

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DE BATNA

Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département de Mécanique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MAGISTERE

Spécialité : MECANIQUE

Option : ENERGETIQUE

Par

Abderrezak HAMAMI

THEME

SIMULATION DE L'ECOULEMENT DANS UN MINICANAL

Soutenu le 2005.

Membres du jury

- Dr. Hocine BENMOUSSA	M.C., Univ. Batna	Président
- Dr. Laïd MESSAOUDI	C.C., Univ. Batna	Rapporteur
- Dr. Redjem HADEF	M.C., Univ. O.E.Bouaghi	Examineur
- Dr. Azeddine SOUDANI	M.C., Univ. Batna	Examineur
- Dr. Samir RAHAL	M.C., Univ. Batna	Examineur



République Algérienne Démocratique et Populaire

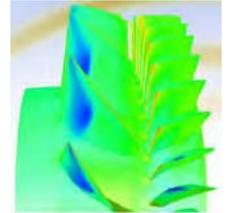
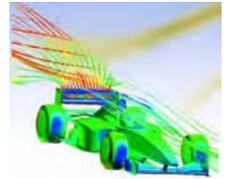
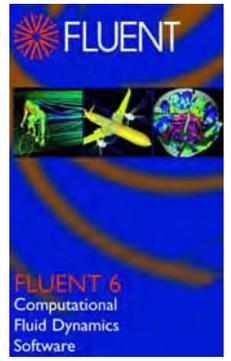
Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DE BATNA

Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département de Mécanique

Mémoire de Magistère

Spécialité : Mécanique Energétique



SIMULATION DE L'ECOULEMENT DANS UN MINICANAL

Présenté par
Abderrezak HAMAMI

Dirigé par :

Dr. Laïd MESSAOUDI

Abstract- The microtechnologies become extensive in our daily life. Consequently, new challenges arise, in which the understanding of the flows in minichannels and microchannels. These ones present high performances for MEMS cooling. However, research in this field revealed that the behavior of flow in microchannels was different from classical results. That it is for transition Reynolds number or for friction factor.

The present work reports a numerical simulation results of water flow in minichannels having hydraulic diameters of 0.099 – 1.923 mm. The Reynolds numbers were between 94 and 4912. The simulations were carried out using the FLUENT CFD software, which is based on the Finite Volume Method. These results are compared to experimental data resulting from tests performed during the research training course of Master's Degree accomplished at LEMTA Laboratory, Nancy France.

Résumé- Les microtechnologies prennent de l'ampleur dans notre quotidien. En conséquence de nouveaux défis se posent à nous, dont la compréhension des écoulements dans les minicanaux et les microcanaux. Ceux-ci présentent de hautes performances dans le refroidissement des composants. Cependant, les recherches dans ce domaine ont révélé un comportement de l'écoulement dans les microcanaux différents des résultats classiques, que ce soit pour le nombre de Reynolds de transition ou pour le coefficient de frottement.

Dans le présent travail on reporte les résultats de simulations numériques effectuées avec le code de calcul FLUENT, qui est basé sur la méthode des volumes finis, de l'écoulement de l'eau à travers des minicanaux dont le diamètre hydraulique varie de 99 μm à 1,923 mm. Le nombre de Reynolds est compris entre 94 et 4912. Ces résultats sont comparés aux données expérimentales issues des manipulations effectuées lors du stage de recherche du DEA accompli au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée à Nancy, France.

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce manuscrit a été effectué dans le cadre du stage de Magistère, sous la direction du [Dr. Laïd MESSAOUDI](#), à qui je tiens à adresser mes plus vifs remerciements pour avoir dirigé cette étude. Je lui exprime également ma sincère gratitude pour la confiance qu'il m'a témoigné tout au long de ce travail.

Je remercie aussi [M. Lazhar YAHIA](#), Chargé de cours à l'Université de Oum-El-Bouaghi, pour ses conseils avisés et son aide, ainsi que [Mr. R. HADEF](#), Maître de Conférence à l'Université de Oum-El-Bouaghi, qui a accepté d'être présent pour la présentation de ce travail.

Je remercie les membres du jury qui me font l'honneur de juger ce modeste travail.

Enfin, à tous ceux et celles qui de près ou de loin ont contribué à la réalisation de ce travail, je dis merci.

A toute ma famille...

Table des matières

Table des matières

Introduction générale	1
-----------------------------	---

Chapitre 1. Etude bibliographique

Introduction	6
1.1. Etat de l'art	6
1.2. Expérimentations	14
1.2.1. Description du dispositif expérimental	14
1.2.2. Eléments de la boucle d'essai	14
1.2.3. Incertitudes de mesures	16
1.2.4. Résultats et discussion	17
Conclusion	21

Chapitre 2. Rappels théoriques

Introduction	24
2.1. Rappels et définitions	24
2.1.1. Ecoulement laminaire	24
2.1.1.1. Loi de frottement	27
2.1.2. Ecoulement turbulent	27
2.1.2.1. Loi de frottement	28
2.1.2.2. Modèles de turbulence	28
2.1.2.2.1. Hypothèse de Boussinesq	29
2.1.2.2.2. Modèle Spalart-Allmaras	30

2.1.2.2.3. Modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard	30
2.1.2.2.4. Modèle $\kappa - \varepsilon$ RNG	31
2.1.2.2.5. Modèle $\kappa - \varepsilon$ Realizable	32
2.1.2.2.6. Modèle $\kappa - \omega$ Standard	32
2.1.2.2.7. Modèle $\kappa - \omega$ SST	33
2.1.2.2.8. Modèle RSM	34
2.1.3. Couches limites	35
2.1.3.1. Couche interne	37
2.1.3.1.1. Sous couche visqueuse	37
2.1.3.1.2. Couche tampon	38
2.1.3.1.3. Couche de la loi Log	38
2.1.3.2. Couche externe	39
Conclusion	40

Chapitre 3. Modélisation et résolution avec "Fluent"

Introduction	41
3.1. Description du problème	41
3.1.1. Géométrie	41
3.1.2. Conditions aux limites	42
3.2. Maillage sous "Gambit"	44
3.3. Implémentation sous "Fluent"	46
3.3.1. Présentation de "Fluent"	46
3.3.2. Procédure sous "Fluent"	47
3.3.2.1. Simple précision ou double précision ?	47
3.3.2.2. Choix de la formulation du solveur	48

3.3.2.3	Modèle de paroi	49
3.3.2.4	Schémas de discrétisation	49
3.3.2.5	Choix du schéma d'interpolation de la pression	50
3.3.2.6	Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse	51
3.3.2.7	Facteurs de relaxation	52
3.4.	Résolution numérique	52
3.4.1.	Canal complet en 2D	52
3.4.1.1.	Création de la géométrie et du maillage sous "Gambit"	53
3.4.1.2.	Simulations	53
3.4.1.3.	Discussion et analyses	55
3.4.2.	Canal simplifié	55
3.4.2.1.	Géométrie	55
3.4.2.2.	Indépendance de la solution du maillage	56
3.4.2.3.	Caractéristiques des maillages retenus	59
3.5.	Etudes de sensibilité	60
3.5.1.	Choix du modèle de turbulence	60
3.5.2.	Influence du critère de convergence	62
3.5.3.	Influence de l'intensité de la turbulence	64
3.6.	Présentation d'un essai en 3D	65
	Conclusion	70

Chapitre 4. Résultats et discussion

Introduction	71
4.1. Cas bidimensionnel	71
4.1.1. Longueur d'établissement	72

4.1.1.1. Cas du canal 1mm	72
4.1.1.2. Cas du canal 50 microns	72
4.1.2. Profils des vitesses	73
4.1.2.1. Cas du canal 1mm	73
4.1.2.2. Cas du canal 50 microns	73
4.1.3. Chute de pression	74
4.1.3.1. Cas du canal 1mm	74
4.1.3.2. Cas du canal 50 microns	75
4.1.4. Coefficient de frottement	75
4.2. Cas tridimensionnel	78
Conclusion	81
Conclusion générale	83
Références.....	85

Liste des figures

Liste des figures

Figure. (1.1) (1) Photographies des tubes testés, [42]	
(2) Variation du C_f en fonction du Re	7
Figure. (1.2) Erreur de mesure sur la profondeur, [28]	8
Figure. (1.3) Dispositif et section expérimentaux, [25]	9
Figure. (1.4) Résultats expérimentaux de f , [25]	9
Figure. (1.5) Variation du C_f en fonction de Re , [7]	11
Figure (1.6) Schémas de la Double Couche Electrique et ses effets, [18, 19]	12
Figure. (1.7) Schéma du dispositif expérimental	15
Figure (1.8) Veine d'essai	15
Figure. (1.9) Variation de la perte de pression pour $H = 1 \text{ mm}$	18
Figure (1.10) Variation de la perte de pression pour $H = 0,5 \text{ mm}$	18
Figure (1.11) Variation de la perte de pression pour $H = 0,4 \text{ mm}$	18
Figure (1.12) Variation de la perte de pression pour $H = 0,3 \text{ mm}$	18
Figure (1.13) Variation de la perte de pression pour $H = 0,2 \text{ mm}$	18
Figure (1.14) Variation de la perte de pression pour $H = 50 \text{ microns}$	19
Figure (1.15) Influence de la hauteur du canal sur le Re_{Cr}	19
Figure. (1.16) Variation du coefficient de frottement	20
Figure. (1.17) Coefficient de frottement en fonction du Re avec barres d'erreurs	21
Figure (1.18) Comparaison de données expérimentales, [24]	22
Figure (2.1) Ecoulement dans un canal à section rectangulaire	24

Figure (2.2) Développement du profil de vitesse et chute de pression le long d'un canal	36
Figure (2.3) Profil de la vitesse près de la paroi	37
Figure (2.4) Vérification expérimentale de la subdivision de la région proche de la paroi	40
Figure (3.1) Détails du minicanal	42
Figure (3.2) Maillage fin près de la paroi	53
Figure (3.3) Maillage du domaine (105.553 cellules)	54
Figure (3.4) Configuration simplifiée du minicanal	56
Figure (3.5) Présentation de différents maillages d'une partie du canal de 1 mm	57
Figure (3.6) Variation de la vitesse axiale selon plusieurs maillages (Canal de 1 mm)	58
Figure (3.7) Variation du C_f selon plusieurs maillages (Canal de 50 μm de hauteur)	58
Figure (3.8) Maillage multi blocs du canal de 0,3 mm	59
Figure (3.9) Résultats des différents modèles de turbulence: Canal de 1 mm de hauteur	61
Figure (3.10) Résultats des différents modèles de turbulence: Canal de 50 μm de hauteur	61
Figure (3.11) Tracé des courbes des résidus	63
Figure (3.12) Géométrie du canal en trois dimensions	65
Figure (3.13) Traitement du maillage avec le schéma Cooper	68
Figure (3.14) Vues du maillage en 3D du canal de 1 mm de hauteur	69
Figure (4.1) Variation de la vitesse axiale le long du canal de 1 mm de hauteur	72

Figure (4.2) Variation de la vitesse axiale le long du canal de 50 μm de hauteur	73
Figure (4.3) Profils des vitesses du canal de 1 mm de hauteur	73
Figure (4.4) Profils des vitesses du canal de 50 μm de hauteur	74
Figure (4.5) Chutes de pression le long du canal de 1 mm	74
Figure (4.6) Chutes de pression le long du canal de 50 μm	75
Figure (4.7) Variation du C_f en fonction du Re	76
Figure (4.8) Ecart en % entre les données disponibles et la simulation	77
Figure (4.9) Comparaison des différents résultats du C_f pour le canal de 1 mm	79
Figure (4.10) Comparaison globale des données du canal de 1 mm	80

Liste des tableaux

Liste des tableaux

Tableau (1.1) Paramètres géométriques des sections testées	15
Tableau (1.2) Plages des vitesses testées pour les différents canaux	17
Tableau (1.3) Erreurs relatives sur les grandeurs expérimentales	18
Tableau (3.1) Débits imposés à l'entrée des canaux en [g/s]	43
Tableau (3.2) Quelques résultats des simulations pour le canal complet en 2D	54
Tableau (3.3) Caractéristiques des maillages retenus pour la simulation	59
Tableau (3.4) Influence du critère de convergence sur la solution	63
Tableau (3.5) et (3.6) Influence de l'intensité de la turbulence sur la solution	64
Tableau (4.1) Données statistiques sur les simulations du canal de 1 mm	81

Liste des équations

Liste des équations

Equation (1.1)	16
Equation (2.1)	25
Equation (2.2)	25
Equation (2.3)	25
Equation (2.4)	25
Equation (2.5)	25
Equation (2.6)	25
Equation (2.7)	26
Equation (2.8)	26
Equation (2.9)	26
Equation (2.10)	26
Equation (2.11)	27
Equation (2.12)	27
Equation (2.13)	27
Equation (2.14)	28
Equation (2.15)	29
Equation (2.16)	30
Equation (2.17)	30
Equation (2.18)	31
Equation (2.19)	31
Equation (2.20)	33
Equation (2.21)	34

Equation (2.22)	37
Equation (2.23)	37
Equation (2.24)	38
Equation (2.25)	38
Equation (2.26)	38
Equation (2.27)	39
Equation (2.28)	39
Equation (2.29)	39
Equation (3.1)	44
Equation (3.2)	45
Equation (3.3)	45
Equation (3.4)	49
Equation (3.5)	52

Nomenclature

Liste des symboles

C_f	Coefficient de frottement pariétal	
$C_{f_{theo}}$	Coefficient de frottement théorique	
$C_{f_{exp}}$	Coefficient de frottement expérimental	
D_h	Diamètre hydraulique	[m]
D_E	Distance ou longueur d'établissement de l'écoulement	[m]
H	Hauteur du canal	[m]
h	Demi hauteur du canal	[m]
f	Facteur de frottement de Darcy ($f = 4C_f$)	
L	Longueur du canal	[m]
l	Largeur du canal	[m]
p	Pression	[Pa]
ΔP	Perte de pression	[Pa]
Q_v	Débit volumique	[m ³ /s]
u	Composante axiale de la vitesse	[m/s]
u_τ	Vitesse de frottement	[m/s]
u_{moy}	Vitesse moyenne de l'écoulement	[m/s]
u_{max}	Vitesse maximale de l'écoulement	[m/s]
v	Vitesse expérimentale de l'écoulement	[m/s]
y	Distance normale à la paroi	[m]

Nombres adimensionnels

Re_{Dh} Nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique du canal

Re_{Cr} Nombre de Reynolds critique

Symboles Grecs

α rapport d'aspect du canal $\left(\frac{h}{l}\right)$

μ Viscosité dynamique [kg/m.s]

μ_p Viscosité dynamique à la température de la paroi [kg/m.s]

μ_t Viscosité turbulente [Pa.s]

ν Viscosité cinématique [m²/s]

ν_t Viscosité cinématique turbulente [m²/s]

ρ Masse volumique [kg/m³]

τ Contrainte visqueuse [Pa]

τ_p Contrainte pariétale [Pa]

Introduction générale

Aujourd'hui, le développement de l'électronique de puissance, ainsi que les systèmes mécaniques et énergétiques miniaturisés se heurtent à la barrière du refroidissement des flux de chaleur élevés et à de hautes températures dans des volumes compacts. Pour fonctionner à des températures optimums, des techniques avancées de transfert thermique doivent être employées pour surmonter de telles barrières en développant des moyens de rejet efficaces et fiables de la chaleur. L'une des approches les plus prometteuses étant le refroidissement au moyen des microcanaux et minicanaux par un écoulement simple ou diphasique. Ils offrent de hautes performances en transfert de chaleur. Cependant, pour concevoir et fabriquer de tels systèmes, il est nécessaire de bien comprendre et caractériser les écoulements à l'échelle du micron, qui restent très mal compris.

Les termes de "[Microfluidique](#)" et "[Microthermique](#)" sont ainsi apparus dans les publications spécialisées. Ce sont de nouvelles disciplines qui ont émergés ces dernières années au vu des besoins des techniques de miniaturisation en microtechnologies. Elles s'intéressent aux écoulements et transferts de chaleur à l'échelle micrométrique.

Les progrès dans l'usinage précis des petits canaux permettent maintenant la construction de microéchangeurs thermiques dont la surface spécifique d'échange et le coefficient d'échange peuvent être très élevés et autoriser l'obtention d'un flux thermique important avec une résistance thermique faible.

En outre, la circulation des fluides à l'intérieur de canaux de [1 mm](#) ou moins, réduit l'encombrement des échangeurs de chaleur. Dans le cas d'applications les plus classiques, les canaux véhiculant le fluide ont un diamètre hydraulique de l'ordre de un ou plusieurs millimètres, alors que maintenant on vise le millimètre ou moins pour faire plus compact et plus

efficace. A l'heure actuelle, des applications potentielles nécessitent des encombrements encore plus réduits, d'où la réduction du diamètre hydraulique. Ainsi, l'implantation dans des endroits exigus est rendue possible, qu'il s'agisse de Formule1, de microélectronique ou de turbines d'avion, aéronautique, automobile et même la gestion des fluides des micropiles à combustibles pour des téléphones portables.

Des densités de flux de $1300 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ont pu être réalisées en convection forcées, par [Tuckermann et al. \(1981\)](#) cité par [Peng et al. \(1996\)](#), dans des microcanaux tout en maintenant une température des parois inférieure à 130°C . Evidemment, la perte de pression est élevée et dépasse une dizaine de bars par mètre linéaire, ce qui justifie l'utilisation de la double phase, soit en ébullition par convection forcée, soit en microcaloduc afin de diminuer le débit massique du fluide caloporteur et l'écart de température paroi-fluide.

Avec les microéchangeurs on peut atteindre des rapports de compacité de l'ordre $500 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$. En pratique, des puissances de l'ordre de 20 KW ont pu être échangées entre deux liquides dans un volume de seulement 1 cm^3 , [Bricard \(1995\)](#). L'intérêt des industriels ne fait aucun doute.

