الجمهورية الجزائريـــة الديمقراطيـة الشعبيـة

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

Université Yahia Farés de MEDEA

FACULTE DE TECHNOLOGIE

Département de Génie Mécanique

Projet de fin d'études
Pour l'obtention du diplôme de Master en :

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Energétique

THEME

Etude numérique d'un refroidissement d'un microprocesseur

Présenté par :

BELKACEM FISSA Mohcine

BEGHERBIA Nacer

Proposé et dirigé par :

Dr. RAHAL Soufiane

Dr. REBHI Redha

2021/2022



Remerciements

Après avoir rendu grâce à Dieu le Tout puissant et Miséricordieux,

Nous tenons à exprimer nos vifs remerciements et notre profonde Gratitude à notre promoteur Monsieur S. Rahal pour Son aide, sa disponibilité et ses bons conseils.

Nous tenons à remercier toutes les Personnes qui ont contribuées et données de leurs temps pour l'aboutissement de ce travail



Dédicace

Après C'est avec grand plaisir que je dédie cette lettre à Chers parents, nous vous remercions de votre soutien Maintenir une bonne santé et une longue vie.

A ma Famille et mes amis

A mes professeurs et à tous ceux qui ont contribué de loin Ou de près Réalisant ce travail, il trouve ici un témoignage de ma gratitude et ma confession bien à tous ceux qui me sont chers.

Abstract

In this thesis, we numerically study a flow around a two-dimensional obstacle using the technique of computational fluid dynamics (CFD). Navier-Stockes equations with several turbulence models are studied to evaluate the performance of ANSYS CFX. The assessment is based on the comparison of experimental results (CEDVAL 1-3) produced in a wind tunnel at the Metrological Institute of the University of Hamburg. Our main objective is to find the appropriate turbulence model for the simulation of a complex flow in the presence of separation and reattachment. We consider five turbulence models, namely the standard k-ε turbulence model, the feasible k-ε model, the k-ε RNG model, the standard k-ω model and the k-ω (Shear Stress Transport) SST model. Adequate meshes are used to meet the required criteria (the y+ approach) for each turbulence model.

ملخص

في هذه الأطروحة ، ندرس عدديًا تدفقًا حول عقبة ثنائية الأبعاد باستخدام تقنية ديناميكيات الموائع الحسابية (CFD). تمت دراسة معادلات Navier-Stockes مع العديد من نماذج الاضطراب لتقييم أداء ANSYS CFX. يعتمد التقييم على مقارنة النتائج التجريبية (CEDVAL 1-3) التي تم إنتاجها في نفق هوائي في معهد المقاييس بجامعة هامبورغ. هدفنا الرئيسي هو العثور على نموذج الاضطراب المناسب لمحاكاة التدفق المعقّد في وجود فصل وإعادة توصيل. نأخذ في الاعتبار خمسة نماذج للاضطراب ، وهي نموذج k-القياسي للاضطراب ، ونموذج k-القابل للتطبيق ، ونموذج k-ε RNG ، ونموذج k-القياسي ، ونموذج K-(Shear Stress Transport). تُستخدم الشبكات الملائمة للوفاء بالمعايير المطلوبة (نهج y +) لكل نموذج مضطرب.

Résume

Dans la présente thèse, on étudie numériquement un écoulement autour d'un obstacle bidimensionnelle à l'aide de la technique de dynamique de fluide computationnelle (CFD). Les équations de Navier-Stockes avec plusieurs modèles de turbulence sont étudiées pour évaluer les performances d'ANSYS CFX. L'évaluation est basée sur la comparaison des résultats expérimentaux (CEDVAL 1-3) produits dans une soufflerie à l'Institue Métrologique de l'Université de Hambourg. Notre objectif principal est de trouver le modèle de turbulence approprié pour la simulation d'un écoulement complexe en présence de séparation et de réattachement. Nous considérons cinq modèles de turbulence, à savoir le modèle de turbulence k-ε standard, le modèle k-ε réalisable, le modèle RNG k-ε, le modèle k-ω standard et le modèle SST k-ω (*Shear Stress Transport*). On utilise des maillages adéquats pour répondre aux critères exigés (l'approche y^+) à chaque modèle de turbulence.

TABLE DE MATIERES

REMERCIEMENTS ..... **I**

DEDICACE ..... **II**

ABSTRACT **3**

ملخص **3**

RESUME **3**

TABLE DE MATIERES **3**

INTRODUCTION GENERALE : **2**

CHAPITRE I GENERALITÈ **3**

1.1-TRANSFER DE CHALEUR: **4**

1.2-GENERALITE: **4**

1.3-QUANTITE DE CHALEUR: **4**

1.4-FLUX DE CHALEUR: **4**

1.5-TEMPERATURE: **5**

1.5.1-ÉCHELLE DE TEMPERATURE: 5

1.5.1.1-ÉCHELLE FAHRENHEIT: 5

1.5.1.2-ÉCHELLE CELSIUS: 5

1.5.1.3-ÉCHELLE KELVIN: 7

1.5.1.4-REGLES DE CONVERSION: 7

1.5.2-CHAMP DE TEMPERATURE: 7

1.5.3-GRADIENT DE TEMPERATURE: 8

1.6-CAPACITE THERMIQUE MASSIQUE: 8

1.7-FORMULATION D'UN PROBLEME DE TRANSFERT DE CHALEUR. **9**

1.7.1- BILAN D'ENERGIE : 9

1.7.2-EXPRESSION DES FLUX D'ENERGIE: 9

1.7.3-MODES DE TRANSFERT DE CHALEUR: 9

1.7.3.1-CONDUCTION: 10

1.7.3.2-CONVECTION: 11

1.7.3.3-RAYONNEMENT THERMIQUE: 12

1.7.4-STOCKAGE D'ENERGIE: **13**

1.8-REFROIDISSEMENT DE COMPOSANTS ELECTRONIQUES: **14**

1.8.1-INTRODUCTION: **14**

1.8.2-CONTEXTE INDUSTRIEL: **14**

1.8.3-PRESENTATION: 15

1.8.4-REFROIDISSEMENT PAR LIQUIDE: 15

1.8.4.1-LE CALODUC: 15

1.8.4.2-LA BOUCLE FLUIDE DIPHASIQUE A POMPAGE MECANIQUE: 16

1.8.4.3-LA BOUCLE FLUIDE MONOPHASIQUE A POMPAGE MECANIQUE: 16

1.8.4.4-LA BOUCLE FLUIDE DIPHASIQUE A POMPAGE CAPILLAIRE: 16

1.8.4.5-REFROIDISSEMENT PAR AIR: 17

1.8.4.6-REFROIDISSEMENT PAR CONVECTION NATURELLE: 17

1.9-LA STRUCTURE DE L'ECOULEMENT AUTOUR D'OBSTACLE: 18

RECHERCHES BIBLIOGRAPHIQUES 19

CHAPITRE II MODELE PHYSIQUE ET FORMULATION MATHEMATIQUE 29

2.1-LE MODELE PHYSIQUE : 30

2.2-LES EQUATIONS MATHEMATIQUES : 31

2.2.1-INTRODUCTION : 31

2.3. MODELE MATHEMATIQUE : 31

2.3.1. HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES : 31

2.3.2. EQUATIONS DE CONSERVATION : 32

2.3.3- EQUATION CONSERVATION DE MASSE: 32

2.3.4-EQUATION CONSERVATION DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT : 32

2.3.5 ÉQUATION DE L'ENERGIE : 33

2.4. CONDITIONS AUX LIMITES : 33

2.5-FORME ADIMENSIONNELLE DES EQUATIONS ET DES CONDITIONS AUX LIMITES : 34

2.5.1-EQUATION DE MASSE : 34

2.5.2-EQUATION DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT : 34

2.5.3-EQUATION DE L'ENERGIE : 35

2.5.4-NOMBRES ADIMENSIONNELS : 35

2.5.5-CONDITIONS AUX LIMITES ADIMENSIONNELLES : 35

2.5.6-EXPRESSION DE LA FONCTION DE COURANT : 36

2.5.7-EXPRESSION DU NOMBRE DE NUSSELT : 36

2. 6--MODELES DE TURBULENCE : 37

2.6.1-K-EPSILON : 38

2.6.2 MODELE RNG K −E : 38

2.6.3 MODELE RSM : 38

2.7. CONCLUSION : 38

CHAPITRE III RESULTATS ET DISCUSSIONS 40

3.1**Validation …**

Erreur ! Signet non défini.

CONCLUSION GENERALE: 53

REFERENCES 54

LISTES DES FIGURES

Chapitre I

Figure 1-1 représente Modes de transfert de chaleur. 10

Figure 1-2 schéma du transfert de chaleur conductif. 11

Figure 1-3 loi de Newton 12

Figure 1-4 schéma du transfert de chaleur convectif..... 12

Figure 1.5- Équation 3 de loi de Stefan-Boltzmann. 13

Figure 1-6 un satellite en orbite. 14

Figure 1-7 l'effet de loi de joule. 15

Figure 1-8 Le principe du caloduc. 15

Figure 1-9 la distribution de capacité thermique en fonction de masse. 17

Chapitre II

Figure 2-1 La géométrie de la configuration de l'écoulement. .....

Chapitre III

Figure 3.1a. Effet du maillage sur le profil de vitesse u pour modèle de turbulence SSTk-ω. ……...……41.

Figure 3.1b. Effet du maillage sur le profil de vitesse v pour modèle de turbulence SSTk-ω. …….....41**ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.**

Figure 3.2a. Comparaison des profils de vitesse *u* prédits avec l'expérimentale [36]…….42

Figure 3.2b. Comparaison des profils de vitesse *w* prédits avec l'expérimentale [36]……44

Figure 3.3. Comparaison des lignes de courant dans le plan de symétrie $z / H = 0$: a) modèle k-ε standard, b) modèle k-ε réalisable, c) modèle RNG k-ε, d) k-ω standard et e) SST k-ω (*Shear Stress Transport*). ……48

Figure 3.4. Comparaison des vecteurs vitesses entre a) données Cedval A1-3 et b) simulation numérique par le modèle de turbulence SSTk-ω…….48

Figure 3.5. Valeur de C_p suivant les lignes A, B et C…….49

Figure 3.6. Corrélation de: a) rattachement (X_R/H), b) séparation (X_{F1}/H), c) la stagnation (Y_{F1}/H) avec le nombre de Reynolds Re……...51.

Figure 3.7 : Les lignes de courant dans le plan de symétrie $z/H = 0$ pour Φ=15°…….52

INTRODUCTION GENERALE

Introduction Générale :

Les ordinateurs individuels sont actuellement refroidis par l'air dans l'environnement d'une convection libre ou forcée. Les ventilateurs attachés à l'unité centrale de traitement sont les dispositifs de refroidissement les plus populaires utilisés pour l'évacuation des flux de chaleur plus ou moins importants. Cependant, pour des composants électroniques de fréquences plus élevées (au-dessus de 1000 mégahertz), ces systèmes de refroidissement ont quelques limitations dues à plusieurs facteurs, parmi lesquels figurent : l'encombrement de l'espace de travail, le bruit et la limite de la qualité de refroidissement. En conséquence l'emploi de nouvelles techniques de refroidissement de manière à pouvoir dissiper des puissances thermiques au de las de 100 W/cm 2 de la surface du composant électronique est exigé, tout en maintenant le dispositif (le composant) aux températures acceptables, typiquement au-dessous de 85°C.

CHAPITRE I: GENERALITÈ

1.1-Transfer de chaleur:

La thermodynamique permet de prévoir la quantité totale d'énergie qu'un système doit échanger avec l'extérieur pour passer d'un état d'équilibre à un autre. On distingue habituellement deux types d'énergie :

1) le travail noté W qui peut prendre diverses formes selon l'origine physique du transfert en jeu (électrique, magnétique, mécanique.

1.2-Généralité:

La chaleur c'est une forme d'énergie, elle est causée par l'agitation, au sein de la matière, des molécules et des atomes. Donc " l'énergie thermique" ou bien la chaleur est l'énergie associée au mouvement désordonné des particules contenues dans une substance.

L'unité de la chaleur est le joule. D'autres unités d'énergie sont utilisées :

Un transfert de chaleur qu'il convient d'appeler transfert thermique ou transfert par chaleur est un transit d'énergie thermique d'un système à un autre à cause d'une différence de température Deux corps ayant la même température sont dits en « équilibre thermique ». Si leur température est différente, un transfert de chaleur se produit entre eux.

Le deuxième principe de la thermodynamique admet que la chaleur (ou énergie thermique) ne peut passer que d'un corps chaud vers un corps froid, c'est-à-dire d'un corps à température donnée vers un autre à température plus basse.

1.3-Quantité de chaleur:

La quantité de chaleur (notée : Q) est la chaleur nécessaire pour porter la température d'un corps de la température T1 à T2 (en K ou en °C).

C'est aussi l'énergie nécessaire pour effectuer un changement d'état (exemple : passage de l'état liquide à l'état gazeux).

Note : il peut y avoir un changement d'état sans variation de température.

1.4-Flux de chaleur:

Le flux de chaleur ϕ représente le débit de chaleur, c'est à dire une quantité de chaleur transmise par unité de temps. Il a donc la dimension d'une puissance et se mesure en watts (W) dans le système SI.

1.5-Température:

Les particules qui composent la matière (molécules ou atomes) ne sont jamais au repos. Elles sont en vibration permanente et possèdent donc une certaine énergie cinétique.

La température est une mesure indirecte du degré d'agitation microscopique des particules. Plus l'agitation est grande, plus la température est élevée. Si l'agitation cesse, c'est le zéro "absolu".

1.5.1-Échelle de température:

Une échelle de température est une échelle de référence permettant de repérer quantitativement (c'est-à-dire à l'aide d'un nombre) la température d'un corps matériel, que celui-ci soit solide, liquide ou gazeux.

Pour créer une échelle de température, les physiciens cherchent des intervalles de température entre deux points de référence : une situation "froide" et une situation "chaude". Parmi toutes celles qui ont été inventées et utilisées, voici les trois échelles de température les plus utilisées dans le monde.

1.5.1.1-Échelle Fahrenheit:

Vers 1720, le physicien allemand Daniel Fahrenheit invente le thermomètre à mercure et définit son échelle de température. Il utilise une échelle de température prenant pour référence :

• Un mélange eau-glace-sel à l'équilibre pour le point bas.

• l'ébullition de l'eau pour le point haut Il a fixé le point de congélation de l'eau à 32 °F et le point d'ébullition à 212 °F.

1.5.1.2-Échelle Celsius:

De son côté, en 1741, le physicien Anders Celsius choisi de prendre pour référence :

• L'ébullition de l'eau pour le point haut.

• La congélation de l'eau pour le point bas.

Il divise son échelle en 100 intervalles, qu'il appelle "degré Celsius" (°C), démarrant de zéro pour le point bas et 100 pour le point haut (pour lui, l'eau se transformait en glace à 0°C et bouillait à 100°C). L'eau se transforme en glace à 0°C et bout à 100°C.

1.5.1.3-Échelle Kelvin:

A la fin du *19* e siècle, les lois de la thermodynamique font apparaître une idée nouvelle : il faut une échelle de température qui a une limite inférieure "théorique et absolue", infranchissable. Le physicien anglais Lord Kelvin suggère donc d'utiliser une échelle de température où le zéro serait un zéro en dessous duquel on ne peut pas descendre : le "zéro absolu".

Et les physiciens connaissent cette température infranchissable : c'est - 273,15 °C, la température à laquelle plus rien ne bouge dans les atomes. Il prend donc l'échelle de Celsius (en gardant le même intervalle pour chaque degré) et "décale simplement le "zéro" à -273,15 °C.

On parle alors de "degré Kelvin" et on la note "K" (sans le ° devant).

1.5.1.4-Règles de conversion:

Entre Fahrenheit et Celsius

$$T(°F) = 32 + T(°C) \times 9/5 \quad (I.1)$$

$$T(°C) = [T(°F) - 32] \times 5/9 \quad (I.2)$$

Entre Kelvin et Celsius

$$T(K) = T(°C) - 273,15 \quad (I.3)$$

$$T(°C) = T(K) + 273,15 \quad (I.4)$$

1.5.2-Champ de température:

Les transferts d'énergie sont déterminés à partir de l'évolution dans l'espace et dans le temps de la température :

$$T = f(x, y, z, t). \quad (I.5)$$

La valeur instantanée de la température en tout point de l'espace est un 8 scalaire appelé champ de température.

Nous distinguerons deux cas :

- Champ de température indépendant du temps : le régime est dit permanent ou stationnaire.
- Évolution du champ de température avec le temps : le régime est dit variable ou transitoire.

1.5.3-Gradient de température:

Si l'on réunit tous les points de l'espace qui ont la même température, on obtient une surface dite surface isotherme.

La variation de température par unité de longueur est maximale le long de la normale à la surface isotherme. Cette variation est caractérisée par le gradient de température Isotherme et gradient thermique Avec : $\vec{n}$: vecteur unitaire de la normal et $\partial T/\partial n$: dérivée de la température l<e long de la normale.

1.6-Capacité thermique massique:

La capacité thermique massique d'une substance est la quantité de chaleur nécessaire pour élever de 1K la température d'une masse de 1 kg de cette substance.

Elle s'exprime en (J.kg-1.K-1).

