

EVALUATION D'UN ESTIMATEUR DE FLOT OPTIQUE DÉDIÉ AUX ÉCOULEMENTS

D. Heitz^{1*}, T. Corpetti³, J. Carlier¹, G. Arroyo¹, and É. Mémin²

¹: Cemagref, 17 av de Cucillé, CS64427, 35044 Rennes Cedex, France

²: IRISA/INRIA, Campus Universitaire de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France

³: Laboratoire COSTEL UMR 6554 LETG, Maison de la Recherche - Place du Recteur Henri Le Moal 35043 Rennes Cedex, France

MOTS CLÉS :

Sujet principal : Flot optique

Fluide : Aérodynamique,

Méthode de visualisation : Vélocimétrie par Image de Particules, Flot optique.

Résumé

Une méthode de flot optique, dédiée aux écoulements de fluide, est proposée et testée sur des images de type PIV. Des comparaisons qualitatives et quantitatives sont effectuées entre les résultats obtenus avec la méthode de flot optique et ceux fournis par une méthode classique de PIV. Les observations sont faites dans le sillage proche d'un cylindre circulaire à nombre de Reynolds modéré. Il est montré que l'estimateur du mouvement considéré détermine des informations cohérentes avec une résolution spatiale très dense, par comparaison avec la PIV. La validité des résultats obtenus avec les deux approches est discutée.

1 Introduction

L'analyse de séquences d'images d'écoulements de fluides est un problème central dans un certain nombre de domaines tels que les sciences environnementales (météorologie, océanographie, climatologie), la visualisation en mécanique des fluides expérimentale ou encore l'imagerie médicale (étude d'écoulements de bio-fluides). De nombreux travaux se sont intéressés à l'estimation des vitesses d'un écoulement, à partir d'images obtenues avec des supports photos, CCD, ou d'autres types de capteurs. Dans la plupart des techniques, on analyse l'évolution spatio-temporelle d'un scalaire dispersé par l'écoulement (particules, fumée, colorant) et pouvant interagir avec celui-ci (température). La Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) – largement utilisée en mécanique des fluides expérimentale – met en œuvre des corrélations spatio-temporelles fournissant une information de vitesse caractérisant une fenêtre d'interrogation. Cependant, cette fenêtre d'interrogation contient souvent plusieurs particules animés de mouvements différents. Le fait de représenter tous ces déplacements par un seul vecteur vitesse, conduit alors à une approximation pas toujours satisfaisante. Les techniques de flot optique permettent d'extraire une information plus *dense* du champ de déplacement (c-à-d un vecteur par pixel). Introduites par Horn & Schunck (1981), elles consistent à estimer une fonction vectorielle en minimisant une fonction de coût composée de deux termes : un premier terme d'observation basé sur modèle établissant une relation entre les données et les variables d'états inconnues ; un second terme de régularisation encourageant classiquement des solutions lisses du champ de vecteurs, par toujours représentatives du comportement réel d'un écoulement.

Cette étude présente une méthode de flot optique permettant de déterminer des champs de vecteurs de manière plus précise que les estimateurs classiques. Des considérations propres à la mécanique des fluides

*Correspondance : Dominique HEITZ, Cemagref, 17 avenue de Cucillé - CS64427 - F-35044 Rennes cedex, France – email: dominique.heitz@cemagref.fr

sont introduites dans les termes d'observation et de régularisation. Cette nouvelle technique est mis en œuvre sur des images de particules dans le sillage proche d'un cylindre circulaire. Les résultats obtenus sont comparés aux champs de déplacements déterminés avec un algorithme de PIV.

2 Estimation du mouvement fluide

2.1 Position du problème

Un grand nombre d'estimateurs de mesure dense du mouvement se basent sur un modèle initial proposé par Horn & Schunck (1981). Celui-ci affirme que le champ de déplacements s'obtient à partir de la minimisation de la fonctionnelle suivante :

$$\iint_{\Omega} \Psi_1 \underbrace{\left[\nabla E(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) + \frac{\partial E(\mathbf{x}, t)}{\partial t} \right]}_{\frac{dE}{dt} \sim 0} + \alpha \Psi_2 \underbrace{[|\nabla u(\mathbf{x}, t)| + |\nabla v(\mathbf{x}, t)|]}_{\text{Lissage}}, \quad (1)$$