On retrouve ainsi diverses applications qui en bénéficieraient, par exemple:

- l'automobile (contrôle d'injection dans les moteurs, échangeurs miniatures);
- l'électronique (refroidissement de composants);
- les MEMS "Micro Electro Mecanical Systems" (impression par jet d'encre);
- le secteur médical (injection et dosage de produits actifs, analyses chimiques);
- le secteur spatial (micropompage pour boucles fluides de refroidissement, micropropulsion, ...etc.)

Avant de voir les recherches dans la littérature sur les écoulements en microcanaux, il est judicieux de rappeler les distinctions entre les canaux à petits diamètres. [Kandlikar \(2002\)](#) propose les définitions suivantes:

- Canaux conventionnels $\rightarrow D_h \geq 3 \text{ mm}$.
- Minicanaux $\rightarrow 200 \mu\text{m} \leq D_h \leq 3 \text{ mm}$.
- Microcanaux $\rightarrow 10 \mu\text{m} \leq D_h \leq 200 \mu\text{m}$.

L'écoulement dans les microcanaux a été largement étudié ces dernières années. Toutefois, la communauté scientifique reste très intéressée par le comportement de ces écoulements qui présentent dans le cas réel, comme nous allons le voir, des déviations notables par rapport à la théorie.

Beaucoup de phénomènes physiques ne peuvent plus être négligés dans le cas des microcanaux, comme c'est souvent le cas à l'échelle macroscopique. Ceci est lié au fait que le rapport surface/volume est nettement supérieur dans ces microsystèmes. Les dimensions internes des microcanaux sont de l'ordre de 10^{-6} m , les rapports surface/volume sont par conséquent de l'ordre de 10^6 m^{-1} . Ce rapport est un million de fois supérieur à celui d'un système de dimensions caractéristiques de l'ordre de 1 m . Cette comparaison montre que les effets de surfaces jouent un rôle très important dans les transferts de masse, de quantité de mouvement ou d'énergie au sein d'un écoulement en microsystème, alors que les effets de la gravité deviennent négligeables. Les effets de surfaces sont essentiellement:

- la tension superficielle;
- les interactions électrostatiques, à cause de la nature physico-chimique de la surface;
- la rugosité de la paroi.

Ajouter à cela, les effets de la gravité qui deviennent négligeables vis-à-vis des phénomènes de capillarité.

Cette augmentation affecte sensiblement les flux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie à travers les surfaces et notamment les interfaces fluide-fluide, fluide-paroi. L'importance des conditions aux limites, et particulièrement des états de surface s'en trouve fortement accrue.

Le but de notre travail sera de simuler l'écoulement de l'eau à travers un minicanal rectangulaire dont le diamètre hydraulique variera de $0,99 \mu\text{m}$ à $1,923 \text{ mm}$. La simulation est effectuée à l'aide du code de calcul "Fluent" qui est basé sur la Méthode des Volumes Finis. Enfin, nous confronterons les résultats numériques obtenus avec des données expérimentales disponibles. Le volet expérimental a été réalisé dans le cadre du stage de DEA au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée de l'Institut National Polytechnique de la Lorraine, Nancy France.

La motivation principale étant la maîtrise du logiciel "Fluent" en tant qu'outil de simulation numérique puissant, en sachant que ce dernier est relativement nouveau au niveau de notre université. Ensuite, on discutera les résultats de la simulation en comparaison aux données expérimentales en notre possession.

Le plan proposé pour la présentation du travail est le suivant:

Dans le premier chapitre, on fait état des recherches les plus récentes dans le cadre des écoulements à microéchelles; ainsi que la procédure expérimentale effectuée au LEMTA qui sera revue en détail.

Le deuxième chapitre est dédié à quelques rappels théoriques sur les écoulements laminaires et turbulents, dans les canaux rectangulaires. Une brève description des différents modèles de turbulence ainsi que les couches limites y sera donnée.

La modélisation et le traitement sous "Fluent" seront l'objet du troisième chapitre. On y abordera les différentes étapes passées pour modéliser le problème, depuis la création de la géométrie sous "Gambit" en passant par le paramétrage de "Fluent" jusqu'à la résolution.

Dans le dernier chapitre, nous évaluerons et discuterons les résultats des simulations. On présentera aussi les résultats d'un essai d'une simulation en 3D.

Enfin, des conclusions sur les résultats seront présentées.

En résumé, les écoulements dans les minicanaux et les microcanaux constituent un champ relativement nouveau dans la mécanique des fluides qui a émergé avec les derniers progrès technologiques. L'engouement voué à la microfluidique, jeune discipline qui traite ces écoulements, est dicté par la différence de comportement affichée par de nombreuses recherches. Les applications potentielles des minicanaux et des microcanaux ayant été énoncées en introduction, nous verrons dans le chapitre qui suit, l'état de l'art de la recherche dans ce domaine pour bien positionner notre travail et son intérêt.

Etude bibliographique

Introduction

La diversité des phénomènes qui prennent le dessus à l'échelle du micron, augure un comportement quelque peu différent de la situation normale. Nous avons essayé de recenser quelques articles pertinents de la littérature spécialisée, qui nous permettront de mieux cerner la problématique exposée en introduction générale.

D'autre part, nous détaillerons les expériences que nous avons effectuées sur des minicanaux et des microcanaux dont les données serviront de base pour la confrontation aux simulations numériques que nous avons menées.

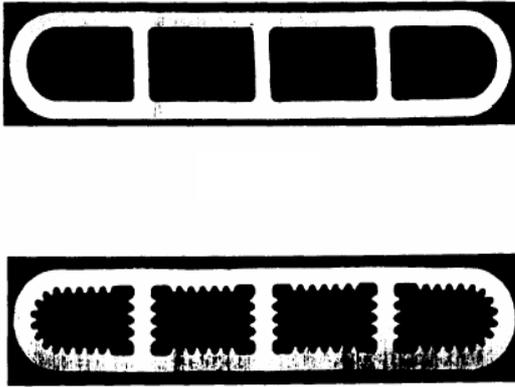
1.1. Etat de l'art

Parmi les premières études dans ce domaine, on retrouve les travaux de [Tuckermann et al. \(1981\)](#), et [Wu et al. \(1983\)](#).

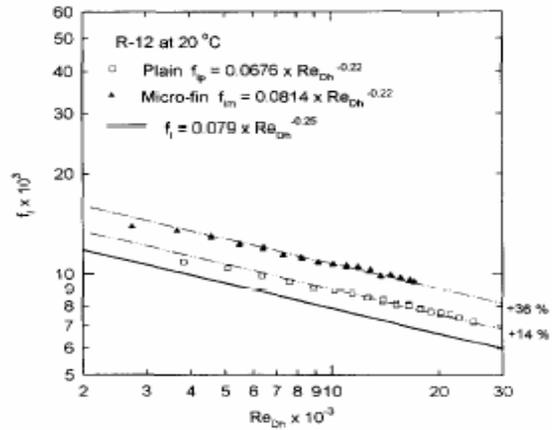
Les premiers ont étudié les caractéristiques de l'écoulement et le transfert de chaleur de l'eau à travers les microcanaux pour le refroidissement des circuits intégrés. Les seconds ont mesuré les facteurs de frottement pour l'écoulement d'un gaz dans des microcanaux utilisés pour les réfrigérateurs à effet [Joule-Thompson](#). Les résultats de la transition du régime laminaire vers le régime turbulent ont été inattendus ($Re_{cr} = 400$ à 900). Leurs mesures du facteur de frottement ont été plus élevées que les prédictions théoriques.

Ce fut aussi le cas, entre autres, de [Pfund et al. \(2000\)](#), [Jiang et al. \(1995\)](#) et [Wilding et al. \(1994\)](#). Ces derniers ont analysé l'écoulement de l'eau et divers fluides biologiques à travers des microcanaux gravés sur du silicium et recouverts d'une plaque en verre. Les canaux avaient une section trapézoïdale et variaient de 50 à $150 \mu\text{m}$ en largeur et de $20 \mu\text{m}$ à $40 \mu\text{m}$ en profondeur. Les données indiquaient une augmentation du coefficient de frottement de près de 50% par rapport aux valeurs théoriques.

Yang et al. (1996), ont mesuré la perte de pression du R-12 dans des minicanaux simples ou avec micro ailettes. Les diamètres hydrauliques étaient de 2,64 mm pour les premiers et de 1,56 mm pour les seconds. Les facteurs de frottement pour les canaux lisses dépassaient les prédictions de l'équation de Blasius de 14%, et pour ceux avec micro ailettes de 36% figure (1.1).



(1)



(2)

Figure. 1.1. (1) Photographies des tubes testés, [42].
(2) Variation du C_f en fonction du Re.

Parmi les auteurs restreints qui ont mesuré la chute de pression à l'intérieur même du canal pour s'affranchir des effets d'entrée et de sortie, on retrouve Pfund et al. (2000), qui ont étudié le facteur de frottement pour l'écoulement de l'eau dans des microcanaux rectangulaires de hauteur variant entre 128 μm et 521 μm , avec différentes rugosités. Malgré l'effort consenti pour identifier et quantifier les incertitudes et les erreurs systématiques, des différences significatives ont pu être établies entre les résultats expérimentaux et la théorie classique. Le coefficient de frottement a été trouvé plus grand que les prédictions théoriques. Aussi, une transition précoce du régime laminaire au régime turbulent a été remarquée. Jiang et al. (1995), ont investi l'écoulement de l'eau à travers des minicanaux rectangulaires et trapézoïdaux

dont la hauteur allait de 13,4 μm à 46 μm et de largeurs variables. Leurs résultats sont aussi au dessus de la théorie.

On peut citer Pfahler et al. (1991), Peng et al. (1994), Yu et al. (1995), Cuta et al. (1996), Harley et al. (1995) et Choi et al. (1991), parmi les auteurs qui ont obtenu des valeurs inférieures à celles des cas classiques pour le coefficient de frottement dans les microcanaux. Pfahler et al. (1991) ont effectué des séries d'expériences sur l'écoulement en microcanaux, avec des gaz et des liquides qui ont donné des résultats différents de ceux attendus. Ils ont trouvé des facteurs de frottement de Darcy de 10% à 20% inférieurs aux valeurs théoriques. L'auteur a insisté sur la précision des mesures de la profondeur des microcanaux qui est très importante. En effet, une erreur de mesure sur le produit $(f \cdot Re)$ est au moins trois fois plus grande que celle sur la profondeur. En outre, il proposa une explication pour justifier l'accroissement du débit dans le microcanal. L'hypothèse émise porte sur l'état de surface du micro-canal, puisque la mesure de la profondeur de celui-ci est réalisée par palpation. Pfahler suppose que le fluide peut aussi s'écouler dans les fentes non décelées, ce qui accroît la section de passage, la zone rugueuse se comporterait alors un peu comme un milieu poreux figure (1.2).

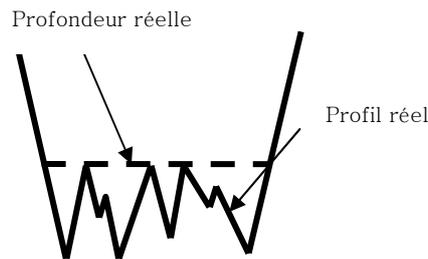


Figure. 1.2. Erreur de mesure sur la profondeur, [28].

En étudiant les caractéristiques de l'écoulement à travers des microcanaux rectangulaires, Peng et al (1996, 1994) ont retrouvé des transitions du régime laminaire vers le régime turbulent à partir de $Re_{Cr} = 200$

à 700. Les diamètres hydrauliques investis allaient de 133 μm à 367 μm . Mis à part le régime turbulent où f est toujours inférieur aux valeurs habituelles, l'auteur a mis en évidence l'existence d'une valeur critique du rapport

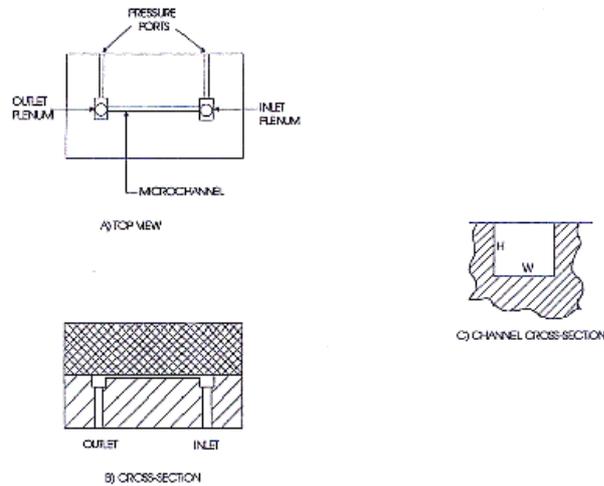


Figure. 1.3. Dispositif et section expérimentaux, [25].

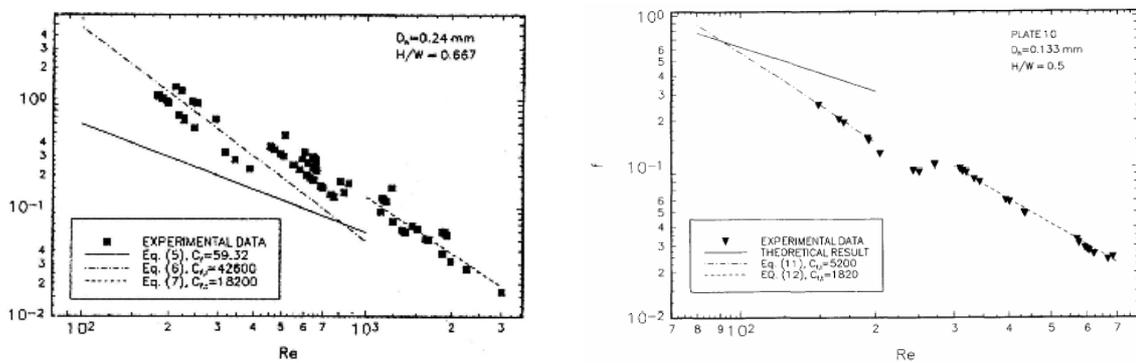


Figure. 1.4. Résultats expérimentaux de f , [25].

d'aspect, $H/l = 0,5$, en dessous de laquelle ses résultats expérimentaux sont inférieurs aux prédictions des corrélations classiques. Pour les autres valeurs du rapport d'aspect, le facteur de frottement reste supérieur aux valeurs théoriques. Comme tentative d'explication des transitions précoces vers le régime turbulent dans les minicanaux, Peng et al. (1994), supposent que n'importe quel effet de paroi pénétrerait facilement et rapidement la zone du

courant principal du fluide et influence l'écoulement entier. Puisque l'intensité des fluctuations des vitesses, dues aux forces d'inertie et à la viscosité, requise pour initier la turbulence est plus petite que celle pour un écoulement dans un canal normal, la transition se produit immédiatement quand l'écoulement est perturbé et ceci à bas nombre de Reynolds. Cuta et al (1996) ont trouvé des coefficients de frottements inférieurs au cas classiques pour un écoulement laminaire du R-124, dans des microcanaux rectangulaires de 425 μm . Yu et al (1995) ont effectué des essais sur l'écoulement de l'azote et de l'eau distillée dans des microtubes de diamètres allant de 19,6 μm à 102 μm . Ils ont trouvé que $(f \cdot \text{Re})$ était 19% inférieur à la valeur normale de 64 dans les différents régimes d'écoulement. Choi et al (1991) ont étudié l'écoulement de l'azote dans des microtubes lisses allant de 3 μm , à 81,2 μm , avec une très faible rugosité relative. Leurs mesures du coefficient de frottement étaient uniformément moindres que les résultats classiques, quelque soit le régime d'écoulement (laminaire, transition ou turbulent).

Debray et al. (2001) ont présenté des mesures de coefficients de frottement dans des minicanaux plans de 1,13 mm à 300 μm de hauteur, 60 mm de largeur et 150 mm de longueur. Leurs mesures de perte de pression ont été faites par un capteur de pression différentielle. Les résultats du C_f sont légèrement supérieurs aux prévisions des lois classiques en laminaire de 14% à 50% surtout pour les petits D_h , alors que Pfahler et al. (1991) avaient constaté, au contraire, une diminution du C_f de 20% à 40%. En Régime turbulent, un écartement significatif pour le plus épais des canaux a été relevé. Les auteurs concluent que les mesures suivent assez fidèlement les lois classiques, aussi bien en laminaire qu'en turbulent et ce malgré des écarts allant jusqu'à 50% figure (1.5).

Papautsky et al. (1999) ont enrichi les équations de Navier-Stokes en utilisant la théorie des fluides micropolaires, qui permet une description plus précise de l'écoulement des fluides tel que l'eau. Ainsi, aux lois classiques des

milieux continus, l'auteur a ajouté des équations prenant en compte la conservation des moments de micro inertie et l'équilibre des premiers moments de contrainte, qui apparaissent et qui sont inhérents aux

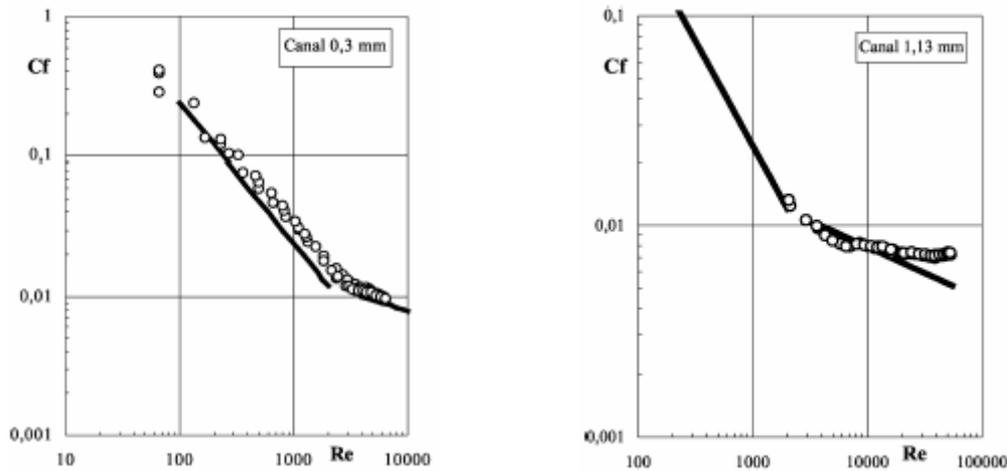


Figure. 1.5. Variation du C_f en fonction de Re , [7].

microstructures des fluides polaires. En conséquence, de nouvelles variables cinématiques comme le tenseur de giration, le tenseur des moments de micro inertie, le concept du moment de volume, les moments de contraintes et les micros contraintes sont combinés aux lois classiques des milieux continus. Globalement, le modèle numérique proposé prédit les résultats expérimentaux avec 47% mieux que les équations de Navier–Stokes.