Pour l'eau liquide :

Cp = 4187 J.kg-1.K-1

1 kcal.kg-1. °C-1 = 1 Btu.lb-1. °F-1

1 J.kg-1.K-1 = 2, 39.10-4 kcal.kg-1. °C-1

Lb est le pound (ou livre) :

1 kg = 2,20462262185 lb.

1.7-Formulation d'un problème de transfert de chaleur.

1.7.1- Bilan d'énergie :

Il faut tout d'abord définir un système (S) par ses limites dans l'espace et il faut ensuite établir l'inventaire des différents flux de chaleur qui influent sur l'état du système et qui peuvent être :

Système et bilan énergétique On applique alors le 1er principe de la thermodynamique pour établir le bilan d'énergie du système (S).

1.7.2-Expression des flux d’énergie:

Il faut ensuite établir les expressions des différents flux d'énergie. En reportant ces expressions dans le bilan d'énergie, on obtient l'équation différentielle dont la résolution permet de connaître l'évolution de la température en chaque point du système.

1.7.3-Modes de transfert de chaleur:

Lorsque l'on met en présence deux corps de températures différentes, ils échangent de l'énergie sous forme de chaleur jusqu'à atteindre un état d'équilibre qui se traduit par l'uniformisation de leurs Formulation d'un problème de transfert de chaleur II dit températures.

Ces échanges thermiques sont de trois types :

1. La conduction thermique ou diffusion thermique.

2. La convection.

3. Le rayonnement thermique.

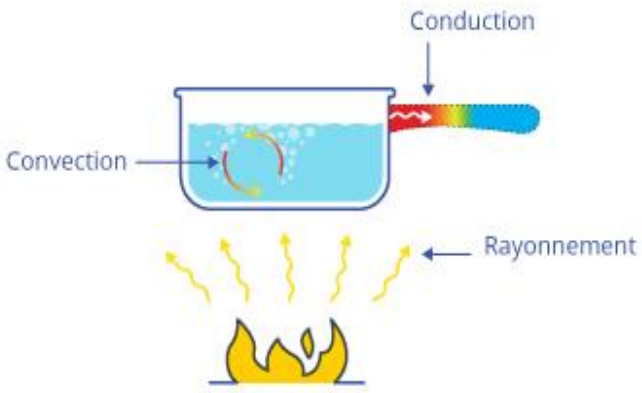


Figure1-1 représente Modes de transfert de chaleur.

1.7.3.1-Conduction:

Ce transfert de chaleur est le seul que l'on puisse rencontrer dans les solides. La propagation de la chaleur s'effectue d'atome en atome, de proche en proche, par transmission d'énergie d'agitation thermique.

En milieu solide les atomes, dont les positions d'équilibre sont fixes dans l'espace, transfèrent de la chaleur sans déplacement de matière. La théorie de la conduction repose sur l'hypothèse de Fourier : le flux de chaleur est proportionnel au gradient de température.

$$\Rightarrow \Phi = -\lambda S \frac{dT}{dR}$$

(I.6)

ϕ : Puissance transférée (W).

T : variation de température dans la direction de chaleur (k).

S : Aire de la section de passage du flux de chaleur (m).

R : Variable d'espace dans la direction du flux.

Le signe (−) dans l'équation est dû au fait que le flux de chaleur circule dans le sens opposé au gradient de température.

λ : Conductivité thermique du matériau, elle caractérise la propension d'un matériau à conduire la chaleur il s'exprime en W (m– 1 K– 1).

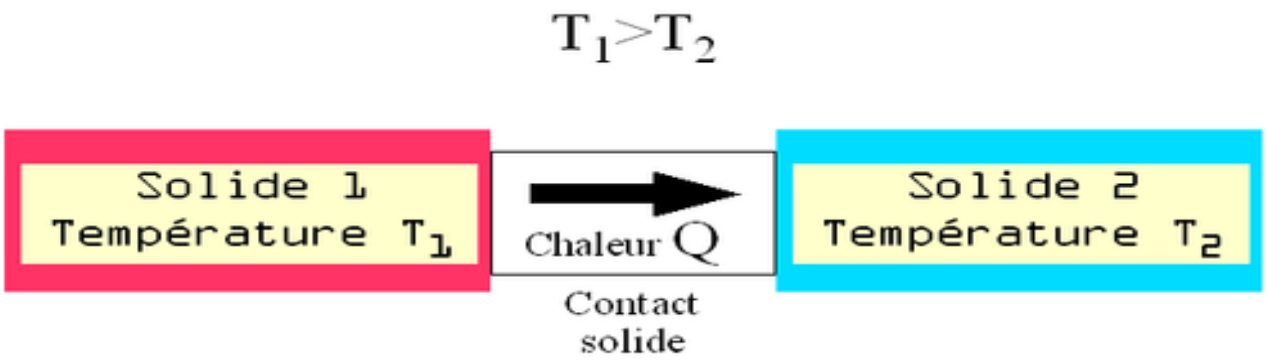


Figure 01-2 schéma du transfert de chaleur conductif.

Lorsqu'un matériau laisse facilement diffuser la chaleur on dit qu'il est conducteur. C'est le cas notamment des métaux dont la conductivité thermique est élevée.

À l'inverse, un matériau tel que l'air au repos s'oppose au transfert de chaleur et est donc appelé isolant. Dans ce cas la conductivité thermique est faible.

1.7.3.2-convection:

C'est, de façon générale, un transfert de chaleur entre deux phases de nature différente. Elle intervient, par exemple, à la surface de séparation entre un solide et un fluide (liquide ou gaz), ou aussi bien, à la surface libre entre un liquide et un gaz.

Le transfert de chaleur s'effectue en 2 phases :

-1ère phase : la chaleur est échangée par conduction entre la surface solide et une mince couche de fluide (appelée "film"), au voisinage de la surface.

-2ème phase : le fluide du film est déplacé dans la masse du fluide ; ce déplacement du fluide est, soit naturel (variation de la masse volumique du film chauffé ou refroidi, par rapport celle du fluide en masse), soit artificiel (action d'une pompe, d'un agitateur). On parle alors soit de convection naturelle, soit de convection forcée.

Donc, le transfert de chaleur par convection est provoqué par le déplacement d'un fluide, qui transporte avec lui l'énergie qu'il contient.

Quelle que soit le type de convection (libre ou forcée) et quelle que soit le régime d'écoulement du fluide (laminaire ou turbulent), le flux de chaleur transmis est donné par la relation dite loi de Newton :

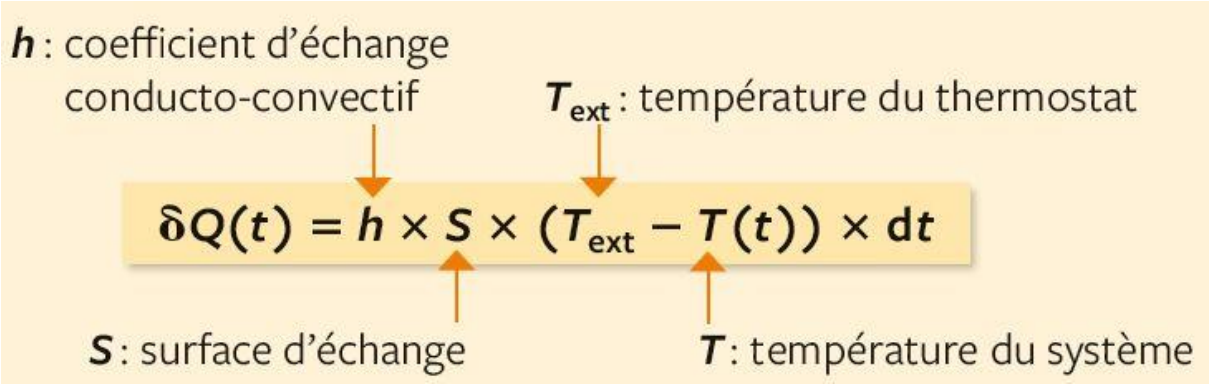


Figure 01-3 loi de Newton

La valeur du coefficient de transfert de chaleur par convection h est fonction de la nature du fluide, de sa température, de sa vitesse et des caractéristiques géométriques de la surface de contact solide.

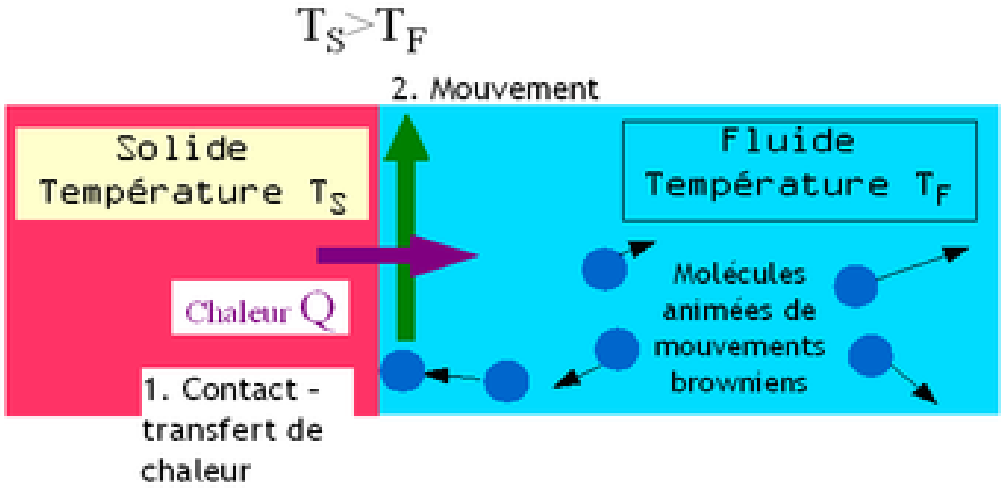


Figure 1-4 schéma du transfert de chaleur convectif

1.7.3.3-Rayonnement thermique:

Tous les corps quel que soit leur état : solide, liquide ou gazeux, de température absolue T>O K, émettent des ondes électromagnétiques ; on dit qu'ils émettent "un rayonnement thermique".

En plus, au processus d'émission de rayonnement thermique s'ajoute un processus d'absorption des radiations électromagnétiques provenant de l'environnement de ces corps. Leur état thermique est alors régi par le bilan des processus d'émission et d'absorption.

Le rayonnement thermique correspond à un transfert de chaleur ne nécessitant aucun support matériel, c'est ainsi que la terre est "chauffée" par le rayonnement thermique du soleil qui s'est propagé dans le vide, de la surface solaire, qui l'a émis, jusqu'à la terre qui l'absorbe. Le flux

de chaleur échangé entre la surface S et l'environnement est donné par loi de Stefan-Boltzmann:

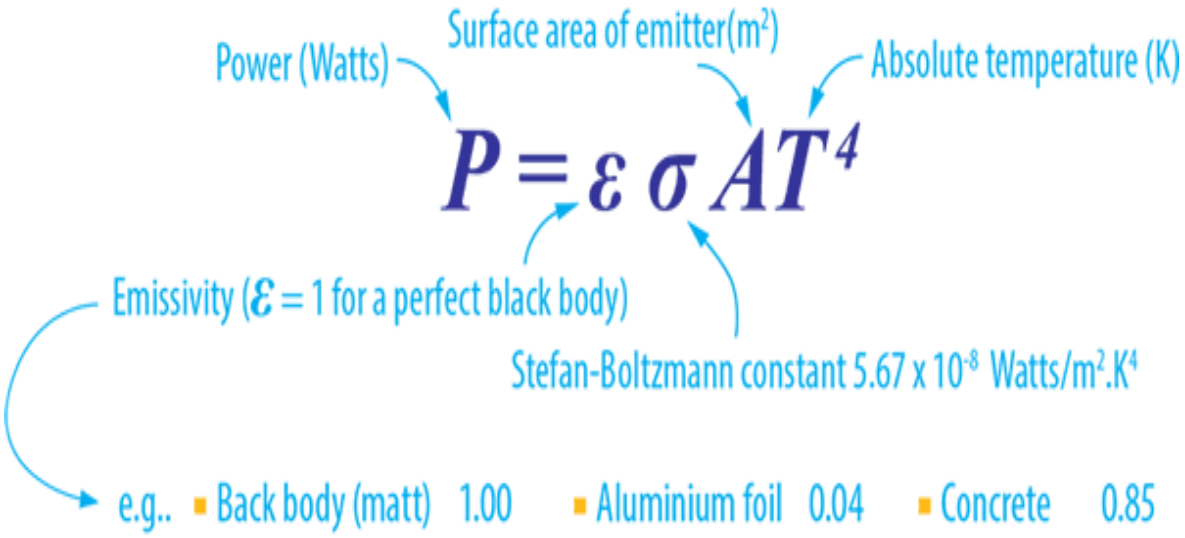


Figure 1.5- Équation 3 de loi de Stefan-Boltzmann.

1.7.4-Stockage d'énergie:

Le stockage d'énergie dans un corps correspond à une augmentation de son énergie interne au cours du temps d'où :

$$Q = m \cdot c \cdot \Delta\theta \qquad (I.7)$$

Q : chaleur stocké (J).

m : Masse (kg).

Cp : Chaleur spécifique (J kg-1 °C-1).

T : Température (°C).[1]

1.8-Refroidissement de composants électroniques:

1.8.1-Introduction:

Avec le développement de l'électronique, les composants électroniques deviennent de plus en plus petits et libèrent de plus en plus de chaleur, cette chaleur doit être évacuée de manière efficace et rapide. Les performances des composants électroniques diminuent fortement avec l'augmentation de leur température.

1.8.2-Contexte industriel:

Grâce aux progrès technologiques réalisés dans le domaine de l'électronique, les composants ont l'avantage de devenir de plus en plus performants tout en étant de plus en plus petits. Dans ce contexte, les densités surfacique et volumique de chaleur à évacuer deviennent plus importantes. Dans de multiples marchés, tels l'Aéronautique, le Spatial, le Naval ou les systèmes informatiques, ces composants électroniques sont très abondants et dégagent une chaleur non négligeable lorsqu'ils sont en fonctionnement, ce qui peut les endommager. En effet, les plages de température des composants ne peuvent excéder un intervalle de -20°C à 40°C en fonctionnement.

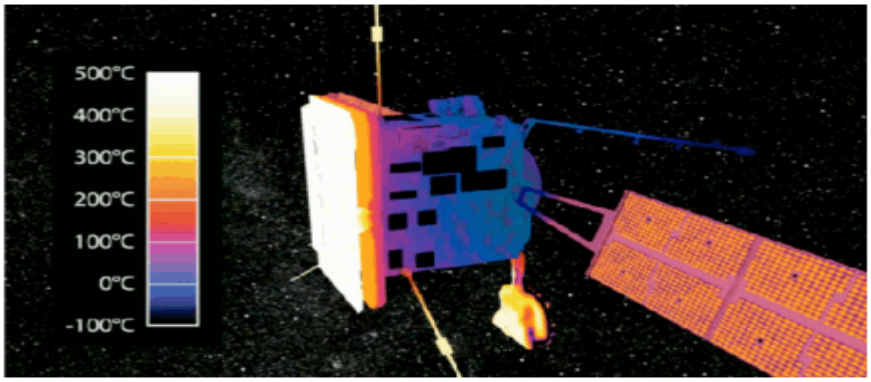


Figure 1-6 un satellite en orbite.

De plus, en ce qui concerne les composants dans les satellites, il y a bien plus de contraintes par rapport aux variations de température à cause de l'exposition de ceux-ci soit à l'ombre, soit en plein soleil. La figure ci-contre, par exemple, illustre le fort contraste de températures qu'il peut exister sur un satellite en orbite. En conséquence, il est nécessaire de refroidir ces composants soumis à une forte chaleur pour un fonctionnement optimal et durable, de même qu'il faut les protéger contre les températures trop froides : c'est le contrôle thermique des satellites.

1.8.3-Présentation:

Comment chauffe un composant électronique?

Lorsqu'un composant électronique est parcouru par un courant électrique créé par des porteurs de charges, ces derniers interagissent avec les atomes du composant, ce qui induit une résistance au déplacement. Ainsi, pour contrer cette résistance, il faut fournir une puissance suffisante qui est ensuite dissipée sous forme de chaleur lors des interactions entre atomes : c'est l'effet Joule. Cette chaleur doit être évacuée par des méthodes industrielles telles que présentées dans la prochaine section, sous peine de fonte du composant.

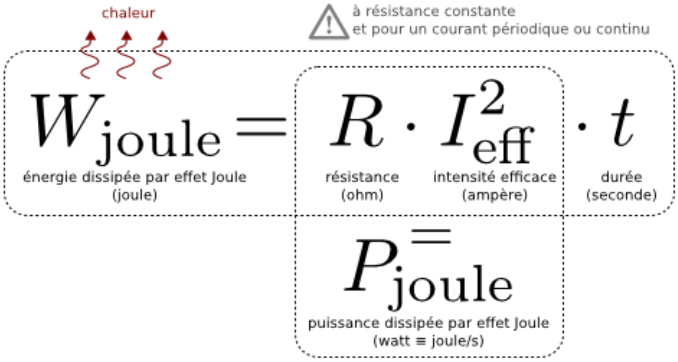


Figure 1-7 l'effet de loi de joule.

1.8.4-Refroidissement par liquide:

1.8.4.1-le caloduc:

Un caloduc (*heat pipe*) est un conducteur thermique, bien plus efficace que les métaux, servant à transporter la chaleur d'une source chaude vers une source froide, par le principe de changement de phase d'un fluide caloporteur.