où Ω est le domaine de l'image, $E(\mathbf{x}, t)$ est l'intensité du point \mathbf{x} à l'instant t et Ψ_1 et Ψ_2 sont deux fonctions de pénalisation. Le premier terme (communément appelé le *terme d'observation*, s'appuie sur l'hypothèse de "conservation de la luminance" : on considère que l'intensité d'un point se conserve le long de son déplacement. Le second terme, appelé le "terme de lissage", encourage des configurations lisses du champ des vitesses en minimisant ses gradients spatiaux. Les pénalisations Ψ_1 et Ψ_2 peuvent être quadratiques ou bien robustes. Des fonctions robustes ont pour effet de limiter l'impact des données d'observation ne sont pas valides et d'éviter un sur-lissage aux endroits où le champ réel est discontinu. Des détails sur les fonctions robustes peuvent-être trouvés dans Huber (1981).

Bien que des estimateurs s'appuyant sur (1) se sont avérés efficaces dans certains cas d'imagerie fluide Bannehr *et al.* (1996); Cohen & Herlin (1999); Larsen *et al.* (1998); Mémin & Pérez (1999); Wallace & Foss (1995), les deux hypothèses sous-jacentes (conservation de la luminance et lissage au premier ordre du champ des vitesses) semblent inappropriées pour les mouvements complexes et déformables que l'on est en mesure de rencontrer en imagerie fluide. En effet, en raison du caractère tridimensionnel des écoulements considérés et du mode de visualisation choisi (seule une tranche de l'écoulement en acquisition de type PIV par exemple), l'hypothèse de conservation de la luminance n'est pas vérifiée. des variations de température ou de pression d'un fluide en mouvement et du mode de visualisation choisi (seule une tranche de l'écoulement en PIV par exemple), l'hypothèse de conservation de l'intensité lumineuse n'est souvent pas valide. Par ailleurs, la nature hautement déformable d'un fluide n'est pas appropriée à un lissage du premier ordre. Même si l'utilisation d'une fonction de pénalisation robuste dans un lissage de ce type permet de préserver certaines discontinuités, les quantités de divergence et de vorticités présentes dans le champ ont malgré tout du mal à être correctement estimées. Ceci est d'autant plus préjudiciable que ces quantités, situées au voisinage de points singuliers, sont des descripteurs primordiaux dans l'interprétation d'un écoulement. Il semble donc essentiel, dans le but de recouvrer le plus fidèlement possible ces mouvements, de ne pas lisser ou sous-estimer ces mesures. La régularisation du premier ordre ne semble alors pas être optimale.

Ces remarques nous conduisent à proposer des alternatives aux deux hypothèses classiquement utilisées pour l'estimation du flot optique. Nous proposons alors d'intégrer des notions issues de la mécanique des fluides dans les termes d'observation et de régularisation. Ceci est présenté dans les sections suivantes.

2.2 Intégration d'une loi physique : l'équation de continuité

En PIV, l'image visualise uniquement l'écoulement dans un plan de coupe. Dans ce cas, les mouvements tridimensionnels qui ne sont pas parallèles au plan de visualisation vont être responsables de l'apparition ou de la disparition de matière dans le plan image. Ainsi, les approches classiques modélisées par une fonction de coût du type de (1) sont issues d'hypothèses dont les faiblesses se révèlent dans un contexte d'imagerie fluide. Comme plusieurs auteurs l'ont déjà suggéré, nous proposons d'intégrer dans le terme d'observation l'équation de continuité de la mécanique des fluides. L'idée a originalement été proposée par Schunk (1984) dans le cadre général de l'estimation du mouvement. Depuis, il est reconnu que cette équation présente une alternative très attractive à l'hypothèse usuelle, dans un cadre de météorologie ou d'imagerie médicale (Amini, 1994; Bereziat & Berroir, 2000; Fitzpatrick, 1985, 1988; Fitzpatrick & Pederson, 1988; Wildes *et al.*, 2000; Zhou *et al.*, 2000). La luminance observée dans les images est en effet liée, dans un degré plus ou moins

important qui dépend de la nature de l'image traitée, soit à la densité du fluide dont on suit l'évolution, soit à la concentration d'une quantité passive transportée par celui-ci. L'équation de continuité lie ces quantités physiques à la vitesse tridimensionnelle d'un fluide. L'idée d'appliquer cette équation à la luminance des images s'est donc naturellement imposée pour l'estimation de la vitesse apparente bidimensionnelle.

