REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



Université Yahia Farès de Médéa
Faculté de la Technologie
Laboratoire de Mécanique, Physique et Modélisation Mathématique(LMP2M)
Université de Médéa

THÈSE

En vue de l'obtention du
Diplôme de Doctorat LMD

En Mécanique Numérique Et Matériaux

Effet des déflecteurs sur le refroidissement des systèmes industriels

Présentée par :
Mlle CHERIET Nacera

Devant le jury composé de :

Pr BACHENE Mourad	Université de Médéa	Président
Dr TRIKI Zakaria (MCA)	Université de Médéa	Examinateur
Pr ZIDOUNI Faiza	USTHB	Examinatrice
Pr KORICHI Abdelkader	Université de Médéa	Directeur de thèse

Année 2022

A ma très chère mère

Aucune dédicace très chère maman, ne pourrait exprimer la profondeur des sentiments que j'éprouve pour vous.

Résumé

Cette étude se concentre sur le refroidissement laminaire par air de plusieurs blocs montés dans un canal, avec des profils aérodynamiques placés au-dessus des blocs et utilisés comme générateurs de vortex. Les équations instationnaires sont résolues par la méthode des volumes finis en utilisant le code commercial de CFD Fluent®. Les structures d'écoulement et de température sont analysées dans l'ensemble du canal en phases solide et fluide pour des nombres de Reynolds allant de 500 à 1800. L'écoulement par délestage tourbillonnaire généré par les profils successifs pénètre dans la cavité du bloc inerte en plus de l'écoulement dirigé vers la face du bloc, ce qui entraîne un transfert de chaleur important. L'augmentation du nombre de Reynolds conduit à l'amplification du taux de transfert de chaleur. On constate que le taux d'amélioration du transfert de chaleur obtenu dépasse 200% pour toutes les valeurs de nombre de Reynolds étudiées.

Mots -clés : Déflecteurs - Blocs chauffants - Amélioration du transfert de chaleur - Méthode des volumes finis.

Abstract

This study focuses on laminar air cooling of multiple blocks mounted in a channel, with airfoils placed above the blocks and used as vortex generators. The unsteady governing equations are solved by the finite volume method using the commercial CFD code Fluent®. The flow and temperature structures are analyzed in the whole channel in both solid and fluid phases for Reynolds numbers ranging from 500 to 1800. The vortex shedding flow generated by the successive airfoils penetrates in the inert-block cavity in addition to the flow directed toward the block face, resulting in significant heat transfer. The increase in Reynolds number leads to the amplification of the heat transfer rate. It is found that the rate of heat transfer improvement achieved exceeds 200% for all Reynolds number values studied.

Keywords: Deflectors - Heated blocks - Heat transfer enhancement - Finite volume method.

الملخص

تركز هذه الدراسة على تبريد الهواء الصفيحي للكتل المتعددة المركبة في قناة ، مع وضع الجنيحات فوق الكتل واستخدامها كمولدات دوامة، يتم حل المعادلات تنظيم ميكانيكا الموائع غير المستقرة بطريقة الحجم المحدود باستخدام كود**CFD** التجاري**Fluent®** يتم تحليل هياكل التدفق ودرجة الحرارة في القناة بأكملها في كل من المرحلتين الصلبة والسائلة لأعداد **رينولدز** التي تتراوح من **500** إلى **1800**. يخترق تدفق فصل الدوامة الناتج عن الأجنحة المتتالية في تجويف الكتلة الخاملة بالإضافة إلى التدفق الموجه نحو سطح الكتلة ، مما يؤدي إلى انتقال كبير في الحرارة. تؤدي الزيادة في رقم **رينولدز** إلى تضخيم معدل نقل الحرارة. وجد أن معدل تحسين انتقال الحرارة المحقق يتجاوز 200٪ لجميع قيم عدد **رينولدز** المدروسة.

كلمات مفتاحيه:مؤثرات- كتل ساخنة - تعزيز نقل الحرارة- طريقة الحجم المحدود.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier tous ceux sans qui cette thèse n'aurait pu avoir lieu.

À commencer par mon superviseur **Pr. Korichi Abedelkader** Pour son enthousiasme et sa confiance tout au long de cette thèse. J'ai beaucoup apprécié ses qualités humaines.

Je lui suis également reconnaissante pour le temps conséquent qu'il m'a accordé, ses qualités pédagogiques et scientifiques, sa franchise et sa sympathie. J'ai beaucoup appris à ses côtés et je lui adresse ma gratitude pour tout cela.

Mes vifs remerciements vont ensuite à l'ensemble des membres du jury, qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir étudier avec attention mon travail mal :

Pr Bachène Mourad pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider ce jury.

Pour **Dr TRIKI Zakaria** Maître de conférences à l'université de Médéa pour avoir accepté d'examiner cette thèse.

Pour **Pr ZIDOUNI Faiza** Professeur à l'USTHB pour avoir accepté d'examiner cette thèse et faire le déplacement depuis Alger.

Je tiens vivement à remercier **mes parents**

Mes frères et **ma sœur**

Je tiens également à remercier

Tous les membres du département **génie mécanique.**

Table des matières

RESUME 3

ABSTRACT 3

الملخص 4

REMERCIEMENTS 5

NOMENCLATURE I

LISTE DES FIGURES III

LISTE DES TABLEAUX VI

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I GENERALITES

INTRODUCTION 5

I.1 Introduction aux transferts thermiques 5

I.2 La convection 5

I.3 Couches limites laminaires et turbulentes 13

I.4 Convection forcée 18

I.4.1 Convection forcée autour des obstacles 20

CONCLUSION 26

CHAPITRE II REVUE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LES METHODES PASSIVES

INTRODUCTION 28

II.1 Déflecteurs courbés 28

II.2 Déflecteurs triangulaires 32

II.3 Déflecteurs inclinés 34

II.4 Déflecteurs rectangulaires 39

II.5 Déflecteurs cylindriques 42

II.6 Autres formes 44

CONCLUSION 50

CHAPITRE III EQUATIONS GENERALES ET DIMENSIONNEMENTS

INTRODUCTION 52

III.1 La géométrie étudiée 52

III.2 Equations générales 53

III.3 Equation de la chaleur 57

Coefficient d'échange thermique 58

III.4 Hypothèses simplificatrices 58

III.5 Adimensionnement 59

III.5.1 Problématique 59

III.5.2 Paramètres fondamentaux sans dimensions 60

III.5.3 Interprétation physique des nombres sans dimensions 62

III.6 Condition aux limites 64

CONCLUSION 65

CHAPITRE IV RESOLUTION NUMERIQUE

INTRODUCTION 67

IV.1 Modélisation des milieux continus en mécanique des fluides 68

IV.2 Méthode des Différences Finis : 68

IV.3 Méthode des Eléments Finis : 69

IV.4 Méthode des Volumes Finis : 70

IV.5 Introduction à ANSYS ICEM CFD et FLUENT 71

IV.5.1 Principes des codes CFD 71

IV.5.2 Maillage 72

IV.5.3 ANSYS ICEM CFD 74

IV.5.4 FLUENT 75

IV.6 Introduction de la géométrie sous ICEM-CFD 76

IV.7 Choix de la méthode de calcul sous Fluent 79

IV.7.1 Implémentation sous « FLUENT » 79

IV.7.2 Procédure sous « Fluent » 80

CONCLUSION 81

CHAPITRE V RESULTATS ET DISCUSSIONS

INTRODUCTION 83

V.1 Choix des paramètres 83

V.2 Vérification et validation du maillage 84

V.3 Effet de l'insertion de l'aile (sur la distribution de la température et modification d'écoulement) 87

V.4 Effet de l'insertion de l'aile (sur le comportement oscillatoire périodique) 91

V.5 Effet du nombre de Reynolds (sur le nombre de Strouhal). 94

V.6 Chute de pression et performances énergétique 98

CONCLUSION 100

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....101

REFERENCES.....104

Nomenclature

A	surface de transfert thermique	(m^2)
a	Décalage du bloc de l'aile suivant x	sans dimension
b	Décalage du bloc de l'aile suivant y	sans dimension
c	Longueur de l'aile	sans dimension
C_p	Capacité calorifique à pression constante	$J/Kg.K$
$\boldsymbol{D}$	coefficient de diffusion	(m^2/s)
D	diamètre interne du tube	(m)
D_v	Taux de dissipation visqueuse par unité de volume	W/m^3
e	Energie interne (par unité de masse)	J/kg
f	Facteur de frottement	
f_r	Fréquence	$1/Hz$
h	Coefficient de transfert de chaleur	$W/(m^2.K)$
h	Hauteur du bloc chauffé sans dimension	
H	Hauteur du canal sans dimension	
k	conductivité thermique	$W/m.K)$
L_h	Longueur chauffée	sans dimension
L_{in}	Distance entre l'entrée et la face avant du premier bloc	sans dimension
L_{out}	Distance entre la sortie et la face avant du dernier bloc	sans dimension
L	longueur caractéristique	(m)
Nu	Nombre moyen de Nusselt	
P	pression	(Pa)
Pe	Nombre de Peclect	
Pr	Nombre de Prandtl	
q	taux de transfert thermique	(W)
$q^{"}$	Flux de chaleur	(W/m^2)
Re	Nombre de Reynolds	
s	Espacement entre les blocs	sans dimension
St	Nombre de Strouhal	

T	Température	K
$(u_{vm})_{crit}$	vitesse moyenne sur une surface donnée	(m/s)
u	Composante x de la vitesse	sans dimension
u_∞	Vitesse extérieure pour une couche limite	(m/s)
v	Composante y de la vitesse	sans dimension
w	Largeur du bloc	sans dimension
(x, y)	Coordonnées cartésiennes	sans dimension

Lettres grecques

α	Diffusivité thermique	m^2/s
β	Dilatabilité thermique	K^{-1}
δ	épaisseur de la couche limite de l'écoulement	(m)
δ_t	épaisseur de la couche limite thermique	(m)
δ'_t	épaisseur de la couche limite thermique	(m)
η	viscosité de volume	P_0
θ	Température	sans dimension
λ	Coefficient de conduction thermique	$W/m.K$
μ	Viscosité dynamique	$Pa.s$
ν	Viscosité cinématique	m^2/s
ξ	Distance périphérique du bloc	sans dimension
ρ	Masse volumique	kg/m^3
τ	Temps	sans dimension
ψ	Densité de source de chaleur par unité de volume	W/m^3

Indices

0	Grandeur de référence (grandeur d'arrêt)
f	Fluide
m	Moyenne
s	Solide
∞	Ecoulement libre

Liste des figures

Chapitre I

Figure 1- 1 Distributions de vitesse et de température dans l'écoulement sur une plaque plane [5]. 6
Figure 1- 2 La couche limite passe devant une surface externe [5] 8
Figure 1- 3 Profil de vitesse pour écoulement laminaire dans un tube [5]. 9
Figure 1- 4 Le développement du profil de température dans la région d'entrée d'un tube [5]. 10
Figure 1- 5 Régimes d'écoulement laminaire, de transition et de couche limite turbulent en écoulement sur une plaque plane [5]. 10
Figure 1- 6 Distribution de la vitesse dans un tube : (a) laminaire ; (b) turbulent [5]. 11
Figure 1- 7 Profil de vitesse associé à la séparation sur un cylindre circulaire en écoulement transversal [5] 13
Figure 1- 8 Une couche limite d'épaisseur δ [7]. 14
Figure 1- 9 Expérience d'Osborne Reynolds sur la transition d'écoulement laminaire-turbulent [7]. 15
Figure 1- 10 Couche limite sur une surface longue et plane avec un bord d'attaque pointu [7]. 16
Figure 1- 11 La couche limite thermique d'un écoulement d'un fluide froid sur une plaque chaude [7]. 17
Figure 1- 12 Ecoulement près d'un obstacle profilé. Re>>1 [9]. 21
Figure 1- 13 Ecoulement près d'un cylindre. Re>>1 [9] 21
Figure 1- 14 Géométrie du profil aérodynamique [10]. 21
Figure 1- 15 Début du développement du tourbillon [10]. 22
Figure 1- 16 Lignes de courant autour d'un profil aérodynamique à un angle d'attaque croissant [10]. 23
Figure 1- 17 Ecoulement de la couche limite sur une plaque mince courbée avec une incidence nulle, pour voir le développement d'un écoulement divergent (côté supérieur) et d'un écoulement convergent (côté inférieur). Il est représenté à l'intérieur d'un canal rectangulaire pour mettre en évidence le changement de la surface de l'écoulement transversal [11]. 24

Chapitre II

Figure 2- 1 Champs de température reconstruits à $\boldsymbol{Re = 530}$ (a) et $\boldsymbol{Re = 1580}$ (c) dans le canal principal, ainsi qu'à $\boldsymbol{Re = 530}$(b) et $\boldsymbol{Re = 1580}$(d) dans le canal modifié [12]. 28
Figure 2- 2 Configuration du canal plan avec déflecteurs [13] 29
Figure 2- 3 Schéma du canal rainuré et paramètres géométriques pertinents [14] 30
Figure 2- 4 Schéma de la géométrie analysée et positions des déflecteurs [15]. 31

Figure 2- 5 Géométrie examinée pour différents écartements de déflecteurs en arc de cercle. $(\boldsymbol{a}) = \boldsymbol{\pi 2 b} = \boldsymbol{3\pi 4}$[16]..... 31
Figure 2- 6 (a) processus de nage du poisson, (b) forme de la queue du poisson en fonction de la vitesse de nage du poisson, (c) vue 2-D des sillages derrière un poisson en train de nager et (d) détails de la géométrie [17]..... 32
Figure 2- 7 Configuration schématique d'un modèle physique avec dimensions et coordonnées [18]. 33
Figure 2- 8 Configuration du modèle physique [19]. 33
Figure 2- 9 Diagramme schématique du problème étudié par [20]. 34
Figure 2- 10 Plaque oblique au-dessus du premier bloc [21]. 34
Figure 2- 11 Le domaine de calcul bidimensionnel qui représente la moitié supérieure du tube de l'échangeur de chaleur d'une longueur de $\boldsymbol{100\ cm}$ [22]. 35
Figure 2- 12 Diagramme schématique du domaine étudié par [23]. 36
Figure 2- 13 Schéma du problème [24]. 37
Figure 2- 14(a) Modèle physique et (b)forme du baffle [25]. 37
Figure 2- 15 (a) Schéma du modèle physique dans le plan $(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y})$. (b) Dimensions du déflecteur : $\boldsymbol{b} = \boldsymbol{0.03\ m}$ [26]. 38
Figure 2- 16 Modèle physique [27]. 39
Figure 2- 17 Schéma des configurations d'écoulement considérées. (a) Canal avec des blocs chauffants en saillie ; (b) promoteur de vortex rectangulaire dans un canal lisse ; (c) promoteur de vortex dans un canal rainuré [28]. 40
Figure 2- 18 Diagramme schématique du système physique [29]..... 40
Figure 2- 19 La géométrie considérée (a) avec un turbulateur rectangulaire au-dessus du premier bloc [30]. 41
Figure 2- 20 Domaine de calcul avec conditions aux limites [33]. 41
Figure 2- 21Modèle physique [34]. 42
Figure 2- 22 Modèle physique [35]. 42
Figure 2- 23 Description schématique du problème physique [36]..... 43
Figure 2- 24 Géométrie du canal et domaine de calcul de l'écoulement périodique [37]. 44
Figure 2- 25 Section d'essai avec de multiples déflecteurs en $\boldsymbol{V}$ à $\boldsymbol{60}°$ [38]. 45
Figure 2- 26 Section test du schéma de la structure expérimentale [39]..... 46
Figure 2- 27 La structure de la grille de calcul autour des nervures et des déflecteurs [40]. 47
Figure 2- 28 (a) Section périodique avec une fossette ovale sur la paroi du canal étroit dont la paroi supérieure a été enlevée ; (b) canal avec 22 fossettes ovales ; grilles multiblocs pour (c) le modèle répétitif et (d) le canal : (1) grille rectangulaire du canal et (2) grille curviligne correspondant à la surface de la fossette [41]..... 47
Figure 2- 29 $(\boldsymbol{a})$Canaux étroits avec fossettes sphériques, $(\boldsymbol{b})$ tronconiques $\boldsymbol{10}°$et $(\boldsymbol{c})$ovales de largeur $\boldsymbol{b} = \boldsymbol{0.731}$, $(\boldsymbol{d})$ $\boldsymbol{0.549}$, $(\boldsymbol{e})$ $\boldsymbol{0.429}$, et $(\boldsymbol{f})\boldsymbol{0.346}$ [41]. 48
Figure 2- 30Canal avec déflecteurs en forme de F [43]. 48
Figure 2- 31 Dessin schématique des$(\boldsymbol{a})$ fossettes ovale, $(\boldsymbol{b})$à tranchée ovale et$\boldsymbol{c}$à encoche ovale [44]. 49

Figure 2- 32 Vecteur de vitesse du fluide autour ($\boldsymbol{a}$) d'une fossette régulière ; ($\boldsymbol{b}$) d'une cavité perforée à $\boldsymbol{Re = 600}$ [45]. 49

Chapitre III

Figure 3- 1 Diagramme schématique du domaine physique. 52
Figure 3- 2 Exemples d'écoulements laminaires ou turbulents selon la valeur du nombre de Reynolds [51]. 56

Chapitre IV

Figure 4- 1 Un domaine discrétisé en éléments finis [56]. 70
Figure 4- 2 Volume de contrôle typique pour une situation 2D [56]. 71
Figure 4- 3 Composantes du maillage en 2-Det 3-D pour un maillage structuré [59]. 73
Figure 4- 4 Maillage non-structuré (a)-Maillage quadratique (b)- Maillage triangulaire (c)- Maillage tétraédrique [59]. 74
Figure 4- 5 Géométrie de problème considéré. 77
Figure 4- 6 Aile maillé sans bloc. 78
Figure 4- 7 Maillage de la géométrie constitué des blocs avec des profils aérodynamiques. 79
Figure 4- 8 Simulation numérique 80

Chapitre V

Figure 5- 1 Angles d'attaque $(\boldsymbol{a}) = \mathbf{10}°, (\boldsymbol{b}) = \mathbf{30}°, (\boldsymbol{c}) = \mathbf{45}°$ 84
Figure 5- 2 nombre de Nusselt selon différentes tailles de grille. 84
Figure 5- 3 Détail du maillage $\mathbf{500} \times \mathbf{160}$ pour l'ensemble du domaine autour de 5 blocs. 85
Figure 5- 4 Validation du calcul par comparaison avec les résultats de Young et Vafai [63,64] : (a) lignes de courant, (b) température de surface de l'obstacle et (c) nombre de Nusselt local. 86
Figure 5- 5 Lignes d'écoulement et champ d'isothermes pour $\boldsymbol{Re = 500}$ 87
Figure 5- 6 Contours des lignes d'écoulement et des isothermes pendant une période de temps pour 90
Figure 5- 7 Contours des lignes d'écoulement et des isothermes pendant une période de temps pour 91
Figure 5- 8 Historique de la composante $\boldsymbol{u}$de la vitesse en $(\boldsymbol{x = 4.875\ y = 0.250})$ pour $\boldsymbol{Re = 500}$. 92
Figure 5- 9 L'historique des vitesses $\boldsymbol{u}$ et l'analyse FFT pour $\boldsymbol{Re = 1000}$ et $\mathbf{1800}$. 94
Figure 5- 10 Évolution du nombre de Nusselt local sur la surface des blocs. 96
Figure 5- 11Nombre de Nusselt moyen du bloc à différentes valeurs du nombre de Reynolds. 97
Figure 5- 12 Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds avec et sans ailettes. 98
Figure 5- 13 Efficacité du transfert de chaleur en fonction du nombre de Reynolds. 99

Liste des tableaux

Tableau 1 Nombre de Strouhal de la fréquence dominante à différentes valeurs du nombre de Reynolds. 95
Tableau 2 Augmentation du transfert de chaleur à différents nombres de Reynolds. 99

Introduction Générale

“Les savants des temps passés et des nations révolues n’ont cessé de composer des livres. Ils l’ont fait pour léguer leur savoir à ceux qui les suivent. Ainsi demeurera vive la quête de la vérité.”

Al-Khwârizmî (780 - 850)

L'évacuation de la chaleur générée dans les installations industrielles pose de sérieux problèmes aussi bien pour le bon fonctionnement de ces installations que pour la longévité de ses composants. Ce travail de cette thèse rentre dans cette optique et tente à contribuer à tester une nouvelle technique d'amélioration des transferts de chaleur en convection laminaire forcée. La technique consiste à insérer un turbulateur pour perturber la couche limite et orienter l'écoulement vers les régions soufrant d'un faible transfert de chaleur.

La présente thèse porte sur l'étude numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur conjugué dans un canal contenant des blocs chauffés, des profils aérodynamiques sont insérés en position aval de chaque bloc. Cette configuration simule le refroidissement des composants électroniques implémentés sur une carte électronique avec de nouvel insert afin d'améliorer les propriétés de transfert thermique et d'atteindre un modèle qui peut contribuer à la résolution du problème de surchauffe des équipements électroniques. L'objectif est de maximiser l'échange thermique entre les blocs et l'air avec une réduction au minimum des pertes de pression par friction. Le but est d'améliorer le transfert de chaleur par l'insertion des profils Naca0012 en position adéquate. Le choix du profil d'aile de type Naca 0012 est basé principalement sur la chute de pression qui accompagne la modification des trajectoires des particules fluide. En effet, un profil aérodynamique offre un avantage certain par rapport aux autres inserts tels que, barre, cylindre, plaque, …etc. L'amélioration du transfert thermique est obtenue par la direction de l'écoulement vers les différentes faces des blocs.

La chaleur générée dans les systèmes industriels constitue un défi de taille devant l'avancement de la technologie en électronique de puissance et d'autre industrie dégageant de la chaleur, notamment avec la miniaturisation des composants. Bien que la recherche fondamentale réalisée par voie expérimentale constitue la vérité absolue et un audit de validation, le calcul numérique peut contribuer à faire avancer la recherche dans ce domaine. Grâce aux développements réalisé par différents chercheurs à travers le monde, la modélisation des phénomènes d'écoulement des fluides accompagné ou non du transfert de chaleur convectif est devenue un outil sur lequel on peut compter pour toute conception dans les domaines qui touchent de près ou de loin à de ce phénomène.

L'amélioration des transferts thermiques par voies passives est particulièrement appréciée vu son faible coût et surtout ne demande pas de maintenance, comparées aux méthodes actives qui consomment une énergie supplémentaire et nécessite un entretien continue de ces organes mobiles. Ce travail s'inscrit dans ce contexte est étudié l'effet d'un nouveau générateur de vortex pour améliorer l'échange thermique avec une chute de pression modérée lors d'un écoulement laminaire en convection forcée au-dessus de blocs chauffés simulant des composants électroniques. Le générateur de vortex proposé est un profil d'aile aérodynamique de type NACA 0012. Le profil NACA est une forme d'aile d'avion développée par le National Advisory Committee for Aeronautics (NACA). La forme du profil NACA est décrite par une série de chiffres suivant le mot NACA [1]. Le modèle de profil aérodynamique Naca 0012 est utilisé comme générateur de vortex et déflecteur d'écoulement. Ce modèle est utilisé car il a un faible coefficient de traînée en raison de sa faible courbure et de sa forme lisse. Avec l'augmentation de l'angle d'attaque, la traînée augmente, de même, avec l'augmentation de l'angle d'attaque, le décollement des tourbillons du bord d'attaque augmente. Avec une augmentation du nombre de Reynolds, la largeur de distribution du coefficient de pression diminue avec l'augmentation de l'angle d'attaque, la portance diminue et la traînée augmente [2]. Les paramètres du code numérique peuvent être entrés dans des équations pour générer précisément la section transversale du profil et calculer ses propriétés. En outre, il offre une construction et une mise en œuvre simples dans le code de calcul. Les résultats seront d'intérêt pour les chercheurs dans l'industrie du refroidissement électronique. L'étude de la littérature [3] a permis de conclure que les méthodes passives utilisant un générateur de vortex peuvent être utiles dans les systèmes d'ingénierie pour améliorer le transfert de chaleur.

La géométrie étudiée est constituée d'un canal contenant des blocs chauffés à leurs bases, des profils d'ails de type NACA 0012 sont placés à une distance fixe (x et y) du coin aval de chaque bloc. Le choix de ce type d'élément protubérant est basé sur le critère de minimisation de la chute de pression.

Le problème consiste à résoudre les équations de transports régissant l'écoulement (de quantité de mouvement, continuité) associées à l'équation d'énergie. L'étude est réalisée numériquement par simulation au moyen du code de calcul Ansys Fluent ®.

Afin de mener à terme ce travail, cette thèse est organisée comme suit :

Le premier chapitre rappelle les connaissances de base et des généralités sur le transfert de chaleur et des notions fondamentales relatives à la convection forcée, ainsi qu'un deuxième chapitre qui porte sur une synthèse bibliographique des différents travaux antérieurs, théoriques, expérimentaux et numériques ayant trait à des méthodes passives, elles consistent dans la majorité des cas à augmenter les surfaces d'échange de chaleur afin d'intensifier les transferts de chaleur. L'une des méthodes la plus favori est d'utiliser des éléments étendus telles que les déflecteurs à l'intérieur du canal d'échangeurs de chaleur.

Dans le troisième chapitre, nous présentons la configuration géométrique du problème à étudier, ainsi que les différentes équations de conservation qui régissant le phénomène de la convection. Une mise sous forme adimensionnelle des équations et des conditions aux limites appropriées est entreprise afin de fermer le système d'équation et de faire apparaître les groupements adimensionnels dominants influant sur le phénomène. Le quatrième chapitre est consacré à une présentation des logiciels utilisés pour la réalisation de ce travail, à savoir ANSYS Fluent et ANSYS ICEM. Ce dernier est un outil très puissant (préprocesseur) indispensable pour la création et le maillage d'une telle géométrie. Le second est le solveur (processeur) utilisé pour la résolution des équations gouvernantes. Un aperçu des différentes étapes suivies, les paramètres et les applications choisies seront présentées. Dans le cinquième chapitre, nous présentons la validation du modèle de calcul et une étude de la sensibilité au maillage. Par la suite, présentons les principaux résultats découlant de la présente étude en évaluant l'impact des paramètres thermo physiques tels que le nombre de Reynolds, le positionnement des déflecteurs sur les champs dynamique et thermique.

On termine cette recherche avec une conclusion générale dans laquelle on propose des recommandations qui peuvent être utiles pour toute étude complémentaire. Enfin, des perspectives seront abordées.

Chapitre I
Généralités

Introduction

Ce chapitre résume les notions essentielles de transfert de chaleur, qui est l'un des modes, les plus connus d'échange d'énergie. C'est un domaine vaste et riche en recherches scientifiques diverses et en applications qui reflètent l'importance de connaître les principes de base.

I.1 Introduction aux transferts thermiques

Le terme transfert thermique ou transfert de chaleur est donné au phénomène de transfert d'énergie sous forme de chaleur d'un point à un autre ou d'un système à un autre. Lorsque deux systèmes sont à des températures différentes, le système le plus chaud cède de l'énergie sous forme de chaleur au plus froid. Cette situation se rencontre dans de nombreuses situations industrielles (moteurs thermiques ou même électriques, centrales électriques au fuel au gaz, etc…, électronique) ou domestique (chauffage dans l'habitat) ou même naturelle. Un transfert d'énergie donne lieu à un flux de chaleur qui correspond à un déplacement de l'énergie du plus chaud vers le plus froid. Le flux de chaleur dont la densité locale est notée $\overrightarrow{\varphi}$ est une grandeur vectorielle ce qui signifie qu'un flux de chaleur est caractérisé non seulement par son intensité mais aussi par sa direction. Il est défini en chaque point de l'espace et a l'unité d'une densité surfacique de puissance (W/m^2). Il existe trois modes essentiels de transferts de chaleur : la conduction, le rayonnement et la convection [4].

I.2 La convection

La convection, parfois identifiée comme un mode distinct de transfert de chaleur concerne le transfert de chaleur d'une surface limite à un fluide en mouvement, ou le transfert de chaleur à travers un plan d'écoulement à l'intérieur du fluide en mouvement. Si le mouvement du fluide est induit par une pompe, une soufflante, un ventilateur ou un dispositif similaire, le processus est appelé convection forcée.

Si le mouvement du fluide résulte de la différence de densité produite par la différence de température, le processus est appelé convection libre ou naturelle.

Une inspection détaillée du processus de transfert de chaleur dans ces cas montre que, bien que le mouvement de masse du fluide donne lieu à un transfert de chaleur le mécanisme de base du transfert de chaleur est la conduction, c'est-à-dire que le transfert d'énergie se fait sous la forme d'un transfert de chaleur par conduction à l'intérieur du

fluide en mouvement. Plus précisément, ce n'est pas de la chaleur qui est véhiculée mais de l'énergie interne. Cependant, il existe des processus de convection pour lesquels il y a, en plus, un échange de chaleur latente. Cet échange de chaleur latente est généralement associé à un changement de phase entre les états liquide et vapeur du fluide. Deux cas particuliers sont l'ébullition et la condensation [5].

Coefficient de transfert de chaleur. Dans les processus de convection impliquant un transfert de chaleur à partir d'une surface limite exposée à un flux de fluide à vitesse relativement faible, il est pratique d'introduire un coefficient de transfert de chaleur$h$ défini par l'équation (1.1), qui est connu sous le nom de loi de refroidissement de Newton :

$$q^{"} = h(T_w - T_f) \qquad \mathbf{1.1}$$

Ici, T_w est la température de la surface et T_f est une température caractéristique du fluide. Pour les surfaces en convection non limitée, comme les plaques, les tubes, les corps de rotation, etc., immergés dans une grande masse de fluide, il est habituel de définir h dans l'équation (1.1) avec T_f comme la température du fluide loin de la surface souvent identifiée comme T_∞ (Figure 1-1). Pour la convection limitée, y compris les cas de fluides circulant dans des tubes ou des canaux, à travers des tubes dans des faisceaux, etc., T_f est généralement prise comme la température moyenne enthalpique-mixte, habituellement identifiée comme T_m [5].

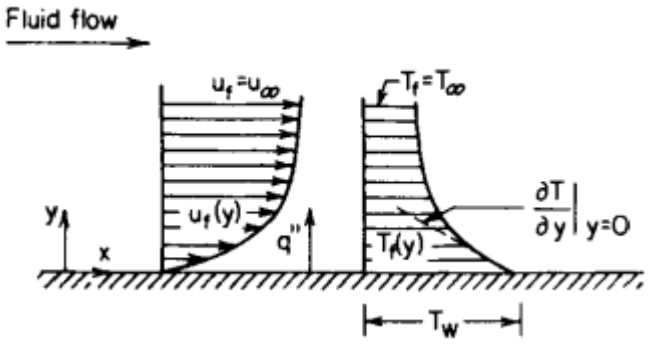


Figure 1- 1 Distributions de vitesse et de température dans l'écoulement sur une plaque plane [5].

Le coefficient de transfert de chaleur défini par l'équation (1.1) est sensible à la géométrie, aux propriétés physiques du fluide et à la vitesse du fluide.

Cependant dans certaines situations particulières, h peut dépendre de la différence de température $\Delta T = T_w - T_f$ Par exemple, si la surface est suffisamment chaude pour faire bouillir le liquide qui l'entoure, h varie typiquement en ΔT^2 ; ou dans le cas de la convection naturelle, h varie comme une puissance faible deΔT, typiquement en $\Delta T^{1/4}$ou $\Delta T^{1/3}$. Il est important de noter que l'équation (1.1) comme définition de h est également valable dans ces cas, bien que son utilité puisse être réduite. Comme $q" = q/A$, à partir de l'équation (1.1), la résistance thermique dans le transfert de chaleur par convection est donnée par :

$$R_{th} = \frac{1}{hA} \qquad \mathbf{1.2}$$

Qui est en fait la résistance à l'interface surface-fluide. A la paroi, la vitesse du fluide est nulle, et le transfert de chaleur se fait par conduction. Par conséquent, nous pouvons appliquer la loi de *Fourier* au fluide à $y = 0$ (où y est l'axe normal à la direction de l'écoulement), (Figure 1-1).

$$q" = -k \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0} \qquad \mathbf{1.3}$$

Où k est la conductivité thermique du fluide. En combinant cette équation avec la loi de refroidissement de Newton (1.1), on obtient alors :

$$h = \frac{q"}{T_w - T_f} = -\frac{k(\partial T/\partial y)|_{y=0}}{T_w - T_f} \qquad \mathbf{1.4}$$

De sorte que nous devons trouver le gradient de température à la paroi afin d'évaluer le coefficient de transfert de chaleur [5].

Concept de couche limite. Le transfert de chaleur entre un corps solide et un flux de liquide ou de gaz est un problème dont l'étude fait appel à la science du mouvement des fluides. Au mouvement physique du fluide se superpose un flux de chaleur, et les deux champs interagissent. Afin de déterminer la distribution de la température et ensuite le coefficient de transfert de chaleur (1.4), il est nécessaire de combiner les équations du mouvement avec l'équation de conservation de l'énergie. Cependant une solution complète pour l'écoulement d'un fluide visqueux autour d'un corps pose des difficultés mathématiques considérables, sauf pour les géométries d'écoulement les plus simples.

Une grande avancée pratique a été réalisée lorsque Prandtl a découvert que, pour la plupart des applications, l'influence de la viscosité est confinée à une région extrêmement mince très proche du corps et que le reste du champ d'écoulement peut, dans une bonne approximation, être traité comme non visqueux c'est-à-dire être calculé par la méthode de la théorie de l'écoulement potentiel.

La région mince près de la surface du corps, que l'on appelle la couche limite, se prête à une analyse relativement simple du fait même de sa minceur par rapport aux dimensions du corps. Une hypothèse fondamentale de l'approximation de la couche limite est que le fluide immédiatement adjacent à la surface du corps est au repos par rapport au corps, une hypothèse qui semble être valide sauf pour les gaz à très basse pression, lorsque le libre parcours moyen des molécules de gaz est important par rapport au corps. Ainsi, la couche limite hydrodynamique ou de vitesse δ peut être définie comme la région dans laquelle la vitesse du fluide passe de sa valeur d'écoulement libre, ou potentiel, à zéro à la surface du corps (Figure 1-2). En réalité, il n'y a pas « d'épaisseur »précise pour une couche limite définie de cette manière puisque la vitesse se rapproche asymptotiquement de la valeur du flux libre. Dans la pratique, nous sous-entendons simplement que l'épaisseur de la couche limite est la distance dans laquelle la plupart des changements de vitesse ont lieu [5].

