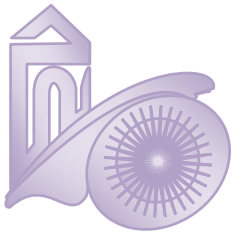
République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique



Université Dr. Yahia FARES de Médéa

Faculté des Sciences et de la Technologie

Département de Génie de la matière

MÉMOIRE DE PROJET DE FIN D'ÉTUDES

Pour l'obtention du Diplôme de master en Génie mécanique

Option : Énergétique et thermique des systèmes

THÈME

Étude Numérique de l'effet de l'ailette montée sur tube, et leur orientation sur la longueur et la température d'établissement du régime dans un échangeur tubes et calandres.

Proposé et dirigé par :

Dr. ZIRARI Mounir

présentés par :

Chabloui Hafida
Habeche Farida

Promotion 2013-2014

Remerciements

Ce travail a été réalisé au département de Génie de la matière de l'université docteur YAHYA FERES. Ce sujet a été proposé par Monsieur Mounire ZERARI, chef de département et Maître de conférences au Département de de Génie de la matière qu'on s'exprime toute nos reconnaissance pour les conseils précieux qu'il nous a données prodiguée et pour le soutien permanent durant toute la période de la réalisation de ce travail. Enfin on remercie toutes les personnes qui nous ont aidées de près ou de loin à la réalisation de ce modeste travail.

Dédicace

Je dédie ce manuscrit à mes chers parents qui m'ont

Encouragé à donner le meilleur de moi-même, et qui m'ont fourni Les moyens d'être ce que je suis aujourd'hui.

Je le dédie aussi à mes frères Abdelkader, Abdelhak, Adel et Abdenour et sœur ghania, Amel et Akila je leurs souhaite Une carrière pleine de succès.

Que dieu les garde tous.

Cheblaoui Hafida

Dédicace

Je dédie ce travail à :

A celle qui a inséré le goût de la vie et le sens de la Responsabilité….merci MERE.

A celui qui a été toujours la source d'inscription et de courage ….merci PERE.

A mes frères Khaled et Redouan.

Sœur Imane

A mes cousins et cousines

Et à toute ma famille.

A toutes mes amis de prés ou de loin.

A la promotion de Master II.

Farida Habeche

Sommaire

Remerciements……i

Dédicace……..ii

Sommaire ……....iii

Liste Des Figures……..iv

Liste Des Tableaux……v

Nomenclature……vi

Résumés……vii

Référence…… viii

Introduction Générale …… 1

Chapitre I : Echangeur de Chaleur

Introduction……...3

I.1 **:** Efficacité d'un échangeur……....3

I.2. type des échangeurs de chaleur……..3

I.1.1 échangeurs de chaleur tubulaires…….....3

I.1.2 Échangeurs à doubles tubes:……4

I.1.3 Échangeurs à serpentin et tubes….....4

I.1.4 Échangeurs tubulaires avec ailettes ……4

I.2.6 Échangeurs à plaques……...7

I.1.5 Échangeurs à tubes et calandre ….....8

I.2.7.1 Echangeur de chaleur à tête flottante……....8

I.2.7.2 Echangeur à plaque tubulaires fixes……..9

I.2.7.3 Echangeur à tubes en U……9

I.2.7.4 Caractéristique Technique des échangeurs a tube et Calandre……10

I.2.7.5 Avantage, inconvénient et domaine d'utilisation……10

I.3 Critères de classement des échangeurs……11

I.3.1 Classement technologique……11

I.3.2 Classement suivant le mode de transfert de chaleur……11

I.3.3 Classement suivant le procédé de transfert de chaleur ……11

I.3.Domaines d'applications……12

I.4 Notions sur l'encrassement des échangeurs……13
I.4.1 Aspect physique de l'encrassement……...13
I.4.2 Aspect économique et environnemental de l'encrassement ……..13
I.4.3 Catégories et types d'encrassement ……...14
I.5 Nettoyage de l'échangeur ……14
I.5.1 Nettoyage mécanique ……14
I.5.2 Nettoyage chimique ……...14
Conclusion 14

Chapitre II : modélisation mathématique

Introduction…… …15

II.1 Modélisation de L'écoulement des Fluides……...15

II.1.1 Equation de Navier-Stokes……15

II.1.2 Equation de continuité…….....15
II.1.3 Décomposition de Reynolds……..15
II.1.4 Les équation des mouvements moyennes……..…….16
II.1.4.1 Équation de continuité de mouvement moyen 16
II.1.4.2 Équation de Navier-stocks moyenne……...16
II.1.4.3 Equation de transport des tensions de RENOLDS …….....17
II.1.4.4 Équation de l'énergie cinétique fluctuante ……..18
II.1.4.5 Équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique fluctuante……...18
II.1.5 Problème de fermeture des équations ……18
II.1.5.1 Bilan des équations et des inconnues …….....18
II.1.6 Quelques hypothèses classiques de la fermeture de turbulence ……20
II-2-6-2 Hypothèse de viscosité turbulente de bousines ……..20
II.1.6.3 hypothèse de longueur de mélange de Prandtl ……....20
II.1.6.4 Hypothèse de Prandtl-Kolmogorov ……20
II.1.7 Les modèles de turbulence et leurs classifications ……20
II.1.7.1Les modèles à viscosité turbulence algébrique (modèle à zéro équation de transports)…….20
II.1.7.2 Les modèle à une équation de transport ……..21

II.1.7.3 le modèle k-**ε** et RNG (modèle à deux équations de transport) ……..21
II.1.7.4 Modèle Algébrique aux tensions de Reynolds (ASM)……... ….23
II.2 Modélisation du transfert de chaleur……..25
II.2.1 Equation d'énergie ……25
II.2.1.1Transferts de chaleur en écoulements incompressibles…….25
Conclusion …….....26

Chapitre III : Méthode Numérique

Introduction……...27
III.1 Méthodes de discrétisation…….....27
III.1.1 Méthode des différences finies……...27
III.1.2 méthode des volumes finis……27
III.1.3 Méthodes des éléments finis……..28
III.1.3.1 Présentation de la méthode …….....28
III.1.3.2 Mise en œuvre de la méthode des éléments finis…….....29
III.1.3.2.1 Formulation variationnelle forte …… ……29
III.1.3.2.2 Formulation variation elle faible…….. …...29
III.1.3.3 forme générale des équations du système…….. ……30
III.2 Maillage …….....31
III.2.1 Discrétisation …….....31
III.2.1.1 Terme temporelle …….....32
III.2.1.2 Terme d'advection…….....33
III.2.1.2.1 Monotone Streamline Upwind Approach (MSU)…….....33
III.2.1.2.2 La méthode SUPG (Stream line Upwind/Petro-Galerkin) ……....34
III.2.1.2.3 Approche Colloquée De Galerkin (COLG)..……..35
III.2.1.3 Terme de Diffusion .....…...35
III.2.1.4 Termes source …….....35
III.3 Discrétisation de l'équation de chaleur par élément fini ……36
III.3.1 Bilan Thermique : Equation De Chaleur ……...36
III.3.2 Forme discrétisée : éléments finis ……36
III.3.2.1 Représentation élémentaire (ou locale) du champ de températures …….....37
III.3.2.2 Représentation globale du champ de températures ……...37
III.3.3 Discrétisation de la forme intégrale faible……37
Conclusion……39

Chapitre IV : Résultats et discussion

Introduction ……40

IV.1 Présentation d'ANSYS (APDL) ……40

IV.2 Identification ……..41

IV.3 Description du domaine d'application ……..……42

IV.3.1 La géométrie ……....42

IV.3.2 Les conditions limite…….....44

IV.4.1 : Champs de vitesse pour les quatre cas étudie avec des vitesses d'entré v_{in}=0.34m/s,3m/s et 6m/s ……..46

IV.4.2 : Champs de température pour les quatre cas étudie avec des vitesses d'entrée v_{in}=0.34m/s,3m/s et 6m/s……...49

IV.5 : Identification des points de témoignage sur les Configurations étudiée ……52

IV.6 : Variation de Température en fonction du temps, v=0.34m/s, v=3m/s et v=6m/s...53

IV.4.3 : Champs de pressure pour les quatre cas étudie avec des d'entré v=0.34m/s,3m/s et 6m/s……56

IV.7 : La configuration de pression est défini par……...59

Conclusion ……..60

Liste des figures

Figure I.1: Échangeur de chaleur tubulaire à double tube ……4
Figure I.2 : Échangeur de chaleur en serpentin ……..…4
Figure I.3 : (a) Tubes à ailettes simples; (b) ailettes plaques autour de tubes. Les ailettes sont plates, mais pourraient être ondulées, coupées ou à évents ……..5
Figure I.4 : Tubes à ailettes simples……6
Figure I.5 : Trois configurations d'ailettes continues…….....6
Figure I.6 : Tubes à ailettes longitudinaux……..7
Figure I.7 : Tubes avec ailettes internes ……....7
Figure I.8 : Échangeur à Plaques …….....8
Figure I.9 : Échangeur à tête flottante …… .9
Figure I.10 : Échangeur à plaque tubulaire fixe ……....9
Figure I.11 : Échangeur à tube en U. ……...10
Figure I.12 : Echangeur compact à courant croisé……12
Figure I.13: L'encrassement dans un échangeur tubulaire……13
Figure III.1 : Démarche éléments finis…….....29
Figure III.2 : Maillages structure et non structure……....31
Figure III.3 :L'approche de ligne de courant d'up Wind……..33
Figure III.4 : bilan thermique ……...36
Figure III.5 : domaine plan discrétisé en 12 élément relies eux par 15 nœuds…….36
Figure IV.1 : Représentation spatial des conteurs de vitesses……..41
Figure IV.2 : schématisation d'ailettes montée sur tube……...42
Figure IV.3 Différentes configuration des tubes et calandre …….....43
Figure IV .4: schématisions des conditions aux limites surs la configuration étudiée……...45
Figure IV.5 Représentation spatiale de champs de vitesse dans le domaine d'applications des Quatre configurations pour une vitesse v_{in} =0.34m/s……46
La figure IV.6 Représentation spatiale de champ de vitesse dans les quatre configurations pour une vitesse v_{in} =3m/s……47
Figure IV.7 : Représentation spatiale de champs de vitesse dans le domaine d'applications des Quatre configurations pour une vitesse v_{in}=6m/s……..48

Figure IV.8 : Représentation spatiale de température dans le domaine d'applications de quatre configuration, v_{in}=0.34m/s……49

Figure IV.9 : présentation spatiale de champs de température dans le domaine d'applications de quatre configuration : v_{in}=3m/s……50

Figure IV.10 : Représentation spatiale de champs de température dans le domaine d'applications de quatre configuration : v_{in}=6m/s……51

Figure IV.11 : présentation spatiale montre les pointes témoins……..52

Figure IV12 : profils de température dans le temps pour les quatre configurations ; Avec une vitesse v_{in}=0.34m/s……53

Figure IV13 : profils de température dans le temps pour les quatre configurations ; Avec une vitesse v_{in}=3m/s……54.

Figure IV14 : profils de température dans le temps pour les quatre configurations ; Avec une vitesse v_{in}=0.34m/s……55

Figure IV.15: Représentation spatiale de champs de pression dans le domaine d'applications de quatre configuration, v_{in}=0.34m/s……56

Figure IV.16 : Représentation spatiale de champs de pression dans le domaine d'applications de quatre configuration : v_{in}=3m/s……57

Figure IV.17 : Représentation spatiale de champs de pression dans le domaine d'applications de quatre configuration : vin=6m/s ……..58

Figure 18. Coefficient de pression en fonction du nombre Reynolds pour Différentes configuration désignées par les noms n1, n2, n3, n4……..59

.

Liste de tableau

Tableau II.1 : la décomposition de Reynolds dans les équations de Navier Stokes……..…..19
Tableau II.2 : constantes du modèle k-ε.....22
Tableau II.3 : Les constantes du modèle RNG ont pour valeur……..…..23
Tableau II.4 : les constantes du modèle ASM……..24
Tableau III.1 : Expression des coefficients d'échange et des termes sources pour les différentes variables……..30
Tableau IV.1 : Les propriétés thermiques et dynamique de l'air……..42
Tableau IV.2 : Dimensionnement de la géométrie de quatre configurations étudiées…….44
Tableau IV.3 : Les conditions aux limites……45
Tableau IV.4 : les cordonnées des points témoins……...52

Nomenclatures

Notation	Signification	Unité
$a_{i1}, a_{i2}, a_{i3}, a_{i4}, b_i$	Coefficient dans le système d'équation algébrique	
$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$	Coefficient du mode k-ε	
C_s, C_1, C_2	Constantes du modèle RSM	
C_1', C_2'	Constantes du modèle ASM	
F_e, F_n, F_s, F_w	Flux diffusif à travers les faces e, n, s et w	
J_X, J_Y	La densité de flux par convection et par diffusion	
D_{ij}	Diffusion visqueuse.	
F	Distances équivalentes représente la proximité de surface solide	
K	énergie cinétique turbulente	J/kg
L_m	Longueur de mélange	m
T	Température	$°K$
P	Pression instantanée	N/m^2
p	Fluctuation de pression	N/m^2
$\bar{P}$	Pression moyenne	N/m^2
P_k	Production de l`énergie turbulente	
$S_\emptyset$	Terme source	
t	temps	s
$\overline{R_{\iota J}}$	Tenseur de Reynolds	
u, v	Fluctuation de vitesse	
U	Composante de la vitesse moyenne dans la direction X	
V	Composante de la vitesse moyenne dans la direction Y	
$\overline{u_\iota u_J}$	Tension de Reynolds	
$\overline{U_\iota U_J U_k}$	Terme de diffusion	m/s

h	Coefficient d`échange de convection	
Symboles grecs		
$\boldsymbol{a}$	La diffusivité thermique	
$\boldsymbol{\delta_{ij}}$	Symboles de Kronecker	
ε	Taux de dissipation de l`énergie cinétique turbulente	$\boldsymbol{m^2/s^2}$
λ	La conductivité thermique	$W/\mathrm{m}.K$
μ	La viscosité dynamique	$\mathrm{kg/m.s}$
μ_t	La viscosité dynamique turbulente	$\mathrm{kg/m.s}$
μ_{eff}	La viscosité dynamique effective	$\mathrm{kg/m.s}$
v	La viscosité cinématique	$\mathrm{m^2/s^2}$
v_t	La viscosité cinématique turbulente	$\mathrm{m^2/s^2}$
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Constante thermique dans le modèle $\mathrm{k-\varepsilon}$	
ρ	La masse volumique	$\mathrm{kg/m^3}$
τ	Contrainte de cisaillement	$\mathrm{N/m^2}$
τ_{ij}	Tenseur des contraintes de cisaillement	$\mathrm{N/m^2}$
τ_p	Frottement pariétal	$\mathrm{N/m.s^2}$
$\emptyset$	Variable générale par unité de masse	
$\emptyset'$	Composition de fluctuation	
$\overline{\emptyset}$	Grandeur moyenne	
Γ	Coefficient d'échange dans les termes de transport	
$\Gamma_\emptyset$	Coefficient de diffusion	
L_s	Echelle de longueur des grandes structures	
$\mathrm{Q'}$	Flux de chaleur par unité de volume	
C_p	Chaleur massique	

Abréviation	
2D	Deux dimensions
PNC	Plug and cool
ASM	Algebriric stress model

EDP	Equation aux dérivées partielles
RSM	Reynolds stress model
LES	large eddy simulation
COLG	colloquées de Galerkin
MSU	monotone Streamupwind
SUPG	Stream line Upwind/Petro-Galerkin
COLG	Colloquée De Galerkin
CFD	Computationnel Fluide Dynamics

Résumé

L’augmentation du prix de la consommation d’énergie notamment l’énergie thermique est reliée à la demande excessive sur l’énergie elle-même, et quel que soit sa nature fossile ou renouvelable, produite ou recueillie, l’utilisation d’un échangeur de chaleur est indispensable, d’où l’importance d’économiser cette énergie par l’économie des échangeurs de chaleur.

L’objectif de cette étude consiste à dimensionner l’échangeur de chaleur à tube calandre, est réalisé en utilisant le modèle de fermeture à deux équations k- ε .Dans ce projet on propose d’une étude numériquement d’un écoulement turbulent à l’intérieur de l’échangeur à tube calendre, On propose quatre configuration de tube calendre (tube alignées, tube en quinconce , tube alignées avec ailettes et tube en quinconce avec ailettes) dans le but de facilité de transfert de chaleur et par conséquent d’amélioré la consommation d’énergie.

Le calcul est fait à l’aide d’un code ANSYS.

ارتفاع أسعار الطاقة بما في ذلك الطاقة الحرارية هي ذات الصلة إلى الطلب المفرط على الطاقة نفسها، ومهما كان الاختلاف، أو الطبيعة المتجددة المنتجة أو التي تم جمعها، وذلك باستخدام مبادل حراري أمر ضروري ومن هنا تأتي أهمية إنقاذ اقتصاد الطاقة من المبادلات الحرارية

الهدف من هذه الدراسة هو حجم المبادلات الحرارية قذيفة وأنبوب، يتم تنفيذ باستخدام نموذج لإغلاق اثنين من المعادلات .k-ε في هذا المشروع يقترح تدفق المضطرب لدراسة عدديا ضمن تقويم أنبوب مبادل، يقترح أربعة أنبوب التكوين تقويم (أنبوب الانحياز، أنبوب متداخلة، تتماشى مع أنبوب وأنبوب الزعانف زعانف في مراحل) من أجل تخفيف نقل الحرارة، وبالتالي من تحسين استهلاك الطاقة.

ويتم حساب باستخدام رمز.ANSYS

Abstract

The high cost and energy demand continue to be a major concern for humans in addition to the environmental problems that threaten life on the planet. In this brief, we studied the thermal energy performance of a heat exchanger plates and gaskets, which is widely used for cooling the geothermal fluids in order to produce the electricity.

The objective of this study is to size the heat exchanger plate, is achieved using the closure model to two equations k-ε. In this project we propose a numerical study of turbulent flow in the interior of the plate heat exchanger, it offers four surveyors plate, in order to ease heat transfer and consequently improved energy consumption. The calculation is done using ANSYS code.

Introduction générale

Introduction générale

L'augmentation du prix de la consommation d'énergie notamment l'énergie thermique est reliée à la demande excessive sur l'énergie elle-même et quel que soit sa nature fossile ou renouvelable, produite ou recueillie , l'utilisation d'un échangeur de chaleur est indispensable et d'où l'importance d'économiser cette énergie par l'économie des échangeurs de chaleur.

Les échangeurs de chaleur ont donc une large utilisation dans le domaine de l'industrie pétrolière, chimique, la distillation, réfrigération, chauffage, installation frigorifique, centrale thermiques, …..…etc.

La hausse de la demande des performances de ces systèmes thermiques a toujours suscité un intérêt considérable pour les techniques d'amélioration du transfert de chaleur. L'incorporation de ces techniques peut augmenter substantiellement les performances des échangeurs de chaleur

Conventionnels.

Le principe des échangeurs thermiques est simple, ce sont des appareils destinés à transférer de la Chaleur entre deux fluides à des températures différentes donc elle font appel essentiellement aux mécanismes de transfert thermiques.

Leurs technologies, leurs conceptions et leurs développements influent directement sur la performance d'une installation utilisant ces échangeurs.

Dans certains appareils, l'échange de chaleur est associé à un changement de phase de l'un des fluides, c'est le cas des évaporateurs et des condenseurs.

Etant donné que ces échangeurs de chaleurs (évaporateurs, condenseurs…, etc.) sont des éléments très important dans une installation de refroidissement, et le succès final de cette installation dépondent largement de la bonne étude, conception et réalisation de ces échangeurs. En effet, il est évident que le fait de disposer un échangeur de chaleur bien adapté, bien dimensionné, bien réalisé et bien utilisé donne un bon rendement et permet un gain d'énergie.

Pour cela on a intérêt de maximiser le taux de transfert de chaleur par unité de surface en tenantcompte des facteurs économiques.

Après le remarquable développement de l'informatique, les échangeurs de chaleur peuvent désormais être simulés au moyen des ordinateurs.

L’informatique apporte donc la précision la rapidité et l’efficacité à bon prix surtout lorsqu’il s’agit de la conception.

Notre travail est constitué par les chapitres suivants :

- Une introduction générale.
- Le premier chapitre comporte un rappel de quelques notions importantes du transfert de Chaleur et leurs classifications.
- Le deuxième chapitre est consacré à l’étude bibliographique où on s’est basé sur lestravaux théoriques et expérimentaux fait pour le calcul des coefficients de transfert de chaleur.
- Le troisième chapitre présente la méthode de discrétisation (différences finies, volumes finis et éléments finis).
- Le quatrième chapitre comporte les résultats sous forme de courbes ainsi que Les discutions et analyses nécessaires.

Chapitre I

Etudes bibliographiques

Introduction :

L'échangeur de chaleur est un appareil thermique de grande importance dans les installations thermiques et énergétique. On rencontre au moins un échangeur de chaleur dans une installation thermique.

L'échangeur consiste essentiellement à transmettre la chaleur d'une source chaude à une autre source de plus faible température. Il est caractérisé par une grande diversité géométrique.

La transmission de chaleur dans ses appareils est réalisée par:

L'échange de chaleur entre le fluide primaire (le plus chaud) et la paroi séparatrice par convection de chaleur, l'échange de chaleur par conduction thermique dans la paroi et l'échange de chaleur entre la paroi séparatrice et le fluide secondaire par convection de chaleur à la différence des autres appareils thermiques, l'échangeur de chaleur ne contient aucune pièce mécanique mobile.

Dans un échangeur, la chaleur est transmise d'un fluide à un autre. Le même fluide peut conserver son état physique (liquide ou gazeux) ou se présenter successivement sous les deux phases (cas des condenseurs et des évaporateurs).

Les processus de transfert présentent une réciprocité : convection (1), conduction (paroi), convection (2). Le flux de chaleur échangé s'exprime par le produit d'une conductance globale constante ou non le long de l'échangeur, et de la différence entre les températures moyennes T1 et T2 des fluides.

L'étude de ce dispositif est complexe, on doit connaitre exactement, sa géométrie (surface d'échange et section de passage des fluides).Ses caractéristiques thermo physiques, les vitesses d'écoulement des fluides, les températures d'entrées des fluides, etc....

I.1 : Efficacité d'un échangeur :

Définition : On définit l'efficacité d'un échangeur comme le rapport du flux de Chaleur effectivement transféré dans i 'échangeur au flux de chaleur maximal qui serait Transféré dans les mêmes conditions de températures d'entrée de fluides dans un échangeur tubulaire de longueurs infinies fonctionnant à Courant croisé.

I.2 : Type des échangeurs de chaleur :

I.2.1 : Échangeurs de chaleur tubulaires :

Ces échangeurs sont généralement des tubes circulaires, elliptiques ou rectangulaires.

Leur désigne est relativement très flexible dû à la grande variabilité des paramètres primaires de ces échangeurs, soit le diamètre et l'épaisseur des tubes, leur longueur et leur configuration.

I.2.2 : Échangeurs à doubles tubes:

Les échangeurs de chaleur tubulaires à doubles tubes consistent généralement en deux tuyaux concentriques dont le tuyau interne peut être sans ou avec ailettes. La figure I.1 montre un schéma de cet échangeur [1].