Mala et al. (1998, 1997) quant à eux, ont investi les effets inter faciaux qui contribuent aux déviations du comportement de l'écoulement dans les microcanaux. Ces effets sont généralement négligés en mécanique des fluides à macro-échelle, telle la double couche électrique (EDL: Electric Double Layer). La plupart des surfaces solides ont des charges électrostatiques qui attirent les ions, même peu nombreux, se trouvant dans le liquide. Cette concentration d'ions près de la paroi crée un champ électrique. Les ions très proches de la paroi restent immobiles dans une couche de près de 0,5 nm et

les plus éloignés restent mobiles dans la couche diffuse de quelques centaines de nanomètres. Cet arrangement d'ions est la double couche électrique. Mala a mis en évidence que celle-ci perturbe l'écoulement et provoque une diminution du débit figure (1.6).

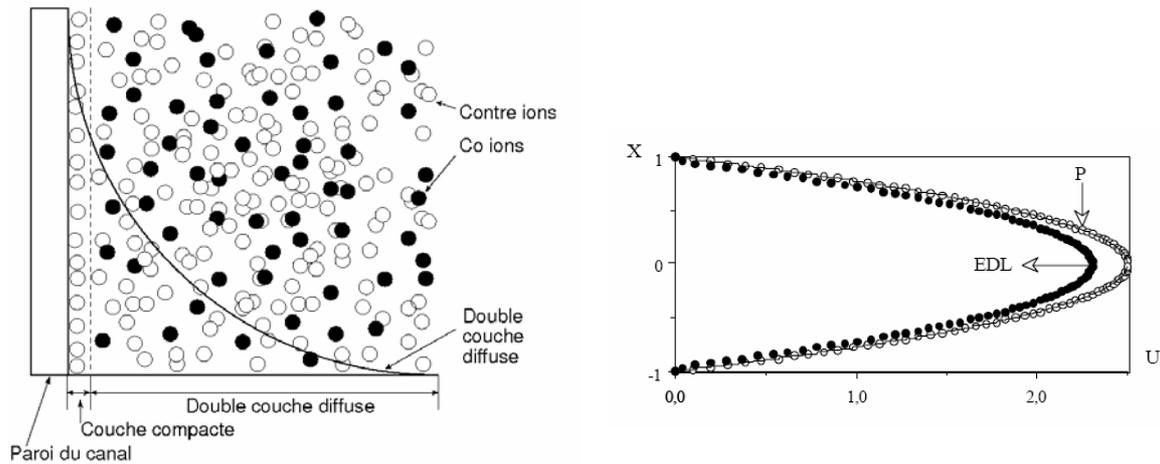


Figure 1.6. Schémas de la Double Couche Electrique et ses effets, [18, 19].

Se basant sur les travaux de Mala et al. (1998), Tardu (2004) démontre analytiquement, l'existence d'un point d'inflexion très proche de la paroi du profil de vitesse dans les microcanaux sous l'effet de la double couche électrique. Ce point d'inflexion rend l'écoulement instable, ajouter à cela le deuxième effet de la DCE, qui est la diminution de la vitesse au centre du canal, ce qui induit une transition plus reculée et expliquerait en partie la diminution du débit constatée par certains auteurs.

D'après cette revue, on conclue qu'en diminuant la taille des canaux et/ou les tubes à un ordre de quelques dizaines de micromètres, le comportement de l'écoulement du fluide dévie de la situation normale décrite par les équations de Navier-Stokes. Les différences rapportées par les nombreuses études restent mal comprises et doivent être clarifiées. En tentant de mieux comprendre l'aspect fondamental associé à ce type d'écoulement,

certains auteurs se sont posés des questions sur la validité des équations de [Navier-Stokes](#) à l'échelle du micron ainsi que sur l'importance des facteurs usuellement ignorés pour les écoulements à macro échelle. Ou bien, si le déclenchement des instabilités est affecté par la petite dimension des canaux. Les réponses émergées de ces investigations insistent sur la nécessité de prendre des mesures locales de la pression, à l'intérieur même du canal pour s'affranchir des effets d'entrée et de sortie, pour la mesure exacte des pertes de charge. Aussi, la précision des mesures est très importante que ce soit sur les dimensions des canaux ou sur leurs rugosité.

Dans le cas d'un liquide simple, les distances intermoléculaires sont de l'ordre de grandeur des dimensions moléculaires. Ainsi, les molécules sont toujours en état de collision et les effets des forces intermoléculaires sont donc prépondérants dans le transport local de la quantité de mouvement, [Batchelor \(1967\)](#). A première vue, pour les écoulements des liquides, rien ne laisse augurer un comportement différent entre macro et microécoulements. En effet, les distances intermoléculaires –de l'ordre du dixième de nanomètre– restent toujours nettement inférieures aux dimensions caractéristiques du microcanal, et on reste dans le domaine des milieux continus. Par exemple, [Koplik et al. \(1989\)](#) retrouvent la condition aux limites de non glissement à la paroi solide, pour les écoulements de type [Couette](#) et [Poiseuille](#), en utilisant une approche Dynamique Moléculaire –DM–. Par contre, les résultats expérimentaux correspondants à des écoulements du même type sont souvent incohérents voir contradictoires.

Pour ces raisons, nous avons mené une étude des pertes de charge dans des minicanaux et des microcanaux dont le diamètre hydraulique varie de [99 \$\mu\text{m}\$](#) à [1,923 mm](#). Le fluide d'essai était de l'eau, maintenue à température constante. Les mesures des pertes de charge ont été effectuées à l'intérieur des canaux, loin des perturbations dues à l'entrée et à la sortie. Les incertitudes de mesures ont été quantifiées pour juger la pertinence des résultats expérimentaux. Ces essais ont été effectués au Laboratoire

d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée de l'Institut National Polytechnique de la Lorraine à Nancy en France dans le cadre d'un stage de recherche en [DEA](#).

1.2. Expérimentations

Pour interpréter les données expérimentales, on s'est basé sur les résultats classiques ([Hagen-Poiseuille](#)) en considérant l'écoulement laminaire établi et on a utilisé la relation de [Blasius](#) pour déterminer le C_f en régime turbulent. ([Voir Chap. 2](#))

1.2.1. Description du dispositif expérimental

Le dispositif réalisé a pour but l'étude des lois de frottement dans des canaux à section rectangulaire de faibles diamètres hydrauliques par mesure de la perte de pression à travers ceux-ci. On s'intéresse particulièrement à l'influence des dimensions caractéristiques des microcanaux sur le coefficient de frottement figure [\(1.7\)](#).

Le canal, figure [\(1.8\)](#), est constitué de deux plaques en polycarbonate, qui serrent un joint métallique en acier inoxydable dont l'épaisseur matérialise la hauteur du canal. On a opté pour une longueur du canal de [150 mm](#) pour prendre en compte la longueur d'établissement des couches limites. La largeur du canal est de [25 mm](#) pour toutes les sections testées. L'entrée et la sortie de l'écoulement se font dans une configuration à [90°](#). Nous disposons de [6](#) épaisseurs de joints pour les essais, allant de [50 μm](#) à [1 mm](#) ([Tableau 1.1](#))

1.2.2. Eléments de la boucle d'essai

Le dispositif expérimental est constitué d'une pompe entraînée par un moteur. Cette dernière assure la circulation du fluide d'essai (eau potable), aspirant la quantité voulue à partir du réservoir et refoulant celle-ci

directement vers le canal d'essai. Les prises de pression, à travers les trous percés, sont localisées au niveau de points suffisamment éloignés de l'entrée pour être sûr que l'écoulement soit bien établi. Cette opération s'effectue à l'aide d'un capteur de pression différentielle à reluctance variable, dont la plage de mesures a une étendue de 2 bars avec une précision de 0,1%. A la sortie du canal, l'eau retourne au réservoir et ainsi de suite. La valeur exacte de la viscosité étant importante pour les écoulements à petites échelles, on a recours à un bain thermostatique qui travaille en boucle avec le réservoir. Celui-ci maintient la température de l'eau du réservoir à 20°C avec une

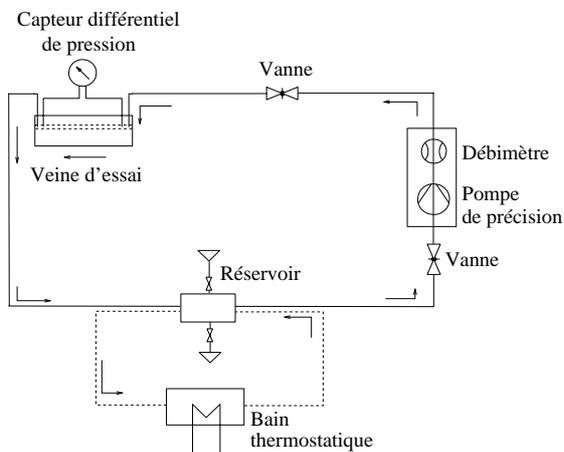
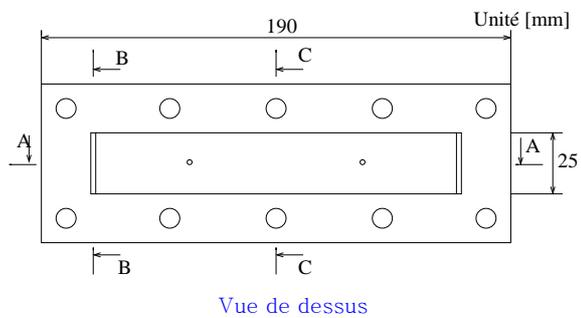
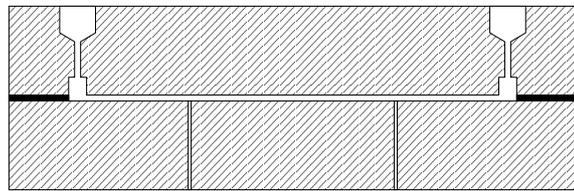


Figure. 1.7. Schéma du dispositif expérimental.

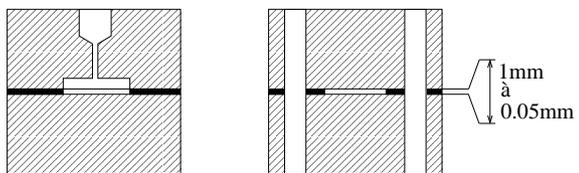


Vue de dessus



Orifices de pression

Coupe A-A



Coupe B-B

Coupe C-C

Test	H [mm]	I [mm]	L [mm]	D_h [mm]	α
N. 1	1,00	25	150	1,923	0,040
N. 2	0,50	25	150	0,980	0,020
N. 3	0,40	25	150	0,787	0,016
N. 4	0,30	25	150	0,593	0,012
N. 5	0,20	25	150	0,397	0,008
N. 6	0,05	25	150	0,099	0,002

Tableau 1.1. Paramètres géométriques des sections testées.

Figure 1.8. Veine d'essai.

précision de $0,5^{\circ}\text{C}$ figure (1.7). La précision étant primordiale dans ce type d'expérimentations, une attention particulière a été apportée à l'étalonnage de l'appareillage. La conception de l'ensemble moteur et pompe volumétrique est particulièrement adaptée aux micros débits. Son étalonnage a été effectué à la pesée, à l'aide d'une balance électronique dont la précision est de $0,01\text{ g}$.

Durant l'ensemble des expérimentations, nous nous sommes assurés d'effectuer la purge des bulles d'air présentes dans le circuit. Vu la qualité d'usinage des pièces, le montage de la veine d'essai en forme de sandwich, a procuré une étanchéité parfaite. Le serrage a été réalisé à sec à l'aide de boulons.

Chaque série d'essai consiste à faire fixer le débit de la pompe et récupérer les mesures des pertes de pression sur le boîtier d'affichage analogique du transmetteur. On procède comme indiqué ci-dessus, pour les différentes épaisseurs de canaux, partant du plus grand canal au plus petit.

Pour vérifier la reproductibilité des résultats expérimentaux, nous avons effectué deux séries d'expériences pour chaque hauteur de canal, et ce après avoir démonté et remonté la veine d'essai.

On peut alors calculer le coefficient de frottement expérimental, d'après les équations (2.8) et (2.10) comme suit:

$$C_{f\text{exp}} = \frac{\Delta P \cdot D_h}{2\rho \cdot v^2 \cdot L_{\Delta P}} \quad (1.1)$$

où $L_{\Delta P}$ représente ici la distance entre les deux points de prise de pression. Pour chacun des 6 canaux étudiés, on peut explorer les plages des vitesses et des nombres de Reynolds donnés par le tableau (1.2).

1.2.3. Incertitudes de mesures

Après identification et estimation des erreurs relatives, les incertitudes de mesures sont données dans le tableau (1.3).

H [mm]	D_h [mm]	ν [m/s]	Re_{Dh}
1,00	1,923	$0,051 \leq \nu \leq 2,664$	$94 \leq Re_{Dh} \leq 4912$
0,50	0,980	$0,133 \leq \nu \leq 4$	$125 \leq Re_{Dh} \leq 3760$
0,40	0,787	$0,127 \leq \nu \leq 5$	$96 \leq Re_{Dh} \leq 3775$
0,30	0,593	$0,169 \leq \nu \leq 6,667$	$96 \leq Re_{Dh} \leq 3790$
0,20	0,397	$0,254 \leq \nu \leq 7,332$	$97 \leq Re_{Dh} \leq 2790$
0,05	0,0998	$1,334 \leq \nu \leq 19,328$	$128 \leq Re_{Dh} \leq 1849$

Tableau. 1.2. Plages des vitesses testées pour les différents canaux.

1.2.4. Résultats et discussion

Les figures (1.9) à (1.14) représentent la variation de la perte de pression en fonction du nombre de Reynolds pour la première et la deuxième série de mesures.

D'après la théorie, on sait que lorsque le nombre de Reynolds atteint certaines valeurs, l'écoulement interne subit une transition du régime laminaire au régime turbulent. L'origine de la turbulence et la transition qui l'accompagne sont d'une importance fondamentale. En régime turbulent le mélange important des particules des différentes couches a lieu. Par conséquent, la distribution de la vitesse à travers la section est plus uniforme que dans le cas d'un écoulement laminaire. La caractéristique essentielle de la transition de l'écoulement du régime laminaire au régime turbulent étant un changement notable du modèle de la résistance à l'écoulement. En traçant les courbes de ΔP en fonction du Re , on remarque nettement ce changement de comportement, et d'autre part, ces figures révèlent une diminution du nombre de Reynolds critique de transition avec la diminution du diamètre hydraulique.

La figure (1.15) représente la dépendance du nombre de Reynolds critique en fonction de la hauteur du canal. Il s'agit en fait d'un nombre de Reynolds approximatif autour duquel se produit la transition. Comme on peut le remarquer, le Re_{Cr} pour le canal de 1 mm de hauteur est pratiquement égal à 2200 (valeur normale). Le canal de 300 μm de hauteur indique un

Grandeur	Erreur Relative
H	1,00 %
l	1,92 %
S	2,82 %
L	0,80 %
T	0,50 %
ΔP	0,10 %
Q_v	1,91 %
v	3,83 %
ρ	1,00 %
D_h	4,84 %
$C_{f\text{exp}}$	14,40 %

Tableau 1.3. Erreurs relatives sur les grandeurs expérimentales.

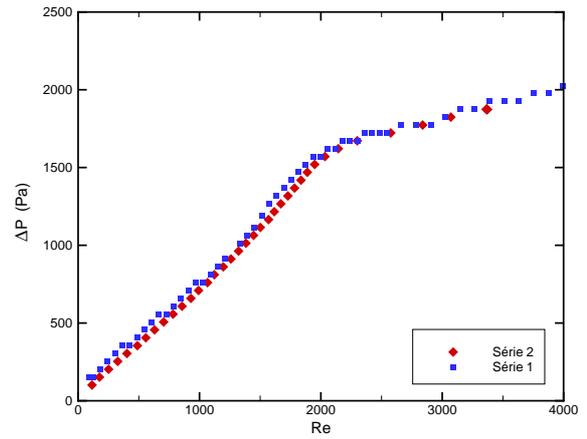


Figure 1.9. Variation de la perte de pression pour $H = 1$ mm.

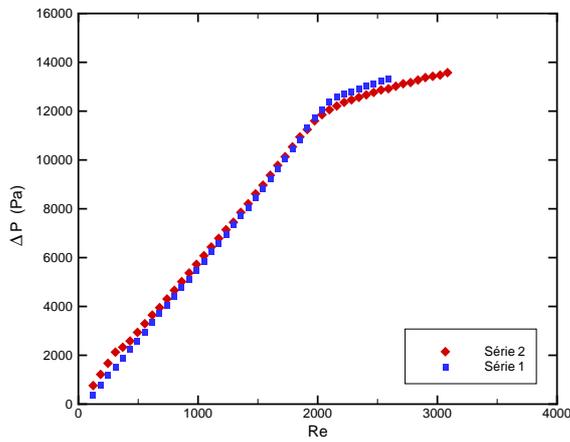


Figure 1.10. Variation de la perte de pression pour $H = 0,5$ mm.

