

# Identification et évolution spatiale du système tourbillonnaire en fer à cheval dans un échangeur à deux rangs de tubes à ailettes lisses

J. V. SIMO TALA<sup>1;2</sup>, S. RUSSEIL<sup>1;2</sup>, D. BOUGEARD<sup>1;2</sup>, J-L. HARION<sup>1;2</sup>

<sup>1</sup> Univ. Lille Nord de France, F-59000 Lille, France

<sup>2</sup> EMDouai, EI, F-59500 Douai, France

\*(auteur correspondant : simo-tala@ensm-douai.fr)

**Résumé :** L'étude proposée porte sur l'identification des structures tourbillonnaires et leur évolution spatiale dans un échangeur à deux rangs de tubes à ailettes planes ayant un espacement interailette  $E/D=0,40$ . La structuration de l'écoulement est mise en évidence par le tracé des lignes de courant bidimensionnelles dans des plans radiaux créés autour des tubes. L'influence du système tourbillonnaire sur le frottement pariétal est également observée. Cette étude met en évidence un écoulement tridimensionnel complexe constitué de multiples cellules tourbillonnaires interactives ayant un comportement dynamique très variable.

## Nomenclature

D	Diamètre du tube, m	$\tau_{pr}$	Contrainte de cisaillement radiale, Pa
E	Espacement interailette, m	$\Omega$	Module de vorticité, $s^{-1}$
$f_t$	Epaisseur de l'ailette, m	<b>Abréviation</b>	
Pt	Pas transversal, m	T1, T2	Premier, second tube
$P_l$	Pas longitudinal, m	P1, P2	Premier, second tourbillon primaire
L	Profondeur de l'ailette, m	S1, S2	Premier, second tourbillon secondaire
$Re_D$	Nombre de Reynolds $U_0 D/\nu$ , -	C	Tourbillon de coin
$U_0$	Vitesse d'entrée de l'air, $ms^{-1}$		

## 1. Introduction

Les échangeurs à tubes et ailettes planes sont des composants thermodynamiques utilisés dans des applications variées telles que les condenseurs et évaporateurs de climatisation. Dans ces applications, l'air ambiant circulant entre les ailettes échange thermiquement avec le fluide caloporteur qui circule dans les tubes. Les performances thermo-aérauliques de tels équipements dépendent fortement de la structure de l'écoulement à la jonction tube-ailette. L'écoulement de l'air entre les ailettes d'un échangeur à tube et ailettes planes peut être étudié comme un écoulement en canal perturbé par un obstacle vertical : le tube. Sa présence modifie profondément la structure de l'écoulement dans son voisinage. Cette modification est liée à la naissance d'un gradient de pression adverse à l'amont du tube qui produit un système de tourbillons tridimensionnels connu sous le nom de système tourbillonnaire en fer à cheval.

Mettant en œuvre des simulations numériques Tsai et Sheu [1] ont utilisé l'analyse topologique pour étudier la formation du système tourbillonnaire dans un échangeur à deux rangs de tubes. Khallaki et al [2] testent plusieurs modèles de turbulence RANS dans l'optique d'une meilleure description du système tourbillonnaire en fer à cheval dans un échangeur monotube. L'étude réalisée pour  $2260 < Re_D < 3266$  et  $0,13 < E/D < 0,27$  montre que dans le plan frontal au tube le modèle de turbulence  $k-\omega$  SST décrit le mieux la structure de l'écoulement par rapport aux mesures PIV de Nacer-Bey et al [3]. Une étude instationnaire réalisée dans une configuration similaire par Tutar et al [4] pour  $600 < Re_D < 2000$  met en évidence le développement d'un système multicellulaires ; toutefois, l'instationnarité de

l'écoulement est artificiellement déclenchée par un profil temporel de vitesse sinusoïdal imposé à l'entrée du domaine d'étude. Récemment, Armellini et al [5] ont expérimentalement étudié l'écoulement dans un échangeur monotube ayant un espacement interailette  $E/D$  de 1.04. Leur étude expérimentale réalisée pour  $800 < Re_D < 2800$  montrent que l'effet stabilisateur de confinement est contrebalancé par un haut niveau de turbulence dans l'écoulement au centre du canal. Ceci conduit à une production de tourbillons secondaires même aux faibles nombres de Reynolds.