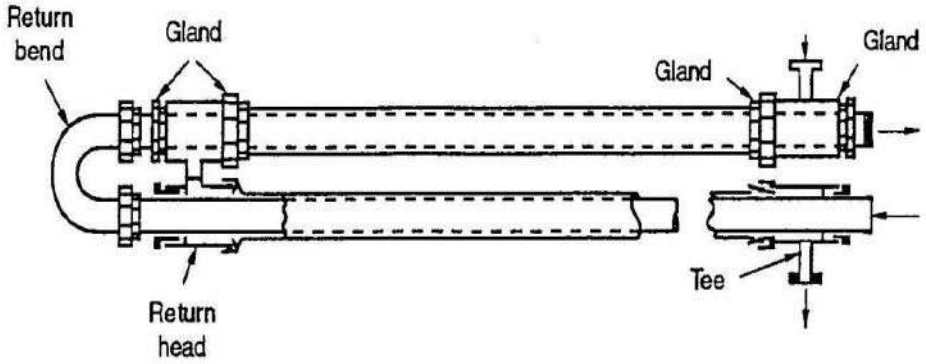


Figure I.1: Échangeur de chaleur tubulaire à double tube.

I.2.3 : Échangeurs à serpentin et tubes :

Les échangeurs tubulaires de type serpentin en tube consistent en un enroulement de tuyau dans un réservoir. Le taux de transfert de chaleur est ainsi augmenté relativement à un tube droit. De plus, on retrouve une surface de contact considérable pour un volume donné. Le principal problème de ces échangeurs est la difficulté du nettoyage dû à la géométrie restreinte et les petits espaces entre chaque pièce. La figure 4.4 montre un type d'échangeur en serpentin [2]

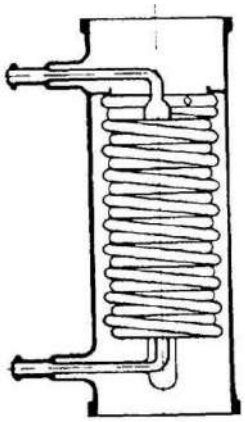


Figure I.2 : Échangeur de chaleur en serpentin

I.2.4 : Échangeurs tubulaires avec ailettes :

On retrouve deux catégories de tubes à ailettes : les tubes conventionnels et les tubes de spécialité. Dans un tube conventionnel, le transfert de chaleur entre les fluides se fait par conduction à travers la paroi du tube. Dans un échangeur de spécialité, le transfert de chaleur se fait par l'intermédiaire d'un tube dans le lequel un liquide passe de gaz à liquide avec un effet convectif, on nomme ce tube caloduc .

Dans un échangeur liquide-gaz, le coefficient de transfert du côté du liquide est généralement plus grand que du côté du gaz. Afin d'obtenir une conductance balancée des deux côtés pour un échangeur de chaleur le plus petit possible, des ailettes sont ajoutées du côté gaz de l'écoulement.

De plus, si la pression est haute pour un fluide, il est généralement économique d'utiliser des tubes.

Dépendamment du type d'ailettes, les échangeurs de chaleur tubulaires à ailettes sont regroupés dans les trois catégories suivantes : tube simple à ailettes (figure I.3 a et I.4), tubes à ailettes continues (figure I.3b et I.5) et tubes longitudinaux (figure I.6). Il existe également des tubes avec ailettes internes (figure I.7).

Un échangeur de chaleur refroidi à l'air consiste en un tube avec ailettes dans lequel un fluide chaud circule et l'air ambiant circule sur la surface externe.

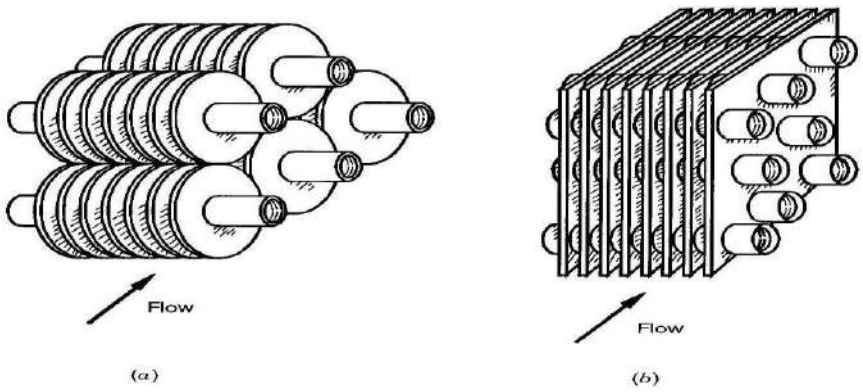


Figure I.3 : (a) Tubes à ailettes simples; (b) ailettes plaques autour de tubes.

Les ailettes sont plates, mais pourraient être ondulées, coupées ou à évents .

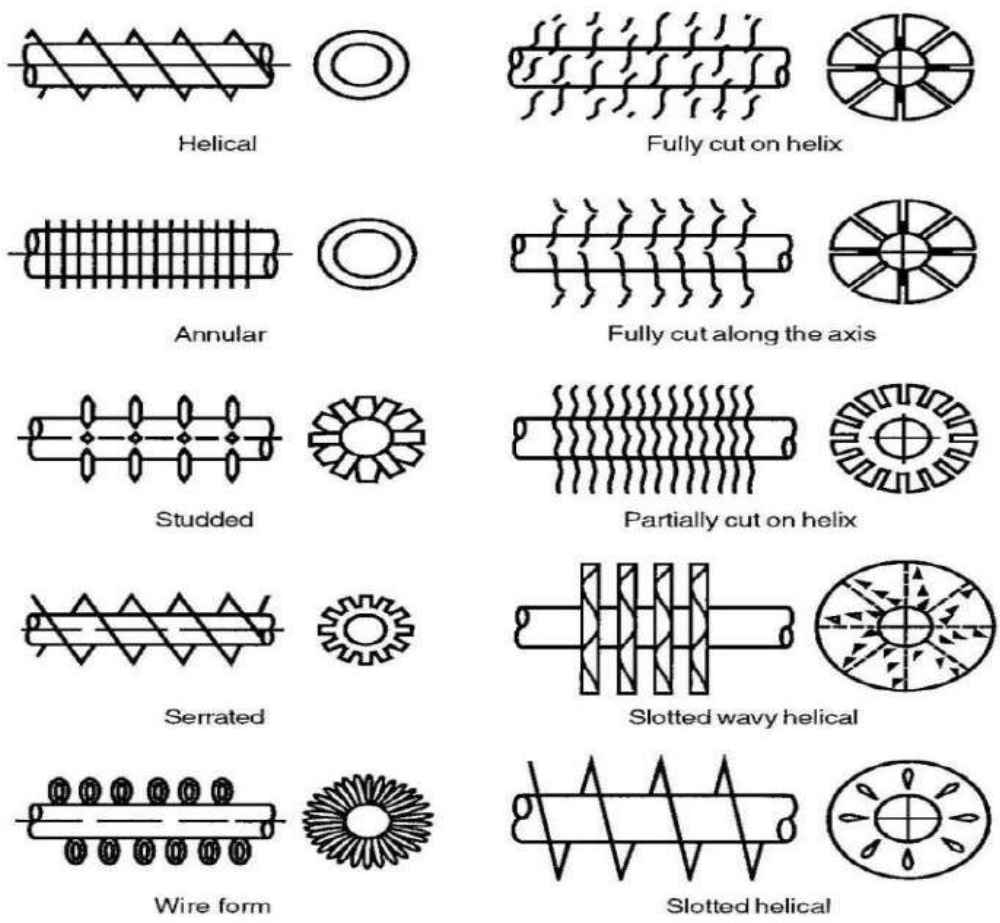


Figure I.4 : Tubes à ailettes simples .

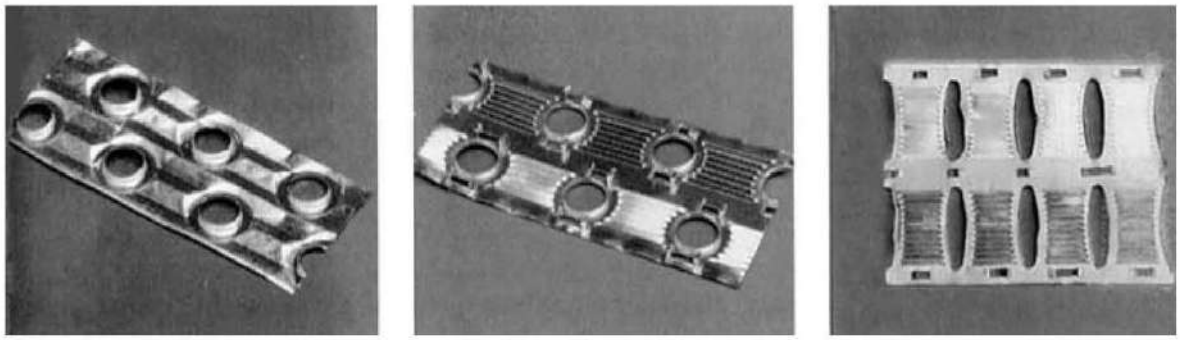


Figure I.5 : Trois configurations d'ailettes continues .

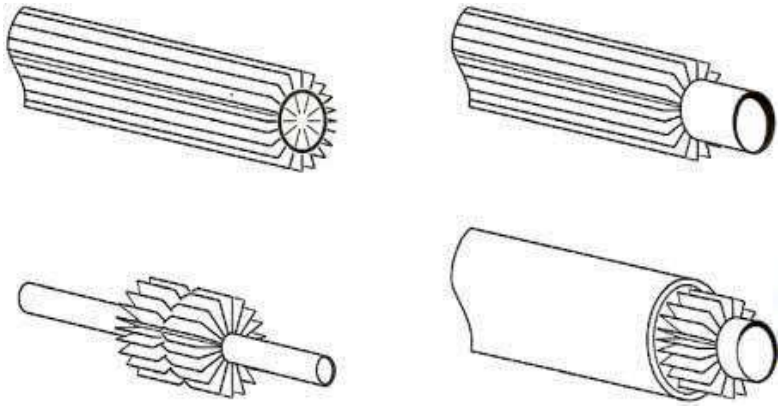


Figure I.6 : Tubes à ailettes longitudinaux .



Figure I.7 : Tubes avec ailettes internes .

I.2.5 : Échangeurs à plaques : ceux sont des échangeurs composés d'un nombre variant de plaques disposées les une à coté des autres et séparées par un espace. Les fluides chauds et froids circulent en passages alternés, chaque fluide froid est entouré par deux fluides chauds et inversement. Du fait de leur compacité, ces échangeurs permettent une grande surface d'échange dans un volume limité (cf. Figure 1-8).

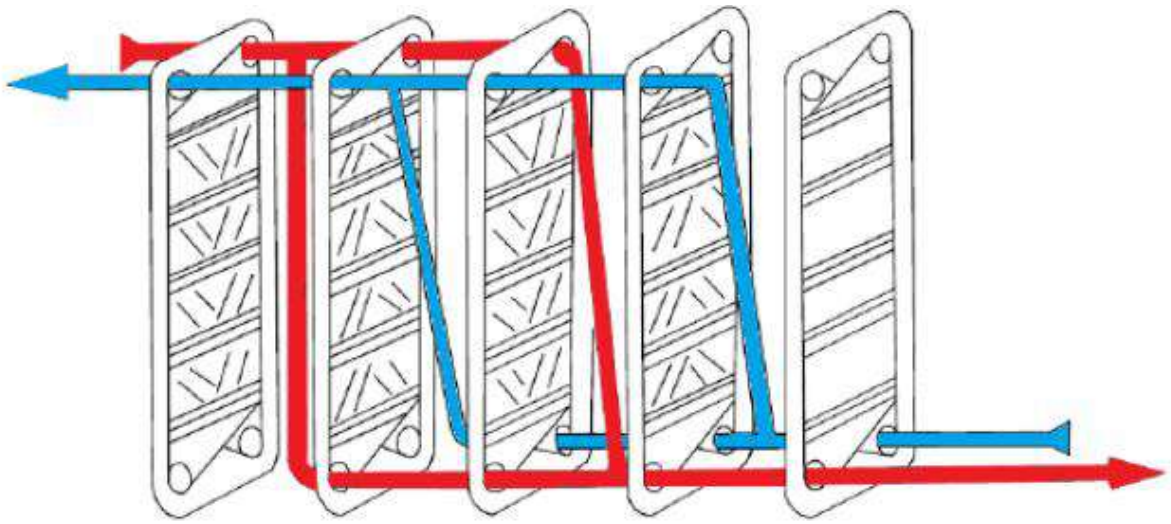


Figure I.8 : Échangeurs à plaques (Lund 1998)

Dans notre projet de fin d'étude on va s'intéressée au échangeur a calandre, leur spécification technique, les points positif négatif de se dernier, mais aussi à la propriété lies au cuivre et chrome et la vélocité

I.2.6 : Echangeur à tube et calendre:

I.2.6.1 : Echangeur de chaleur à tête flottante

L'une des plaques tubulaires est fixe, bloquée entre les brides de la calandre et de la boîte de distribution. La seconde plaque, d'un diamètre inférieur, porte la Boîte de retour et peut coulisser librement à l'intérieur du capot qui ferme la Calandre [3].

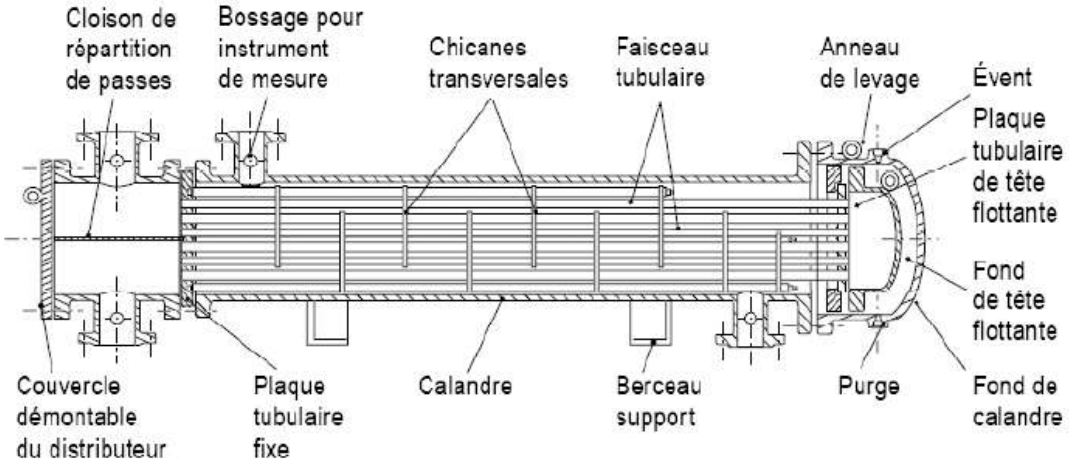


Figure I.9 : Échangeur à tête flottante [3].

I.2.6.2 : Echangeur à plaque tubulaires fixes

Dans ce cas, les plaques tubulaires peuvent être directement soudées sur la Calandre [3].

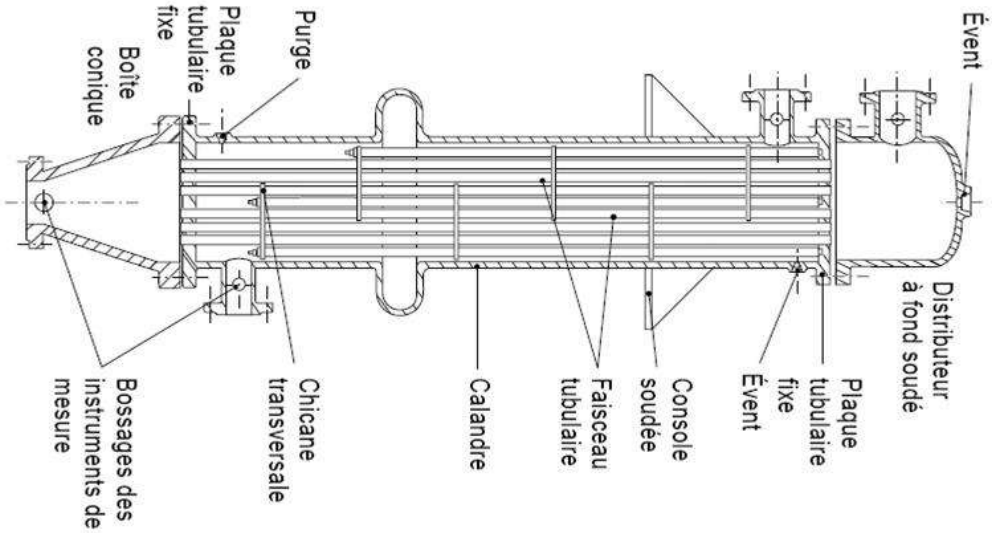


Figure I.10 : Échangeur à plaque tubulaire fixe [3].

I.2.6.3 : Echangeur à tubes en U

Le faisceau est constitué de tubes coudés en forme d'épingle, il n'est donc Porter que par une seule plaque tubulaire. Ce système permet la libre dilatation Du faisceau. En revanche, le nettoyage des tubes est difficilement réalisable Autrement que par voie chimique [3].

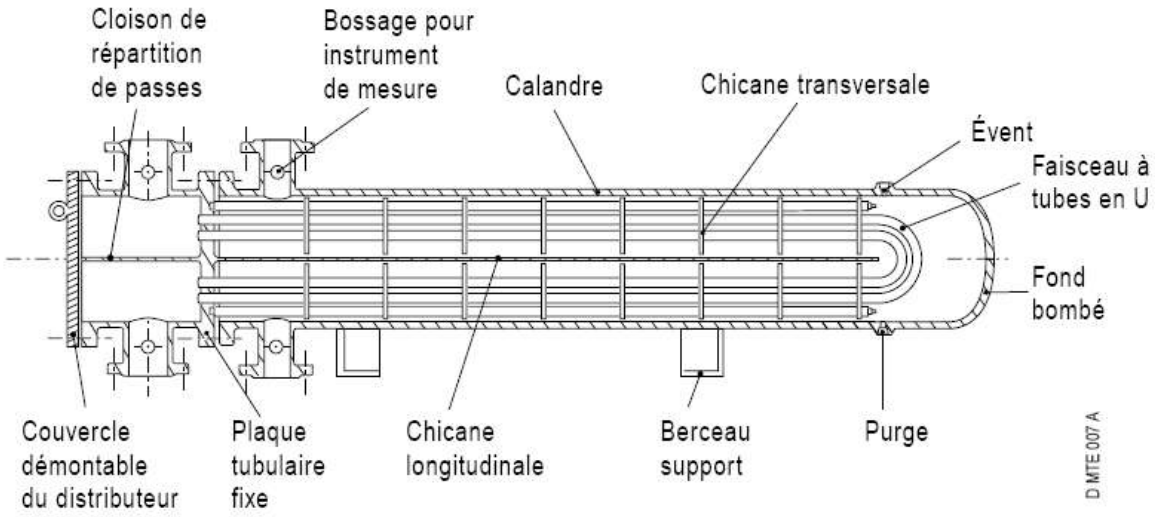


Figure I.11 : Échangeur à tube en U [3].

I.2.6.4 : Caractéristique Technique des échangeurs a tube et Calandre.

- ✓ Coefficient de transfert élevé.
- ✓ Haute pression.
- ✓ Haute température.
- ✓ Pas de joint.
- ✓ Compact.
- ✓ Faible encombrement.
- ✓ Pincement de température faible.
- ✓ Très haute puissance.

I.2.6.5 : Avantage, inconvénient et domaine d'utilisation :

➢ Avantages

- Résiste aux fortes pressions
- Pour toutes les puissances
- Economique
- Accepte des grands écarts de température
- Peut être utilisé en condensation partielle
- Faible encombrement
- L'échangeur peut être plein de condensat
- Parfaitement adapté à l'échange vapeur haute pression/eau

➢ Inconvénients :

- Contraintes sur les tubes
- Difficulté de nettoyage (multitube)
- Sensible aux vibrations
- Formation de poche d'air
- Si le volume multiplié par la pression est supérieur à 200 bars Litre, l'appareil est soumis au contrôle des appareils sous pression (loi du 15 mars 2000) (CH)

➢ Utilisation

- Eau/eau
- Vapeur/eau
- Huile/eau
- Eau surchauffée/eau
- Process

I.3 : Critères de classement des échangeurs :

Il existe plusieurs critères de classement des différents types d'échangeurs. Énumérons les principaux.

I.3.1 : Classement technologique :

Les principaux types d'échangeurs rencontrés sont les suivants :

- à tubes : monotubes, coaxiaux ou multitubulaires ;
- à plaques : à surface primaire ou à surface secondaire ; autres types : contact direct, à caloducs ou à lit fluidisé [3].

I.3.2 : Classement suivant le mode de transfert de chaleur :

Les trois modes de transfert de chaleur (conduction, convection, rayonnement) sont couplés dans la plupart des applications (chambre de combustion, récupération sur les fumées, etc.) ; il y a souvent un mode de transfert prédominant. Pour tout échangeur avec transfert de chaleur à travers une paroi, la conduction intervient [3].

I.3.3 : Classement suivant le procédé de transfert de chaleur :

Suivant qu'il y a ou non stockage de chaleur, on définit un fonctionnement en récupérateur ou en régénérateur de chaleur :

- transfert sans stockage, donc en récupérateur, avec 2 ou n passages et un écoulement en général continu ;

- transfert avec stockage, donc en régénérateur, avec un seul passage et un écoulement intermittent, la matrice de stockage étant statique ou dynamique.

I.3.4 : Domaines d'applications :

Trois principaux domaines où les processus industriels ont suscité un développement important sont concernés par les écoulements diphasiques gaz-liquide.

Le génie chimique génie de procédés qui vise à augmenter les surfaces d'échanges pour favoriser les réactions chimiques.

En génie nucléaire les applications de cet écoulement sont d'une envergure importante, car pour prévoir le comportement des circuits de refroidissement des réacteurs nucléaires en fonctionnement nominal (en régime transitoire ou en évolution accidentelle), la connaissance approfondie de la thermo- hydraulique des écoulements diphasiques est nécessaire.

Les écoulements diphasiques observés dans ces systèmes sont du type Eau Vapeur.

En génie pétrolier, les écoulements gaz-liquide sont fréquemment rencontrés surtout dans. L'exploitation des gisements. La configuration de cet écoulement qui est du type écoulement à poches, est le sujet de notre travail. En exploitation naturelle, le pétrole est extrait sous l'effet de la pression exercée par le gaz sur le liquide, et en exploitation assistée on injecte du gaz sous pression dans la poche du gisement.

Dans d'autres nombreux secteurs industriels ces écoulements interviennent comme par exemple, les échangeurs à chaleur, machines frigorifiques ou les pompes de type gaz lift et même dans l'industrie automobile.

