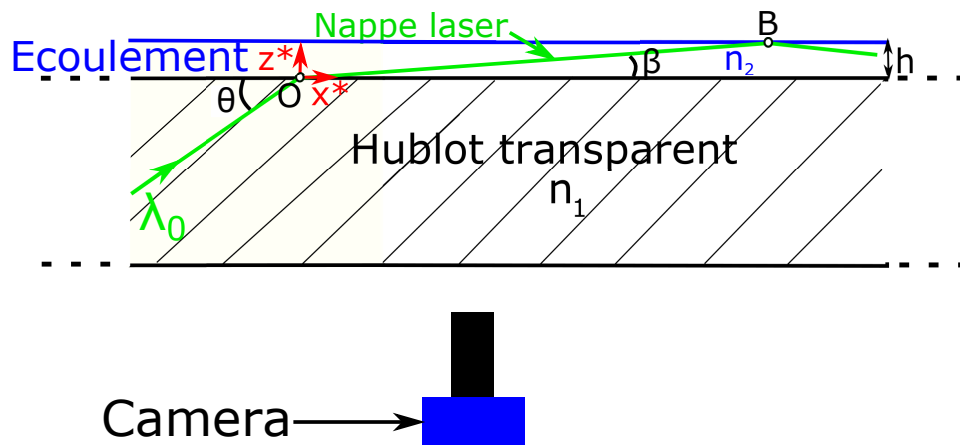


FIGURE 2 – Schéma du montage dans le cas d'une mesure PIV avec réfraction à l'interface hublot transparent/écoulement avec  $x^* = \frac{x}{h}$  et  $z^* = \frac{z}{h}$

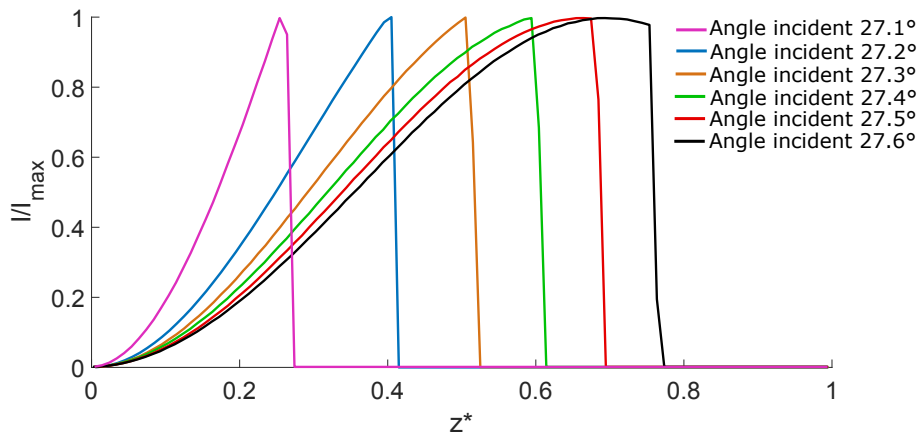


FIGURE 3 – Profils d’intensité lumineuse normalisés en fonction de l’angle incident  $\theta$ .