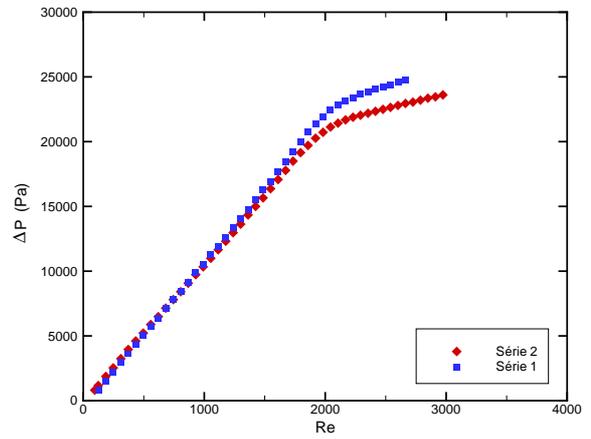


Figure 1.11. Variation de la perte de pression pour $H = 0,4$ mm.

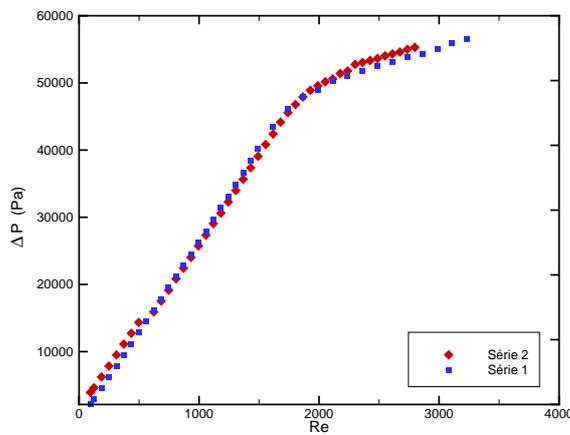


Figure 1.12. Variation de la perte de pression pour $H = 0,3$ mm.

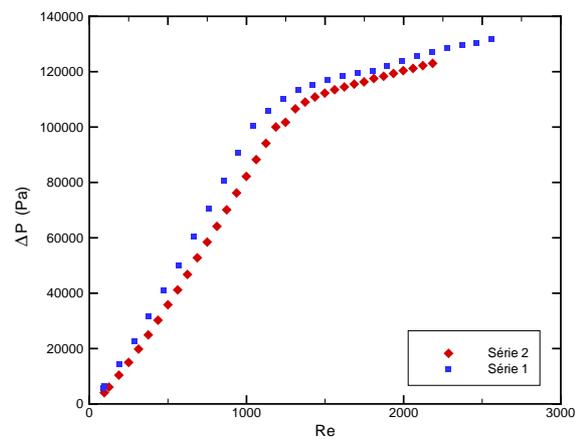


Figure 1.13. Variation de la perte de pression pour $H = 0,2$ mm.

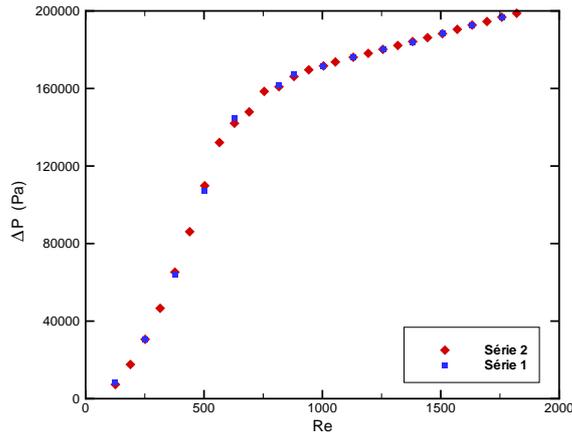


Figure 1.14. Variation de la perte de pression pour $H = 50$ microns.

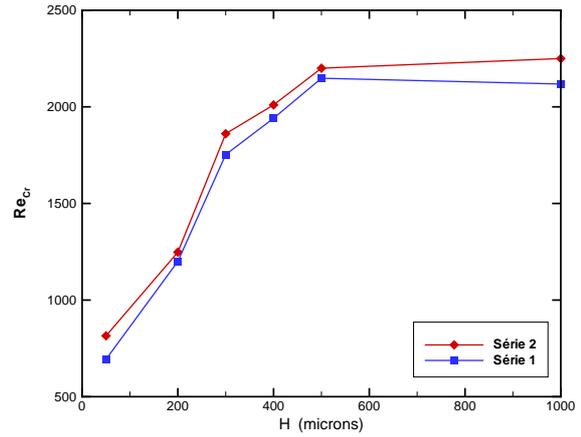


Figure 1.15. Influence de la hauteur du canal sur le Re_{cr} .

$Re_{cr} \approx 1700$, alors que la transition apparaît vers $Re_{cr} \approx 700$ pour le canal de $50 \mu\text{m}$. Ces Résultats sont en bonne concordance avec les résultats obtenus par Peng et al. (1994), Mala et al. (1998), Yu et al. (1995), Cuta et al. (1996) ainsi que Harley et al. (1995). Ce phénomène de transition précoce peut s'expliquer par la rugosité de la paroi. En effet, pour un canal conventionnel le rapport entre la rugosité de la paroi et la dimension caractéristique du canal est très petit, mais, si la hauteur est de l'ordre du micron ce rapport s'en trouve multiplié par des milliers, et vraisemblablement le moindre effet de paroi peut facilement et rapidement générer une perturbation du profil micrométrique de l'écoulement. Pour un canal conventionnel, de telles perturbations se dissipent dans l'épaisseur relativement grande de l'écoulement, alors que pour un microcanal le passage à la turbulence ne requiert qu'une infime fluctuation de la vitesse.

La figure (1.16) représente l'évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour les différentes hauteurs des canaux testés. A titre de référence, les lois classiques sont également représentées: il s'agit de la formule (2.12) en régime laminaire et de la formule (2.14) en régime turbulent. Sur cette figure, on constate une diminution du coefficient de

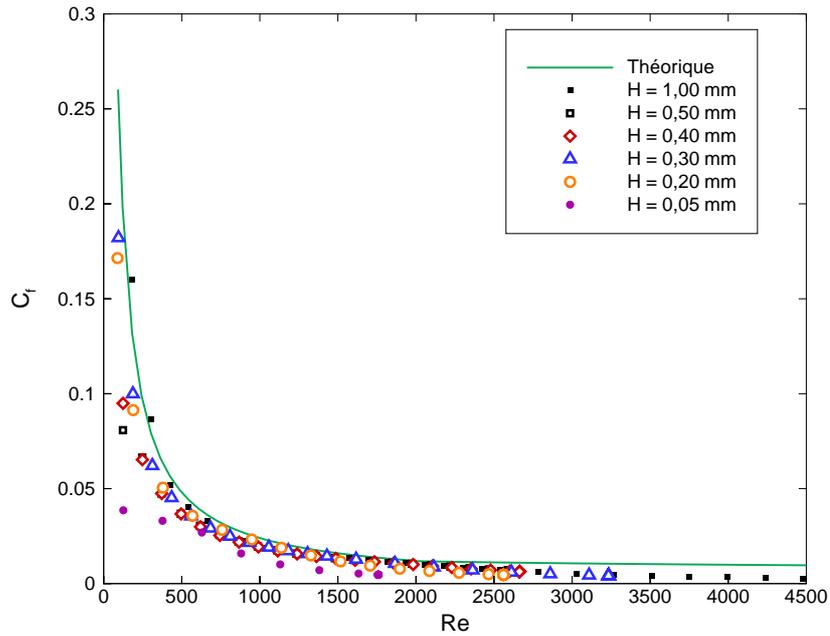


Figure. 1.16. Variation du coefficient de frottement.

frottement avec la diminution du diamètre hydraulique et une surestimation produite par la corrélation de [Shah \(1978\)](#) pour le régime laminaire et la corrélation de [Blasius](#) pour le régime turbulent.

L'écart du C_f par rapport à la théorie, devient d'autant plus prononcé quand le nombre de Reynolds croît pour atteindre plus de 40% d'écart avec les prévisions de la corrélation de [Blasius](#). Rappelons que [Peng \(1996\)](#) avait réalisé des essais similaires pour des microcanaux rectangulaires, le fluide d'essai étant de l'eau. Il a abouti aux mêmes conclusions sur la diminution du C_f . Ce fut aussi le cas des travaux de [Pfund \(2000\)](#) et [Harley et al. \(1995\)](#).

Sur la [figure \(1.17\)](#), on représente les résultats du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds en incluant les barres d'erreurs correspondantes, pour le canal de 300 μm de hauteur. On remarque que même en incluant les incertitudes, les courbes des mesures expérimentales restent nettement distinctes des valeurs théoriques et toujours en dessous de celles-ci, surtout pour des nombres de Reynolds assez grands.

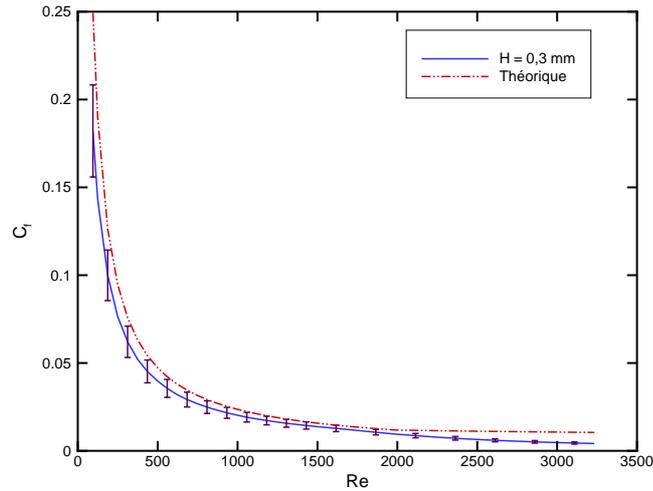


Figure. 1.17. Coefficient de frottement en fonction du Re avec barres d'erreurs.

CONCLUSION

Cette étude bibliographique nous a permis de mieux identifier les problèmes intrinsèques aux microécoulements, qui se résument par un comportement notablement différent par rapport aux prévisions théoriques.

De nombreuses études ont été effectuées ces dernières années pour déterminer les corrélations de frottement et de pertes de charge dans les microcanaux. Ces études montrent des dispersions importantes des résultats suivant la géométrie (canaux circulaires, rectangulaires, trapézoïdaux...) sur le coefficient de perte de pression, C_f , et sur l'échange de chaleur (nombre de Nusselt). En régime laminaire, Peng et al. (1996) ont constaté un effet de la rugosité et une transition laminaire/turbulent à une valeur moindre ($Re_{Cr} = 200$ à 700) que pour les canaux conventionnels ($Re_{Cr} = 2300$),

La figure (1.18) résume cette divergence des résultats.

Ainsi, il a été remarqué les phénomènes suivants:

- Effets de surface prépondérants (les effets de parois, dont la nature physico-chimique peut être complexe). Ainsi, une rugosité des parois

supérieure à un certain seuil aurait une influence, en écoulement laminaire, sur le coefficient de frottement;

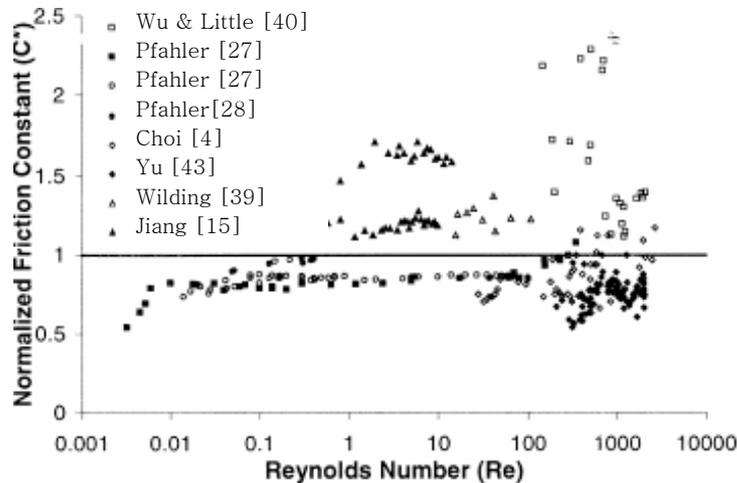


Figure 1.18. Comparaison de données expérimentales, [24].

- Résultats sur la transition du régime laminaire au turbulent très bas, entre $Re_{cr} = 200$ et $Re_{cr} = 700$ selon les études. On attribue ce phénomène à la rugosité des parois. Néanmoins des résultats de transition "normaux" –aux alentours de $Re_{cr} \approx 2300$ – ont été observés;
- Effets de la tension superficielle importants.
- On a avancé différentes causes pour expliquer ces écarts par rapport aux lois classiques de type Poiseuille et Blasius:
- Les effets électrostatiques de la paroi ou effet EDL (Electrical Double Layer), Mala (1998);
- La présence d'un microfilm de gaz piégé dans les aspérités de la paroi, Sabry (1999);
- La non-prise en compte des effets d'entrée et de la variation des propriétés du fluide avec la température, Pfahler (1991);

- La difficulté de réaliser des mesures précises des températures et des pressions à ces échelles;
- Enfin, les mesures qui ne sont pas toujours effectuées de manière assez précise. Dans un canal de $10\ \mu\text{m}$, une imprécision de mesure du diamètre de $\pm 1\ \mu\text{m}$ induit une incertitude de $\pm 40\%$ sur le calcul de la perte de pression en écoulement laminaire, Anduz (2000).

Nous avons présenté l'étude expérimentale des lois de frottement dans des minicanaux à section rectangulaire, en étudiant les pertes de pression le long de ceux-ci. Cette étude expérimentale a été justifiée par le besoin en connaissances fines sur les phénomènes qui régissent ce type d'écoulement.

Notre analyse des résultats expérimentaux nous a permis de relever les valeurs approximatives du Re_{cr} correspondant au début de la transition. Ainsi, nous avons constaté que la phase de transition se manifeste plutôt que prévu. Le Re_{cr} diminue avec la diminution de la hauteur, $Re_{cr} \approx 1700$ pour le canal de $300\ \mu\text{m}$ de hauteur et $Re_{cr} \approx 700$ pour le canal de $50\ \mu\text{m}$ de hauteur. Ce qui nous a conduit à dire que la transition dépend fortement de la dimension caractéristique du minicanal. A ce sujet, nous montrons bien que c'est la dimension caractéristique et pas obligatoirement le D_h , de l'ordre d'une centaine de microns qui semble à l'origine de la précocité de la transition du régime d'écoulement.

En ce qui concerne le coefficient de frottement, nos mesures sont systématiquement inférieures par rapport à la théorie, que ce soit en régime laminaire ou en régime turbulent. L'écart s'accroît pour les grands nombres de Reynolds et quand la hauteur du canal diminue. La différence constatée dépasse les 40% aux nombres de Reynolds élevés. La plus logique des explications de ces écarts serait les effets de parois cumulées aux incertitudes de mesures qui jouent un rôle primordial dans ce type d'écoulement.

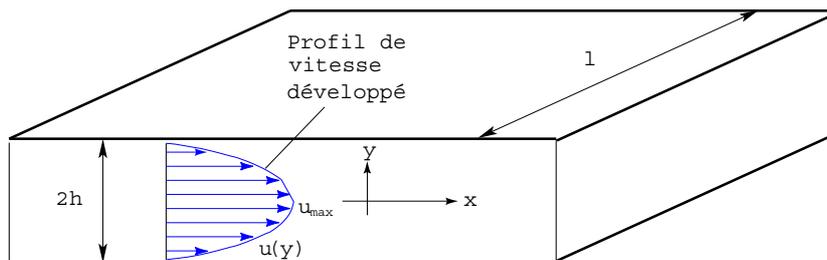
Rappels théoriques

Introduction

Bien que l'on ait des théories bien établies en mécanique des fluides, des zones d'ombre persistent toujours, surtout en ce qui concerne les écoulements turbulents. Ceux-ci sont régis par les équations de [Navier-Stokes](#), qui se déduisent des lois newtoniennes dans le contexte de l'hydrodynamique. Cependant, l'état turbulent est caractérisé par un nombre de propriétés physiques comme l'imprédictibilité, la capacité de mélange et la présence d'une grande gamme d'échelles qui participent au mouvement. Cet état de fait explique les difficultés mathématiques rencontrées pour la résolution des problèmes turbulents. Ce volet sera détaillé plus amplement au cours des paragraphes suivants.

2.1. Rappels et définitions

On se propose de faire un petit rappel de quelques résultats classiques en écoulement laminaire et en écoulement turbulent, en considérant le cas de l'écoulement d'un fluide à travers un canal à section rectangulaire figure (2.1)



[Figure 2.1.](#) Ecoulement dans un canal à section rectangulaire.

2.1.1. Ecoulement laminaire

A partir de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement, on peut facilement démontrer que pour un tel écoulement visqueux et

incompressible, la distribution de la vitesse à travers la section transversale du canal rectangulaire s'écrit comme suit:

$$u(y) = -\frac{dp}{dx} \frac{h^2}{2\mu} \left[1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right] \quad (2.1)$$

ici, h désigne la demi hauteur du canal.

Cette distribution laminaire est parabolique figure (2.1) Elle est connue sous le nom de "Profil de Poiseuille"¹.

A $y = 0$, on retrouve la vitesse maximale de l'écoulement:

$$u_{\max} = -\frac{dp}{dx} \frac{h^2}{2\mu} \quad (2.2)$$

Avec $A = 2h \cdot l$ (surface de la section du canal) et sachant que:

$$Q_v = u_{\text{moy}} \cdot A \quad (2.3)$$

et

$$Q_v = \int_{-h}^{+h} u(y) \cdot dA \quad (2.4)$$

On déduit la relation entre la vitesse maximale de l'écoulement et sa vitesse moyenne:

$$u_{\text{moy}} = \frac{2}{3} u_{\max} \quad (2.5)$$

A titre de comparaison, on rappelle que pour un écoulement à travers une conduite à section circulaire la vitesse moyenne de l'écoulement y est égale à la moitié de la vitesse maximale.