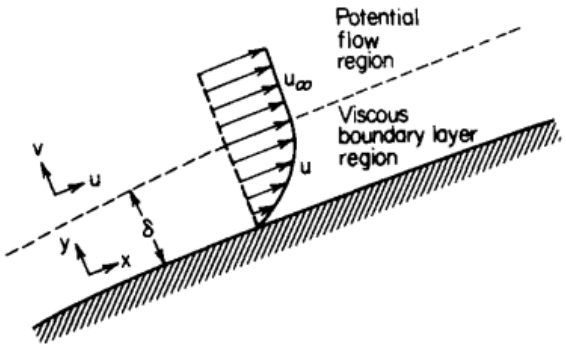


Figure 1- 2 La couche limite passe devant une surface externe [5].

Les forces visqueuses dans la région de la couche limite sont décrites en termes de contrainte de cisaillement τ entre les couches de fluide. Si l'on suppose que cette contrainte est proportionnelle au gradient de vitesse normal, on obtient l'équation de définition de la viscosité suivante :

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \qquad \mathbf{1.5}$$

La constante de proportionnalitéμ est appelée viscosité dynamique ($Pa.s$), et l'équation (1.5) est parfois appelée loi de Newton sur le cisaillement pour un écoulement simple dans lequel seule la composante vitesse u existe. Le rapport entre la viscosité μ et la densité ρ est appelé viscosité cinématique (m^2/s) et est défini comme suit :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \qquad \mathbf{1.6}$$

L'écoulement à l'intérieur d'un tube a la structure de couche limite dans lequel, près de l'entrée de la conduite, la couche limite croît relativement de la même manière que sur une surface externe jusqu'à ce que sa croissance soit arrêtée par la symétrie à la ligne centrale de la conduite (Figure 1-3). Ainsi, le rayon de la conduite devient l'épaisseur ultime de la couche limite. Lorsqu'il y a transfert de chaleur ou transfert de masse entre le fluide et la surface, on constate également que dans la plupart des applications pratiques, les principaux changements de température et de concentration se produisent dans une région très proche de la surface. Ceci donne lieu au concept de couche limite thermique δ_T et de couche limite de concentration δ_D.

L'influence de la conductivité thermique k et de la diffusivité de masse $\boldsymbol{D}$ est confinée dans ces régions. En dehors de la région de la couche limite, l'écoulement est essentiellement non conducteur et non diffusant. La couche limite thermique (ou de concentration) peut être plus petite, plus grande ou de même taille que la couche limite de vitesse. Le développement de la couche limite thermique dans la région d'entrée d'une conduite est illustré à la (Figure 1-4).

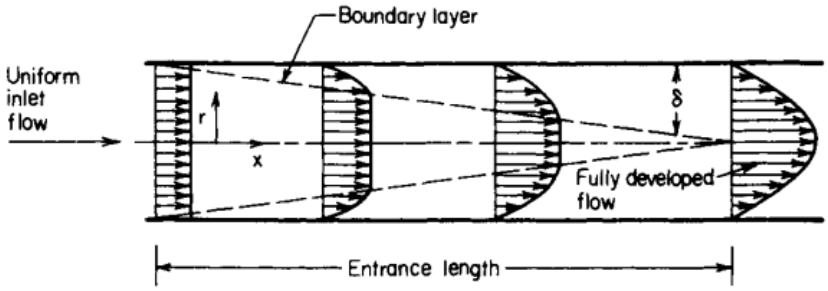


Figure 1- 3 Profil de vitesse pour écoulement laminaire dans un tube [5].

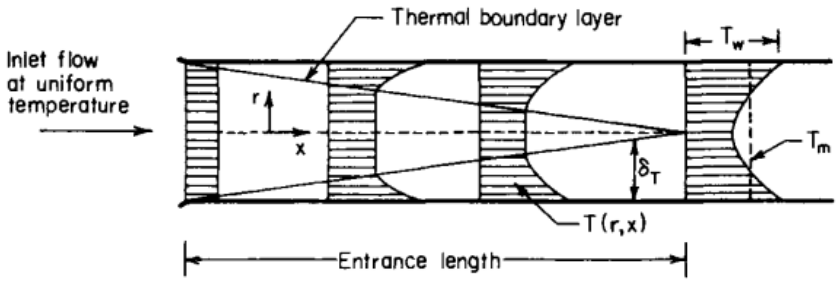


Figure 1- 4 Le développement du profil de température dans la région d'entrée d'un tube [5].

Écoulements laminaires et turbulents. En fonction du comportement des particules d'un fluide en mouvement, on distingue essentiellement deux types de mouvements de fluides différents, identifiés comme étant des écoulements laminaires et turbulents. Dans les sections précédentes, nous nous sommes essentiellement référés à l'écoulement laminaire. Dans le cas d'un écoulement sur une plaque plane (Figure 1-5) l'écoulement près du bord d'attaque est lisse et aérodynamique. Localement, dans la couche limite, la vitesse est constante et invariante dans le temps. L'épaisseur de la couche limite augmente avec la distance du bord d'attaque et, à une certaine distance critique, les effets d'inertie deviennent suffisamment importants par rapport à l'action d'amortissement visqueux pour que de petites perturbations de l'écoulement commencent à se développer. Lorsque ces perturbations s'amplifient, la régularité de l'écoulement visqueux est perturbée et une transition de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent se produit, cependant, il doit toujours y avoir une très fine sous-couche laminaire proche de la paroi, du moins pour une plaque lisse. Ces perturbations peuvent provenir de l'écoulement libre ou être induites par la rugosité de la surface.

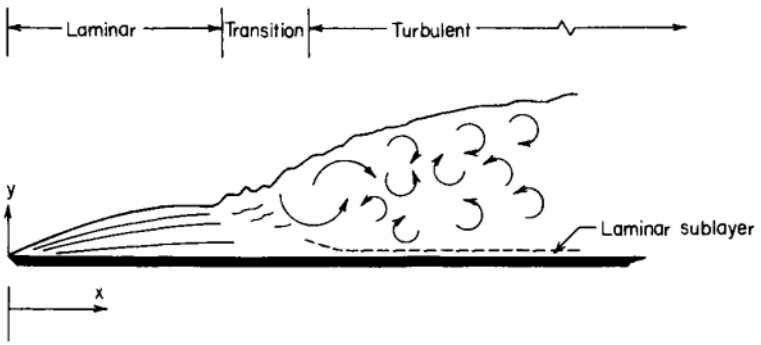


Figure 1- 5 Régimes d'écoulement laminaire, de transition et de couche limite turbulent en écoulement sur une plaque plane [5].

Dans la région d'une couche limite turbulente située loin de la surface (la région centrale), les diffusivités tourbillonnaires sont beaucoup plus importantes que les diffusivités moléculaires. Le mélange accru associé à cette condition a pour effet de rendre les profils de vitesse, de température et de concentration plus uniformes dans le noyau. Ce comportement est illustré sur la (Figure 1-6), qui donne les distributions de vitesse mesurées pour un écoulement laminaire et turbulent où le débit massique est le même dans les deux cas. Il est évident, d'après la (Figure 1-6), que le gradient de vitesse à la surface, et donc la contrainte de cisaillement de surface, est beaucoup plus important pour un écoulement turbulent que pour un écoulement laminaire. De même, le gradient de température ou de concentration à la surface, et donc les taux de transfert de chaleur et de masse, sont beaucoup plus importants pour un écoulement turbulent que pour un écoulement laminaire. Lorsque l'écoulement dans le tube est turbulent, la vitesse moyenne est d'environ 83 % de la vitesse centrale. Pour un écoulement laminaire, le profil a une forme parabolique et la vitesse moyenne est la moitié de la valeur au centre. Un problème fondamental dans l'analyse d'un écoulement turbulent consiste à déterminer les diffusivités tourbillonnaires en fonction des propriétés moyennes de l'écoulement. Contrairement aux diffusivités moléculaires, qui sont des propriétés strictement fluides, les diffusivités de tourbillon dépendent fortement de la nature de l'écoulement ; elles peuvent varier d'un point à l'autre dans une couche limite, et la variation spécifique ne peut être déterminée qu'à partir de données expérimentales [5]. Pour l'écoulement dans les conduites circulaires, la valeur numérique du nombre de Reynolds, basée sur la vitesse moyenne à laquelle se produit la transition de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent, a été établie comme étant d'environ 2300, c'est-à-dire :

$$Re_{cr} = \left(\frac{V_m D}{\nu}\right)_{cr} = 2300 \qquad \mathbf{1.7}$$

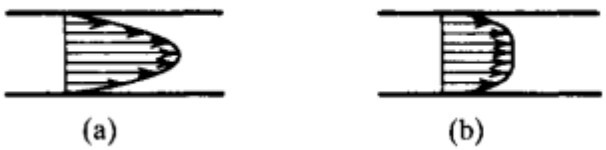


Figure 1- 6 Distribution de la vitesse dans un tube : (a) laminaire ; (b) turbulent [5].

Il existe cependant, comme l'ont démontré de nombreuses expériences, une valeur inférieure pour Re_{cr} qui se situe approximativement à 2000. En dessous de cette valeur, l'écoulement reste laminaire même en présence de très fortes perturbations. Si le nombre de Reynolds est supérieur à 10 000, l'écoulement est considéré comme entièrement turbulent. Dans la région comprise entre 2300 et 10 000, l'écoulement est souvent décrit comme un écoulement de transition. Il est possible de décaler ces valeurs en minimisant les perturbations dans l'écoulement d'entrée, mais pour une application technique générale, les nombres cités sont représentatifs. Pour un écoulement sur une plaque plane, la transition vers un écoulement turbulent a lieu à la distance x, mesurée à partir du bord d'attaque, déterminée par la formule suivante :

$$Re_{cr} = \left(\frac{V_\infty x}{\nu}\right)_{cr} = 3.5 \times 10^5 \text{ à } 10^6 \qquad \mathbf{1.8}$$

Mais les valeurs dépendent du niveau de turbulence dans le courant principal. V_∞ est la vitesse de l'écoulement libre. Un phénomène particulièrement intéressant lié à la transition dans la couche limite se produit avec des corps émoussés, par exemple des sphères ou des cylindres circulaires.

Dans la région où le gradient de pression est défavorable ($\partial P/\partial x > 0$ à la Figure 1-7), la couche limite se sépare de la surface. A cet endroit, la contrainte de cisaillement devient nulle, et au-delà de ce point, il y a une inversion de l'écoulement au voisinage de la paroi, comme le montre la (Figure 1-7). Dans cette région de séparation, l'analyse de l'écoulement est très difficile et l'accent est mis sur l'utilisation de méthodes expérimentales pour déterminer le transfert de chaleur et de masse [5].

Bien que le transfert de masse ou de chaleur soient plus important en écoulement laminaire dans certaines applications, le régime turbulent est à éviter à cause du niveau de bruit élevé.

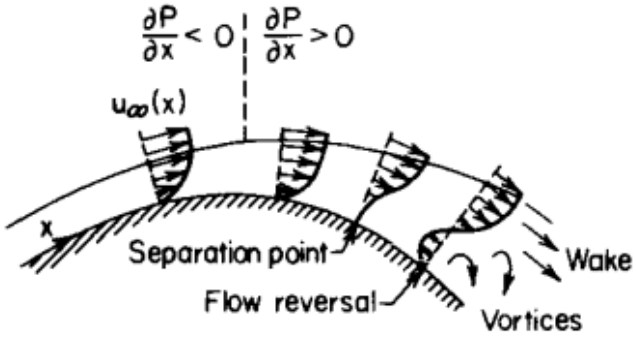


Figure 1- 7 Profil de vitesse associé à la séparation sur un cylindre circulaire en écoulement transversal [5].

I.3 Couches limites laminaires et turbulentes

La solution complète des équations de conservation de l'écoulement visqueux pour un champ d'écoulement entier, semble-t-il, est en principe nécessaire pour déterminer les grandeurs physiques à la surface d'un objet en contact avec un fluide. La solution complète de l'ensemble du champ d'écoulement n'est cependant pas pratique, et n'est heureusement pas nécessaire. La simplification révolutionnaire qui a rendu pratique l'analyse du champ d'écoulement à proximité des surfaces a été introduite par Ludwig Prandtl en 1904. Il a suggéré que tout objet qui se déplace en étant immergé dans un fluide de faible viscosité sera entouré d'une fine couche limite. L'impact de la condition limite de non-glissement à la surface de l'objet ne s'étendra qu'à travers cette fine couche de fluide, et au-delà, le fluide se comporte essentiellement comme un fluide non visqueux. En d'autres termes, en dehors de la couche limite, le champ d'écoulement ne ressent pas l'effet visqueux causé par la présence de l'objet. Il ne ressent que l'obstruction causée par la présence de l'objet, ce qui a pour conséquence que les lignes de courant dans le champ d'écoulement deviennent courbées autour de l'objet. Prandtl a affirmé que cela devrait être vrai pour tous les fluides qui possèdent une viscosité faible et modérée. Le concept de couche limite est un outil très important et permet de simplifier l'analyse de pratiquement tous les processus de transport de deux manières importantes. Premièrement, il limite le domaine du champ d'écoulement où les effets visqueux et autres de la paroi doivent être inclus dans les équations de conservation. Deuxièmement, il montre que, dans la couche limite, les équations de conservation peuvent être simplifiées en éliminant certains termes moins pondérant de ces équations [6].

Couche limite d'écoulement. Les fluides qui s'écoulent le long de corps solides adhèrent à ces derniers. Une région de vitesse variable doit donc être créée entre le corps et le flux de fluide libre, comme indiqué à la (Figue 1-8). Cette région s'appelle une couche limite [7].

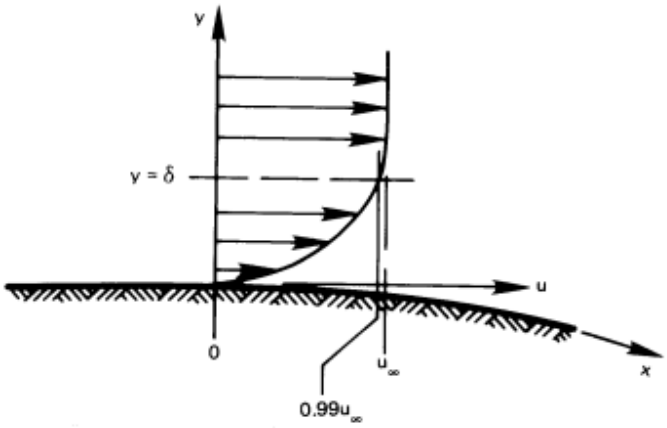


Figure 1- 8 Une couche limite d'épaisseur δ [7].

Que l'on abrège par C.L. La C.L. est d'une épaisseur, δ. L'épaisseur de la couche limite est définie arbitrairement comme la distance de la paroi à laquelle la vitesse d'écoulement s'approche à 1% près de u_∞. La couche limite est normalement très mince par rapport aux dimensions du corps immergé dans l'écoulement. La première étape à franchir avant de pouvoir prédire h est la description mathématique de la couche limite. Cette description a été faite pour la première fois par Prandtl et ses étudiants, à partir de 1904, et elle dépendait des simplifications qu'il pouvait faire après avoir reconnu la finesse de la couche [7].

L'équation fonctionnelle dimensionnelle de l'épaisseur de la couche limite sur une surface plane est la suivante.

$$\delta = fn(u_\infty, \rho, \mu, x) \qquad \mathbf{1.9}$$

Où x est la longueur le long de la surface, ρ et μ sont la densité du fluide en kg/m^3 et la viscosité dynamique en $kg/m.s$. Nous avons cinq variables en kg, m,et s, donc nous anticipons deux groupe π:

$$\frac{\delta}{x} = fn(Re_x)\,, \qquad Re_x = \frac{\rho u_\infty x}{\mu} = \frac{u_\infty x}{\nu} \qquad \mathbf{1.10}$$

Où ν est la viscosité cinématique μ/ρ et R_{ex} est appelé le nombre de Reynolds. Il caractérise les influences relatives des forces inertielles et visqueuses dans un problème de fluide. Dans ce cas, l'indice de R_{ex} indique sur quelle longueur il est basé [7].

Nous découvrirons bientôt que la forme réelle de l'équation (1.10) pour une surface plane, où u_∞ reste constant, est la suivante :

$$\frac{\delta}{x} = \frac{4.92}{\sqrt{Re_x}} \qquad \mathbf{1.11}$$

Ce qui signifie que si la vitesse est grande ou la viscosité est faible, δ/x sera relativement petit, le transfert de chaleur sera relativement élevé dans ces cas. Si la vélocité est faible, la C.L. sera relativement épaisse. Une bonne partie du fluide presque stagnant s'accumulera près de la surface et sera " empêtrée" avec le corps.

Le nombre de Reynolds porte le nom d'Osborne Reynolds (Figure 1-9), qui a découvert la transition laminaire-turbulent lors de l'écoulement d'un fluide dans un tube. Il a injecté de l'encre dans un écoulement d'eau régulier et non perturbé et a constaté qu'au-delà d'une certaine vitesse moyenne, u_{vm}, la ligne de courant liquide marquée par l'encre devenait bancale, puis se brisait en tourbillons de plus en plus désordonnés, pour finalement se mélanger complètement à l'eau, comme le suggère le schéma [7].

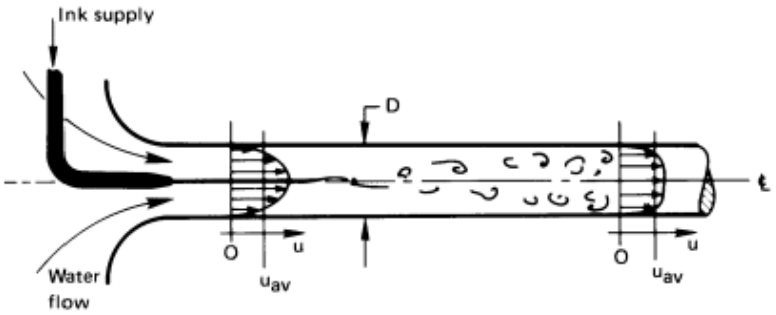


Figure 1- 9 Expérience d'Osborne Reynolds sur la transition d'écoulement laminaire-turbulent [7].

Pour définir la transition, on remarque d'abord que$(u_{vm})_{crit}$, la valeur transitoire de la vitesse moyenne, doit dépendre du diamètre de la conduite, D, de μ, et de ρ ; quatre variables en kg, m, et s, Il n'y a donc qu'un seul groupe $\boldsymbol{\pi}$:

$$Re_{critique} = \frac{\rho D (u_{vm})_{crit}}{\mu} \qquad \mathbf{1.12}$$

La valeur maximale du nombre de Reynolds pour lequel un écoulement laminaire dans une conduite sera toujours stable, quel que soit le niveau du bruit de fond, est de 2100. Dans une expérience raisonnablement prudente, il est possible de faire persister un écoulement laminaire jusqu'à $Re = 10\,000$. Avec beaucoup de soin, il peut être augmenté d'un autre ordre de grandeur. Mais la valeur en dessous de laquelle l'écoulement sera toujours laminaire, la valeur critique de Re, est de 2100 [7].

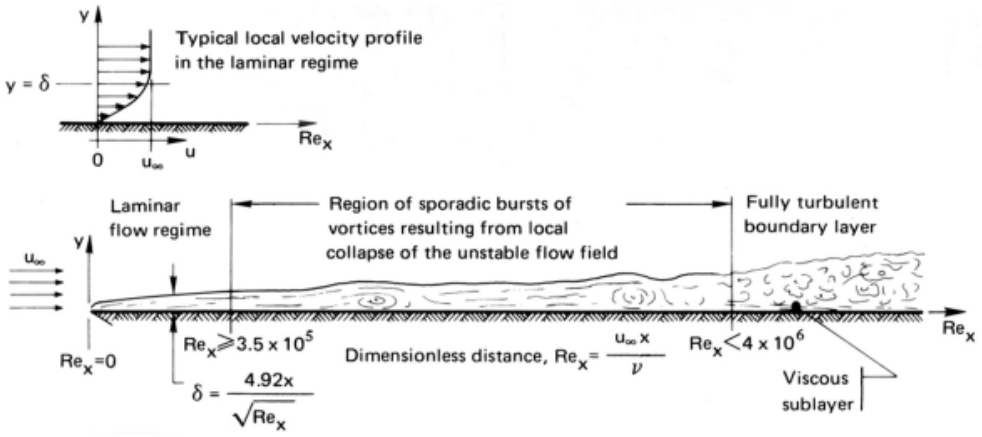


Figure 1- 10 Couche limite sur une surface longue et plane avec un bord d'attaque pointu [7].

Le même genre de phénomène se produit dans une couche limite sur une plaque. La (Figure 1-10) montre un fluide s'écoulant sur une plaque avec un bord d'attaque pointu. L'écoulement est laminaire jusqu'à un nombre de Reynolds transitoire basé sur x

$$Re_{x_{critique}} = \frac{u_\infty x_{crit}}{\nu} \qquad \mathbf{1.13}$$

Pour des valeurs plus élevées de$x$, la couche limite présente des instabilités sporadiques de type tourbillon sur une période assez longue, et elle se stabilise finalement dans une C.L. entièrement turbulente.

Pour la couche limite illustrée, $Re_{x_{critique}} = 3.5 \times 10^5$, mais en général le nombre de Reynolds critique dépend fortement de la quantité de turbulence dans l'écoulement libre sur la plaque, de la forme précise du bord d'attaque, de la rugosité de la paroi et de la présence de vibrations acoustiques ou structurelles. Sur une plaque plane, une couche limite restera laminaire même lorsque ces perturbations sont très importantes si $Re_x \leq 6 \times 10^4$. Dans des conditions relativement peu perturbées, la transition se

produit pour Rex dans la gamme de 3×10^5à 5×10^5, et dans des expériences de laboratoire très prudentes, la transition turbulente peut être retardée jusqu'à $Re_x \approx 3 \times 10^6$. La transition turbulente est pratiquement toujours terminée avant $Re_x = 4 \times 10^6$ et généralement beaucoup plus tôt.

Ces spécifications du Re critique sont limitées aux surfaces planes. Si la surface est courbée en s'éloignant de l'écoulement, comme le montre la (Figure 1-8), la turbulence peut être déclenchée à des valeurs de Re_x beaucoup plus faibles. La susceptibilité du Reynolds critique à des perturbations mineures introduit évidemment une grande incertitude gênante lorsque les débits sont dans cette gamme [7].

Couche limite thermique. Lorsqu'une paroi est à une température T_w, différente de celle de l'écoulement libre, T_∞, une couche limite thermique est présente, et elle a une épaisseur, δ_t, différente de l'épaisseur de la C.L. de l'écoulement ou dynamique, δ. Une couche limite thermique est illustrée sur la (Figure 1-11).

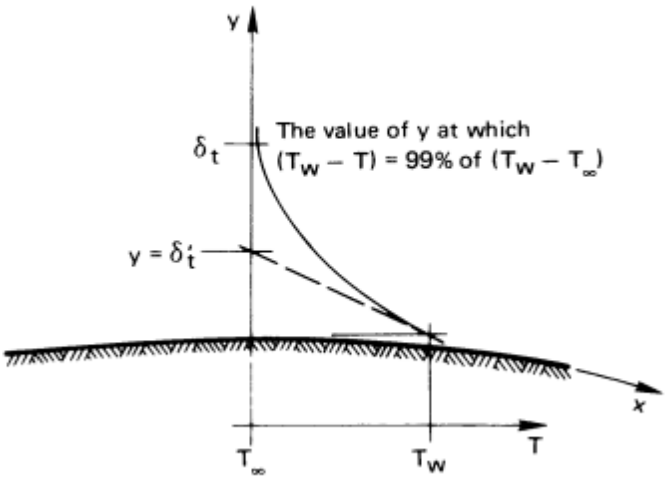


Figure 1- 11 La couche limite thermique d'un écoulement d'un fluide froid sur une plaque chaude [7].

Maintenant, en se référant à cette illustration, nous assimilons la chaleur conduite hors de la paroi par le fluide ou même transfert de chaleur exprimé en terme de coefficient de transfert de chaleur par convection :

$$\underbrace{-k_f \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0}}_{\substack{conduction \\ dans\ le\ fluide}} = h(T_w - T_\infty) \qquad \mathbf{1.14}$$

Où k_f est la conductivité du fluide. Deux remarques importantes émanent de l'équation (1.14). - Tout d'abord, il est correct d'exprimer l'évacuation de la chaleur à la paroi en utilisant la loi de conduction de Fourier, car aucun fluide ne se déplace dans la direction de q. - Cette condition définit h à l'intérieur du fluide au lieu de le spécifier comme une information connue à la frontière. L'équation (1.14) peut être arrangée sous la forme d'un groupement adimensionnel :

$$\partial \frac{\left(\frac{T_w - T}{T_w - T_\infty}\right)}{\partial (y/L)}\Bigg|_{y/L} = \frac{hL}{k_f} = Nu_L \text{ , le nombre de Nusselt} \qquad \mathbf{1.15}$$

Où L est une dimension caractéristique du corps considéré (la longueur d'une plaque, le diamètre d'un cylindre), ou [si on écrit l'équation (1.14) en un point x , d'intérêt le long d'une surface plane]. $Nu_x = hx/k_f$. De la (Figure 1-11), on voit immédiatement que la signification physique de Nu est donnée par :

$$Nu_L = \frac{L}{\delta'_t} \qquad \mathbf{1.16}$$

En d'autres termes, le nombre de Nusselt est inversement proportionnel à l'épaisseur de la C.L. thermique. Le nombre de Nusselt est nommé d'après Wilhelm Nusselt, dont les travaux sur le transfert de chaleur par convection ont été aussi fondamentaux que ceux de Prandtl dans l'analyse de la dynamique des fluides [7].

I.4 Convection forcée

Le transfert de chaleur par convection forcée est le mode de transfert de chaleur le plus fréquemment utilisé dans les industries de transformation. Les fluides chauds et froids, séparés par une frontière solide, sont pompés à travers l'équipement de transfert de chaleur, le taux de transfert de chaleur étant fonction des propriétés physiques des fluides, des débits et de la géométrie du système. L'écoulement est généralement turbulent, et le conduit d'écoulement varie en complexité, allant des tubes circulaires aux échangeurs de chaleur à chicanes et à surface étendue. Les analyses théoriques du transfert de chaleur par convection forcée ont été limitées à des géométries relativement simples et à un écoulement laminaire. Les analyses du transfert de chaleur par écoulement turbulent ont été basées sur un modèle mécaniste et n'ont généralement pas donné lieu à des relations adaptées à la conception. En général, pour les géométries compliquées, seules des relations empiriques sont disponibles, et elles sont souvent

basées sur des données limitées et des conditions de fonctionnement particulières. Les coefficients de transfert de chaleur sont fortement influencés par la mécanique de l'écoulement qui se produit pendant le transfert de chaleur par convection forcée. L'intensité de la turbulence, les conditions d'entrée et les conditions de la paroi sont quelques-uns des facteurs qui doivent être pris en compte en détail, car une plus grande précision dans la prédiction des coefficients est nécessaire [8].

Écoulement interne et externe. Deux principaux types d'écoulement sont considérés dans cette sous-section : l'écoulement interne ou conduit, dans lequel le fluide remplit complètement un conduit fermé, et l'écoulement externe ou immergé dans lequel le fluide passe devant un solide immobile immergé. Avec **un écoulement interne**, le coefficient de transfert de chaleur est théoriquement infini à l'endroit où le transfert de chaleur commence. Le coefficient local de transfert de chaleur diminue rapidement et devient constant, de sorte qu'après une certaine longueur, le coefficient moyen dans le conduit est indépendant de la longueur. Le coefficient local peut toutefois suivre une courbe irrégulière si des obstructions ou des promoteurs de turbulence sont présents dans le conduit. Pour **un écoulement immergé**, le coefficient local est à nouveau infini au point où le chauffage commence, après quoi il diminue et peut présenter diverses irrégularités selon la configuration du corps. Généralement, dans ce cas, le coefficient local ne devient jamais constant lorsque l'écoulement se poursuit vers l'aval sur le corps [8].

Lorsque le transfert de chaleur se produit au cours **d'un écoulement immergé**, le taux dépend de la configuration du corps, de la position du corps, de la proximité d'autres corps ainsi que du débit et de la turbulence de l'écoulement. Le coefficient de transfert de chaleur varie sur le corps immergé, car l'épaisseur des couches limites thermique et de quantité de mouvement varie. Des relations relativement simples sont disponibles pour des configurations simples immergées dans un fluide en écoulement infini. Pour les configurations compliquées et les assemblages de corps tels que ceux que l'on trouve du côté de la coquille d'un échangeur de chaleur, on sait peu de choses sur le coefficient de transfert de chaleur local ; les relations empiriques donnant des coefficients moyens sont tout ce qui est généralement disponible. Les recherches menées sur les coefficients locaux dans les géométries compliquées n'ont pas été

suffisamment approfondies pour permettre l'extrapolation de relations de conception utiles [8].

I.4.1 Convection forcée autour des obstacles

Description de l'écoulement. On considère les échanges thermiques entre un solide caractérisé par une échelle de longueur L et un écoulement caractérisé par une vitesse de référence U, en général la vitesse à l'infini (dans la pratique, à quelques longueurs L) en amont de l'obstacle. Si le solide est chauffé et porté à une température différente de celle du fluide T, des échanges de chaleur prennent place entre le fluide et le solide, qui dépendent très fortement de la configuration de l'écoulement. Celui-ci est caractérise par le nombre de Reynolds [9] :$Re = UL/\nu$.

On distingue d'abord les écoulements à $Re << 1$ et à $Re >> 1$. La première classe d'écoulements trouve des applications dans certains domaines (sédimentation, thermo-anémométrie). Il s'agit d'écoulements dominés par les phénomènes visqueux (écoulement rampants).

Les cas les plus fréquemment rencontré correspondent à la deuxième classe d'écoulements ($Re >> 1$). Les écoulements sont alors caractérisés par de fines couches limites cinématiques et thermiques dans la partie amont de l'obstacle. Une ligne de courant aboutit à un point d'arrêtA sur sa face amont. Les couches limites prennent naissance dans la région du point d'arrêt, lorsque celui-ci est bien profilé (Figure 1-12). A l'arrière de l'obstacle, l'écoulement se fait sous la forme d'un sillage cinématique (décrit de vitesse) et d'un sillage thermique (excédent de température pour un obstacle chauffé). Le sillage prend la suite du développement des couches limites lorsque l'obstacle est bien profilé [9].

Si le solide n'est pas bien profilé, un décollement se produit à une certaine distance en aval du point d'arrêt, où la pression aurait tendance à augmenter sans décollement. Un exemple assez typique est celui du cylindre (Figure 1-13). Dans ce cas, le sillage est beaucoup plus large que dans la configuration précédente [9].

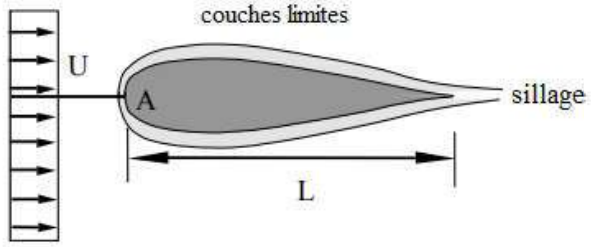


Figure 1- 12 Ecoulement près d'un obstacle profilé. Re>>1 [9].

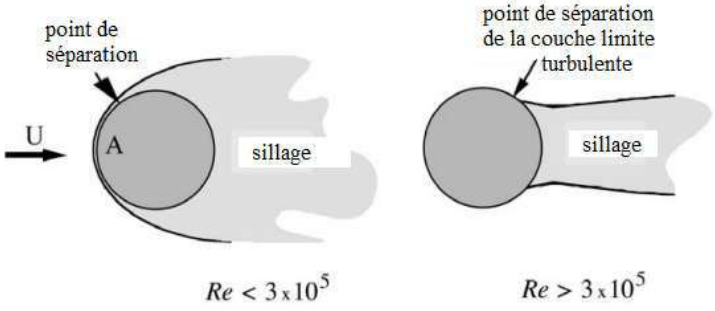


Figure 1- 13 Ecoulement près d'un cylindre. Re>>1 [9].

Un profil aérodynamique. Est une surface plus ou moins plane produisant ou subissant une portance dans une direction normale à la direction relative de l'écoulement. La géométrie d'une section de profil aérodynamique peut être décrite par sa corde, sa ligne de cambrure et sa distribution d'épaisseur [10]. (Figure 1-14).

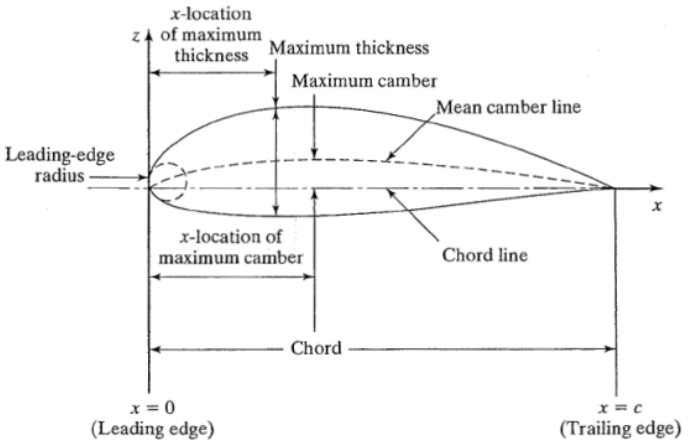


Figure 1- 14 Géométrie du profil aérodynamique [10].

Lorsque le mouvement relatif entre l'écoulement et le profil à faible angle d'attaque commence, l'écoulement près du profil suit la courbure du profil des deux côtés, du bord d'attaque au bord de fuite. Au bord de fuite, l'écoulement ne peut plus suivre le virage serré, il se sépare et un tourbillon de départ se forme. Le tourbillon de départ est évacué en aval et l'écoulement en amont suit une trajectoire régulière autour de la courbure du profil (voir Figure 1-15). Dans ces conditions, l'écoulement crée une couche limite mince près de la surface du profilé ainsi qu'un sillage mince en aval [10].

En outre, les régions autour de l'aile peuvent être classées en régions à faible effet visqueux ou à fort effet visqueux. Premièrement, la région à faible effet visqueux se trouve en dehors de la couche limite et du sillage du profil. Les lignes d'écoulement de la région à faible effet visqueux sont toujours affectées par la présence de l'aile (voir Figure 1-16). En raison de la courbure des lignes d'écoulement par le profil, un gradient de pression à travers la ligne d'écoulement est généré et la pression augmente dans la direction opposée au centre de courbure ; ainsi, une distribution de pression autour du profil est établie. Il existe une différence entre la distribution de la pression sur la surface supérieure et inférieure de l'aile. Cela contribue aux forces de portance et de traînée subies par la surface portante. Deuxièmement, dans la région à fort effet visqueux, les effets de viscosité les plus appréciables dans le profil se produisent dans la couche limite. Il a été observé que le gradient de pression normal à la surface dans la couche limite est négligeable. Par conséquent, le gradient de pression le long de la couche limite domine et, selon l'équation de la quantité de mouvement, est influencé par les termes inertiels et visqueux [10].