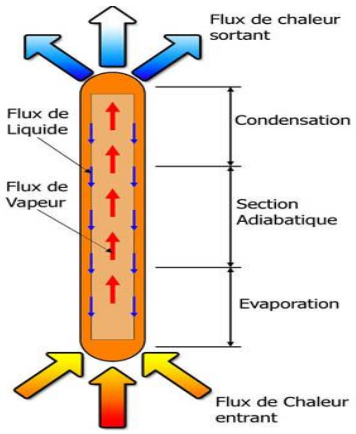


Figure 1-8 Le principe du caloduc.

Le principe du caloduc est basé sur la circulation d'un liquide en équilibre avec sa vapeur entre une région chauffée, l'évaporateur, et une région refroidie, le condenseur, le tout en l'absence d'air. Alors que la vapeur se déplace grâce à la différence de pression entre l'évaporateur et le condenseur, le condensat retourne alors vers l'évaporateur sous l'effet de forces. La circulation de ce liquide est induite soit par effet de la gravitation, soit par effet capillaire. Ainsi, selon ces effets, on distingue deux types de caloducs : les thermosiphons diphasiques et les caloducs capillaires.

Le caloduc est un dispositif statique permettant le transfert de flux thermiques très élevés avec un faible gradient thermique. Dès lors, il peut être très utilisé pour le refroidissement de microprocesseurs d'ordinateurs ou dans le domaine spatial, où existent d'importants flux thermiques à évacuer pour éviter l'altération du satellite. En effet, le contrôle thermique des composants dans ce domaine a été une des premières applications des caloducs qui sont très efficaces et souples dans la gestion thermique.

1.8.4.2-la boucle fluide diphasique à pompage mécanique:

Ce système est composé d'un ou plusieurs évaporateurs et condenseurs ainsi que d'une pompe permettant la circulation du liquide. Les composants électroniques à refroidir sont placés à proximité de l'évaporateur de la boucle puis le liquide saturé issu de la pompe soutire de la chaleur aux composants. Le liquide devient donc vapeur à partir de la température de saturation, ce qui augmente d'autant plus l'efficacité des transferts thermiques. La vapeur arrive ensuite au condenseur par le biais de la pompe, ce qui permet la liquéfaction de celle-ci.

1.8.4.3-la boucle fluide monophasique à pompage mécanique:

La boucle fluide monophasique utilise la chaleur du fluide caloporteur. Ce dernier absorbe la puissance dissipée par les équipements puis la rejette en se refroidissant dans un radiateur sans changer de phase. Le fluide est mis en mouvement par un système de pompage mécanique mais qui peut présenter l'inconvénient d'une durée de vie courte, peu souhaitable lors d'une mission satellitaire.

1.8.4.4-la boucle fluide diphasique à pompage capillaire:

Tel le caloduc, ce type passif de boucle fluide utilise les propriétés de changement de phase d'un fluide caloporteur, mais permet le transport de chaleur sur une plus grande distance pouvant aller jusqu'à une dizaine de mètres. Le fluide est mis en mouvement grâce aux forces

capillaires s'exerçant au sein d'un milieu poreux. Il existe deux catégories de boucles fluides diphasiques à pompage capillaire : les CPL (*Capillary Pumped Loop*) et les LHP (*Loop Heat Pipe*). Le comparatif des technologies de transport de chaleur ci-dessous permet de voir les performances des caloducs par rapport aux boucles fluides.

Classical fluid loops: boucle fluides classiques.

Known mini fluid loops: boucle fluides miniatures.

Mini-heat pipes: caloducs miniatures.

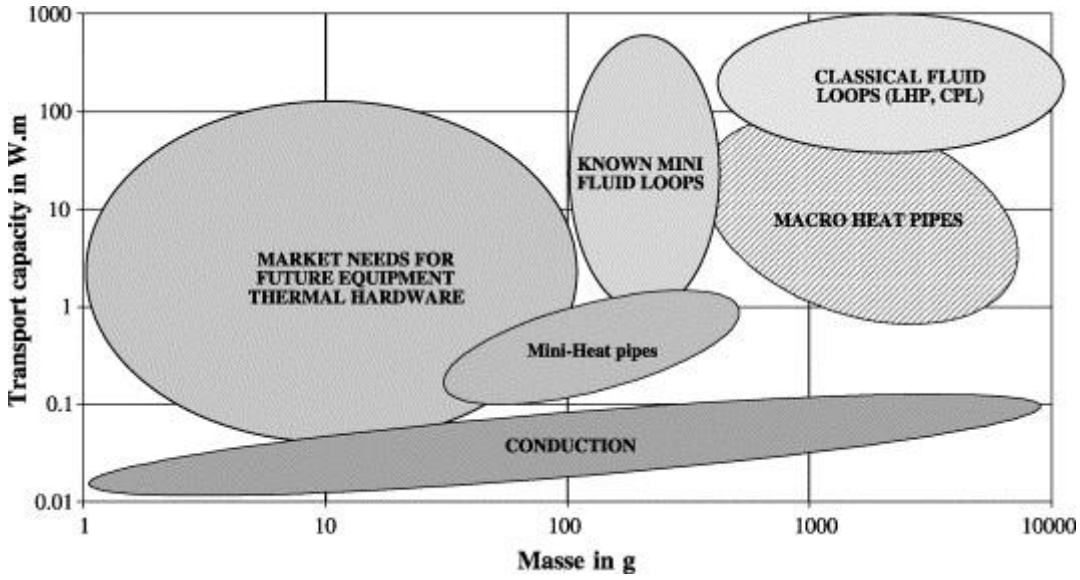


Figure 1-9 la distribution de capacité thermique en fonction de masse.

1.8.4.5-Refroidissement par air:

L'avantage du refroidissement de composants par un débit d'air incident par rapport aux caloducs est sa facilité de mise en place, sa fiabilité ainsi que son faible coût. En effet, le refroidissement par liquide peut endommager les composants si une fuite venait à se déclarer dans le système. De plus, une installation en plus pour contrôler et faire circuler le fluide de refroidissement est nécessaire, ce qui pose des problèmes d'encombrement. Le refroidissement par air est généralement mis en place avec un ventilateur.

1.8.4.6-Refroidissement par convection naturelle:

L'étude du refroidissement par air, c'est-à-dire par convection forcée, étant déjà un cas référencé, Epsilon nous a plutôt proposé de traiter le refroidissement des composants par convection naturelle, beaucoup plus difficile à mettre en œuvre. La convection naturelle est bien moins efficace que la convection forcée mais un avantage réside dans l'économie de moyens de refroidissement. [2]

1.9-La structure de l’écoulement autour d'obstacle:

Les structures de l’écoulement incompressible autour des obstacles occupent une place importante dans la physique des fluides dues à leur importance pratique dans les applications aérodynamiques et hydrodynamiques tel que les hélices des navires, les aubages des turbines et des pompes…etc. Quand un corps est placé dans un écoulement uniforme, dont la vitesse est tout à fait petite entraînant un nombre de Reynolds de l'ordre de quelques unités, il se produit un décollement dans la couche limite qui se développe sur sa paroi. Alors, les effets dissipatifs dus à la viscosité du fluide tendent à envahir l'écoulement. Ce mouvement se traduit par la formation des structures tourbillonnaires appelées : tourbillons ou vortex qui a été décrit et dessiné dès le XVème siècle par le célèbre scientifique italien Leonardo da Vinci cité dans l’article de Hartog. Lors de ce phénomène, le fluide semble quitter la paroi pour s'enrouler autour d'un axe qui constitue le cœur du tourbillon. Les filets fluides sont alors animés d'une rotation très rapide dont une des manifestations les plus dramatiques est la tornade.

Pour une valeur critique du nombre de Reynolds l’écoulement cesse d’être stationnaire et la vitesse du fluide est dépendante du temps : les tourbillons se détachent périodiquement en aval de l’écoulement. Ils forment alors une rangée double de tourbillons, appelée allée de Bénard-Von Karman.

L’identification et l’étude des phénomènes hydro-aérodynamiques qui surgissent dans le sillage d’un obstacle restent un sujet d’intérêt d’actualité dans divers domaines.

Donc, la formation de sillage est d’un intérêt important dans la pratique. En effet, la connaissance des structures turbulentes générées derrière ces obstacles et leurs différents régimes est d’une utilité primordiale dans la conception des ouvrages exposés aux écoulements des fluides.

En 1911, Von Karman fait une analyse de stabilité des vortex et dérive le modèle géométrique. C'était la première recherche théorique sur le sujet dont le sillage de vortex porte son nom : le sillage de Von Karman.

Les écoulements turbulents autour les obstacles carré sont considérés comme une branche fondamentale dans la mécanique des fluides et sont largement utilisés dans les applications industrielles, on peut citer : l’écoulement du vent autour les bâtiments, les écoulements dans les turbomachines…..Ext. [3]

Recherches bibliographiques

Alexander et al. [1] Ont étudié avec la simulation numérique directe (DNS) l'écoulement turbulent autour d'un cube disposé sur le fond d'un canal. Le nombre de Reynolds à environ de 5610. Les résultats trouvés confirment l'in stationnarité de l'écoulement provoqué par l'interaction instable d'un vortex en fer à cheval en amont de cube et sur ces cotés latéraux. Ils ont montré dans ce travail que la production négative de la turbulence est prévue dans la région amont de l'obstacle ou le vortex en fer à cheval commence principalement à former.

Ye et al. [2] Donnent une simple méthode pour obtenir le coefficient de pression au coin frontal au vent d'un obstacle carré. La simulation est effectuée par RANS (Reynolds averaged Navier Stocks). Des travaux précédents dans ce domaine sont discutés. Des investigations détaillées sur ce problème sont effectuées et une méthode simple pour les améliorations est proposée en changeant les filets près du coin frontal au vent. Ils ont constaté que les modifications des filets devraient être apportées pour limiter l'augmentation de la contrainte de cisaillement sur la surface proche de la paroi du canal. On outre, l'énergie cinétique turbulente ne sera pas élevée à cet endroit, et la séparation de l'écoulement près du coin sera produite au-dessus du cube.

Jong-Yeon et al. [3] Ont effectué une étude numérique des structures tourbillonnaires autour d'un cube dans un canal. L'objectif de ce travail et d'étudier les caractéristiques des structures Tourbillonnaires cohérents produites par la présence de l'obstacle, y compris les Systèmes de vortex en fer à cheval en amont de l'obstacle, ainsi que les tourbillons latéraux au voisinage des deux faces latérales du cube. Ils ont constaté dans ce projet que l'approchement de l'écoulement vers l'obstacle empêche le gradient de pression adverse qui produit une séparation tridimensionnelle de la couche limite, ce qui entraine la formation des tourbillons en fer à cheval. Ils ont trouvé aussi qu'avec l'augmentation du nombre de Reynolds, la structure de vortex en fer à cheval devient complexe et le nombre de tourbillons augmente par paires.

Marcin et al. [4] Ont travaillé sur un écoulement stationnaire et instationnaire autour deux obstacles carrés .Ils ont présenté avec l'utilisation du FLUENT des résultats numériques concernant l'écoulement autour d'un obstacle carré en premier cas, et autour deux obstacles carré sur même ligne en deuxième cas. Pour la première résolution, ils ont montré que

l'épaisseur de la couche limite peut influer sur la couche de cisaillement près de la paroi. Et pour la deuxième résolution, ils ont constaté que l'union des deux zones tourbillonnaires en aval du premier cube et en amont du deuxième rend l'écoulement plus turbulent.

Charles-Henri et al. [5] Ont effectué une étude numérique consiste au control passif de l'écoulement autour d'un cylindre carré dans les milieux poreux. Ils ont utilisé la méthode de pénalisation procédée. Cette méthode est employée pour créer des milieux poreux intermédiaires entre les solides et les fluides afin de modifier le comportement de la couche limite. Cette étude a pour but d'éliminer l'inconvénient concernant la faible transition à la turbulence établie par la simulation numérique directe (DNS). Cette étude est réalisée pour illustrer la perméabilité de la couche poreuse. Les résultats numériques révèlent la capacité des milieux poreux à la fois de régulariser l'écoulement et de réduire les forces de trainée jusqu'au 30%.

Fillippini et al. [6] Ont étudié à l'aide de LES (large Eddy simulation) l'écoulement autour des cubes placés sur un canal. Le modèle de la structure sélective a été utilisé pour la détermination de la viscosité turbulente. L'écoulement autour de ces géométries à des phénomènes très complexes tels que des tourbillons en fer à cheval et les régions de recirculations. L'objectif principal de cette étude est d'identifier l'écoulement autour des cubes dans un canal pour un nombre de Reynolds égal à 22000. Les résultats obtenus sont en accord avec l'expérience à la fois qualitativement. Parmi les résultats trouvés, ils ont montré qu'avec l'augmentation du rapport S /H, tel que S est la distance entre les cubes, et H c'est le coté de cube ; le coefficient de trainée moyenne augmente au cours du second cube tandis qu'il est à peu près constante pour la première cube.

Jiang et al. [7] Ont mené un travail concernant l'écoulement turbulent autour d'un cylindre carré placé à proximité d'un mur solide. L'étude consiste à comparer les résultats de simulation et d'expérimentation pour les configurations : S/D=1 (cas périodique) et S/D =0,25 (cas stationnaire) tel que S c'est la distance entre le cylindre et le mur solide, D est le diamètre du cylindre. L'intensité de turbulence est d'environ 1. Le nombre de Reynolds est dans la gamme de 10000 à 100000.Ils ont constatés que la formation des tourbillons est liée à la séparation de l'écoulement au bord d'attaque qui donne lieu à la naissance des contraintes de cisaillement sur chacune des faces latérales du cylindre, et ils ont montré que si le cylindre est placée près du mur ; le détachement tourbillonnaire peut être complètement supprimée.

Krajnovic et Davidson. [8] Ont effectué une étude numérique sur un écoulement tridimensionnel autour d'un cube. Large Eddy Simulation (LES) a été utilisée pour visualiser l'écoulement. Dans ce travail, il a été montré que les expériences peuvent être simulés à partir des donnés obtenu en Large Eddy Simulation. On outre, avec l'augmentation des ressources de stockage et puissance de calcul, cette technique sera utilisée plus fréquemment dans le futur.

Kim et al. [9] Sont intéressés à la recherche numérique et expérimentale sur la dynamique de sillage pour un prisme carré. La formation de la couche de cisaillement et les régions proche de sillage sont étudiées numériquement par Large Eddy Simulation (LES) et expérimentalement par Laser Doppler Vélocimétrie (LDV).Ils ont constaté que la dynamique de vortex dans le sillage est semblable aux modèles proposés par Perry et ses collègues. Enfin, les résultats par simulation (LES) et d'autres par expérimentation (LDV) sont comparés pour la région de la paroi latérale du prisme qui indique la formation de couche de cisaillement et l'accord satisfaisant a été trouvé.

Liu. [10] A réalisé une étude numérique d'un écoulement autour d'un cylindre carré. Cette étude s'intéresse à la surface d'admission du domaine. Pour surmonter un tel problème, il a proposé que L'état de la surface d'admission soit variable dans le temps. Pour cela, il a utilisé le modèle ARMA (Auto régressive moving average) .On outre, l'intensité de turbulence sera considérée à l'admission du domaine comme condition aux limites. Il a constaté comme résultat que les forces agissant sur le cylindre sont directement liées à la structure d'écoulement et à la formation des vortex au bord d'attaque. Ces vortex agissent l'un sur l'autre et restent attachés avec l'obstacle.

Hasebe et al. [11] S'intéressent aux mesures de la vitesse d'un écoulement autour deux cylindres à section carrés de même diamètre D. Ils ont basé pour ces calculs sur la valeur de L/D, tel que L est la distance entre les deux cylindres. Ils ont montré que les configurations de l'écoulement pour L/D=3 et L /D=4 s'avèrent considérablement différents. Pour L/D=3, la couche de cisaillement du premier cylindre rattache à l'extrados du deuxième cylindre. Par conséquent, la forme de la zone de recirculation entre les deux cylindres varie légèrement selon le décollement de tourbillon du deuxième cylindre. Pour L/D=4, le vortex émané du premier cylindre est apparu qu'il est détaché sur l'aval, ce détachement est périodique.

Neng-Chao et al. [12] Ont effectué une (lattice-BGK) simulation bidimensionnelle d'un écoulement autour d'un cylindre carré avec un facteur de blocage B=1/8. Ils ont constaté que le décollement du tourbillon derrière le cylindre induit la périodicité de l'écoulement. Ils ont observé que cette périodicité sera perdue pour un nombre de Reynolds Re supérieur à 300. Les comparaisons quantitatives avec d'autres méthodes prouvent que le modèle utilisé donne des résultats plus précis.

Raisee et al. [13] Ont mené une étude numérique de l'écoulement turbulent autour d'un cylindre carré utilisant deux modèles K-ε à petits nombres de Reynolds : le modèle de Launder –Sharma, et le modèle de Kawamura -Kawashima . La méthode des volumes finis a été utilisée. Le champ de pression est obtenu avec l'algorithme SIMPLE. Les comparaisons des résultats numériques leurs indiquent que ces calculs ne peuvent pas produire des prévisions fiables du champ de l'écoulement dans la région de sillage en aval du cylindre, et il est nécessaire d'exécuter des calculs instables pour des prévisions fiables de tels écoulements. Ils ont constaté aussi que le modèle Launder - 6 Sharma Reproduit la caractéristique de l'écoulement plus exactement que le modèle de Kawamura-Kawashima, et il prévoit des valeurs plus précis pour le nombre de Strouhal et le coefficient de trainée.