Ou bien les vecteurs vitesses sont en moyenne perpendiculaire l'un à l'autre ; il s'agit cette fois de «courant croisés »

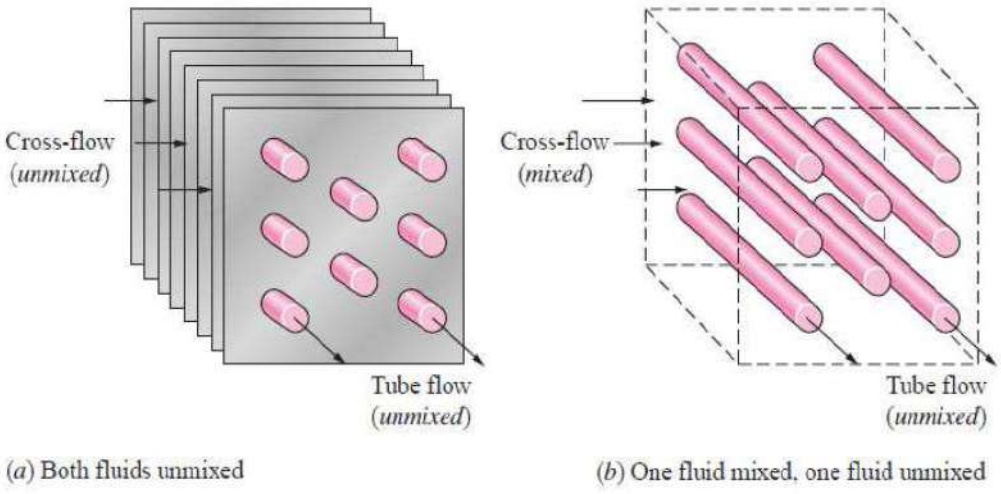


Figure I.12 : Echangeur compact à courant croisé [4].

I.4 : Notions sur l'encrassement des échangeurs :

I.4.1 : Aspect physique de l'encrassement :

L'encrassement qui, sous sa forme la plus générale, peut être défini comme l'accumulation d'éléments solides indésirables ou de substances non désirées sur une interface, affecte un grand nombre d'opérations industrielles (Figure I.34). Ce dépôt qui évolue dans le temps, peut être constitué de cristaux, de sédiments, de résidus biologiques, des produits d'une réaction chimique ou bien encore être la combinaison de plusieurs de ces éléments [7].



Figure I.13: L'encrassement dans un échangeur tubulaire [7].

Il est très important de considérer ce phénomène d'encrassement pour être en mesure de choisir un échangeur thermique qui ait les dimensions appropriées, car l'encrassement peut réduire considérablement la capacité de transmission de chaleur et d'augmenter la chute de pression. Un nettoyage et un entretien périodiques sont requis. Comme l'encrassement et les difficultés de maintenance augmentent avec le temps, les nettoyages doivent être fréquents.
Il est souvent important de prévoir certains types de cloisons qui filtrent les impuretés de fluides caloporteurs avant son admission dans l'échangeur afin de réduire les risques d'encrassement [7].

I.4.2 : Aspect économique et environnemental de l'encrassement :

Des efforts considérables sont fournis pour analyser le phénomène d'encrassement. Durant le fonctionnement, l'échangeur de chaleur devient encrassé avec l'accumulation des dépôts

d'une ou plusieurs espèces sur les surfaces de transfert de l'échangeur. En conséquence, la résistance thermique augmente, ceci fait baisser les performances de l'échangeur.

La couche d'encrassement bloque le passage du fluide et augmente la surface rugueuse, est ainsi réduit le taux de transfert de chaleur [7].

I.4.3 Catégories et types d'encrassement :

Selon la classification établie en il existe cinq grands types d'encrassement différents :

- La corrosion
- L'encrassement biologique
- L'encrassement par réaction chimique
- L'encrassement particulaire

I.5 : Nettoyage de l'échangeur :

I.5.1 : Nettoyage mécanique :

Desserrer le paquet de plaques, ôter les tirants, déplacez le fond mobile contre le pied et faites glisser les plaques suivant des parts pour permettre de les nettoyer séparément avec une brosse ou de l'eau sous pression.

Quand vous utilisez de l'eau sous pression, les plaques doivent être posées à plat pour éviter de la abîmées [6].

- ✓ N'utilisez jamais de brosse métallique qui pourrait créer des amorces de corrosion des plaques.
- ✓ Soyez prudent de ne pas endommager les joints et de s'assurer qu'ils sont en bon état avant de les remonter sur l'échangeur.

I.5.2 : Nettoyage chimique :

Le nettoyage des plaques sans démonter les plaques de l'échangeur est possible. Monter un système de nettoyage en place sur les orifices de l'échangeur et faites circuler sur chaque circuit un produit de nettoyage approprié. Assurez-vous de la bonne tenue des plaques et des joints par rapport à ce produit [6].

Conclusion :

Vu l'importance industrielles des échangeurs de chaleur, il existe une diversité des différents types des échangeurs de chaleur qui ont de nombreuse applications dans les différentes domaines.

On s'intéresse dans cette étude aux échangeurs a tube et calandre avec et sans ailettes qui sont utilisés dans différents domaine

Le suivant chapitre présente les différents méthodes de dimensionnement pour ces échangeurs.

Chapitre II

Modélisation mathématique

Introduction :

Nous présentons dans cette partie la modélisation des écoulements d'un fluide incompressible en régime variable, ou les modèles de fermeture sont abordés.

Depuis quelque décennies, Prandtl, Navier-stockes et Reynolds ont pu découvrir leslois fondamentales de la mécanique des fluides, il restait aux ingénieurs et l'homme descience exploiter ces loi et les mètres au service de l'homme.

Dans son ensemble, la mécanique des fluides est gouvernée par trois équationsfondamentales. Celles-ci sont l'équation de continuité, l'équation de la quantité demouvement et l'équation de l'énergie.

II.1 : Modélisation de L'écoulement des Fluides :

Tous les problèmes de CFD sont bases sur les lois fondamentales de mécanique des fluides qui sont :

II.1.1 : Equation de Navier-Stokes :

On considère l'écoulement de deux fluides incompressibles, newtoniens et non-miscibles.

La dynamique de chaque phase k est déterminée par les équations de Navier- Stokes :

$$\frac{\partial \rho_{kV_k}}{\partial t} + (\rho_k V_k V_k) = \rho_k g - \nabla \rho_k \nabla (2 \square_k s_k) \qquad \text{(II.1)}$$

II.1.2: Equation de continuité :

Cette équation concerne le principe de conservation de la masse dans un élément.

Elleexprime l'égalité de la variation de la masse d'élément et de la déférence entre la quantité de fluide qui entre la quantité de fluide pendant le même temps.

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \qquad \text{(II.2)}$$

II.1.3:Décomposition de Reynolds :

Le passage des équations déterministes aux équations statistiques repose sur la décomposition de Reynolds où tout champ φ ($\varphi = u$, T ou p) se décompose en un champ moyen$\overline{\varphi}$ et en un champ fluctuant $\dot{\varphi}$ de moyenne nulle :

$$\varphi(x,t) = \bar{\varphi}(x,t) + \dot{\varphi}(x,t) \qquad \text{(II.3)}$$

Avec la valeur moyenne de φ est exprimée par la relation suivante :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{T}\int_1^T \varphi \, dt \qquad \text{(II.3.a)}$$

Dans le cadre de la modélisation en un point de la turbulence, on ne s'intéresse qu'auxmoyennes statiques de la vitesse et de la pression. On décomposé ainsi les grandeurs instantanées selon la règle de Reynolds

$U_i = \overline{U}_i + u_i$ (II.4)

$$P = \bar{P} + p$$

II.1.4 : Les équations des mouvements moyennes :

II.1.4.1 : Équation de continuité de mouvement moyen :

L'équation de continuité du champ moyen est obtenue par moyenne de l'équation [8]:

$$\frac{\partial \overline{U}_l}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \text{ (II.5)}$$

II.1.4.2 : Équation de Navier-stocks moyenne :

Toutes les opérations de l'équation (II-1) sont linéaires à l'exception de celui du termed'advection donc on obtient immédiatement l'équation moyenne suivante [8]:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + U_j \frac{\partial U_l}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2 \overline{U}_l}{\partial x_j \partial x_j} \text{(II.6)}$$

Après avoir introduise la décomposition de **Reynolds** on écrit finalement :

$$\frac{\partial \overline{U}_l}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{U}_l}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\tau_{lj}} + R_{IJ}) \text{ (II.7)}$$

L'effet de la moyenne engendre bien entendu une perte d'information, caractérisée icipar l'apparition d'une corrélation inconnue $\overline{U}_l \overline{U}_j$ appelé tenseur de Reynolds.

La condition d'incompressibilité implique :

$$U_i \overline{\frac{\partial U_l}{\partial x_j}} = \overline{\frac{\partial U_l U_j}{\partial x_j}} \text{ (II.8)}$$

Avec $[\tau_{ij}]$ c'est le tenseur des contraintes visqueuses :

$$[\tau_{ij}]_{définition} = \mu\left[\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i}\right] \text{ et } \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \mu\frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_j}$$

Les tensions de **Reynolds** ou les contraintes de **Reynolds** $\boldsymbol{U_i U_j}$peuvent être s'écrit sous laforme suivante :

$$[R_{ij}] = -\rho\begin{bmatrix} \overline{UU} & \overline{VU} & \overline{UW} \\ \overline{UV} & \overline{VV} & \overline{VW} \\ \overline{UW} & \overline{VW} & \overline{WW} \end{bmatrix}$$

II.1.4.3 :Equation de transport des tensions de RENOLDS : $R_{ij} = \overline{u_i u_j}$

Les équations de départ sont les équations (II.1) et (II.2) dans lesquelles on a introduit l'équation (II.4)

On part de l'équation (II.2) :

$$\frac{\partial(\overline{U_i}+u_i)}{\partial t} + (\overline{U_K} + u_k)\frac{\partial(\overline{U_i}+u_i)}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial(\bar{P}+p)}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2(U_i+u_i)}{\partial x_k \partial x_k} \text{(II.9)}$$

On fait la différence (II.7)-(II.9) en tendent compte de (II.8):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \overline{U_k}\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + u_k\frac{\overline{\partial U_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial(u_k u_i - \overline{u_k u_i})}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_k} \qquad \text{(II.10)}$$

On peut écrire (II.12) pour l'indice j :

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} + \overline{U_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k} + u_k\frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial(u_k u_j - \overline{u_k u_j})}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j} + v\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k \partial x_k} \quad \text{(II.11)}$$

On multiple (II-10) par uj et (II-11) par ui et on somme les deux équations obtenus.

Enregroupant certains termes, il vient :

$$\frac{\partial u_i u_j}{\partial t} + \overline{U_k}\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_k} + u_k u_j\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} + u_k u_i\frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial u_i u_j u_k}{\partial x_k} - u_j\frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_k} - u_i\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} =$$
$$-\frac{1}{\rho}\left[u_j\frac{\partial p}{\partial x_i} + u_i\frac{\partial p}{\partial x_j}\right] + v\left[u_j\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial_k} + u_i\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k \partial x_k}\right]$$

Le passage à la moyenne dans cette équation fait disparaitre les termes de la forme :

$$u_i\frac{\overline{\partial u_j u_k}}{\partial x_k} = \overline{u_i}\frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_k} = 0$$

On obtient alors une équation pour le moment d'ordre 2 ($\overline{u_i u_j}$) qui peut se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{\partial u_i u_j}{\partial t} + U_k\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_k} = P_{ij} + T_{ij} + \pi_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} \qquad \text{(II.12)}$$

Cette équation est appelée équation de tension de **Reynolds** ou équation de transport des tensions de **REYNOLDS**.

Le membrede gauche de l'équation (II.12) représente la variation totale des contraintes de REYNOLDS $\overline{u_i u_j}$, le membre de droite se décompose en différentes termes :

$$P_{ij} = -\left[\overline{u_i u_k}\frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k}\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k}\right] \text{Production}$$

$T_{ij} = -\frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k}$ Transport turbulent

$\Pi_{ij} = -\frac{1}{\rho}\left[\overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_j}} + \overline{u_j \frac{\partial p}{\partial x_i}}\right]$ Gradient de pression-vitesse

$D_{ij} = v\frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_k \partial x_k}$ Diffusion visqueuse

$\varepsilon_{ij} = 2v\frac{\overline{\partial u_i \partial u_j}}{\partial x_k \partial x_k}$ Tenseur de dissipation

II.1.4.4 : Équation de l'énergie cinétique fluctuante : K=$\frac{1}{2}R_{ij}$:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{U_k}\frac{\partial k}{\partial x_k} = \underbrace{-\overline{u_i u_k}\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k}}_{P_t} \underbrace{-\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k}}_{T} \underbrace{-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{u_k p}}{\partial x_k}}_{\Pi} + \underbrace{v\frac{\partial^2 K}{\partial x_k \partial X_k}}_{D} \underbrace{-v\frac{\overline{\partial u_i \partial_i}}{\partial x_k \partial x_k}}_{\varepsilon} \quad \text{(II.13)}$$

Avec :

$\boldsymbol{P_t}$: Appelé terme de production turbulence, il caractérise les échanges d'énergie par interaction avec le mouvement moyen.

$\boldsymbol{Tt}$: Transport turbulent, il s'agit d'une diffusion par effet des fluctuations de la vitesse.

$\boldsymbol{\Pi}$: transport d'énergie cinétique par l'interaction pression-vitesse.

$\boldsymbol{D}$: diffusion visqueuse, transfert d'énergie cinétique par viscosité.

$\boldsymbol{\varepsilon}$:Dissipation turbulente, l'énergie cinétique est dissipée sous forme de chaleur.

II.1.4.5 :Équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique fluctuante :

Multipliant l'équation (II.11) par $\left(-2v\frac{\overline{u_k u_i}}{\partial x_j \partial x_j}\right)$et prenant la moyenne, on obtient le résultatfinal après quelques regroupements simple [8] :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_J\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = -2v\left[\frac{\partial \overline{U_k}\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j \partial x_j \partial x_k} + \frac{\overline{\partial U_k \partial U_i}\partial U_i}{\partial x_j \partial x_j \partial x_k} + \frac{\overline{U_J U_J}\partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j \partial x_k}\right] \quad \text{(II.14)}$$

L'équation du taux de dissipation de l'énergie turbulente est plus délicate à interpréter eta modéliser, elle est utilisée pour calculer l'échelle de longueur caractéristique de laturbulence. Cette équation est analogie à celle citée par Bissel [10] en 1972.

II.1.5 : Problème de fermeture des équations:

II.1.5.1 : Bilan des équations et des inconnues :

La décomposition de Reynolds dans les équations de Navier-Stockes à permis de trouver un certain nombre d'équations pour les inconnues du problème.

Cependant, à chaque étape on introduit des inconnues supplémentaires. La nombre d'inconnues est toujours supérieur aux nombres d'équations disponibles. Il s'agit du problème de fermeture des équations.

On pourrait poursuivre la démarche, on trouve de nouvelles équations qui introduiraient à leur tour de nouvelles inconnues, ainsi que l'équation exacte d'un moment d'ordre n ($u_{i,1}, u_{i,2}, u_{i,3} \dots \dots u_{i,n}$) implique nécessairement un moment d'ordre supérieur. Il est donc nécessaire de ≪modéliser≫ les inconnues supplémentaires à l'aide de ≪ lois≫complémentaire n'introduisant pas de nouvelle inconnue : modèle de fermeture.

Tableau II.1 : la décomposition de Reynolds dans les équations de NavierStokes.

Inconnue à Calculer	Equation disponible	Nombre des équation	Inconnues supplémentaires	Nombre total Des inconnues
-Champ de Vitesse Moyenne $\boldsymbol{u_i}$ (3) -Pression Moyenne (1)	(1) Continuité (3) N-S moyenne	4	Tension de Reynolds $\overline{u_i u_j}$ (6)	10
-Champ de Vitesse Moyenne $\boldsymbol{u_i}$(3) -Pression Moyenne (1) -Tension de Reynolds $\overline{\boldsymbol{u_i u_j}}$ (6)	(1) Continuité (3)N_ S Moyenne (6)Tension de Reynolds	10	-Corrélation triple $\overline{u_i u_j u_k}$ (10) -Corrélation Pression-Vitesse $u_i \frac{\partial p}{\partial x_j}$(9) -Corrélation gradient de Vitesse. $\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k}}$(6)	35

Le problème donc est celui de la liaison entre les tensions de Reynolds et le champ moyen. Pour réaliser la fermeture, des hypothèses et des modèles supplémentaires seront nécessairespour traduire le comportement du milieu turbulent, il permet alors d'obtenir un nombred'équation égale à celui des inconnues et ces équations peuvent ensuite être résolues par voienumérique.

II.1.6 : Quelques hypothèses classiques de la fermeture de turbulence :

$v_t = c_\square \frac{K^2}{\varepsilon}$ (II.15)

II-2-6-2 : Hypothèse de viscosité turbulente de bousines :

$-\overline{u_i u_j} = v\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}k\delta_{ij}$ (II.16)

II.1.6.3 : hypothèse de longueur de mélange de Prandtl :

$v_t = L_m^2 \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)$(II.17)

Qui devient en écoulement de type couche limite :

$v_t = L_m^2 \frac{\partial U_1}{\partial U_2}$(II.18)

L_m : Longueur de mélange.

La longueur de mélange se calcul suivant le type d'écoulement des expressions variées, obtenus en générale a partir de l'expérience, sont en effet disponibles pour les écoulementsstandard.

Cependant, ces modèles ignorent complètement le caractère non local de la turbulence.

II.1.6.4 : Hypothèse de Prandtl-Kolmogorov :

$v_t = c_\square \frac{K^2}{\varepsilon}$(II.19)

II.1.7 : Les modèles de turbulence et leurs classifications :

II.1.7.1 : Les modèles à viscosité turbulence algébrique (modèle à zéro équation de transports) :

Aucune équation de transport n'est utilisée dans ce modèle, les tensions de Reynoldssont directement liées aux valeurs moyennes. En s'inspirant de la théorie cinétique des gaz Prandtl, (La première génération de la modélisation de la turbulence 1925).

Suggéra que la viscosité turbulente soit mise sous la forme de produit d'une vitesse et d'une longueur caractéristique du mouvement turbulent.

La longueur utilisée est dite « longueur de mélange » et la vitesse caractéristiques'exprime par l'hypothèse suivante [9]:

$$\mathrm{V} = L_m\sqrt{\left(2d_{ij}\right)^2} \quad \text{(II.20)}$$

Ce qui conduit à l'expression suivante de la viscosité turbulente :

$$V_T = L_m V = L_m^2\sqrt{\left(\frac{\overline{oc_i}}{ox_j} + \frac{\overline{oc_i}}{ox_i}\right)^2} \quad \text{(II.21a)}$$

II.1.7.2 : Les modèles à une équation de transport :

Ces modèles introduisent dans la définition de $V_T$au moins une grandeur turbulentedécrire par une équation d'évolution si on utilise l'équation de l'énergie cinétique de laturbulence K sous forme modélisé. On pourra déterminer V_T par l'expression du typeKolmogorov-Prandtl [11].

$$V_T = C_\alpha L_s\sqrt{K} \quad \text{(II.22)}$$

Où $L_s$est une échelle de longueur des grandes structures turbulentes donnée en chaque $P_t$del'écoulement.

II.1.7.3 : le modèle k-εet RNG (modèleà deux équations de transport) :

Le modèle k-ε [Launder & Spalding, 1974] est certainement le modèle le plus répandu.

La viscosité turbulente est donnée par la relation :

$$\mu_t = \rho c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}(1 - R_f)^{1/4} \quad \text{(II.23)}$$

Où $\bar{\varepsilon}$, taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente, est donné par :

$$\varepsilon = \mu\overline{\nabla u'/\nabla^t u'} \text{(II.23a)}$$

Les deux équations de fermeture s'écrivent

$$\rho\left(\frac{\partial k}{\partial t} + (\bar{u}\nabla)k\right) = \nabla\left((\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k})\nabla k\right) + P(1 - R_f) - \rho\varepsilon \quad \text{(II.24)}$$

$$\rho\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\bar{u}\nabla)\varepsilon\right) = \nabla\left[\left((\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon})\nabla\varepsilon\right) + C_{\varepsilon 1}\left(P(1 - C_{\varepsilon 3}R_f)\frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}\right]\text{(II.25)}$$

Les constantes, déterminées empiriquement par les auteurs du modèle, sont données dans letableau suivant :

Tableau II.2 : constantes du modèle k-ε

c_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	σ_t	$C_{\varepsilon 1}C_{\varepsilon 3}$
0.09	1.44	1.92	1	1.3	1	0.7

Le modèle de turbulence utilisé à notre travail est le modèle *k-ε*.

Ce modèle est très répandu de part sa simplicité, sa robustesse et sa facilité de mise en œuvre. Bien que les aspects généraux des écoulements soient bien simulés, il apparaît certaines insuffisances dues notamment à la valeur des constantes et au fait que le modèle est trop diffusif. Les modifications apportées au modèle k-ε sont nombreuses, dont notamment les extensions suivantes :

Les modifications apportées au modèle ***k-ε*** sont nombreuses, dont notamment les extensions suivantes :

- le modèles ***k-ε*** deux couches [Chen & Patel, 1988] qui, à proximité des parois, utilise un modèle à une équation (pour k) et exprime **ε**à l'aide d'une longueur caractéristique déterminée par une formule algébrique fonction du nombre de Reynolds local ;
- le modèle ***k-ε*** bas Reynolds [Jones &Launder, 1972] qui élargit son domaine de validité aux zones d'écoulement laminaires ou de transition à proximité des parois. Les constantes sont rendues dépendantes du nombre de Reynolds et des termes complémentaires sont ajoutés aux deux équations pour tenir compte du caractère non-isotrope du processus de dissipation.
- le modèle ***k-ε***étendu [Chen & Kim, 1987], qui ajoute un terme à l'équation du taux de dissipation pour que le transfert d'énergie réponde plus efficacement à la déformation moyenne de l'écoulement, rend le modèle moins diffusif ;
- Modèles RNG

Le modèle RNG, développé par le groupe de renormalisation [Yakhot & Smith, 1992] et que nous avons implanté dans le code. Il consiste en une estimation au cours du calcul de la constante $\mathbf{C_{\varepsilon 1}}$, remplacée dans l'équation de dissipation par $\mathbf{C_{\varepsilon 1}}$' donnée par l'expression (II. 25)Cette expression ajoute un terme fonction du taux de déformation **η** à l'équation du taux de dissipation le rendant ainsi moins diffusif.

$$C'_{\varepsilon 1} = C_{\varepsilon 1}\frac{\eta\,(1-\eta_0)}{1+\beta\eta^3} \text{ (II.26)}$$

Avec : $\eta = \left(\frac{k}{\varepsilon}\right)\sqrt{\frac{p}{\mu_t}}$(II.26a)

Tableau II.3 : Les constantes du modèle RNG ont pour valeur :

c_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	σ_t	$C_{\varepsilon 1}C_{\varepsilon 3}$	η_0	β
0.005	1.42	1.68	0.7179	0.7179	1	0.7	4.377	0.012

II.1.7.4 : Modèle Algébrique aux tensions de Reynolds (ASM):

A partir des équations de Reynolds, Robin (1972) a proposé que le transport (convection plus diffusion) des contraintes de Reynolds est proportionnel a celui de l'énergie cinétique turbulente on a [9] :

$$\frac{\partial\left(\rho U_k \overline{U_i U_j}\right)}{\partial x_k} - D_{ij} = \frac{\overline{U_i U_j}}{K} \text{ (II.27)}$$

où: $\frac{U_i U_j}{K}$ Est le coefficient de proportionnalité qui n'est pas une constante en générale.