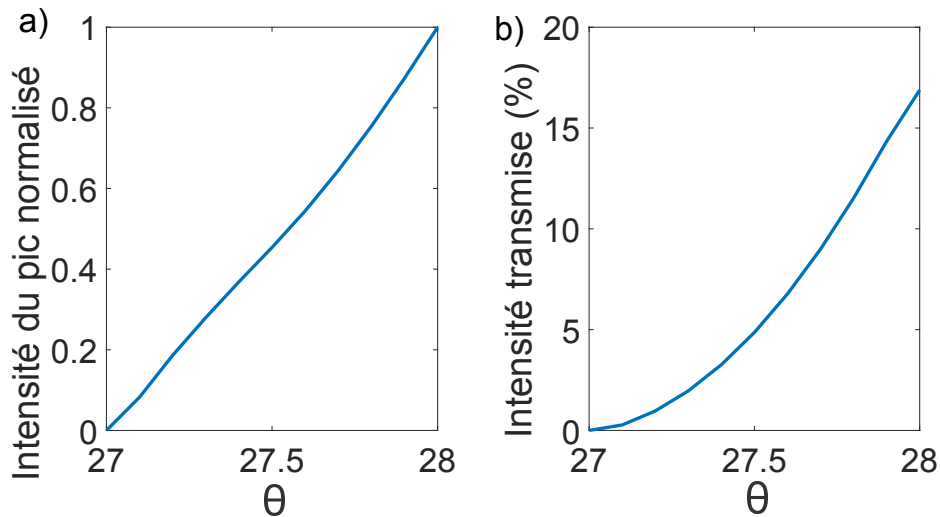


FIGURE 4 – a) Valeur du pic d’intensité en fonction de l’angle incident  $\theta$ . b) Pourcentage de l’intensité totale du faisceau incident transmise dans le fluide en fonction de l’angle incident  $\theta$ .

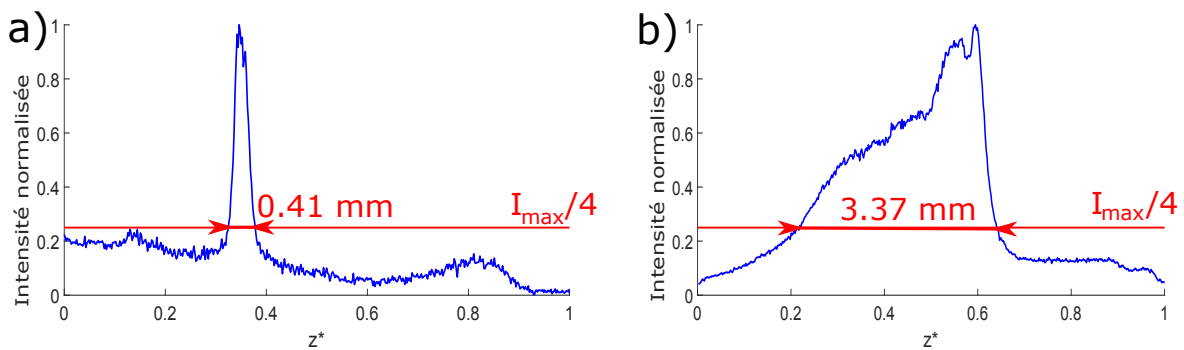


FIGURE 5 – a) Intensité normalisée fonction de l’altitude dans le canal dans le cas Fig.1. b) Intensité normalisée fonction de l’altitude dans le canal dans le cas Fig.2.



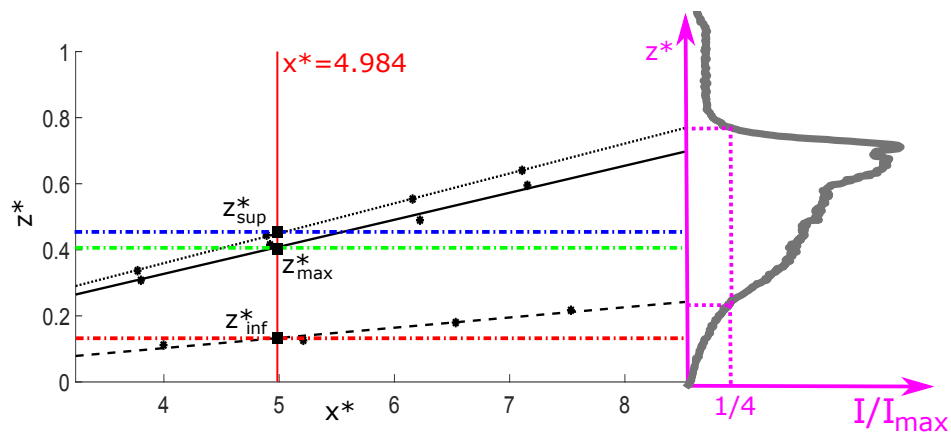


FIGURE 6 – La ligne pointillée est la limite supérieur du faisceau, la ligne en tirets est la limite inférieure du faisceau et le trait plein est le maximum d'intensité de la nappe. Les lignes alternées pointillés tirets colorées sont les nappes laser horizontales correspondantes à  $z_{sup}^*$ ,  $z_{inf}^*$  et  $z_{max}^*$ . Le profil d'intensité en fonction de l'altitude pour  $x^* = 8.5$  est également présenté à droite.