Cette équation s'écrit pour la densité ρ d'un fluide :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (2)$$

où \mathbf{V} est la vitesse tridimensionnelle.

L'utilisation de l'équation de continuité comme contrainte sur la luminance des images consiste ainsi à faire l'hypothèse que la variation de la luminance E suit la loi :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \text{div}(E \mathbf{v}) = 0. \quad (3)$$

Cette contrainte se distingue du terme initial en (1) par le terme de divergence non nulle. Il est important de mentionner que l'usage de l'équation de continuité pour l'analyse de séquences d'images repose sur l'hypothèse que l'intensité de l'image est relative à la densité du fluide observé. Cette hypothèse est difficile à prouver théoriquement dans le cadre de la PIV mais il est raisonnable d'affirmer que plus la concentration en particules sera élevée, plus l'intensité de l'image résultante sera forte.

Dans ce travail, nous proposons donc d'utiliser cette contrainte comme base de notre modèle, même si elle ne correspond pas au modèle exact. Nous pensons néanmoins qu'elle constitue une bonne alternative, plus proche de la réalité physique que la contrainte classique de conservation de la luminance. Le terme d'observation peut alors être donné par :

$$\mathcal{H}_{obs}(E, \mathbf{v}) = \iint_{\Omega} \Psi_1 \left(\frac{\partial E(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \text{div}(E(\mathbf{x}, t) \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) \right) d\mathbf{x}, \quad (4)$$

où Ψ_1 est une fonction de coût. Notons qu'un invariant photométrique défini sur la base de l'équation de continuité (relation (4)) présente, de façon similaire au terme classique de Horn & Schunck, une importante faiblesse : en raison de sa nature différentielle, la validité de cette contrainte peut s'avérer limitée pour les déplacements de grande amplitude. Ceci est particulièrement problématique lorsque l'écoulement est très rapide ou lorsque la fréquence d'acquisition des images est lente. Ainsi, nous proposons d'utiliser cette contrainte dans un schéma "multi-résolution". Ces schémas sont usuellement employés en analyse d'images pour gérer les grands déplacements. Les détails peuvent être trouvés dans Corpetti *et al.* (2002).

Étudions à présent le terme de régularisation proposé.

2.3 Régularisation div-curl

Les principales solutions proposées dans la littérature pour régulariser un champ de vecteurs $\mathbf{v} = (u, v)^T$ s'appliquent, pour la plupart d'entre elles, toutes au module de son gradient $|\nabla u|^2 + |\nabla v|^2$ (voir par exemple dans Deriche & Faugeras (1996) pour une présentation). Il est aisé de montrer que la régularisation de $|\nabla u|^2 + |\nabla v|^2$ tend à fournir une solution avec une très faible valeur de divergence et de vorticité.

L'information capitale contenue dans les mouvements fluides est ainsi en partie ignorée par des méthodes d'estimation de mouvement mettant en jeu un schéma de régularisation du premier ordre. En outre, dans la perspective d'utiliser un terme d'attache aux données relatif à l'équation de continuité, cela s'avère d'autant plus préjudiciable dans la mesure où une sous-estimation importante de la divergence revient à considérer une hypothèse d'invariance de la fonction de luminance.

Ainsi, nous proposons une nouvelle régularisation qui sera explicitement définie sur des mesures de la divergence et de la vorticité du mouvement à estimer.

A cet effet, la régularisation proposée par Suter (1994) :

$$\mathcal{H}_{reg}(\mathbf{v}) = \iint_{\Omega} |\nabla \text{div} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)|^2 + |\nabla \text{curl} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)|^2, \quad (5)$$

apparaît particulièrement attractive. Celle-ci vise à préserver les quantités de divergences et de vorticité de l'écoulement. Rappelons cependant que dans Chen & Suter (1999), il a été soulevé que cette régularisation

conduit à un ensemble de systèmes difficiles à résoudre dans un cas bidimensionnel. Par ailleurs, dans Gupta & Prince (1996), les auteurs soulignent la complexité des équations aux dérivées partielles d'ordre 4 résultantes des équations d'Euler-Lagrange de ce schéma. Afin de pallier cette difficulté, nous proposons un schéma de régularisation visant à approcher le critère proposé en (5), mais s'avérant plus simple d'emploi, par l'introduction de fonctions scalaires intermédiaires ξ et ζ :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{reg}(\mathbf{v}, \xi, \zeta) = & \iint_{\Omega} |\operatorname{div} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) - \xi(\mathbf{x}, t)|^2 + \lambda |\nabla \xi(\mathbf{x}, t)|^2 d\mathbf{x} + \\ & \iint_{\Omega} |\operatorname{curl} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) - \zeta(\mathbf{x}, t)|^2 + \lambda |\nabla \zeta(\mathbf{x}, t)|^2 d\mathbf{x}. \end{aligned} \quad (6)$$