L'introduction de cette hypothèse (II. 19) Dans l'équation de transport est de la forme Suivante :

$$\frac{\partial \rho U_k U_i U_j}{\partial x_k} = D_{ij} + P_{ij} + R_{ij} = \frac{2}{3}\rho E \delta_{ij} \text{ (II.28)}$$

$$\overline{U_i U_j} = K\left[\frac{\left(\frac{2}{3}\delta_{ij} + \left((1-C_2)\left(\frac{P_{ij}}{\varepsilon} - \frac{2P_k}{3\ \varepsilon}\varepsilon_{ij}\right)\right)\right)}{\left(\rho C_1 + \frac{P_k}{\varepsilon} - \rho\right)}\right] \text{(II.29)}$$

Avec :

$$P_{ij} = -\rho U_i U_k \frac{\partial U}{\partial x_t} - \rho U_i U_k - \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \qquad \text{(II.30)}$$

La sommation donne la production d'énergie turbulente :

$$P_k = \frac{1}{2} P_{ij} \qquad \text{(II.31)}$$

Pour la redistribution d'énergie, différents modèles sont proposés dans le présent code (TEAM), ils ont utilisés le modèle suivant :

$$R_{ij} = R_{ij,1} + R_{ij,2} + R_{ij,w} \qquad \text{(II.32)}$$

Avec :

$$R_{ij,1} = -C_1 \rho \varepsilon \left(\frac{U_i U_j}{K} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\right) \qquad \text{(II.33)}$$

$$R_{ij,2} = -C_2\left(P_{ij} - \frac{2}{3}P_k\delta_{ij}\right) \quad \text{(II.34)}$$

Et$R_{ij,w}$(les termes a la proximité de la paroi) :

$$R_{11,w} = \left[C'_1\frac{\varepsilon}{K}V'^2 - C_2C'_2\left(P_{22} - \frac{2}{3}P_k\right)\right]F$$

$$R_{11,w} = \left[-2C'_1\frac{\varepsilon}{K}V'^2 - C_2C'_2\left(P_{22} - \frac{2}{3}P_k\right)\right]F \text{(II.35)}$$

$$R_{11,w} = \left[C'_1\frac{\varepsilon}{K}V'^2 - C_2C'_2\left(P_{22} - \frac{2}{3}P_k\right)\right]F$$

$$R_{11,w} = \left[-1.5C'_1\frac{\varepsilon}{K}\overline{UV} + 1.5C_2C'_2P_{12}\right]F$$

Avec :

$$F = \frac{K^{3/2}}{2.\varepsilon X_n} \text{(II.36)}$$

Est enfin achevée par l'équation suivante pour l'énergie turbulente K:

$$\frac{\partial(\rho U_1\varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_k}\left(C_\varepsilon\frac{K}{\varepsilon}\overline{U_kU_j}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right) + \frac{\varepsilon}{K}(C_{\varepsilon1}P_k - C_{\varepsilon2}) - \rho\varepsilon \text{(II.37)}$$

Et pour la fermeture de l`équation de dissipation s on a :

$$\frac{\partial(\rho U_1\varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_k}\left(C_\varepsilon\frac{K}{\varepsilon}\overline{U_kU_j}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_i}\right) + \frac{\varepsilon}{K}(C_{\varepsilon1}P_k - C_{\varepsilon2}\rho\varepsilon) - \rho\varepsilon\text{mlll(II.38)}$$

Tableau II.4 : les constantes du modèle ASM.

C_s	C_1	C_2	C_ε	$C_{\varepsilon1}$	$C_{\varepsilon2}$	C'_1	C'_2
0.22	1.8	0.6	0.15	1.44	1.92	0.5	0.3

L'ensemble des équations (II.36), (II.37) et (II.29) constitue le modèle de contraintealgébrique.

La distribution des équations (II-37) à (II-36) dans l'équation (II-29) donne le systèmealgébrique suivant :

$$\alpha_{i1}\overline{U'^2} + \alpha_{i2}\overline{U'^2} + \alpha_{i3}\overline{U'V'} + \alpha_{i4}\overline{W'^2} = b_i \text{(II.39)}$$

La condition de contraintes normales inconditionnellement positives est assurée par ladétermination simultanée de toutes les contraintes normales par la résolution du systèmealgébrique suivant :

$$\begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho\overline{U^2} \\ \rho\overline{V^2} \\ \rho\overline{W^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} \text{(II.40)}$$

Où les coefficients sont définis tel que :

$\alpha_{ij} \leq 0$ Pour$i \neq j$(II.41)

Soit :$\rho\overline{U^2} = \frac{\nabla_1}{\nabla}$, $\rho\overline{V^2} = \frac{\nabla_2}{\nabla}$, $\rho\overline{W^2} = \frac{\nabla_3}{\nabla}$

Une fois les contraintes normales déterminées, nous calculons la contrainte de cisaillementpar :

$$U'U' = -\frac{\alpha_{31}}{\alpha_{33}}U'^2 - \frac{C_{33}}{C_{33}}V'^2 - \frac{\alpha_{32}}{\alpha_{33}}W'^2 - \frac{b_3}{\alpha_{33}} \text{(II.42)}$$

II.2 : Modélisation du transfert de chaleur:

II.2.1 : Equation d'énergie :

La modélisation des transferts de chaleur est basée sur une formulation en températuredes échanges thermiques, dans laquelle le changement de phase ou la dissipation visqueusesont pris en compte grâce à des termes sources ou polynomiaux formulés en terme detempérature.

II.2.1.1 : Transferts de chaleur en écoulements incompressibles :

La modélisation des transferts thermiques convectif et conductif en interaction avec unécoulement incompressible sont modélisés à partir d'une formulation conservative et d'uneapproche non-conservative [12].

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla(VT)T\nabla V\right) + \alpha T = \nabla(\lambda\nabla T) + \phi + S \qquad \text{(II.43)}$$

Le terme $\boldsymbol{\alpha T}$est un terme linéaire laissé à la libre utilisation de l'utilisateur ainsi quele terme source $\boldsymbol{S}$.

Le terme $\boldsymbol{\phi}$ est le terme de dissipation visqueuse donnée par la relation suivante :

$$\phi = 2\mu D_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_i} \qquad \text{(II.44)}$$

Avec :

$$D_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_j}\right) \qquad \text{(II.45)}$$

Conclusion :

Le présent chapitre a pour mission de qualifier et de quantifier les modes d'action del'évacuation de chaleur par l'écoulement d'air tube calendre avec ailettes et sans ailettes L'intérêt des modèles ASM et RSM par rapport aux modèles du premier ordre K-ε est qu'ilspermettent de s'affranchir d'une relation locale entre les tensions de Reynolds et l'écoulement moyen.

Ces modèles permettent donc de mieux prendre en compte les effets d'histoire ou encoured'anisotropie de la turbulence.

D'une part par le manque de données expérimentalessur ce type de corrélation, et d'autre part par la lourdeur de la démarche engagée. Les modèles RSMconstituent donc un bon intermédiaire entre les modèles à viscosité turbulent et les modèles du typeLES [13].

La résolution analytique du problème générale est impossible d'où la nécessité des méthodesnumérique qui sont le but du chapitre suivant.

Chapitre III
méthode numérique

Introduction

Pour résoudre un problème de la physique il faut distinguer le modèle physique du modèle mathématique.Des différentes méthodes numériques ont été utilisées pour larésolution analytique des équations différentielles partielles (E.D.P) qui régissent ce typed'écoulement. Parmi les méthodes on cite, la méthode des différences finies, laméthode des éléments finis et la méthode des volumes finis.

Le principe de ces méthodes est de transformer les équations différentielles en un système d'équations algébriques.

Dans ce chapitre, en se basant sur la méthode des éléments finis. Cette dernière sera appliquée à la résolution de notre problème thermique par notre simulateur ANSYS.

III.1 : Méthodes de discrétisation

- Méthode des différences finies.
- Méthode des volumes finis
- Méthode des éléments finis

III.1.1 : Méthode des différences finies :

Consiste à remplacer les dérivées apparaissant dans leproblème continu par des différences divisées ou combinaisons de valeurs ponctuelles de lafonction en un nombre fini de points discrets ou nœuds du maillage.

Avantages	Inconvénients
✓ **grande simplicité d'écriture.**	✓ Limitation de la géométrie des domaines de calculs.
✓ **faible coût de calcul.**	✓ difficultés de prise en compte des conditions aux limites portant sur les dérivées.

III.1.2 : méthode des volumes finis :

Le principe de cette méthode est de subdiviser le domaine de calcul en un nombre devolumes de contrôle juxtaposés. Chacun de ces derniers englobe un "nœud principal".
Dans la méthode des volumes finis les lois de conservations (de la masse, dequantité de mouvement et de l'énergie) sont exprimées localement sons une forme intégrale

Avantages	Inconvénients
✓ **Mise en œuvre relativement facile ;**	✓ Moins précis que les méthodes spectrales.
✓ **Applicable aux géométries complexes**	

III.1.3 : Méthodes des éléments finis :

La méthode des éléments finis consiste à approcher, dans un sous-espace de dimension finie, un problème écrit sous forme variation (comme minimisation de l'énergie, en général) dans un espace de dimension infinie. La solution approchée est une fonctiondéterminée par un nombre fini de paramètres.

Avantages	Inconvénients
✓ **Traitement possible de géométries complexes.** ✓ **détermination plus naturelle des conditions aux limites.** ✓ **possibilité de démonstrations mathématiques de convergence et de majoration d'erreurs.**	✓ Complexité de mise en œuvre ✓ coût en temps de calcul et en mémoire.

Dans ce qui suit on se limite a examiné uniquement la méthode des éléments finis, nousvenons de décrire succinctement l'approche globale de cette méthode. Par la suite, nousexposerons les principales étapes mathématiques de discrétisation de l'équation de chaleur parcette dernière.

III.1.3.1 : Présentation de la méthode

Comme nous l'avons précédemment évoquée, La méthode des éléments finis a pour but de remplacer un problème mathématique défini dans un milieu continu et sous la forme d'équations différentielles ou d'intégrales, par un problème discret sous forme matricielle qu'il est possible de résoudre numériquement.

En résumé, cette méthode nécessite la discrétisation d'un continuum en un modèle composé d'un assemblage d'éléments finis qui possèdent des formes et des tailles variées. De plus, le calcul de la solution nécessite la prise en compte d'un certain nombre de paramètres, tels que :

- ✓ La géométrie discrétisée en éléments finis,
- ✓ Les contraintes imposées sur le dispositif,
- ✓ Les excitations présentes dans le dispositif,
- ✓ Les propriétés des matériaux composant le dispositif.

Schématiquement Les principales étapes de construction d'un modèle éléments finis peuvent illustrer à la figure suivante **:**

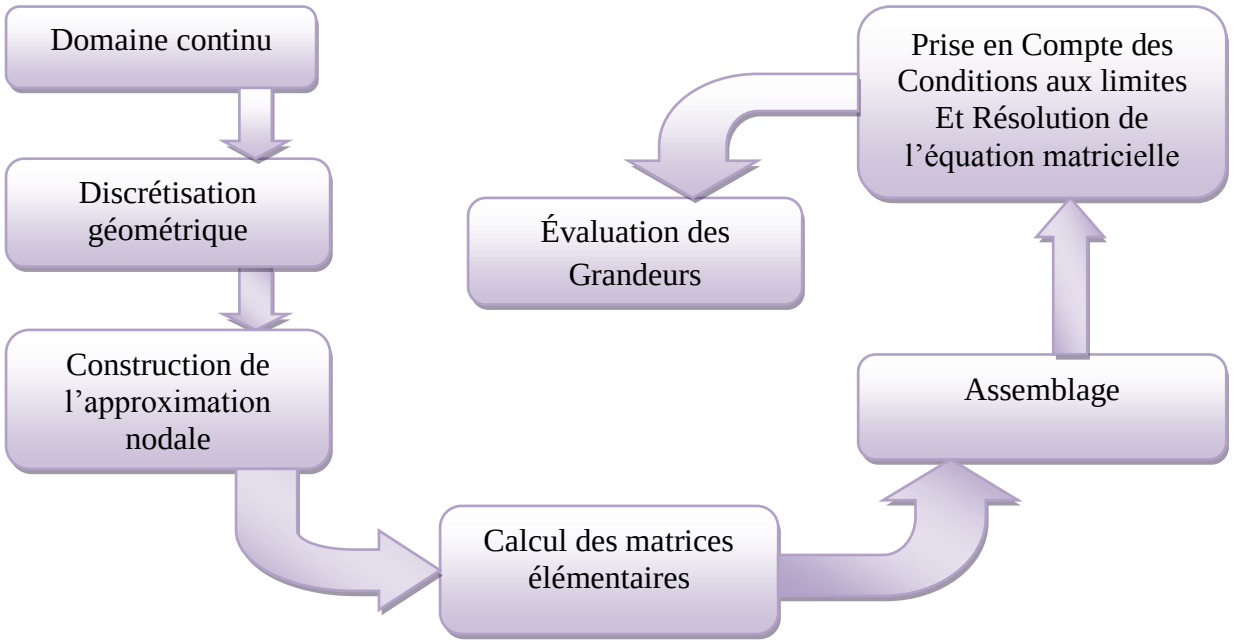


Figure (III.1) : Démarche éléments finis

III.1.3.2 :Mise en œuvre de la méthode des éléments finis :

III.1.3.2.1 : Formulation vibrationnelle forte :

La formulation forte d'un problème aux conditions aux limites s'écrit alors comme suit:

Trouver $U(x)U(x) \in$ espace des solutions *Us* tel que [11]

$$\mathcal{L}(\mathrm{u}) - \mathrm{F} = 0 \; \forall \; \mathrm{x} \in \Omega \mathrm{B}\,(\mathrm{u}) \; = \; \mathrm{u}_0 \forall \; \mathrm{x} \; \in \; \Gamma \mathrm{u}0 \qquad \text{(III.1)}$$

On note que l'espace Us dans lequel nous recherchons la fonction u, doit être définiJudicieusement.

III.1.3.2.2 :Formulation variation elle faible:

La formulation vibrationnelle faible peut être obtenue par les étapes suivantes :

1) approcher la solution u, partout dans le domaine Ω, par u tel que [14]

$$\tilde{u} = \sum_{\mathrm{i}=1}^{\mathrm{n}} N_i \, \tilde{u}_i \qquad \text{(III.2)}$$

Ou $N_i = N_i(x, y)$ désignent les fonctions de forme u et des valeurs nodales indéterminées.

2) introduire (III-1) dans (III-1) il en résulte une erreur ou un résidu ε tel que

$$\varepsilon = \mathcal{L}\,(u) - \mathrm{F} \neq 0 \qquad \text{(III.3)}$$

Ou $\varepsilon = 0, u = u$ c.à.d. lorsqu'une solution exacte existe.

3) obtenir une valeur nulle de ε en introduisant une fonction de point arbitraire W tel que

$$\int w\,(\mathcal{L}\,(\tilde{u}) - \mathrm{F})\,\mathrm{d}\,\Omega = 0, \mathrm{k} = 1, 2.....\mathrm{N} \qquad \text{(III.4)}$$

Ou N Nombre d'inconnues indépendants du système (III-1).

En formulation de Galerkine les fonctions tests sont assimilées aux fonctions de forme.

On pose

$$w_k = N_k \implies \int N_k\,\mathcal{L}(\textstyle\sum_{i=1}^{n} N_i \tilde{u}_i)\mathrm{d}\ \Omega = 0 \quad \text{(III.5)}$$

On dit que u $\in H_0^1(\Omega)$ est une solution faible de (III5 ?) si :

$$\forall\, v\ \in (\Omega) H_0^1 \mathrm{a}(\tilde{u}, v) \text{(III.6)}$$

A (u, v) est la forme bilinéaire associée à $(\mathcal{L})$ Soit Ω un ouvert borné de Rd et $\partial\Omega$ est régulier.

On considère alors le problème :

$$\mathrm{Lu} = \mathrm{f\ sur}\ \Omega\ \mathrm{et}\ \mathrm{u} = 0\ \mathrm{sur}\ \partial\,\Omega = 0 \qquad \text{(III.7)}$$

III.1.3.3 : Forme générale des équations du système [13]:

Les équations du système sont écrites sous la forme généralisée suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_{\emptyset}) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_X c_{\emptyset}\emptyset) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho V_y c_{\emptyset}\emptyset\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\emptyset}\frac{\partial x}{\partial y}\right) + S_{\emptyset} \qquad \text{(III.8)}$$

$\emptyset$: Variable généralisée

$c_{\emptyset}$: Coefficient d'advection transitoire.

$\Gamma_{\emptyset}$: Coefficient de diffusion.

$S_{\emptyset}$: Termes source.

Variable$\emptyset$	coefficient d'advection$c_{\emptyset}$	Diffusivité $\Gamma_{\emptyset}$	Termes source$S_{\emptyset}$
V_X	1	μ	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right) - \sigma\nabla\left\lvert\frac{\nabla_c}{\lVert\nabla_c\rVert}\right\rvert\frac{\nabla_c}{\lVert\nabla_c\rVert}$
T	1	$\frac{k}{\rho c^e}$	$\frac{\varphi}{\rho c^e}$
ρ	1	0	0

Tableau III.1 : Expression des coefficients d'échange et des termes sources pour lesdifférentes variables.

III.2 Maillage :

D'habitude l'on choisit un maillage carré ou triangulaire mais rien n'interdit de choisir des maillages plus complexes. Il n'est pas non plus nécessaire que le maillage soit régulier et l'on a tendance à resserrer le maillage près des endroits d'intérêts (par exemple aux endroits où l'on pense que la solution va beaucoup varier), cependant il faut veiller à avoir des éléments faiblement distordus (se rapprocher d'un polygone régulier). Plus ce maillage est resserré plus la solution que l'on obtient par la méthode des éléments finis sera précise et proche de la solution de l'équation aux dérivés partielles.

Toutes ces opérations sont assistées par des logiciels dédiés à éléments finis

Un maillage de très bonne qualité estessentielle pour l'obtention d'un résultat de calcul précis, robuste et signifiant. La qualitédu maillage a un sérieux impact sur la convergence, la précision de la solution et surtout surle temps de calcul. Une bonne qualité de maillage repose sur la minimisation des élémentsprésentant des ≪distorsions≫ (skewness en anglais), et sur une bonne ≪résolution≫dans les régions présentant un fort gradient (couches limites, ondes de choc,. . .). Un bon maillage doit également être suffisamment≪ lisse≫

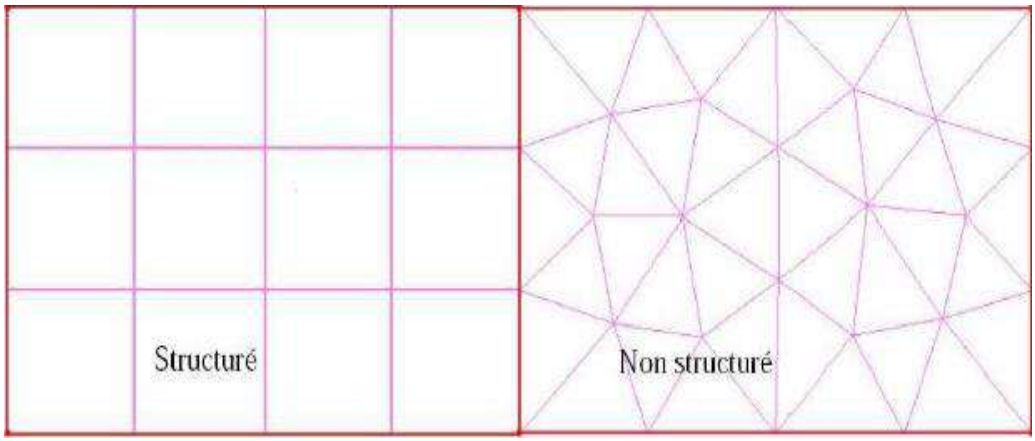


Figure III.2 : Maillages structure et non structure.

III.2.1 Discrétisation :

La discrétisation de ces équations permet de convertir les équations aux dérivéespartielles en équations algébriques qui sont alors résolues par les méthodes numériquestraditionnelles. Le procédé de discrétisation par élément fini consiste à écrire, aprèsintégration, l'équation généralisée, sous forme matricielle élémentaire [14].

$$\left[A_e^{trans\ ient}\right] + \left[A_e^{advection}\right] + \left[A_e^{diffusion}\right](\emptyset_e) = \left(S_e^{\emptyset}\right) \qquad \text{(III.9)}$$

Pour les intégrales élémentaire, La méthode Galerkin des résiduels pesés est employé.

III.2.1.1 : Terme temporelle :

Le premier des contributions de la matrice élémentaire est le terme de transition. Sa forme générale est simplement [10]:

$$\left[A_e^{transient}\right] = \int w^e \frac{(\partial \rho\, c_\emptyset \emptyset)^e}{\partial t} \mathrm{d}\,(\mathrm{vol}) \qquad \text{(III.10)}$$

Avec :

w^e: La fonction pesante pour l'élément, qui est également la fonction de forme.

Pour le nœud i:

$$\int w^e \frac{(\partial \rho\, c_\emptyset \emptyset)^e}{\partial t} \mathrm{d}(\mathrm{vol}) = \int w_i^e \rho c_\emptyset w_j^e \mathrm{d}(\mathrm{vol}) \frac{\partial \emptyset_i^e}{\partial t} w_j^e \mathrm{d}(\mathrm{vol}) \emptyset_j^e \quad \text{(III.11)}$$

Les indices inférieurs i et j indiquent le nombre de nœud. Si la deuxième partie de l'équation (III-10) est négligée, la matrice de masse peut être exprimée comme:

$$\mathrm{M_{ij}} = \int w_i^e \rho c_\emptyset \mathrm{d}(\mathrm{vol}) \qquad \text{(III.12)}$$

Si l'approximation localisée de masse est employée.

$$\mathrm{M_{ij}} = \delta_{ij} \int w_i^e \rho c_\emptyset \mathrm{d}(\mathrm{vol}) \qquad \text{(III.13)}$$

Ou: δ_{ij} =delta de Kronecker (0 si i ≠ j, 1 si i = j)

Il y a deux méthodes d'intégration temporelles : Newmark et (backward différence)différence en arrière.

La méthode d'intégration de temps de Newmark ou, la formulation implicite de basenodale, exprime l'étape de temps courant comme la nième étape de fois et l'expressioncomporte les résultats précédents d'une étape de temps.

$$(\rho\emptyset)_n = (\rho\emptyset)_{n-1} + \Delta t \left[\delta \left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t}\right) + (1-\delta)\left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t}\right)_{n-1}\right] \quad \text{(III.14)}$$

Ou:

δ = coefficient d'intégration en temps pour la méthode Newmark

L'équation (III-14) est écrite comme suite:

$$\left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t}\right)_n = \frac{1}{\Delta t \delta}(\rho\emptyset)_{n-1} + \left(1 - \frac{1}{\delta}\right) \qquad \text{(III.15)}$$

III.2.1.2 : Terme d'advection:

Il Ya trois approches pour la discrétisation du terme d'advection. L'approche dite lignede courant monotone upwind (MSU), La ligne profilée upwind/Petro-Galerkin (SUPG), et lesapproches colloquées de Galerkin (COLG).

III.2.1.2.1: Monotone Streamline Upwind Approach (MSU):

Le terme d'advection est manipulé par une approche de ligne de courant monotone basée sur l'idée que le transport pur d'advection est le long des lignes caractéristiques. Il est utile de penser à la formulation de transport d'advection en termes de quantité étant transportée dans un domaine connu de vitesse.