La chute de pression entre deux points, x_1 et x_2 , est:

$$\Delta p = u_{\text{moy}} \frac{3\mu}{h^2} \Delta x \quad (2.6)$$

¹ En commémoration aux expériences de J. L. Poiseuille en 1940, qui conduirent à l'établissement des lois des pertes de pression.

En faisant un bilan des forces appliquées à un volume élémentaire d'un fluide en écoulement de type **Poiseuille**, il apparaît que la force tangentielle suivant le sens de l'écoulement qui s'exerce entre les couches du fluide est constante. On appelle τ la contrainte visqueuse correspondante.

On a :

$$\tau = \mu \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.7)$$

Elle apparaît comme une fonction linéaire de y , et atteint sa valeur maximale à la paroi.

La contrainte pariétale τ_p est liée au gradient de pression longitudinal par :

$$\tau_p = \mu_p \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_p = \frac{\Delta p \cdot D_h}{4 \cdot L} \quad (2.8)$$

où l'indice p indique que la viscosité est celle du fluide à la température T_p de la paroi.

On rappelle que le diamètre hydraulique dans notre cas est donné par :

$$D_h = \frac{4 \cdot h \cdot l}{2h + l} \quad (2.9)$$

où h représente la demi hauteur du canal.

Le coefficient de frottement pariétal est le nombre sans dimension suivant :

$$C_f = \frac{\tau_p}{1/2 \rho \cdot u_{moy}^2} \quad (2.10)$$

où ρ et u_{moy} sont respectivement, les valeurs de la masse volumique et de la vitesse moyenne de l'écoulement.

2.1.1.1. Loi de frottement

Le coefficient de frottement pour l'écoulement laminaire à travers les canaux rectangulaires peut être calculé en utilisant l'équation de type polynomial de [Shah & London \(1978\)](#), qui donne la solution exacte avec une précision de $\pm 5\%$:

$$C_f \cdot \text{Re}_{Dh} = 24 \left(1 - 1,3553 \cdot \alpha + 1,9467 \cdot \alpha^2 - 1,7012 \cdot \alpha^3 + 0,9564 \cdot \alpha^4 - 0,2537 \cdot \alpha^5 \right) \quad (2.11)$$

où α représente le rapport d'aspect défini comme étant la valeur de la hauteur divisée par la largeur de la section transversale du canal.

Dans le cas de deux plaques planes parallèles semi infinies, α tend vers zéro et la formule précédente se réduit ainsi:

$$C_f = \frac{24}{\text{Re}_{Dh}} \quad (2.12)$$

où Re_{Dh} désigne le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique du canal:

$$\text{Re}_{Dh} = \frac{\rho \cdot V \cdot D_h}{\mu} \quad (2.13)$$

2.1.2. Ecoulement turbulent

Les écoulements turbulents sont gouvernés par les équations de [Navier–Stokes](#), comme pour le régime laminaire. Sauf qu'un écoulement turbulent se manifeste par des fluctuations de petites échelles dans le temps; qui dans l'état actuel des choses n'ont pas de solution mathématique connue. Comme en général on s'intéresse plutôt aux valeurs moyennes de la vitesse, pression ...etc., l'une des méthodes servant à éviter de résoudre directement les fluctuations turbulentes de petites échelles, en calcul numérique, est la méthode [RANS](#) (Reynolds Averaged Navier–Stokes equations), voir § 2.1.2.2.

2.1.2.1. Loi de frottement

Pour le cas d'un écoulement turbulent établi à travers un canal à section rectangulaire, il n'y a pas de solution analytique établie et on a recours à des corrélations empiriques. Ici, la perte de pression pour une longueur Δx du canal est déterminée comme pour le régime laminaire par la relation (2.6).

A l'aide de résultats expérimentaux, [Blasius](#) a montré que le coefficient de frottement en écoulement établi est correctement représenté en fonction du nombre de Reynolds par la relation, [White \(2001\)](#):

$$C_f = \frac{0,079}{\text{Re}_{Dh}^{0,25}} \quad (2.14)$$

2.1.2.2. Modèles de turbulence

Les fluctuations de petites échelles dans le temps dont on avait parlé au § 2.1.2., conduisent à l'adoption de méthodes particulières pour la résolution numérique des problèmes en mécanique des fluides.

La première des approches de modélisation est la méthode [RANS](#) (Reynolds Averaged Navier–Stokes equations) ou la moyenne de Reynolds des équations de [Navier–Stokes](#), où les différentes variables d'état instantanées peuvent être décomposées en une composante moyenne et une composante fluctuante. Les équations moyennées résultantes comportent de nouveaux termes qui traduisent la production des fluctuations des vitesses et constituent le transfert d'un mouvement convectif dû aux fluctuations de la vitesse. Ces nouveaux termes sont appelés les contraintes de Reynolds, $(-\rho \overline{u'_i u'_j})$. Celles-ci posent un problème de fermeture des équations gouvernantes, dont la solution actuelle passe par des "modèles de turbulence"² souvent semi-empiriques.

² Pour les formulations théoriques, voir [Versteeg \(1995\)](#) et [Fluent UG 10.2.3 \(2003\)](#).

2.1.2.2.1. Hypothèse de Boussinesq [8]

Après qu'il fût établi expérimentalement que les contraintes turbulentes augmentaient avec l'augmentation du taux de déformation moyen des éléments du fluide, [Boussinesq](#) proposa une relation entre les contraintes de Reynolds et les taux de déformation, qui a été étendue par la suite:

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho \kappa + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (2.15)$$

κ étant l'énergie cinétique associée à la turbulence.

$\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$ (Delta de [Kronecker](#)).

μ_t est la viscosité dynamique turbulente.

Notons que dans l'hypothèse de [Boussinesq](#), il est supposé que μ_t est un scalaire isotrope, ce qui n'est pas tout à fait vrai.

Les modèles de turbulence conduisent à l'adoption d'équations de transport des quantités de la turbulence, (κ , ε , ω et $\tilde{\nu}$), pour résoudre la viscosité turbulente. De ce point de vue, on retrouve trois catégories sous "Fluent":

1. Modèle de turbulence à une équation de transport: Le modèle [Spalart-Allmaras](#).
2. Modèles de turbulence à deux équations: Le modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard et ses variantes [RNG](#) et [Realizable](#) puis les modèles $\kappa - \omega$ Standard et $\kappa - \omega$ [SST](#).
3. Modèle de turbulence à 5 équations (7 équations en 3D): Le modèle [RSM](#) (Reynolds Stress Model)

2.1.2.2.2. Modèle Spalart–Allmaras [33]

Il résout, en plus des équations de Navier–Stokes moyennées, une équation de transport d'une quantité turbulente en vue de calculer μ_t . Ce scalaire est une viscosité cinématique turbulente modifiée ($\tilde{\nu}$), pour prendre en compte les effets de parois.

Dans ce modèle, la viscosité dynamique turbulente est calculée à partir de la relation suivante:

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_\nu \quad (2.16)$$

f_ν est une fonction d'atténuation de $\tilde{\nu}$. (Damping function)

Ce modèle a été conçu initialement pour des applications aérospatiales impliquant des écoulements limités par des parois. Il a été montré que ce modèle donnait de médiocres résultats pour les couches limites sujettes à des gradients de pression adverses. Cependant, il est en train de gagner en popularité pour les applications dans les turbomachines.

2.1.2.2.3. Modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard [22]

Ce modèle met l'accent sur les mécanismes affectant l'énergie cinétique turbulente en se basant sur la modélisation de deux équations de transport. La première est celle de l'énergie cinétique turbulente (κ) et la deuxième est son taux de dissipation visqueuse (ε). Ainsi, la viscosité dynamique turbulente y est calculée par:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \quad (2.17)$$

$$C_\mu = 0,09.$$

La robustesse du modèle, ainsi que son économie en temps de résolution et une précision raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents

expliquent sa popularité pour les écoulements industriels et les simulations de transfert de chaleur. Néanmoins, ce modèle présente quelques faiblesses en présence de couches limites courbées, les écoulements tournants et tourbillonnaires (*Swirling*), ainsi que les écoulements entièrement développés dans des conduites non circulaires.

2.1.2.2.4. Modèle $\kappa - \varepsilon$ RNG [41]

Le modèle $\kappa - \varepsilon$ RNG a été dérivé en utilisant une technique statistique appelée "ReNormalization Group" [5]. Il inclue les améliorations suivantes:

- Dispose d'un terme additionnel dans l'équation de ε , qui améliore la précision pour les écoulements avec des contraintes rapides (changements de directions soudains).
- Inclue l'effet du tourbillonnement sur la turbulence afin d'accroître la précision pour les écoulements tourbillonnaires.
- Utilise un dispositif pour prendre en compte les effets des bas nombres de Reynolds, contrairement au modèle standard qui est un model basé sur des nombres de Reynolds élevés.

Avec ce modèle, la viscosité turbulente est calculée à l'aide de l'une des équations suivantes:

- nombres de Reynolds faibles:

$$\left\{ \begin{array}{l} d \left(\frac{\rho^2 \kappa}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1,72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} d\hat{v} \\ \text{avec } \hat{v} = \frac{\mu_{eff}}{\mu} \text{ et } \mu_{eff} = \mu + \mu_t \end{array} \right. \quad (2.18)$$

- nombres de Reynolds élevés:
$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_t = \rho C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \\ \text{avec } C_\mu = 0,085 \end{array} \right. \quad (2.19)$$

μ_{eff} est la viscosité effective.

2.1.2.2.5. Modèle $\kappa - \varepsilon$ Realizable [32]

Le dernier modèle de la famille $\kappa - \varepsilon$ diffère du modèle standard principalement par deux choses importantes:

- une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente;
- une nouvelle équation pour le taux de dissipation ε .

Le terme "Realizable" ou réalisable signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, logiques avec la physique des écoulements turbulents. Ainsi, ce modèle prédit avec plus de précision le taux de propagation des jets. Il procure aussi des performances supérieures dans les écoulements impliquant la rotation, les couches limites sous de forts gradients de pression adverses, la séparation et les recirculations.

Là aussi, la viscosité turbulente est calculée à partir de l'équation (2.17), sauf que C_μ n'est plus constant. Il est fonction de la déformation moyenne, des taux de rotation, de la vitesse angulaire de la rotation du système et des champs de la turbulence (κ et ε).

Ces deux derniers modèles de turbulence, ($\kappa - \varepsilon$ RNG et $\kappa - \varepsilon$ Realizable), donnent de meilleurs résultats comparés au modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard, vu leurs perfectionnements cités plus haut. Alors que les écoulements impliquant une forte anisotropie des contraintes turbulentes restent le point faible de la famille $\kappa - \varepsilon$ toute entière.

2.1.2.2.6. Modèle $\kappa - \omega$ Standard [38]

C'est un modèle empirique similaire au modèle $\kappa - \varepsilon$, avec deux équations de transport, une équation adaptée de κ et une équation du taux de dissipation spécifique ω qui s'apparente au rapport de ε par κ .

Après plusieurs années de perfectionnement, ce modèle offre à présent un avantage pour la prédiction des écoulements cisailés libres. Il prend aussi en compte les effets des faibles nombres de Reynolds, de la compressibilité, des jets de différentes configurations (plan, radial, ...etc.). Pour ces raisons, il convient particulièrement aux écoulements internes.

La viscosité turbulente est calculée en combinant κ et ω comme suit:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho \kappa}{\omega} \quad (2.20)$$

α^* est un coefficient qui apporte une correction à la viscosité turbulente à bas nombres de Reynolds en l'"atténuant" en quelque sorte ("Fluent" UG 10.5.1).

2.1.2.2.7. Modèle $\kappa - \omega$ SST [23]

Le modèle $\kappa - \omega$ SST (Shear Stress Transport) ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes, est dérivé du modèle $\kappa - \omega$ Standard. Ce modèle combine la robustesse et la précision de la formulation du modèle $\kappa - \omega$ dans la région proche de la paroi avec le modèle $\kappa - \varepsilon$ et toutes ses qualités citées plus haut pour les écoulements libres loin de la paroi. Ce modèle inclut les améliorations suivantes:

- Une fonction de combinaison est multipliée à la fois au modèle $\kappa - \omega$ Standard et au modèle $\kappa - \varepsilon$. Cette fonction commutera entre les valeurs "zéro" ou "un" suivant que l'on soit dans la région proche de la paroi, pour activer le modèle $\kappa - \omega$ Standard ou dans la région loin de la paroi, pour activer le modèle $\kappa - \varepsilon$.

- La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes, dont voici une forme simplifiée:

$$\mu_t = \frac{\rho\kappa}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, f(\Omega, \kappa, \omega, y)\right]} \quad (2.21)$$

- $f(\Omega, \kappa, \omega, y)$ est une fonction dépendant du taux de rotation (Ω), de κ , de ω et de la distance normale à la paroi (y).

Les améliorations apportées à ce modèle le rendent plus fiable pour une classe d'écoulements plus étendue, (écoulements à gradients de pression adverses, surfaces portantes –aviation–, ondes de choc transsoniques ...etc.), par rapport aux modèles $\kappa - \omega$ Standard et la famille des modèles $\kappa - \varepsilon$.

2.1.2.2.8. Modèle RSM [10, 20, 21]

C'est le modèle le plus élaboré que propose le code de calcul "Fluent". En abandonnant l'hypothèse d'une viscosité turbulente isotrope, le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM: Reynolds Stress Model) ferme les équations RANS en résolvant ensemble les équations de transport des contraintes de Reynolds avec une équation pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (ε). Cette procédure introduit cinq équations de transport additionnelles pour les problèmes bidimensionnels (7 pour le cas 3D) et là aussi la viscosité turbulente est calculée comme pour le modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard.

Ce modèle prend en compte les effets des courbures des lignes de courant, les tourbillonnements, la rotation et les changements rapides du taux de déformation, mais d'une manière plus rigoureuse que tous les autres modèles.

Le model de turbulence des contraintes de Reynolds est le meilleur choix pour la simulation des écoulements complexes quand les caractéristiques qui nous intéressent résultent de l'anisotropie dans les contraintes turbulentes, comme par exemple les écoulements dans les cyclones, les écoulements fortement tourbillonnaires dans les chambres à combustion, ...etc.

Le revers de cette supériorité potentielle est le très grand surcoût en calcul. Les quelques limitations connues à ce jour pour ce modèle concernent les jets axisymétriques et les écoulements non confinés à recirculation.

2.1.3. Couches limites

Nous savons que la viscosité d'un fluide joue seulement un rôle très près de la paroi et ce d'autant plus que le nombre de Reynolds est grand, donc dans une couche très mince, c'est la couche limite. En dehors de celle-ci, le fluide peut être pris comme un fluide parfait, donc sans viscosité, il obéit aux équations d'[Euler](#). Dans un écoulement interne, la couche limite visqueuse s'accroît, de part et d'autre des parois, pour se rejoindre après une certaine distance parcourue qui est la longueur d'établissement. La valeur généralement admise de cette distance est environs de [50](#) fois le diamètre de la conduite en régime laminaire, [White \(2001\)](#). A partir de ce point, l'écoulement sera totalement visqueux et entièrement développé figure [\(2.2\)](#).

Donc, il est important que le maillage près de la paroi soit bien traité. En effet, un maillage grossier près de la paroi ne pourra pas capturer le développement de la couche limite et peut conduire à une sous estimation de la longueur d'établissement de l'écoulement.

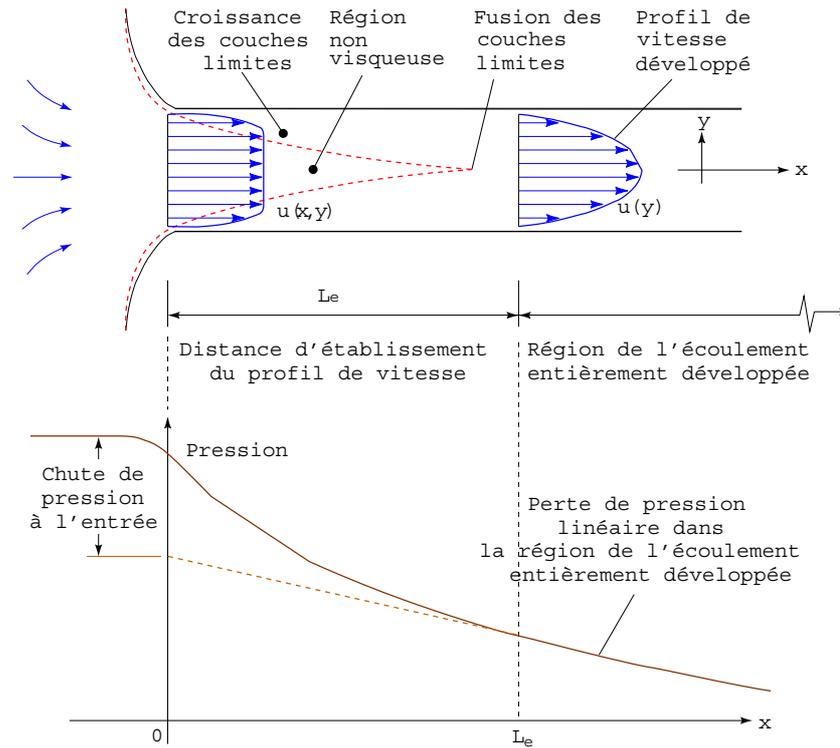


Figure 2.2. Développement du profil de vitesse et chute de pression le long d'un canal.

Pour l'analyse de l'écoulement proche de la paroi, on construit un nombre de Reynolds, Re_y , basé sur la distance y à la paroi. Rappelons que ce nombre sans dimensions traduit le rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité. Ainsi, pour une grande valeur de y (loin de la paroi) les forces d'inertie sont prédominantes, alors qu'en s'approchant de la paroi et avant d'atteindre une valeur nulle Re_y sera égal à l'unité et ce pour une certaine valeur de y . C'est dans cette région que les forces visqueuses équilibrent les forces d'inerties. La région qui reste en dessous est le siège de fortes contraintes visqueuses, où les forces d'inerties sont pratiquement sans effet figure (2.3).