Les fonctions scalaires ξ et ζ sont respectivement des estimations des fonctions de divergence (div) et de rotationnel (curl) de la vitesse \mathbf{v} à estimer, λ étant un paramètre positif. Cette régularisation est composée de deux parties, l'une concerne la divergence et l'autre la vorticité. Chacune de ces parties est composée de deux termes. Le premier encourage la divergence et la vorticité du mouvement \mathbf{v} à se conformer aux valeurs de ξ et ζ . Lorsque ces quantités de divergence et de rotationnel se rapprochent mutuellement de zéro, le terme (6) se ramène alors à une régularisation du premier ordre. Le second terme impose quant à lui un lissage sur les estimées de la divergence et du rotationnel, lorsque celles-ci sont significativement non nulles. Ce terme favorise l'émergence de zones de divergence ou de rotationnel homogènes.

La régularisation (6) proposée se minimise de manière alternée par rapport aux variables ξ , ζ et \mathbf{v} . Dans un premier temps, nous fixons ξ et ζ et estimons le champ \mathbf{v} . Une fois ce champ estimé, nous le fixons et estimons successivement ξ et ζ . Cette opération est itérée jusqu'à convergence. D'un point de vue calculatoire, cette régularisation possède donc l'avantage de s'affranchir du problème de la résolution des équations aux dérivées partielles d'ordre quatre qui découlaient de (5). De manière alternée, le problème se ramène à la résolution successive de deux EDP du second ordre. La régularisation du second ordre (5) est en fait avantageusement remplacée par deux régularisations du premier ordre interagissant entre elles. Par ailleurs, les champs scalaires intermédiaires ξ et ζ autorisent l'introduction de connaissances *a priori* sur la divergence et la vorticité du champ de vecteurs attendu. La régularisation proposée permet donc d'approcher le lissage div-curl du second ordre proposé par Suter, avec l'avantage d'une implantation beaucoup plus simple.

D'après les relations (4) et (6), la fonctionnelle \mathcal{H} à minimiser proposée pour la mesure de mouvements fluides peut donc s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(E, \mathbf{v}, \xi, \zeta) = & \iint_{\Omega} \Psi_1 \left(\frac{\partial E(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \operatorname{div}(E(\mathbf{x}, t)\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) \right) d\mathbf{x} + \\ & \iint_{\Omega} |\operatorname{div} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) - \xi(\mathbf{x}, t)|^2 + \lambda |\nabla \xi(\mathbf{x}, t)|^2 d\mathbf{x} + \\ & \iint_{\Omega} |\operatorname{curl} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) - \zeta(\mathbf{x}, t)|^2 + \lambda |\nabla \zeta(\mathbf{x}, t)|^2 d\mathbf{x}. \end{aligned} \quad (7)$$

Des détails sur l'implémentation dans un schéma multi-résolution peuvent être trouvés dans Corpetti *et al.* (2002).

3 Dispositif expérimental

Les expériences ont été réalisées dans une petite soufflerie du Cemagref de Rennes, ayant une veine d'essai de section de largeur 142 mm, de hauteur 142 mm, et longue de 1100 mm. La soufflerie comprend un ventilateur soufflant dans une chambre de conditionnement composée d'un nid d'abeille et d'un milieu poreux (mousse), connectée à un convergent de rapport de contraction 2 : 1. L'écoulement d'air produit est uniforme avec un taux de turbulence inférieur à 0,1%. Durant les mesures la vitesse de l'écoulement d'air amont a été fixée à 4,5 m s⁻¹. Le cylindre circulaire de diamètre $D = 10$ mm et de longueur $L = 142$ mm présente un rapport de forme égal à $L/D = 14,2$. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre D est égal à $Re = 3000$. Le cylindre est disposé verticalement et n'est pas équipé de plaques limitatives d'effets de bout.