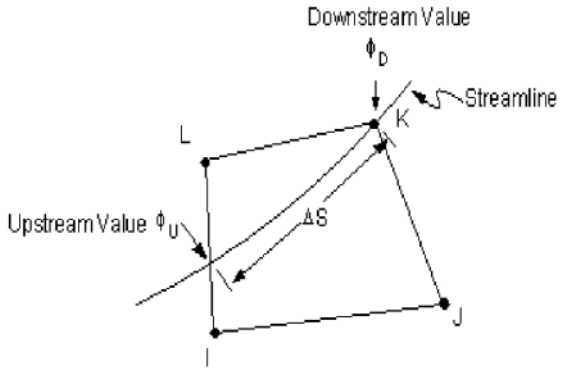


Figure III.3 :L'approche de ligne de courant d'upwind

Le champ de vitesse lui-même peut être envisagé partout comme ensemble de tangente de lignes profilées aux vecteurs de vitesse. Les limites d'advection peuvent donc être exprimées en termes de vitesses aérodynamiques.

Dans le transport pur d'advection, on suppose qu'aucun transfert ne se produit à travers les lignes caractéristiques, c.-à-d. tout le transfert se produit le long des lignes profilées.

Par conséquent on peut supposer que le terme d'advection, s'écrit [14]:

$$\frac{\partial(\rho V_x c_\emptyset \emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y c_\emptyset \emptyset)}{\partial y} = \frac{\partial(\rho V_s c_\emptyset \emptyset)}{\partial s} \text{ (III.16)}$$

Une fois exprimé le long d'une ligne profilée, et donc constant dans tout l'élément, on peut écrire:

$$\left[A_e^{advection}\right] = \frac{d(\rho V_s c_\emptyset \emptyset)}{ds} \int w^e \, \mathrm{d(vol)} \qquad \text{(III.17)}$$

Cette formulation est faite pour chaque élément, dont chacun aura seulement un nœud qui obtient des contributions de l'intérieur de l'élément. Le dérivé est calculé en utilisant une différence simple:

$$\frac{d(\rho V_s c_\emptyset)}{ds} = \frac{(\rho V_s c_\emptyset \emptyset)_u - (\rho V_s c_\emptyset \emptyset)}{Ds} \text{(III.18)}$$

Ou :

D : l'indice de la valeur on niveau du nœud aval.

U : l'indice de la valeur prise à l'endroit où la rationalisation dans le nœud sous le vent pénètre dans l'élément.

$\Delta s =$ La distance du point situé en amont à l'aval du nœud.

La valeur à l'endroit ascendant est inconnue mais peut être exprimée en termes de valeurs nodales inconnues qu'il est entre l'amont et l'aval.

Le processus consiste à cycler par tous pour l'élément et identifier les nœuds arrière. Le calcul effectué est basé sur les vitesses, pour voir d'où elle est venue la ligne profilée dans le nœud. Des facteurs pesants sont calculés, basé sur la proximité de l'endroit d'upwind aux nœuds voisins.

III.2.1.2.2 : La méthode SUPG (Stream line Upwind/Petro-Galerkin) :

L'approche de SUPG se compose d'une discrétisation de Galerkin du terme d'advection et d'un additionnel de diffusion-un terme de perturbation qui agit seulement dansla direction d'advection [11]:

$$\left[A_e^{advection}\right] = \int w^e \left(\frac{\partial(\rho V_x c_\emptyset \emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y c_\emptyset \emptyset)}{\partial y}\right) \mathrm{d(vol)} C_{2\tau} \int \frac{zh}{2u_{max}} \left(\frac{V_x \partial \omega^e}{\partial_x} + Vy\partial we\partial yVx\partial\rho c\emptyset\emptyset\partial x + \partial\rho Vyc\emptyset\emptyset\partial y \mathrm{d(vol)}\right) \quad \text{(III.19)}$$

Où :

$C_{2\tau}$= coefficient global réglé à 1,0.

h= longueur d'élément le long de la direction d'advection.

$$U_{mag} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2} \begin{cases} 1 & si\ 0 \le p < 3 \\ \frac{p_e}{3} & si\ p_e \ge 0 \end{cases}$$

$p_{e=\frac{\rho c_p u_{mag}\ h}{2\Gamma_\emptyset}}$Nombre de peclet

Il est clair que pour l'approche de SUPG la maille est raffinée, les termes deperturbation tend à zéro et la formulation de Galerkin approche à l'exactitude du seconddegré.et donc le terme de perturbation fournit la stabilité nécessaire qui est absente dans ladiscrétisation pure de Galerkin.

III.2.1.2.3 : Approche Colloquée De Galerkin (COLG):

L'approche de COLG emploie le même arrangement de discrétisation avec l'approchede SUPG avec un concept colloqué. Dans cet arrangement, un deuxième ensemble de vitesses, (les vitesses nodales élément-élément-based) qui sont faites pour satisfaire l'équationde continuité, tandis que les vitesses traditionnelles sont faites pour satisfaire les équations dequantité de mouvement [14].

$$\left[A_e^{advection}\right] = \int W^e \left(\frac{\partial(\rho V_x c_\emptyset \emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_x c_\emptyset \emptyset)}{\partial y}\right) d(vol) + C_{2\tau} \int \frac{zh}{2u_{mag}^e} \left(\frac{V_x^e \partial W^e}{\partial_x} + Vye\partial We\partial yVxe\partial\rho c\emptyset\emptyset\partial x + Vye\partial\rho Vyc\emptyset\emptyset\partial y \right) \quad \text{(III.20)}$$

Dans cette approche, l'équation de pression est dérivée à partir des vitesses nodales (élément-élément-basé), et elle est généralement asymétrique. La conservation exacte soit préservée même sur les mailles brutes.

III.2.1.3 : Terme de Diffusion :

L'expression pour les termes de diffusion vient d'une intégration au-dessus du domainede problème après la multiplication par la fonction pesante [11]

$$\text{Diffusion contribution} = \int W^e \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right) \mathrm{d(vol)} + \int W^e \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial y}\right) \mathrm{d(vol)} \quad \text{(III. 21)}$$

Toutes les variables en x ou y sont traitées de mode semblable. Par conséquent, l'illustrationest avec le terme dans la direction de x. Une intégration par partie est appliquée [14]:

$$\int W^e \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right) \mathrm{d(vol)} = \int \frac{\partial W^e}{\partial x} \Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial x} \mathrm{d(vol)} \quad \text{(III.22)}$$

Une fois que la dérivé du φ est remplacé par les valeurs nodales et les dérivés de peserfonctionnent, les valeurs nodales seront enlevées des intégrales

$$\frac{\partial \emptyset}{\partial x} = W_x^e \emptyset \quad \text{(III.23)}$$

La matrice de diffusion peut maintenant être exprimée comme:

$$\left[A_e^{diff\ usion}\right] = \int \left(W_x^e \Gamma_\emptyset W_x^e + W_y^e \Gamma_\emptyset\right) \mathrm{d(vol)} \quad \text{(III.25)}$$

III.2.1.4 : Termes source :

L'évaluation des termes de source se fait comme suite [14]:

$$S_\emptyset^e = \int W^e S_\emptyset \mathrm{d(vol)} \quad \text{(III.26)}$$

III.3 : Discrétisation de l'équation de chaleur par élément fini :

III.3.1 : Bilan Thermique : Equation De Chaleur

Soit v une partie quelconque de **V** limitée par la surface s

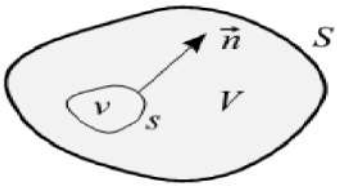


Figure III.4 : bilan thermique

La puissance thermique stockée dans **v** est égale a la somme de la puissance thermique ***q***générée par les sources volumiques contenues dans **V** et de la puissance thermique reçue sousforme de flux a travers la surface **S** [12]:

$$\int \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dv = \int q dv + \int -\vec{n}\left(-\bar{\bar{\lambda}}\overrightarrow{grad}\mathrm{T}\right)ds \qquad \text{(III.27)}$$

Le domaine v étant arbitraire, on en déduit : en tout point du solide :

$$\rho c_p \dot{T} - \mathrm{div}\left(\bar{\bar{\lambda}}\overrightarrow{grad}\mathrm{T}\right)\mathrm{q} = 0 \qquad \text{(III.28)}$$

Pour un matériau homogène et isotrope, l'équation (III-28) s'écrit dans le repère orthonormé{x, y} [13] :

$$\rho c_p \dot{T} = \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) + \mathrm{q} \qquad \text{(III.29)}$$

Où :

$$\dot{T} = \frac{\partial T}{\partial t}$$

III.3.2 : Forme discrétisée : éléments finis :

La solution analytique de l'équation (III- 30) est en général inaccessible. On est donc conduità chercher une solution approchée par une méthode numérique : la méthode des élémentsfinis. Cette méthode est un cas particulier de la méthode de Galerkin : le champ detempératures et les fonctions test appartiennent au même espace de dimension finie.

Le domaine V est décomposé en sous-domaines Ve de forme géométrique simple (leséléments) relies entre eux en des points appelés nœuds. Cette opération s'appelle maillage.

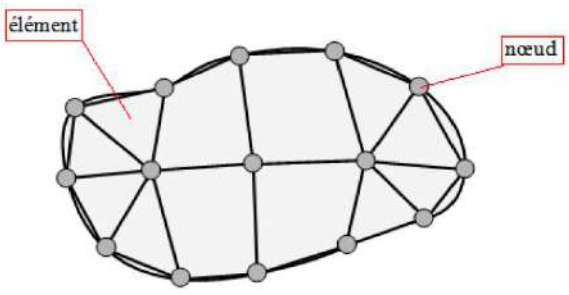


Figure III.5 : domaineplan discrétisé en 12 élément relies eux par 15 nœuds.

III.3.2.1 : Représentation élémentaire (ou locale) du champ de températures

Le champ de températures T (x, y, t) dans l'élément (e) à pour expression [15].

$$T^e(x,y,t) = [N_1^e(x,y) \dots N_i^e(x,y) \dots N_{n^e}^e(x,y)] \begin{Bmatrix} T_1^e(t) \\ T_i^e(t) \\ T_{n^e}^e(t) \end{Bmatrix} \qquad \text{(III.30)}$$

$$T^e(x,y,T) = [N^e(x,y)]\left(T_{(t)}^e\right)$$

Où :

- n^e est le nombre de noeuds de l'élément.
- les fonctions$N_i^e(x,y)$ sont les fonctions d'interpolation élémentaires
- la matriceN^e est la matrice d'interpolation élémentaire
- le vecteur$T_{(t)}^e$ regroupe les températures des nœuds de l'élément (e)

III.3.2.2 : Représentation globale du champ de températures :

Le champ de températures T(x, y, t) a pour expression sur l'ensemble du domaine V

$$\mathrm{T(x,y,t)} = [N_1(x,y) \dots N_i(x,y) \dots N_n(x,y)] \begin{Bmatrix} T_1(t) \\ T_i(t) \\ T_n(t) \end{Bmatrix} \qquad \text{(III.31)}$$

$$\mathrm{T(x,y,t)} = [\mathrm{N(x,y)}]\left(\mathrm{T(t)}\right)$$

Ou :

- n est le nombre de nœuds du maillage.
- les fonctions $N_i(\mathrm{X,y})$ sont les fonctions d'interpolation (ou fonction de forme).
- la matrice $N[(X,Y)]$ est la matrice d'interpolation.
- $\{T\ (t)\}$ est le vecteur des températures nodales.

Les fonctions d'interpolation vérifient les relations :

$$N_i^e\left(x_i,y_j\right) = \delta_{ij}\, N_i\left(x_i,y_j\right) = \delta_{ij} \quad ;\ \forall\ i,j$$

O$\left(X_i,Y_j\right)$sont les coordonnées du nœud j

III.3.3 : Discrétisation de la forme intégrale faible :

De l'expression du champ de températures T sur le domaine: T = [N](T)

Et $\quad (\mathrm{grad\ T}) = [\mathrm{B}](\mathrm{T}) \quad$ avec $\quad [B] = [(B_1) \dots (B_i) \dots . B_n]$

Où : (B_i)dépend du problème traité (spatial, plan, axisymétrique…) pour un problème spatial,(B_i)s'écrit dans le repère orthonormé $(x,\ y)$.

$$(B_i) = \begin{cases} \dfrac{\partial N_i}{\partial x} \\ \dfrac{\partial N_i}{\partial y} \end{cases}$$

$T^* = [N](T^*) = (T^*)^T [T]^T \; et \; (grad\, T^*) = [B](T^*), (grad\, T^*)^T = (T^*)^T [B]^T$

En portant ces relations dans l'équation (III.27), il vient :

$$(T^*)\left([C](\dot{T}) + [K](T) - (F)\right) = 0 \qquad \text{(III.32)}$$

$$[\mathrm{K}] = \int_V^{\cdot} [B] T \lambda [B] \mathrm{dv} + \int_S^{\cdot} \mathrm{h}[\mathrm{N}]^{\mathrm{T}}[\mathrm{N}]\mathrm{ds} \qquad \text{(III.33)}$$

Où:

$[\mathrm{C}]$: est la matrice de capacité thermique[$\mathrm{j/°C}$]

$[K]$: est la matrice de conductivité thermique[$\mathrm{W/m°C}$]

(F) : est le vecteur des flux nodaux [W]

(T) : est le vecteur des températures nodales [°C]

Conclusion :

Les modèles physiques mis en place dans le chapitre précédent permettent de prendreen compte tous les couplages entre les principaux phénomènes physiques entrant en jeux, et lepassage du domaine contenu au domaine discontinu pour la résolution du problème étaitnécessaire.

Dans ce chapitre on a présenté les trois grands méthodes numériques qui sont utiliséesgénéralement pour la résolution des systèmes d'équations aux drivées partielles, et choisie laméthode des éléments finis pour discrétisé la forme générale des équations du system etl'équation de chaleur.

Chapitre IV

Résultats et discussion

Introduction :

Dans ce chapitre les résultats obtenus par le calcul numérique, basé sur la méthode des éléments finis sont discutés et interprétés.

Pour voire les variations de différents facteurs (température pression et vitesse) pour la configuration proposés (figure IV .1) d'un échangeur de chaleurs de type tube et calendre.

Nous avons donc essayé d'appliquer le modèle mathématique pour le cas d'un écoulement conjugue au différent forme de tubes et calendres et comparer les paramètres dynamique et thermique issu de la résolution numérique (profiles des vitesses, température, turbulent).

IV.1. Présentation d'ANSYS (APDL) :

ANSYS est un code éléments finis d'usage général dédié à la résolution numérique d'une large variété de problèmes physique en général et de mécanique en particulier. Ces problèmes portent notamment : analyse structurale en statique et en dynamique (linéaire et non linéaire), transfert de chaleur, dynamique des fluides, acoustique, électromagnétique…etc.

Les différentes étapes nécessaires à la simulation d'un problème physique :

- Type de calcul (2D ou 3D)
- Choix du maillage
- Équations résolues
- Conditions aux limites
- Conditions initiales
- Mise en place d'obstacles
- Méthodes et paramètres numériques (choix des schémas, résidus…)

IV.2Identification :

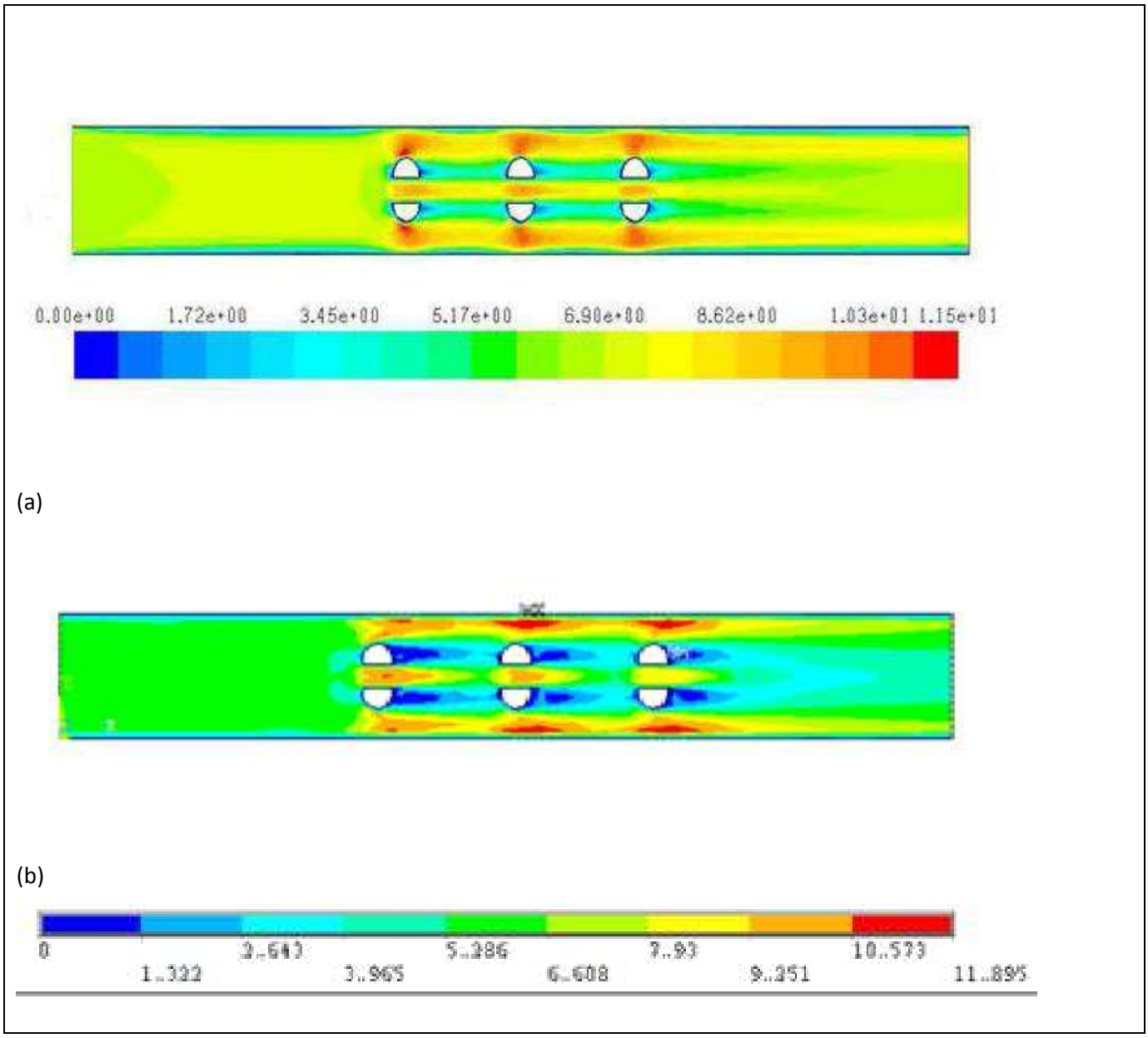


Figure IV.1 : Représentation spatial des conteurs de vitesses

(a) : résultats de travaille développer par Rachid BOUCHENAFAet al [16].

(b) : nos résultats

La figure(IV.1) montre une représentation spatial des champs de vitesse comparant nos résultats numériques(b)et expérimentaux(a) [16] pour le cas des tubes semi -circulaires,

les résultats montre une bonne concordance en termes de contour de vitesse, ce qui nous permet la validation du modèle utilisé.

IV.3 Description du domaine d'application:

L'échangeur ; ainsi que le fluide caloporteur qui est l'air ; dont les caractéristiques thermiques sont données dans le tableau (IV.1).

L'Air	
Conductivité thermique [W/m°C]	**0.0621**
Chaleur spécifique [J/Kg°C]	**1.004**
Densité [Kg/m3]	**1.185**
Viscosité [Kg/m s]	$\mathbf{1.2e^{-5}}$

Tableau IV.1 : Les propriétés thermiques et dynamique de l'air.

IV.3.1 La géométrie : la dimension de la différente configuration sont récapitule dans le tableau (IV.1). On a proposé l'analyse de l'influence de quatre forme géométrie des tube calendre représente sur la figure IV.3

La dimension des ailettes est :

La longueur l : 0.00635m.
L'épissure e : 0.000635m.

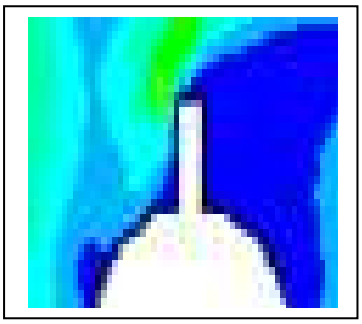


Figure IV.2 : schématisation d'ailettes montée sur tube

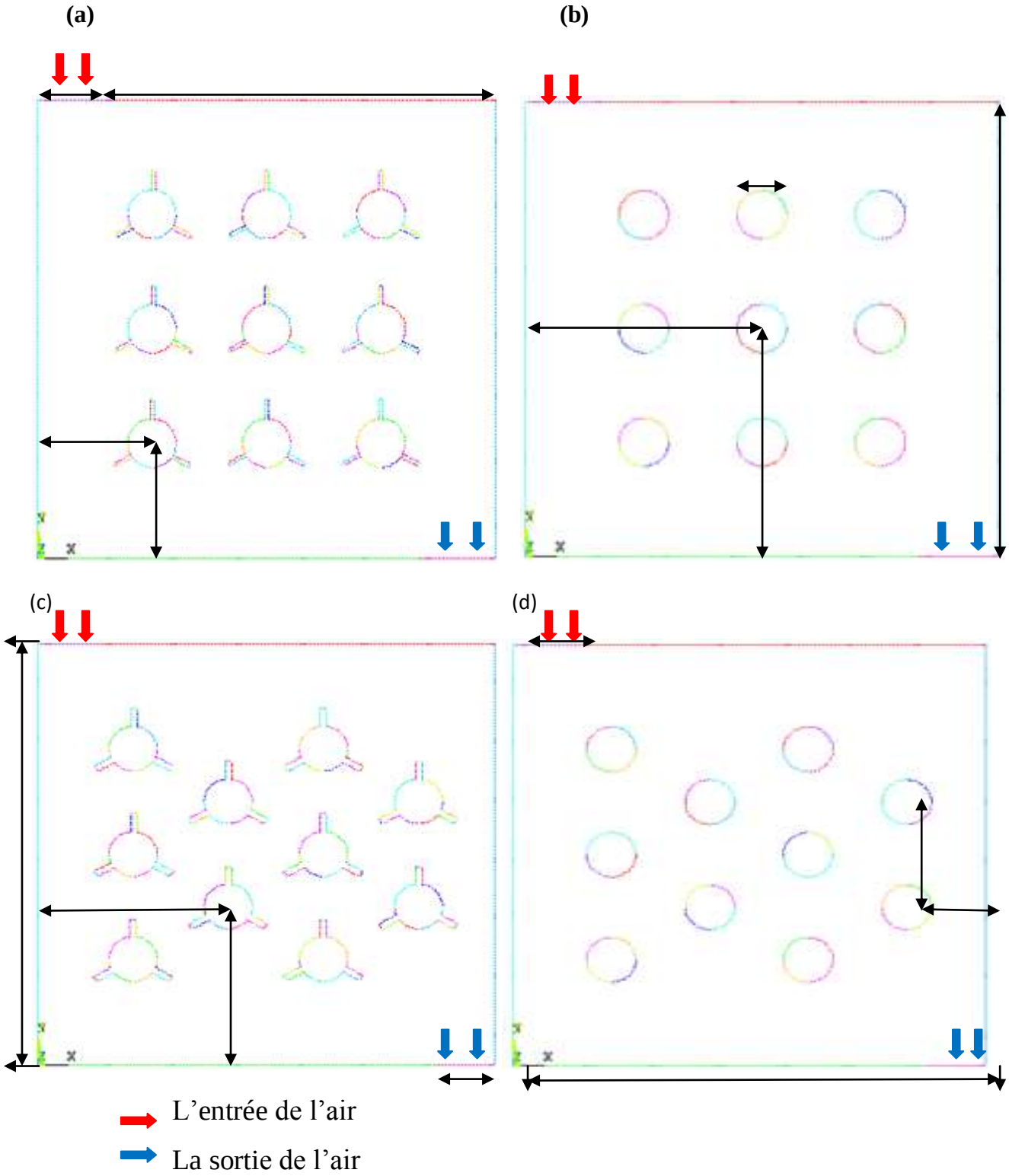


Figure IV.3 Différentes configuration des tubes et calandre.

	l_1	l_2	l_3	l_4
géométrie	Langueur [m]			
(a)	0.05365	0.18635	0.06	0.06
(b)	0.0127	0.120	0.120	0.240
(c)	0.240	0.05	0.09	0.04365
(d)	0.04365	0.250	0.06	0.05

Tableau IV.2 : Dimensionnement de la géométrie des quatre configurations étudiées.