Saha et al. [14] Ont réalisé une étude tridimensionnelle de l'écoulement autour d'un cylindre carré à petits nombres de Reynolds IL a été considéré entre150 et 500.Ils ont trouvé que les vortex secondaires de Mode-A sont apparus sur une gamme de Reynolds entre 175 et 240. Pour un nombre de Reynolds environ de 250, des vortex secondaires de Mode-B sont illustrés, ceux-ci sont principalement de petites tailles. Les résultats obtenus pour le cylindre carré sont en bon accord avec les modes tridimensionnels de la transition qui sont bien connus dans le sillage d'un cylindre circulaire. Les calculs numériques de la présente étude prouvent que les valeurs du nombre de Strouhal et le coefficient de trainée sont étroitement associées avec l'évolution du nombre de Reynolds et reflètent la structure spatiale du sillage.

Gera et al. [15] Ont étudié avec CFD (Computationnel Fluid Dynamics) l'écoulement instationnaire 2D autour d'un obstacle carré. La simulation a été réalisée pour un écoulement autour d'un cylindre carré afin d'analyser le comportement de sillage. Le nombre de Reynolds a été pris de l'ordre de 50 à 250. La méthode des volumes finis a été utilisée avec une grille décalée. L'algorithme SIMPLE a été utilisé pour le couplage vitesse-pression. Le coefficient de portance et la vitesse dans la région de sillage ont été surveillés

pour le calcul du nombre de Strouhal .Et enfin la variation du nombre de Strouhal avec le nombre de Reynolds a été trouvée à partir de cette analyse

Ochoa et al. [16] Ont mené avec Large Eddy Simulation (LES) un travail sur l'écoulement autour d'un cylindre carré. Le modèle de LES(Smagorinsky) et le code de sous-programme FORTRAN ont été utilisés. Le nombre de Reynolds a été pris à 21400 et il correspond à l'écoulement de l'eau au-dessus d'un cylindre carré. Ils ont effectué une comparaison entre là LES et RANS (Reynolds averaged Navier – Stokes), cette dernière utilise le modèle K-ε .Les résultats obtenus mettent en évidence l'exactitude du modèle du LES devant le modèle K- ε, et reproduisent en juste la proportion de l'écoulement et le décollement du tourbillon.

Nigro et al. [17] Ont présenté une étude numérique sur l'écoulement autour d'un cube. Ils ont utilisé la simulation LES (Large Eddy Simulation). Les conditions aux limites choisis sont pris de ceux suggérées par Rodi 2.le nombre de Reynolds à environ de 40000. Les conditions de frontière incluent un écoulement en pleine maturité à l'admission, périodique sur les côtés Latéraux. Une pression atmosphérique à la sortie. Une condition de non-glissement est imposée sur la paroi du canal. La visualisation est employée pour clarifier le comportement de l'écoulement. Les résultats trouvés montrent un accord avec d'autres travaux. Leur présent travail consiste pratiquement à comment améliorer le modèle de LES, particulièrement pour remplacer le coefficient de(Smagorinsky) par une autre expression pour un réalisme plus physique, ou faire appel à la formulation mathématique (multiscale) 7 pour obtenir plus informations sur la modélisation de la turbulence et les termes numériques de stabilisation.

Breuer et al. [18] Ont réalisé des calculs précis sur un écoulement laminaire autour d'un cylindre carré. Ces calculs sont basés sur deux méthodes : Lattice-Boltzmann (LBA) et la méthode des volumes finis(FVM). Le nombre de Reynolds est environ de 0.5 à 300. Le rapport de blocage est de 1/8. Les résultats des deux méthodes ont été évalués et comparés en détail. Les profils de vitesse, les longueurs de la recirculation et le nombre de Strouhal ont été étudiés. Ils ont constaté que malgré le manque des données précises et détaillées dans la littérature sur l'écoulement laminaire autour d'un cylindre carré, mais L'excellent accord entre les calculs de LBA et FVM a été trouvé pour la longueur de recirculation pour Re inférieure à 60.

Huptas et al. [19] Ont réalisé une simulation stationnaire et instationnaire de l'écoulement autour deux obstacles carré. Les résultats numériques sont obtenus à l'aide du code

commercial FLUENT pour analyser la structure de l'écoulement autour d'un cube simple d'une part, et autour deux cubes d'autre part. Ils ont constaté dans le premier cas que les effets clairs de l'épaisseur de la couche limite sur la couche de cisaillement dans le sillage sont décrits. Dans le deuxième cas, ils ont examiné d'une façon claire le décollement de tourbillon périodique en aval du premier cube et en amont du deuxième. Enfin, ils ont montré que la longueur de séparation est considérablement réduite avec l'augmentation du rapport (∇/ H) tel que (∇ (est l'épaisseur de la couche limite, et H est le côté du cube.

Challenge et al. [20]Concernant un écoulement turbulent autour d'un cylindre carré à proximité d'un mur solide. Le nombre de Reynolds au-delà de 22000. Il a été montré que si l'obstacle est suffisamment loin du mur, l'écoulement dans le sillage est devenu périodique. Ainsi que le décollement du tourbillon de Von karman est parfaitement illustré. Par contre, si le cube n'est pas loin de mur, l'écoulement dans le sillage reste stationnaire.

Hines et al. [21] Ont mené une étude d'un écoulement turbulent au-dessus d'un cylindre carré avec des mouvements prescrites et autonomes. Le cylindre carré est simulé dans trois configurations : 1) : stationnaire, 2) : subissant le mouvement vertical prescrite, et 3) : subissant le mouvement vertical autonome. Les résultats pour le mouvement vertical prescrite du cylindre, régi par des équations des mouvements sinusoïdales, sont comparés à ceux de la littérature est un accord substantiel est réalisé. Afin de simuler le mouvement autonome, un modèle de vibration est mis en application fournissant l'application directe de la contrainte de cisaillement et de pression autour du cylindre carré.

Yojina et al. [22] Ont présenté une investigation aux configurations de l'écoulement dans un canal avec l'existence des obstacles carré.la modélisation est réalisé Par la méthode de Boltzmann (LBM) avec un rapport de blocage de1/4. Le nombre de Reynolds est compris entre 1 et 300. Les lignes de courant et les profils de vitesse sont présentés pour indiquer le décollement de tourbillon. Le nombre de Strouhal est calculé pour caractériser les 8 dynamiques fréquentiel de l'écoulement. Les résultats obtenus prouvent que l'écoulement est laminaire à l'entrée, ensuite, ils ont constaté une transition périodique et instable sur l'écoulement. Cette transition est obtenue au fur et à mesure avec l'augmentation du nombre de Reynolds. On outre, avec un nombre suffisant d'itérations, ils ont montré que la périodicité de l'écoulement dans le sillage produit le décollement du tourbillon de van Karman.

Omidyeganeh et al. [23] Ont mené une étude numérique d'un écoulement d'air autour d'un cube disposé dans un canal. Un code c++ a été employé pour résoudre les équations de continuité et de Navier-Stoks en utilisant la simulation des grandes échelles (SGE) pour l'écoulement turbulent.la sous-grille Smagorinsky-Lilly d'échelle (SGS) a été utilisé, qui peut être substitué par d'autres modèles facilement. L'algorithme PISO a été employé pour sa rapidité par apport l'algorithme SIMPLE dans tous les cas. L'écoulement laminaire approche d'un cube dans le canal a été calculée et comparée avec les expériences de l'écoulement turbulent. Ils ont constaté un bon accord entre les simulations et les expériences. Un courant de retour est observé en amont de l'obstacle, ainsi qu'une vitesse longitudinale est amortie dans la partie inférieure du canal. Les vitesses négatives proches de la paroi ne sont pas prédites, ils ont trouvé qu'un raffinage autour du carré est nécessaire pour surmonter cette insuffisance.

Ben Baya et al. [24] Ont mené une étude comportant un écoulement tridimensionnel d'un fluide incompressible dans une cavité cubique doublement entrainée par les faces adjacentes. Les calculs ont été menés à plusieurs valeurs de nombre de Reynolds, depuis des valeurs faibles jusqu'à 700. Ils ont constaté qu'avec un nombre de Reynolds faible, l'écoulement est stationnaire. Les caractéristiques de l'écoulement tridimensionnel ont été analysées à un nombre de Reynolds Re=500.l'analyse de l'évolution de l'écoulement montre qu'avec l'augmentation de Re au-delà d'une certaine valeur critique, l'écoulement devient instable et subit une bifurcation. Le nombre de Reynolds critique au-delà duquel l'écoulement devient instationnaire a été déterminé.

Bajoria. [25] A réalisé un travail sur l'écoulement de vent autour d'une plaque carré. Le logiciel informatique ADINA qui utilise la méthode des éléments finis a été employé pour la simulation. Le modèle de turbulence K-ε a été utilisé. Dans ce projet, il a augmenté le nombre de Reynolds afin de diminuer la viscosité de 0,01 à 0,0001 N.s/m² dans trois modèles différents. Ceci aide à étudier l'effet de la non-linéarité et les diverses mesures qui sont exigés pour que la solution converge. Il a constaté que cette technique utilisée par le logiciel ADINA permet à évaluer l'écoulement en aval de la plaque. Cette analyse peut être appliquée pendant la phase de conception pour améliorer la structure aérodynamique et pour réduire les forces. Parmi les résultats obtenus, il a trouvé qu'avec l'augmentation du nombre de Reynolds, les vortex en aval de la plaque sont parallèlement augmentés.

Farhadi et al. [26] Ont effectué une simulation numérique avec LES (Large Eddy Simulation) d'un écoulement séparé au-dessus d'un cube fixé sur un canal. Le nombre de Reynolds utilisé est de 40000.Ils ont montré que l'exécution de la fonction de Chapitre1 Recherche bibliographique 9 paroi n'améliore pas considérablement les résultats. Mais généralement, avec une résolution brute de grille, il est possible d'obtenir quelques résultats raisonnables par rapport à l'expérience. Dans ce projet, ils ont utilisé trois modèles : SSF1, SSF2, MSSF, et ils ont trouvé que uniquement le modèle SSF2 qui peut reproduire l'accord avec l'expérience.

Brun et Aubrun. [27] Ont mené une étude expérimentale et numérique des structures de Kelvin-Helmholtz se développant dans les couches cisaillées autour d'un cylindre à section carré. Le nombre de Reynolds est compris entre 500 et 20000. Dans ce projet, l'utilisation de la simulation des grandes échelles de la turbulence (SGE) à nombre de Reynolds intermédiaire et de l'Anémométrie Laser Doppler (LDA) à nombre de Reynolds élevé permet de caractériser les structures cohérentes présentes dans les couches cisaillées du cylindre. Au-delà de Re=1000, la signature des structures de type Von Karman(VK) et Kelvin-Helmholtz (KH) est présente simultanément dans le signal de vitesse.

Hallek et al. [28] Ont effectué une simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent autour de deux cavités avec l'existence d'un obstacle carré sur la deuxième cavité. Ils ont montré pour le cas d'une seule cavité large que la structure assure la présence d'une grosse recirculation ou il y'a la naissance de deux tourbillons ; une petite au pied de la première marche et l'autre plus grande qui couvre toute la cavité avant de s'échapper après le recollement. Tandis que pour le deuxième cas, ils ont trouvé que ce phénomène a été bloqué sous l'effet de l'obstacle carré. L'étude des profils de vitesse, dans les différentes sections du domaine leur montre que le profil d'admission n'est plus laminaire.

Dhouaieb et al. [29] Ont réalisé une étude expérimentale d'un écoulement confiné en aval d'un cylindre carré centré entre deux murs parallèles. Le taux de confinement est r=1/3. L'écoulement en amont de l'obstacle est laminaire. Des mesures PIV ont été effectuées en aval afin de caractériser expérimentalement les structures tourbillonnaires et les différents régimes d'écoulement. Dans ce projet, ils ont constaté que le régime de recirculation est obtenu pour un nombre de Reynolds inférieur à Re critique=75.Les lignes de courant montrent la présence de deux tourbillons fixes contrarotatifs qui restent symétriques dans le sillage derrière le barreau. A partir du nombre de Reynolds supérieur au nombre de Reynolds

critique, le sillage devient dissymétrique et commence à osciller. Cette dissymétrie est due à l'augmentation de l'amplitude des fluctuations de vitesse dans le sillage. Des instabilités se développent dans la zone de recirculation et s'amplifient avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Calluaud et al. [30] Ont travaillé sur un écoulement laminaire autour d'un cylindre carré. L'écoulement en régime établi autour d'un cylindre carré disposé sur une plaque plane est examiné par des visualisations des mesures par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) et des simulations numériques pour un nombre de Reynolds de 1000.Ils ont constatés dans ce travail que l'existence d'un horse-shoe vortex, la présence de tourbillons d'axes verticaux et horizontaux montrent la complexité de cet écoulement. Dans la région amont, le fluide vient heurter le profil. Il tente aussi de le contourner en passant par ces cotés ou par-dessus. Sur la région au-dessus du cube, l'écoulement résulte de l'interaction de deux écoulements (s.le fluide qui est dévié par la face amont au-dessus du profil est accéléré et décolle sur la largeur du cube. Les calculs leur fait apparaître un system stationnaire de quatre tourbillons à l'amont de l'obstacle plus confiné. Cela engendre une formation des tourbillons verticaux lâchés au-dessus du cube plus grande que par l'expérience.

Lakehal et al. [31] Ont effectué un calcul de l'écoulement passant autour d'un cube en utilisant le modèle de turbulence de deux- couches. Pour le calcul proche de paroi, les fonctions standard de paroi ont été utilisées, comme l'approche de deux-couches dans laquelle la couche inferieur visqueuse est résolue avec un modèle d'une équation .Deux versions du modèle d'une équation ont été examinées. En outre, des calculs ont été effectués avec les modifications de Kato-launder (1993) qui tend à éliminer la production excessive de la turbulence dans les régions de stagnations. Ils ont trouvé dans ce projet, que les modèles qui utilisent les fonctions de paroi ne peuvent pas reproduire les détails de la structure complexe de l'écoulement près du fond du canal, par exemple, le comportement du vortex en fer à cheval produit également en retard la séparation de la couche limite en amont de l'obstacle.

Hafida et al. [32] Ont mené une étude numérique des effets des obstacles carrés sur le profil du vent. Cette étude leur permis d'évaluer les perturbations aérodynamiques engendrées par la présence d'un obstacle carré dans un champ de vitesse caractérisé par un profil incident parallèle et logarithmique. Les équations régissant l'écoulement du fluide supposé incompressible ont été résolues via des modèles numériques CFD (Computational Fluid Dynamics) .Toutefois, les zones de recirculations, les longueurs de rattachement et les points

de séparations ont été évalués en utilisant les modèles K-ε standard et K- ε réalisable pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^5 et 10^6. Dans ce travail, ils ont constaté que l'influence de l'obstacle sur l'écoulement du vent est clairement apparue. Ils ont montré l'évolution des forts gradients de vitesse qui se forment autour du bâtiment et près du sol.

Kim et al. [33] Ont réalisé une recherche de LES (Large Eddy Simulation) sur la formation du couche de cisaillement autour d'un cylindre carré. Dans ce travail, l'écoulement est stationnaire avec un nombre de Reynolds à environ de 22000.Le modèle LES est employé pour montrer la couche turbulente de cisaillement formée dans le décollement de l'écoulement au coin de l'amont de cylindre , ainsi que la distribution du pression sur la surface. Les lignes de courant tracés par LES illustrant les zones de recirculations sont généralement en bon accord avec des mesures unidimensionnelles de Laser Doppler Velocimetry (LDV) effectuées par Lyn et al.

Lien et al. [34] ont mené une comparaison entre la simulation (RANS) et la simulation (LES) pour la prévision d'un écoulement turbulent autour d'une matrice des cubes. Dans ce projet, ils ont illustré un vortex en fer à cheval en amont du cube qui enroule autour des parois latéraux, et un vortex arqué dans le sillage. Des bulles minces de séparation au-dessus de cube et sur les parois latéraux provenant du bord principal (de coté au vent) ont été raisonnablement bien capturés par tous les modèles. Ils ont constaté que parmi ces modèles ; localised Dynamic Model (LDM) utilisé par LES s'est avéré pour donner la meilleure conformité avec les mesures expérimentales détaillées et est le seul modèle, examiné ici, qui était capable de prévoir les procédés de séparation / rattachement sur toutes les surfaces des cubes.

Sushanta et al. [35] Ont effectué une recherche expérimentale sur l'écoulement en aval d'un cylindre carré sous un angle d'incidence. Afin de visualiser l'écoulement, ils ont utilisé la méthode de PIV (Particules Images de Vitesse). Le nombre de Reynolds a été pris au-delà de 410. Les angles d'orientations prises sont : 0, 22,5, 30, et 45 respectivement. Ils ont montré dans ce travail que la forme et la taille de la bulle de recyclage en aval du cylindre, sont principalement en fonction des angles d'orientations. Ils ont observé un minimum sur le coefficient de trainée et un maximum sur le nombre de Strouhal à une angle d'orientation.