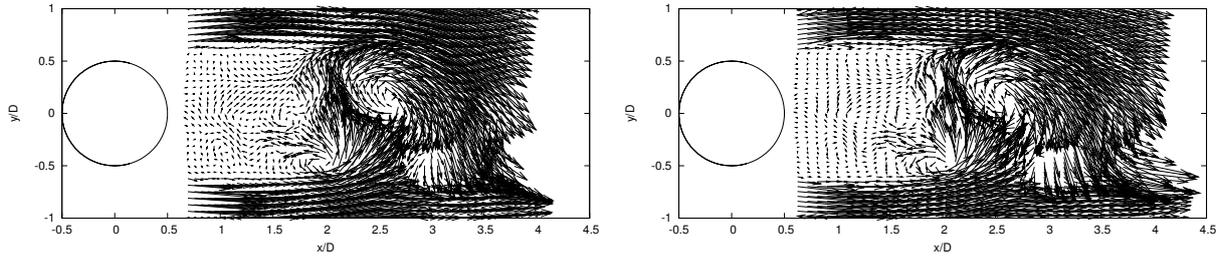


FIG. 1 – Isocontours du champ de vecteur instantané du sillage proche d’un cylindre circulaire à $Re=3000$: À gauche, Flot optique (1 vecteur sur 256) ; À droite, PIV (1 vecteur sur 4).

3.1 Paramètres PIV

Le dispositif d’éclairage comprend un laser Nd :YAG double-pulses (New Wave) produisant une énergie de 30 mJ par pulse à une longueur d’onde égale à $\lambda = 532$ nm. L’écoulement est ensemencé avec des particules d’huiles. Le générateur de spray est placé en amont du ventilateur, de façon à assurer une homogénéité de l’ensemencement dans le plan de visualisation. Les images ont été enregistrées à l’aide d’une caméra CCD de LaVision de résolution 1280×1024 pixels et de dynamique égale à 12 bits. La taille de l’image dans l’espace physique est de $L_x \times L_y = 98,7 \times 83,4 \text{ mm}^2 = 9,9D \times 8,3D$. La fréquence du laser est ajustable jusqu’à 20 Hz, néanmoins la fréquence d’acquisition est esclave de la fréquence de la caméra égale à 15 Hz. Le délais entre deux flashes laser est fixé égale à $\Delta t = 69 \mu s$ de façon à conserver les déplacements de particules dans un intervalle adapté. La synchronisation de l’ouverture de la caméra avec les pulses laser est assuré par un dispositif LaVision. Le logiciel Davis de LaVision est utilisé pour calculer les inter-corrélations de niveau de gris entre les pairs images. Un processus multigrille avec raffinement est utilisé de manière à aboutir sur des fenêtres d’interrogation de 16×16 pixels, ce qui produit un champ de déplacements sur un maillage de 12×12 pixels ($0.93 \times 0.93 \text{ mm}^2$ i.e. $0.093 \times 0.093 D^2$).

Les grandeurs instantanées et moyennes sont utilisées pour représenter la structure de l’écoulement. Les statistiques sont calculées à partir de l’ensemble de la séquence, 520 et 540 champs instantanés pour respectivement la couche de mélange et le sillage de cylindre.

3.2 Paramètres Flot Optique

Dans l’approche de flot optique les paramètres de régularisation utilisés sont $\alpha = 300$ et $\lambda = 300$. Afin de pallier la non correspondance systématique entre l’intensité de luminance et la concentration des particules, nous choisissons pour Ψ_1 une minimisation robuste avec fonction de pénalisation de type Leclerc $\Psi_1(x) = 1 - \exp(-\tau_1 x^2)$, à la place d’une minimisation quadratique. Le paramètre τ_1 est fixé égal à 1,6. La valeur des ces trois paramètres à été déterminées à partir d’images synthétiques (Corpetti *et al.*, 2002). Pour la fonction de pénalisation Ψ_2 associée à la régularization div-curl, nous considérons une pénalisation quadratique car nous supposons une distribution continue de la divergence et de la vorticité dans l’écoulement.

4 Résultats et discussions

Cette partie présente des comparaisons de résultats obtenus par flot optique et PIV, dans le sillage proche d’un cylindre circulaire.