L'analyse de la littérature sur la dynamique des écoulements de jonction dans les échangeurs de chaleur à tube et ailettes montre que la plupart des études rencontrées se focalisent sur une description qualitative de l'écoulement dans des plans parallèles ou perpendiculaires à l'écoulement principal. La présente étude s'intéresse au développement des structures tourbillonnaires, leur advection et leur dissipation. Les lignes de courant bidimensionnelles tracées dans des plans radiaux créés autour des tubes d'un échangeur à deux rangs des tubes permettent de suivre le développement et la dissipation des structures ainsi que leur localisation par rapport au tube et à l'ailette.

## 2. Domaine d'étude et conditions aux limites

Un échangeur de chaleur à deux rangs de tubes et ailettes lisses continues est étudié. L'emploi de conditions de symétrie permet de réduire le modèle géométrique au volume  $P_t/2 \times L \times P_t/2$  représenté figure 1. L'entrée et la sortie du domaine de calcul sont extrudées à des distances respectives de  $L/2$  et  $3L$  vers l'amont et l'aval afin de permettre l'établissement d'un profil de vitesse réaliste au bord d'attaque de l'ailette et de stabiliser l'écoulement vers la sortie de l'échangeur. Un profil de vitesse uniforme est imposé à l'entrée, la sortie étant à pression atmosphérique. L'intensité turbulente appliquée à l'entrée du domaine est de 3% et l'échelle caractéristique correspondant au diamètre hydraulique du canal. Une condition d'adhérence est imposée aux parois. Les spécifications géométriques adimensionnelles de l'échangeur sont respectivement  $P_t/D=2,143$  ;  $E/D=0,4$  ;  $P_t/D=1,643$ ,  $L/D=3,286$  et  $f_t/D=0,0143$ .

## 3. Méthode de résolution

Le fluide en écoulement est de l'air considéré incompressible et isotherme. L'écoulement est considéré stationnaire conformément aux travaux antérieurs de Nacer-Bey [3]. Les équations de conservation modélisant la dynamique de l'écoulement sont résolues par l'emploi d'un code CFD basé sur la formulation des volumes finis [6]. En se basant sur les travaux antérieurs de Khallaki et al [2] et sur son aptitude à prédire les écoulements où siègent de forts gradients de pression adverse, le modèle  $k-\omega$  SST de Menter [7] est choisi. Les équations sont résolues séquentiellement par le solveur algébrique multigrille AMG à travers l'usage de la méthode itérative de Gauss-Seidel et l'algorithme SIMPLE. Une discrétisation au second ordre pour les termes convectifs est choisie pour une meilleure précision. Par ailleurs, six points de monitoring sont judicieusement créés dans le domaine d'étude. Le module de vitesse, de vorticité et la viscosité turbulente sont représentés en fonction du nombre d'itérations afin de juger la convergence des calculs. Chaque simulation est considérée convergée lorsque tous les résidus sont inférieurs à  $5 \times 10^{-5}$  et les scalaires aux points de monitoring quasi invariables lorsque le nombre d'itérations augmente. Un maillage hexaédriques structuré en bloc est généré dans le domaine avec un raffinement adéquat dans les régions à forts gradients : proche des parois et autour du tube. Une attention particulière est notamment portée à la distance adimensionnelle de la première cellule à la paroi (respect de la condition  $z^+ < 1$ ) pour éviter l'utilisation des lois de paroi. Au niveau local, l'étude de la sensibilité de la solution au maillage est évaluée par l'examen de la valeur maximale du frottement pariétal dans le système tourbillonnaire en fer à cheval sur la ligne frontale au

second tube ( $\theta=0^\circ$ ). Au niveau global la perte de charge est analysée. Les résultats, non présentés ici, conduisent à l'utilisation de 2.000.000 et 3.500.000 hexaèdres respectivement pour  $E/D=0,2$  et  $E/D=0,4$ .