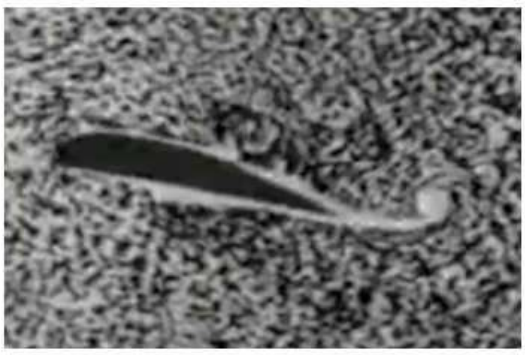


Figure 1- 15 Début du développement du tourbillon [10].



Figure 1- 16 Lignes de courant autour d'un profil aérodynamique à un angle d'attaque croissant [10].

La couche limite d'un profil d'aile peut passer du régime laminaire au régime turbulent en raison de perturbations de l'écoulement. Ces perturbations peuvent provenir de gradients de pression, de la rugosité de la surface, des effets de compressibilité, de la température de surface, de l'aspiration, du soufflage à la surface ou de la turbulence en écoulement libre [10].

Dans le cas d'un gradient de pression le long de la surface d'aspiration, l'augmentation des valeurs positives des angles d'attaque renforce le gradient de pression que l'écoulement de la couche limite doit surmonter en raison de la modification de la courbure des lignes de courant. La génération de ce gradient de pression défavorable favorise les instabilités d'écoulement (ondes de Tollmien-Schlichting) qui amorcent le processus de transition vers l'écoulement turbulent. En outre, les forts gradients de pression défavorables contribuent à la séparation de l'écoulement de la couche limite. Au point de séparation, la contrainte de cisaillement sur la surface est égale à zéro et la direction de l'écoulement est inversée. L'écoulement quitte la surface et un écoulement de recirculation est généré en aval du point de séparation. À un certain angle d'attaque, une séparation massive de la couche limite du profil se produit sur la surface d'aspiration, créant une grande zone d'écoulement de recirculation. Cela change radicalement la distribution de la pression, réduisant considérablement la force de portance et augmentant la force de traînée [10]. (Voir Figure 1-16).

Couches limites courbées et détachement de l'écoulement. Si nous partons d'une incidence nulle (une surface solide tranchante alignée avec l'écoulement, (Figure1-17), et que nous considérons l'effet d'une courbure lisse s'incurvant vers le bas (surface convexe depuis le haut, surface concave depuis le bas), l'écoulement externe (en dehors de la couche limite) s'accélérera sur une surface concave (pour conserver le même débit avec une section convergente, comme dans une buse), et se décélérera sur une surface convexe (pour conserver le même débit avec une section divergente, comme dans un diffuseur). Nous ne considérons que l'écoulement subsonique [11].

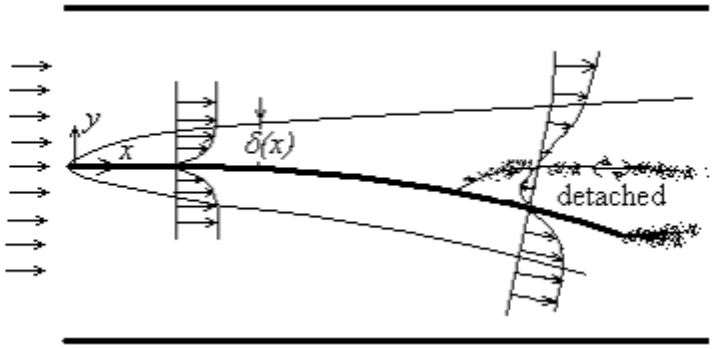


Figure 1- 17 Ecoulement de la couche limite sur une plaque mince courbée avec une incidence nulle, pour voir le développement d'un écoulement divergent (côté supérieur) et d'un écoulement convergent (côté inférieur). Il est représenté à l'intérieur d'un canal rectangulaire pour mettre en évidence le changement de la surface de l'écoulement transversal [11].

Les gradients de pression dans l'écoulement externe se transmettent automatiquement à la couche limite, puisque l'équation de la quantité de mouvement transversale a montré que le gradient de pression transversal dans la couche limite est négligeable. Si le gradient de pression est favorable (c'est-à-dire qu'il provoque une accélération du fluide, ce qui correspond à un gradient négatif), il n'y a pas de grands changements : le nombre de Reynolds local augmente, de sorte que la couche limite s'amincit, augmentant les gradients de paroi (c'est-à-dire augmentant à la fois la contrainte de cisaillement et le coefficient de convection), et provoquant une transition laminaire-turbulente plus tôt en aval que sur une plaque plane. Si le gradient de pression est défavorable (c'est-à-dire positif, comme dans la partie supérieure de (Figure 1-17), provoquant une décélération du fluide), il peut y avoir un grand changement : le nombre de Reynolds local diminue, la couche limite s'épaissit, ce qui diminue les gradients de paroi. La décélération imposée par le gradient de pression externe dans ce dernier cas peut provoquer l'inversion de l'écoulement de la couche limite, car à l'intérieur de la couche limite, la vitesse doit diminuer en raison de la dissipation d'énergie mécanique

par frottement, e_{mdf} (qui obligerait l'écoulement à s'arrêter), à laquelle s'ajoute le ralentissement causé par le gradient de pression, comme l'explique l'équation de Bernoulli modifiée [11]:

$$\nabla\left(p+\frac{1}{2}\rho v^2\right)+e_{mdf}=0 \rightarrow \underbrace{\nabla p}_{>0}+\frac{1}{2}\rho\nabla(v^2)+\underbrace{e_{mdf}}_{>0}=0 \qquad \mathbf{1.17}$$

La séparation des écoulements provoque des écoulements et des forces pulsées locales dans une région de rattachement fermée (avant que le sillage ne se détache, voir la (Figure1-17), avec une forte augmentation du transfert de chaleur, mais aussi une forte augmentation de l'épaisseur du sillage et de la traînée, et une perte de la succion transversale (force de portance). La séparation de l'écoulement rend la modélisation analytique des flux de quantité de mouvement, de chaleur et de masse sur les corps impossible, sauf dans les cas très minces (pales et feuilles) et, bien que la simulation numérique à l'aide de progiciels CFD commerciaux donne aujourd'hui des prédictions précises dans de nombreux cas, les corrélations empiriques sont encore largement utilisées dans l'analyse et la conception [11].

Fluides caloporteurs. (Heat transfer fluids) Il existe une grande variété de fluides utilisés pour transporter un excès ou un déficit d'énergie thermique d'un point d'origine (source) à un point de destination (puits). En fonction de l'objectif (différence de température), il existe deux applications possibles (on pourrait parler de fluides à haute et basse température, par rapport à l'environnement T) : - Les fluides de chauffage (utilisés pour chauffer une charge par convection) [11]. - Les fluides de refroidissement (utilisés pour refroidir des charges). Le mot "coulant" est souvent utilisé pour les fluides de refroidissement et, par extension, pour désigner tout fluide de transfert de chaleur.

Les fluides de transfert de chaleur peuvent être regroupés en fonction de leurs propriétés :

- Les gaz. L'air est de loin le fluide de transfert de chaleur le plus courant.
- Les liquides. L'eau est le premier choix, mais elle présente certains handicaps qui peuvent nécessiter d'autres fluides de travail ; par exemple, l'eau ne peut pas être utilisée en dessous de $0\,°C$ ou au-dessus de $100\,°C$ (l'eau sous pression peut fonctionner jusqu'à $T_{tr}=374\,°C$) ; elle est biologiquement et chimiquement active (corrosive, sujette à la contamination), peut être électriquement conductrice (risque de court-circuit), etc.

- Fluides à changement de phase. La plupart des liquides peuvent être utilisés comme fluides diphasiques de transfert de chaleur ; les plus utilisés sont l'eau/vapeur, l'ammoniaque (toxique), les hydrocarbures (inflammables) et les halo carbures [11].

Conclusion

Des notions fondamentales portant sur le phénomène des transferts thermiques et des généralités sur la convection forcée, ont été présentées dans ce chapitre. Par la suite une étude et revue des différents travaux effectués sur la technique de refroidissement par convection des systèmes électroniques tel que les cartes électroniques, micro-processeurs, les circuits intégrés,… a été détaillée.

Chapitre II
Revue Bibliographique Sur Les Méthodes Passives

Introduction

Des recherches ont traité le transfert de chaleur pour la configuration géométrique de base où le transfert conjugué par convection/conduction à partir d'un seul ou d'un ensemble de blocs chauffés fixés à une paroi sans aucun insert a été étudié dans les premières décennies. Avec l'évolution de la technologie, les systèmes sont devenus plus puissants, entraînant une production de chaleur critique. Ainsi, la configuration de base de la disposition des blocs ne permettait plus d'évacuer suffisamment l'énergie accumulée. Différentes techniques, classées comme actives ou passives, ont été testées pour améliorer l'évacuation de la chaleur. Les techniques actives impliquent l'insertion dans l'écoulement d'objets en mouvement, comme ceux qui oscillent / se balancent ou tournent. Ces inserts nécessitent des forces externes, consommant plus d'énergie et requièrent une maintenance permanente. Au contraire, les méthodes passives ne nécessitent aucuns coûts supplémentaires à celui de la construction. Ce travail rentre dans cette optique et tente à tester l'effet d'un nouvel insert.

II.1 Déflecteurs courbés

Herman and Kang (2002) [12] ont étudié expérimentalement les champs de température instationnaires dans un canal rainuré avec des ailettes courbées (canal modifié) (Figure2-1 b, d). Ils ont comparé les résultats obtenus avec ceux obtenus dans un canal rainuré de base (sans ailettes courbées) (Figue2-1 a, c).

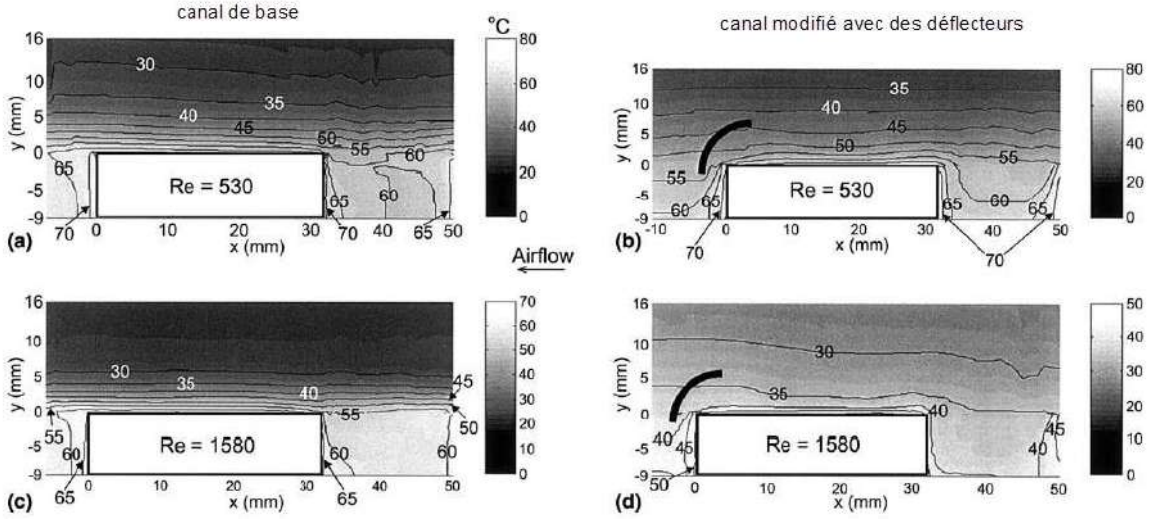


Figure 2- 1 Champs de température reconstruits à $Re = 530$ (a) et $Re = 1580$ (c) dans le canal principal, ainsi qu'à $Re = 530$(b) et $Re = 1580$(d) dans le canal modifié [12].

La géométrie du canal étudié et la situation physique des déflecteurs, permet d'améliorer les performances des systèmes de refroidissement par convection. Les résultats suggèrent que les performances du canal modifié avec générateurs des vortex sont supérieures dans la plage des faibles nombres de Reynolds, $Re < 500$, alors qu'à un nombre de *Re* plus élevé le canal de base dépasse le canal modifié, alors que le taux de transfert de chaleur seul du canal rainuré avec des ailettes courbées est toujours supérieure. Ce canal développe une amélioration du transfert de chaleur due à l'accélération de l'écoulement entre l'ailette et le bloc chauffé et élimine la grande région de recirculation dans la rainure. La pénalité de chute de pression dans le canal modifié n'est que modérément plus élevée par rapport au canal principal, donc les régimes de fonctionnement dans la gamme inférieure de nombre de Reynolds sont favorables.

La même technique a été étudiée numériquement par *Luviano-Ortiz et al (2008)* [13], Ils nous ont présenté une analyse du transfert de chaleur et de la dynamique des fluides d'un canal horizontal formé par des plaques parallèles avec des insertions périodiques de blocs chauffés, ayant des déflecteurs courbés pour diriger l'écoulement vers l'espace entre les blocs chauffés (Figure2-2).

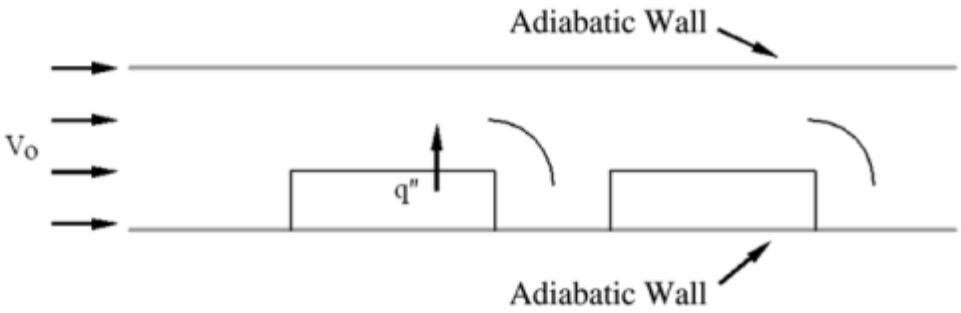


Figure 2- 2 Configuration du canal plan avec déflecteurs [13].

Le canal à plaques parallèles chauffé et rainuré (canal de référence), a été comparé à celui de la même géométrie améliorée par des déflecteurs placés au-dessus du bord aval de chaque bloc. Ce dernier affecte directement le comportement thermique et hydraulique du fluide, lorsque les déflecteurs sont utilisés, la vitesse de l'écoulement augmente dans les zones entre les blocs et donc la stagnation du fluide est diminuée. Ils ont donné une note intéressante sur la recirculation dans les zones entre les blocs qui a une intensité plus faible lorsqu'un déflecteur de plus petite taille est utilisé, mais

l'utilisation de déflecteurs plus grands provoque un plus grand gradient de pression, générant malheureusement une plus grande perte par friction.

Lorenzini-Gutierrez (2014) [14] a évalué dans ses travaux numériques et expérimentaux l'amélioration du transfert de chaleur autour de blocs chauffés surmontés de plaques [12-13] (Figure 2-3). Il a étudié l'effet des différents paramètres géométriques tels que le rayon de courbure des déflecteurs, position du déflecteur et hauteur du canal sur le comportement thermique et dynamique afin de proposer différentes configurations offrant la perte de charge minimale.

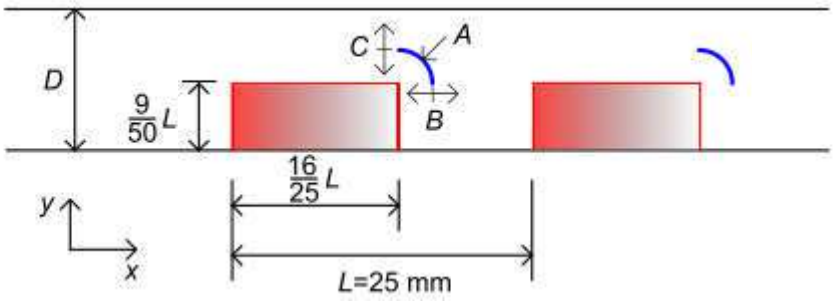


Figure 2- 3 Schéma du canal rainuré et paramètres géométriques pertinents [14].

Les résultats numériques utilisés pour l'analyse multifactorielle sont validés par un montage expérimental. Son analyse a montré que la position du déflecteur et la hauteur du canal doivent être choisies et conçues correctement afin d'optimiser les performances énergétiques. Par rapport aux études qui l'ont précédé, il suggère que le rayon du déflecteur est le principal paramètre qui affecte la performance de refroidissement du canal. Ces modifications permettent une augmentation de 31% du nombre de Nusselt global par rapport à la configuration avec perte de charge minimale.

D'autres expériences ont été menées par *Rosas et al (2016)* [15] pour examiner l'effet du rayon de courbure adimensionnel du déflecteur et des distances horizontale et verticale, par rapport aux sources de chaleur amont et aval. Dans cette étude, ils ont utilisé trois déflecteurs courbés formés d'un quart de tube de cuivre avec un rayon de 7,5, 14 et 17,5 *mm*.Le déflecteur est fixé à la paroi supérieure par une ouverture de telle sorte que les distances horizontales et verticales peuvent être variés (Figure 2-4).

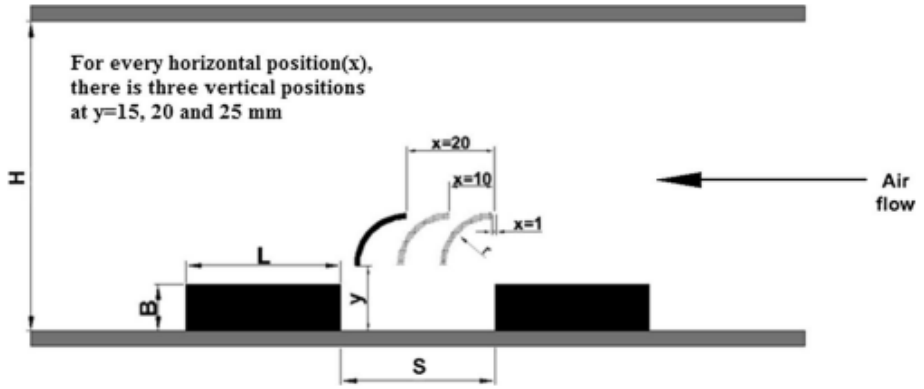


Figure 2- 4 Schéma de la géométrie analysée et positions des déflecteurs [15].

Dans une gamme de nombre de Reynolds allant de 5223 à 11 380, les résultats expérimentaux révèlent que l'utilisation de déflecteurs est avantageuse pour obtenir une meilleure performance thermique, en particulier à un nombre de Reynolds élevé. Ils ont recommandé d'installer les déflecteurs dans une position verticale égale à la hauteur de la source de chaleur pour tous les rayons des déflecteurs et toutes les positions horizontales, tandis que la distance horizontale a un effet de contraste sur les performances thermiques de deux sources de chaleur. Enfin, ils ont montré à travers leurs expériences que la chute de pression dépend principalement du rayon du déflecteur tandis qu'un effet négligeable pour la position du déflecteur est remarqué.

Des ailettes à géométrie complexe arquées de différents espacements dans un canal (Figure 2-5) considérées par ***Menni et al (2019)*** [16]**.** La diminution de la distance entre les ailettes augmente la gravité de la collision entre les particules aérobies et les zones chaudes en créant des frictions et donc un meilleur échange thermique.

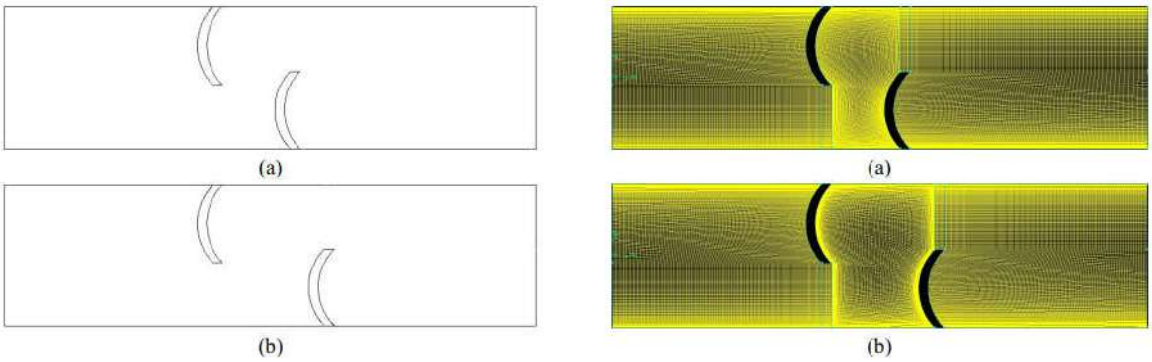


Figure 2- 5 Géométrie examinée pour différents écartements de déflecteurs en arc de cercle. $(a) = \pi/2$ $(b) = 3\pi/4$[16].

une simulation numérique est réalisée par *Yousif et al (2021)* [17] pour étudier l'effet de deux types de générateurs de tourbillons concaves, disposés comme locomotion de queue de poisson dans un canal rectangulaire, Les deux types proposés sont sélectionnés sur la base de la vitesse du mouvement du poisson qui est disposé dans différentes distances entre eux (Figure 2-6) ; *Ceci est similaire à ce que nous avons fait dans notre étude, puisque nous nous sommes appuyés sur la fluidité du profil aérodynamique Naca 0012, qui ressemble à un poisson afin de réduire les pertes de charges.*

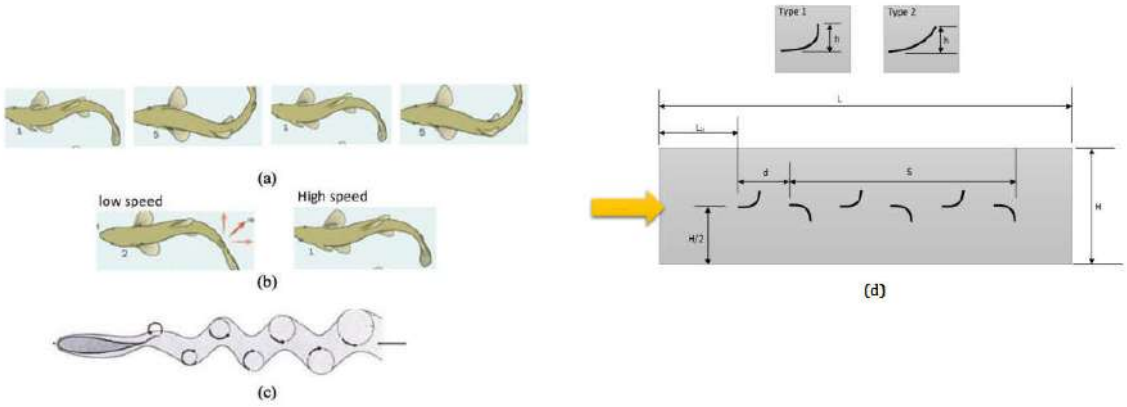


Figure 2- 6 (a) processus de nage du poisson, (b) forme de la queue du poisson en fonction de la vitesse de nage du poisson, (c) vue 2-D des sillages derrière un poisson en train de nager et (d) détails de la géométrie [17].

La disposition proposée visait à diminuer la chute de pression dans le canal et à améliorer le transfert de chaleur en générant des tourbillons décalés avec un écoulement ondulé à travers le canal. L'utilisation de générateurs de tourbillons concaves de type 1 est plus efficace en termes d'amélioration du transfert de chaleur et de réduction du facteur de friction.

II.2 Déflecteurs triangulaires

Une barre de section triangulaire a été utilisée comme élément de contrôle pour améliorer le transfert de chaleur pour un nombre de Reynolds dans la gamme ($400 \leq Re \leq 1300$) *F. Oztop et al (2009)* [18]. Un meilleur transfert de chaleur a été observé pour la position de la barre avec $y = 3{,}5$ (Figure2-7). L'insertion d'une barre triangulaire affecte l'écoulement et la distribution de la température et l'écoulement dévie vers la paroi supérieure du canal, et l'augmentation du transfert de chaleur est affectée par le nombre de Reynolds.

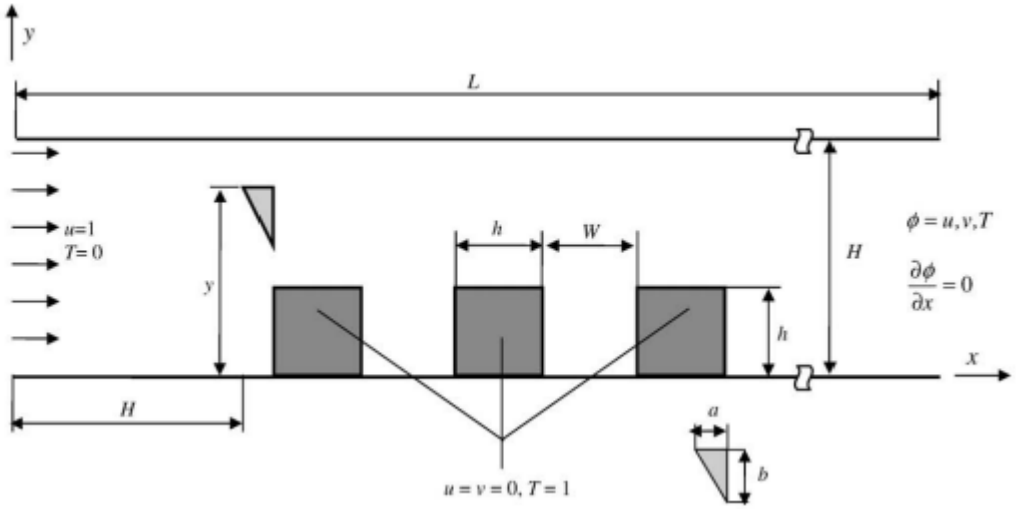


Figure 2- 7 Configuration schématique d'un modèle physique avec dimensions et coordonnées [18].

Une autre recherche de ***Beig et al (2011)*** [19] sur un canal comprenant trois blocs attachés à sa paroi inférieure avec une barre triangulaire insérée agissant comme un générateur de vortex est effectué afin de maximiser le taux de transfert de chaleur ainsi que d'obtenir une uniformité du flux thermique sur les blocs (Figure2-8).La conclusion obtenue dans ce travail est que la position optimale du générateur de vortex est indépendante du nombre de Reynolds, puisque la structure du modèle d'écoulement n'est pas liée au nombre de Reynolds et qu'elle est juste une fonction de la position du générateur de vortex.

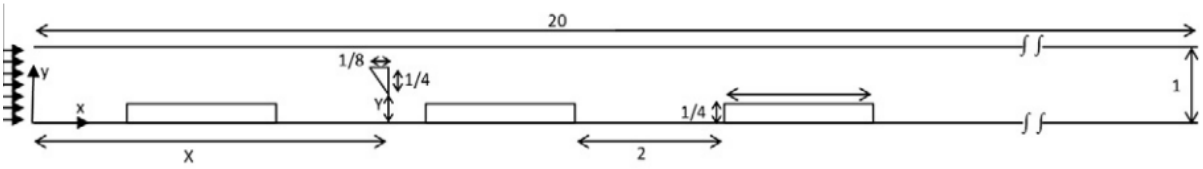


Figure 2- 8 Configuration du modèle physique [19].

Mandal et al (2020) [20] ont essayé de reconnaître l'influence du générateur de vortex constitué d'une barre de forme delta dans un canal horizontal sur transfert de chaleur par convection mixte avec rayonnement de surface (Figure 2-9).

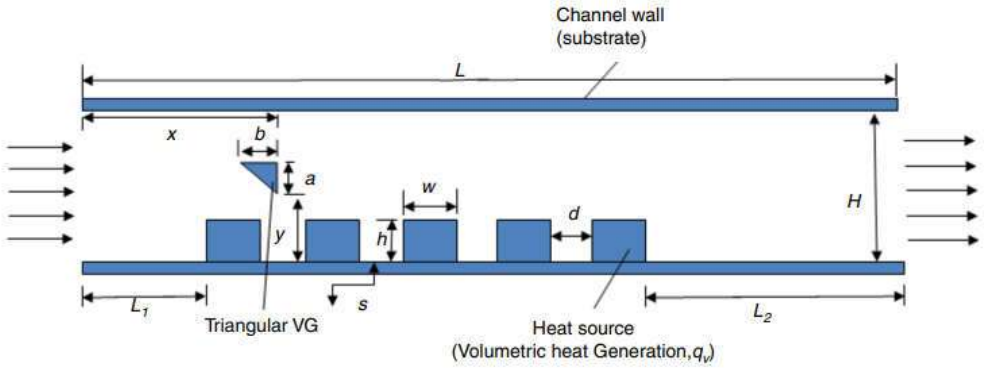


Figure 2- 9 Diagramme schématique du problème étudié par [20].

Par déterminer l'effet positionnel de ce générateur qui a un effet important sur la température moyenne en raison de l'insertion de déflecteur triangulaire, la température maximale diminue avec l'augmentation de *Re*. Cependant, l'interaction radiative entre les surfaces diminue avec l'augmentation de *Re*.

II.3 Déflecteurs inclinés

Wu et Perng (1999) [21] ont étudié l'effet du délestage tourbillonnaire induit par l'installation d'une plaque oblique pour la modification interne de l'écoulement (Figure 2-10).

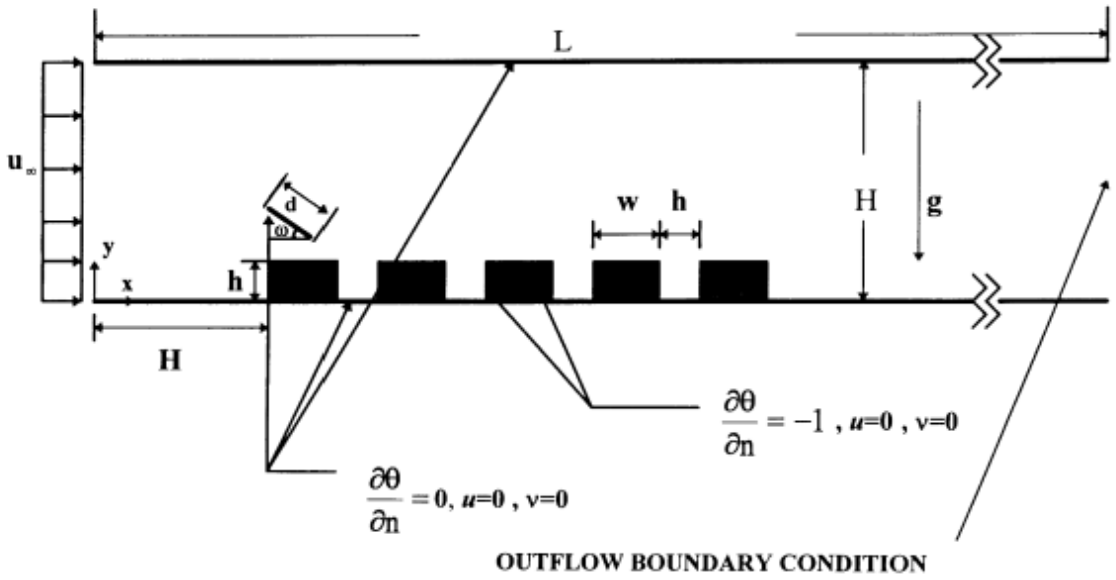


Figure 2- 10 Plaque oblique au-dessus du premier bloc [21].

L'étude est effectuée pour différent angles d'inclinaison de la plaque sous différentes valeurs du nombre et celui de Grashof ; Ils ont constaté que La valeur

moyenne du nombre de Nusselt pour l'ensemble des blocs augmente avec l'installation de la plaque oblique. L'augmentation maximale du nombre de Nusselt moyen global dans le temps est de 39.5 % lorsque l'angle d'inclinaison est de 60°avec $Gr/Re^2 = 20$.

Trois dispositions différentes de déflecteurs ont été considérées par ***Nasiruddin et Kamran Siddiqui (2007)*** [22]. Ils se sont concentrés sur l'amélioration du transfert de chaleur dans un échangeur de chaleur à tubes. Un déflecteur a été utilisé comme générateur de vortex, fixé à la paroi du tube à une distance de 50 cm de l'extrémité amont du tube. Dans le cas A, une chicane verticale a été considérée (Figure 2-11 a), dans le cas B, une chicane inclinée vers l'extrémité aval a été considérée (Figure 2-11b) et dans le cas C, une chicane inclinée vers l'extrémité amont (Figure 2-11c).

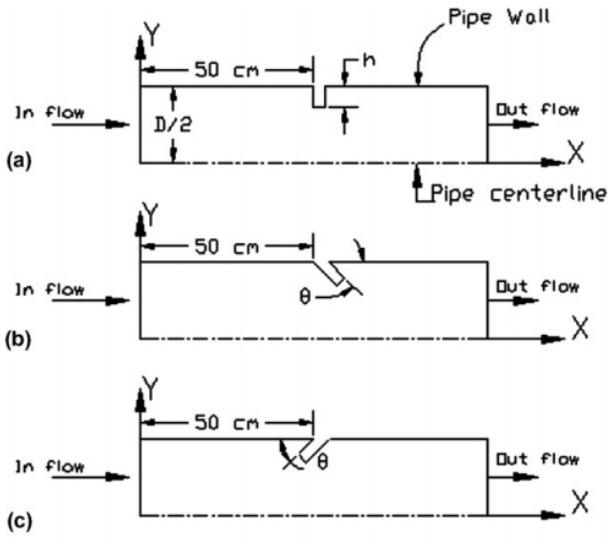


Figure 2- 11 Le domaine de calcul bidimensionnel qui représente la moitié supérieure du tube de l'échangeur de chaleur d'une longueur de 100 cm [22].

Les résultats montrent que pour le déflecteur vertical, une augmentation de la hauteur du déflecteur entraîne une augmentation substantielle du nombre de Nusselt mais la perte de pression est également très importante. Pour les déflecteurs inclinés, les résultats ont montré que pour un rapport de blocage donné, l'augmentation du nombre de Nusselt est presque indépendante de l'angle d'inclinaison, avec une augmentation maximale 2.2 fois plus élevée que dans le cas sans déflecteur. Pour le déflecteur incliné vers le côté amont, pour un blocage de zone donné, la perte de pression est indépendante de l'angle d'inclinaison. Par contre, pour le déflecteur incliné vers l'aval, la perte de charge augmente avec l'angle d'inclinaison. Les résultats ci-dessus suggèrent

qu'une amélioration significative du transfert de chaleur dans un échangeur de chaleur à tubes peut être obtenue en introduisant un déflecteur incliné.

Une amélioration du transfert de chaleur dans la gamme des nombres de Reynolds intermédiaires et faibles sans avoir recours à l'écoulement turbulent a été étudiée par *Korichi et al (2009)* [23], dans un canal d'obstacles montés périodiquement avec des plaques obliques comme générateurs de vortex installés à l'arrière des obstacles sur la paroi opposée (Figure 2-12).