4.1 Champs de vecteurs instantanés

Les figures 1 et 2 présentent respectivement les champs instantanés de vecteurs vitesses et d’iso-contours de la vorticité, pour les approches flot optique proposée et PIV. Les champs de déplacements obtenus avec les deux méthodes sont relativement similaires et représentent correctement les phénomène physique. En effet, le tourbillon primaire lâché au milieu de la figure apparaît clairement tant au niveau du champ de vitesses que sur les iso-contours de la vorticité. Les sio-contours peuvent être analysés plus précisement à partir des figures 1 et 2. En effet, il est observé que bien que les deux représentations montrent un même

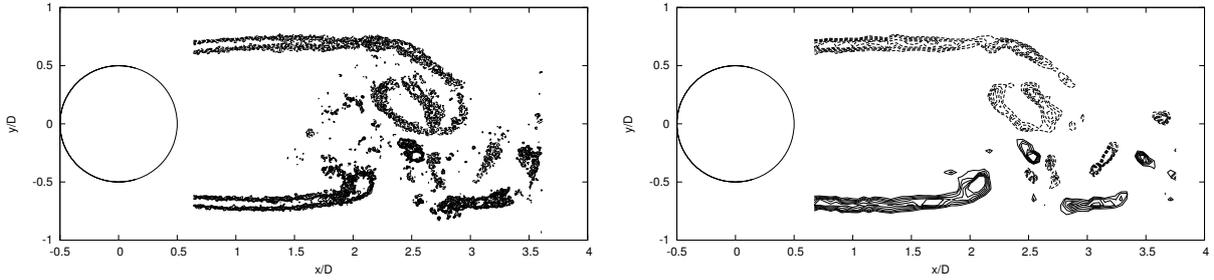


FIG. 2 – Isocontours de la vorticité instantanée dans le sillage proche d’un cylindre circulaire à $Re=3000$ – $\omega_z^* = (\omega_z U)/D$ ($|\omega_{z_{\min}}^*| = 0.5$, $|\omega_{z_{\max}}^*| = 10$, $\Delta\omega_z^* = 1$) : À gauche, Flot optique ; À droite, PIV.