## **4. Résultats et discussion**

### **4.1. Localisation des plans de coupe autour des tubes.**

Pour le post-traitement, deux systèmes de référence cylindriques locaux T1 ( $r_1, \theta_1, z_1$ ) et T2 ( $r_2, \theta_2, z_2$ ) sont définis aux centres des tubes (figure1). Les variables dynamiques basiquement résolues dans le système de référence cartésien sont ensuite converties dans ces systèmes de référence cylindriques par le biais de transformations matricielles. L'écoulement est analysé dans des plans radiaux successifs régulièrement espacés (entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ ) autour de chaque tube. Les composantes de cisaillement pariétal sur les lignes interceptant ces plans et la surface de l'ailette sont analysées.

### **4.2. Validation avec du modèle des mesures expérimentales**

Nous analysons dans cette section la localisation du cœur du tourbillon primaire P1 dans le plan radial à  $\theta=0^\circ$  à l'amont du second tube T2 à travers le tracé des lignes de courants bidimensionnelles. Les lignes de courants obtenues dans la présente étude (figures 2(a)) sont comparées aux données expérimentales disponibles, effectuées par Nacer-Bey et al [3] dans le plan frontal  $\theta=0^\circ$  pour  $E/D=0,2$  (figures 2(b)). L'analyse de ces figures met en évidence à l'amont du second tube T2 la formation de deux cellules primaires P1 et P2 et d'une cellule secondaire S1. La comparaison entre les lignes de courants calculées et les données expérimentales PIV montre qualitativement une bonne concordance. Au-delà de cette validation qualitative, les lignes de courants bidimensionnelles sont utilisées pour extraire les positions radiale  $r/D$  et axiale  $z/D$  du centre du tourbillon primaire P1 au second tube. La comparaison de ces coordonnées entre la présente étude numérique et l'expérience montre une très bonne concordance avec des erreurs relatives respectives de 1,2% et 1,0%. En conséquence, le modèle de turbulence choisi prédit correctement la structure de l'écoulement pour  $E/D=0,2$ .

### **4.3. Identification des tourbillons et évolution spatiale autour des tubes**

Dans cette section, les tourbillons qui se développent autour de chaque tube sont identifiés en utilisant le tracé des lignes de courants bidimensionnelles et leur évolution spatiale dans les plans radiaux est étudiée. Les figures 3 et 4 mettent en évidence la composition du système tourbillonnaire autour de chaque tube T1 et T2. On peut remarquer que le système tourbillonnaire en fer à cheval est moins développé autour du premier tube T1 qu'around du second tube T2. De même, la composition du système varie très fortement d'un tube à l'autre. Autour du premier tube, le système tourbillonnaire est composé d'un tourbillon primaire unique P1 et d'un tourbillon de coin C (visibles dans le plan  $\theta=60^\circ$ , figure 3). Au second tube par contre, le système tourbillonnaire fer à cheval est constitué de deux tourbillons primaires P1 et P2, d'un tourbillon secondaire S1 et d'un tourbillon de coin C (visibles dans le plan  $\theta=60^\circ$ , figure 4). Les structures primaires (P1, P2) et les structures secondaires et de coin (S1, C) sont contrarotatifs et caractérisées par une évolution angulaire très différente autour des tubes.

En effet, seule la structure primaire P1 est observable dans le plan  $\theta=0^\circ$  autour du tube T1 (figure3). L'évolution du système tourbillonnaire du plan  $\theta=0^\circ$  au plan  $\theta=90^\circ$  est accompagnée par une croissance continue du tourbillon de coin C et une décroissance rapide suivie d'une dissipation de la structure primaire P1 (figure3). Les deux structures étant contrarotatives, ceci conduit lors de cette évolution angulaire à un changement de sens de circulation du fluide proche de la surface du tube. En effet si l'écoulement est descendant,

orienté vers l'ailette (sens des  $z$  négatifs) à proximité du tube dans le plan  $\theta=0^\circ$ , l'écoulement devient ascendant, orienté vers les  $z$  positifs, dans le plan  $\theta=90^\circ$  (figure3).