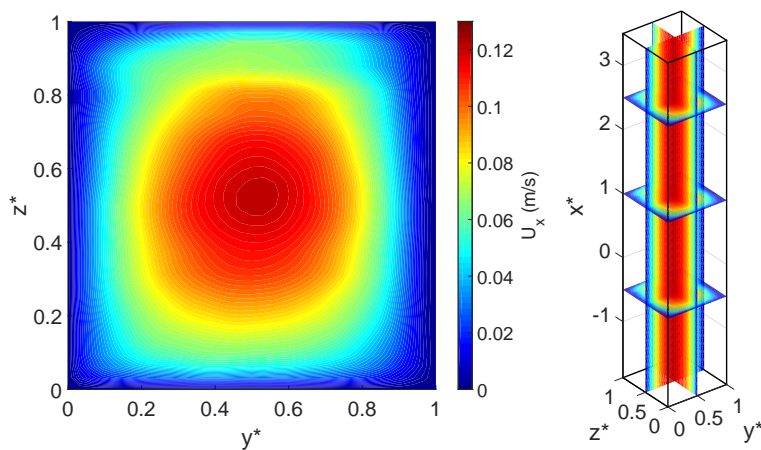


FIGURE 7 – Champ de vitesse 3D interpolé dans le canal pour un nombre de Reynolds  $Re = 465$ .

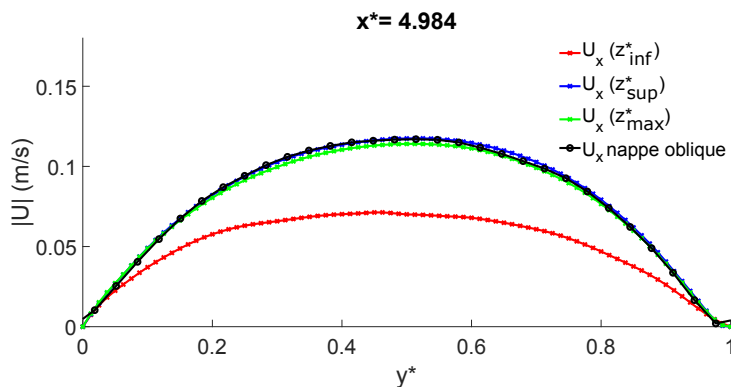


FIGURE 8 – Profils de vitesse mesurés par voie classique aux altitudes  $z_{max}^*$ ,  $z_{inf}^*$  et  $z_{sup}^*$  (lignes de couleurs avec marqueurs croix). Profil de vitesse mesuré par la méthode refractée (ligne noire avec marqueurs cercles).

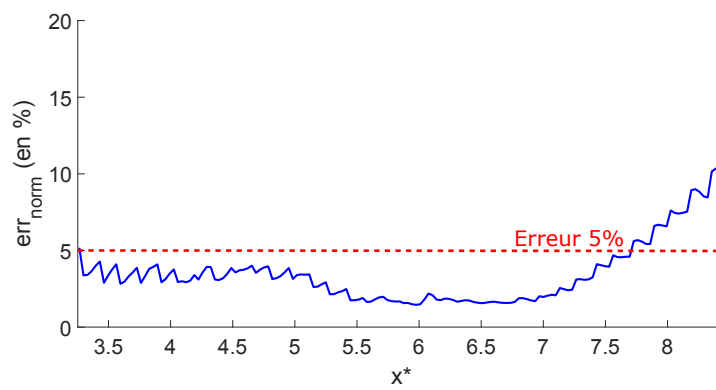


FIGURE 9 – Erreur relative entre le profil mesuré par la nappe oblique (profil noir Fig.6) et le profil issu de la mesure horizontale classique à l'altitude du maximum d'intensité (profil vert Fig.6) et pour toutes les sections de la zone de mesure en fonction de  $x^*$ . Tirets rouges, ligne à 5% d'erreur.