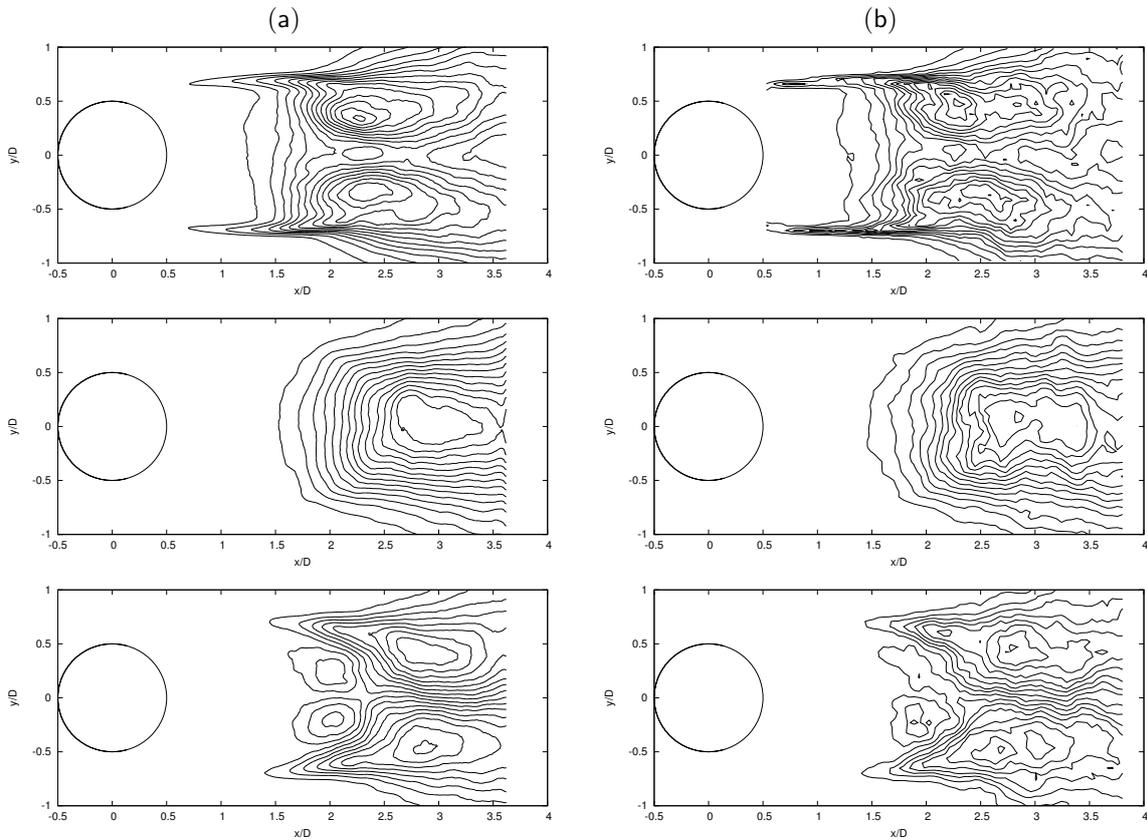


FIG. 3 – De haut en bas, 15 isocontours de $\overline{u'^2}/U_\infty^2 = 0, \dots, 0.05$, $\overline{v'^2}/U_\infty^2 = 0, \dots, 0.1$ et $\overline{u'v'}/U_\infty^2 = -0.025, \dots, 0.025$: (a), Flot optique ; (b), PIV.

phénomène physique, une différence importante existe quant à la résolution spatiale obtenue, celle fournie par l’approche flot optique étant largement supérieure. La description topologique du sillage proche est de ce fait plus dense. Cependant, une étude plus précise serait nécessaire pour quantifier la validité de cette sur-information. Des travaux sur ce sujet sont actuellement en cours dans nos équipes.

4.2 Grandeurs moyennes

Dans cette partie, l’ensemble des champs de vecteurs obtenus à partir des 540 paires d’images sont utilisés pour calculer les moyennes.

Les isocontours de la composante transversale de la vitesse moyenne, non représentés dans cet article, montrent que les résultats obtenus avec le flot optique sont plus lisses que ceux obtenus avec la PIV. Pour le même nombre d’échantillons, ou d’images, le flot optique produit des grandeurs statistiques plus convergées que la PIV. Ce résultat est directement observable à partir des moments d’ordres deux représentés sur la figure 3. Par ailleurs, à ces résultats plus convergés peut être associés une meilleure symétrie par rapport à

l'axe du sillage. Ces différences peuvent être expliqués par la régularisation globale mis en œuvre dans le flot optique, en comparaison avec la PIV qui est une approche locale attribuant une valeur, moyenne de la région considérée.

Une meilleure description des grandeurs moyennes permet de mieux localiser les différents maxima de $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$, caractéristiques de la région de formation des tourbillons. Deux approches se distinguent pour la détermination de la longueur de la zone de recirculation : la distance longitudinale séparant la base du cylindre et le point de vitesse longitudinale nulle sur l'axe du sillage, notée L_R , et la distance séparant la base du cylindre et le maximum de $(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$ sur l'axe du cylindre, notée L_f . Les valeurs critiques le long de l'axe du sillage sont présentées dans le tableau 1.

Les résultats montrent que la longueur de la bulle de recirculation (L_R) est à peu près identique pour le flot optique et la PIV, tandis que la longueur de la zone de formation (L_f) obtenue avec le flot optique est plus proche des résultats fil chaud que celle trouvée avec la PIV. Ceci pourrait s'expliquer par la meilleure détermination par le flot optique, des tourbillons formés et lâchés à l'aval de l'obstacle (cf. Fig.2).

	Hot-wire	PIV	Optical-flow
U_{\min}/U_{∞}	-	-0.30	-0.29
L_R/D	-	2.70	2.73
L_f/D	2.80	2.71	2.85

TAB. 1 – Valeurs critiques sur l'axe du sillage, $y = 0$.