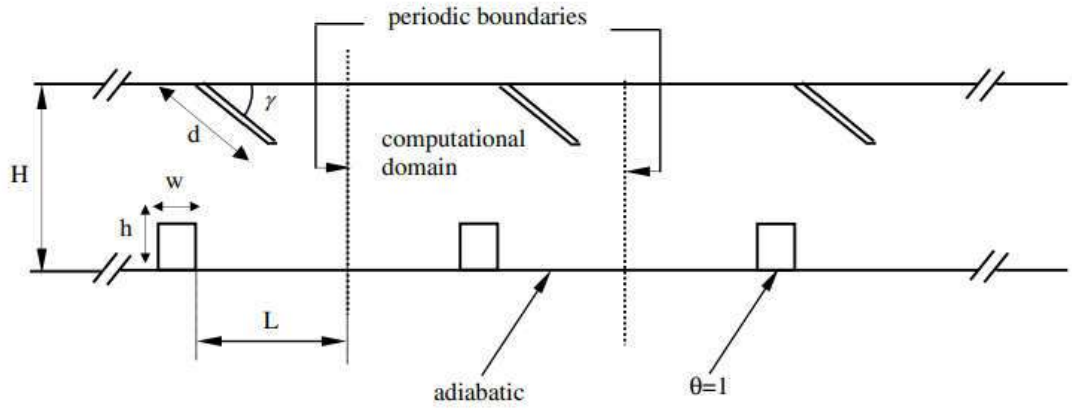


Figure 2- 12 Diagramme schématique du domaine étudié par [23].

Ils ont analysé différents arrangements physiques comme la longueur de la plaque, l'angle d'inclinaison de la plaque oblique et le nombre de Reynolds. Leurs résultats ont montré que les déflecteurs éjectent le fluide de la cavité vers l'écoulement principal. Comme la couche limite thermique est perturbée par l'oscillation de l'écoulement, les isothermes semblent suivre le comportement oscillatoire de l'écoulement instationnaire. Ils ont obtenu que le transfert de chaleur soit amélioré de 200% pour $Re = 600$ et pour une configuration géométrique donnée de la plaque oblique(d, γ).

Une étude expérimentale de l'influence d'un déflecteur d'écoulement transversal fixé au-dessus du bloc chauffé sur le refroidissement d'un bloc chauffé a été réalisée par *Rebay et al (2011)* [24] (Figure 2-13).

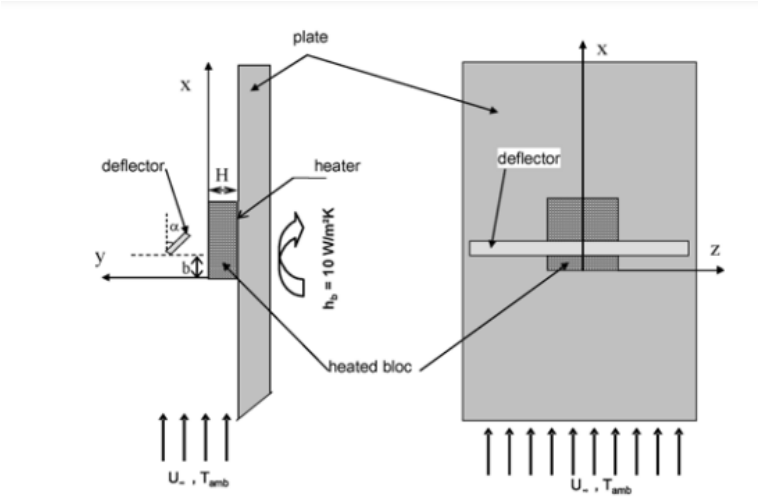


Figure 2- 13 Schéma du problème [24].

Ils ont étudié l'effet de différents angles d'inclinaison de sorte que les résultats montrent une génération de structures tourbillonnaires dans l'écoulement (recirculation, détachement, rattachement...) par le déflecteur. La valeur maximale du transfert de chaleur a été obtenue pour un angle d'inclinaison de 30°.

Pour démontrer l'intérêt d'utiliser des chicanes pour perturber l'écoulement du fluide et donc l'instabilité de l'échange thermique convectif lors de la génération de zones de recirculation au sein du canal, *Litouche et Bougriou (2017)* [25]ont proposé de l'insertion de chicanes avec une partie inclinée sur les parois d'un échangeur de chaleur afin d'améliorer le transfert de chaleur entre le fluide et sa paroi. Deux déflecteurs transversaux ayant une partie inclinée (angle d'inclinaison varie de 30°, 45° et 60°) sont placés à l'intérieur d'un canal rectangulaire (Figure2-14), l'une est fixée à la surface supérieure du canal et la seconde est fixée à la paroi inférieure.

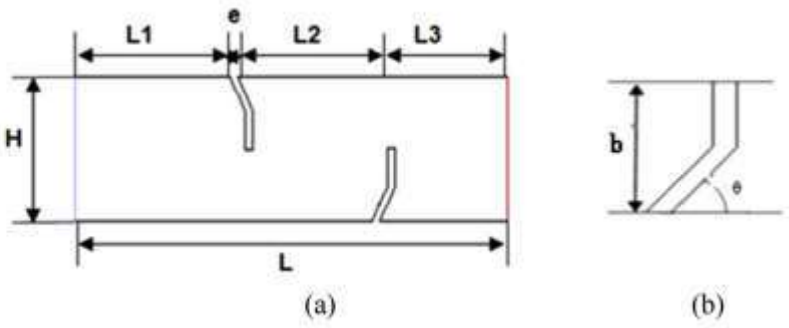


Figure 2- 14(a) Modèle physique et (b) forme du baffle [25].

Selon leurs résultats obtenus, il ont conclu que la hauteur des chicanes contribue de manière significative à l'intensification de l'échange de chaleur entre le fluide et la surface du canal et chaque fois que la hauteur des chicanes est augmentée, le nombre de Nusselt prend des valeurs plus élevées ; la présence de chicanes conduit à la génération de zones de recirculation responsables du profil de variation de la vitesse caractérisé par des valeurs négatives et positives exprimées par un changement soudain de la direction de l'écoulement.

Dans une autre étude numérique, ***Salhi et al (2020)*** [26] ont analysé la contribution des déflecteurs inclinés de forme compliquée dans un canal horizontal bidimensionnel sur le comportement thermique et hydrodynamique. Ils ont fait varier l'angle d'inclinaison de $\varphi = 40°$, $\varphi = 55°$ à $\varphi = 65°$. Les déflecteurs sont montés sur les parois inférieure et supérieure du canal (Figure 2-15).

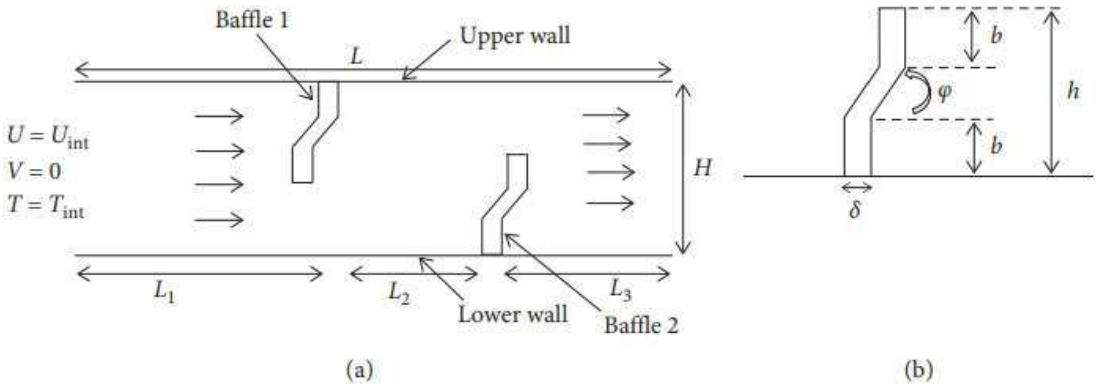


Figure 2- 15 (a) Schéma du modèle physique dans le plan (x, y). (b) Dimensions du déflecteur : $b = 0.03\ m$ [26].

Ils ont tiré les conclusions suivantes : -le transfert de chaleur et la structure de l'écoulement sont considérablement affectés par la variation de l'angle d'inclinaison des partitions ;-le transfert de chaleur inclusif maximal du canal est réalisé lorsque l'angle d'inclinaison augmente. Par conséquent, l'inclinaison des partitions pourrait être une méthode intéressante pour améliorer la performance thermique de l'échangeur de chaleur.-la distribution du coefficient de friction local est positivement affectée par l'angle d'inclinaison $\varphi = 65°$.

II.4 Déflecteurs rectangulaires

Une proposition d'une méthode de générateur de tourbillons oscillants pour améliorer le transfert thermique des dispositifs électroniques par *Yang (2002)* [27]. Grâce à un model consiste en un écoulement bidimensionnel par convection forcée d'un fluide incompressible passant sur des obstacles chauffés montés d'un côté d'un canal horizontal, comme le montre la (Figure 2-16), une barre adiabatique, qui est forcée d'osciller dans la direction transversale, est placée en amont du canal.

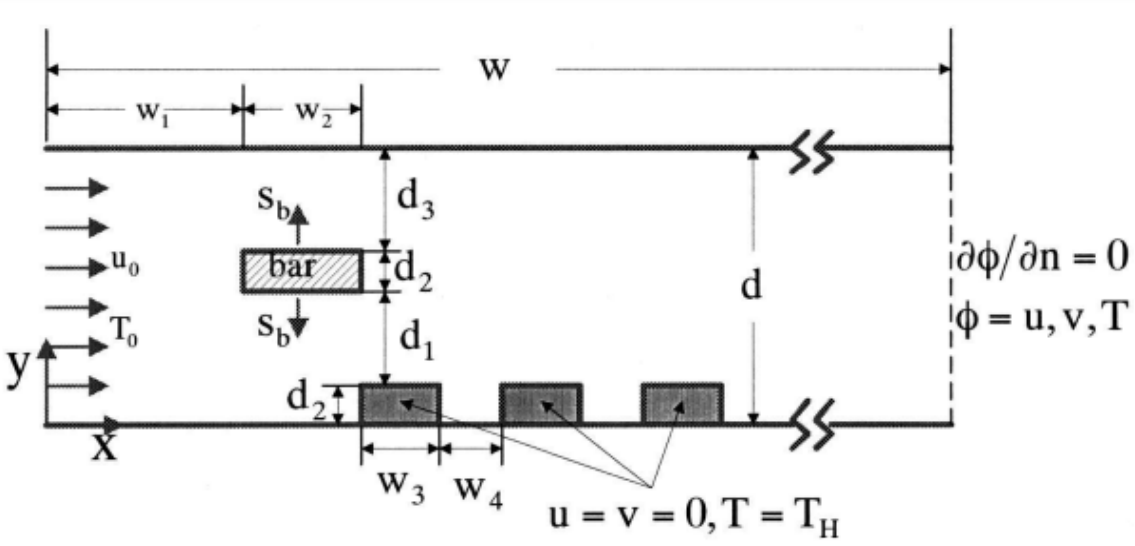


Figure 2- 16 Modèle physique [27].

La conclusion de son travail était basée sur les induis des tourbillons par la barre oscillante autour des rainures à s'éjecter dans l'écoulement central. Le fluide avec une vitesse plus élevée s'écoule vers la surface droite du dernier obstacle chauffé. Ces vagues sont avantageuses pour le transfert de chaleur à partir d'obstacles chauffés. Le taux de transfert de chaleur augmente avec l'amplitude d'oscillation de la barre et de manière significative avec l'augmentation du nombre de Reynolds, mais il n'est pas directement proportionnel à la vitesse d'oscillation de la barre.

Un promoteur rectangulaire dans un canal horizontal avec deux blocs isolés en saillie sur la paroi du fond a été étudié numériquement par *Wang et Jaluria (2002)* [28]. Pour cette géométrie (Figure 2-17 a, b et c), un échange de fluide amélioré entre le flux principal et la cellule de recirculation se produit lorsque le promoteur est utilisé.

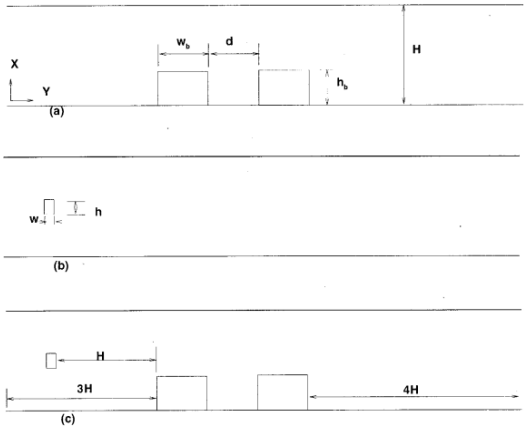


Figure 2- 17 Schéma des configurations d'écoulement considérées. (a) Canal avec des blocs chauffants en saillie ; (b) promoteur de vortex rectangulaire dans un canal lisse ; (c) promoteur de vortex dans un canal rainuré [28].

Tsay et al (2003) [29] ont réalisé une analyse numérique pour étudier les performances de la convection mixte dans un conduit horizontal avec deux blocs chauffés montés sur la paroi inférieure et des déflecteurs disposés sur la paroi supérieure comme le montre la (Figure 2-18).

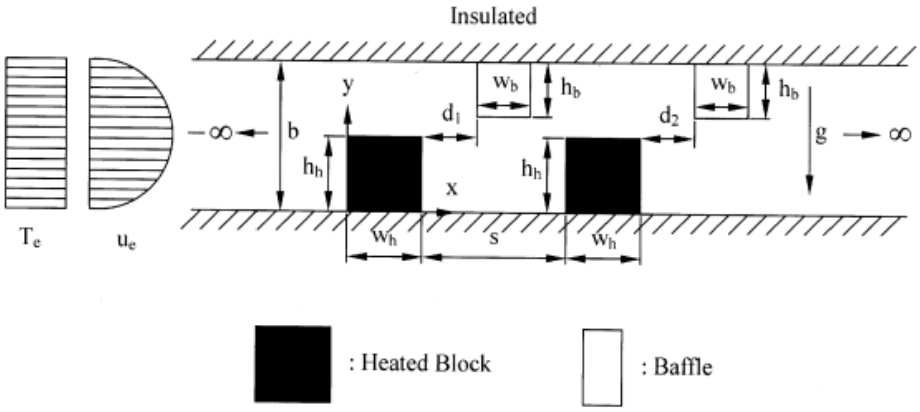


Figure 2- 18 Diagramme schématique du système physique [29].

Si le déflecteur est bien conçu et intégré, le transfert de chaleur des blocs chauffés vers le fluide sera considérablement amélioré. L'augmentation maximale du nombre de Nusselt moyen du deuxième bloc chauffé est d'environ 320 % pour $Pr = 0.7$, $H_b \leq 0.4; 100 \leq Re \leq 1\,000$, et $0 \leq Gr/Re^2 \leq 10$, tandis que l'augmentation maximale est de 130 % pour le premier bloc. La disposition d'une seule chicane à $D_1 = 0$ peut favoriser de manière significative l'augmentation du nombre de Nusselt moyen pour le premier et le deuxième bloc. Cependant, l'installation d'une seule chicane à $D_2 = 0$

ne peut favoriser le transfert que pour le deuxième bloc. L'installation de chicanes dans le système peut entraîner la séparation de l'écoulement principal à la surface supérieure du bloc chauffé, ce qui réduirait considérablement l'efficacité de l'amélioration du transfert de chaleur.

Perng et coauteurs (2008) [20-32] ont investigué trois types de turbulateurs (Figure2-19) : (a) Un turbulateur rectangulaire a été monté dans un canal chauffé par blocs pour améliorer le transfert de chaleur au moyen d'une modification de l'écoulement interne induite par le délestage tourbillonnaire.

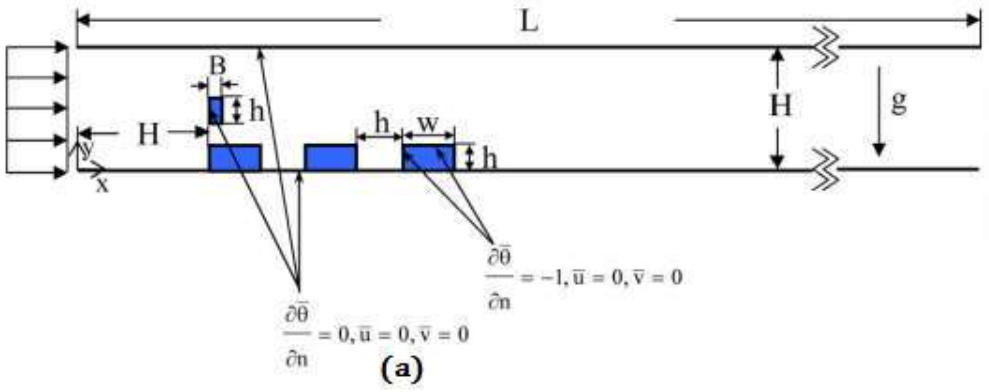


Figure 2- 19 La géométrie considérée (a) avec un turbulateur rectangulaire au-dessus du premier bloc [30].

La fixation de turbulateurs, tels que des déflecteurs, des ailettes, des nervures, des barres et des blocs a attiré l'attention de *Menni et al (2018)* [33], qui ont étudié quatre déflecteurs rectangulaires plats ont été insérés et fixés aux parois supérieure et inférieure d'un conduit horizontal de section rectangulaire de manière périodiquement décalée (Figure 2-20). L'introduction de ces derniers dans l'écoulement peut améliorer l'efficacité du transfert de chaleur à l'intérieur du canal.

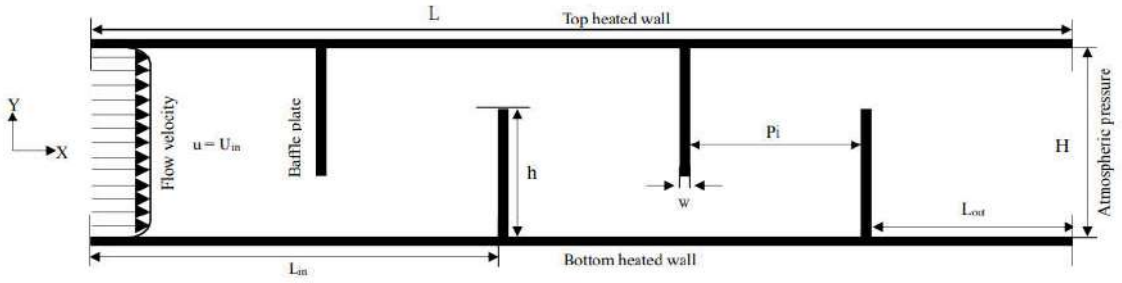


Figure 2- 20 Domaine de calcul avec conditions aux limites [33].

II.5 Déflecteurs cylindriques

Les techniques passives ont évolué avec l'insertion de différentes formes de déflecteurs, *Fu et Tong (2004)* [34] ont réalisé une simulation numérique pour étudier l'influence d'un cylindre oscillant sur le transfert de chaleur de blocs chauffés dans un écoulement en canal (Figure2-21). Les effets du nombre de Reynolds, de l'amplitude d'oscillation et de la fréquence d'oscillation sur les caractéristiques de transfert de chaleur de la paroi chauffée sont examinés dans ce travail. Ces phénomènes montrent que le taux de transfert de chaleur pourrait être amélioré de manière substantielle lorsque le cylindre oscille dans la région de verrouillage. L'influence de l'amplitude de l'oscillation sur le taux de transfert de chaleur n'est pas évidente dans la région de verrouillage. Le taux de transfert de chaleur augmente lorsque le nombre de Reynolds augmente.

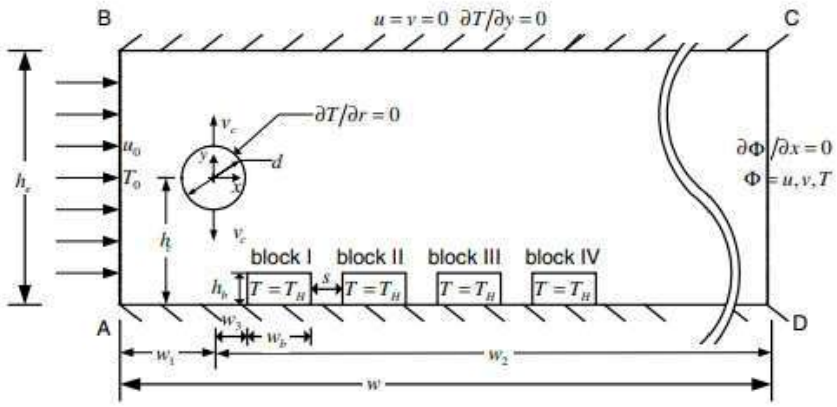


Figure 2- 21Modèle physique [34].

Yang et Chen(2008) [35] ont utilisé la même technique dans un écoulement turbulent, ils ont étudié les caractéristiques de transfert de chaleur des blocs chauffés dans un canal avec un cylindre oscillant transversalement (Figure2-22).

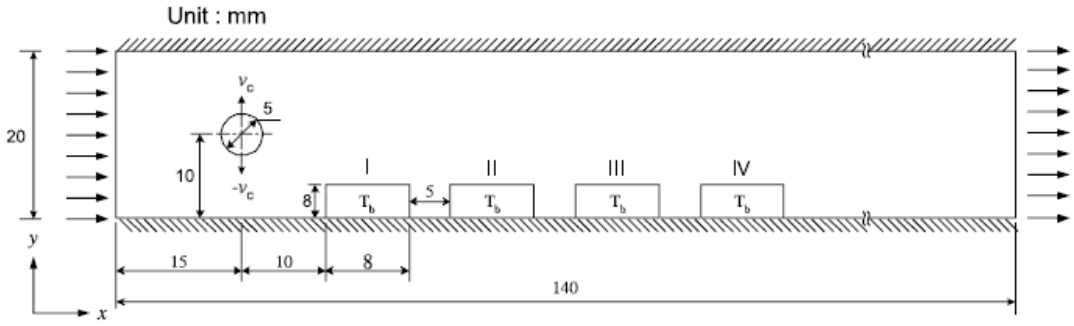


Figure 2- 22 Modèle physique [35].

Les principaux paramètres de l'étude sont le nombre de Reynolds, la fréquence adimensionnelle d'oscillation, l'amplitude adimensionnelle. Contrairement au résultat présenté dans l'étude précédente [34], ce travail montre que le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation des amplitudes d'oscillation du cylindre. La raison en est que les tourbillons transversaux derrière le cylindre pourraient être plus drastiques lorsque le cylindre oscille avec des amplitudes plus grandes, ainsi que le taux de transfert de chaleur est remarquablement amélioré avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Selimefendigil et F. Öztop (2014) [36] ont réalisé une étude numérique de l'écoulement pulsé en canal avec des blocs chauffés en présence d'un cylindre rotatif adiabatique (Figure 2-23), de cylindre immobile et de cylindre en rotation sont fusionnés pour créer des modèles dynamiques pour chacune des faces des blocs chauffés. Ils ont étudié numériquement les effets de la fréquence de pulsation, du nombre de Reynolds et de l'angle de rotation du cylindre sur l'écoulement du fluide et les caractéristiques de transfert de chaleur depuis la surface des blocs chauffés.

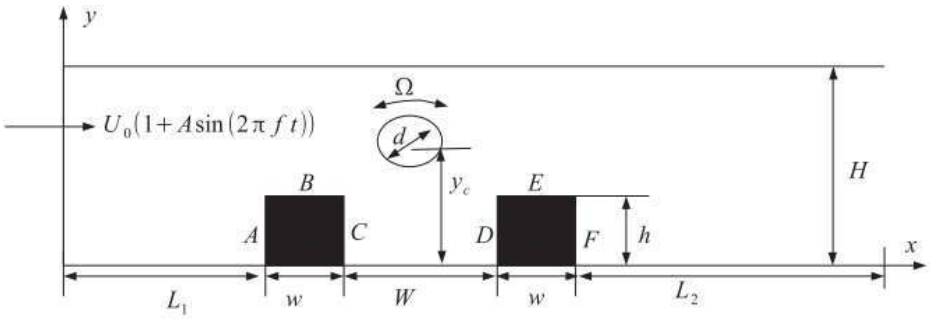


Figure 2- 23 Description schématique du problème physique [36].

La présence d'un cylindre et de sa rotation conduira à la variation du nombre de Nusselt par rapport à un changement des paramètres du nombre de Reynolds, du nombre de Strouhal et de l'angle de rotation du cylindre. Cette étude indique que l'amélioration du transfert de chaleur peut être obtenue pour différentes surfaces des blocs chauffés en choisissant correctement la rotation du cylindre(dans le sens inverse des aiguilles d'une montre).

II.6 Autres formes

Sripattanapipat et Promvonge (2009) [37] ont étudié numériquement l'effet de déflecteurs en forme de diamant décalés dans un canal horizontal bidimensionnel avec des parois isothermes (Figure 2-24).

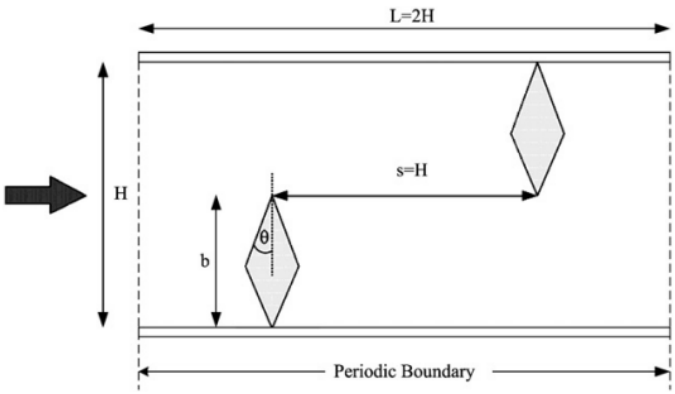


Figure 2- 24 Géométrie du canal et domaine de calcul de l'écoulement périodique [37].

Ils ont caractérisé l'écoulement du fluide et du transfert de chaleur pour des nombres de Reynolds basés sur le diamètre hydraulique du canal allant de 100 à 600. Aussi ils ont présenté les effets de différents angles de pointe du déflecteur sur le transfert de chaleur et la perte de pression dans le canal et ils ont comparé les résultats du déflecteur en diamant à ceux du déflecteur plat. Ils ont observé qu'en plus de l'augmentation du nombre de Reynolds, la réduction de l'angle du déflecteur conduit à une augmentation du nombre de Nusselt et du facteur de friction. Les résultats de calcul révèlent que la performance thermique optimale se situe à un angle de 5°pour une hauteur et un espacement de 0.5 et 1 fois la hauteur du canal, respectivement. La performance thermique du déflecteur en diamant de 5° à 10° est supérieure à celle du déflecteur plat pour tous les nombres de Reynolds utilisés.

Un écoulement d'air à travers un canal équipé d'un turbulateur à déflecteurs multiples en V de 60°a été mené pour évaluer les comportements de transfert de chaleur par convection forcée turbulente et de perte par frottement par *Promvonge (2010)* [38]. Son but principal est d'étendre les données expérimentales disponibles sur différentes valeurs pour trois rapports de pas ($PR = 1, 2\ et\ 3$) et différentes valeurs de rapports de blocage ($e/H = 0.1, 0.2\ et\ 0.3$) des multiples V-baffles de 60° montés périodiquement sur un canal rectangulaire à haut rapport d'aspect (Figure 2-25).

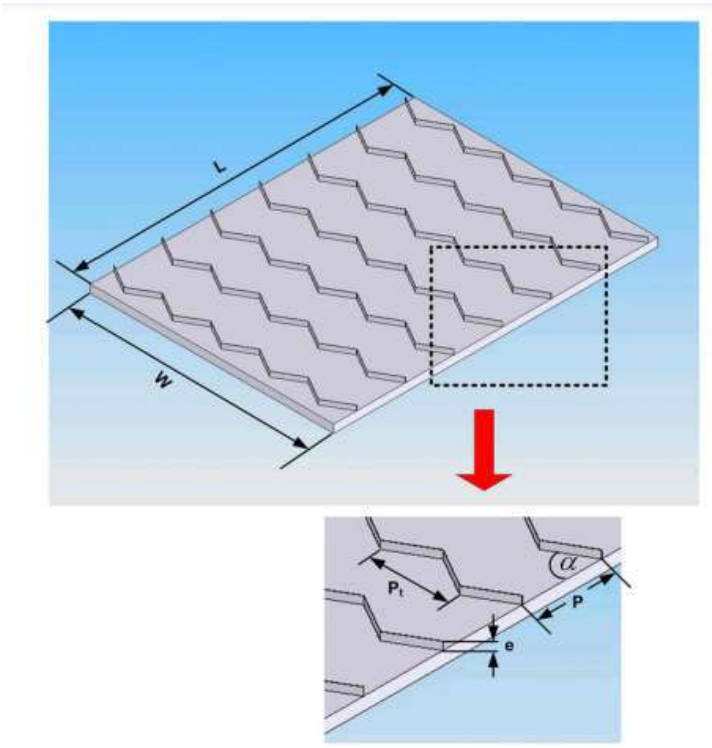


Figure 2- 25 Section d'essai avec de multiples déflecteurs en V à 60° [38].

Il a conclu que l'utilisation de déflecteurs en V avec $e/H = 0.30$ entraîne une augmentation très importante du transfert de chaleur et de la perte de charge par rapport aux autres rapports de blocage. Pour un e/H similaire, ainsi que le déflecteur en V avec $PR = 1$ donne un taux de transfert de chaleur et un facteur de friction beaucoup plus élevés que ceux avec $PR = 2$ et 3. Pour la comparaison en termes de facteur d'amélioration thermique, l'utilisation du déflecteur en V avec $e/H = 0.10$ conduit à la valeur la plus élevée et est d'environ 1.87 à $PR = 1$ et à la valeur la plus basse du nombre de Reynolds.

L'influence des turbulateurs en baffles sur l'augmentation du transfert de chaleur dans un canal rectangulaire a été étudiée expérimentalement et numériquement par *Sriromreun et al (2012)* [39], les déflecteurs sont placés en forme de zigzag (déflecteur en Z) alignés en série sur la paroi supérieure à un écoulement isotherme, pour l'objectif de créer des écoulements tourbillonnaires en co-rotation ayant une influence significative sur l'intensité de la turbulence de l'écoulement. Les déflecteurs en Z inclinés à 45° par rapport à la direction principale de l'écoulement sont caractérisées pour trois rapports de hauteur du déflecteur sur le canal ($e/H = 0.1, 0.2\ et\ 0.3$) et de pas du déflecteur ($P/H = 1.5, 2\ et\ 3$) (Figure 2-26).

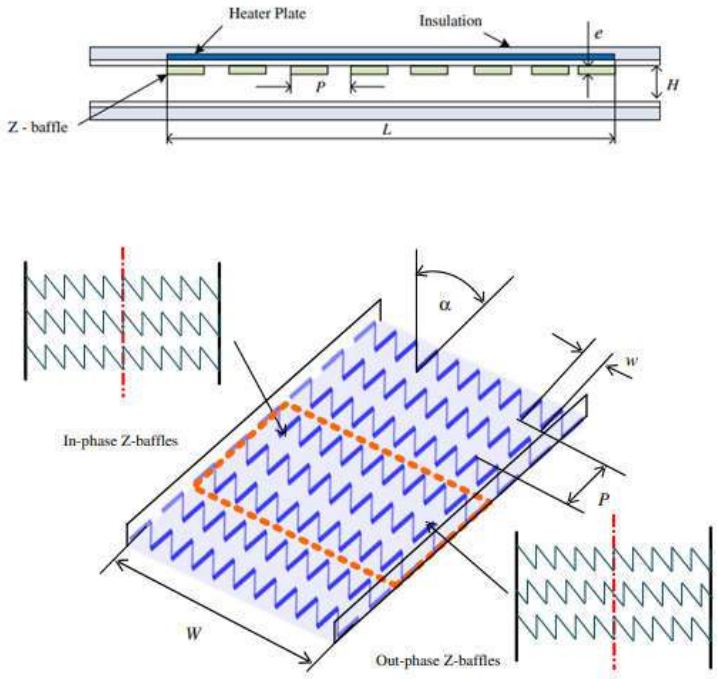


Figure 2- 26 Section test du schéma de la structure expérimentale [39].

Les résultats montrent que le déflecteur en Z à 45° en phase avec un e/H élevé fournit un transfert de chaleur et une perte par frottement plus élevés que celui avec un e/H plus petit, tandis qu'une longueur de pas plus courte donne un Nu, un facteur de friction et un facteur d'amélioration de la performance thermique plus élevés que ceux obtenus pour une longueur plus petite. Ainsi, le Nu tend à augmenter avec l'augmentation du Re et de la hauteur du déflecteur mais avec la diminution du pas du déflecteur.

Afin de mettre au point un déflecteur approprié pour améliorer les caractéristiques de l'écoulement dans le sillage des déflecteurs et de guider l'écoulement, augmenter les performances thermiques ***Xie et al (2014)*** [40] ont étudié différents déflecteurs profilés, dont des déflecteurs en forme de plaque inclinée [$cas\ A1, A2$], des déflecteurs en forme courbée [$cas\ B1, B2$], et des déflecteurs en forme de elliptique [$cas\ C1, C2$]. Il a été démontré dans cette étude que la rugosité des déflecteurs déclenchent la couche limite et mélangent l'écoulement du fluide, et que les déflecteurs en plaques inclinées contribuent à augmenter le niveau de turbulence, non seulement dans la région du sillage, mais dans l'ensemble du canal de refroidissement. En outre, ils ont montré que les cas $A1$ et $A2$(Figure 2-27) fournissent les meilleures performances de transfert de chaleur, des résultats confirmés par

Korichi et al (2009) [23]. Le cas $C1$ présente le plus grand facteur d'amélioration thermique (rapport entre le nombre de Nusselt et le facteur de friction de Fanno) à un nombre de Reynolds élevé, mais Le facteur de friction élevé du cas $B1$ diminue considérablement les deux facteurs d'amélioration thermique.