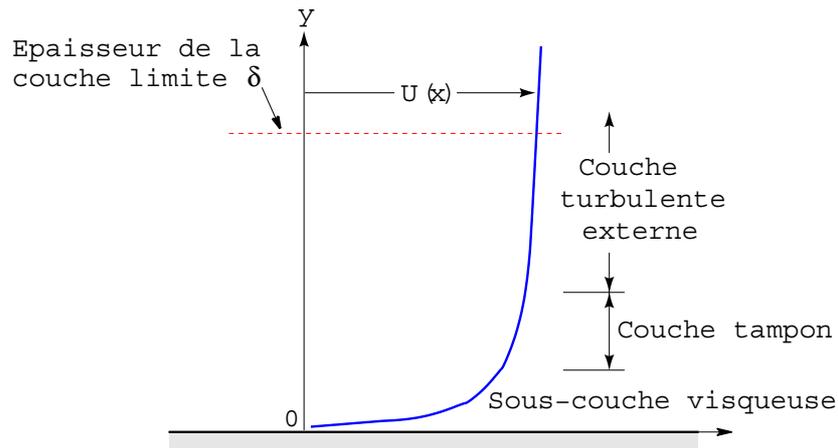


Figure 2.3. Profil de la vitesse près de la paroi.

Par un bon raisonnement physique et en utilisant l'analyse dimensionnelle, il fut établi les relations qui vont suivre qui s'accordent avec une grande précision aux résultats expérimentaux d'une large variété d'expériences sur les écoulements turbulents.

2.1.3.1. Couche interne

2.1.3.1.1. Sous couche visqueuse

Dans cette région, où les cisaillements visqueux dominent, l'échelle appropriée pour la réduction de la vitesse est basée sur la vitesse de frottement u_τ :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (2.22)$$

avec τ_p : contrainte de cisaillement pariétale.

$$\tau_p = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2.23)$$

Ce terme n'est pas une vitesse d'écoulement et sa désignation comme "vitesse de frottement" n'est due qu'à sa dimension $[m/s]$. S'en déduit alors par analyse dimensionnelle "La loi de paroi":

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} = f\left(\frac{yu_\tau}{\nu}\right) = f(y^+) \quad (2.24)$$

Cette relation est applicable jusqu'à une distance adimensionnée de la paroi $y^+ = 30$. Nous verrons plus tard l'importance des deux groupes adimensionnels u^+ et y^+ dans le découpage de la couche limite.

A travers une couche très mince proche de la paroi ($0 \leq y^+ \leq 5$), la contrainte de cisaillement τ est à peu près égale à la contrainte pariétale τ_p , donc à partir des équations (2.22) et (2.24) nous aurons:

$$u^+ = y^+ \quad (2.25)$$

A cause de cette relation linéaire entre la vitesse de l'écoulement et la distance à la paroi, cette couche est parfois appelée "Sous-couche linéaire".

2.1.3.1.2. Couche tampon

C'est la couche intermédiaire où se mélange la couche entièrement turbulente et la sous-couche visqueuse. Dans cette région, les contraintes visqueuses ont le même ordre de grandeur que les contraintes turbulentes.

2.1.3.1.3. Couche de la loi Log

Dans cette zone, la vitesse de l'écoulement suit une loi logarithmique, d'où le nom de "couche logarithmique":

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B \quad (2.26)$$

où $k = 0,41$ (constante de Von-Kármán) et $B = 5,5$ sont des constantes universelles déterminées expérimentalement, pour tous les écoulements turbulents limités par des parois lisses. En présence de parois rugueuses la valeur de B diminue jusqu'à 5. La loi logarithmique est valable pour: $30 \leq y^+ \leq 500$.

En ce qui concerne la vitesse axiale pour les écoulements turbulents dans les canaux à section rectangulaire, l'équation (2.26) donnera:

$$u_{\max} = u_{\tau} \left[\frac{1}{k} \ln \left(\frac{hu_{\tau}}{2\nu} \right) + B \right] \quad (2.27)$$

et la vitesse moyenne de l'écoulement sera:

$$u_{\text{moy}} = u_{\tau} \left[\frac{1}{k} \ln \left(\frac{hu_{\tau}}{2\nu} \right) + B - \frac{1}{k} \right] \quad (2.28)$$

2.1.3.2. Couche externe

En s'éloignant de la paroi l'écoulement devient moins sensible à la viscosité moléculaire du fluide et ne dépendra plus directement de celle-ci. En fait il fut établi que la déviation de la vitesse de l'écoulement est fonction de la distance à la paroi et de l'épaisseur de la couche limite turbulente:

$$\frac{u_{\max} - u(y)}{u_{\tau}} = \frac{1}{k} \left(\frac{y}{\delta} \right) + A \quad (2.29)$$

A est une constante

δ étant l'épaisseur de la couche limite.

Cette dernière équation est appelée "loi déficitaire" ou encore "loi de sillage". Elle est valable à partir de $y^+ = 500$.

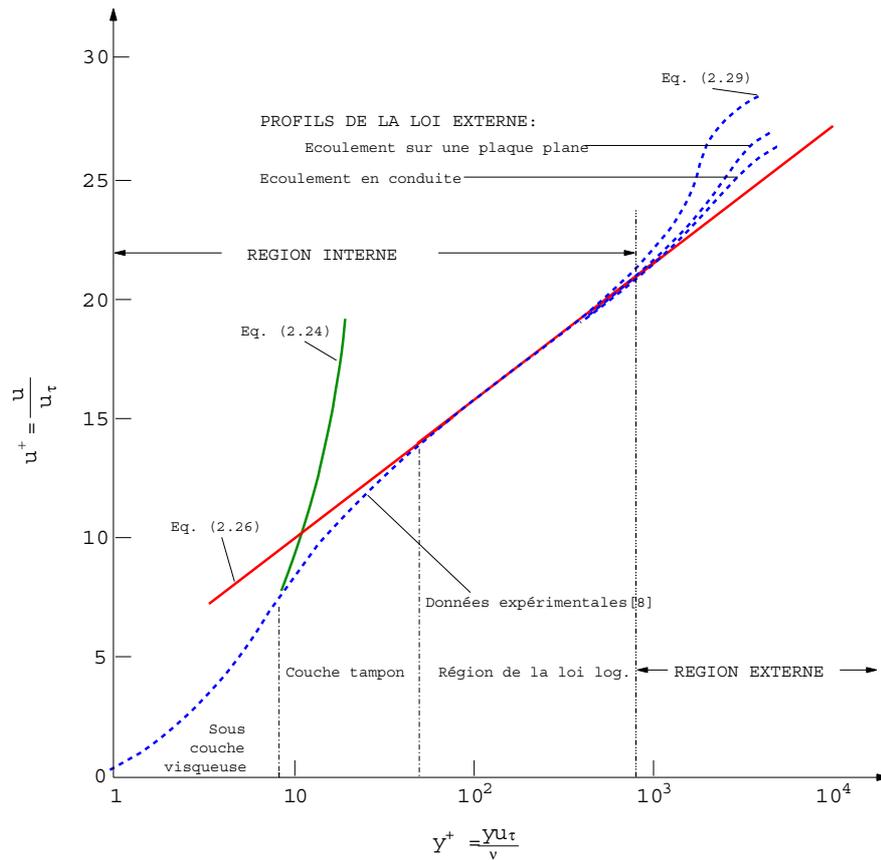


Figure 2.4. Vérification expérimentale de la subdivision de la région proche de la paroi.

Conclusion

Un bref rappel théorique, sur les écoulements dans les canaux à section rectangulaire, a été effectué que ce soit pour les écoulements laminaires ou turbulents. L'accent a été mis sur les difficultés que présentent les écoulements turbulents, puis nous avons abordé différentes méthodes de modélisation qui permettent d'approximer la solution de ce type de problèmes, tout en énumérant les avantages et les limitations de chacun d'eux.

Modélisation et résolution
avec "Fluent"

Introduction

Les premières approches adoptées pour modéliser notre problème étaient, comme nous allons le voir, assez crues. En effet, à voir l'acheminement des idées et du raisonnement entre les premiers essais accompagnés de médiocres résultats et la procédure finalisée satisfaisante, on perçoit bien l'apprentissage considérable que l'on a pu acquérir pour ce type de problèmes (écoulements incompressibles confinés).

Le calcul numérique a été mené à l'aide du code de calcul "Fluent" 6.1.18, qui utilise la méthode des volumes finis. En premier lieu, le problème a été traité en deux dimensions pour toutes les configurations des canaux disponibles (six au total), puis, une tentative a été effectuée pour la résolution du cas tridimensionnel. Le poste de travail utilisé pour ces simulations est un PC doté d'un microprocesseur Pentium 4HT avec une fréquence d'horloge de 2,6 GHz et de 1,5 Go de mémoire vive.

3.1. Description du problème

L'écoulement à travers un minicanal rectangulaire est fortement influencé par les effets de bords. Pour capter ces effets, le maillage doit être conforme à certaines exigences. Ensuite, la modélisation passe par un choix judicieux des différents paramètres du code de calcul. Les bons réglages étant trouvés, on lancera les simulations en imposant une à une les conditions aux limites consignées dans le tableau (3.1). A chaque fois, on attendra la convergence de la solution pour pouvoir traiter les résultats et en déduire le coefficient de frottement.

3.1.1. Géométrie

La figure (3.1) résume les dimensions du domaine. Le fluide d'essai entre par une section circulaire de 8 mm de diamètre qui se rétrécit jusqu'à

1 mm de diamètre. Ensuite, le fluide passe par un élargissement brusque dont la largeur est de 3 mm sur une profondeur de 25,4 mm. Après un changement de direction à 90°, on se retrouve dans le canal lui-même. La largeur de celui-ci est de 25,4 mm sur une longueur totale de 150 mm, alors que la hauteur varie entre 50 µm et 1 mm. La sortie suit la même configuration que l'entrée.

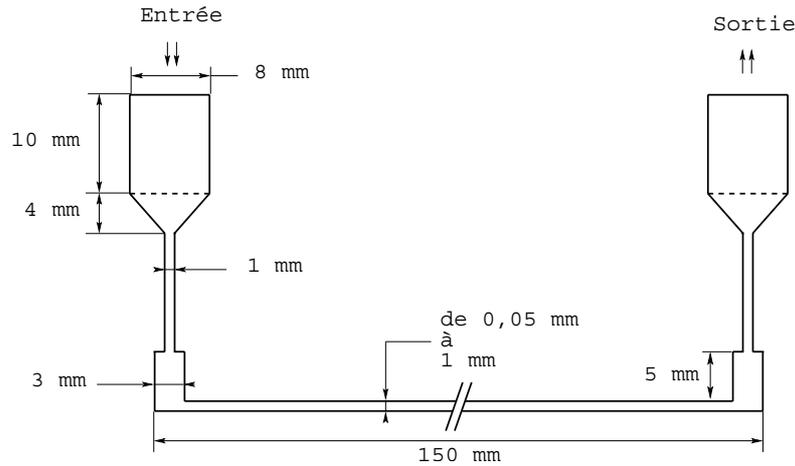


Figure 3.1. Détails du minicanal.

3.1.2. Conditions aux limites

Notre écoulement est délimité par des parois imperméables et le fluide d'essai est de l'eau, donc un fluide visqueux, ce qui nous conduit à une condition aux limites de non glissement ($u = 0$) sur les parois.

A partir des débits testés expérimentalement tableau (3.1), nous avons déduit les vitesses de l'écoulement qui seront imposées à l'entrée puisque le fluide est incompressible; pour un écoulement compressible, un débit massique imposé à l'entrée serait plus judicieux.

La condition aux limites imposée à la sortie est la pression atmosphérique.

Pour notre étude on a utilisé la formule suivante, donnée dans la littérature, *Handbook of Chemistry and Physics* (1976):

$$\rho(T) = 1001 - 9,084 \cdot 10^{-2} T - 3,416 \cdot 10^{-3} T^2 \quad (3.1)$$

où T est la température en °C.

Donc, à 20°C $\rho = 997,77 \text{ Kg/m}^3$.

En ce qui concerne la viscosité cinématique de l'eau à 20 °C on a retenu les mesures de *Gradeck* (1996), effectuées à l'aide de tubes capillaires: $\nu = 1,043 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Ce qui donne la viscosité dynamique de l'eau à 20 °C: $\mu = 1,040 \cdot 10^{-3} \text{ Kg/m} \cdot \text{s}$

3.2. Maillage sous "Gambit"

La création de la géométrie ainsi que le maillage se font sous le progiciel "Gambit" 2.0. Ce maillage propose des solutions étendues pour les géométries les plus compliquées. Cependant, pour notre cas, deux choix principaux du maillage se sont posés à nous. En l'occurrence, un maillage soit à base de cellules quadrilatères, soit à base de cellules triangulaires (soit à base de cellules hexaédriques, soit à base de cellules tétraédriques, pour le cas 3D). L'utilisation d'un maillage triangulaire induirait un surplus du nombre de cellules par rapport aux cellules quadrilatères, d'où le besoin de plus de ressources et de temps de calcul. Cependant, notre géométrie est assez simple où l'écoulement suit pratiquement la forme de la géométrie. Donc, en utilisant un maillage à cellules quadrilatères, nous aurons un alignement de l'écoulement avec notre maillage, alors que ça ne sera jamais le cas avec des cellules triangulaires. Ce dernier point garantira un minimum de diffusion numérique. Ainsi, le choix d'un maillage à cellules quadrilatères pour le cas bidimensionnel (hexaédriques pour le cas 3D), s'impose naturellement vu l'argumentaire développé plus haut.

- **Qualité du maillage:** La qualité du maillage joue un rôle significatif dans la précision et la stabilité du calcul numérique. Ainsi, les attributs tels que la distribution des nœuds, la nature lisse et l'obliquité des cellules sont très importants.

Sous "Gambit", la mesure de l'obliquité équiangle est normalisée comme suit [9]:

$$Q_E = \max \left\{ \frac{\theta_{\max} - \theta_{eq}}{180 - \theta_{ep}}, \frac{\theta_{eq} - \theta_{\min}}{\theta_{eq}} \right\} \quad (3.2)$$

où θ_{\max} et θ_{\min} sont respectivement les angles maximal et minimal (en degrés) entre les côtés de l'élément.

θ_{eq} est l'angle caractéristique correspondant à une cellule équilatérale d'une forme similaire ($\theta_{eq} = 60^\circ$ pour un élément triangulaire ou tétraédrique et $\theta_{eq} = 90^\circ$ pour un élément quadrilatéral ou hexaédrique). Notons que, par définition: $0 \leq Q_E \leq 1$.

Aussi, une cellule adjacente à la paroi doit obéir¹ à:

$$y_p \sqrt{\frac{u_\infty}{\nu}} \leq 1 \quad (3.3)$$

y_p est la distance normale à la paroi du centre de la cellule adjacente.

En général, aucun passage de l'écoulement ne doit être représenté par moins de 5 cellules. Aussi, le changement rapide du volume de deux cellules adjacentes produit d'importantes erreurs de troncature (différence entre les dérivées partielles des équations gouvernantes et leurs approximations discrètes). Ainsi, est-il logique que plus le maillage est fin plus on s'affranchira des erreurs de troncatures.

¹ Cette équation est basée sur la solution de Blasius (couches limites) de l'écoulement laminaire d'un fluide sur une plaque plane.

3.3. Implémentation sous "Fluent"

3.3.1. Présentation de "Fluent"

"Fluent" est un code de calcul pour modéliser les écoulements des fluides et les transferts thermiques dans des géométries complexes. Il peut résoudre des problèmes d'écoulement avec des mailles non structurées, qui peuvent être produites pour des géométries complexes, avec une facilité relative. Les types de mailles supportées sont des mailles, en 2D, triangulaires ou quadrilatérales, ou en 3D tétraédriques/hexaédriques/pyramidales, et les mailles (hybrides) mélangées. "Fluent" est écrit en langage de programmation C et utilise pleinement la flexibilité et la puissance offertes par ce langage (allocation de la mémoire dynamique). En outre, il utilise une architecture qui lui permet de s'exécuter en tant que plusieurs processus simultanés sur le même poste de travail ou sur des postes séparés, pour une exécution plus efficace.

"Fluent" s'utilise à travers une interface graphique. L'utilisateur avancé peut adapter ou augmenter aux besoins l'interface en écrivant des macros et des fonctions de menu, afin d'automatiser certaines procédures.

Ainsi, à titre non exhaustif, il a les capacités de modélisation suivantes:

- Ecoulements 2D ou 3D.
- Etats permanents ou transitoires.
- Ecoulements incompressibles ou compressibles incluant toute vitesse de régimes (subsoniques, transsoniques, supersoniques et hypersoniques).
- Ecoulements non visqueux, laminaires ou turbulents.
- Ecoulements Newtonien ou non.
- Transfert de chaleur forcé, par conduction, par convection ou radiatif.
- Les écoulements avec changements de phases.

- Ecoulements en milieu poreux.

Ce code de calcul emploie la méthode des volumes finis comme procédé de discrétisation. Les équations intégrales qui gouvernent l'écoulement, tels que l'équation de continuité, l'équation de conservation de la masse, celle de l'énergie ainsi que d'autres scalaires, comme la turbulence, sont résolues par cette méthode statistique. En utilisant cette technique basée sur un volume de contrôle, "Fluent" passe par les étapes suivantes:

- Division du domaine en volumes de contrôle discrets en utilisant une grille (maillage) de calcul.
- Intégration des équations gouvernantes sur les volumes de contrôle individuels, afin de construire les équations algébriques pour les variables discrètes dépendantes, (les inconnues), telles que les vitesses, pression, température ...
- Linéarisation des équations discrétisées et solution du système d'équations linéaires résultant, pour pouvoir mettre à jour les valeurs des variables dépendantes (inconnues).