IV.3.2Les conditions limite :

La procédure de résolution de l'équation d'un écoulement turbulent exige que les conditions aux limites doivent être spécifiées le long du domaine d'écoulement pour chaque propriété physique gouvernée par une équation différentielle.

La figure (IV.4) ce dessous donne les conditions limite de différentes propriétés.

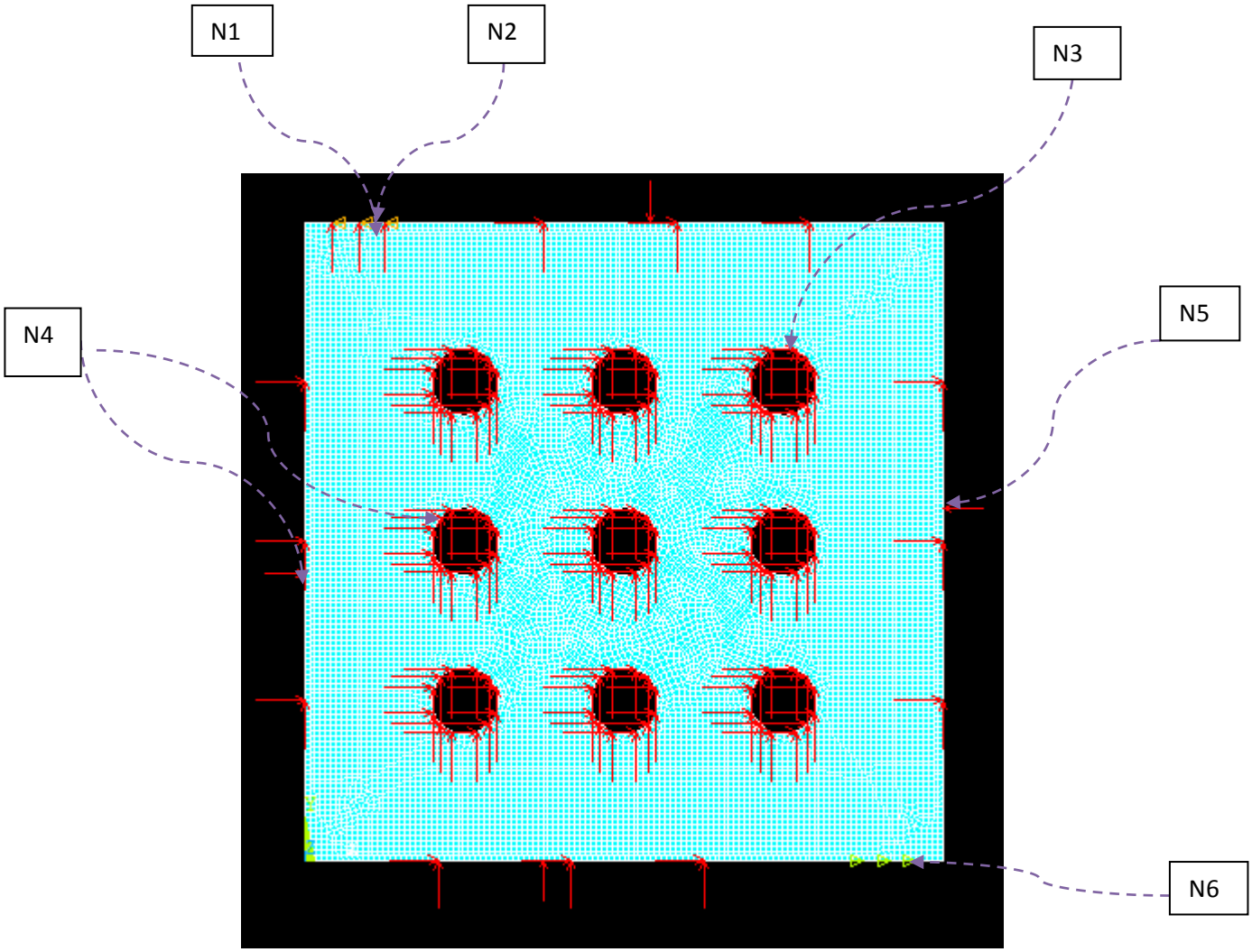


Figure IV .4: schématisions des conditions aux limites surs la configuration étudiée.

point	N1	N2	N3	N4	N5	N6
conditions aux limites	La vitesse d'entre	Température	Heal General	La vitesse de paroi est nulle	convection	La pressure DOF

Tableau IV.3 : Les conditions aux limites.

Après convergence de calcul numérique sur Ansys ; les résultats sont interpréter comme suit :

IV.4.1 : Champs de vitesse pour les quatre cas étudie avec des vitesses d'entrée v_{in}=0.34m/s,3m/s et 6m/s

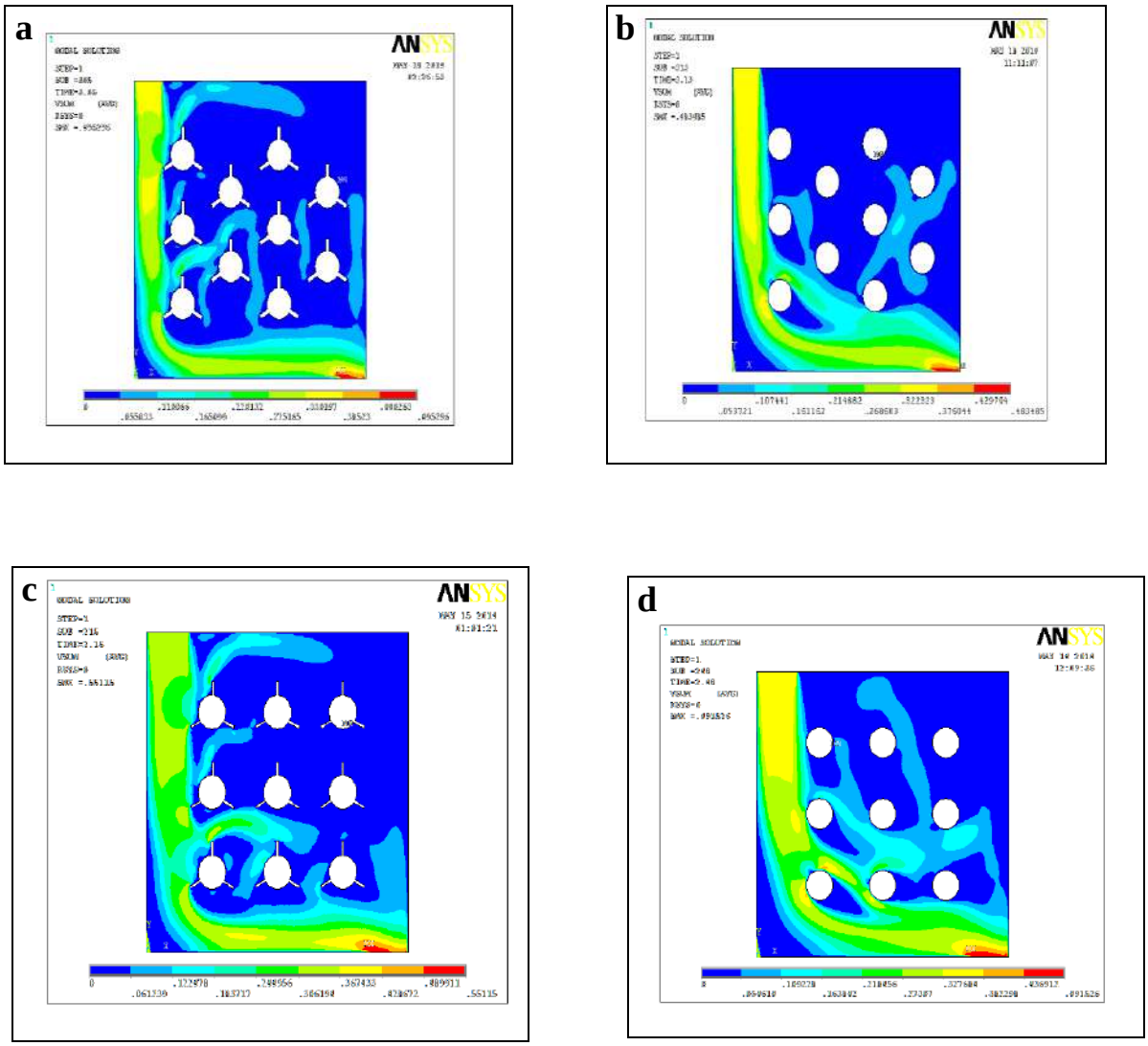


Figure IV.5 Représentation spatiale de champs de vitesse dans le domaine d'applications des quatre configurations pour une vitesse v_{in}=0.34m/s

A: tubes avec ailettes en quinconce

B : tubes sans ailettes en quinconce

C : tubes avec ailettes alignées

D : tubes sans ailettes alignées

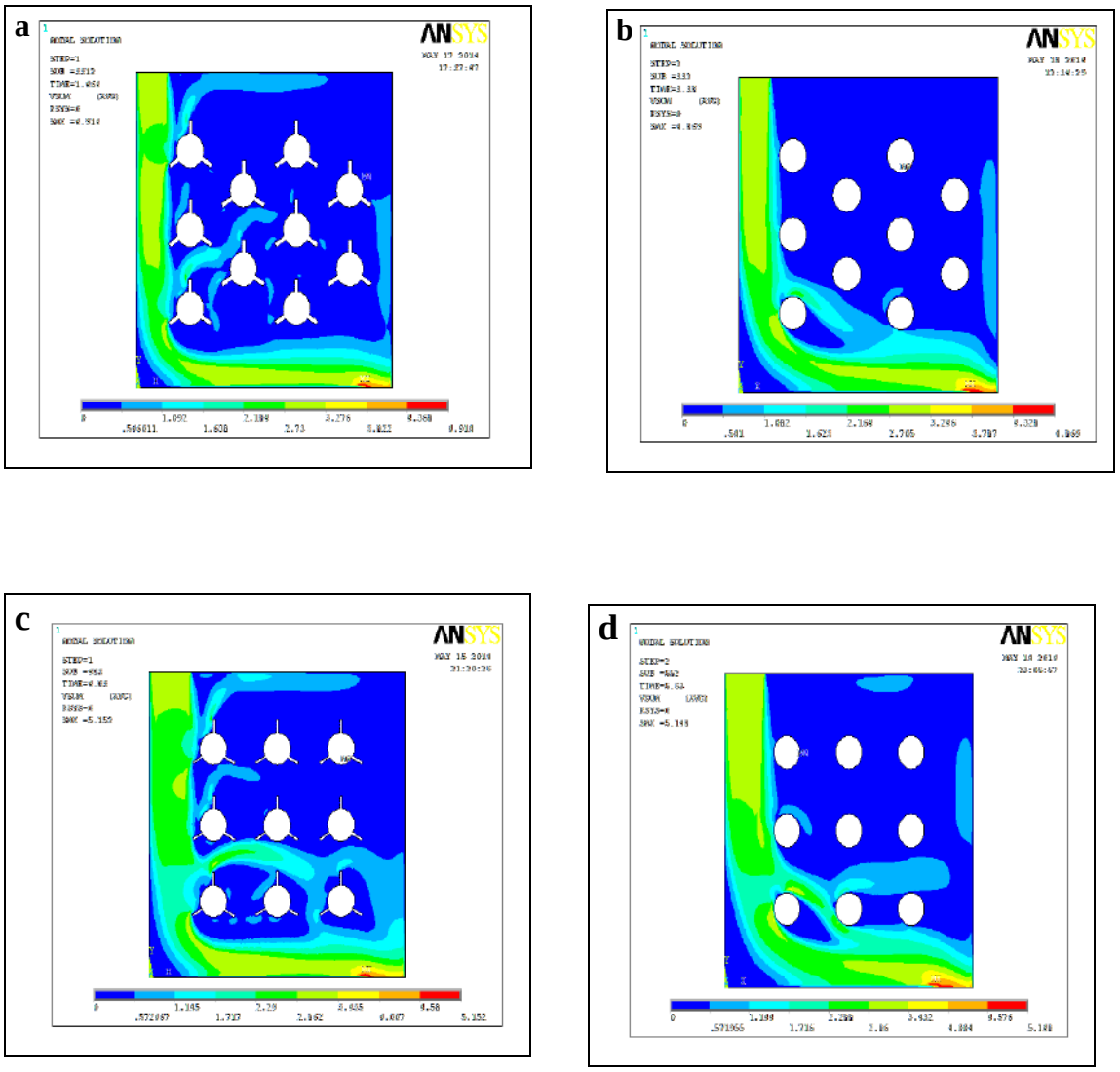


Figure (IV.6) : Représentation spatiale de champs de vitesse dans le domaine d'applications des quatre configurations pour une vitesse v_{in}=3m/s

NB. La description des figures (a, b, c, d) sont discutées précédemment.

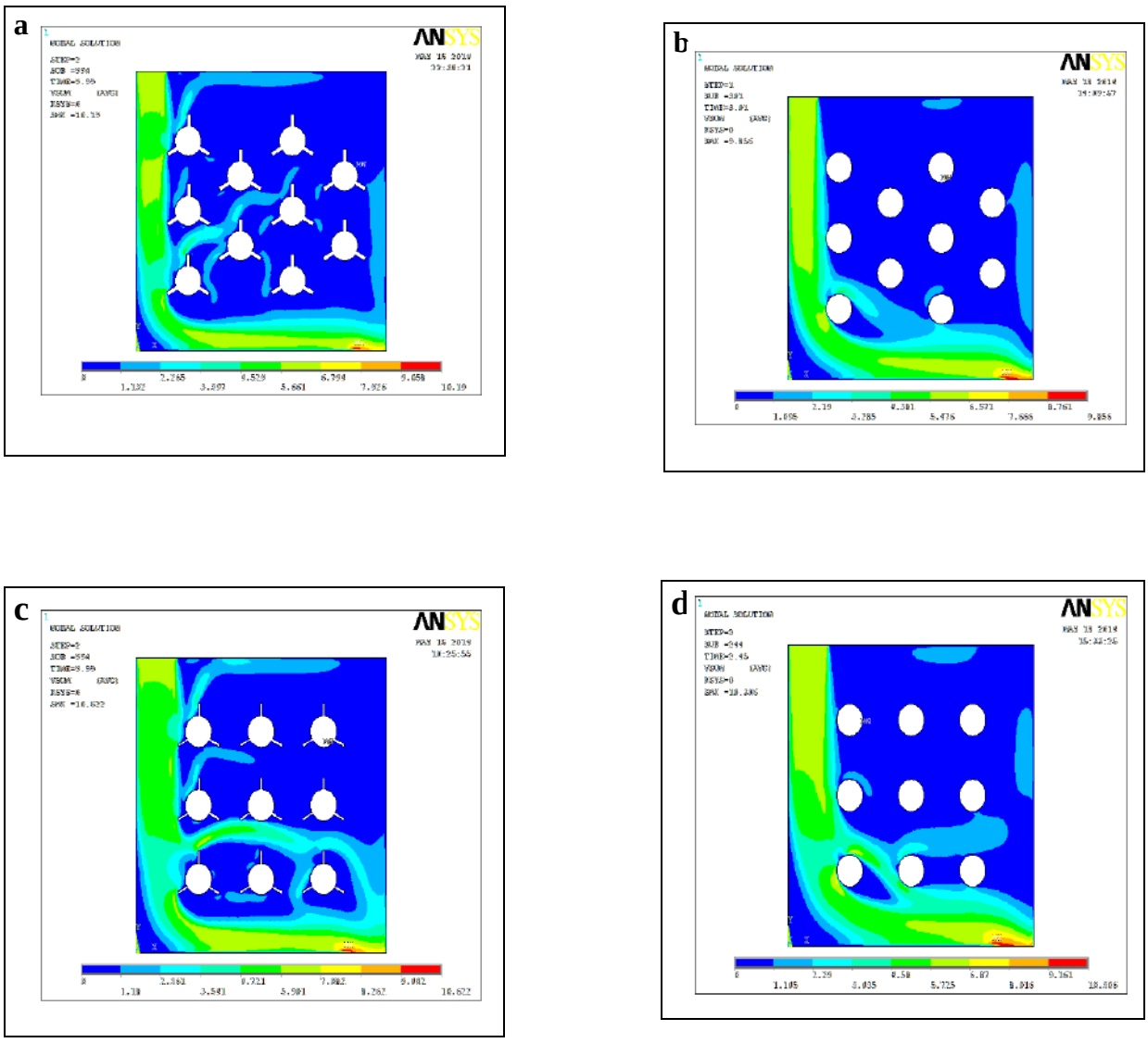


Figure IV.7 : Représentation spatiale de champs de vitesse dans le domaine d'applications des quatre configurations pour une vitesse v_{in}=6m/s.

NB. La description des figures (a, b, c, d) sont discutées précédemment.

La figure (IV.5) (IV.6) (IV.7): qui représente spatialement le champ de vitesse dans les quatre configurations proposées, avec une vitesse d'entré v_{in}=0.34m/s,3m/s et 6m/s. On constant que la répartition du champ de vitesse est mieux dans le cas des tube avec ailettes, avec une zone de recirculation de taille réduite à cause de la géométrie des ailettes qui décrit un écoulement mieux transitif en dévions l'écoulement vers l'intérieur.

L'inconvénient de la présence des ailettes favorise une perte de charge importante ou elle est clairement lisible sur les figures des champs de pression (IV.14).

D'autre part il faut noter que l'augmentation de vitesse d'entré influence négativement sur la diffusion du fluide à l'intérieur ou l'écoulement est forcée rapidement vers l'extérieur.

IV.4.2 : Champs de température pour les quatre cas étudie avec des vitesses d'entrée v_{in}=0.34m/s,3m/s et 6m/s.

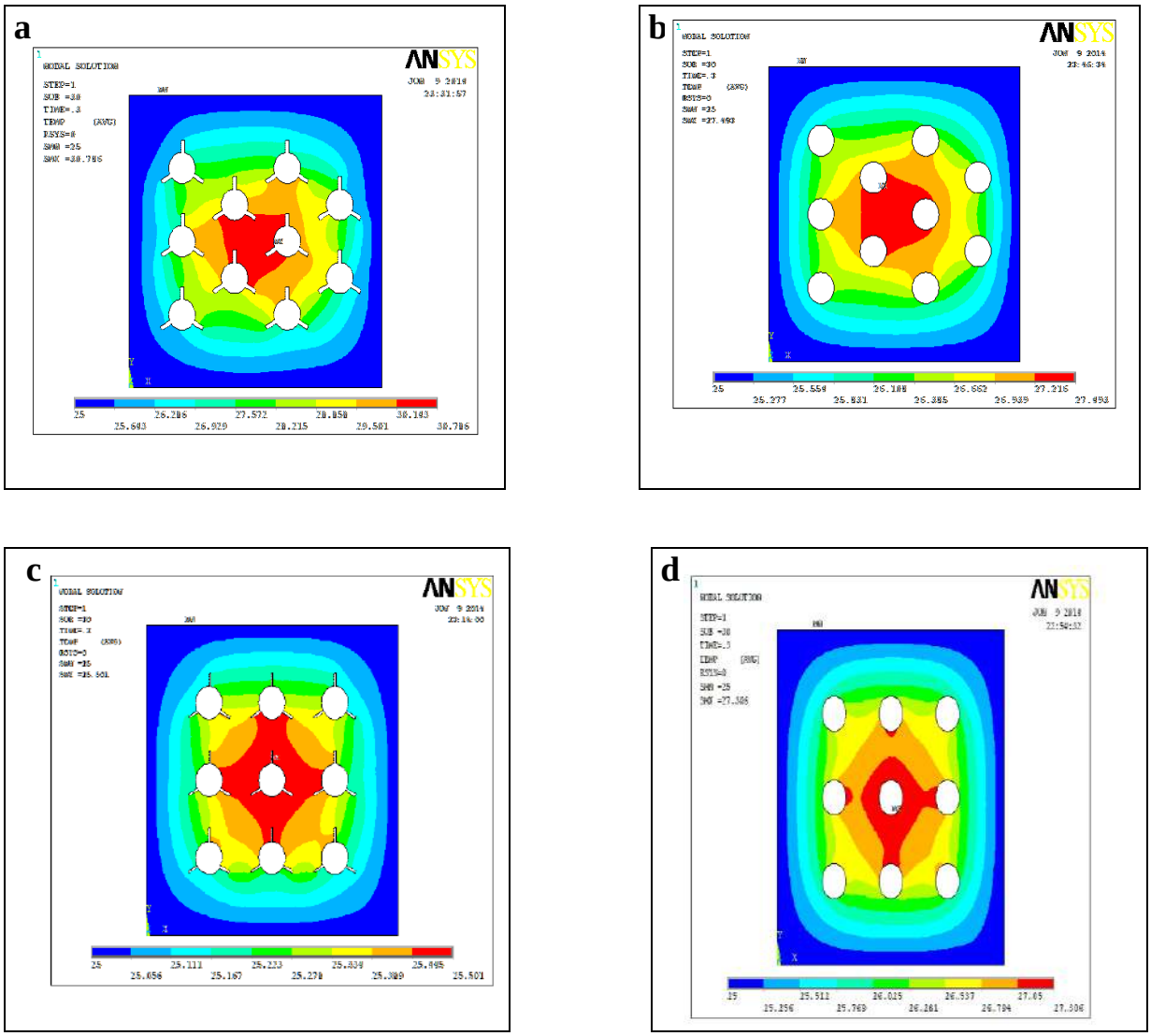


Figure IV.8 : Représentation spatiale de champs de température dans le domaine D'applications des quatre configurations, v_{in}=0.34m/s

A : tubes avec ailettes en quinconce

B : tubes sans ailettes en quinconce

C : tubes avec ailettes alignées

D : tubes sans ailettes alignées

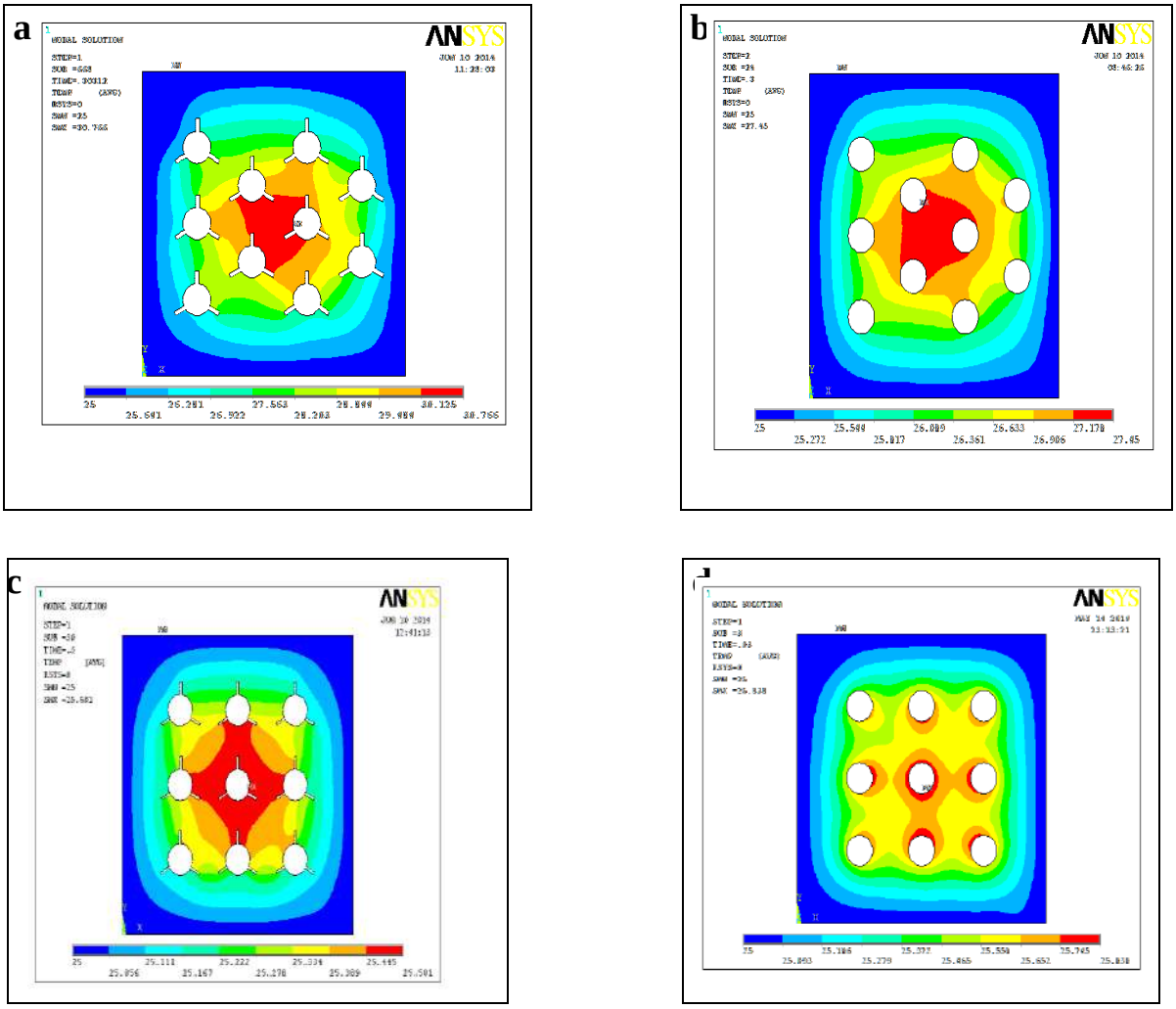


Figure IV.9 : Représentation spatiale de champs de température dans le domaine d'applications des quatre configurations : v_{in}=3m/s

NB. La description des figures (a, b, c, d) sont discutées précédemment.