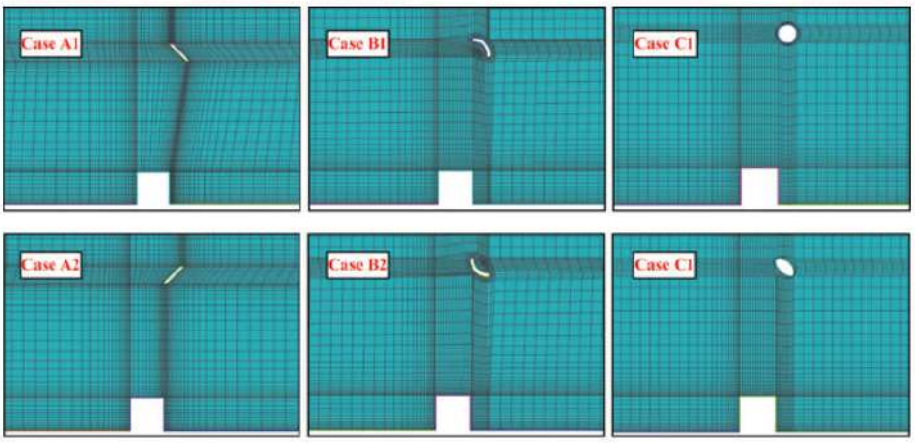


Figure 2- 27 La structure de la grille de calcul autour des nervures et des déflecteurs [40].

La forme ovale de la fossette est caractérisée par un niveau de stabilité élevé et une intensité élevée de l'écoulement tourbillonnaire dans le sillage de la fossette par rapport aux fossettes de forme ovale avec différents allongements proposés par *Isaev et al (2015)* [41]Une étude basée sur des fossettes à une rangée pour l'amélioration de l'échange thermique dans des canaux étroits sont conçus sur la base de l'utilisation de fossettes ovales dans des écoulements d'air laminaires et turbulents(Figure 2-28).

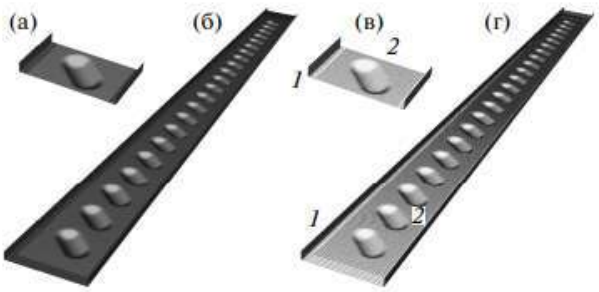


Figure 2- 28 (a) Section périodique avec une fossette ovale sur la paroi du canal étroit dont la paroi supérieure a été enlevée ; (b) canal avec 22 fossettes ovales ; grilles multiblocs pour (c) le modèle répétitif et (d) le canal : (1) grille rectangulaire du canal et (2) grille curviligne correspondant à la surface de la fossette [41].

Et dans autre travail de ***S.A. Isaev et al (2017)*** [42] ; est consacré à l'analyse de l'amélioration du transfert de chaleur par vortex grâce à l'utilisation de fossettes à tranchée ovale (Figure 2-29).

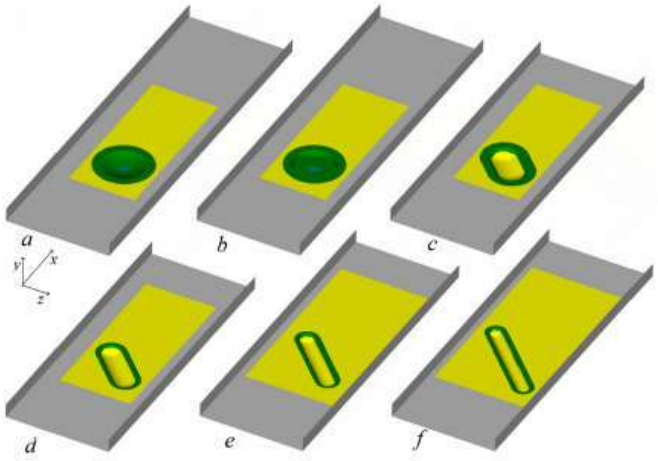


Figure 2- 29 (a)Canaux étroits avec fossettes sphériques, (b) tronconiques $10°$et (c)ovales de largeur $b = 0.731$, (d) 0.549, (e) 0.429, et $(f)0.346$ [41].

Une autre étude de ***Menni et al (2018)*** [43] a été rapportée pour évaluer les caractéristiques d'écoulement d'air en convection forcée et de perte par friction dans un canal rectangulaire avec des déflecteurs en forme de F pour un cas turbulent (Figure 2-30). Cette géométrie conduit à forcer des zones de recirculation afin d'augmenter le mélange et donc, le phénomène de transfert thermique.

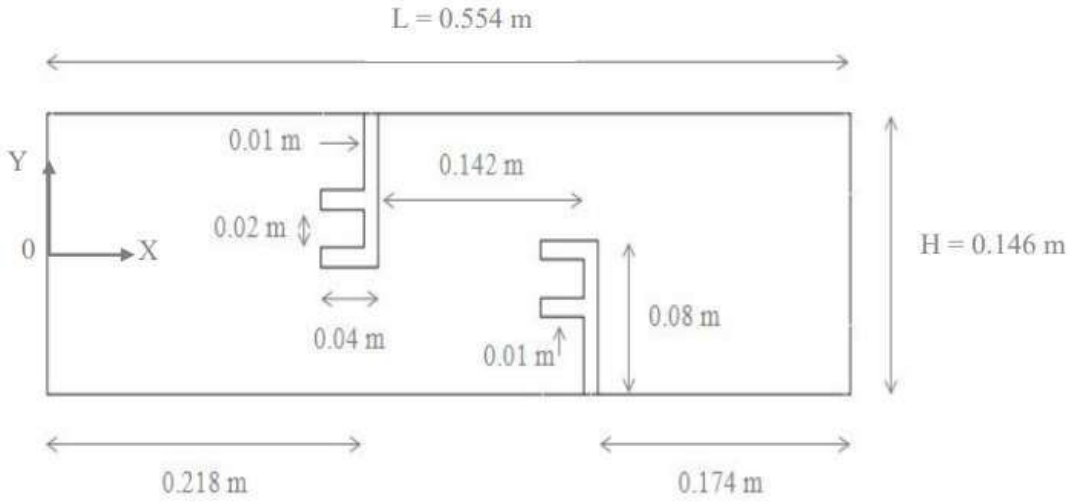


Figure 2- 30 Canal avec déflecteurs en forme de F [43].

Une étude numérique des caractéristiques de transfert de chaleur et de l'écoulement sur une surface avec des fossettes de forme ovale a été présentée dans (Figure 2-31). Les fossettes ovales sont constituées de deux moitiés d'une fossette hémisphérique de diamètre b reliées par une tranchée cylindrique de longueur l (Figure 2-31 a).Ce travail a été proposé par ***Isaev et al (2019)*** [44]. Il a été démontré que les fossettes avec des dimensions géométriques relatives de $l/b = 4.7 - 5.78$; $h/b = 0.18 - 0.37$; $r = 0.025b$ et l'angle d'attaque de la fossette de 45º montrent la meilleure performance de transfert de chaleur.

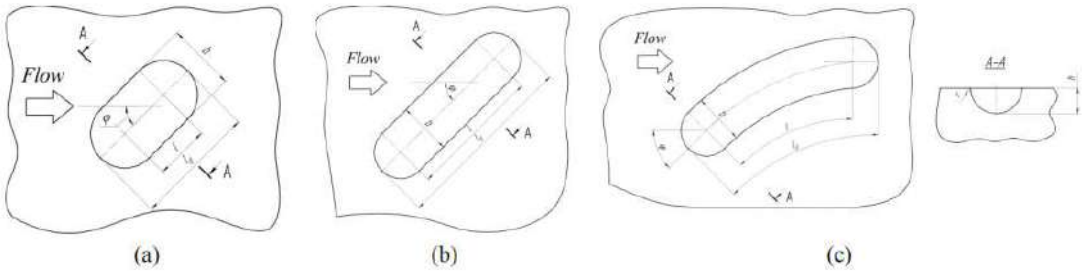


Figure 2- 31 Dessin schématique des(a) fossettes ovale, (b)à tranchée ovale et(c)à encoche ovale [44].

En conséquence, les fossettes à tranchée ovale ont montré une primauté significative de la performance de transfert de chaleur [45] ; une revue complète des développements et de l'état actuel de la technologie des surfaces à fossettes employée dans différents systèmes d'énergie thermique, y compris les échangeurs de chaleur, les mini/microsystèmes d'énergie, les systèmes d'énergie à écoulement diphasique, les systèmes de refroidissement par jet impactant et les systèmes d'énergie solaire thermique est étudié par ***Rashidi et al (2019)*** [45](Figure 2-32).

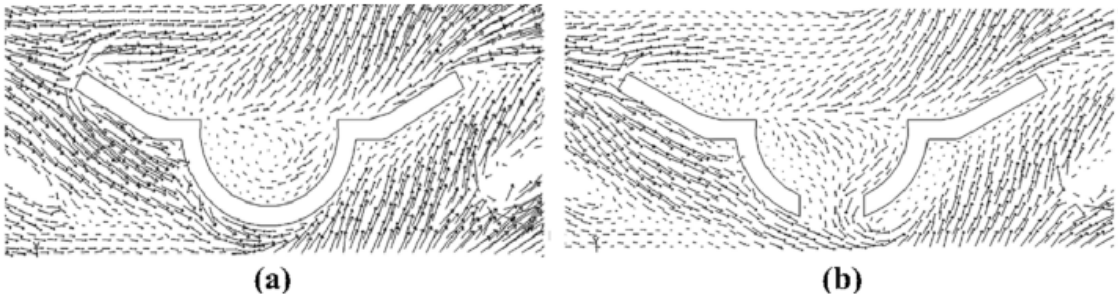


Figure 2- 32 Vecteur de vitesse du fluide autour (a) d'une fossette régulière ; (b) d'une cavité perforée à $Re = 600$ [45].

Ils ont proposé une analyse comparative, basée sur la modélisation numérique de la surface d'échange de chaleur avec ses analogues (fossettes hémisphériques et ovales) *Mironov et al (2020)* [46].

Cette recherche sur le facteur de friction et les coefficients de transfert de chaleur pour l'écoulement dans les conduits avec la surface à fossette a été faite pour valider les résultats numériques présentés par [41- 46]. La valeur la plus élevée du coefficient d'efficacité thermo-hydraulique est trouvée à $E = 1.11$ pour un écoulement sur la disposition des fossettes ovales à rangées multiples. Cet effet est dû à l'accélération de l'écoulement par le changement de géométrie des fossettes, qui passent d'une forme de tranchée ovale à une autre. Ainsi, l'implémentation de ce type de fossettes sur la surface d'échange de chaleur permet de réduire considérablement la taille de l'échangeur de chaleur.

Conclusion

Ce chapitre présente une diversité de méthodes d'amélioration du transfert de la chaleur, de nombreux procédé sont été proposés et étudiés numériquement et expérimentalement. Afin que cette thèse nous relie aux différentes études mentionnées sur le thème de refroidissement en électronique de puissance, nous avons choisi et testé un générateur de vortex par simulation de l'écoulement et du transfert de chaleur dans un canal bidimensionnel. D'après l'étude des articles, l'objectif principal de l'utilisation de ce type déflecteurs est de diminuer le facteur de friction et d'augmenter le coefficient de transfert de chaleur. En partant du rôle fondamental joué par les déflecteurs, nous avons présenté une forme aérodynamique représentée par les ailerons Naca 0012, ce qui nous amène de façon remarquable à l'idée principale adoptée par toutes les études précédentes qui ont été mentionnées dans ce chapitre.

Chapitre III
Equations Générales
Et Dimensionnements

Introduction

Dans ce chapitre on s'intéresse à la description des équations de mécanique des milieux continus, nous allons présenter la formulation mathématique du problème de refroidissement par écoulement laminaire par air d'un arrangement de blocs montés dans un canal. Les équations aux dérivées partielles, basées sur les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, décrivant le phénomène physique avec les conditions aux limites appropriées, seront présentées sous leurs formes dimensionnelle et adimensionnelle.

III.1 La géométrie étudiée

La configuration proposée consiste en un canal bidimensionnel avec un réseau de cinq blocs chauffés fixés à la paroi inférieure. Des profils aérodynamiques **Naca** sont positionnés au-dessus de l'extrémité aval de chaque bloc (Figure 3-1). Les blocs sont identiques, de forme carrée, de côté h et équidistants d'une longueur *s* ; a et b sont les distances horizontale et verticale entre le coin arrière du bloc et l'aile. Les profils sont de longueur de corde c et inclinés d'un angle α par rapport à l'horizontale. L'air est considéré comme le fluide de travail. Il est considéré comme newtonien, incompressible avec des propriétés constantes. L'écoulement est supposé être laminaire avec des dissipations visqueuses négligeables et libre de bifurquer vers le régime instable.

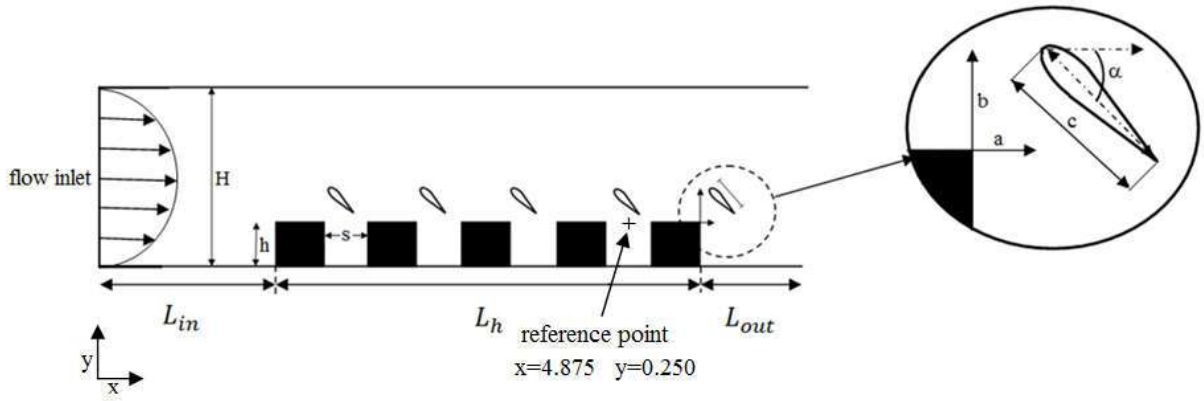


Figure 3- 1 Diagramme schématique du domaine physique.

Les longueurs d'entrée et de sortie sont rigoureusement choisies pour éviter tout impact négatif sur les résultats. De faibles distances peuvent donner lieu à des situations irréalistes, notamment en régime instationnaire pour une longueur de sortie trop faible. Cependant, des valeurs plus élevées consomment plus d'espace de stockage ; les valeurs adoptées sont$L_{in} = 3$, $L_{out} = 20$ [47].

III.2 Equations générales

Les équations locales expriment les principes de conservation pour un volume élémentaire de fluide en mouvement. Nous notons d/dt l'operateur de dérivée lagrangienne ou dérivée particulaire. IL correspond à la dérivée d'une grandeur physique calculée en suivant le fluide dans le mouvement [9]:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \qquad \mathbf{3.1}$$

- **Equation de continuité**

L'équation de continuité exprime la conservation de la masse pour un volume élémentaire de fluide en mouvement [9]:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \, div \, \vec{u} = 0 \qquad \mathbf{3.2}$$

Dans le cadre des applications envisagées dans cet ouvrage, la masse volumique ρ peut être considérée comme constante dans cette équation, de sorte que l'équation de continuité se réduit à :

$$div \, \vec{u} = 0 \qquad \mathbf{3.3}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

- **Equation de Navier-Stokes**

Les équations de Navier-Stokes expriment le bilan de quantité de mouvement pur un volume élémentaire :

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho \vec{F} + div \bar{\bar{\sigma}} \qquad \mathbf{3.4}$$

On obtient alors les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible et à viscosité dynamique μ constante, exprimées en notations vectorielles [9]:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho \vec{F} - \overrightarrow{grad} p + \mu \Delta \vec{u} \qquad \mathbf{3.5}$$

Pour les écoulements avec gravité, on introduit souvent la pression modifiée $p^* = p + \rho g z$, où z représente la cote du point courant par rapport à une origine fixée.

En coordonnées cartésiennes(X, Y, Z), les trois composantes de l'équation de Navier-Stokes s'écrivent [48] :

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}\right) + f_x \qquad \mathbf{3.6}$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2}\right) + f_y \qquad \mathbf{3.7}$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \nu\left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}\right) + f_z \qquad \mathbf{3.8}$$

Noter que dans une direction où il n'y a pas de composante de vitesse, le gradient de pression dans cette direction est nul, en l'absence de force extérieure. Par ailleurs, le champ de vitesse obéit à la condition d'incompressibilité $\nabla . u = 0$.

Interprétation du nombre de Reynolds (ou autre définition). La complexité de l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u}.\nabla)\vec{u}\right) = -\nabla P + \rho\vec{g} + \eta\nabla^2\vec{u}, \forall\vec{x}, \forall t \qquad \mathbf{3.9}$$

Est due essentiellement à deux termes :

• Le terme de convection de quantité de mouvement $\rho(\vec{u}.\overrightarrow{grad})\vec{u}$, qui rend l'équation non linéaire.

• Le terme de diffusion visqueuse $\eta\Delta\vec{u}$, qui introduit des dérivées du second ordre.

On considère un écoulement dont les paramètres sont u_∞ (vitesse du fluide loin de l'obstacle) et D la taille. L'ordre de grandeur du rapport du terme convectif sur le terme de diffusion [49] :

$$\frac{\left\|\rho(\vec{u}.\overrightarrow{grad})\vec{u}\right\|}{\|\eta\Delta\vec{u}\|} \approx \frac{\rho\frac{u_\infty^2}{D}}{\eta\frac{u_\infty}{d^2}} = \frac{\rho D u_\infty}{\eta} \qquad \mathbf{3.10}$$

Avec $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ (viscosité cinématique du fluide) :

$$\frac{\left\|\rho(\vec{u}.\overrightarrow{grad})\vec{u}\right\|}{\|\eta\Delta\vec{u}\|} \approx \frac{Du_\infty}{\nu} \qquad \mathbf{3.11}$$

On retrouve l'expression du nombre de Reynolds Re défini précédemment.

L'expérience montre que si $Re < 2\,000$, l'écoulement est laminaire alors que si $Re > 2\,000$, il devient facilement turbulent.

A nombre de Reynolds élevé, les transferts de quantité de mouvement par convection sont plus importants que ceux par diffusion ; cela signifie que le temps caractéristique associé à ces transferts par convection est plus court que celui par diffusion. Tout se passe comme si la viscosité du fluide était nulle. Le fluide a un comportement de fluide parfait et son mouvement est régi par l'équation d'Euler :

$$\mu\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + \mu\left(\vec{u}.\overrightarrow{grad}\right)\vec{u} = -\overrightarrow{grad}P + \vec{f}_v \qquad \mathbf{3.12}$$

A nombre de Reynolds faible, les transferts de quantité de mouvement par diffusion sont plus importants que ceux par convection ; le temps caractéristique associé à ces transferts par diffusion est plus court que par convection. L'équation de Navier-Stokes devient alors :

$$\mu\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} = -\overrightarrow{grad}P + \vec{f}_v + \eta\Delta\vec{u} \qquad \mathbf{3.13}$$

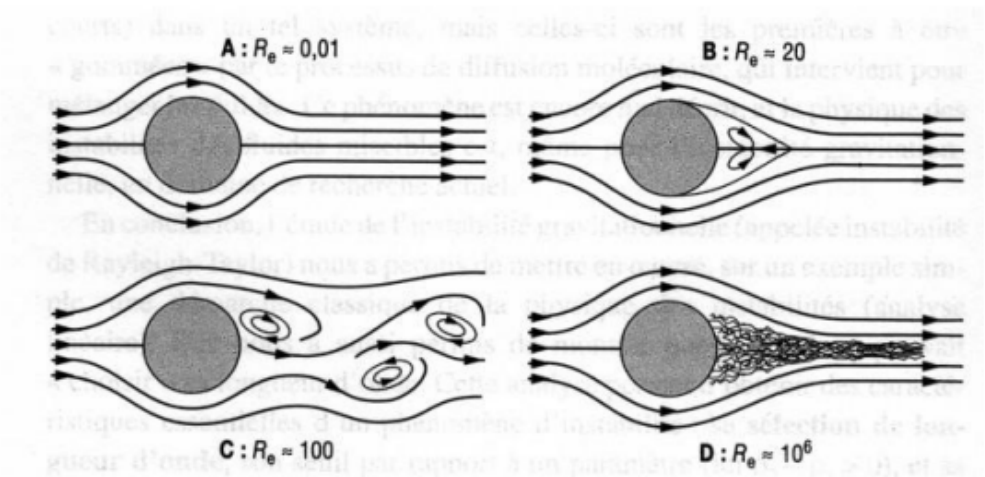


Figure 3- 2 Exemples d'écoulements laminaires ou turbulents selon la valeur du nombre de Reynolds [51].

Le terme convectif est non linéaire : l'apparition de turbulences a lieu pour des nombres de Reynolds élevés, donc lorsque le terme non linéaire l'emporte nettement sur le terme linéaire (dû à l'aspect diffusif de l'écoulement, c'est-à-dire à la viscosité). C'est donc bien l'aspect non linéaire de l'écoulement qui favorise les turbulences.

Les écoulements dominés par la viscosité sont toujours des écoulements très lents avec une longueur caractéristique très courte (sève dans les pores des arbres) ou impliquant des fluides très visqueux (écoulements de lave) [49].

- **Conservation de l'énergie**

On applique le premier principe de la thermodynamique à la masse de fluide dm.

On écrit ainsi que la variation d'énergie totale (interne et cinétique) de la masse dm est égale à l'énergie reçue des particules voisines ou de l'extérieur soit sous forme de chaleur Q, soit sous forme de travail W; on a ainsi, en suivant la particule dans son mouvement [50].

$$\left(\frac{de}{dt}+\frac{1}{2}\frac{dV^2}{dt}\right)\rho dxdydz = dQ + dW \qquad \mathbf{3.14}$$

Où e est l'énergie interne par unité de masse.

III.3 Equation de la chaleur

Au sein d'un écoulement, la chaleur est échangée par conduction entre une particule fluide et les particules voisines ainsi que par rayonnement, que l'on néglige ici.

L'échange par conduction est régi par la loi de Fourier, qui s'exprime par [9]:

$$\vec{\varphi} = -k\overrightarrow{grad}T \qquad \mathbf{3.15}$$

$\vec{\varphi}$ est le vecteur densité de flux de chaleur en un point courant. Ses composantes s'expriment en W/m^2. Le flux de chaleur sortant d'un élément de surface dS de normale $\vec{n}$ est$\vec{\varphi}.\vec{n}dS$. En combinant le premier principe de la thermodynamique, l'équation de l'énergie cinétique, la loi de Fourier et en introduisant certaines propriétés physiques du fluide, on obtient une forme générale de l'équation de la chaleur [9]:

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = div\left(k\overrightarrow{grad}T\right) + \psi + \beta T\frac{dp}{dt} + D_v \qquad \mathbf{3.16}$$

Cette équation montre comment s'effectuent les variations de température (en fait de l'enthalpie) d'une particule fluide que l'on suit dans son mouvement sous l'influence :

- Des échanges thermiques par conduction avec le voisinage (1er terme du membre de droite) ;
- De la production volumique de chaleur (ψ : effet joule, radioactivité, etc.) ;
- De la puissance développée par les forces de pression lors de la compression ou de la dilatation d'une particule fluide (3eme terme) ;
- De la dissipation volumique de chaleur (D_v , puissance développée par les forces de frottement au sein du fluide).

Pour un écoulement à dissipation négligeable ou à vitesse modérée dans le cas des gaz (D_v et dp/dt négligeables), à conductibilité thermique k constante, sans source interne de chaleur ($\psi = 0$), l'équation de la chaleur se simplifie en [9]:

$$\frac{dT}{dt} = \alpha\Delta T \qquad \mathbf{3.17}$$

Coefficient d'échange thermique

L'échange de chaleur entre une paroi et un fluide est caractérisé par un coefficient d'échange thermique h, défini par :

$$\varphi_n = h(T_p - T_f) \qquad \mathbf{3.18}$$

Ce coefficient h s'exprime en $Wm^{-2}K^{-1}$. Dans la relation (3.19), T_p est la température de l'interface paroi/fluide et T_f est une température caractéristique du fluide [9].

III.4 Hypothèses simplificatrices

- Le fluide est newtonien, visqueux et incompressible (air, Pr=0,72).
- Le régime est laminaire.
- L'écoulement est bidimensionnel selon x et y.
- La dissipation visqueuse est négligeable.
- Le transfert de chaleur par rayonnement est négligé.
- Toutes les propriétés physiques (c_p, ρ, μ et k…etc.) sont supposées constantes et sont évaluées à la température de référence.
- L'effet de la force de flottabilités est négligeable (Convection forcée pure).

Selon les hypothèses ci-dessus, les équations gouvernantes de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie peuvent être écrites sous une forme non dimensionnelle comme suit.

Équation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad \mathbf{3.19}$$

Équations de quantité de mouvement (Navier-Stokes) :

Suivant x

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y}\right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \qquad \mathbf{3.20}$$

Suivant y

$$\rho\left(\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}\right)=-\frac{\partial p}{\partial y}+\mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \quad \textbf{3.21}$$

Équation de l'énergie :

La phase fluide

$$\rho_f.c_{pf}\left(\frac{\partial T_f}{\partial t}+u\frac{\partial T_f}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}\right)=k.\left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \quad \textbf{3.22}$$

La phase solide

$$\rho_s.c_{ps}\left(\frac{\partial T_s}{\partial t}\right)=k_s\left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2}\right) \quad \textbf{3.23}$$

III.5 Adimensionnement

III.5.1 Problématique

Les équations générales établies au chapitre 3 doivent permettre, en théorie, de résoudre tous les problèmes de transferts relatifs aux fluides newtoniens. En pratique cependant, il y a une quasi-impossibilité à résoudre complètement ces équations à chaque instant et en tout point de l'écoulement, sauf dans quelques cas particuliers. Il est donc indispensable de procéder à une simplification. Dans ce but, et vu la multiplicité des paramètres qui interviennent dans l'ensemble des équations de bilans, il peut paraître judicieux de les agglomérer sous forme de groupements adimensionnels, pour faciliter l'interprétation et la comparaison des résultats expérimentaux. Pour ce faire, la méthode la plus naturelle consiste à implanter des grandeurs sans dimension dans les équations. Avec les démarches classiques comme l'analyse dimensionnelle ou l'analyse d'échelle, la signification physique des nombres sans dimension ne ressort pas toujours clairement, et certains d'entre eux sont introduits d'une façon quelque peu arbitraire. Partant de l'équation locale pour une grandeur C, on l'écrit sous forme adimensionnelle, en faisant en sorte que le coefficient du terme de transport par la matière soit égal à 1.

Apparaissent alors des « critères de similitude », groupements sans dimension associés chacun à un terme de source, et tels que deux expériences différentes donneront des résultats semblables si les critères de similitude ont la même valeur dans l'une et dans l'autre. La signification physique et la fonction de ces paramètres sont alors nettement marquées. On doit bien souligner le fait que si tous les critères de similitude sont, par essence, des nombres sans dimension, tous les nombres sans dimension ne sont pas des critères de similitude. Nous verrons que parmi les nombres sans dimension d'usage courant, certains jouent effectivement ce rôle (nombres de Reynolds …) ; d'autres se présentent comme des termes de couplage entre des sources de même nature, mais ne relevant pas des mêmes bilans (nombre de Prandtl …) ; d'autres enfin ne sont que des paramètres adimensionnés (nombre de Nusselt …). Il est à noter aussi que la méthode s'applique à toutes les équations de bilans, y compris les équations intégrales, et peut générer de nouveaux critères de similitude qui ne seront tributaires d'aucun choix arbitraire [52].

III.5.2 Paramètres fondamentaux sans dimensions

On part des équations générales et on cherche à les mettre sous forme adimensionnelle de manière à faire apparaître des groupements de variables (sans dimension) caractérisant l'importance relative des divers phénomènes (inertie, viscosité, conduction, pesanteur …)

On définit d'abord des grandeurs de référence, censées représenter les valeurs moyennes de ces grandeurs dans le problème particulier envisagé : vitesse U_0, distance H, etc. Par exemple, H représente une dimension linéaire caractéristique de l'écoulement considéré (longueur d'obstacle, diamètre de conduite …), U_0, une vitesse caractéristique en un point de l'écoulement, etc.

On écrit alors chaque grandeur de l'écoulement comme le produit de sa grandeur de référence(caractéristique) par une grandeur sans dimension qui reste donc d'ordre un, ainsi [50].

$$X = \frac{x}{H}, Y = \frac{y}{H}, \quad U = \frac{u}{U_m}, \quad V = \frac{v}{U_m}, \quad \theta = \frac{(T - T_0)k}{(q".H/k_f)}, p = \frac{P.H}{\mu_f.U_m}, \tau = \frac{t.U_0}{H}$$

Apres l'introduction des variables sans dimensions et réarrangement des équations, on trouve :

Équation de continuité :

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0 \qquad \mathbf{3.24}$$

Équations de quantité de mouvement (Navier-Stokes) :

Suivant x

$$Re\frac{\partial U}{\partial \tau}+Re\left(U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}\right)=-\frac{\partial p}{\partial X}+\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right) \qquad \mathbf{3.25}$$

Suivant y

$$Re\frac{\partial v}{\partial \tau}+Re\left(u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}\right)=-\frac{\partial p}{\partial y}+\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \qquad \mathbf{3.26}$$

Équation de l'énergie :

La phase fluide

$$P_e\frac{\partial \theta_f}{\partial \tau}+P_e\left(u\frac{\partial \theta_f}{\partial X}+v\frac{\partial \theta_f}{\partial Y}\right)=\left(\frac{\partial^2 \theta_f}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \theta_f}{\partial Y^2}\right) \qquad \mathbf{3.27}$$

La phase solide

$$\frac{\rho_s.c_{ps}}{\rho_f.c_{pf}}P_e\left(\frac{\partial \theta_s}{\partial \tau}\right)=\frac{k_s}{k_f}\left(\frac{\partial^2 \theta_s}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \theta_s}{\partial Y^2}\right) \qquad \mathbf{3.28}$$

III.5.3 Interprétation physique des nombres sans dimensions

- ***Nombre de Reynolds***

$$Re = \frac{\rho V L}{\mu} = \frac{\rho V^2}{L} \Big/ \frac{\mu V}{L^2}$$

$\rho V^2/L$ représente une force d'inertie ($\approx \rho u \frac{\partial u}{\partial x} \dots$)

$\mu V/L^2$ représente une force de viscosité ($\approx \mu \Delta u \dots$)

Re représente donc le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité [50].

- ***Nombre d'Eckert***

$$E = \frac{V^2}{C_p T}$$

E représente donc le rapport de l'énergie cinétique propre de la particule fluide (énergie interne et de pression). Les termes correspondants peuvent donc être importants dans les écoulements gazeux à grande vitesse, E est d'ailleurs relié au nombre de *Mach* par la relation $E = (\gamma - 1)M^2$, si bien que si la vitesse du gaz est faible devant la vitesse du son (locale), les termes concernés (proportionnels à E) sont négligeables [50].

- ***Nombre de Prandtl***

$$Pr = \frac{C_p \mu}{\lambda}$$

Si on considère le rapport r de l'énergie dissipée par viscosité (frottements) à l'énergie apportée par conduction, soit

$$r = \frac{\mu V^2}{L^2} \Big/ \frac{\lambda T}{L^2} \quad \left(\approx \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} . .\right)^2 \Big/ \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) . .\right)$$

$$r = \frac{C_p \mu}{\lambda} \frac{V^2}{C_p T} = PrE$$

Ainsi, par exemple, pour une valeur de E donnée, la dissipation visqueuse est prépondérante si Pr est important et de même si, à Pr donné, E est important. Il est à remarquer que Pr est une propriété intrinsèque du milieu considéré, indépendant de la vitesse. Pour les gaz, P reste d'ordre un ; pour les liquides il peut varier de 10^{-2} (métaux liquide) à 10^{2} et plus (liquides visqueux) [50].

- ***Nombre de Nusselt***

Il caractériser le transfert de chaleur entre la plaque et le fluide environnant. Il représente le rapport entre le flux transmis réellement de la plaque vers le fluide et le flux qui serait transmis en régime de conduction pure [53].

$$\boldsymbol{\phi}_{réel} \quad \rightarrow -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=0} = h_c(T_p - T_0)$$

$$\boldsymbol{\phi}_{conductif} \quad \rightarrow \frac{\lambda(T_p - T_0)}{H}$$

Avec h_c coefficient d'échange convectif local. En formant le rapport de ces deux flux, on obtient l'expression du nombre de Nusselt local présentée dans la relation ci-dessus.

$$Nu = \frac{\boldsymbol{\phi}_{réel}}{\boldsymbol{\phi}_{conductif}} = \frac{-\frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=0}}{\frac{(T_p - T_0)}{H}} = \frac{h_c H}{\lambda}$$

Avec Fluent, on peut calculer le Nusselt local, qui est proportionnel au gradient de température. Avec L distance caractéristique.

$$Nu = \frac{hL}{k}$$

$$h = \frac{-k\frac{\partial T}{\partial n}}{\Delta T}.L$$

$$Nu = -\frac{\partial T}{\partial n.\Delta T}.L$$

- ***Nombre de Strouhal***

Le nombre de Strouhal est utilisé dans l'analyse des problèmes d'écoulement instationnaire et oscillant. Il représente une mesure du rapport entre les forces d'inertie dues à l'instabilité de l'écoulement ou à l'accélération locale et les forces d'inertie dues aux changements de vitesse d'un point à un autre du champ d'écoulement. Il est défini comme suit [54]:

$$St = \frac{f.L}{V}$$

Où f est la fréquence d'oscillation caractéristique, L est la longueur caractéristique et V est la vitesse d'écoulement caractéristique.

III.6 Condition aux limites

Dans la plupart des cas, les échanges thermiques mettent en jeu un fluide en mouvement prés d'une paroi portée à une température différente de celle du fluide, de sorte que les conditions aux limites s'expriment à l'interface entre la paroi et le fluide. Les conditions les plus couramment rencontrées consistent à supposer que :

I. Soit la température de l'interface entre la paroi et le fluide est uniforme sur l'interface ;
II. Soit la densité du flux échangé à l'interface y est uniforme.

Dans ce dernier cas, la condition aux limites s'écrira [6] :

$$\varphi_n = -k\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_p \qquad \mathbf{3.29}$$

Dans cette relation, qui résulte de la loi de *Fourier*, φ_n est la densité de flux de chaleur qui va de la paroi vers le fluide, si $\vec{n}$ est la normale dirigée de la paroi vers le fluide. Lorsque l'on impose une condition de densité de flux constante, celle-ci est supposé connue et se relie au champ de température du fluide dans la région proche de la paroi par la relation (3. 29).

Dans notre cas les conditions aux limites vont concerner les parois, les surfaces solides (obstacles), l'entrée et la sortie du canal.