La structure de l'écoulement et l'évolution angulaire des cellules tourbillonnaires autour du second tube est par contre très complexe comme le montre la figure 4. En effet, autour de ce tube, l'écoulement comporte de multiples cellules tourbillonnaires interagissant. Le tourbillon primaire P1 devient de moins en moins cohérent lorsque l'angle azimutal  $\theta$  augmente contrairement aux tourbillons secondaires S1 et de coin C. Le second tourbillon primaire P2 quant à lui s'étire sous l'influence de l'écoulement dans le sillage du tube T1 et reste cohérent jusque dans le plan  $\theta=90^\circ$  contrairement au tourbillon primaire P1 qui y est dissipé. Le tourbillon secondaire S1 à peine visible dans le plan  $\theta=0^\circ$  devient de plus en plus cohérent avec l'augmentation de l'angle azimutal  $\theta$ . Par ailleurs, on note le développement d'un deuxième tourbillon secondaire S2 observable dans le plan  $\theta=90^\circ$ . L'évolution des structures primaires est accompagnée d'un éloignement de la paroi de l'ailette alors que les structures secondaires et de coin restent très proches de l'ailette.

Le comportement évanescant des tourbillons primaires et le caractère graduellement cohérent des tourbillons secondaires et de coin affectent considérablement le frottement pariétal tel que présenté dans la figure 5. Cette figure représente la composante radiale du cisaillement pariétal autour de chaque tube pour  $\theta=0^\circ$ ,  $\theta=30^\circ$ ,  $\theta=60^\circ$  et  $\theta=90^\circ$ . Ces courbes fournissent des informations pertinentes sur l'apparition d'enroulements de fluide à la jonction tube-ailette par le biais des extrema locaux qui peuvent y être notés, et sur le sens de rotation des cellules tourbillonnaires via le signe des valeurs du frottement pariétal radial. Ces composantes radiales du frottement pariétal sont tracées sur la ligne interceptant le plan radial considéré.

Sur la figure 5(a) correspondant au tube T1, le profil de frottement pariétal radial possède à l'amont du tube un maximum global positif sur la ligne  $\theta=0^\circ$  ( $r/D=0,56$ ) et un minimum global négatif sur la ligne  $\theta=90^\circ$  ( $r/D=0,57$ ). Le maximum global est attribué au tourbillon primaire P1, unique structure observée dans le plan  $\theta=0^\circ$  (figure3). A  $\theta=0^\circ$ , le tourbillon de coin n'est pas observé. Le passage de  $\theta=0^\circ$  à  $\theta=90^\circ$  est accompagné d'un changement de signe du frottement pariétal radial et donc du sens de circulation du fluide (cf. figure 3) comme précédemment évoqué. Ceci est attribué à la perte rapide de cohérence du tourbillon primaire P1 et la croissance progressive du tourbillon contrarotatif de coin C qui se traduit par un extrema négatif de frottement progressivement décroissant (figure 5(a)).