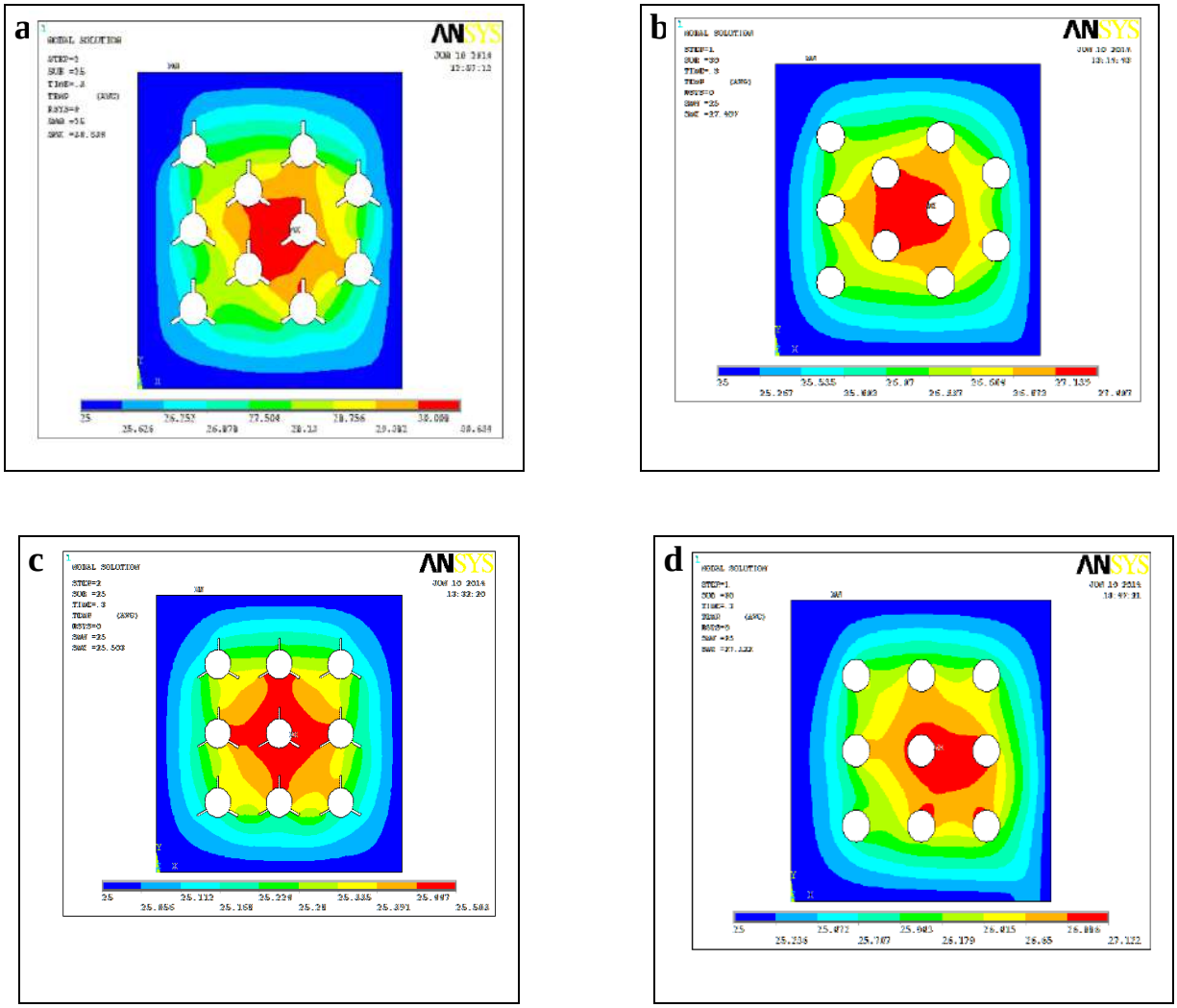


Figure IV.10 : Représentation spatiale de champs de température dans le domaine d'applications des quatre configurations : v_{in}=6m/s.

NB. La description des figures (a, b, c, d) sont discutées précédemment.

Les figures (IV.8, IV.9, IV.10) sont des représentations spatiale des champs de température dans les quatre configurations proposées; en variant la vitesse d'entre v_{in}=0.34m/s, v=3m/s et v_{in}=6m/s respectivement on constate une régularité pour le champ de température de plus faible valeur (25°) ou frontière de la calandre jusque la valeur max de température ou cœur de l'changeur, et après une analyse comparative nous signalons les constatations suivantes :

- Pour le cas des tubes avec ailettes le refroidissement de système est plus performant en comparent les températures max.
- Pour le cas aligné la température max est plus élevée ce qui explique une meilleure performance.

IV.5 : Identification des points de témoignage sur les Configurations étudiée :

Nous représentons dans le tableau IV.2 c pour l'analyse et comparaison entre les comportements thermique des configurations étudier et qui sont localiser sur les représentations spatial.

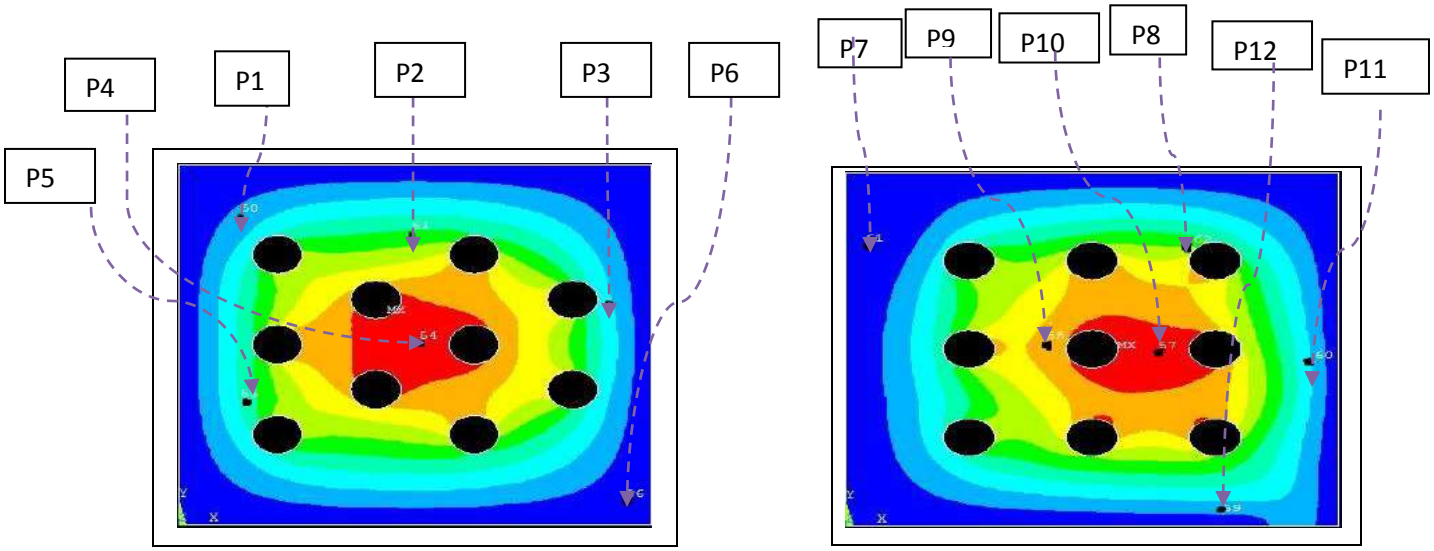


Figure IV.11 : représentation spatiale montre les points témoins.

Positons point	Nœud	x	Y
P1	8136	0.031055	0.20612
P2	9870	0.11860	0.19467
P3	4698	0.22667	0.15140
P4	13971	0.12224	0.12113
P5	8198	0.031332	0.082600
P6	4846	0.22687	0.016120
P7	3405	0.18340	0.0073321
P8	3987	0.22867	0.11140
P9	13531	0.1227	0.11784
P10	13239	0.098051	0.12458
P11	3845	0.0093321	0.15060
P12	2265	0.16953	0.19013

Tableau IV.4 : les cordonnées des points témoins.

IV.6 : Variation de Température en fonction du temps, v=0.34m/s, v=3m/s et v=6m/s.

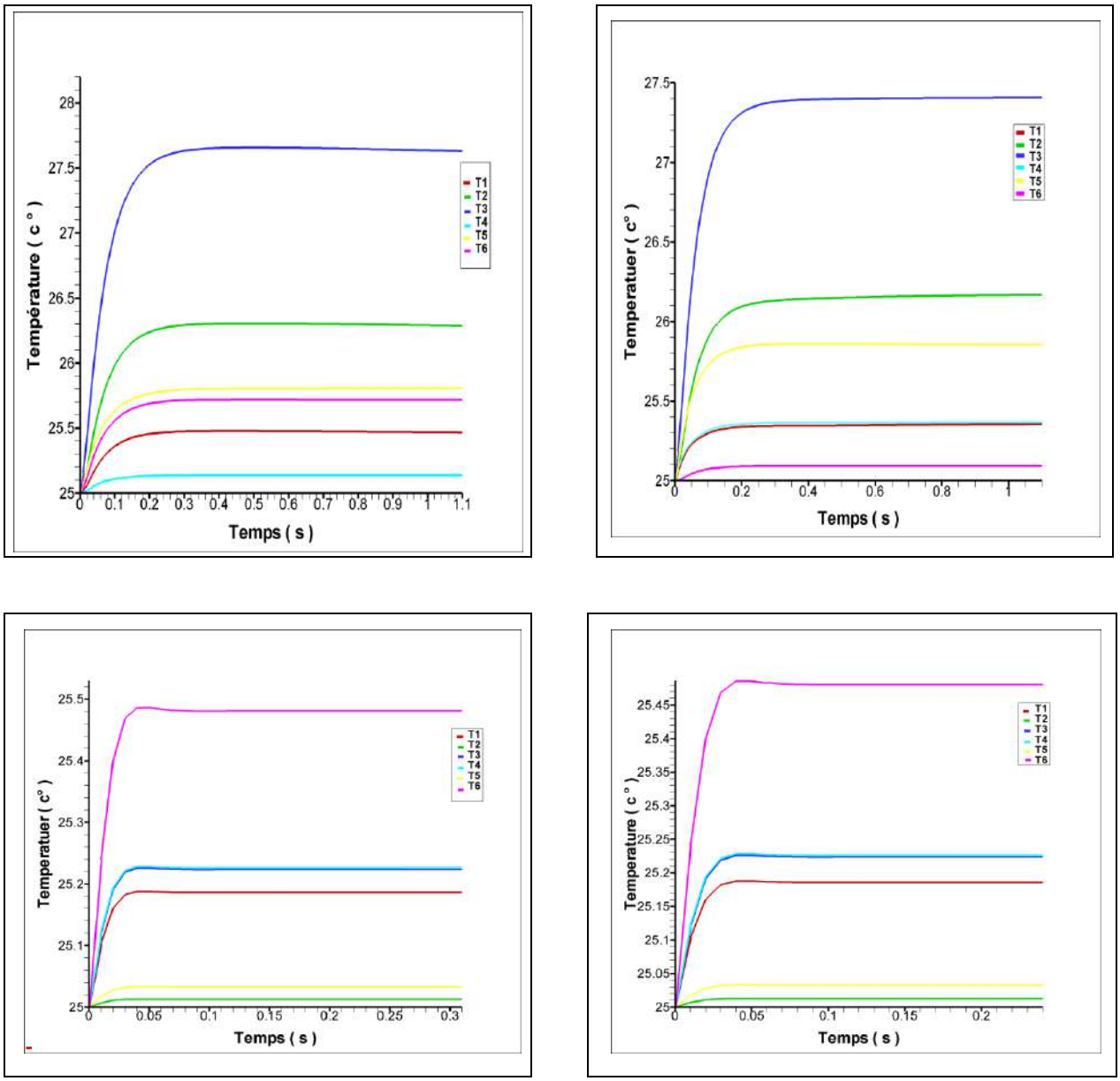


Figure IV12 : profils de température dans le temps pour les quatre configurations ; Avec une vitesse v_{in}=0.34m/s

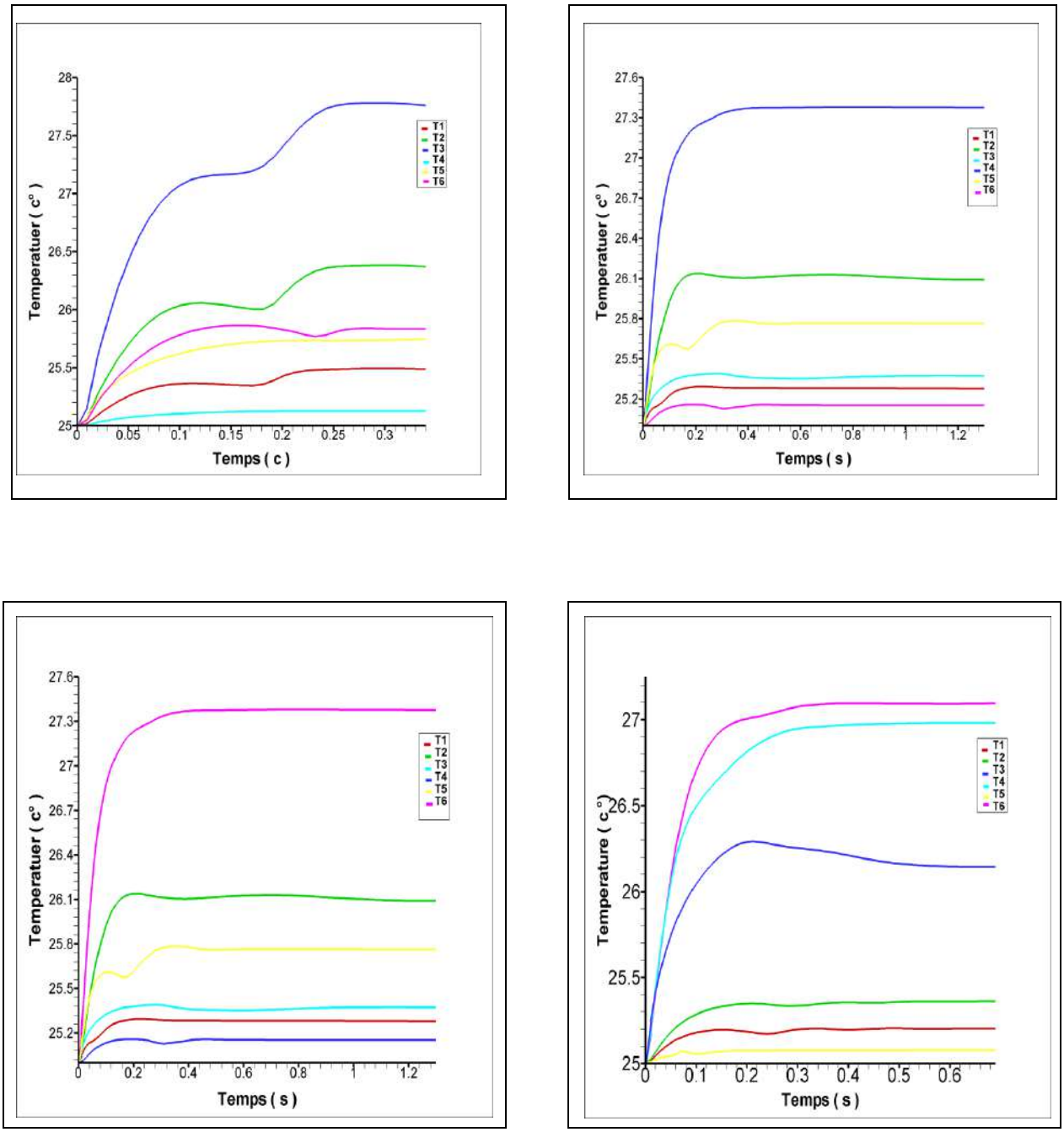


Figure IV13: profils de température dans le temps pour les quatre configurations ; Avec une vitesse v_{in}=3m/s.

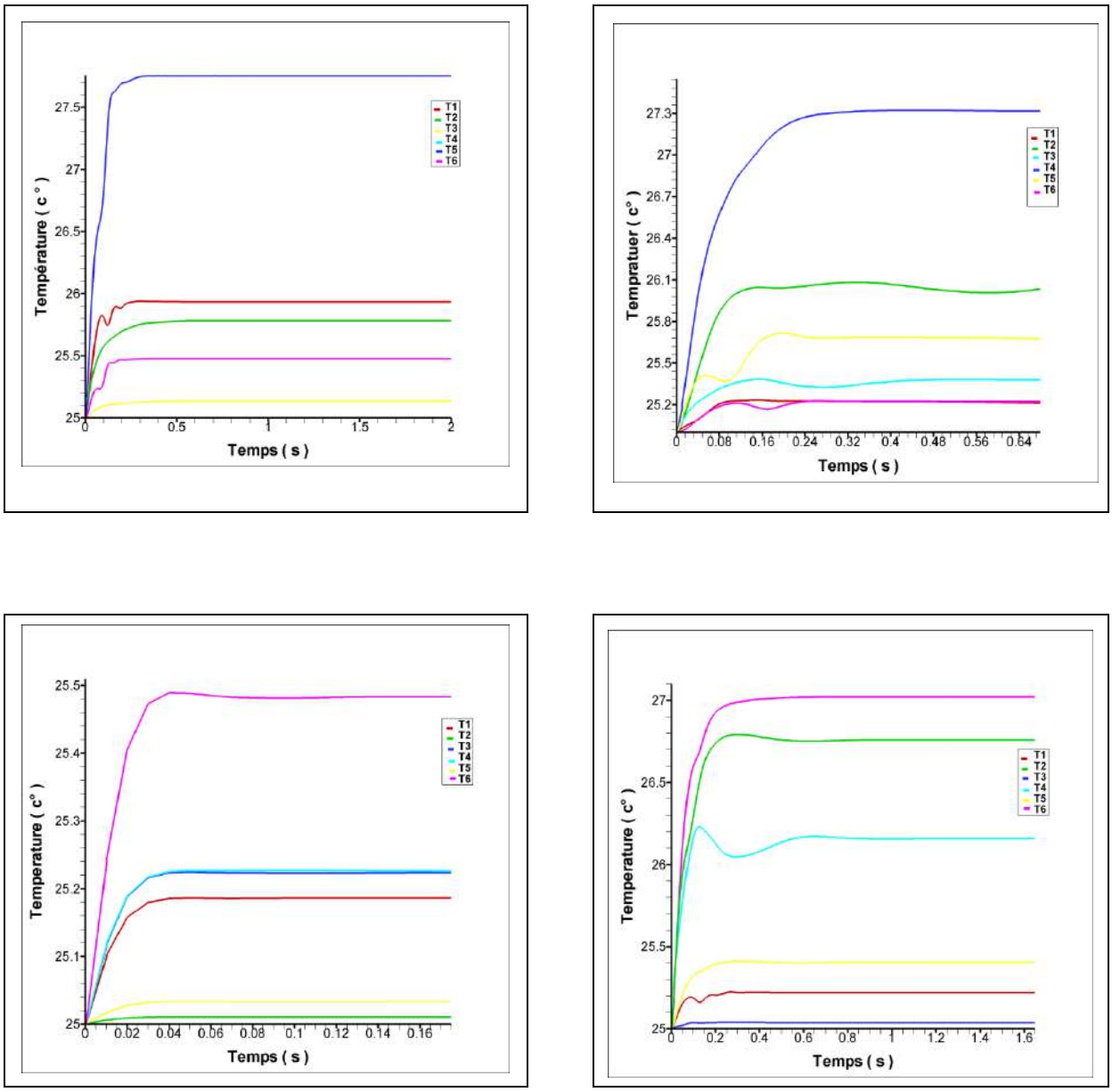


Figure IV14: profils de température dans le temps pour les quatre configurations ; Avec une vitesse v_{in}=6m/s.