- Condition dynamique :

Pour des parois et surfaces solides : les composantes de vitesse sont nulles $(U = 0,\ V = 0)$

- Condition thermique

À la base des obstacles, le flux thermique imposé égale à l'unité $(q'' = 1)$

À la paroi du canal « Wall », étant donné que le canal est supposé isolé, on impose un flux nul $(q'' = 0)$

Aux surfaces des blocs et de l'aile la continuité du flux est supposée

- **À l'entrée du canal :**

1) Un profil de vitesse parabolique, qui correspond à un écoulement développé, est imposé $U_0(y) = 6y(1 - y)$
2) Une température adimensionnelle nulle est imposée $(\theta = 0)$.
3) $V = 0$

- **À la sortie :** tous les gradients sont nuls

1) $\frac{\partial U}{\partial x} = 0$
2) $\frac{\partial V}{\partial X} = 0$
3) $\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$

Conclusion

Une application des équations générales établies, Afin d'avoir une relation entre les différentes propriétés de la mécanique des fluides et leurs applications techniques et technologiques, et de simplifier la méthode de leur analyse en introduisant la similitude des écoulements. Ce chapitre explique le principe que nous avons adopté pour passer à l'étape de la simulation numérique, qui a été étudiée après la conception du modèle physique, ce qui nous conduit directement au troisième chapitre.

Chapitre IV
Résolution Numérique

Introduction

Les interactions entre les mouvements d'une structure solide et d'un fluide sont à l'origine de phénomènes dynamiques dont la maîtrise est indispensable pour résoudre un bon nombre de problèmes pratiques posés lors de la conception et de l'exploitation d'installations industrielles.

La simulation en mécanique des fluides où la mécanique des fluides computationnelle (CFD en anglais), est la solution des équations de conservation, explicitées au chapitre II, à travers la géométrie siège du phénomène. La résolution consiste en l'intégration numériquement de ces équations associées aux valeurs des grandeurs physiques aux bords du domaine. Le processus d'intégration comprend différentes étapes : création de la géométrie, son maillage, la résolution du système d'équations, puis l'affichage des résultats. Pour des géométries plus aux moins complexes, l'emploi d'outils de pré-traitement et de post-traitement est d'une grande utilité. De même, dans la plupart des cas, la résolution numérique peut être résolue au moyen de logiciels avec interface graphique facilitant ainsi le travail.

A cet effet, le logiciel ANSYS ICEM CFD est utilisé pour la construction de la géométrie et la génération du maillage. Pour l'étape de résolution, quant à elle, le code ANSYS FLUENT sera utilisé. Ce code commercial permet la simulation numérique des écoulements anisothermes dans différentes géométries.

L'analyse de l'écoulement des fluides, du transfert de chaleur et d'autres phénomènes connexes est décrite par des équations directrices (équations des bilans). Dans de tels cas, les équations gouvernantes pour décrire le phénomène sont des équations aux dérivées partielles (EDP) complexes composées d'un certain nombre de variables interdépendantes. Il est extrêmement difficile, voire même impossibles dans la plus des cas, d'obtenir une solution analytique, en particulier dans le cas de géométries complexes. La dynamique des fluides numérique (CFD) permet de traiter ce type de problèmes et d'obtenir une solution approchée. Avec un modèle mathématique construit à partir de ces équations EDP, nous pouvons résoudre ces équations pour obtenir des résultats finaux approximatifs de manière itérative par un ordinateur.

Dans ce chapitre, de brefs passages descriptifs des méthodes numériques les plus utilisées pour la résolution des problèmes de thermique et de mécanique des fluides

seront donnés. Ensuite, une description plus détaillée du code de calcul et les outils utilisés dans cette étude. La méthodologie utilisée pour mettre en place et exécuter les simulations sera également présentée.

IV.1 Modélisation des milieux continus en mécanique des fluides

La Résolution numérique des problèmes de la mécanique des milieux continus nécessite généralement les étapes suivantes [55]:

- Présentation d'un problème physique continu par un modèle mathématique continue (mis en équations).
- Modèle mathématique continu est transformé en un modèle numérique discrétisé, à l'aide d'une méthode numérique (différence finis, éléments finis, volume finis).
- Équations intervenant dans le modèle non continu sont approximées à l'aide des schémas numériques appropriés et d'algorithmes de résolutions.
- Algorithme est codé selon un langage approprié en informatique (Fortran, C++, Matlab, etc.).
- Exécution sur ordinateur.
- Obtention de la solution approchée du problème.
- Analyse des résultats et post-calcul.

IV.2 Méthode des Différences Finis :

La méthode des différences finis est considérée comme l'origine des méthodes numérique utilisées pour la résolution des équations différentielles en mécanique des milieux continus. Le principe de base de la méthode consiste à approximer les dérivées, intervenantes dans les équations différentielles régissant le problème à l'étude, à l'aide de développement en série de Taylor. Pour cela, le domaine physique est subdivisé en un ensemble de nœuds et où les variables dépendantes et indépendantes sont définies. À titre d'illustration, la variation selon une variable x d'une fonction F continue,$\partial F/\partial x$, est définie par l'expression suivante [46]:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right) = \lim_{\Delta x \to 0} \frac{F(x_i + \Delta x) - F(x_i)}{\Delta x} \qquad \mathbf{4.1}$$

Les caractéristiques principales de la méthode des différences finies en mécanique des milieux continus sont les suivantes : Mise en œuvre simple pour une géométrie

simple, Mise en œuvre difficile pour une géométrie complexe, Pas toujours conservative, Généralement pas utilisé dans les codes commerciaux [55].

IV.3 Méthode des Eléments Finis :

La méthode des éléments finis est une méthode numérique qui permet la résolution d'un grand ensemble de problèmes de la mécanique des milieux continus. Ses débuts datent des années 1941 dans le domaine des poutres et ensuite étendue à plusieurs problèmes de la physique mathématique (Structure/ Analyse des contraintes, Écoulement des fluides Transfert de chaleur, Champs Électromagnétique, Mécanique des solides, Acoustique Etc.). Son principe de base est le suivant : Le milieu physique est subdivisé en un système équivalent de petites régions ou unités (éléments finis). Ces régions sont reliées ensemble par des points communs (nœuds ou points nodaux) et/ou par lignes et/ou par des surfaces de frontière. Ensuite, il s'agit de trouver une solution approchée, du problème donné, par morceaux sur les sous domaines formant l'espace réel. Pour cela, sur chaque sous domaine, les variables physiques recherchées (pression, température, déplacements, etc.) sont définies à l'aide d'une famille arbitraire de fonctions (fonctions d'interpolations) et des nœuds formant l'élément fini. La recherche de la solution consiste à déterminer quel champ local on peut attribuer à chaque élément finis pour que la solution globale obtenue par assemblage de ces champs locaux soit proche de la solution du problème. L'accès aux l'inconnues nodales est réalisé par la résolution d'un ensemble d'équations algébrique. Pour l'obtention du système algébrique, on effectue un passage des équations aux dérivées partielles, qui caractérisent le problème à l'étude, à une formulation intégrale ; généralement à l'aide de la méthode des résidus pondérés. Ensuite, un post-calcul peut être effectué pour déterminer des quantités secondaires (efforts et contraintes). Voici les caractéristiques principales de la méthode des éléments finis en mécanique des milieux continus : • Approche mathématique qui fait intervenir des intégrales ; • Adaptation à des géométries complexes et aux comportements non linéaires des matériaux ; • Certaines difficultés pour résoudre les termes non-linéaires apparaissant dans la formulation [56].

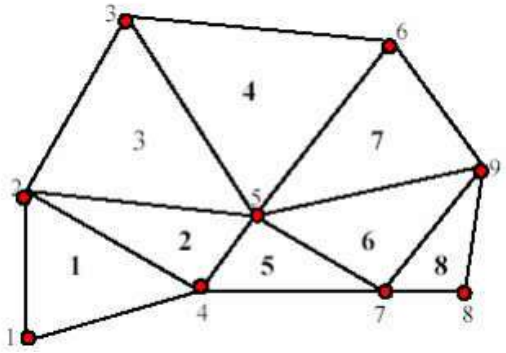


Figure 4- 1 Un domaine discrétisé en éléments finis [56].

IV.4 Méthode des Volumes Finis :

La méthode des volumes finis, utilisé par plusieurs codes commerciaux, et open source comme le logiciel ANSYS CFX, ANSYS Fluent, OpenFoam et d'autres, est largement décrite par PATANKAR, elle consiste à discrétiser le domaine de l'écoulement en une multitude de volumes de contrôle (cellules) puis d'effectuer des bilans (de masse, de quantité de mouvement ...) sur ces petits volumes. Pour cette raison, la formulation fait apparaitre des intégrales triples de volume. Cette méthode est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles, comme les autres méthodes numériques [56].

Principe. Le principe de la méthode des volumes finis, est la subdivision du domaine d'étude en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volume de contrôle, comme indiqué dans la (Figure 4-2). Chacun de ces derniers englobe un nœud dit nœud principal P, les points E et W (Est et Ouest) sont des voisins dans la direction x, tandis que N et S (Nord et Sud) sont ceux dans la direction y. Le volume de contrôle entourant P est montré par les lignes discontinues. Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points e et w dans la direction x, n et s dans la direction y [56].

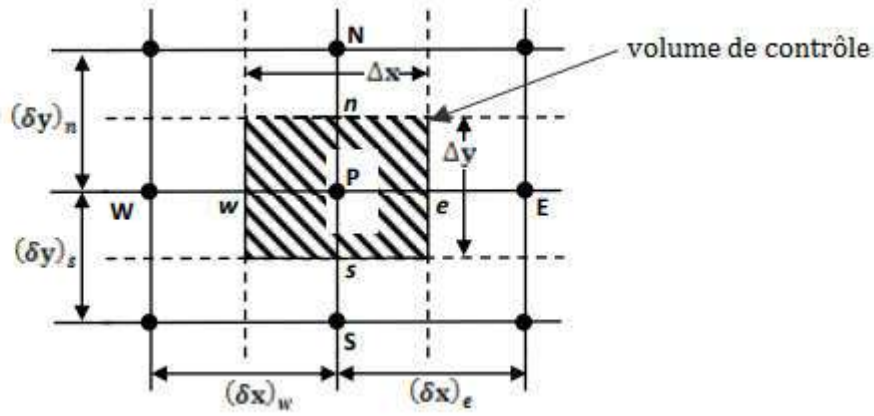


Figure 4- 2 Volume de contrôle typique pour une situation 2D [56].

Voici les caractéristiques principales de la méthode des volumes finis en mécanique des milieux continus : • Approche physique (bilan des flux) ; • Formulation conservative ; • S'adapte à des géométries quelconques ; • Existence de plusieurs schémas pour la résolution des termes non-linéaires • Utilisée par plusieurs codes commerciaux en mécanique (Fluent et CFX (ANS YS), StarCCM+, Open Foam, etc.)[55].

IV.5 Introduction à ANSYS ICEM CFD et FLUENT

IV.5.1 Principes des codes CFD

Les codes CFD sont articulés autour d'algorithmes de résolution des problèmes d'écoulements. Ils accueillent généralement des interfaces pratiques et sophistiquées pour le choix des paramètres de résolution ou de post-traitement. Ainsi les codes contiennent trois éléments importants :

(1) un préprocesseur,

(2) un solver.

(3) un post-processeur [58].

Les logiciels de simulation numérique des écoulements basés sur la méthode des volumes finis peuvent maintenant être considérés comme de véritables « expériences numériques », lorsqu'elles sont faites avec soin. L'avantage des « méthodes numériques » est que toutes les quantités physiques liées à l'écoulement (champ de vitesse, champ de pression, contraintes etc.), sont immédiatement disponibles en tout point de l'écoulement. Dans une expérimentation, l'obtention de ces quantités physiques en tout

point du champ est souvent impossible ou très difficile en pratique. Cependant, la simulation numérique directe des équations de Navier-Stokes est encore [57] limitée à des nombres de Reynolds modérés. Les méthodes CFD (Computational Fluid Dynamics) ont l'avantage de mettre en œuvre les équations générales de la mécanique des fluides avec un minimum des hypothèses. Elles résolvent notamment les équations non-linéaires instationnaires et compressibles. La discrétisation des équations de Navier-Stokes et de conservation de la masse est faite sur des éléments quadrilatéraux ou triangulaires, réguliers ou non selon la complexité de la géométrie. Elle conduit à un système d'équations non-linéaires couplées. Ce système est résolu de manière itérative [58].

IV.5.2 Maillage

Une simulation numérique est appropriée si le maillage choisi est optimal avec une répartition adéquate des cellules à l'intérieur du domaine de calcul. Certainement, il reste à définir les conditions aux limites adéquates et les modèles physiques régissant le problème considéré. Le maillage a pour principe de subdiviser le domaine de calcul en plusieurs petits espaces appelés cellules (Figure 4-3). Chaque cellule représente un volume de contrôle dans lequel les équations de conservation discrétisées sont résolues. Bien entendu, ce principe de résolution est celui de la méthode des volumes finis. Ces cellules ont une forme surfacique pour des configurations bidimensionnelles ($2D$) et une forme volumique dans le cas tridimensionnel ($3D$) (Figure 4-3). Concernant les conditions aux limites, en $2D$ ils sont représentés par des segments (Edges) tandis qu'en $3D$ ils sont représentés par des surfaces (Faces). Dans notre cas, leurs identifications (node, face, cell,..) sont très importantes pour pouvoir les utiliser dans les UDF (User Defined Functions) [59].

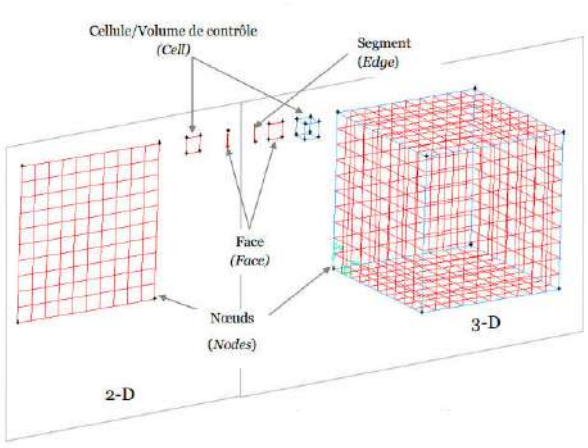


Figure 4- 3 Composantes du maillage en 2-D et 3-D pour un maillage structuré [59].

Le maillage est composé d'une grille structurée ou non-structurée, ou la combinaison des deux types de grilles (Maillage hybride). Une grille structurée est constituée de cellules rectangulaires planes ($2D$) ou par de cellules hexaédriques à six faces ($3D$) (Figure 4-3). Chaque cellule est numérotée selon des indices (i, j, k) qui ne correspondent pas nécessairement aux coordonnées$x, y\ et\ z$. Une grille interne est générée en connectant des nœuds un à un par des segments à travers le domaine de sorte que les lignes et les colonnes soient clairement définies, même si les cellules sont déformées. Par contre, une grille non structurée se compose d'un ensemble de cellules de diverses formes : des quadrilatères ou des triangles en bidimensionnel et des hexaèdres ou des tétraèdres en tridimensionnel (Figure 4-3). Deux exemples de maillages non-structurés ($2D - 3D$) sont représentés sur la (Figure 4-4). Cependant, pour le maillage non-structuré, les volumes de contrôle ne sont pas identifiés par les indices i, j, k mais par un code interne spécifique à chaque code de calcul CFD. Un maillage non-structuré est très adapté et facile à générer pour des géométries complexes. A l'inverse, le maillage structuré est souvent délicat à réaliser, principalement pour des configurations à segments ou surfaces curvilignes [59].

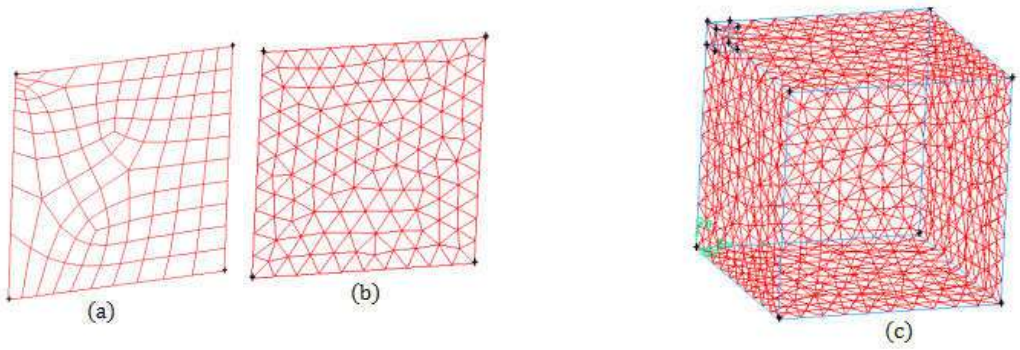


Figure 4- 4 Maillage non-structuré (a)-Maillage quadratique (b)- Maillage triangulaire (c)- Maillage tétraédrique [59].

IV.5.3 ANSYS ICEM CFD

ANSYS ICEM CFD fournit des outils avancés de création et d'acquisition de géométrie, de génération du maillage ainsi que son optimisation pour répondre aux exigences de génération de maillage intégrée pour les analyses sophistiquées d'aujourd'hui. En maintenant une relation étroite avec la géométrie pendant la génération de maillage, ANSYS ICEM CFD est utilisé en particulier dans les applications d'ingénierie telles que la dynamique des fluides computationnelle et l'analyse des structures. Les outils de génération de maillage d'ANSYS ICEM CFD offrent la possibilité de créer des maillages paramétriques à partir de la géométrie dans de nombreux formats : - Structure multiblocs - Hexaèdre non structuré - Tétraèdre non structuré - Cartésien avec raffinement de grille en H - Maillages hybrides comprenant des éléments hexaédriques, tétraédriques, pyramidaux et/ou prismatiques - Maillages de surface quadrilatéraux et triangulaires. ANSYS ICEM CFD offre un lien direct entre la géométrie et l'analyse. Dans ANSYS ICEM CFD, la géométrie peut être saisie à partir de n'importe quel format, qu'il s'agit d'un progiciel de conception CAO commercial, d'une base de données universelle d'un tiers, de données de balayage ou de données ponctuelles. En commençant par un module de géométrie robuste qui prend en charge la création et la modification de surfaces, de courbes et de points, la base de données de géométrie ouverte d'ANSYS ICEM CFD offre la possibilité de combiner des informations géométriques dans divers formats pour la génération de maillages. Les maillages structurés ou non structurés, la topologie, la connectivité inter-domaines et les conditions aux limites qui en résultent sont ensuite stockés dans une base de données

où ils peuvent facilement être convertis en fichiers d'entrée formatés pour un solveur particulier [60].

IV.5.4 FLUENT

FLUENT est devenu l'un des logiciels commerciaux les plus utiliser dans les simulations dynamiques de fluides. Les domaines de l'utilisation de Fluent sont variés et vont de l'automobile au biomédical en passant par l'aérospatial, les procédés chimiques et de matériaux ou l'électronique. Fluent est un outil moderne bien adapté à la modélisation de l'écoulement de fluides et de transfert thermique dans des géométries complexes. Les types de maillages supportés sont de géométries bidimensionnelles à maille triangulaire /quadrilatérale, et tridimensionnelle à maille tétrahédrale /hexahédrale /pyramide /prisme et les maillages mixtes. Fluent est programmé en langage (C) et offre toute la flexibilité et la puissance de ce langage. Fluent utilise la méthode des volumes finis pour simuler la dynamique des écoulements compressibles ou incompressibles.

Les méthodes des volumes finis sont une classe de schéma de discrétisation qui a prouvé son efficacité dans l'approximation de la solution de systèmes de lois de conservation. Elles sont très utilisées en mécanique des fluides, météorologie, électromagnétisme et beaucoup d'autres domaines de l'ingénierie gouvernés par des systèmes conservatifs qui peuvent être écrits sous la forme d'intégrales volumiques [62].

Le logiciel FLUENT propose deux approches de résolution numériques : • La première, *Coupled solver*, résout de manière fortement couplée l'ensemble des équations de transport, • et la seconde, *Segregated Solver*, utilise les algorithmes de correction de pression décrits par Patankar. Ces deux algorithmes aboutissent à des formulations où les champs de pression, vitesse, et énergie, à un instant (t) donné, sont estimés par des relaxations indépendantes, suivies de corrections introduisant un léger effet de couplage, d'où l'appellation : méthode « découplée ».

Les deux approches numériques emploient un schéma de discrétisation similaire (méthode des volumes finis), mais les méthodes utilisées pour linéariser et résoudre les équations discrétisées sont différentes. Ces deux formulations de résolution numérique procureront des résultats précis pour une large gamme d'écoulements mais dans

certains cas une des deux sera plus performante que l'autre, c'est-à-dire qu'elle conduira plus rapidement à une solution de manière plus précise. La méthode découplée a été traditionnellement utilisée pour des écoulements incompressibles et partiellement compressibles. L'approche couplée est à l'origine destinée aux écoulements compressibles à hauts nombres de Mach. Maintenant les deux approches sont applicables aussi bien à des écoulements incompressibles qu'à ceux hautement compressibles. Mais les origines de la formulation couplée lui donnent un avantage en termes de performance sur la méthode découplée.

La méthode découplée est plus économique en matière de mémoire et de temps de calcul, elle peut être 1,5 à 2 fois plus rapide que la méthode couplée. Dans les deux cas FLUENT résout les équations intégrales gouvernant la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, selon la procédure décrite ci-dessous :

- Division du domaine en volumes de contrôle discrets en utilisant un maillage de calcul,

- intégration des équations sur les volumes de contrôle individuels afin de construire des équations algébriques pour chaque variable discrète telle que la vitesse, la température ou la pression, linéarisation des équations discrétisées et résolution du système linéaire résultant pour conduire à la mise à jour des valeurs des variables dépendantes.

La résolution découplée permet l'accès à plusieurs modèles physiques. Ce qui nous a fait préférer le solveur découplé ou séparé Segregated solver [61].

IV.6 Introduction de la géométrie sous ICEM-CFD

Dans la plupart des préprocesseurs des différents codes, le modèle géométrique est créé en deux étapes : dans un premier temps, la définition de la géométrie par des éléments géométriques de base (points, lignes, surfaces, volumes) puis dans un second temps la génération du maillage à partir des géométries créées. Dans certains cas et si la géométrie est trop complexe, comme le cas du corps humain par exemple, la géométrie peut être crée au moyen d'un volume à partir d'une image scannée, puis traitée par un autre logiciel de conception (CAO) avant d'être importé sur un préprocesseur.

Dans cette thèse, nous avons opté un maillage uniforme dans les deux directions, horizontale et verticale avec un traitement spécial autour des ails (Figure 4-5). Nous

avons commencé par créer la section principale de profile aérodynamique Naca0012 puis télécharger les coordonnés des ails, ensuite les copier sur Excel, et modifier sa forme, Une fois cette section réalisée, on passe à l'importation de géométrie. Ces opérations sont réalisées travers les commandes suivantes :

ICEM>file>Import geometry>formatted point data>Apply

Ensuite, la création des cinq blocs (identiques) stimulants des composantes électroniques, comme suit :

Geometry>create point>XYZ

Geometry>create curve>"Geom"

Geometry>create curve>from curve>"wall","in","top","out"

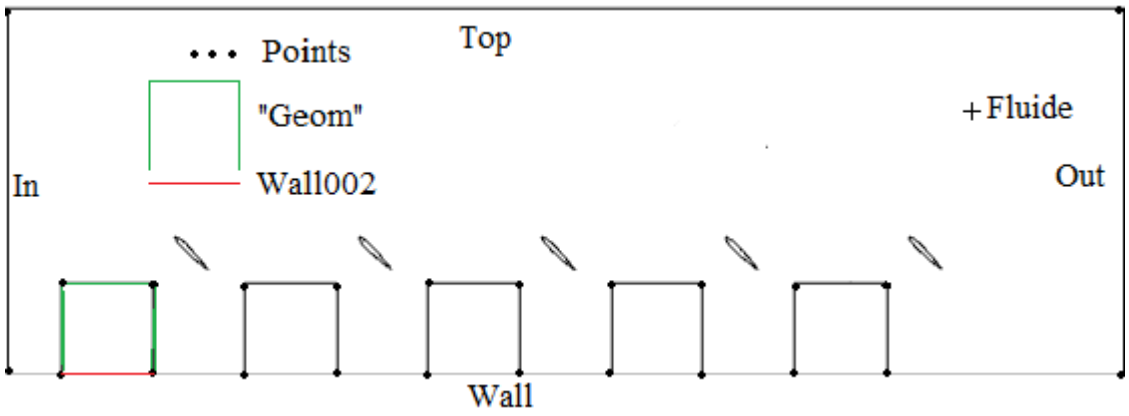


Figure 4- 5 Géométrie de problème considéré.

Ensuite on fractionne segment « Wall » en deux « curves » on obtient « Wall002 »

Create>modify curve>from points>part "wall">segment curve

Wall 002

Par la suite nous avons créé la partie solide-fluide, qui est l'étape la plus importante pour définir le domaine étudié, ensuite on effectue la création du maillage, on commence par générer/diviser des blocs, puis l'association des blocs aux éléments de la géométrie.

On définit les propriétés du maillage des côtés des blocs, par :

Blocking > Pre-Mesh Params> Edge Params.

Il existe de nombreux choix pour l'espacement entre deux mailles, selon que l'on souhaite un maillage plus ou moins raffiné. Dans notre cas, il est nécessaire de raffiner le maillage proche des surfaces des blocs et l'aile (Figure 4-6). Cette tâche est achevée au moyen de fonction *Spline*. Il est à noter de s'assurer que l'option *Copy Parameters to all Parallel Edges* soit activée *(case cochée).*

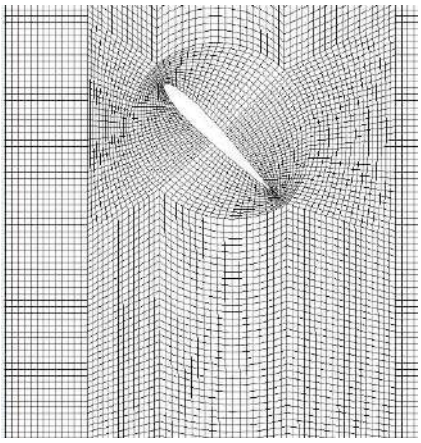


Figure 4- 6 Aile maillé sans bloc.

Avant l'importation de la géométrie, il est préférable de définir les différentes parois ainsi que les conditions qui y sont associées. Cette étape peut être réalisée au moyen du code de calcul (Fluent), mais ils peuvent surgir certains problème notamment si la géométrie comporte plusieurs cotés (*Edge, face, ..*). Il est vivement recommandé d'achever cette opération sous le préprocesseur. Sous ICEM CFD, cette tâche est réalisée via la commande clic-droit *Create Part*, sélectionner *curve* sur laquelle on veut faire une condition limite et la renommer. Il faut créer autant de *Part* qu'il y a de conditions limites. Enfin il suffit de cliquer droit sur *Pre-Mesh* puis *Convert to Unstruct Mesh.*

Une fois la géométrie crée avec un maillage adéquat, il faut choisir le solveur qui sera utilisé pour la simulation. Cette tâche est accomplie au moyen de la commande :

Output > Output solver to Ansys Fluent.

La dernière étape avant l'exportation de la géométrie, est la spécification des conditions aux limites sur chaque élément aux limites du domaine. Cela peut se faire par *Create New*, et choisir le type de la condition appropriée à limite.

Une fois toutes les conditions aux limites créées, le maillage va être sauvegardé et exporté pour pouvoir être utilisé par un solveur externe.

Etant donné que le problème est réduit en 2D, il faut spécifier le maillage 2D (*Grid dimension*).

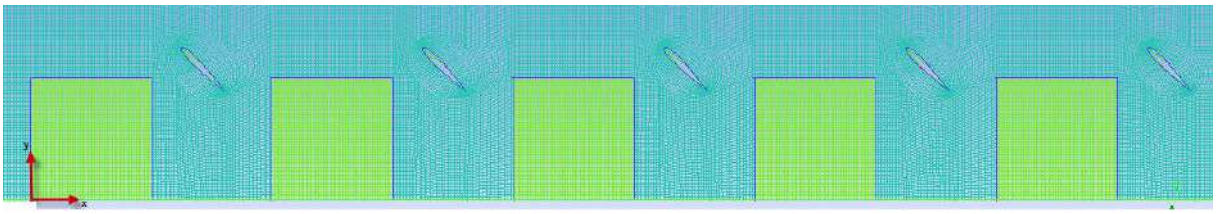


Figure 4- 7 Maillage de la géométrie constitué des blocs avec des profils aérodynamiques.

IV.7 Choix de la méthode de calcul sous Fluent

IV.7.1 Implémentation sous « FLUENT »

Afin de se rapprocher au mieux de la réalité du phénomène physique étudié, une attention particulière est donnée aux choix du solveur stationnaire (*Steady*) ou variable (*Transient)*. Pour une valeur de Reynolds donnée, le calcul est effectué en régime instationnaire jusqu'à la convergence vers des valeurs asymptotiques si l'écoulement est stationnaire ou vers un écoulement oscillatoire dans le cas contraire. Si l'écoulement stationnaire pour une valeur du nombre de Reynolds, tout autre calcul pour des valeurs plus faible peut être effectué en régime stationnaire afin de gagner du temps.

En régime instationnaire, il faut faire attention au pas de temps. Ce dernier est déterminé en fonction du nombre de *Courant* :

$$C_0 = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \qquad \mathbf{4.2}$$

u :vitesse dans la direction x

Δt : Intervalle temporel

Δx : Intervalle dimensionnel

Il fortement conseillé que $C_0 < 1$.

En écoulement instationnaire auto-entretenu (self-unstained oscillatory flow), nous constante l'apparition des allées de Von karman, caractérisées par le nombre de *Strouhal* ($St = (f\ D)/U$). Ces dernière ne peuvent être identifiées si le nombre de courant correspondant est plus élevé que l'unité.

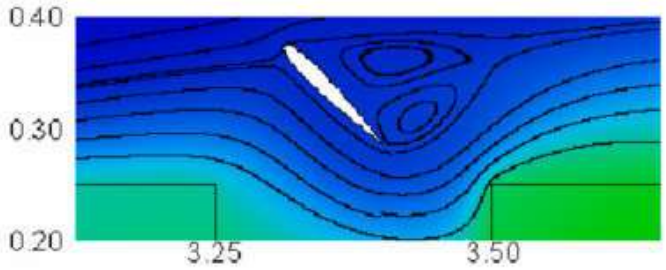


Figure 4- 8 Simulation numérique

IV.7.2 Procédure sous « Fluent »

- Configuration d'Ansys Fluent : la configuration consiste à caractériser précisément la simulation que l'on souhaite effectuer sur Ansys Fluent. C'est-à-dire, définir tous les paramètres afin d'obtenir une modélisation cohérente et assez représentative du comportement réel du fluide. On peut ainsi modifier les conditions limites, choisir les échelles, les unités, le modèle d'écoulement, les matériaux... Ensuite, on procède à l'initialisation. Pour terminer la configuration, on peut définir un intervalle de simulation, c'est-à-dire choisir le nombre d'itérations à exécuter.
- Résolution numérique : L'ordinateur exécute la simulation demandée et affiche sa solution. Cette dernière nous permet de détecter d'éventuelles erreurs, pour éventuellement modifier à nouveau la configuration et relancer la simulation.
- Affichage et visualisation des résultats : Une fois que la simulation est satisfaisante, nous affichons les résultats dans CFD-Post (graphes, rendus 2D ou 3D, champs colorés, valeurs en certains points...).

On constate que les équations utilisées par ANSYS/Fluent décrivent bien les écoulements que nous allons étudier.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes étapes et les réglages que nous avons réalisés pour proposer une simulation numérique d'un écoulement interne dans un canal autour des obstacles. Les opérations de création de la géométrie, de la génération du maillage sous ICEM CFD sont décrites. Ensuite, l'importation de la géométrie maillée sous Fluent et tout le réglage qui va avec afin de mener à bien la simulation de l'écoulement du transfert de chaleur sont exposés. Les résultats obtenus par la suite dans cette thèse confirment que le choix approprié du maillage contribue à améliorer la modélisation de l'écoulement. La méthode de volumes finis utilisée pour les avantages qu'elle présente et pour de meilleures convergences qu'elle donne pour les équations de convection-diffusion selon certains auteurs.

Chapitre V
Résultats et Discussions

Introduction

Ce chapitre est consacré à présenter, analyser et à interpréter les résultats issus de la présente étude. Cette analyse nous permettra sans doute de faire ressortir les points communs entre des études similaires disponibles dans la littérature, les différences, et les nouveaux ajouts. Partant des méthodes numériques nous avons pu collecter, comparer, comprendre, analyser, et interpréter certaines données. Donc dans ce chapitre, il s'agira de discuter les résultats du calcul numérique. On commence par valider le modèle de calcul qui sera appliqué à la géométrie objet de l'étude, ensuite l'indépendance des résultats vis-à-vis le maillage est étudié par une série de test pour différentes tailles. Par la suite, les résultats obtenus sont présentés et discutés. Ces résultats sont sous qualitative (lignes de courant, de trajectoires par taille du tourbillon, de champ de vitesse) ou quantitative (nombre de Nusselt, chute de pression, …).

Dans chaque cas, la simulation est poursuivie en régime instationnaire jusqu'à attendre des valeurs fixes dans le temps (convergence vers des valeurs asymptotiques) ou la bifurcation vers le régime oscillatoire.

V.1 Choix des paramètres

Le domaine d'étude, représenté sur la figure 1 chapitre3, est un canal pan (en 2D) constitué de deux plaques planes horizontales et parallèles de longueur $L = L_{in} + L_h + L_{out}$ séparées d'une distante H. Les blocs sont carrés (en 2D) de côté h et le rapport de blocage h/Hest égal à $1/4$, cela permet d'éviter une chute de pression trop importante pour l'air. Distance entre les blocs $s$est prise égale à la largeur du bloc h ($s = h$). Le premier bloc est placé à une distance L_{in} de l'entrée du canal afin d'éviter les effets d'entrée alors que la longueur L_{out} derrière le dernier bloc est choisie suffisamment grande de façon à satisfaire la condition d'un écoulement pleinement développé à la sortie du canal [62]et d'assurer des gradients nuls pour la vitesse et de la pression. Les rapports $h/c = 1/2$, $h/b = 1/2$ et $h/a = 1/4$ ont été suggérés après un certain nombre d'essais. En effet, de faibles valeurs ont un effet insignifiant sur le transfert par contre de grandes valeurs ont un effet néfaste. Pour l'angle d'inclinaison α, trois valeurs ont été testés $\alpha = 10°$, $30°$ et $45°$ (Figure 5-1). Les premiers résultats ont clairement montré qu'un angle $\alpha = 45°$ offre les meilleures performances. En effet, une telle valeur oriente suffisamment l'écoulement pour atteindre les différentes faces des blocs et permet de générer les tourbillons alternés en aval.