Une évolution similaire est observée au second tube T2. Sur la ligne  $\theta=0^\circ$ , deux maxima positifs et un minimum négatif de frottement pariétal radial représentant respectivement les cellules tourbillonnaires primaires P1, P2 et secondaire S1 sont observés à  $r/D=0,63$ ;  $0,76$  and  $0,72$ . La transition de  $\theta=0^\circ$  à  $\theta=90^\circ$  est accompagnée par la formation de trois minima négatifs de frottement radial  $r/D=0,57$ ;  $0,83$  et  $1,05$  séparés par deux maxima intermédiaires à  $r/D=0,7$  et  $r/D=0,91$ . Les minima de frottement radial à  $\theta=90^\circ$  représentent les cellules tourbillonnaires de coin C et secondaire S1 et S2 tel qu'observés dans le plan  $\theta=90^\circ$  (figure 4). Les maxima représentent respectivement les cellules primaires P1 et P2. L'évolution des profils de frottement du plan  $\theta=0^\circ$  au plan  $\theta=90^\circ$  est marquée par une forte atténuation du pic de frottement correspondant à la cellule P1. Ceci s'explique par la diminution de l'intensité tourbillonnaire de la cellule P1. La représentation de la vorticité extraite au centre de cette cellule à différents angles confirme ce fait (figure 6). En effet, elle montre clairement une vorticité qui diminue fortement au centre du tourbillon atteignant dans le plan à  $75^\circ$  une valeur inférieure à la moitié de la vorticité initiale à  $\theta=0^\circ$ .

## 5. Conclusions

Cette étude met en évidence un écoulement tridimensionnel complexe constitué de multiples cellules tourbillonnaires interagissant. Le tourbillon secondaire (S1), à peine identifiable dans le plan frontal à  $\theta=0^\circ$ , devient de plus en plus cohérent avec l'augmentation de la position angulaire produisant en conséquence un frottement significatif sur la paroi. L'évolution des structures primaires montre un éloignement progressif de la paroi de l'ailette accompagnée d'une diminution considérable de vorticité. Leur influence sur le cisaillement pariétal devient de plus en plus faible lorsque l'angle azimutal  $\theta$  augmente du fait de l'effet combiné de l'éloignement de la paroi et de la dissipation.

## Références

- [1] Tsai, S. F.; Sheu, T. W. H. Some physical insights into a two row finned tube heat exchanger. *Computers and fluids*, 27, 29-46, 1998.
- [2] Khallaki, K., Russeil S, Baudoin B. Numerical study of the horseshoe vortex structure upstream a single plate-finned tube. *Int. Journal of Heat and Tech.*, 23, 31-36, 2005.
- [3] Nacer-Bey, M., Russeil S, Baudoin B. PIV visualizations of the flow structure upstream of the tubes in a two-row plate-fin-and-tube heat exchanger. *Proc. Int. Conf. on Compact Heat Exchangers and Enhancement Technology, Greece, Sept. 29-Oct. 3, 2003*, 63-68.
- [4] Tutar, M. and Akkoca A. Numerical analysis of fluid flow and heat transfer characteristics in three dimensional plate fin-and-tube heat exchangers. *Num. Heat Trans. Part A*, 46, 301-321, 2004.
- [5] Armellini, A., Casarsa, L. and Giannattasio, P. Separated flow structures around a cylindrical obstacle in a narrow channel. *Exp. Therm. and Fluid Sc.* 33, 604-619, 2009.
- [6] StarCCM+. User's Guide, 2007.
- [7] Menter FR. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal* 32, 1598-1605, 1994.

## Remerciements

Ce travail a  t  r alis  avec le soutien financier de la Région Nord Pas-de-Calais et ARMINES.