3.3.2. Procédure sous "Fluent"

Au chargement du maillage sous "Fluent", avant tout, nous devons mettre la géométrie à l'échelle, (millimètre, pour notre cas). Le logiciel permet aussi de réordonner les nœuds, les surfaces et les cellules en mémoire, de telle façon qu'ils aient la même disposition dans la grille et dans la mémoire, pour améliorer les performances du calcul et l'efficacité de l'accès à la mémoire.

3.3.2.1. Simple précision ou double précision ?

"Fluent" offre deux modes de calcul: le mode "double précision" et le mode "simple précision".

Dans le mode "double précision", les nombres à virgule flottante sont représentés en utilisant 64 bits, alors que le mode "simple précision" utilise une représentation à 32 bits. Le revers de cette précision est que le premier mode requiert beaucoup plus de mémoire. En outre, Le mode "double précision" est préconisé, entre autres, pour les écoulements impliquant des longueurs d'échelles très disparates, comme dans notre cas (très long canal mince). Donc, c'est le mode que l'on va utiliser.

3.3.2.2. Choix de la formulation du solveur

En démarrant "Fluent" on peut choisir entre plusieurs formulations du solveur:

- La formulation "Segregated", ou isolée (implicite): Cette formulation résout les équations de continuité, de quantité de mouvement et quand c'est nécessaire celle de l'énergie, séquentiellement, c'est-à-dire isolées les unes des autres (implicite par défaut). Le solveur isolé est classiquement employé pour les écoulements incompressibles à modérément compressibles. De ce fait, c'est la formulation que l'on a choisi d'utiliser pour notre problème.
- La formulation "Coupled", ou couplée soit implicite ou explicite: Cette option permet aux équations gouvernantes d'être résolues simultanément, c'est-à-dire couplées les unes avec les autres. Cependant, les autres scalaires, tels que les quantités de la turbulence, sont traités isolément. Initialement, ce mode a été conçu pour les écoulements compressibles à grandes vitesses. Ce qui lui donne un avantage pour le traitement des écoulements hautement couplés (forte interdépendance entre la densité, l'énergie et les moments) avec des forces de volumes (ex. flottabilité et forces de rotation). Il faut signaler que le solveur couplé implicite requiert presque le double de la mémoire qu'utiliserait le solveur isolé, alors que le solveur couplé explicite vient

au milieu, en terme de besoins en ressources, mais convergera plus lentement que la formulation implicite et n'est conseillé que pour les écoulements instationnaires.

3.3.2.3 Modèle de paroi

"Fluent" nous permet de choisir entre les deux options disponibles, à savoir, les "fonctions de paroi" (Wall functions) ou le "traitement avancé de la paroi" (Enhanced wall treatment).

Pour utiliser les fonctions de paroi, le maillage près de la paroi doit obéir à $y^+ \geq 30$ pour la première rangée de cellules. Ce qui donne pour notre cas:

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y_p}{\mu}, \quad y^+ \geq 30 \quad \rightarrow \quad y_p \geq 0,154 \text{ mm.} \quad (3.4)$$

Avec un facteur de croissance raisonnable de 1,2 en s'éloignant de la paroi, il s'avère qu'il est impossible d'avoir un maillage convenable à travers l'intervalle de la hauteur de 1 mm (par exemple). En fait, nous n'aurons que six cellules entre la paroi inférieure et la paroi supérieure, ce qui est très insuffisant, puisqu'il est recommandé d'avoir au minimum dix cellules dans la couche limite.

De ce fait, il s'avère que l'utilisation des fonctions de paroi (donc un maillage grossier) n'est pas appropriée pour les petits passages (1 mm et moins, pour notre cas), donc, en appliquant un maillage plus fin on passe automatiquement sous "Fluent" au traitement avancé de la paroi ($y^+ \leq 5$).

3.3.2.4. Schémas de discrétisation

Sous "Fluent", les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolées aux faces du volume de contrôle. Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des

équations gouvernantes, alors que les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision. Il reste que la discrétisation au premier ordre procure une meilleure convergence. Alors que le "Second Order Upwind Scheme" est de rigueur pour les écoulements non alignés au maillage.

Il existe aussi d'autres schémas de discrétisation:

- Le schéma "QUICK" (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics): Il procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (*Swirling*) avec un maillage régulier. Cependant, il ne s'applique pas à un maillage triangulaire.
- Le schéma "Power Law" est plus précis que le "First Order Upwind Scheme" pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds (< 5). Sinon, il procure en général le même degré de précision.

3.3.2.5. Choix du schéma d'interpolation de la pression

Pour la plupart des cas, le schéma "Standard" est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes:

- Le schéma force de volume pondéré "Body-Force-Weighted" est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume (ex. convection naturelle à haut nombre de Rayleigh).
- Le schéma "PRESTO!" (PREssure Stagging Option): est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.
- Le schéma au second ordre est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.

- Le schéma linéaire "Linear" est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

3.3.2.6. Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse

Si les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires: pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées, Versteeg (1995). La solution passe par la définition des vitesses sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes tels que "SIMPLE" pour résoudre ce lien ou couplage entre la pression et la vitesse. La famille des algorithmes "SIMPLE" est essentiellement une procédure d' "estimation et correction" pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse.

"Fluent" propose trois méthodes pour le couplage pression-vitesse (seulement avec la formulation "isolé"):

- Les deux premières, très similaires, sont la méthode "SIMPLE" (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations) et la méthode "SIMPLEC" (SIMPLE Consistent). Cette dernière méthode se différencie de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (correction) de pression proche de 1, ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.
- Méthode "PISO" (Pressure-Implicit with Splitting of Operators): Cette méthode fait partie des algorithmes de la famille "SIMPLE". Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques "highly skewed".

Nous avons entrepris quelques simulations avec la méthode "SIMPLEC", qui n'ont montré aucune différence significative par rapport à la méthode

"SIMPLE". Donc, pour notre cas, on se limitera à l'utilisation de la méthode "SIMPLE" qui est la plus robuste, offrant le plus de garanties pour la convergence de la solution.

3.3.2.7. Facteurs de relaxation

Afin de contrôler et réduire le changement produit durant chaque itération d'une variable de l'écoulement ϕ , "Fluent" permet d'agir sur les facteurs de relaxation assignés à un nombre de variables comme suit:

$$\begin{cases} \phi = \phi_{old} + \alpha \cdot \Delta\phi \\ \Delta\phi = \phi_{comp} - \phi_{old} \end{cases} \quad (3.5)$$

- où:
- ϕ_{old} Ancienne valeur de ϕ .
 - $\Delta\phi$ Changement dans la valeur de ϕ .
 - ϕ_{comp} Valeur de ϕ calculée.
 - α Facteur de relaxation.

Le code de calcul offre les meilleures valeurs des facteurs de relaxation pour une large gamme d'écoulements. Néanmoins, si on voit qu'au cours du calcul les résidus commencent à s'amplifier, il est préférable de réduire ces derniers. Par contre, si on observe une convergence très lente mais sûre là, on pourra les augmenter prudemment, surtout le facteur de relaxation lié à l'équation de continuité.

3.4. Résolution numérique

3.4.1. Canal complet en 2D

La plus logique des démarches nous a conduit à essayer de résoudre le problème en considérant notre domaine complet en 2D, puisque ça nécessite beaucoup moins de ressources système que le cas 3D.

3.4.1.1. Création de la géométrie et du maillage sous "Gambit"

Notre géométrie est assez simple et sa création sous "Gambit" est facile. Il suffit d'entrer les coordonnées des différents points (x,y) en 2D, créer les bords ou limites puis créer la surface qui sera délimitée par les bords.

Le maillage adopté est un maillage non structuré, à éléments quadrilatères avec un pas de 0,1 mm partout. Le traitement près de la paroi, (couches limites), très fin, commence par un pas de 0,01 mm puis augmente par un facteur de 1,2 sur les 15 premières rangées figure (3.2.). Ce qui nous a donné pour le canal complet 105.553 cellules, après l'adaptation sous "Fluent" par rapport aux gradients de pression et de vitesse figure (3.3).

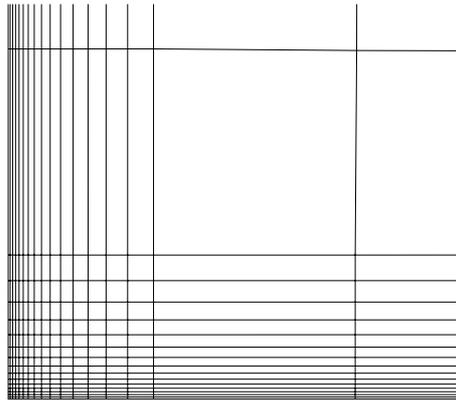


Figure 3.2. Maillage fin près de la paroi.

3.4.1.2. Simulations

Les premières simulations ont été menées pour quatre différentes vitesses d'entrée: (deux en régime laminaire et deux en régime turbulent). Le temps de calcul était d'environ 7 minutes pour 200 itérations. Les résultats sont consignés dans le tableau (3.2).

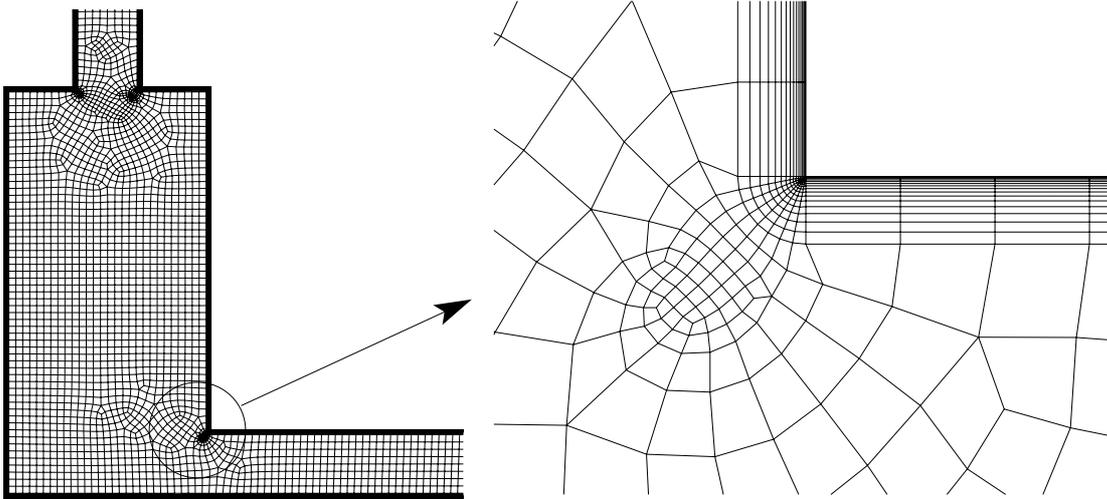


Figure 3.3. Maillage du domaine (105.553 cellules)

Q_v [ml/min]	V_e [m/s]	Re	V_{moy} (sim) [m/s]	C_f (sim)	C_f (théo)
Régime laminaire					
850,6	0,282035	1030	2,017846	0,00820	0,023307
1300	0,431044	1574	2,975100	0,00625	0,015250
Régime turbulent (modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard)					
2900	0,961561	3511	6,04695	0,023702	0,010263
4000	1,326291	4842	8,28603	0,022117	0,009470
Régime turbulent (modèle $\kappa - \varepsilon$ RNG + Rugosité de la paroi 0,0015 mm)					
3367,81	0,922435	3368	8,88110	0,019965	0,010370

Tableau 3.2. Quelques résultats des simulations pour le canal complet en 2D.

Les résultats de la simulation sont très différents des données théoriques, que se soit en régime laminaire ou en régime turbulent, malgré des essais pour différents modèles de turbulence pour des parois lisses ou rugueuses.

3.4.1.3. Discussion et analyses

Nous avons dû chercher les raisons de cette divergence des résultats, dans la documentation spécialisée pendant plusieurs semaines sans résultat. Mais, en voulant contrôler les flux à travers le domaine (tel que le débit massique), nous nous sommes aperçu qu'ils ne correspondaient pas aux conditions aux limites imposées (vitesse constante à l'entrée). Or, le débit massique ne dépend que de la vitesse de l'écoulement (imposée) et la section de passage du fluide. Mais, puisqu'on travaille en bidimensionnel, à priori, "Fluent" ne connaît pas la profondeur du canal (ni si celui-ci est à section circulaire), alors, comment déduira-t-il la surface de la section de passage ?

En fait, pour le traitement des données de la simulation, "Fluent" se base sur des valeurs de référence entrées par l'utilisateur dans un panneau dédié à cet effet. Parmi ces valeurs, on retrouve, pour les cas 2D, la profondeur de référence pour tout le domaine traité. Cependant, notre géométrie (figure 3.1) ne contient pas une profondeur unique (elle passe de 4 mm pour l'entrée à 1 mm, puis à 25 mm). Pour ces raisons, on pense que c'est la source des erreurs que nous avons en post traitement des données.

3.4.2. Canal simplifié

3.4.2.1. Géométrie

En raison des points cités plus haut, nous avons décidé dans cette étape, de simplifier la géométrie traitée de telle façon à n'avoir qu'une profondeur unique de référence partout à travers le domaine figure (3.4).

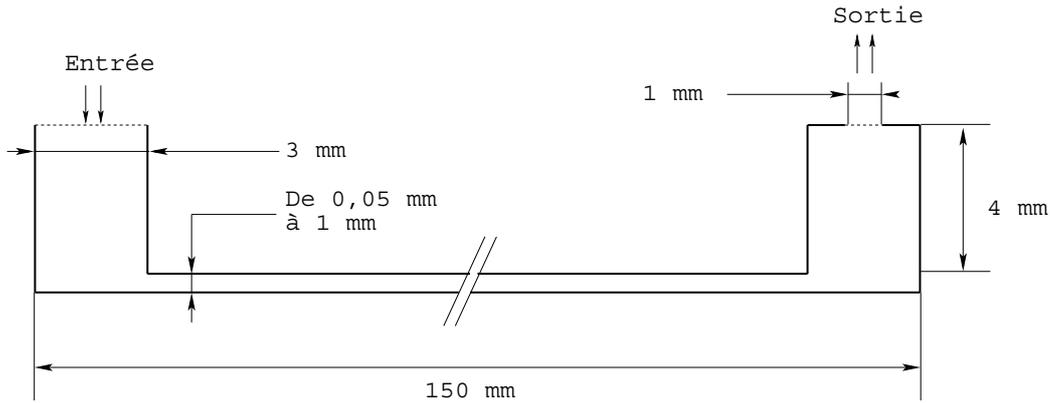


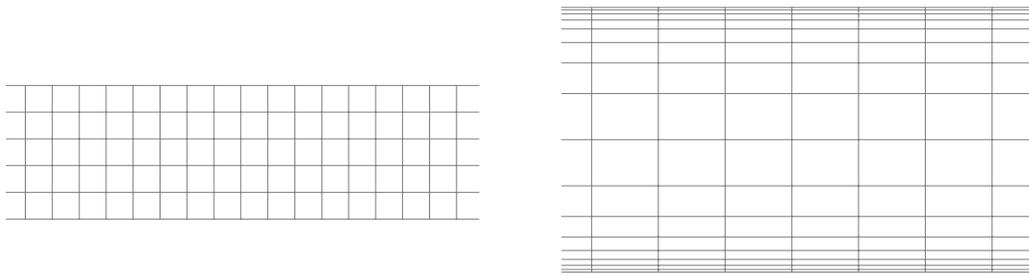
Figure 3.4. Configuration simplifiée du minicanal.

3.4.2.2. Indépendance de la solution du maillage

La procédure suivante a été suivie pour chaque canal.

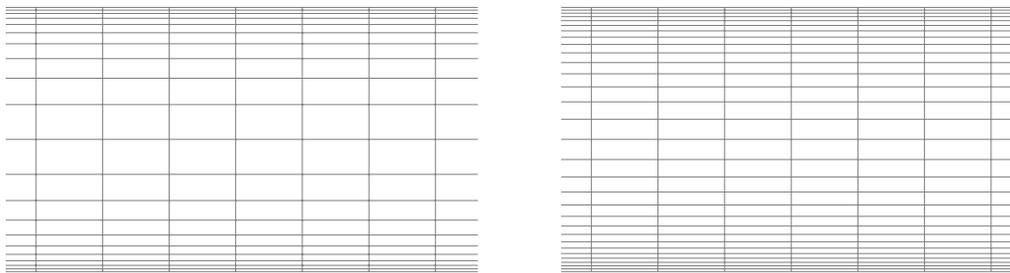
A chaque fois, on essaye plusieurs maillages pour chercher la limite de l'indépendance de la solution par rapport à la finesse du maillage, tout en respectant les règles de bases qui font une grille acceptable –alignement de la grille au sens de l'écoulement, $y^+ \approx 1$ (distance à la paroi adimensionnée), variation du volume d'une cellule à l'autre (≤ 2)

Afin de pouvoir bénéficier du traitement avancé de la paroi de "Fluent", le maillage proche de cette dernière doit être très fin, de telle sorte que la première rangée des cellules adjacentes à la paroi ait, idéalement, un $y^+ \approx 1$, (toutefois, toutes les valeurs de y^+ inférieures à 5 sont acceptables).



(a) 5 cellules

(b) 16 cellules



(c) 20 cellules

(d) 30 cellules

Figure 3.5. Présentation de différents maillages d'une partie du canal de 1 mm.

Après chaque simulation, on surveille l'un des paramètres de l'écoulement qui nous intéresse le plus (pour notre cas, ce sera soit la vitesse soit carrément le coefficient de frottement). Donc, pour chaque maillage, on trace les courbes d'évolution ou variation du paramètre choisi et on vérifie s'il continue à changer figures (3.6) et (3.7). Si c'est le cas, on raffine encore notre maillage, sinon, on conclue que la solution est devenue indépendante de la finesse de la grille.