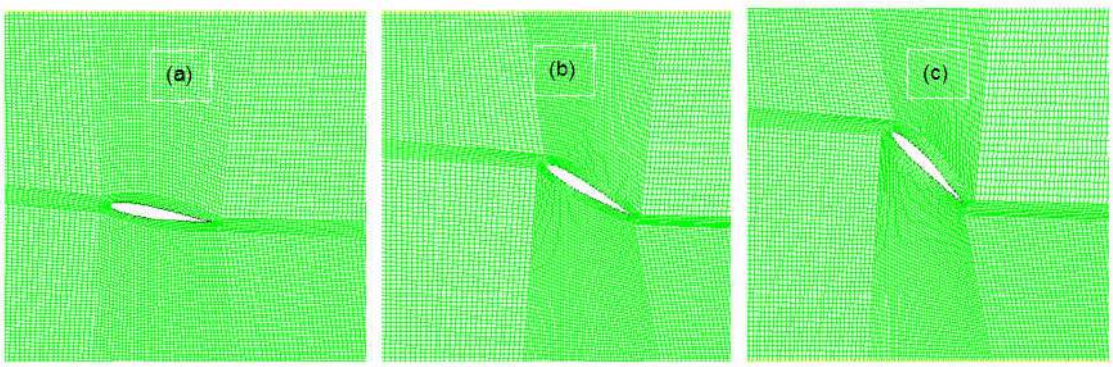


Figure 5- 1 Angles d'attaque $(a) = 10°, (b) = 30°, (c) = 45°$.

V.2 Vérification et validation du maillage

L'indépendance des résultats vis-à-vis le maillage est vérifié par des essais numériques avec des grilles de différentes tailles. L'évolution nu nombre de Nusselt à la surface du bloc pour des grilles de 380×40 410×70 470×130 500×160 et 520×180est reporté sur la (Figure 5-2).

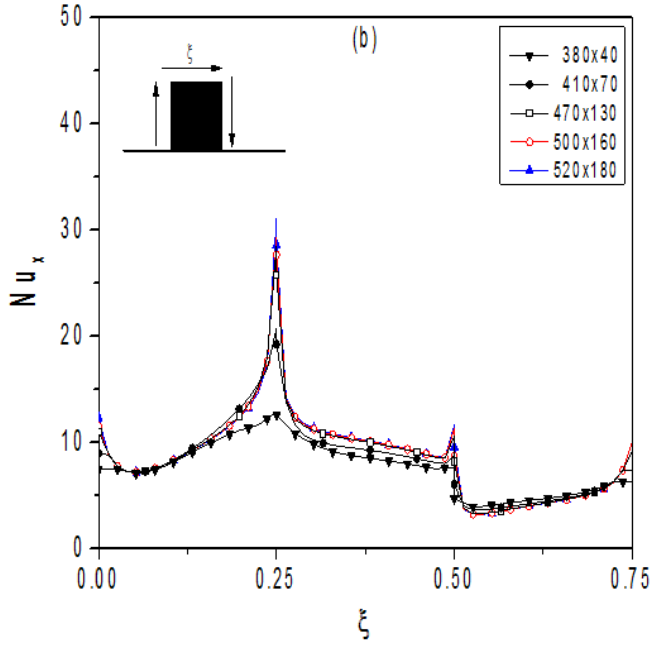


Figure 5- 2 nombre de Nusselt selon différentes tailles de grille.

L'écart maximal entre le nombre de Nusselt obtenu pour les deux maillages de 500×160 et 520×180 est inférieur à 0,05 % à la valeur la plus élevée utilisée du nombre de Reynolds($Re = 2000$). Ainsi, un maillage de 500×160 estconsidéré comme suffisant pour assurer un compromis entre la précision des résultats et l'espace mémoire utilisé. Ce dernier maillage est illustré sur la (Figure 5-3).

Tous les maillages testés sont serrés près des surfaces solides et espacés loin des zones de confinement afin de capter les farts gradients des grandeurs recherchées.

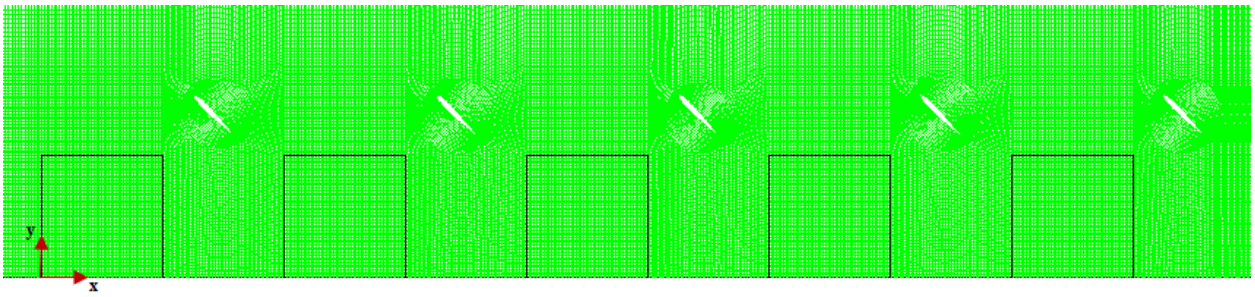


Figure 5- 3 Détail du maillage 500×160 pour l'ensemble du domaine autour de 5 blocs.

En calcul numérique la validation du modèle par une comparaison des résultats obtenus avec ceux de la littérature est inévitable. Cette étape nous permettra de tester dos capacités à prédire les résultats obtenus par d'autres auteurs avec une précision acceptable. A cet effet, nous avons opté pour une configuration proche à la nôtre et largement citée dans la littérature. Il s'agit de l'écoulement avec transfert de chaleur dans un canal contenant un bloc attaché à la paroi inférieure effectué par Young and Vafai [63, 64] pour une valeur du nombre de Reynolds égale à 1000, un rapport de blocage de 0,25 et un rapport des conductivités $\frac{K_s}{K_f} = 10$. Une première comparaison qualitative qui illustrée par les lignes de courant dans le canal (Figure 5-4a). Il est clair que les résultats de la présente simulation prédit correctement le champ de l'écoulement déjà obtenu par Young and Vafai [63], notamment la taille et l'intensité des tourbillons observés dans les cavités entre les blocs et la zone de recirculation formé après l'élargissement de l'écoulement. Une deuxième comparaison, quantitative, qui compare l'évolution de la température à la surface des blocs [64] (Figure 5-4b) et l'évolution du nombre de Nusselt à la surface du bloc (Figure 5-4c). Un bon accord est observé entre les deux travaux avec un léger écart vers la limite de chaque bloc qui provient, à notre avis, chauffage volumique imposé par Young et Vafai [64], Ceci est dû au fait que la génération d'énergie, par définition, est bien distribuée dans tout le volume de l'obstacle par opposition à un flux superficiel le long d'une face [64]. Dans tous les cas l'erreur maximale reste inférieure à 3%.

Suite à ces comparaisons effectuées avec succès, on peut conclure que le modèle proposé nous confère de l'étendre à une autre configuration semblable.

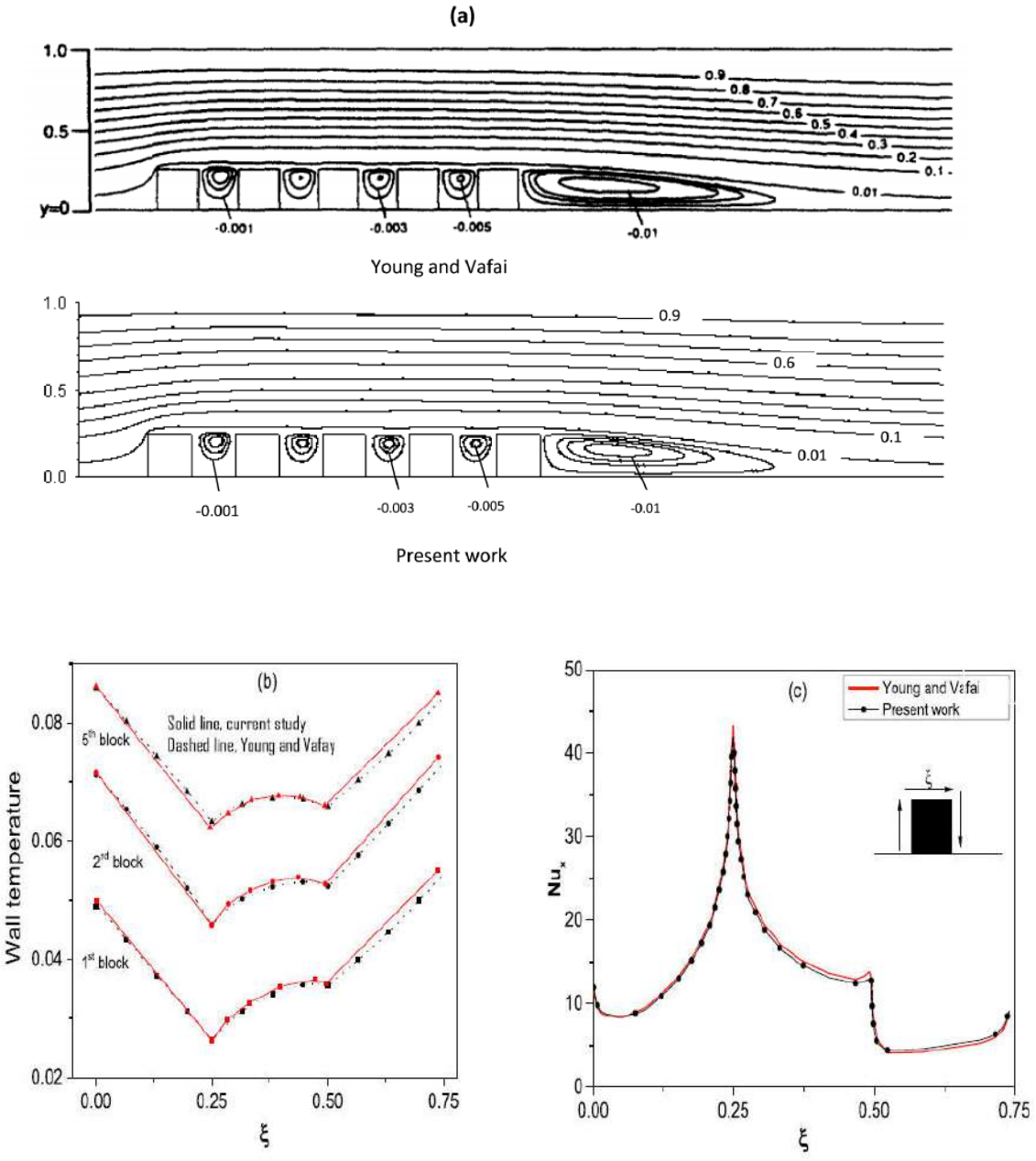


Figure 5- 4 Validation du calcul par comparaison avec les résultats de Young et Vafai [63,64] : (a) lignes de courant, (b) température de surface de l'obstacle et (c) nombre de Nusselt local.

V.3 Effet de l'insertion de l'aile (sur la distribution de la température et modification d'écoulement)

Les résultats sont présentés soit sous une forme qualitative (schémas d'écoulement illustré par les lignes de courant), soit sous une forme quantitative (champs de température, nombre de Nusselt, ...). Les calculs sont effectués pour quatre valeurs de nombre de Reynolds $Re = 500, 1000, 1800$ et 2000 assurant une condition d'écoulement laminaire et couvrant les régimes d'écoulement permanent et transitoire. Pour les paramètres géométriques, la position relative de l'aile par rapport au bloc et l'angle d'inclinaison de l'aile est maintenus constante dans cette étude et fixés comme suit: $a = 0.25$, $b = 0.5$, $c = 0.5$ et $\alpha = 45°$. Il est importé de noter que ces valeurs ont été choisie à la suite d'une sérié de calcul pour plusieurs combinaisons de valeurs. Les résultats ne sont pas présentés dans cette thèse pour des raisons de clarté et de brièveté.

Les structures d'écoulement et le champ de température dans l'ensemble du domaine sont illustrés à la (Figure 5 -5) pour $Re = 500$.

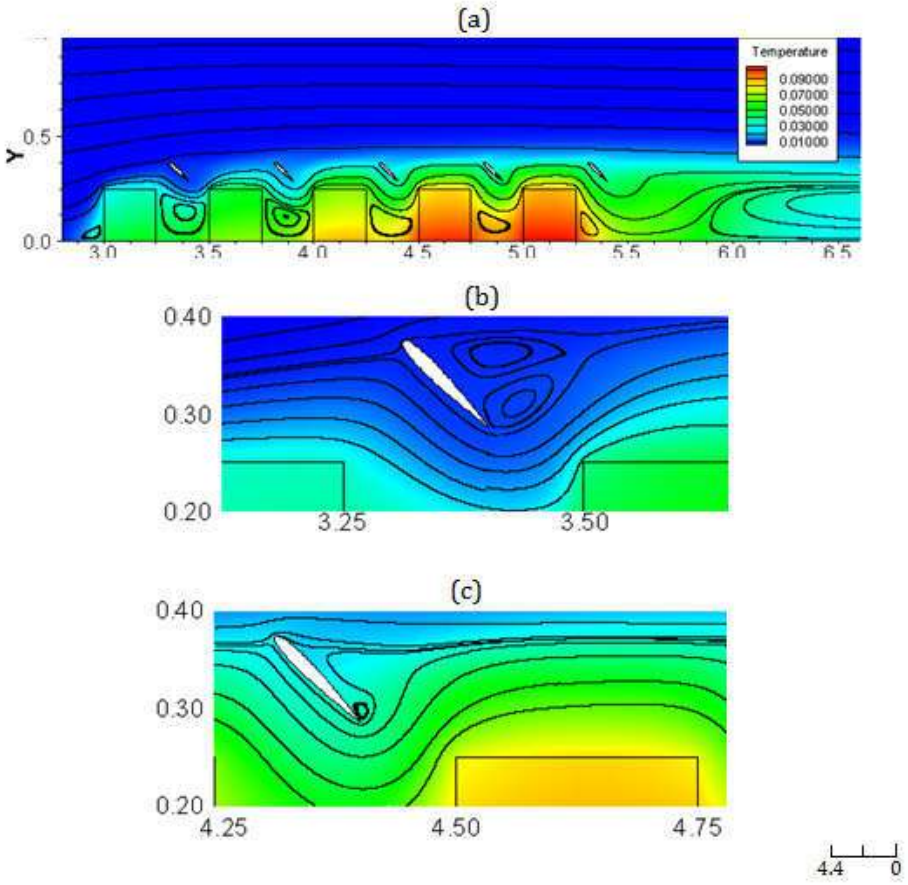


Figure 5- 5 Lignes d'écoulement et champ d'isothermes pour $Re = 500$.

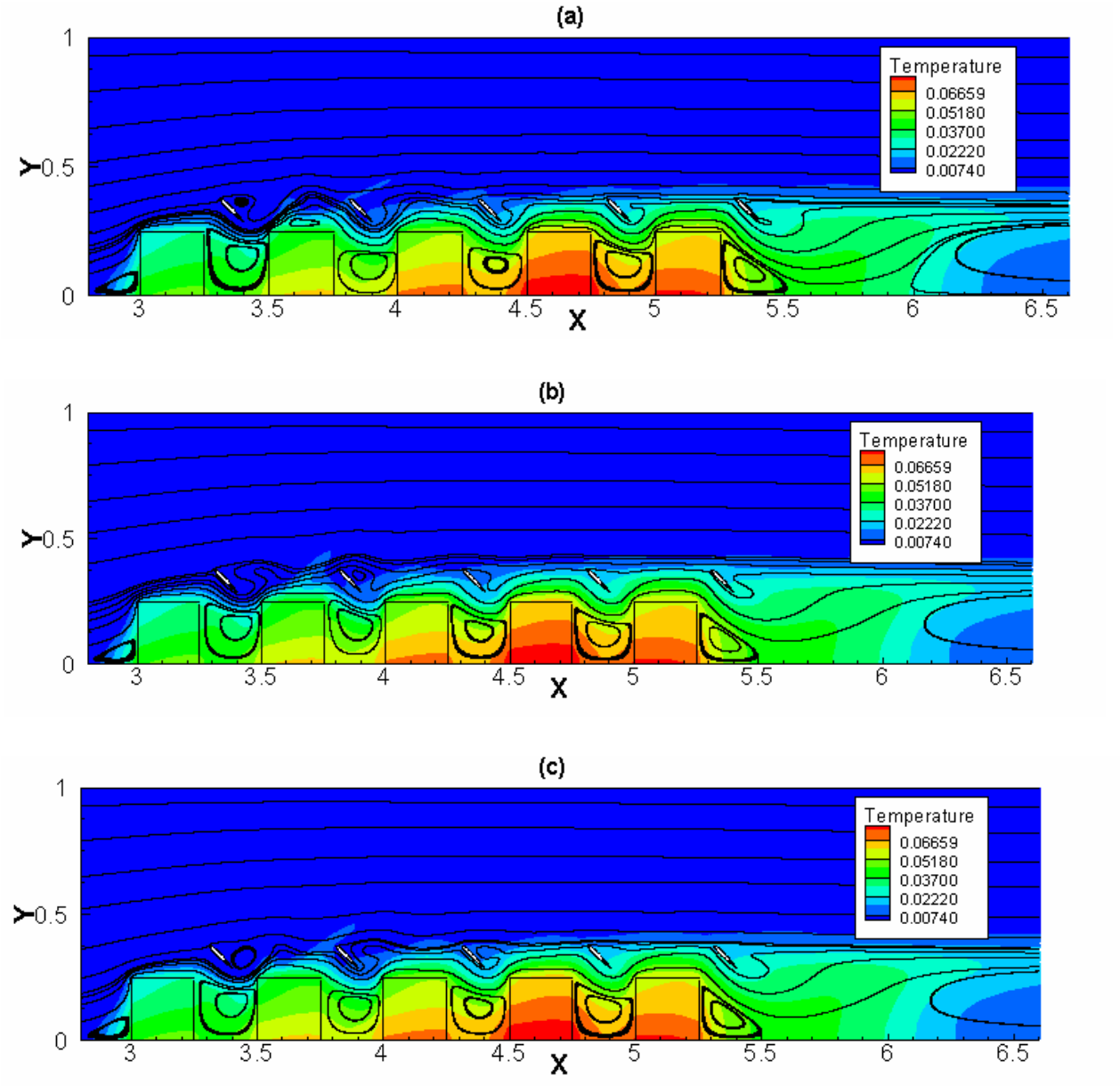
De (Figure 5-5 a), on peut clairement voir que l'insertion des profils Naca affecte la distribution de la température le long du canal. Donc l'utilisation du Naca 0012 affecte le contour de la température en raison de l'écoulement dirigé vers les parois des blocs et l'épaisseur de la couche limite sera réduite en raison de l'augmentation de la vitesse. L'effet du nombre de Reynolds sur la distribution de la température peut être clairement montré dans les figures suivantes. L'augmentation du nombre de Reynolds conduit à une augmentation du balayage de la chaleur retirée des parois du canal et à une amélioration du processus de mélange des fluides.

La (Figure 5-5 b) montre que l'écoulement se déplace vers les parois des obstacles en raison de l'existence des profiles aérodynamiques qui modifie la direction de l'écoulement du fluide d'entrée. Une vitesse plus élevée peut être observée dans la zone tourbillonnaire du profil en raison du décollement d'écoulement. Ce phénomène est plus prononcé lorsque le nombre de Reynolds augmente. Les tourbillons derrière les profils sont très clairs en raison de la séparation de l'écoulement à l'extrémité de ces profils. Ce phénomène est mentionné dans d'autre étude [47].

La (figure 5-5 c) montre que le sillage généré derrière le générateur de tourbillons Naca 0012, on peut voir que l'ondulation de l'écoulement qui se produit derrière le générateur de vortex est similaire à l'ondulation qui apparaît en raison du mouvement du poisson, ce qui conduit à un meilleur mélange du fluide et donc à une amélioration du processus de mélange du fluide.

Les caractéristiques de l'écoulement et thermiques illustrées par les lignes de courant et les contours de température pendant un cycle d'oscillation pour les nombres de Reynolds $Re = 1000$ et 1800 sont présentés dans les (figures 5-6 et 7), respectivement. Comme on peut le voir sur ces séquences, à un nombre de Reynolds de 1000, le mouvement instationnaire généré par les instabilités de Kelvin-Helmholtz affecte légèrement la caractéristique de l'écoulement dans les cavités en raison de sa faible amplitude d'oscillation. Cependant, au nombre de Reynolds 1800 , la forte amplitude met périodiquement en mouvement l'écoulement au-dessus des obstacles et dans les cavités, conduisant à des perturbations mobiles de la couche limite sur les faces supérieures et à des variations substantielles de la taille des zones de recirculation.

Ces comportements périodiques instables provoquent et amplifient l'apparition d'une oscillation prématurée de l'écoulement autour de la disposition des blocs. Les interruptions et les perturbations de la couche limite sont efficaces pour réduire la température à la surface des blocs ainsi que dans les cavités grâce à une régénération plus rapide du fluide. En outre, les profils aérodynamiques redirigent l'écoulement vers le bas, ce qui accentue l'impact de l'écoulement sur le front vertical de chaque bloc. En aval des blocs, il y a une forte interaction entre les deux ondes, celle créée par les profils aérodynamiques et celle inhérente à l'instabilité visqueuse due aux faces supérieures des blocs.



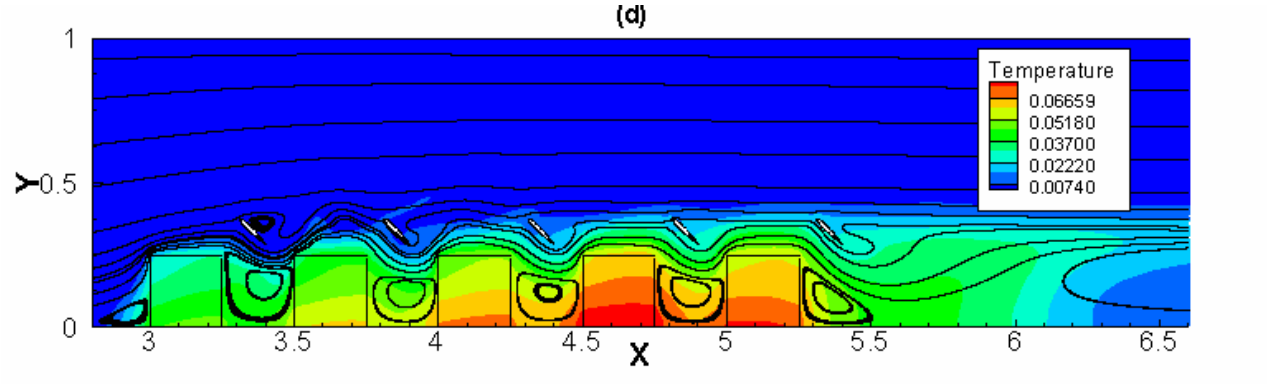
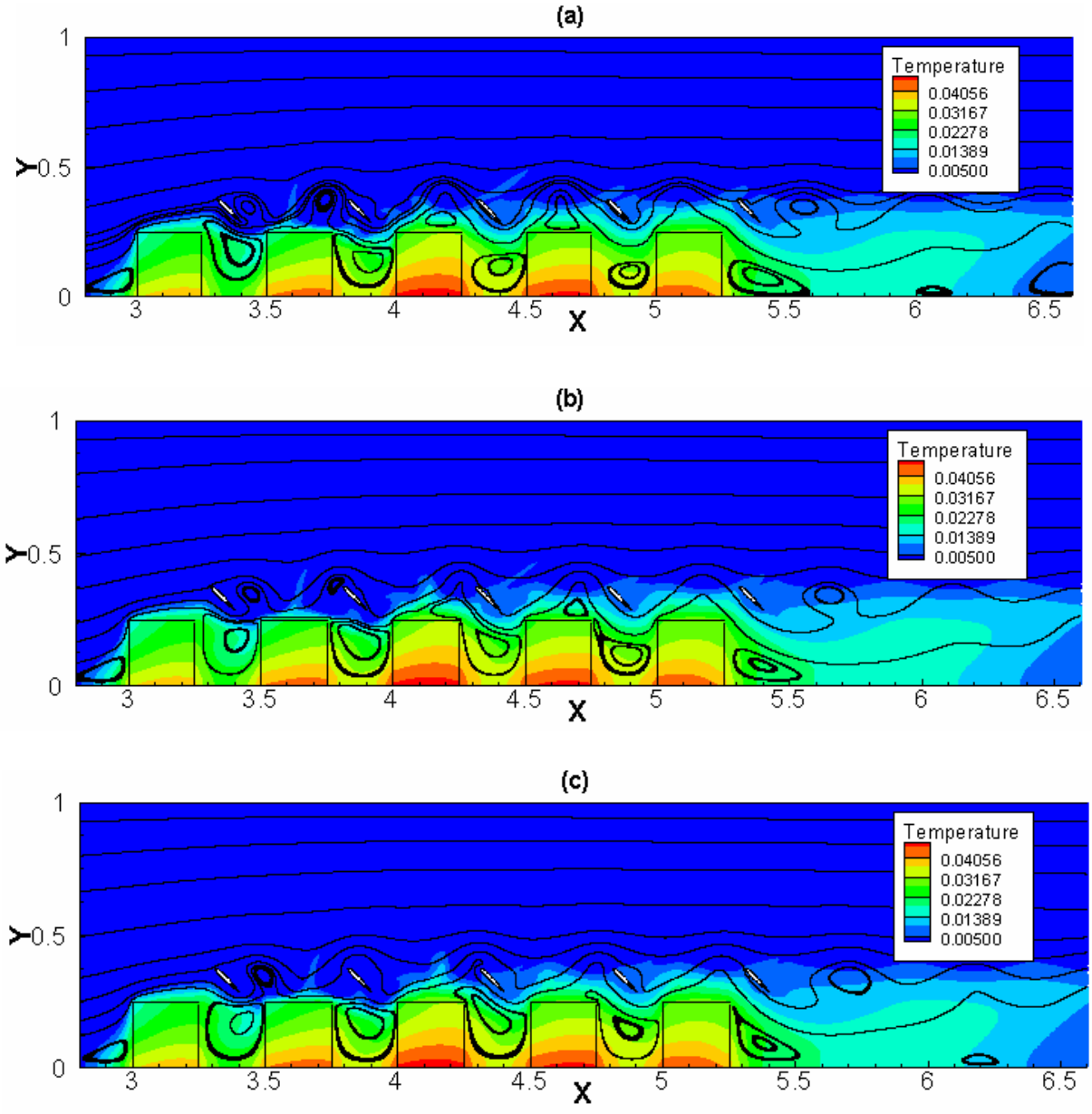


Figure 5- 6 Contours des lignes d'écoulement et des isothermes pendant une période de temps pour $Re = 1000$.



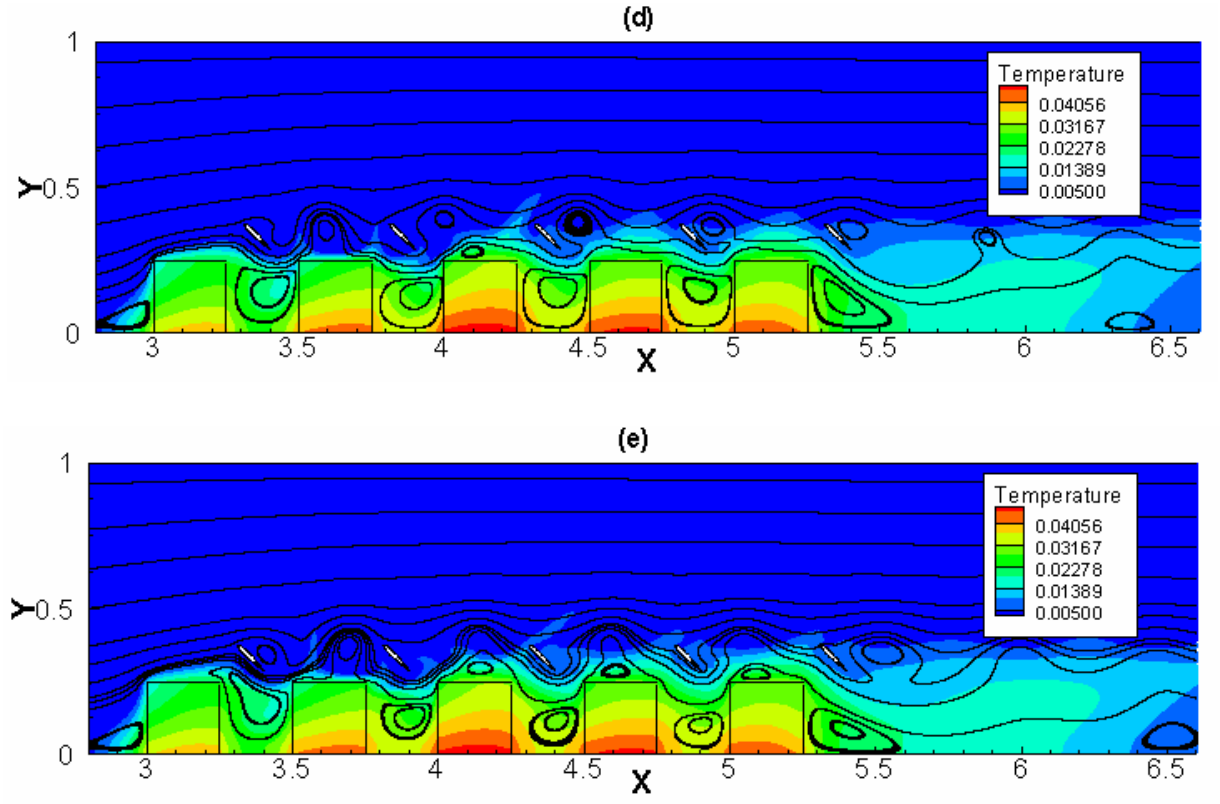


Figure 5- 7 Contours des lignes d'écoulement et des isothermes pendant une période de temps pour $Re = 1800$.

Alors que la transition se produit à des nombres de Reynolds inférieur à 1 000, on voit bien que les lignes du courant ont des structures d'écoulement rotatives qui se déforme et s'active en fonction de l'augmentation de la vitesse U_0.Lorsque la valeur du nombre de Reynolds augmente, les tourbillons deviennent, plus larges et plus longs, et son point d'attache derrière les blocs se déplace vers l'arrière

V.4 Effet de l'insertion de l'aile (sur le comportement oscillatoire périodique)

L'évolution temporelle de la composante u de la vitesse dans le sens du courant au point de référence de surveillance (x = 4.875, y = 0.250) (voir Figure 3-1) pour $Re = 500$ est présentée sur la (Figure 5-8).

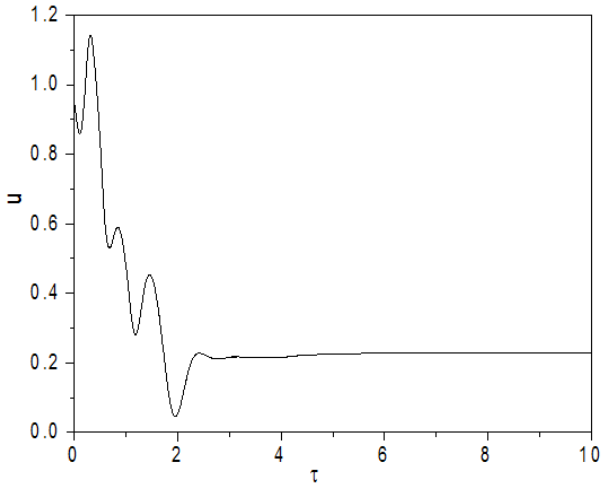


Figure 5- 8 Historique de la composante $u$de la vitesse en ($x = 4.875$ $y = 0.250$) pour $Re = 500$.

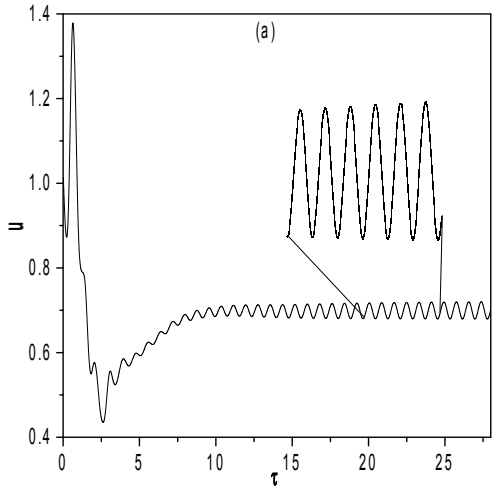
Ce point de référence est situé dans la zone la plus sensible aux variations temporelles dues aux perturbations des profils aérodynamiques ou des blocs. Partant du repos, la vitesse oscille au fur et à mesure que le fluide se déplace dans le canal à travers les blocs et les profils aérodynamiques successifs pour converger vers une valeur qui restera constante dans le temps caractérisant le régime d'écoulement stationnaire. Le temps d'oscillation correspond au temps d'établissement de l'écoulement ; il dépend à la fois de la complexité de la géométrie du canal et de la vitesse de l'écoulement. Pour $Re = 500$ et pour la configuration de cette étude, l'écoulement stationnaire est atteint après environ un temps non dimensionnel $\tau = 3.5$.

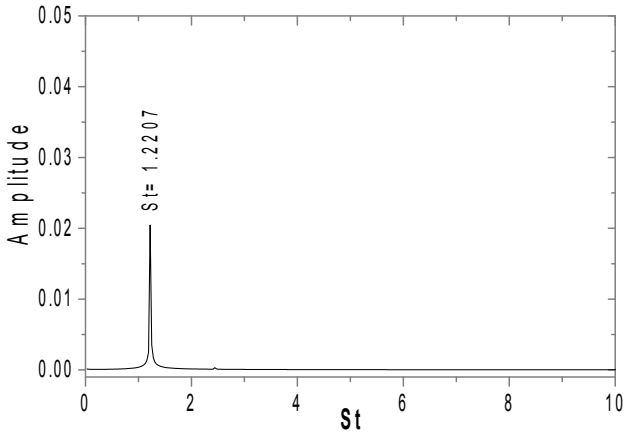
Par rapport au cas sans profilés, les lignes de courant au-dessus des cavités ne sont plus horizontales ; l'aile dévie le courant fluide vers les faces verticale et horizontale des blocs. Pour les faibles valeurs du nombre de Reynolds, l'écoulement autour des ailes à grand angle d'inclinaison est caractérisé par une séparation stationnaire en un point avancé du bord d'attaque de l'aile. Pour une valeur du nombre de Reynolds $Re = 500$, le régime reste globalement stable en raison de l'espace confiné du problème géométrique d'une part et de la petite taille de l'aile par rapport aux dimensions du domaine d'autre part. Des résultats similaires sont rapportés dans la littérature [65 ,66].