Chapitre II
Modèle Physique Et Form ulation Mathématique

2.1-Le modelé physique :

Le domaine de calcul est montré sur la Fig 2.1. Un écoulement entièrement turbulent à un nombre de Reynolds de $Re =$ a été considéré. L'axe x aligné le long de l'écoulement d'entrée et l'axe z perpendiculaire à l'axe de cube. Les dimensions du domaine du calcul sont $18.7H$ et $7H$ pour la longueur et la hauteur respectivement. Les conditions aux limites d'entrée et de sortir ils sont placés à des endroits comme le montre sur la Fig.2.1. De telles distances sont choisies de sorte que la longueur d'entrée n'a pas d'effet sur les résultats de la zone de recirculation est à l'intérieur du domaine de calcul et la sortir n'a aucun effet sur les variables physiques étudiées. Le domaine de calcul est délimité par le planché de la soufflerie, l'obstacle ''Wall'' pour laquelle une condition de non-glissement est appliquée u=v=w=0. Dans la partie supérieure du domaine un plan de symétrie au a la mi-hauteur de la veine d'essaye ''Symmetry''. A l'entrée ''Inlet '' en amont, des profils de vitesse, de l'énergie cinétique et de dissipation a été appliqué est imposée. Et le sorite ''Outlet'' en aval a une pression relative nulle a été appliquée.

A l'entrée de domaine, située à $x / \mathrm{H} = 2.7$, un profile de vitesse pleinement développé est imposé. Celui-ci est extrait directement du calcul préalable d'une conduite de hauteur 7H et de 18H de longueur, ce qui est suffisamment long pour permettre au profil de vitesse de se développer, d'autant plus qu'une approximation d'un profile de vitesse turbulent était imposée en entrée. L'utilisation d'un calcul préalable pour obtenir les conditions d'entrée permet d'éviter d'avoir à utiliser pour chaque simulation un domaine long en amont de la géométrie et réduit ainsi la puissance et le temps de calcul requis à l'obtention d'une solution.

A l'aval, la condition spécifiée est une sortir de pression statique dont la valeur moyenne relative est de $\overline{P}_{stat} = 0\,\mathrm{Pa}$. Cette condition limite ne permet pas au fluide de pénétrer dans le domaine en cas de recirculation dans le plan de sortie et, conséquemment, aucune spéciation ne doit être faite relativement aux quantités turbulentes dans ce plan puisqu'elles sont alors calculées par le solveur. Ce type de condition limite est tout à fait indiqué puisque le plan de sortie est situé loin à l'aval de la géométrie et qu'aucune recirculation n'est attendue à cette position.

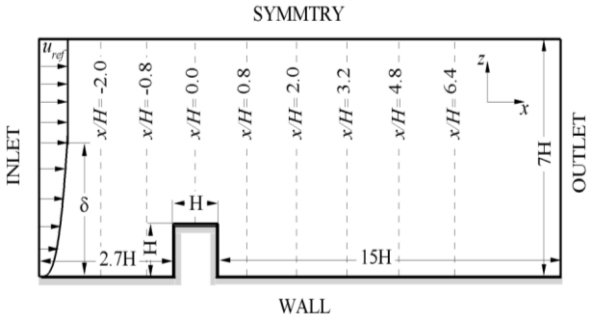


Figure 2.1. La géométrie de la configuration de l'écoulement

2.2-les équations mathématiques :

2.2.1-Introduction :

Nous proposons d'exposer, dans une première partie de ce chapitre, le modèle et les hypothèses simplificatrices physiques et mathématiques ainsi que les conditions aux limites appropriées. Nous donnerons à la fin de cette partie, les formes adimensionnelles des équations et les principaux nombres adimensionnels utilisés, ainsi que, la validation de l'algorithme utilisé pour résoudre les équations de Navier-Stokes.

2.3. Modèle mathématique :

2.3.1. Hypothèses simplificatrices :

Un certain nombre d'hypothèses simplificatrices nous sera utile dans la modélisation mathématique de notre problème. D'une part, ces hypothèses permettent d'éviter un alourdissement inutile du problème et d'autre part, elles rendent l'application des conditions aux frontières plus simple, c'est hypothèses sont :

∗ Le fluide est newtonien et satisfaisant à l'approximation de Boussinesq (la densité du fluide varie linéairement avec la température dans le terme représentant la force de gravitation de l'équation de quantité de mouvement selon l'axe y du canal. Ainsi, ρ est remplacé par l'expression. $\rho_0(1-\beta(T-T_0))$.

∗ L'écoulement du l'air au sein du canal est supposé laminaire et incompressible.

∗ L'écoulement est stationnaire.

∗ Le rayonnement thermique est négligeable.

∗ Les sources de chaleur interne et la dissipation visqueuse sont négligées (pas de production volumique de chaleur).

2.3.2. Equations de conservation :

Le comportement du fluide est régi par les lois de conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie et de la masse, les équations sont données ci-dessous dans le cas de l'écoulement bidimensionnel d'un fluide newtonien incompressible, en fonction des variables primitives, c'est-à-dire des deux composantes de vecteur vitesse u et v (suivant la direction x et y, respectivement) et de la pression p. Les quatre variables physiques qui définissent l'écoulement dans l'espace de coordonnées (x y,) sont :

La vitesse V de composantes (uv,), la température (T) et la pression (p). Nous avons opté pour la formulation (u-v-p) plutôt que la formulation (vorticité-fonction de courant) pour les raisons suivantes : ⎫

Elle utilise des variables qui ont une signification physique. ⎫

Les conditions aux limites sont déterminées d'une façon simple. ⎫ On obtient directement le champ de pression qui sert à la détermination de la masse volumique dans le cas d'un fluide incompressible. Compte tenu des hypothèses ci-dessus, l'étude d'un problème de convection forcée pour un fluide newtonien demande la résolution de trois équations :

2.3.3- Equation conservation de masse:

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \qquad \text{(I.1)}$$

2.3.4-Equation conservation de la quantité de mouvement :

Suivant la direction x :

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}+\nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \qquad \text{(II.2)}$$

Suivant la direction y :

$$u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y}+\nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)+g\beta(T-T_0) \qquad \text{(II.3)}$$

2.3.5 Équation de l'énergie :

$$\frac{\partial T}{\partial t}+u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \qquad \text{(II.4)}$$

2.4. Conditions aux limites :

Pour compléter la modélisation de la convection forcée en régime stationnaire, des conditions aux limites sont à associées aux équations de Navier Stokes et celle du transfert thermique. Elles s'écrivent **:**

A l'entrée du canal : (x=0, 0≤y≤H)

$$u = U_0 \; ; \; v = 0 .$$

$$T = T_0 \qquad \text{(II.5)}$$

A la sortie du canal : (x=L, 0≤y≤H)

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \; ; \quad v = 0 .$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \qquad \text{(II.6)}$$

En paroi horizontale supérieure : (0≤x≤L ; y=H)

$$u = v = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 . \qquad \text{(II.7)}$$

En paroi horizontale inférieure : (0≤x≤L ; y=0)

$$u = v = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 . \qquad \text{(II.8)}$$

Ou niveau du composant : (L1≤x≤L1 +w ; 0≤y≤w)

$$u = v = 0$$

$$T = T_s \,.$$

(II.9)

2.5-Forme adimensionnelle des équations et des conditions aux limites :

L'adimensionnalisation ou normalisation consiste à transformer les variables dépendantes et indépendantes en des variables sans dimensions, c'est-à-dire qu'elles seront normalisées par rapport à certaines dimensions caractéristiques. Cela permet de spécifier les conditions d'écoulement avec un nombre restreint de paramètres de façon à rendre la solution plus générale.

Les équations de bilan ainsi que les conditions aux limites et initiales présentées précédemment sont mise sous forme adimensionnelle en utilisant les variables adimensionnelles suivantes :

$$X = \frac{x}{H}, Y = \frac{y}{H}, U = \frac{u}{U_0}, \; V = \frac{v}{U_0}, \theta = \frac{T - T_0}{T_S - T_0}, P = \frac{P - P_0}{\rho U_0^2}$$

(II.10)

En introduisant les variables adimensionnelles dans les équations de conservation, les équations gouvernantes adimensionnelles deviennent comme suit :

2.5.1-Equation de masse :

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

(II.11)

2.5.2-Equation de la quantité de mouvement :

Suivant la direction x :

$$U\frac{\partial U}{\partial X} + V\frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right)$$

(II.12)

Suivant la direction y :

$$U\frac{\partial V}{\partial X} + V\frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right) + \frac{Gr}{\mathrm{Re}^2}\theta$$

(II.13)

2.5.3-Equation de l'énergie :

$$U\frac{\partial\theta}{\partial X}+V\frac{\partial\theta}{\partial Y}=\frac{1}{\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}}\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial Y^2}\right) \qquad \text{(II.14)}$$

2.5.4-Nombres adimensionnels :

La mise en forme adimensionnelle des équations fait apparaître les nombres suivants : Nombre de Prandtl : Il caractérise l'importance relative des effets thermiques et visqueux

$$P_r=\frac{\nu_{air}}{\alpha_{air}} \qquad \text{(II.15)}$$

Nombre de Reynolds : il compare les forces d'inertie (terme convectif) aux forces de viscosité

$$R_e=\frac{U_0 H}{\nu_{air}} \qquad \text{(II.16)}$$

Nombre de Grashof : il compare les effets visqueux aux effets d'Archimède en convection libre.

$$Gr=\frac{g\beta\Delta T L^3}{\nu^2} \qquad \text{(II.17)}$$

2.5.5-Conditions aux limites adimensionnelles :

L'écriture adimensionnelle des conditions aux limites est comme suit : A l'entrée du canal : X=0, 0≤Y≤1

$$U=1\,;\ \mathrm{V}=0.$$

$$\theta=0 \qquad \text{(II.18)}$$

A la sortie du canal : X=L/H, 0≤Y≤1

$$\frac{\partial U}{\partial X}=0\ ;\ \ \mathrm{V}=0.$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial X}=0 \qquad \text{(II.19)}$$

En paroi horizontale supérieure : 0≤X≤L/H ; Y=1

$$U = V = 0$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0.$$

(II.20)

En paroi horizontale inférieure : 0≤X≤L/H ; Y=0

$$U = V = 0$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0.$$

(II.21)

Ou niveau du composant : L1/H≤X≤ (L1 +w)/H ; 0≤Y≤w/H

$$U = V = 0 \quad \theta = 1.$$

(II.22)

2.5.6-Expression de la fonction de courant :

On a :

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad , \quad v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

(II.23)

Alors la fonction de courant est donnée par l'expression :

$$\psi = \int_0^H u(x,y)dy - \int_0^L v(x,y)dx$$

(II.24)

Après introduction des grandeurs adimensionnelles, on aboutit à :

$$\Psi = \int_0^1 U(X,Y)dY - \int_0^A V(X,Y)dX$$

(II.25)

2.5.7-Expression du nombre de Nusselt :

Le nombre de Nusselt est utilisé essentiellement pour évaluer la quantité de chaleur transmise de la paroi au milieu fluide. Ce nombre est déduit à partir des l'égalité des flux de chaleur à l'interface paroi-air, son expression est :

$$Nu(y) = \frac{w.h}{k} \qquad \text{(II.26)}$$

w : hauteur de la paroi considérée.

h : coefficient d'échange de chaleur par convection, il est donné par l'expression :

$$h = \frac{-k \left.\frac{\partial T(x,y)}{\partial x}\right|_{x=n}}{T_P - T_0} \qquad \text{(II.27)}$$

T1 : La température de la paroi considérée.

n : la paroi considérée.

Finalement le nombre de Nusselt s'exprime comme suit :

$$Nu(y) = -\frac{w}{(T_1 - T_0)} \left.\frac{\partial T(x,y)}{\partial x}\right|_{x=n} \qquad \text{(II.28)}$$

Quant au nombre de Nusselt adimensionnel il s'écrit sous la forme :

$$Nu(Y) = \left.\frac{\partial \theta(X,Y)}{\partial X}\right|_{X=n} \qquad \text{(II.29)}$$

Pour l'expression du nombre de Nusselt moyenné sur une paroi elle est donnée par :

$$\overline{Nu} = \frac{1}{A}\int_0^A Nu(Y)dY \qquad \text{(II.30).}$$

2. 6--Modèles de turbulence :

On commence par faire un bref rappel qui explicite les points forts pour les différents modèles utilisés :

2.6.1-k-epsilon :

Le modèle k − ε standard (Launder et Spalding, 1972) se base sur le concept Bousinesq (1977). Les termes des contraintes de Reynolds sont:

$$-\rho\overline{u_i u_j} = 2\mu_i s_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \qquad \text{(II.31)}$$

$$s_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) \qquad \text{(II.32)}$$

2.6.2 Modèle RNG k −ε :

Le modèle RNG, développé par le groupe de renormalisation (Yakhot & Smith, 1992) consiste en une estimation au cours du calcul de la constante Cε1 , remplacée dans l'équation de dissipation par " Cε1 donnée par l'expression (6). Cette expression ajoute un terme fonction du taux de déformation η à l'équation du taux de dissipation le rendant ainsi moins diffusif.

$$c''_{\varepsilon 1} = c_{\varepsilon 1} - \frac{\eta\left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta\eta^3} \qquad \text{(II.33)}$$

avec

$$\eta = \frac{k}{\varepsilon}\sqrt{\frac{p}{\eta_t}} \qquad \text{(II.34)}$$

2.6.3 Modèle RSM :

Les équations de transport des contraintes de Reynolds dans Fluent sont écrites:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\rho U_k \overline{u_i u_j}\right)}_{1} = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\rho\overline{u_i u_j u_k} + \overline{p\left(\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j\right)}\right]}_{2} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\mu\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\overline{u_i u_j}\right)\right]}_{3} \underbrace{-\left[\overline{u_i u_k}\frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k}\frac{\partial U_i}{\partial x_k}\right]}_{4} + \underbrace{\overline{p\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)}}_{5} \underbrace{- 2\mu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k}}}_{6} \qquad \text{(II.35).}^{5}$$

2.7. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté le modèle physique considéré et les équations qui régissent le phénomène de la convection forcée en régime laminaire et stationnaire à l'intérieur d'un canal rectangulaire horizontal muni d'un bloc chauffant. Nous avons spécifié les conditions aux limites dynamique et thermique du domaine de l'écoulement, pour résoudre les équations de la dynamique des fluides qui se font par l'utilisation des méthodes numériques où intervient le concept de la discrétisation, ainsi que, la validation du code de calcule utilisé pour résoudre numériquement les équations régissant le problème étudié.

Chapitre III
Résultats Et Discussions

3.1 Validation des Résultats

La comparaison entre les résultats obtenus avec un maillage grossier, moyen et fine, en utilisant le modèle de turbulence SST k-ω, est indiquée à la Fig 3.1. On peut montrer que, en termes de profils moyens de vitesse d'écoulement, la convergence de la solution a été atteinte et la solution devient indépendante de la taille du maillage. On peut constater que le maillage grossier donne des résultats plus proche a l'expérimentale et plus rapide dans la simulation. Pour être plus préludent et plus précis, on a choisi le maillage moyen pour les simulations. En outre raffinement de maillage ont été testés et ne se présente pas par souci de conclusion.

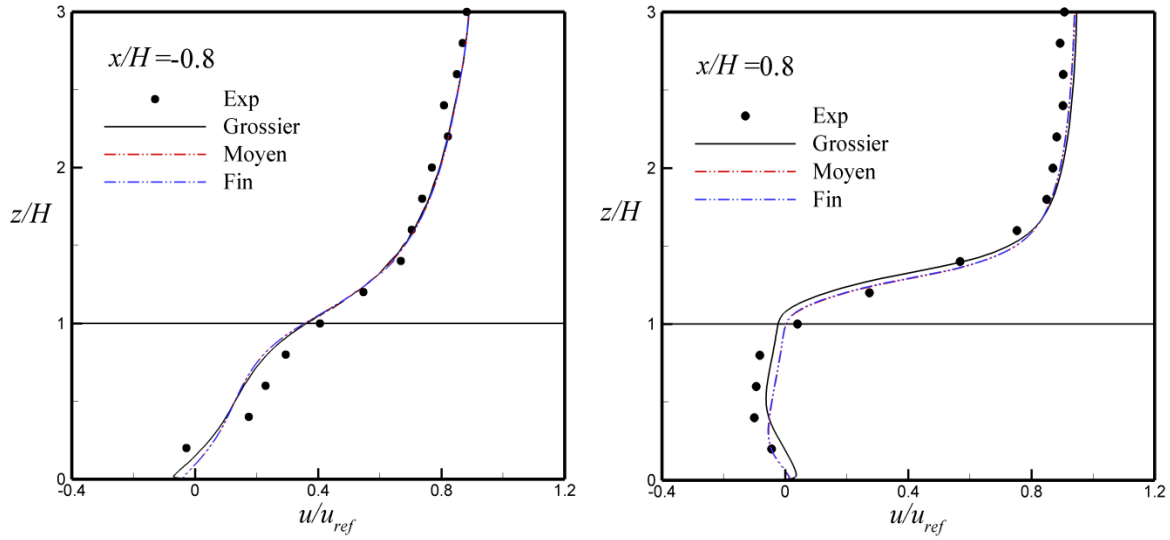


Figure 3.1a. Effet du maillage sur le profil de vitesse *u* pour modèle de turbulence SSTk-ω.