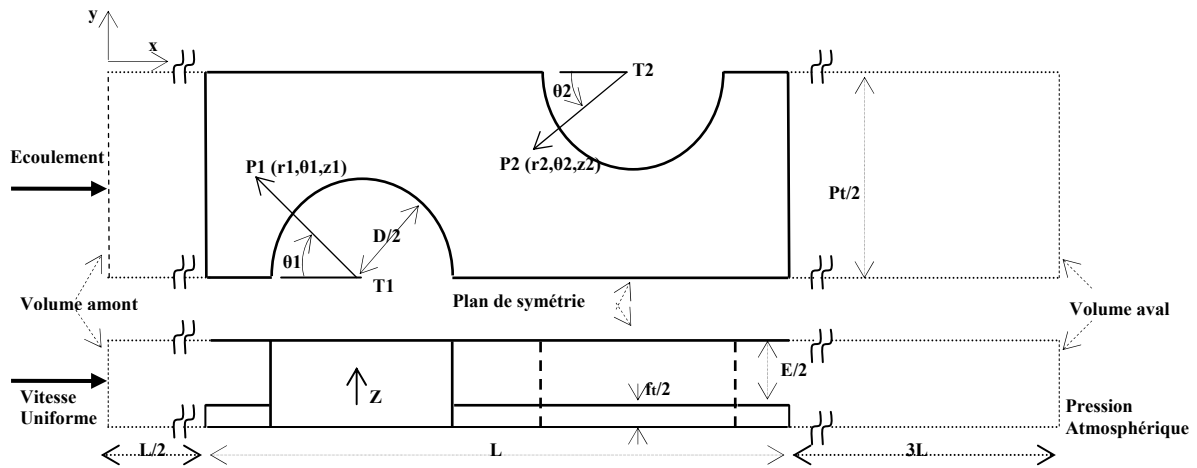
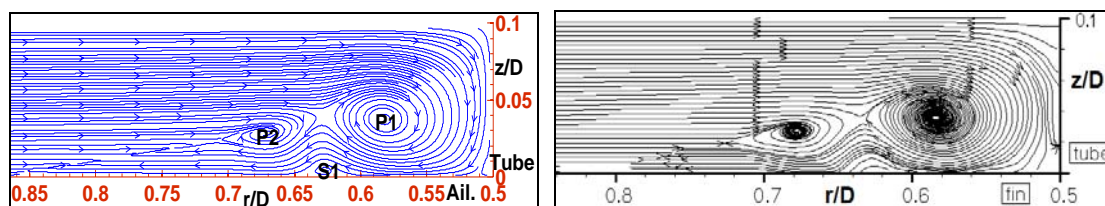


Fig. 1 : Détails du domaine d'étude : Vue de dessus (haut) ; vue de profil (bas).



(a) :  $\theta=0^\circ$  autour du tube T2

(b) :  $\theta=0^\circ$  autour du tube T2, PIV

Fig. 2 : Comparaison des lignes de courant bidimensionnelles dans le plan à  $\theta=0^\circ$  avec l'exp rie. (a) : Présente étude,  $k-\omega$  SST ; (b) : mesures PIV [3],  $E/D=0,2$ .