Les ailes dévient le flux d'écoulement vers les blocs en aval et réduit la taille de la zone recirculation entre les blocs. Cette diminution de la taille devient plus importante au fur et à mesure que l'écoulement se déplace vers l'aval à travers le canal des blocs.

Cet impact direct réduit efficacement la température à l'intérieur des blocs ; ce résultat est plus visible pour les premiers blocs où la température du fluide est encore plus basse. Une grande zone de séparation tourbillonnaire est générée en aval du dernier obstacle à environ 3 h du coin arrière. Les structures d'écoulement instables sont observées dans la région proche du sillage. Les tourbillons se détachent alternativement de la couche de cisaillement supérieure de la couche limite séparée et de l'écoulement de cisaillement inférieur évoluant à partir du bord de fuite.

L'historique de la composante de vitesse u au point de référence $(x = 4{,}875, y = 0{,}250)$ et l'analyse par transformée de Fourier rapide (FFT) de la même quantité physique pour $Re = 1000$ et 1800 sont présentés sur la (Figure5-9). L'analyse par FFT est un outil puissant qui décompose un signal complexe en composantes spectrales individuelles et fournit ainsi des informations sur fréquence sur le signal entrant par rapport au temps. Pour les deux valeurs du nombre de Reynolds, l'évolution de la vitesse, après le développement de l'écoulement où la vitesse se comporte de manière presque aléatoire, la vitesse au point de suivi tends vers un comportement oscillatoire périodique autour d'une valeur moyenne constante (Figure 5-9 a et c).





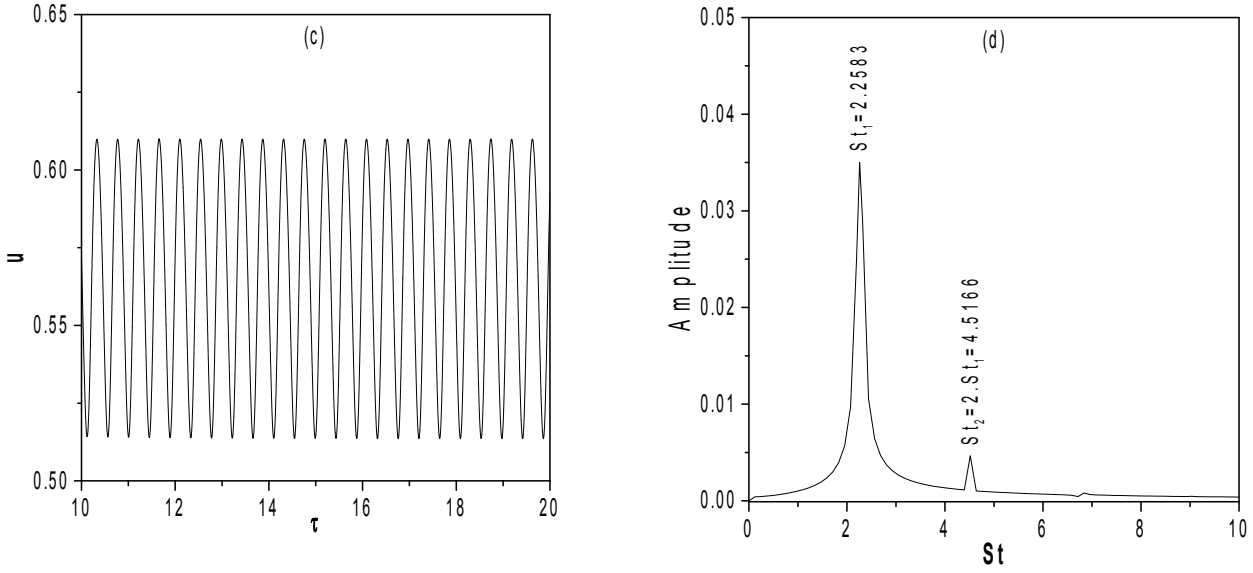


Figure 5- 9 L'historique des vitesses u et l'analyse FFT pour $Re = 1000$ et 1800.

Le temps non dimensionnel nécessaire pour atteindre l'écoulement oscillant dépend du nombre de Reynolds ; il est d'environ $\tau = 5$ pour $Re = 1000$ et $\tau = 6{,}35$ pour $Re = 1800$. À un nombre de Reynolds relativement élevé, le déplacement périodique du point de séparation donne lieu aux instabilités de Kelvin-Helmholtz.

V.5 Effet du nombre de Reynolds (sur le nombre de Strouhal).

En augmentant le nombre de Reynolds, la séparation de l'écoulement à partir du bord de fuite des profils aérodynamiques n'est plus stable et n'est plus perpétuelle dans le temps. Le point de séparation se déplace du bord de fuite vers le bord d'attaque des profils en se rapprochant du bord d'attaque, la zone de séparation s'épaissit. Un grand tourbillon devient instable et se sépare des profils, ce qui donne lieu à un scénario de délestage tourbillonnaire. Dans le même temps, pour un nombre de Reynolds plus élevé, un mécanisme similaire se produit sur la face supérieure du bloc. La séparation de la frontière de cisaillement visqueux au-dessus de la face horizontale génère des instabilités de Tollmien-Schlichting. L'analyse par transformée de Fourier rapide (FFT) de l'évolution temporelle de la composante de vitesse à$Re = 1000$ révèle une fréquence unique du nombre de Strouhal $St = 2.4414$ (Figure 5-9 b).

Lorsque le nombre de Reynolds augmente ($Re = 1800$), en plus de la fréquence dominante avec $St_1 = 2.2461$, une harmonique de faible amplitude apparaît à un nombre de Strouhal St_2 qui est deux fois plus élevé que la première fréquence (Figure5-9 d). On constate que, pour des profils aérodynamiques successifs dans un canal confiné avec des blocs, le nombre de Strouhal diminue linéairement avec l'augmentation du nombre de Reynolds dans la plage $1000 \leq Re \leq 2000$ (tableau 1). Dans tous les calculs, le nombre de Reynolds est basé sur la hauteur du canal (H).

Tableau 1 Nombre de Strouhal de la fréquence dominante à différentes valeurs du nombre de Reynolds.

Re	**1000**	**1500**	**1800**	**2000**
St	1.2207	2.3193	2.2583	2.1973

Comme ce tableau indique les effets de différents nombres Reynolds Repour un nombre de Strouhal St donné. L'intensité de l'écoulement moyen observée à $Re = 1800$ est inversement proportionnelle la valeur du nombre de Strouhal, car le sillage derrière l'aile se développe d'autant plus que le nombre de Strouhal est faible. Ce comportement non monotone est le résultat de l'interaction entre les deux sillages, celui détaché à l'extrémité des profils d'aile et celui généré par les arrêtes des blocs.

L'intensité du transfert de chaleur, caractérisée par le nombre de Nusselt sur les faces exposées des blocs, est illustrée à la (figure 5-10). Comme prévu, le nombre de Nusselt sur la face avant du premier bloc est le plus élevé pour tous les nombres de Reynolds car il est exposé au fluide froid entrant. Le nombre de Nusselt diminue de manière asymptotique le long de la face supérieure, suivi d'une forte diminution sur la face arrière du bloc. Le nombre de Reynolds a un effet modéré sur le nombre de Nusselt sur le premier bloc, sauf sur la dernière partie de la face arrière où le nombre de Nusselt pour $Re = 1800$ est relativement élevé en raison de la régénération active du fluide. Pour le deuxième bloc, le nombre de Reynolds a un effet stupéfiant sur la face supérieure. La raison en est que, pour cette valeur élevée de Reynolds et comme on peut le voir sur les lignes de courant (Figure 5-7), le premier profil aérodynamique génère un tourbillon de grande amplitude balayant la face suivante dans la direction aval, ce qui conduit à évacuer davantage de chaleur de cette face. L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation substantielle du nombre de Nusselt pour les autres blocs, bien qu'il reste inférieur à celui du second.

On constate que les minimums du taux de transfertsont observés au niveau de la base des blocs et que le nombre de Nusselt augmente le long du bloc est atteint son maximum sur sa face supérieure.Concernant le profil du nombre de Nusselt local sur la paroi inferieure (la face arrière du bloc), ce dernier est maximal au voisinage de l'entrée et diminue au fur et à mesure que l'écoulement progresse dans le canal jusqu'à la confrontation du premier bloc ou il enregistre une légère augmentation.

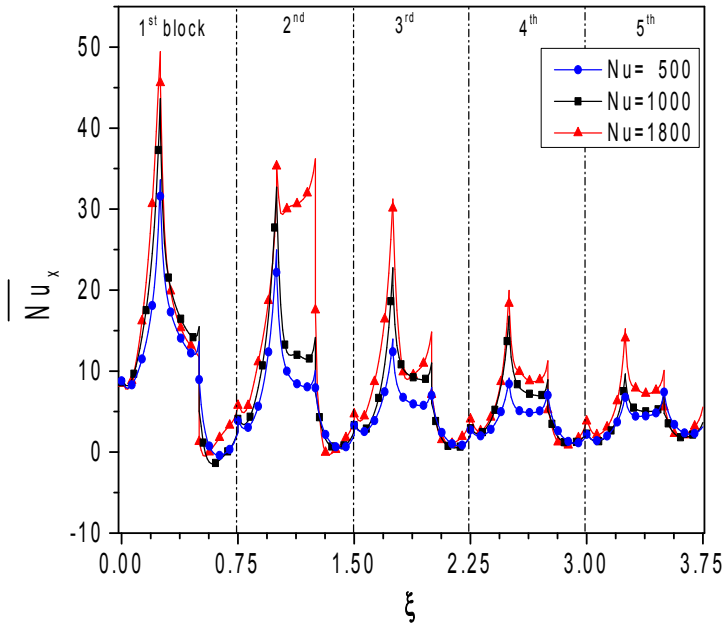


Figure 5- 10 Évolution du nombre de Nusselt local sur la surface des blocs.

Pour quantifier l'amélioration globale du transfert de chaleur par bloc, une comparaison d'histogrammes est effectuée pour les trois valeurs de nombre de Reynolds avec et sans profilés (Figure 5-11). Il apparaît que l'amélioration du transfert de chaleur obtenue pour le premier bloc avec aileest environ trois fois supérieure à celle du cas sans ailette, quelle que soit la valeur du nombre de Reynolds. Pour le deuxième bloc, l'augmentation obtenue est du même ordre que celle du premier à Reynolds 500 et 1000, mais elle dépasse quatre fois à $Re = 1800$. Pour le troisième et les deux derniers blocs, l'augmentation est respectivement d'environ 2,5 et 2 fois. Malheureusement, l'amélioration du transfert obtenue n'est pas sans coût ; cette augmentation est toujours couplée à une augmentation de la perte de charge dans le système.

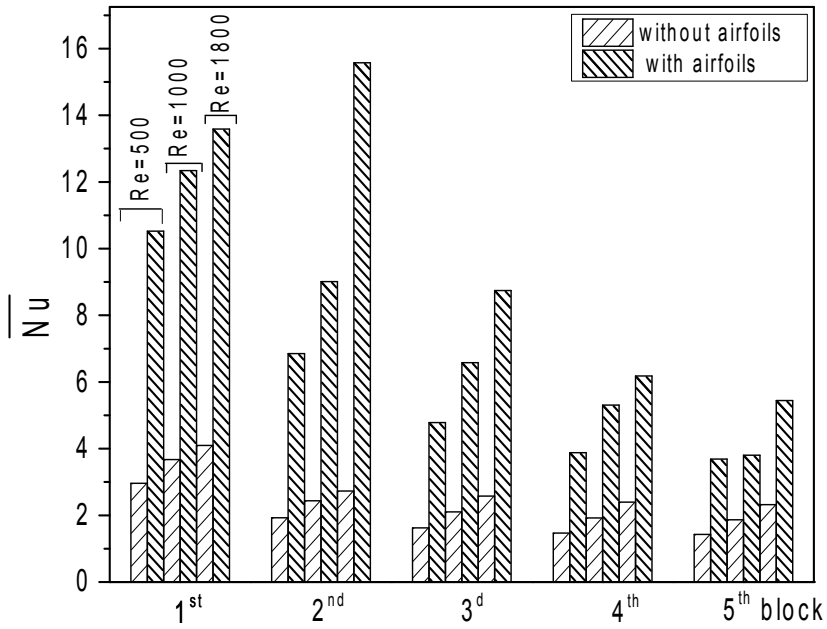


Figure 5- 11Nombre de Nusselt moyen du bloc à différentes valeurs du nombre de Reynolds.

On peut voir que la présence du déflecteur le long du bord aval du bloc améliore le taux de transfert de chaleur par rapport au module de base (sans déflecteur). Ceci est attribué à l'accélération de l'écoulement piégé par le déflecteur et déchargé dans le bord de fuite de la source de chaleur amont. À $Re = 1800$, une augmentation du nombre moyen de Nusselt est obtenue pour les deux blocs amont. Il est clair que la position desdéflecteurs sur la source de chaleur en aval améliore le nombre de Nusselt moyen. Cela revient à choisir les paramètres du déflecteur vers la région des blocs aval permet à l'écoulement passe sous le déflecteur non seulement rompt la zone de recirculation mais génère un écoulement de type jet sur les régions chauffantes. D'après les figures 10 et 11, le nombre de Nusselt en aval dépasse nettement les valeurs obtenues pour la source de chaleur en amont sans déflecteur.

V.6 Chute de pression et performances énergétique

La comparaison des résultats des figures 10 et 11 indique que pour un déflecteur aérodynamique a un impact significatif sur les magnitudes du nombre de Nusselt et de la température. Le nombre de Nusselt peut être augmenté en augmentant le nombre de Reynolds, mais la pénalité est sévère en termes de perte de pression.

La (Figure 5-12) montre que la variation du facteur de friction en fonction du nombre de Reynolds pour les deux cas : avec et sans ailes. Comme on peut le constater, l'insertion d'ailes au-dessus des blocs augmente le facteur de friction d'environ deux fois. L'augmentation de la perte de charge résulte, en plus de l'accélération du fluide due à la réduction de la section transversale, de l'action du fluide sur les ailes et de la déviation de l'écoulement qui en résulte. L'efficacité du transfert de chaleur, η représentée par le rapport d'augmentation du transfert de chaleur à l'augmentation du coefficient de friction par l'ajout d'ailes est illustrée à la (Figure 5-13).

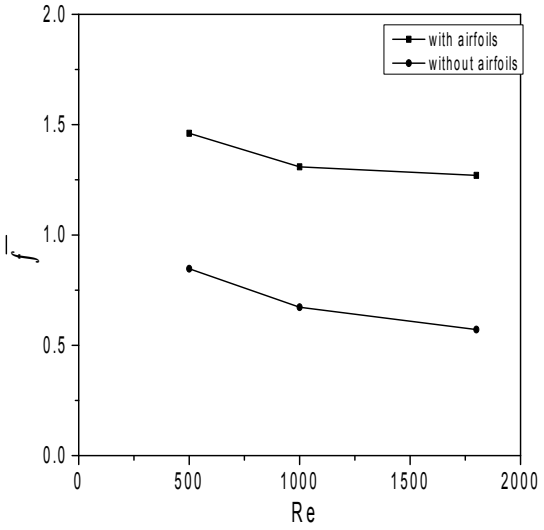


Figure 5- 12 Facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds avec et sans ailettes.

L'efficacité pour le cas sans ailes est ajoutée pour comparaison. Dans cette équation, l'indice *pp* fait référence au canal à plaques parallèles. On peut conclure qu'en termes d'efficacité, le placement des ailes entraîne une amélioration significative du transfert de chaleur, environ deux fois plus que dans le cas sans ailes.

Bien que l'installation d'ailettes au-dessus des blocs augmente la perte de charge, le gain obtenu dans l'amélioration dutransfert de chaleur est très élevé, ce qui en fait une solution technologique très intéressante.

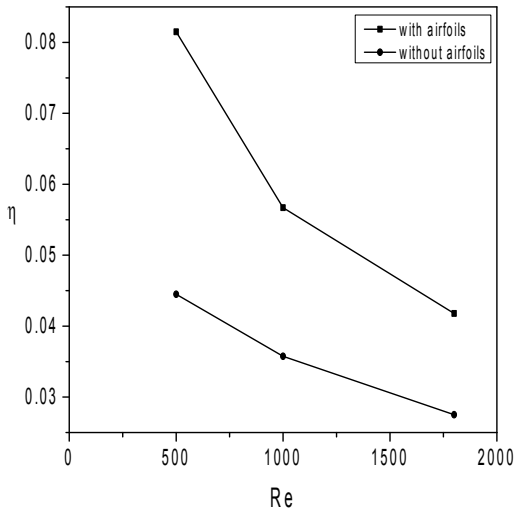


Figure 5- 13 Efficacité du transfert de chaleur en fonction du nombre de Reynolds.

Il convient de remarquer qu'aucun signe de transition n'est clairement observable sur le coefficient de frottement, contrairement au nombre de Nusselt. Ceci est probablement lié au fait que le coefficient de frottement résulte ici d'une mesure globale de perte de charge alors que le nombre de Nusselt traduit une mesure locale de transfert thermique.

L'augmentation du transfert de chaleur obtenue par l'insertion d'ailes par rapport à la chaleur transférée sans ailes à différents nombres de Reynolds pour tous les blocs est résumée dans le tableau 2. La moyenne du nombre de Nusselt est calculée sur les cinq blocs pour chaque cas. Comme on peut le conclure, l'augmentation est plus que le double dans l'état stable pour $Re = 500$, tandis qu'elle dépasse deux fois et demie dans l'état variable pour $Re = 1800$.

Tableau 2 Augmentation du transfert de chaleur à différents nombres de Reynolds.

$\boldsymbol{Re}$	$\frac{(\boldsymbol{Nu_{with\ airfoil}} - \boldsymbol{Nu_{without}})}{\boldsymbol{Nu_{without}}}\%$
500	215
1000	208
1800	258

Conclusion

Les résultats obtenus ont démontré que:

- ✓ L'insertion des profils d'ailes en aval au dessus des blocs, orientent l'écoulement principal vers les cavités, permettant ainsi un contact direct avec les faces des blocs.
- ✓ La présence des profils aérodynamiques provoque une bifurcation précoce de l'écoulement vers le régime instationnaire à des valeurs de nombre de Reynolds relativement faibles Re <1000.
- ✓ L'écoulement oscillatoire contribue à la régénération de l'écoulement stagnant dans les zones de recirculation.
- ✓ Le nombre de Strouhal caractérisant l'écoulement oscillatoire diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds à partir de Re$=1500$.
- ✓ La propagation des ondes améliore davantage le mélange du fluide et atténue ainsi leur température, ce qui conduit à une augmentation significative du transfert de chaleur.
- ✓ Cependant, le gain en transfert de chaleur n'est pas sans coût, puisqu'il induit une augmentation importante de la puissance de pompage exprimée par une augmentation du coefficient de friction.

Conclusion Générale

Et Perspectives

“Celui qui n’effectue pas de travail appliqué et d’expérience n’atteindra jamais les plus hauts degrés de la connaissance”

Jabir ibn Hayyan (721 - 815)

Une simulation numérique d'un écoulement forcé au-dessus d'un arrangement d'obstacles chauffés à flux constant avec adjonction de profils aérodynamiques successifs comme générateurs de tourbillons est réalisées. Les résultats numériques obtenus par la présente étude ont été validés et présentés pour analyse. Des profils d'aile de type NACA 0012 sont utilisés comme promoteur de tourbillons. La position de ces promoteurs est choisie afin d'offrir un optimum entre les pertes de charges et le transfert de chaleur. Une série de testes a été effectuer afin d'élucider de point. L'étude est réalisée au moyen du code ANSYS Fluent ®. La vitesse de l'écoulement à l'entrée est choisie de telles sorte que l'écoulement reste laminaire où le nombre de Reynolds varie dans la gamme 500 à 2000.

Les résultats de cette étude a fait sortir les constatations suivantes :

- La présence des déflecteurs réduit considérablement la région de recirculation. C'est dans cette partie où les échanges thermiques sont les plus importants.D'une manière générale, dans le but d'obtenir des performances énergétiques élevées, il est nécessaire d'implanter des rangées de déflecteurs et de blocs dans la veine de l'écoulement dans les échangeurs de chaleur de façon à perturber le développement de la couche limite et à prolonger la trajectoire des fluides en favorisant un meilleur contact (impact direct) entre le fluide et la surface des blocs.
- En plus des sections avales profitant de l'arrivée d'air frais, les sections situées face aux déflecteurs (faces supérieures des blocs et les faces verticalesamont), bénéficient d'une amélioration importante du transfert de chaleur par la réduction de la ouche limite d'une part et par l'orientation de l'écoulement vers ces faces d'autre part. .
- La meilleure amélioration pour la source de chaleur amont est obtenue à $Re = 1800$ où une amélioration du nombre de Nusselt moyen de 258 % est obtenue.

Les résultats ci-dessus suggèrent qu'une amélioration significative du transfert de chaleur dans un canal parallèle peut être obtenue en en introduisant un déflecteur Naca oscillant dans l'écoulement.

En perspectives, sans doute, serait intéressant de :

- ✓ L'étendre à une étude en 3D.
- ✓ Compléter par une détermination expérimentale précise par des techniques d'actualité et permettre ainsi une validation complète des propriétés de l'écoulement obtenue par l'insertion des profiles d'ailes

Références

[1]. **Sadikin A , Mohd Yunus N A , Abd Hamid S A , Ismail Al E , Salleh Sa , Ahmad S , Abdol Rahman M N , Mahzan S , Shah Ayop S**. (2018), A Comparative Study of Turbulence Models on Aerodynamics Characteristics of a NACA 0012 Airfoil". International Journal of Integrated Engineering, vol 10, pp(3).

[2]. **Jha S**, **Gautam U**, **Narayanan S**, **Dhas L K**. (2018), Effect of Reynolds Number on the Aerodynamic Performance of NACA0012 Aerofoil. International Conference on Mechanical, Materials and Renewable Energy, vol 377, 012129.

[3]. Cheriet N., **Amirat H**., **Korichi A**., **Polidori G.** (2021), Conjugate heat transfer enhancement over heated blocks using airfoil deflectors, Thermal Science and Engineering Progress, vol. 25 (1), 101011.

[4]. Marty Philippe. (2012), Cours De Transferts Thermiques(Conduction et Rayonnement), Université Joseph Fourier, Grenoble, pp(3).

[5]. **Rohsenow W, Hartnett J, Cho Y**. (1998), Handbook of heat transfer, McGraw Hill, 3ème édition, chapitre un.

[6]. **Ghiaasiaan S M .** (2011), Convective Heat and Mass Transfer. New York, Cambridge university press,Melbourne, Madrid, pp(44).

[7]. Lienhard IV J H, Lienhard V J H. (2017), A heat transfer textbook. Cambridge, phlogiston press, massachusetts, USA, pp (271).

[8]. **Perry R H, Green D W, Maloney J O .** (1999), Perry's Chemical Engineers' Handbook. U S A, McGraw-Hill, section 5.

[9]. **Favre-Marinet M, Tardu S.** (2008), Ecoulements avec échanges de chaleur 1. Paris Lavoisier, chapitre 4, pp(152).

[10]. David Armando Castañeda Vergara. (2020), Active Control of Flow over an Oscillating NACA 0012, États-Unis.

[11]. **Martinez I. (1995),** Forced and natural convection. Site web, http://webserver.dmt.upm.es/~isidoro/bk3/index.html

[12]. Herman C, Kang E. (2002), Heat transfer enhancement in a grooved channel with curved vanes. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 45, 3741–3757

[13]. **Luviano-Ortiz L, Hernandez-Guerrero A**, **Rubio-Arana C**, **Romero-Mendez R**. (2008) Heat transfer enhancement in a horizontal channel by the addition of curved deflectors. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 51, 3972–3984

[14].Lorenzini-Gutierrez D, Hernandez-Guerrero A, Luviano-Ortiz J.L, Leon-Conejo J. C. (2014), Numerical and experimental analysis of heat transfer enhancement in a grooved channel with curved flow deflectors. Applied Thermal Engineering, vol xxx , 1-9.

[15]. Rosas A. S, Ali R. K, Abdel-Aziz A. A, Elshazly K. M. (2016), An experimental investigation of convective heat transfer enhancement in electronic module using curved deflector. Heat Mass Transfer. pp(4).

[16]. Menni Y, Azzi A, Chamkha A J. (2019) **,** The Solar Air Channels: Comparative Analysis, Introduction of Arc-shaped Fins to Improve the Thermal Transfer. Applied and Computational Mechanics. ISSN: 2383-4536, pp(3).

[17]. Yousif A H, Kadhim H T, Al-Chlaihaw K K I. (2021), 2D Numerical Study of Heat Transfer Enhancement Using Fish-Tail Locomotion Vortex Generators''. Mathematical Modelling of Engineering Problems, vol 8, pp(2).

[18]. Oztop H F, Varol Y , D. E. Alnak. (2009), Control of heat transfer and fluid flow using a triangular bar in heated blocks located in a channel. International Communications in Heat and Mass Transfer, vol 36, 878–885.

[19]. Beig S. A, Mirzakhalili E, Kowsari F. (2011), Investigation of optimal position of a vortex generator in a blocked channel for heat transfer enhancement of electronic chips. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 54, 4317–4324.

[20]. Mandal S. K, Deb A, Sen D. (2020), Computational study on mixed convection with surface radiation in a channel in presence of discrete heat sources and vortex generator based on RSM. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, pp (3).

[21]. Perng Shiang-Wuu et Wu Horng-Wen. (1999)**,** Effect of an oblique plate on the heat transfer enhancement of mixed convection over heated blocks in a horizontal channel. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 42, 0106-0124

[22]. M.H Nasiruddin, Siddiqui Kamran. (2007), Heat transfer augmentation in a heat exchanger tube using a baffle. International Journal of Heat and Fluid Flow ,vol 28, 318–328.

[23]. Korichi A, Oufer L, et Polidori G. (2009), Heat transfer enhancement in self-sustained oscillatory flow in a grooved channel with oblique plates. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 52, 1138–1148.

[24]. **Rebay M, Arfaoui A, Padet J, Benmaad R.** (2011), **Experimental** study of the effects of a transversal air-flow deflector in electronics air-cooling. Journal of Thermal Science, vol 20, 76–81.

[25]. Litouche B, Bougriou C. (2017), Effects of convective instabilities on heat exchangers. International Journal of Hydrogen Energy, pp(3).

[26]. **Salhi J Eddine, Amghar K , Bouali H, Salhi N**. (2020), Combined Heat and Mass Transfer of Fluid Flowing through Horizontal Channel by Turbulent Forced Convection. Modelling and Simulation in Engineering, vol 2020, ID 1453893.

[27]. Yang Suh-Jenq. (2002), A numerical Investigation Of Heat Transfer Enhancement For Electronic Devices Using An Oscillation Vortex Generator. Numerical Heat Transfer, pp(6).

[28]. Wang Q, Jaluria Y. (2002), Unsteady mixed convection in a horizontal channel with protruding heated blocks and a rectangular vortex promoter. Physics Of Fluids, vol 14, 2113.

[29]. **Tsay Yeong-Ley, Cheng Jen-Chieh**. (2003), Enhancement Of Heat Transfer From Surface-Mounted Block Heat Sources In Duct With Baffles .Numerical Heat Transfer, vol 43, 827–841

[30]. Perng Shiang-Wuu, Wu Horng-Wen. (2008), Numerical investigation of mixed convective heat transfer for unsteady turbulent flow over heated blocks in a horizontal channel. International Journal of Thermal Sciences, vol 47, 620–632.

[31]. **Perng Shiang-Wuu, Wu Horng-Wen, Jue Tswen-Chyuan**. (2012), Numerical investigation of heat transfer enhancement on a porous vortex-generator applied to a block-heated channel. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 55, 3121–3137.

[32]. Perng Shiang-Wuu, Wu Horng-Wen, Jue Tswen-Chyuan. (2014), Heat transfer augmentation and vortex-induced vibration in a block-heated channel. International Journal of Thermal Sciences, vol 79, 18-33.

[33]. Menni Y, Azzi A, Zidani C. (2018), CFD Simulation Of Thermo-Aeraulic Fields In A Channel With Multiple Baffle Plates. Journal of Thermal Engineering, vol 4, pp(3).

[34]. **Fu Wu-Shung, Tong Bao-Hong**. (2004), Numerical investigation of heat transfer characteristics of the heated blocks in the channel with a transversely oscillating cylinder. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 47, pp(4).

[35]. Yang Yue-Tzu, Chen Cheng-Hua. (2008), Numerical simulation of turbulent fluid flow and heat transfer characteristics of heated blocks in the channel with an oscillating cylinder. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 51, pp(3).

[36]. Selimefendigil F, Öztop Hakan F. (2014), Numerical study and identification of cooling of heated blocks in pulsating channel flow with a rotating cylinder**.** International Journal of Thermal Sciences, vol 79, pp(3).

[37]. Sripattanapipat S, Promvonge P. (2009), Numerical analysis of laminar heat transfer in a channel with diamond-shaped baffles. International Communications in Heat and Mass Transfer, vol 36, pp(2).

[38]. Promvonge Pongjet. (2010), Heat transfer and pressure drop in a channel with multiple 60° V-baffles**.** International Communications in Heat and Mass Transfer, vol 37, pp(3).

[39]. **Sriromreun P, Thianpong C, Promvonge P.** (2012), Experimental and numerical study on heat transfer enhancement in a channel with Z-shaped baffles. International Communications in Heat and Mass Transfer, vol 39, pp(3).

[40]. Xie G, Zheng S, Sundén B. (2014), Heat Transfer And FlowCharacteristics In RIB-Deflector-Roughened Cooling Channels With Various Configuration Parameters**.** Numerical Heat Transfer, vol 67, pp(13).

[41]. **Isaev S. A, Leont'ev A. I, Kornev N. V, Hassel E, Chudnovskii Ya. P.** (2015), Heat-Exchange Enhancement for Laminar and Turbulent Flows in a Narrow Channel with One-Row Oval Dimples. Heat And Mass Transfer And Physical Gasdynamics, vol 53, pp(3).

[42]. Isaev S.A, Schelchkov A.V , Leontiev A.I , Gortyshov Yu F, Baranov P.A. , Popov I.A. (2017), Vortex heat transfer enhancement in the narrow plane-parallel channel with the oval-trench dimple of fixed depth and spot area. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 109, pp(4).

[43]. Menni Y, Azzi A, Chamkha A. (2018), Turbulent Heat Transfer and Fluid Flow over Complex Geometry Fins. Defect and Diffusion Forum, vol 388, pp(8).

[44]. Isaev S.A, Mironov A.A, Popov I.A, Skrypnik A.N, Shelchkov A.V. (2020), Heat Transfer Enhancement Using Oval-Trench Vortex Generators. Heat and Mass Transfer and Hydrodynamics in Swirling Flows, pp(2).

[45]. Rashidi S , Hormozi F, Sundén B, Mahian O. (2019), Energy saving in thermal energy systems using dimpled surface technology - A review on mechanisms and applications. Applied Energy, vol 250, pp(4).

[46]. Mironov A A, Isaev S A, Popov I A, Skrypnik A N, Dushin N S, Mikheev N I. (2020), Numerical and Physical Simulation of Heat Transfer Enhancement Using Vortex Generators. Journal of Physics, vol 1677.

[47]. **Korichi A, Oufer L.** (2005), Numerical heat transfer in a rectangular channel with mounted obstacles on upper and lower walls. International Journal of Thermal Science, vol 44, pp(3).

[48]. **Bico J, Fermigier M, Reyssat M**. (2020), Mécanique des Fluides, Paris, ESPCI.

[49]. **Granier Olivier.** (2011), The organizations Sillages and Unisciel , site web , ressources unisciel. http://olivier.granier.free.fr/cariboost_files/meca-flu-PC.pdf.

[50]. Brun Raymond, Belouaggadia Naoual. (2011), Ecoulements et transferts (fluides parfaits, fluides réels, convection). Paris, Ellipses.

[51]. **Kakaç S, Yener Y.** (1995), Convective Heat Transfer. Boca Raton, 2 ème.CRC Press.

[52]. Padet Jacques. (1990), Fluides En Écoulement (Méthodes et modèles) . Reims, 2 ème .

[53]. Bouayed Zine-Elabidine. (2014), Etude de la convection mixte laminaire dans une cavité ventilée par la méthode de Boltzmann sur réseau. Mémoire de Magister, Université de Mostaganem.

[54]. Dular Matevž, Bachert Rudolf . (2009), The Issue of Strouhal Number Definition in Cavitating Flow. Journal of Mechanical Engineering, vol 55, pp(4).

[55]. **Zanga Joseph Maurency.** (2018), Modélisation Et Simulation Des Écoulements Dans Les Centrales Hydroélectriques, Mémoire, Université du Québec.

[56]. Kaid N, Benouaz K .(2018), Une Méthode Numérique de Volume Fini pour Résoudre la Conduction 2D dans une Plaque Rectangulaire en utilisant MATLAB. Congrès National Sur Les Energies Et Matériaux (CNEM), Naâma.

[57]. Marchesse Yann. (2010), Modélisation de la turbulence - Application à la CFD, Ecole Catholique D'arts Et Métiers. Lyon.

[58]. Mebrouk Ridha. (2017), Etude paramétrique des échanges convectifs turbulents dans les configurations d'intérêt pratique. Thèse de Doctorat, à Reims en cotutelle avec l'Université Mentouri-Constantine.

[59]. Aksouh M, Mataoui A. (2015), Mécanique Des Fluides Numérique (CFD).Cours Master Laboratoire de Mécanique Des Fluides Théorique et Appliquée -LMFTA-USTHB.

[60]. ANSYS ICEM CFD 15.0, (2013), ANSYS ICEM CFD User's Manual.

[61].K Lahmer, Bessaïh R, Scipioni A, El Ganaoui M, Djebali R. (2013), Modélisation Thermique du Stockage d'Hydrogène par Absorption dans un Réservoir d'Hydrures. Congrès Français de Thermique, Gérardmer – Lorraine.

[62]. Leung C W, Kang H J, Probert S D. (1997), Horizontal Simulated Printed-Circuit Board Assembly in Fully-Developed Laminar-Flow Convection. Applied Energy, vol 56, No. 1.

[63]. T J Young, et K Vafai. (1998), Convective cooling of a heated obstacle in a channel. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 41, pp(4).

[64]. T J Young, et K Vafai. (1998), Convective flow and heat transfer in a channel containing multiple heated obstacles. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol 41, pp(4).

[65]. Srinath D N, Mittal S. (2008), Optimal airfoil shapes for low Reynolds number flows. International Journal For Numerical Methods In Fluids, vol 61.

[66]. Huang Rong F, Lin Chih L . (1995), Vortex Shedding and Shear-Layer Instability of Wing at Low-Reynolds Numbers. Aiaa Journal, vol 33, No. 8.