5 Conclusion

La présente étude évalué un nouvelle méthode d'estimation des champs de vecteurs vitesse instantanée à partir d'une séquence d'images d'écoulement. Cette méthode est une extension de l'approche classique de type flot optique, utilisée dans la communauté vision par ordinateur, et basée sur la minimisation d'une fonctionnelle d'énergie bipartite. Les deux termes (c-à-d le terme de données et la régularisation) de la nouvelle fonction de coût sont construits de manière adaptée aux séquences d'images d'écoulements. Le terme d'observation s'appuie sur l'équation de continuité, ce qui représente une alternative plus consistante à l'hypothèse classique de conservation de la luminance. Le nouveau terme de régularisation proposé utilise un formalisme div-curl qui préserve les distributions de la divergence et du rotationnel présents dans l'écoulement. L'estimateur proposé est testé dans le sillage proche d'un cylindre circulaire. Les résultats sont comparés à ceux obtenus en PIV. Il est montré que les ordres de grandeurs des différents paramètres de l'écoulement sont comparables entre flot optique et PIV. La principale différence provient de la plus grande densité d'information obtenue en flot optique (un vecteur par pixel).

Références

- AMINI, A. 1994 A scalar function formulation for optical flow. In *Proc. Europ. Conf. Computer Vision*, pp. 125–131.
- BANNEHR, L., ROHN, R. & WARNECKE, G. 1996 A fonctionnal analytic method to derive displacement vector fields from satellite image sequences. *Int. Journ. of Remote Sensing* **17** (2), 383–392.
- BEREZIAT, D. & BERROIR, J.-P. 2000 Motion estimation on meteorological infrared data using a total brightness invariance hypothesis. *Environmental Modelling and Software* **15**, 513–519.
- CHEN, F. & SUTER, D. 1999 DIV-CURL vector quasi-interpolation on a finite domain. *Mathematical and Computer Modelling* **30** (1), 179–204.
- COHEN, I. & HERLIN, I. 1999 Non uniform multiresolution method for optical flow and phase portrait models : Environmental applications. *Int. J. Computer Vision* **33** (1), 29–49.
- CORPETTI, T., MÉMIN, E. & PÉREZ, P. 2002 Dense estimation of fluid flows. *IEEE Trans on Pattern Analysis and Machine Intelligence* **24** (3), 365–380.

- DERICHE, R. & FAUGERAS, O. 1996 Les EDP en Traitement des Images et Vision par Ordinateur. *Traitement du Signal* **13** (6).
- FITZPATRICK, J. 1985 A method for calculating velocity in time dependent images based on the continuity equation. In *Proc. Conf. Comp. Vision Pattern Rec.*, pp. 78–81. San Francisco, USA.
- FITZPATRICK, J. 1988 The existence of geometrical density-image transformations corresponding to object motion. *Comput. Vision, Graphics, Image Proc.* **44** (2), 155–174.
- FITZPATRICK, J. & PEDERSON, C. 1988 A method for calculating fluid flow in time dependant density images. *Electronic Imaging* **1**, 347–352.
- GUPTA, S. & PRINCE, J. 1996 Stochastic models for div-curl optical flow methods. *Signal Proc. Letters* **3** (2), 32–34.
- HORN, B. & SCHUNCK, B. 1981 Determining optical flow. *Artificial Intelligence* **17**, 185–203.
- HUBER, P. 1981 *Robust Statistics*. John Wiley & Sons.
- LARSEN, R., CONRADSEN, K. & ERSBOLL, B. 1998 Estimation of dense image flow fields in fluids. *IEEE trans. on Geoscience and Remote sensing* **36** (1), 256–264.
- MÉMIN, E. & PÉREZ, P. 1999 Fluid motion recovery by coupling dense and parametric motion fields. In *Proc. Int. Conf. Computer Vision*, , vol. 3, pp. 732–736. Corfou, Greece.
- SCHUNK, B. 1984 The motion constraint equation for optical flow. In *Proc. Int. Conf. Pattern Recognition*, pp. 20–22. Montreal.
- SUTER, D. 1994 Motion estimation and vector splines. In *Proc. Conf. Comp. Vision Pattern Rec.*, pp. 939–942. Seattle, USA.
- WALLACE, J. & FOSS, J. 1995 The measurement of vorticity in turbulent flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **27**, 469–514.
- WILDES, R., AMABILE, M., LANZILLOTTO, A.-M. & LEU, T.-S. 2000 Recovering estimates of fluid flows from image sequence data. *Computer Vision and Image Understanding* **80**, 246–266.
- ZHOU, L., KAMBHAMETTU, C. & GOLDFOF, D. 2000 Fluid structure and motion analysis from multi-spectrum 2D cloud images sequences. In *Proc. Conf. Comp. Vision Pattern Rec.*, , vol. 2, pp. 744–751. Hilton Head Island, South Carolina, USA.