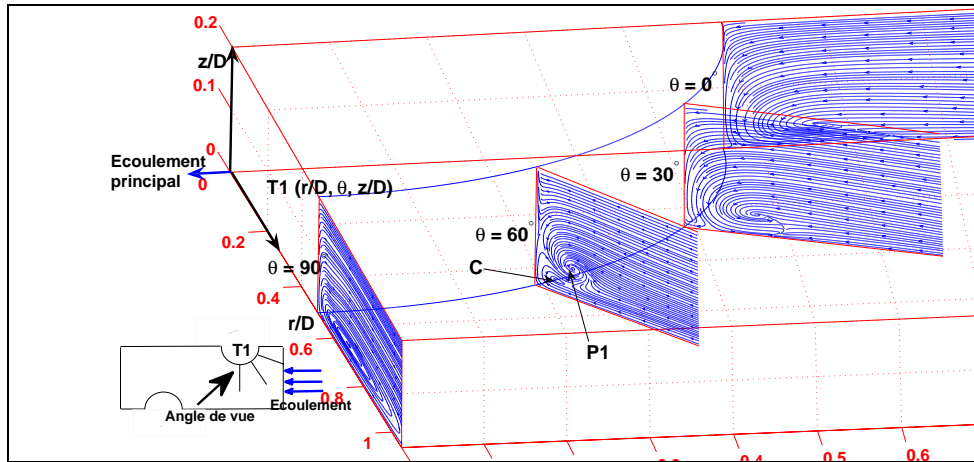


Fig.3 : Evolution angulaire du système tourbillonnaire autour du tube T1

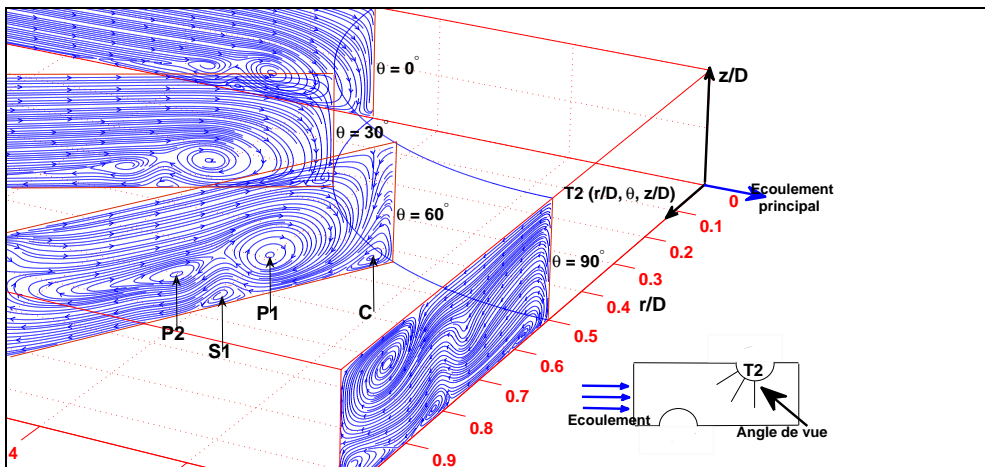
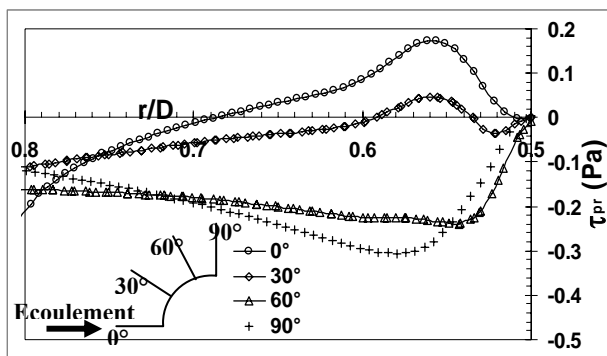
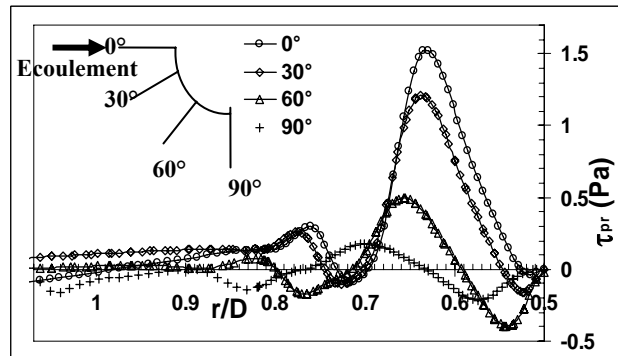


Fig.4 : Evolution angulaire du système tourbillonnaire autour du tube T2



(a) Frottement radial autour du tube T1



(b) Frottement radial autour du tube T2

Fig.5 : Profils radiaux de frottement sur l'ailette autour des tubes. (a) : T1 ; (b) : T2.

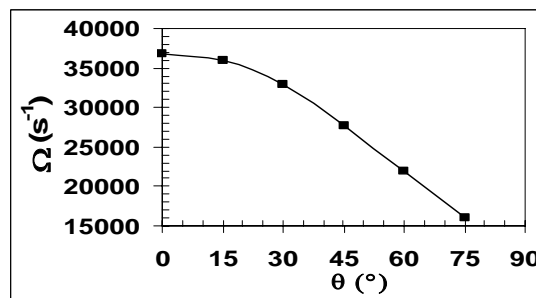


Fig.6 : Module de vorticité au centre du tourbillon primaire (P1) autour du tube T2.