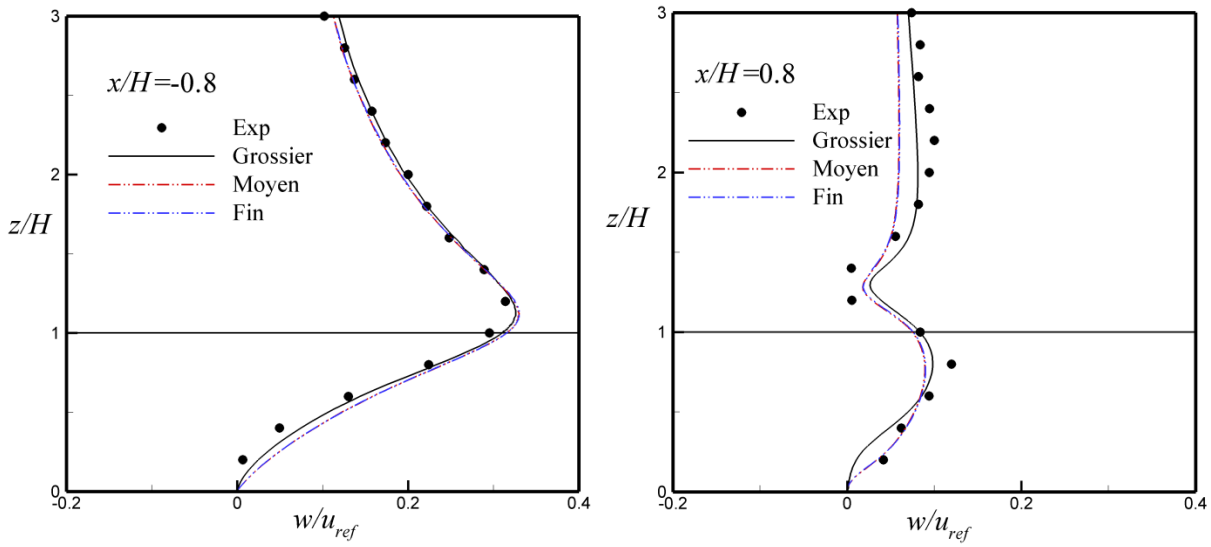
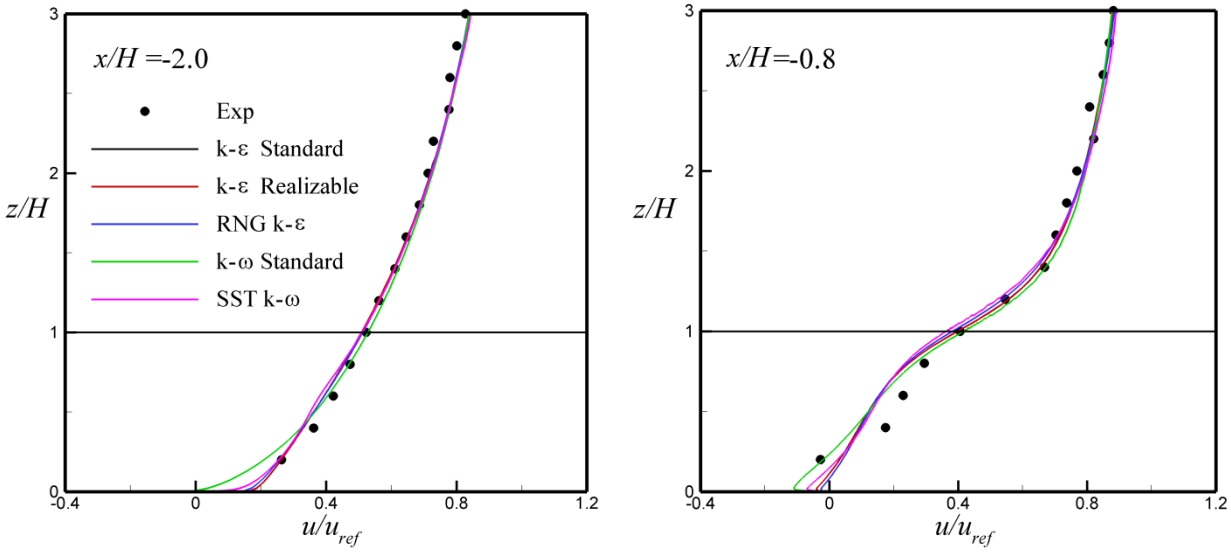


Figure 3.1b. Effet du maillage sur le profil de vitesse *w* pour modèle de turbulence SST k-ω.

La figure 3.2 montre les profils des deux composantes de la vitesse *u* et *w* dans les différentes sections (en amont, au-dessus et en aval) de l'obstacle sont obtenus avec les cinq modèles de turbulence (k-ε standard, k-ε réalisable, RNG k-ε, k-ω standard et SST k-ω) et comparés avec les données expérimentales [36]. On peut montrer que, loin on amont de l'obstacle, les profils de composant de la vitesse *u* et *w* obtenus avec les différents modèles de turbulence sont comparables et ils sont proches de la mesure expérimentale, sauf l'écoulement prédit par k-ω sous-estimé une petite partie de la vitesse *u* prés de la paroi Fig 3.2a. Approcher de l'obstacle, tous les modèles de turbulence sous-estiment légèrement la vitesse *u* par rapport aux résultats de la soufflerie [36] à un niveau d'environ une moitié de la hauteur de l'obstacle, mais le profil est bien correctement prédit ailleurs. Les régions où les modèles de turbulence commencent parvient pas à estimer la vitesse correcte correspondent à l'apparition de vortex de recirculation qui se forme à la base frontale de l'obstacle. Le changement rapide du gradient de pression, causée par le point de stagnation, empêche adéquatement pour capturer le champ d'écoulement dans cette région. Au-dessus de l'obstacle les modèles de turbulence RNG k-ε, k-ω et SST k-ω prédits plus précisément le profile de vitesse *u*, en particulière les modèles produire un petit vortex au-dessus de l'obstacle, comme nous verrons plus tard. Au-dessus du l'obstacle, les modèles RNG k-ε, k- ω et SST k- ω montrent meilleur accord avec les données expérimentales. En aval de l'obstacle, une légère déviation à partir des données expérimentales a été observée à environ mi-hauteur de l'obstacle. Loin dans l'aval de l'obstacle, pratiquement tous les modèles prédisent la récupération de l'écoulement. Pour la composante de vitesse *w* Fig 3.2b, il est correctement prédit que par les deux modèles de turbulence RNG k- ε et SST k-ω, au dessus de l'obstacle. Comme s'attendre cette région correspond à un petit vortex de recirculation qui conduit un flux vertical. En raison de sa faible amplitude, le composant de vitesse *w* est bien prédit d'ailleurs dans le domaine entier.



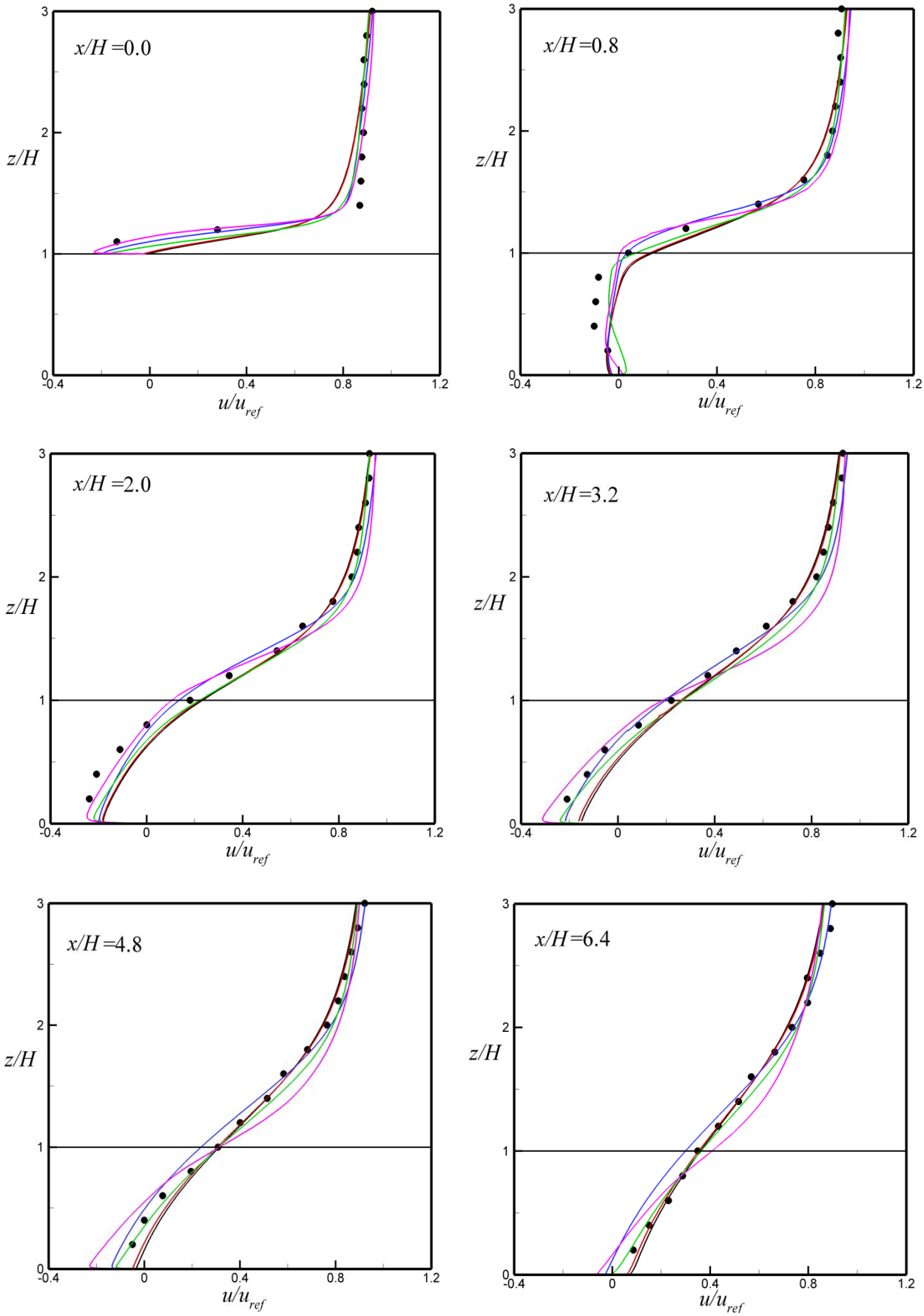
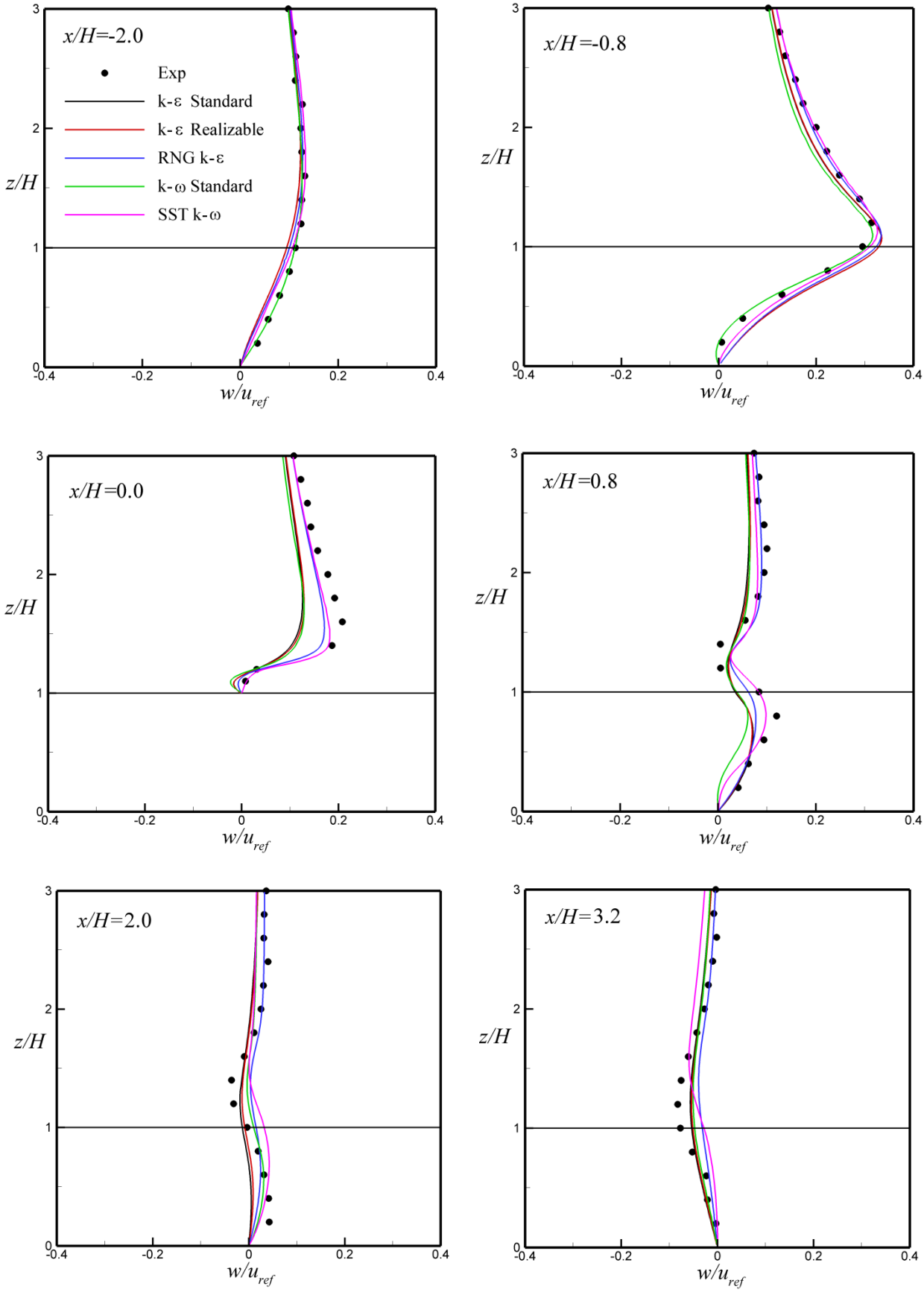


Figure 3.2a. Comparaison des profils de vitesse *u* prédits avec l'expérimentale [36].


x/H=-2.0
Exp
k-ε Standard
k-ε Realizable
RNG k-ε
k-ω Standard
SST k-ω
z/H
w/u_ref
x/H=-0.8
x/H=0.0
x/H=0.8
x/H=2.0
x/H=3.2

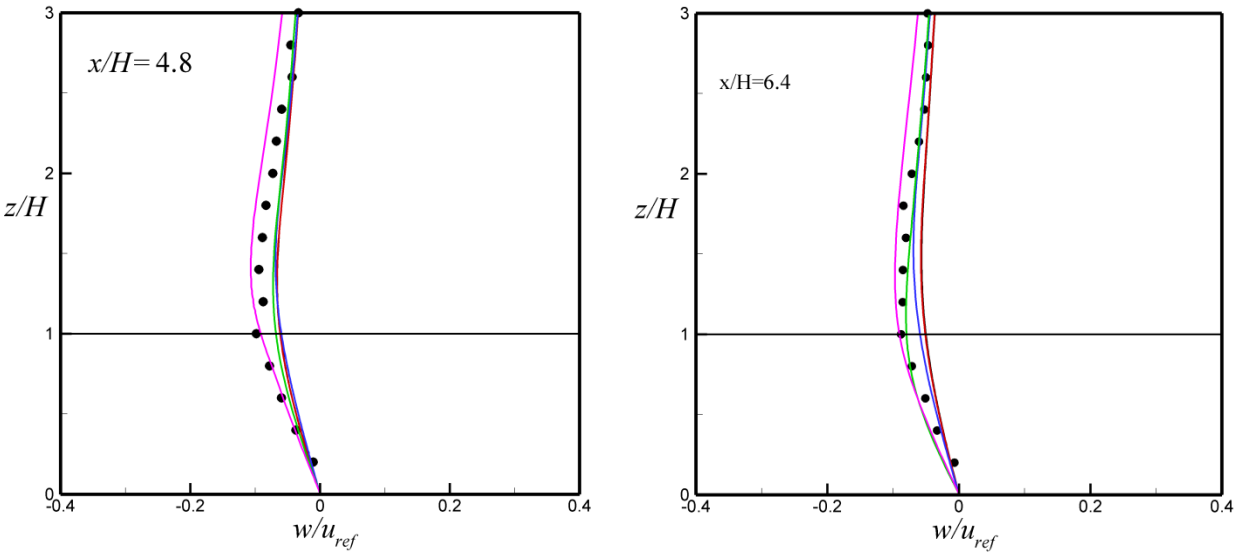


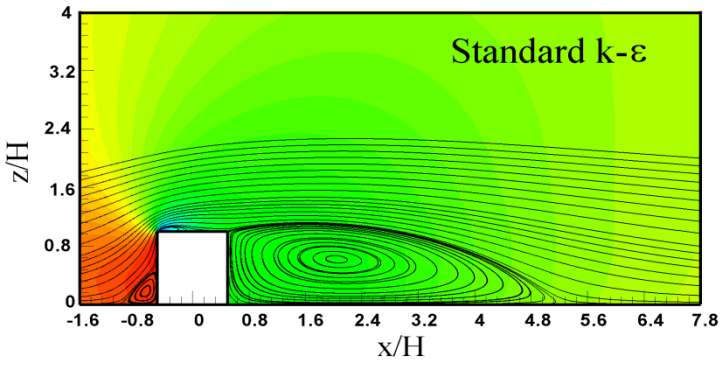
Figure 3.2b. Comparaison des profils de vitesse *w* prédits avec l'expérimentale [36].