Les figures (IV.12), (IV.13), (IV.14) montrent la variation de température dans le temps au niveau du point témoins pour les quatre configurations, ou nous pouvons faire les constatations suivantes :

- la période de transition dans le cas avec ailettes de l'arrangement des faisceaux quinconce est la plus lente comparée avec celle des arrangements sans ailettes.
- Contrairement à la période de transition la température maximum, qui correspond au régime permanent est plus élevée pour le cas sans ailettes.

- Et si nous comparons le cas aligné et le cas non alignée on peut dire que la période de transition du premier cas est plus petite.
- Contrairement à la période de transition la température maximum, qui correspond au régime permanent est plus élevée pour le cas non alignée.

D'après ces remarque on peut dire que : la présence des ailettes à permet d'évacuer mieux la chaleur comparer à celui sans ailette.de même l'arrangement en quinquerce avantage l'évacuation de chaleur.

IV.4.3 : Champs de pressure pour les quatre cas étudie avec des d'entré v=0.34m/s,3m/s et 6m/s.

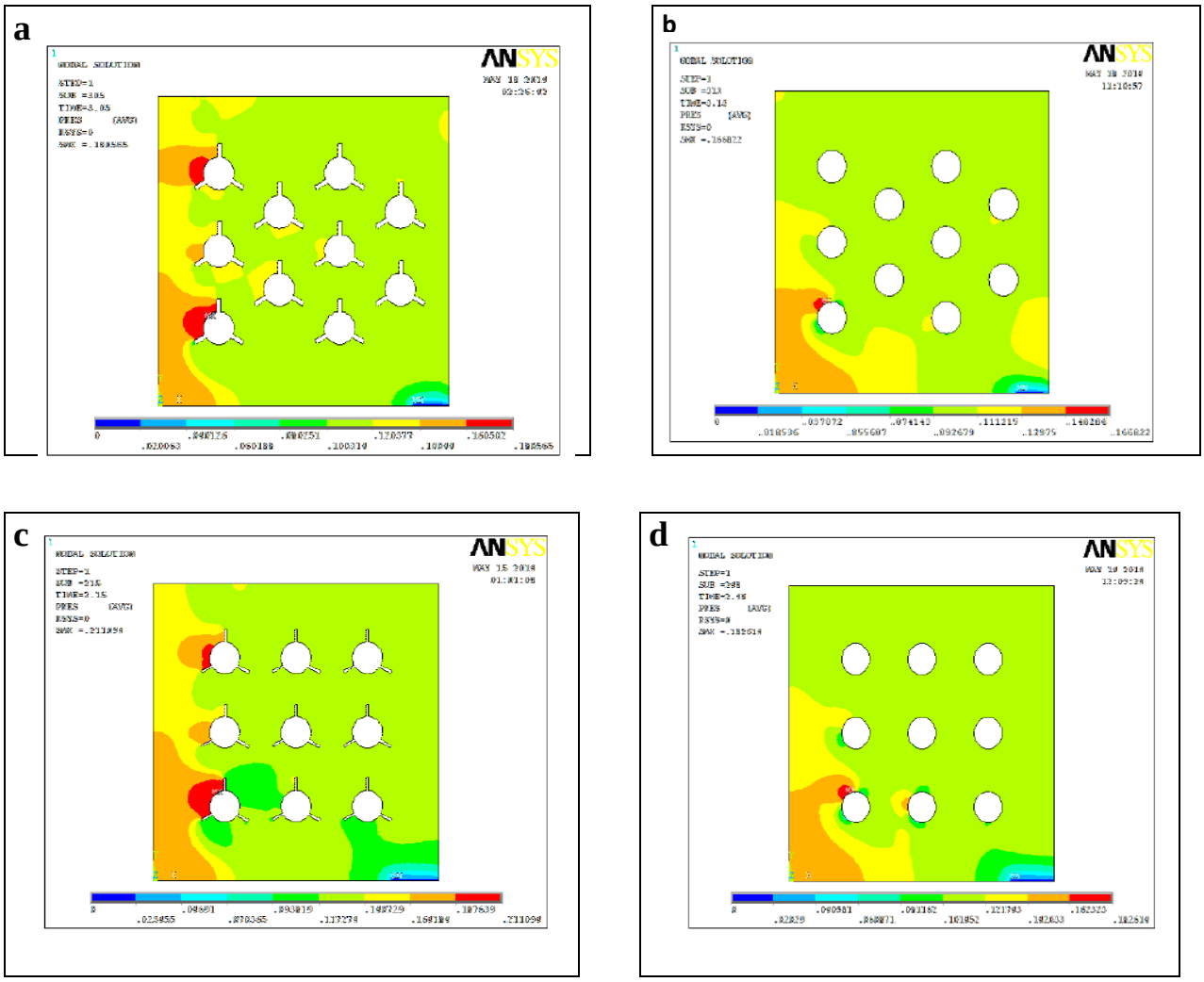


Figure IV.15: Représentation spatiale de champs de pression dans le domaine d'applications de quatre configuration, v_{in}=0.34m/s

A : tubes avec ailettes en quinconce

B : tubes sans ailettes calquent

C : tubes avec ailette alignées

D : tubes sans ailettes alignées

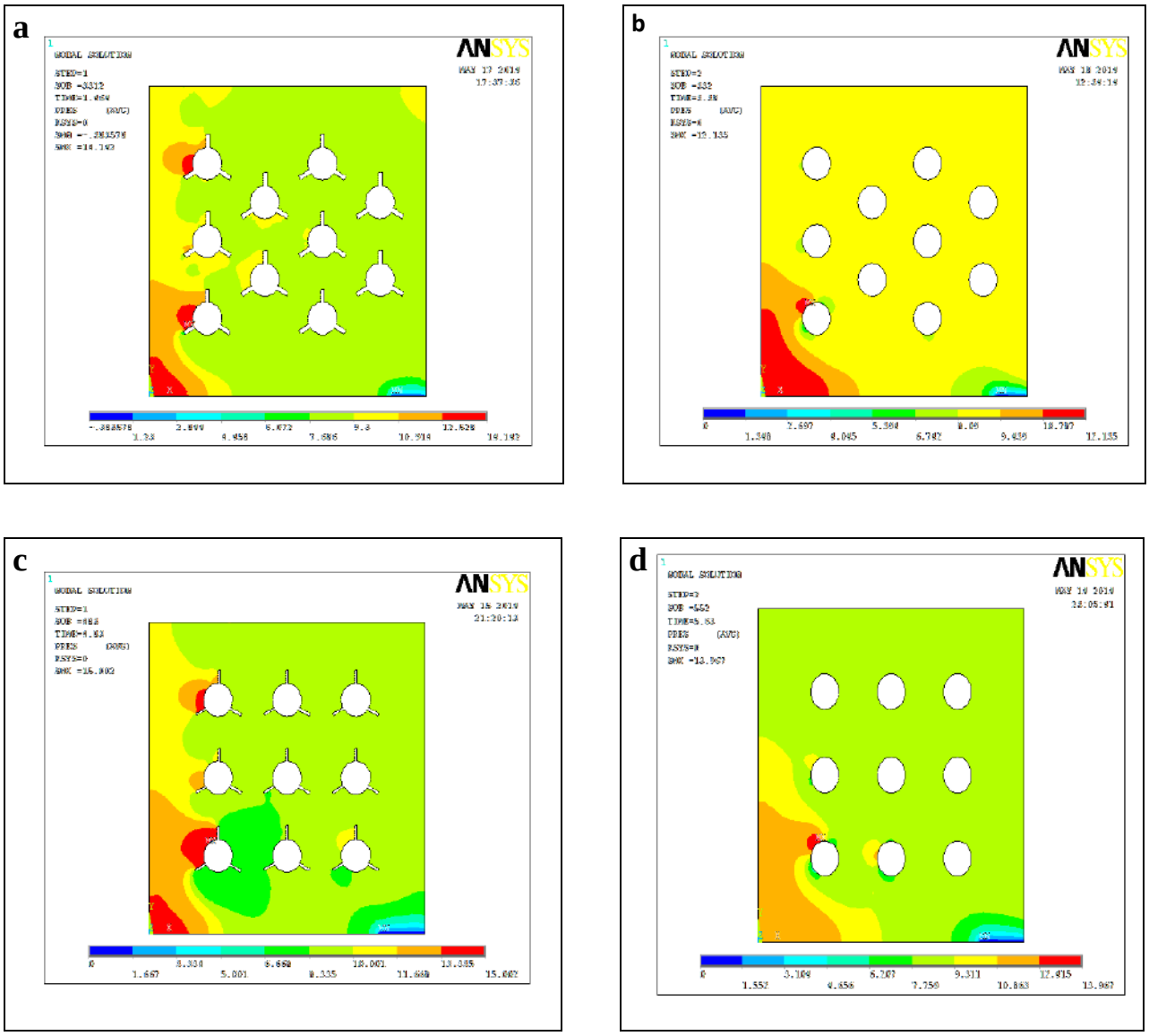


Figure IV.16 : Représentation spatiale de champs de pression dans le domaine d'applications de quatre configuration : v_{in}=3m/s

NB. La description des figures (a, b, c, d) sont discutées précédemment.

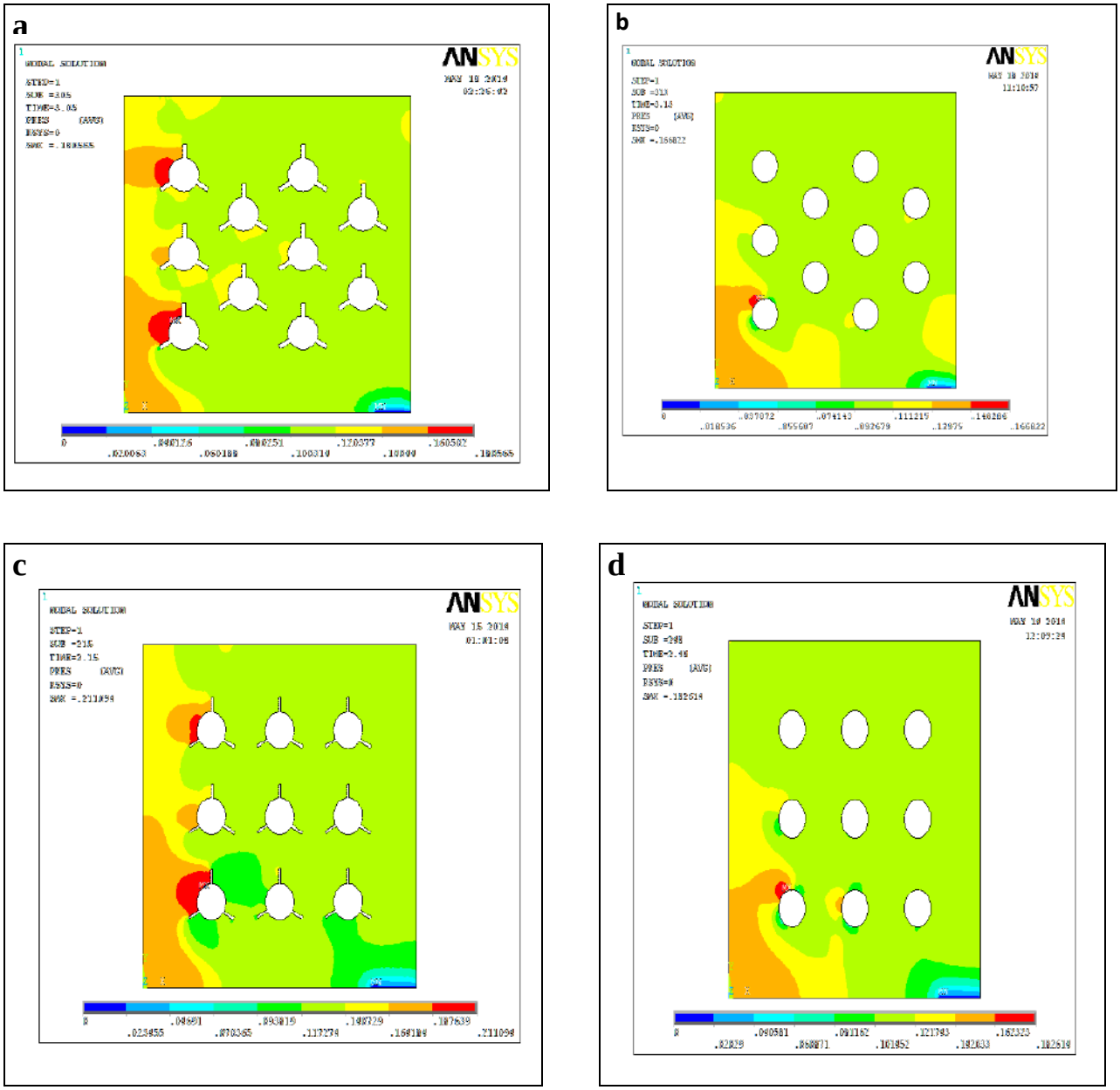


Figure IV.17 : Représentation spatiale de champs de pression dans le domaine d'applications de quatre configuration : vin=6m/s

NB. La description des figures (a, b, c, d) sont discutées précédemment.

La figure (IV.15, IV.16, IV.17) montre une représentation spatiale de champ de pression dans les quat reconfigurations, avec les vitesses d'entré v= 0.34m/s, v=3m/s, v_{in}=6m/s

Le plus marquant sur les constatations des résultats est que la présence des ailettes provoque des pertes de charges singulières importantes qui représentent un inconvénient énergétique

d'un part, et d'autre part l'avantage de la présence des ailettes est la création des perturbations qui favorise la diffusion et par conséquent l'évacuation de l'encrassement.

IV.7 : La configuration de pression est défini par :

$$C_P = \frac{\Delta p^*}{\rho u^{*2}} \; ; \; u^* = \frac{2}{3} u_{max}$$

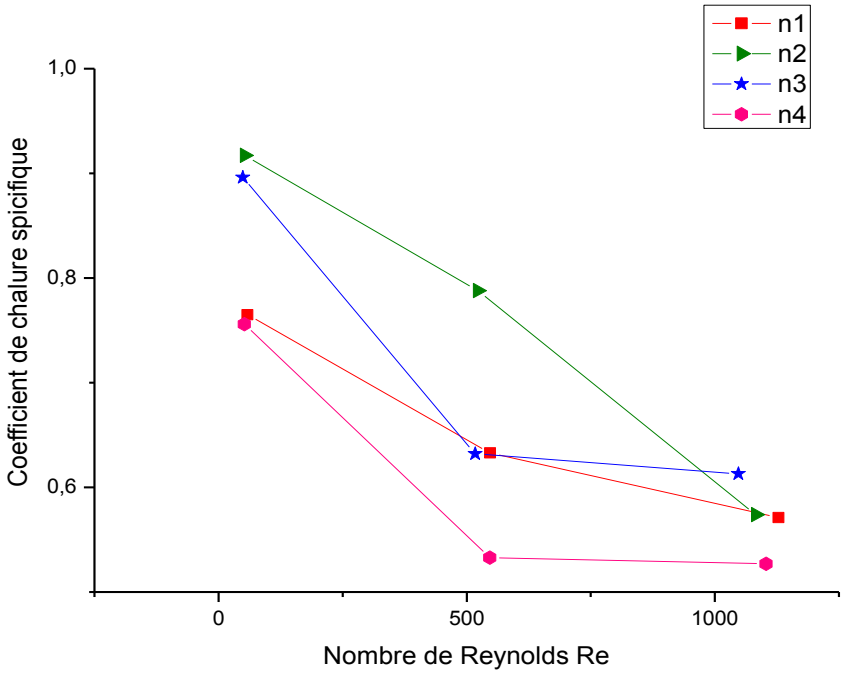


Figure IV. 18. Coefficient de pression en fonction du nombre Reynolds pour Différentes configuration désignées par les noms n1, n2, n3, n4.

- . Coefficient de pression en fonction du nombre Reynolds pour Différentes configuration désignées par les noms, on remarque que la pente en amont de point ou (CP=0.94) pour le cas (n1)Et supérieur à celui de cas (n4) ou (CP=0.9) et en aval de ces deux point critique , pour le cas (n1) est supérieur para pour au cas (n4) alors on peut conclure qu'on a une perte de charge Elever ourle cas (A) comparons à celui de cas (n1).

- . Coefficient de pression en fonction du nombre Reynolds pour Différentes configuration désignées par les noms, on remarque que la pente en amont de point ou (CP=0.78) pour le cas (n2) Et supérieur à celui de cas (n3) ou (CP=0.76) et en aval de ces deux point critique , pour le cas (n2) est supérieur par apert au cas (n3) alors on peut conclure qu'on a une perte de charge Élever pour le cas (A) comparons à celui de cas (n2).

Conclusion :

Ce chapitre était consacré à l'analyse l'écoulement de fluide, à l'intérieur de la calandre d'un échangeur autour des tubes de forme cylindrique, avec une organisation en quinconce et aligné avec ou sans ailettes ; développes sous « ANSYS ».

D'après les résultats de simulation nous pouvons tirer les constatations suivant La présence des ailettes à permet d'évacuer mieux la chaleur comparer à celui sans ailette.de même l'arrangement en quinquerce avantage l'évacuation de chaleur.

Conclésion générale

Conclusion général

L’échangeur d’énergie thermique est un des instruments clé du thermicien ou de l’énergéticien, que son but soit la fabrication d’un produit dont l’élaboration passe par un ensemble de cycles où varient température et pression ou qu’il s’agisse de production d’énergie mécanique (ou électrique).

Rappelons que les échangeurs de chaleur sont des appareils où le transfert de chaleur à basses et moyennes températures se fait sans changement de phase. Des méthodes de calcul plus ou moins élaborées existent pour les échangeurs à Tube et calandre.

Les calculs reposent en partie sur les calculs numériques que l'on peut effectuer sur les échangeurs à tube et calandre auxquels nous avons abordés et développé dans ce travail.

Le but d'un échangeur de chaleur est de récupérer une certaine quantité de

Chaleur dans des conditions économiques optimales qui sont un compromis entre les frais d'investissement et les frais de fonctionnement

La dualité perte de charge-transfert de chaleur est à la base de tout calcul d'échangeur. En effet, les résistances au transfert thermique seront d'autant plus faibles que les vitesses locales d'écoulement du fluide seront plus élevées.

Dans ces conditions, on pourra utiliser des surfaces d'échange plus réduites

(Diminution de l'investissement), mais les pertes de charge étant plus grandes, la pompe de circulation devra être plus puissante, ce qui entraîne une augmentation du prix de fonctionnement. Ainsi, l'obtention des conditions optimales de fonctionnement d'un échangeur ne peut se concevoir sans une étude en parallèle du transfert de chaleur et de la perte de charge.

En outre, les fluides véhiculés à l'intérieur et à l'extérieur des tubes ne sont pas obligatoirement propres et un encrassement des surfaces se produit dans le temps. La formation de ces dépôts, généralement mauvais conducteurs de la chaleur, augmente les résistances au transfert thermique et conditionne la fréquence des arrêts pour nettoyage et entretien.

Dans l'optimisation de l'échangeur, il faut tenir compte de ces variations du

Transfert thermique au cours du temps et les conditions optimales de fonctionnement d'un échangeur usagé seront différentes de celles de l'échangeur neuf.

Le domaine de ce que l'on appelle échangeur devait d'abord être défini et circonscrit. Cet appareillage relève du traitement classique où apparaissent les notions de DTML, de débit de capacité, de stationnarité, D'efficacité, de NUT, de coefficient d'échange global K sans oublier les pertes de pression mécaniques, à compenser par un « moteur » quelconque. L'augmentation du transfert thermique s'accompagne en effet inéluctablement d'une croissance des frottements visqueux générateurs des chutes de pression.

Elle s'adapte bien à tous les fluides monophasiques quelle que soit la nature de ces fluides et de la paroi commune. Le choix de la nature de cette dernière est dicté par des considérations technologiques : pression, corrosion, vibrations, mouillabilité, compatibilité biologique, sans Oublier bien sûr épaisseur et conductivité thermique.

Quant aux fluides, il reste entendu qu'ils sont newtoniens et complètement transparents ou complètement opaques en regard des longueurs d'onde des émissions radiatives qui peuvent intervenir de manière énergétiquement notable.

Référence

[1] : Bouchenafa_rachid2011@yahoo.com saimrachid@yahoo.fr Said.Abboudi@utbm.fr

[2] : Jean-Sébastien SAVARD, Hussein IBRAHIM, Adrian ILINCA « ÉTUDE ET CONCEPTION D'UN ÉCHANGEUR THERMIQUE POUR UN SYSTÈME HYBRIDE DE TYPE ÉOLIEN-DIESEL-STOCKAGE D'AIR COMPRIMÉ (JEDSAC) »
Rapport interne Laboratoire de Recherche en Énergie Éolienne LREE-04 – Octobre 2008
Université du Québec à Rimouski.

[3] : André BONTEMPS, Alain GARRIGUE, Charles GOUBIER, Jacques HUETZ, Christophe MARVILLET, Pierre MERCIER, Roland VIDIL, « Description des échangeurs » technique de l'ingénieur [B 2 341].

[4] : SERRAH Noureddine, BENHAMDI Bilal « Initiation sur la Simulation Numérique des Ecoulements Diphasiques dans les Echangeurs » diplôme Master en Génie Climatique UNIVERSITÉ Dr. YAHIA FARES DE MÉDÉA (2011-2012).

[5] : Sabrina, DELROT« Détection d'encrassement dans les échangeurs thermiques par observateurs de type Takagi-Sugeno », Docteur de l'Université de VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS, octobre 2012.

[6] : Amine ALI NEHARI, « Étude thermo-énergétique d'un échangeur de chaleur à plaques et joints : Application aux fluides géothermiques. » diplôme de Master en Physique Énergétique et Matériaux ; UNIVERSITE ABOU-BAKR BELKAID DE TLEMCEN 2011.

[7 : Hamza Chérif SADOUK, « Modélisation de l'encrassement en régime turbulent dans un échangeur de chaleur à plaques avec un revêtement fibreux sur les parois» DOCTEUR DE L'UNVERSITE DE PARIS – EST, 15 Juin 2009.

[8] : PATRICKCHASSING, turbulence en mécanique des fluides analyse analyse du phénomène vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur. I.N.P. de TOULOUSE, (2000).

[9] : G.GLUSHCO. Turbulent boundary layer on a flat plate in an incompressible fluide Invest. Acad. Nawk. SSSR MEKH, NOY, (1965).

[10] : F. BISEL, calculs numériques d'écoulements à nombre de Reynolds élevées avec simulation semi-empirique de la turbulence .A.I.R.H.page 17-18, (1972).

[11] : B. E. LAUNDER, D, B. SPALDING, the numerical computation of turbulent transport, Adv. Geophysics, vo118A, (1974).

[12] : http://thetis.enscpb.fr.Notice théorique. Janvier 2010.

[13] : Paul FERREY, Modèles aux tensions de REYNOLDS avec prise en compte de l'intermittence de frontière, thèse pour l'obtention du Grade de docteur de l'université de POITIERS.

[14] : Chapitre 2 : Modèle D'Etalement Et Traitement Numérique, Discrétisation la forme

[15] : ITYM YOUCEF.modélisation du comportement thermomécanique d'un pipeline influence des jonctions. MAGISTERE en génie mécanique Constantine (2010).

[16] : M.DOUHA[1] , A. BELKACEM[1] et M.REBHI [1] , Simulation numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur conjugué dans les échangeurs de chaleur compact (géométrie complexe), Université de Béchar, Département de Mécanique B.P.417 Bechar, Algérie 2010.