Les lignes de courant et de la distribution de pression sont utilisées pour visualiser la structure de l'écoulement dans le domaine. Les lignes de courant obtenues par les cinq modèles de turbulence sont représentées sur la Fig 3.3. Généralement, en termes de forme qualitative globale tous les modèles peuvent prédire la structure d'écoulement formé par la séparation, recirculation et rattachement. On peut montrer que, avec les cinq modèles des turbulences utilisées, les caractéristiques générales de l'écoulement et la prédiction globale des modes avant, supérieur et arrière de vortex sont tout à fait semblables, bien que certaines différences soient visibles. La description de comportement commun est la suivant: l'approche de l'obstacle, le flux stagne à la surface au vent de l'obstacle. Certains écoulement circule vers le bas et forme un petit vortex à la base frontale de l'obstacle. L'écoulement s'écoulant vers le toit se sépare au niveau de bord du toit au vent formé un petit vortex de recirculation au-dessus de l'obstacle. A la pointe, la séparation de l'écoulement créé un sillage de flux très recirculation, derrière l'obstacle, qui est dominé par un vortex en forme d'arc dans la région de sillage.

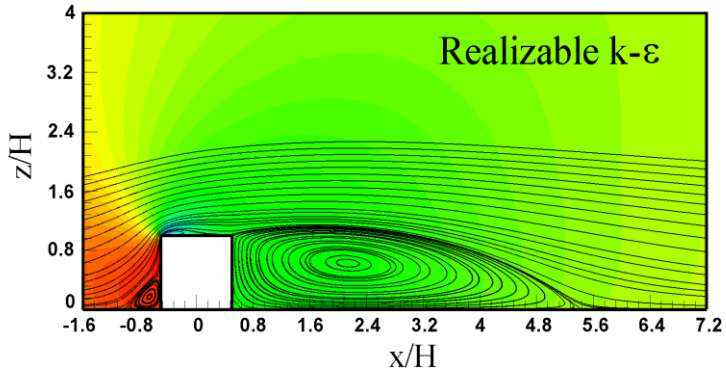
La prédiction des points de séparation, stagnation et de rattachement peut considérer comme un test fondamental de la capacité de modèle de turbulence dans les simulations d'écoulement séparé. La Fig 3.3, il peut montrer que le point de séparation de vortex en amont de l'obstacle est sous-prévue par les modèles k-ε standard et k-ε réalisable, la sous-estimation est plus prononcée dans le modèle RNG k-ε, cependant, il est légèrement surestimé par SST k-ω. La prédiction donné par k-ω standard est très loin des résultats expérimentaux. Le point de stagnation est bien prédit par les modèles k-ε standard, k-ε réalisable et SST k-ω. la séparation d'écoulement formé par le vortex ci-dessus de l'obstacle, un rattachement de l'écoulement est observé dans les résultats obtenus par les modèles k-ε standard, k-ε réalisable et k-ω standard,

cependant dans les résultats expérimentaux ainsi que dans ceux prédits par les modèles de turbulence RNG k-ε et SST k-ω ce rattachement n'est pas obtenus. Le même phénomène est obtenu en utilisant le modèle de turbulence DNS. Les résultats des modèles de turbulence de la famille k-ε dans une structure de sillage très différent que les modèles de turbulence de la famille k-ω. En effet, la zone de recirculation en aval de l'obstacle formé en deux tourbillons contre rotation, principale et secondaire, est bien prévu que par les modèles de la famille k-ω et donne un meilleur accord aux mesures expérimentales. La présence de cette circulation secondaire est conforme à la mesure expérimentale par CEDVAL A1-3 [36] et il est donc semble être caractéristique de l'écoulement réel. La zone de recirculation de l'écoulement derrière de l'obstacle est surestimée résultant dans une plus grande longueur de rattachement qui sous-estime donc la récupération de flux par les modèles RNG k-ε, k-ω et SST k-ω. Le modèle k-ε réalisable estime assez la récupération de flux, mais il tombe à prédire le tourbillon secondaire ainsi que les profils de vitesse de la zone de recirculation. A notre avis, la surestimation de la longueur de rattachement par le modèle de turbulence SST k-ω peut attribuée à l'hypothèse 2D utilisée dans cette étude. Il peut être conclu que, bien que le modèle de turbulence SST k-ω surestime la longueur de rattachement de l'écoulement, il peut assez prévoir toutes les zones de recirculation, par exemple zone amont, au-dessus et en aval de l'obstacle, mieux que tous les autres modèle comme le montre dans la Fig 3.

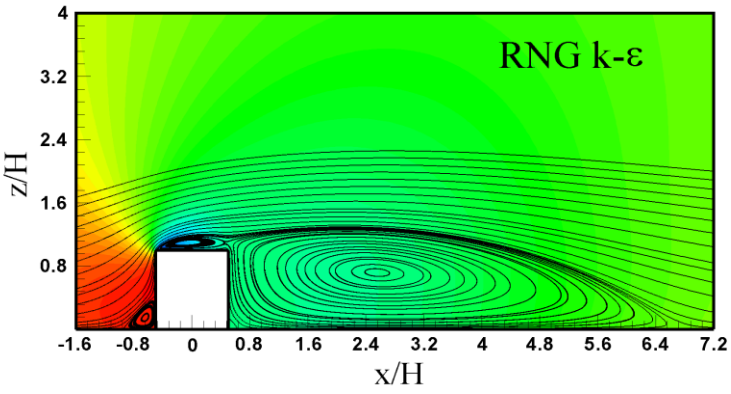
Pour l'évolution de la pression, pour satisfaire à l'équation de la quantité de mouvement, la pression statique augmente sensiblement dans la partie avant de la zone de recirculation et diminue au-dessus de l'obstacle.



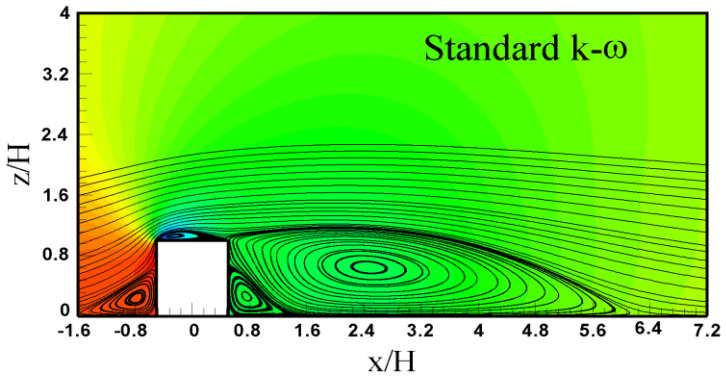
a)


Realizable k-ε
z/H
x/H
4
3.2
2.4
1.6
0.8
0
-1.6
-0.8
0
0.8
1.6
2.4
3.2
4
4.8
5.6
6.4
7.2

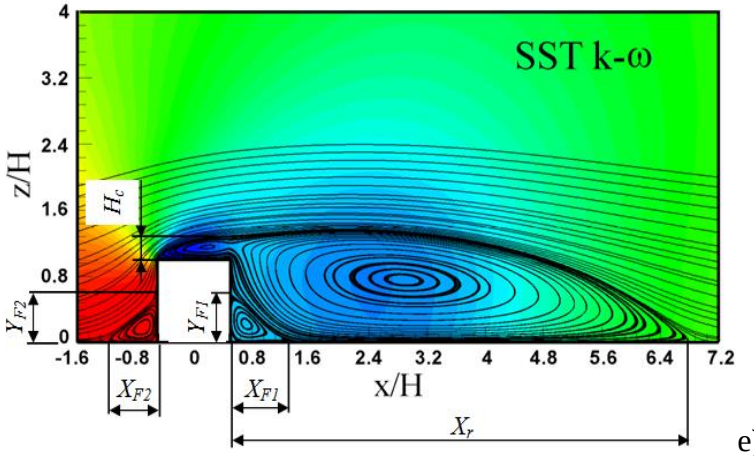
b)


RNG k-ε
z/H
x/H
4
3.2
2.4
1.6
0.8
-1.6
-0.8
0
0.8
1.6
2.4
3.2
4
4.8
5.6
6.4
7.2

c)


Standard k-ω
z/H
x/H
4
3.2
2.4
1.6
0.8
0
-1.6
-0.8
0
0.8
1.6
2.4
3.2
4
4.8
5.6
6.4
7.2

d)


SST k-ω
z/H
x/H
H_c
Y_{F2}
Y_{F1}
X_{F2}
X_{F1}
X_r
4
3.2
2.4
1.6
0.8
0
-1.6
-0.8
0
0.8
1.6
2.4
3.2
4
4.8
5.6
6.4
7.2

e)

Figure 3.3. Comparaison des lignes de courant dans le plan de symétrie $z / H = 0$: a) modèle k-ε standard, b) modèle k-ε réalisable, c) modèle RNG k-ε, d) k-ω standard et e) SST k-ω (*Shear Stress Transport*).

Figure 3.4a montre le vecteur de vitesse mesurée le long du plan *xz* de ligne centrale de la soufflerie CEDVAL 1-3 [26], tandis que la Fig 3.4b montrer le vecteur de vitesse obtenu par la simulation numérique à l'aide de modèle de turbulence SST k-ω correspondant. La structure de l'écoulement obtenu par SST k-ω est compatible avec la physique des écoulements turbulents obtenus en soufflerie dans les mêmes conditions.

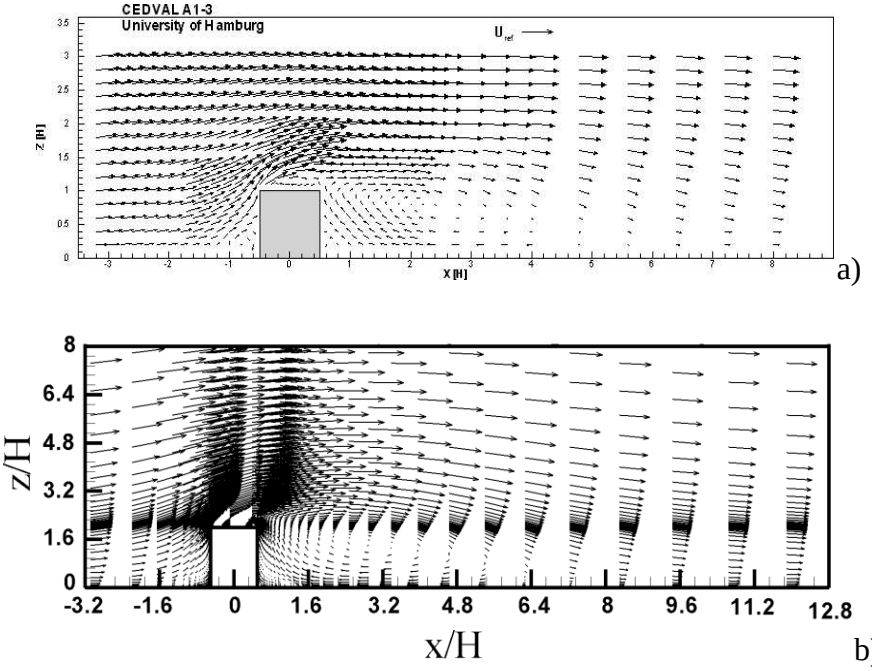


Figure 3.4. Comparaison des vecteurs vitesses entre a) données Cedval A1-3 et b) simulation numérique par le modèle de turbulence SSTk-ω.

La Fig 3.5 montre la valeur de constant de pression C_p pour les cinq modèles de turbulence (k-ε standard, k-ε réalisable, RNG k-ε, k-ω standard et SST k-ω). Suivant la ligne *A* (voir la Fig 3.5 pour identification des lignes) comme nous pouvons le constater, la valeur de C_p est toujours positive sur cette coupe. La raison est que l'écoulement est arrête devant l'obstacle et la vitesse atteint une valeur égale zéro (point de stagnation). Par conséquent, ceci résulte une zone de pression élevée. Cette pression atteint sa valeur maximale dans toutes les modèles. Une grande chute de la pression se site au niveau de la hauteur de l'obstacle où la vitesse atteinte sa valeur maximale et peut se détacher de celui-ci. C'est à ce niveau que l'écoulement à tendance à avoir un mouvement circulaire et une force centrifuge est crée sur celui-ci. La valeur de C_p suivant la ligne *B*. nous pouvons constater que les valeurs de C_p sur cette ligne sont à peu-prés toutes négatives.

Ceci implique que le toit est zone de dépression. Ce phénomène, dans la réalité, menace dans la plupart des cas, les toits des bâtiments qui ne sont pas bien conçus ou construits. La valeur maximale de C_p se situe sur l'arête vers l'amont, ensuite elle baisse rapidement. Ensuite, cette valeur augmente, mais toutefois ne dépasse pas la valeur 0. D'après les courbes de La valeur de C_p suivant la ligne *C*, nous pouvons voir toutes les courbes ont des valeurs négatives suivante toute la longueur de la ligne. Dans toutes les courbes il existe une faible variation de la valeur C_p. Sur toutes les courbes une hausse relative de C_p est observée au voisinage du sol.

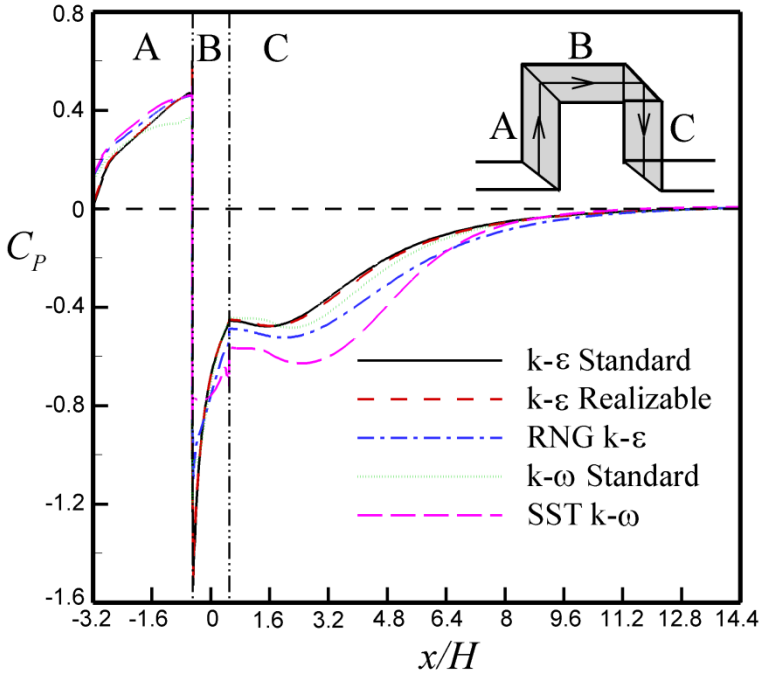
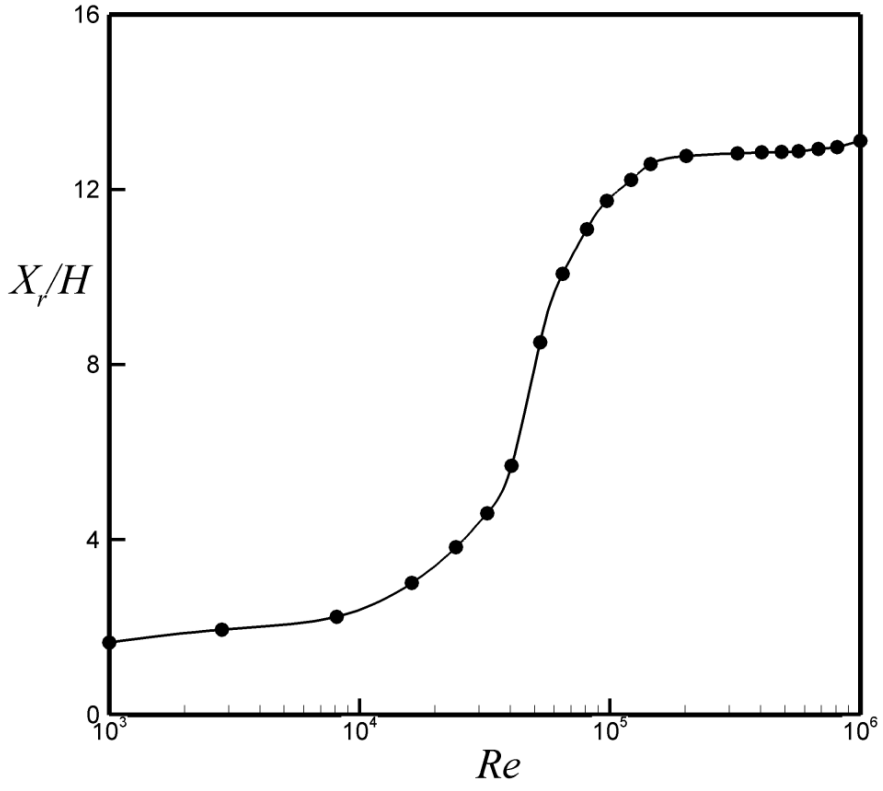
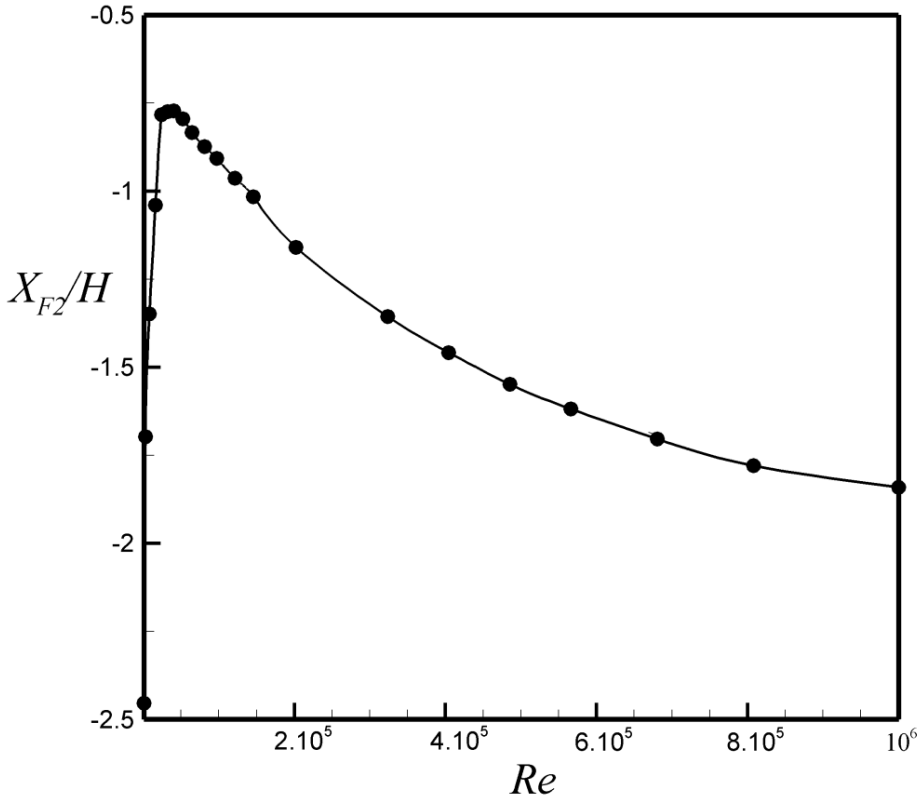


Figure 3.5. Valeur de C_p suivant les lignes A, B et C

Les résultats de l'effet du nombre de Reynolds *Re* sur les longueurs de rattachement X_R/H, séparation X_{F1}/H et stagnation X_{F2}/H obtenus par le modèle de turbulence SST k-ω sont présentés sur la Fig 3.6. Ces graphes ont été construits pour trois régions : une région laminaire où la longueur de rattachement, X_R/H, est de séparation X_{F1}/H augmente avec Re, par contre la longueur de stagnation, X_{F1}/H, diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds; une région de transition où une augmentation brusque de X_R/H et X_{F1}/H et diminution brusque de X_{F1}/H est remarquée et en fin une région turbulent où la longueur de rattachement et de stagnation commence à augmente progressivement, tandis que la longueur de séparation commence à diminuer.


16
12
8
4
0
X_r/H
10^3
10^4
10^5
10^6
Re

a)


-0.5
-1
-1.5
-2
-2.5
X_{F2}/H
2.10^5
4.10^5
6.10^5
8.10^5
10^6
Re

b)

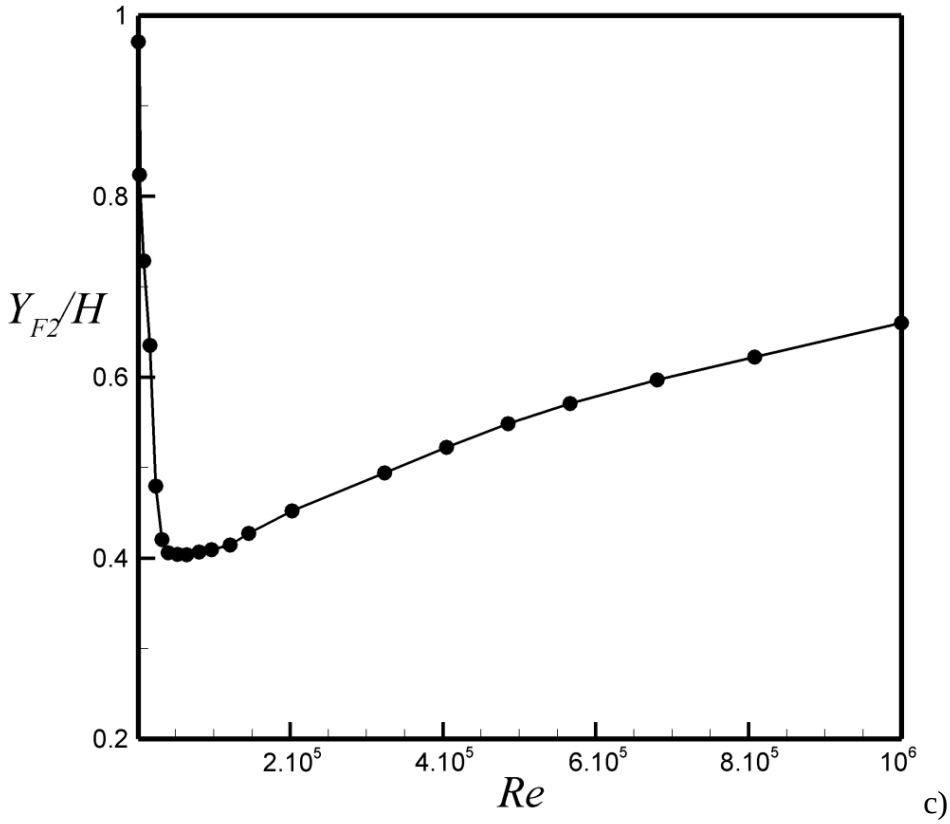


Figure 3.6. Corrélation de: a) rattachement (X_R/H), b) séparation (X_{F1}/H), c) la stagnation (Y_{F1}/H) avec le nombre de Reynolds Re.

- **Ecoulement autour d'un obstacle placé sur un plan incliné**

Nous présentons dans ce cas, les résultats de la simulation numérique obtenus par le code de calcul utilisé. Notre problème porte sur l'étude du comportement dynamique d'un écoulement turbulent d'étrange par un obstacle placé sur le fond d'un canal avec un plan incliné de Φ=15°, comme le montre dans la figure 3.7.

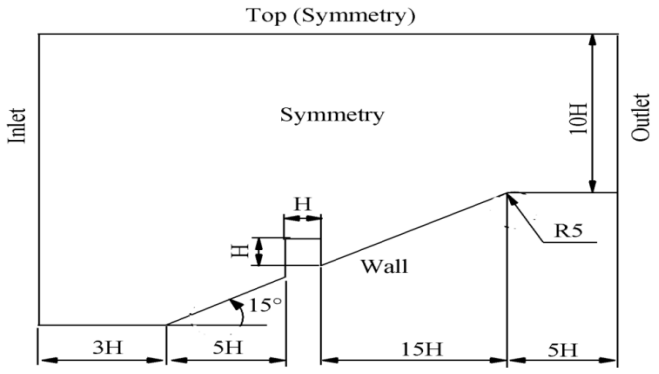


Figure 3.7 : Schématisation du domaine de calcul

Dans la présente étude, l'influence de la hauteur de l'obstacle varié de 0.5H à 2H sur les longueurs caractéristiques de l'écoulement est considérée. Pour simulation numérique de l'écoulement de vent en utilisant le modèle de turbulence SST k-ω. Les lignes de courant dans

le plan *xz* pour les différentes valeur de H sont représentées dans la Figure 3.7. On constate que les longueurs caractéristiques de l'écoulement (réattachement Xr/H, séparation X_{F1}/H et stagnation Y_{F1}/H) augmentent proportionnellement avec l'augmentation de la hauteur de l'obstacle H. Les figures montent aussi les contours de la pression statique dans le domaine d'étude. Le ralentissement de l'écoulement en aval de l'obstacle induit un gradient de pression inverse. En variant la hauteur de l'obstacle de 0.5H à 2H, nous constatons que le gradient de pression en aval de l'obstacle augmente.

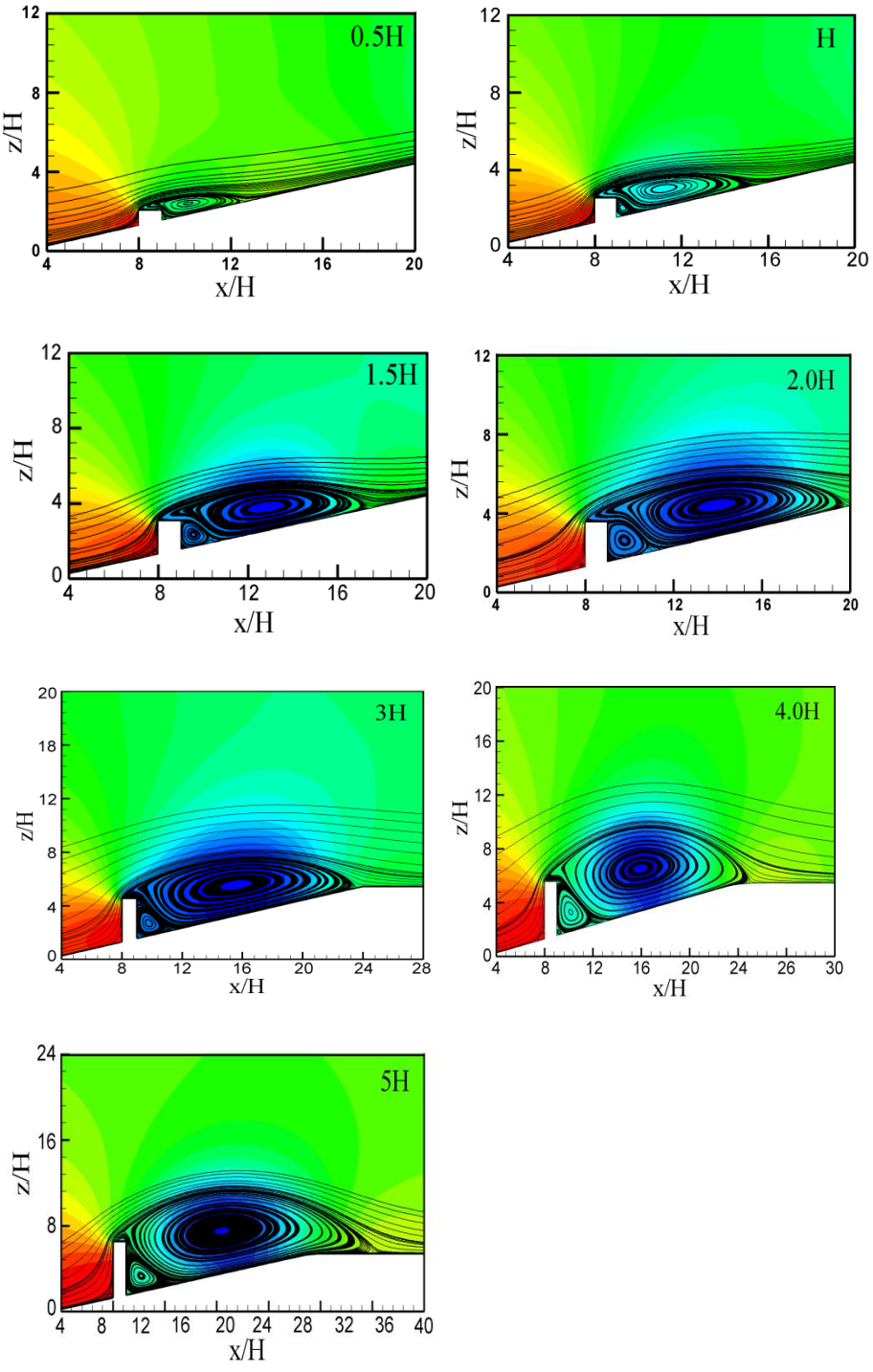


Figure 3.7 : Les lignes de courant dans le plan de symétrie *z*/*H* = 0 pour Φ=15°

Conclusion Générale:

Dans ce travail nous avons présenté une étude numérique d'un refroidissement d'un microprocesseur par convection force, dans un canal avec obstacle et rugosité, l'objet principale de cette étude est de donner une meilleur compréhension de ce phénomène couplée en reflétant avec plus de précision les différentes techniques de refroidissement et de se rapprocher le mieux des conditions réelles d'utilisation.

Cette étude est basée sur les lois de conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie et de la masse, les équations sont données ci-dessous dans le cas de l'écoulement bidimensionnel d'un fluide newtonien incompressible, en fonction des variables primitives présenté au chapitre 2.

Au court de notre étude, on s'est servi du code de calcul fluent ainsi que son générateur de maillage gambit à plusieurs reprises ce qui nous a permis d'avantage de nous familiariser a la simulation numérique. la complexité de la configuration géométrique a été maitrisée par ANSYS CFX la forme qui nous destinée est relativement compliqué a réaliser et a mailler ce qui exige de nous un travail qualité et surtout de précision. L'importance de l'investigation numérique est d'éclaire les phénomènes physiques décrits par la théorie sans passer par l'expérience ce qui est moins couteux.

Enfin notre présent mémoire se limite à l'étude de refroidissement d'un microprocesseur, On considère que les résultats obtenus sont satisfaisants mais ils ne traduisent pas nécessairement un taux d'estimation de 100%, au contraire, des améliorations peuvent être introduites.

Références

[1] KHALDI Souheyla, Généralité sur les transferts de chaleur, 2019.

[2] Hector Alvarado, Florent Dizes, Astrid Molinier Refroidissement de composants électroniques à l'aide du logiciel OpenFOAM, 2022.

[3] Jong-Yeon Hwang, Kyung-Soo Yang Physics of Fluids, 2004.

[4] Marcin Huptas, Witold Elsner 2008.

[5] Charles-Henri Bruneau, Iraj Mortazavi, International Journal for Numerical Methods in fluids, 2004.

[6] Fillippini, Palma, TE Zalcma, Clinics, SciELO Brésil, 2011.

[7] J Ventura, tel.archives-ouvertes.f, 2010.

[8] Krajnovic, Davidson, hal.archives-ouvertes.fr, 2011.

[9] Kim, Eulalie, theses.fr, 2014.

[10] A Korichi, L Oufer, Sciences & Technologie, 2007.

[11] N Hasebe, M Okumura, T Nakamura, International journal of fracture, 1987.

[12] G Wei-Bin, W Neng-Chao, Chinese iopscience.iop.or, 2003.

[13] Mehrdad raisee, Azadeh Jaafari Citeseer, 2006.

[14] Saha, CMJCR Ricardo, AS Frantz, 2021.

[15] Gera, dspace.univ-eloued.dz, 2021.

[16] Ochoa, hal.archives-ouvertes.fr, 2008.

[17] Nigro, B Brangeon, hal.archives-ouvertes.fr, 2008.

[18] Breuer, H. Mahdhaoui, tel.archives-ouvertes.fr, 2018.

[19] M Huptas, W Elsner - Task quarterly, 2008.

[20] B Caldwell, Hayek's Challenge, degruyter, 2008.

[21] J Hines, GP Thompson, FS Lien, Engineering Applications of Computational fluid mechanic, 2009.

[22] C Bothiraja, BD Yojana, AP Pawar, Expert opinion on Drug Deliver, 2014.

[23] M Omidyeganeh, J Abdi, Colloquium on: Bluff Bodies Aerodynamics, 2008.

[24] N Ouertatani, NB Cheikh, BB Beya, T Lili, Comptes Rendus Mécanique, 2008.

[25] Bajoria, J. Bouger, tel.archives-ouvertes.fr, 2009.

[26] M Farhadi, M Rahnama, sid.ir, 2006.

[27] C Brun, S Aubrun, T Goossens, P Ravier - Flow, turbulence and Combustion, 2008.

[28] k.Hallek et al 2007 K Hallek, M Bouterra, A El Cafsi, A Belghith, Revue des énergies, 2007.

[29] MS DHOUAIEB, F ALOUI, SB NASRALLAH, sft.asso.fr.

[30] G Gomit, L Chatellier, D Calluaud, L David, Experiments in fluids, 2013.

[31] Rodi, D.Lakehal, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1997.

[32] Hafida Nedjari, researchgate.net, 2010.

[33] J.Kim, H.Hangan, Journal of wind engineering, 2001.

[34] Lie, B Sainte-Rose, theses.fr, 2010.

[35] X Niu, KD Sushant, B Anup, Y Xiao, F Su, Chinese Medical Knowledge for Better World, 2014.

[36] Leitl. B. 2003. Compilation of experimental data for validation of micro scale dispersion models, http://www.mi.uni-hamburg.de/cedval/. Accessed on March 2012.