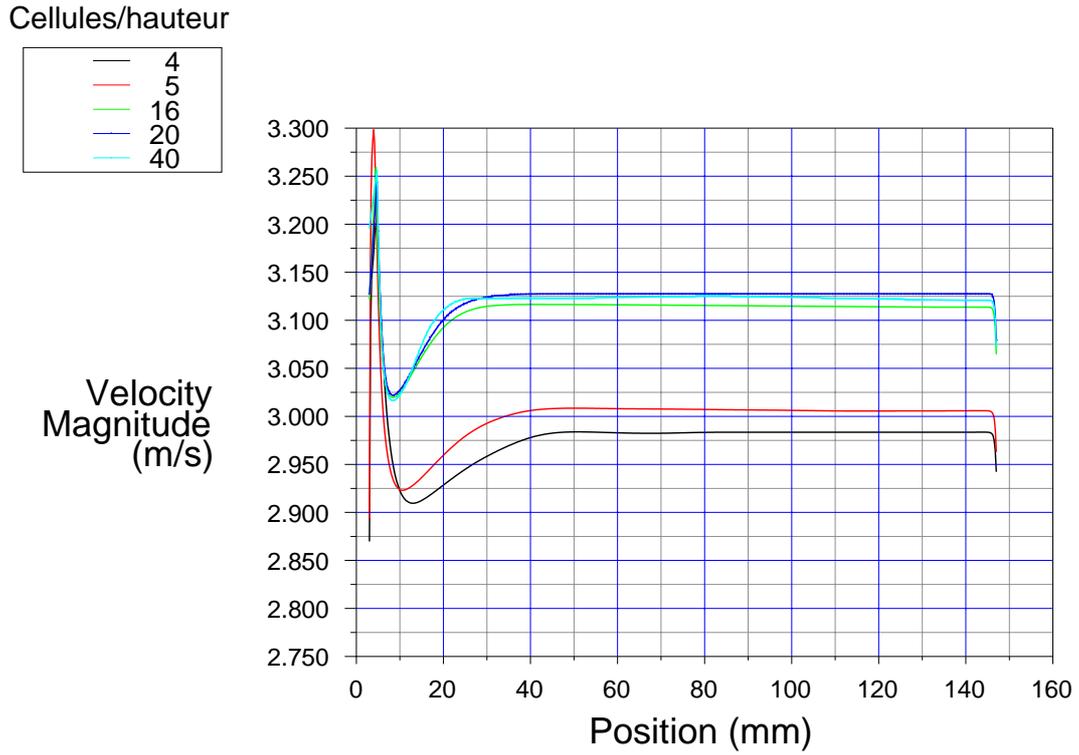


Figure 3.6. Variation de la vitesse axiale selon plusieurs maillages (Canal de 1 mm).

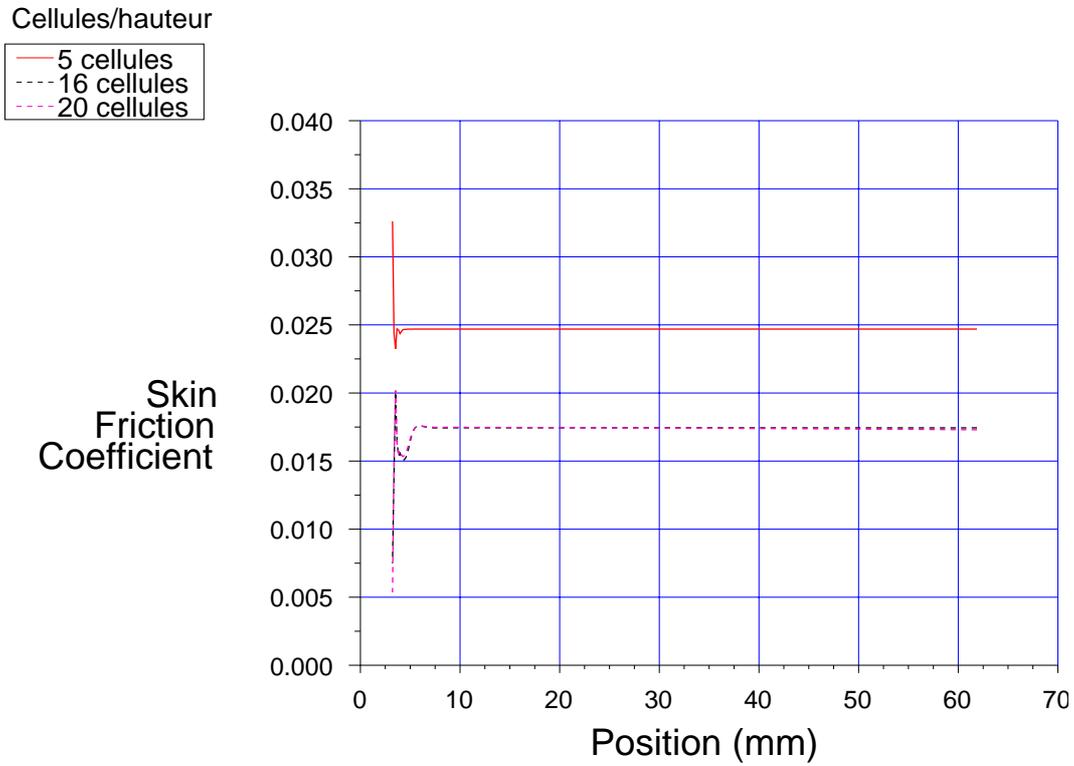


Figure 3.7. Variation du C_f selon plusieurs maillages (Canal de 50 μm de hauteur).

3.4.2.3. Caractéristiques des maillages retenus

Après plusieurs essais, nous avons pu obtenir les seuils de finesse des grilles au dessus desquels la solution calculée devient indépendante. Le tableau (3.3.) récapitule les résultats de cette étape. Tous les maillages appliqués sont des maillages multi blocs. Le premier bloc représente le canal lui-même où le maillage est très fin, le troisième bloc représente l'entrée et la sortie du canal où le maillage est relativement grossier et le deuxième bloc relie le premier au troisième par un maillage progressif figure (3.8.).

Hauteur du canal [mm]	Nbre de cellules/hauteur	Nbre de cellules/domaine	Distance 1 ^{ère} cellule de la paroi [mm]
1	20	12675	0,01
0,5	20	12795	0,01
0,4	20	15885	0,01
0,3	20	15885	0,01
0,2	20	15885	0,01
0,05	16	16845	0,001

Tableau 3.3. Caractéristiques des maillages retenus pour la simulation.

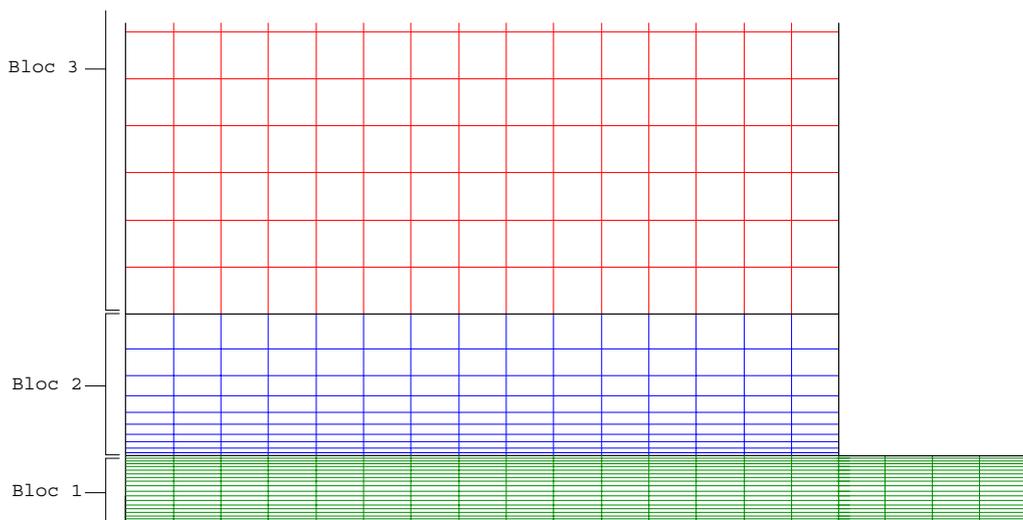


Figure 3.8. Maillage multi blocs du canal de 0,3 mm.

3.5. Etudes de sensibilité

Après avoir obtenu des maillages garantissant l'indépendance de la solution, nous avons essayé plusieurs réglages pour affiner les résultats des simulations et justifier des choix, qui n'étaient pas souvent évidents.

3.5.1. Choix du modèle de turbulence

En ce qui concerne le paramétrage de "Fluent" pour le régime laminaire, il n'y a pas grand-chose à faire. Par contre, pour le régime turbulent, on doit choisir un modèle de turbulence. Malheureusement il n'existe pas de modèle unifié et pour en choisir un, il faut d'abord connaître les capacités de chacun, ses limites, ses avantages et inconvénients, puis les transposer aux caractéristiques principales de l'écoulement que l'on veut modéliser. (voir Chapitre 2.). Cependant, il arrive qu'un modèle de turbulence convient particulièrement à une certaine classe de problèmes, malgré des indications contraires dans la littérature.

Pour ces raisons et afin de choisir un modèle de turbulence, on s'est aidé par des tests appliqués au plus grand des minicanaux (1 mm de hauteur) et au plus petit d'entre eux (50 μm de hauteur), figures (3.9) et (3.10).

D'après ces figures, les résultats numériques suivent la même allure que les courbes des résultats expérimentaux, mais restent assez éloignés de celles-ci. Les résultats des modèles $\kappa - \varepsilon$ se superposent pratiquement pour les deux canaux, alors que les modèles $\kappa - \omega$ se montrent plus convenables à notre étude que les modèles $\kappa - \varepsilon$. Globalement, le modèle Spalart-Allmaras fourni les meilleures précisions pour le canal de 1 mm avec un écart maximal de 2,5% des valeurs théoriques, alors que les modèles de turbulence $\kappa - \omega$ semblent donner de meilleurs résultats pour les canaux de très petites hauteurs, tel que le 50 μm avec un écart maximal de 36% des valeurs

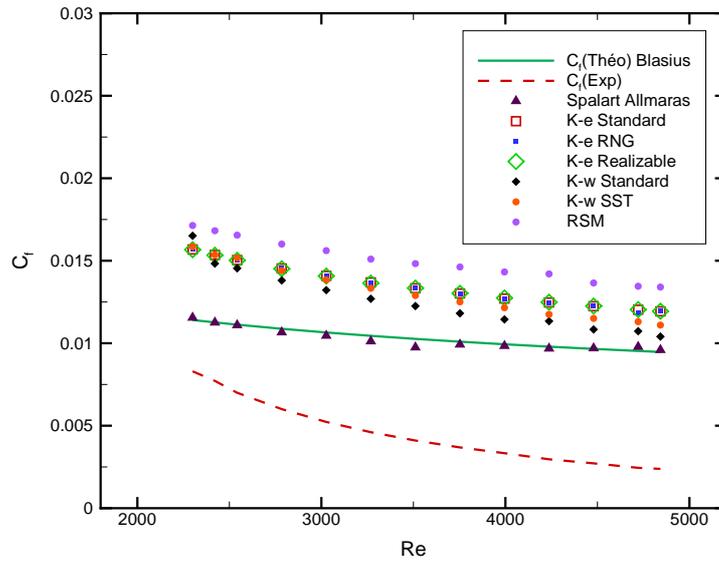


Figure 3.9. Résultats des différents modèles de turbulence:
Canal de 1 mm de hauteur.

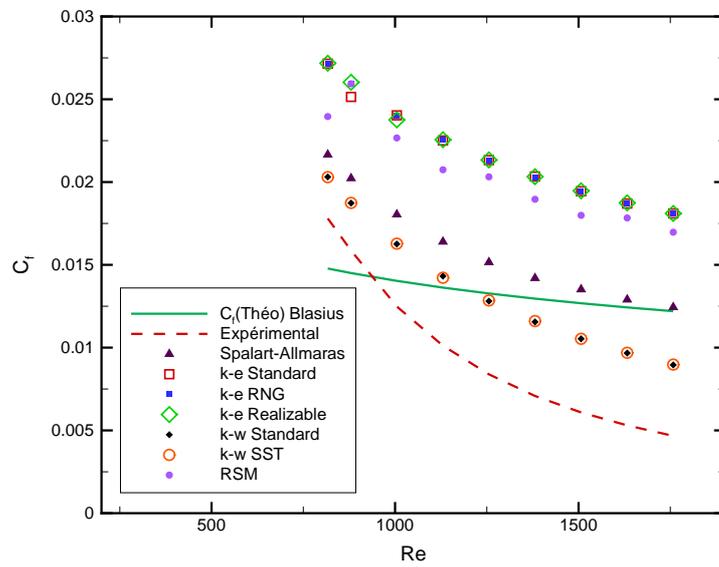


Figure 3.10. Résultats des différents modèles de turbulence:
Canal de 50 μ m de hauteur.

théoriques et de 47% des valeurs expérimentales, tandis que cette différence s'élève avec le modèle *Spalart-Allmaras* à 62% des valeurs expérimentales.

Le plus surprenant est de voir le modèle *Spalart-Allmaras* donner les résultats les plus homogènes, malgré qu'il n'emploie dans sa formulation qu'une seule équation de transport des quantités de la turbulence, en l'occurrence, la viscosité cinématique turbulente modifiée $\tilde{\nu}$. On s'attendait à des résultats meilleurs de la part du modèle *RSM*, qui reste le modèle de turbulence le plus élaboré fourni par "*Fluent*", puisque c'est un modèle à cinq équations de transport pour le cas 2D et sept équations pour les cas tridimensionnels.

D'après cette analyse, nous adopterons le modèle de turbulence *Spalart-Allmaras* pour les simulations à venir, sauf, pour le microcanal de 50 μm où l'on utilisera le modèle de turbulence $\kappa - \omega$ SST.

3.5.2. Influence du critère de convergence

La convergence sous "*Fluent*" est principalement surveillée suivant la valeur des résidus des différents paramètres de l'écoulement. Le logiciel cessera les itérations dès lors que tous les résidus calculés soient sous la valeur du critère de convergence entré par l'utilisateur figure (3.11.). Cette valeur est à fixer selon le degré de précision désiré de la solution approchée par le code de calcul.

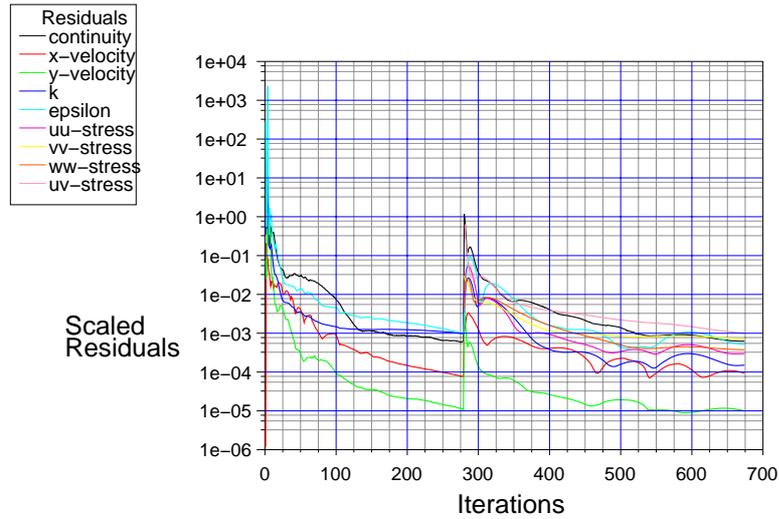


Figure 3.11. Tracé des courbes des résidus.

Les tableaux qui suivront, représentent la sensibilité de la solution calculée par rapport à deux critères de convergence: $R = 10^{-3}$ et $R = 10^{-6}$.

Canal de 50 μm de hauteur				
Régime	Re	Ve [m/s]	C_f (sim)	
			$R = 10^{-3}$	$R = 10^{-6}$
Laminaire	126	0,021894	0,193872	0,193862
	503	0,087598	0,048456	0,048453
Turbulent	880	0,153302	0,018740	0,018729
	1632	0,2843394	0,009689	0,009689
Canal de 1 mm de hauteur				
Régime	Re	Ve [m/s]	C_f (sim)	
			$R = 10^{-3}$	$R = 10^{-6}$
Laminaire	423	0,077777	0,054325	0,054437
	1030	0,189022	0,022552	0,022401
Turbulent	3026	0,555555	0,010458	0,009980
	4479	0,822222	0,009697	0,009314

Tableau 3.4. Influence du critère de convergence sur la solution.

Avec un temps de calcul de l'ordre de quatre minutes avec le critère de convergence $R = 10^{-3}$ et près de douze minutes avec $R = 10^{-6}$, on remarque une différence entre les résultats de l'ordre de 10^{-4} pour la majorité des cas, ce qui n'est pas indispensable pour notre étude. Donc, on choisira $R = 10^{-3}$ comme critère de convergence pour toutes nos simulations à venir.

3.5.3. Influence de l'intensité de la turbulence

Ce paragraphe résume l'influence de l'intensité de la turbulence à l'entrée du canal sur la solution calculée par "Fluent".

Canal de 50 μm de hauteur				
Re	Ve [m/s]	C_f (sim)		
		$I = 1\%$	$I = 5\%$	$I = 10\%$
880	0,1533027	0,018724	0,018740	0,018739
1632	0,2843394	0,009713	0,009689	0,009715

Canal de 1 mm de hauteur				
Re	Ve [m/s]	C_f (sim)		
		$I = 1\%$	$I = 5\%$	$I = 10\%$
3026	0,5555555	0,010551	0,010458	0,010399
4479	0,8222222	0,009760	0,009697	0,009301

Tableau 3.5 et 3.6. Influence de l'intensité de la turbulence sur la solution.

On remarque que l'intensité maximale de la turbulence, $I = 10\%$, à l'entrée induit une variation sur le C_f de l'ordre de 10^{-4} pour la majorité des cas, et ce par rapport à une intensité minimale de $I = 1\%$. Cette variation étant minime, nous avons opté pour l'utilisation d'une valeur moyenne de l'intensité

de la turbulence pour nos simulations, à savoir $I = 5\%$, et ce surtout pour réduire le nombre d'itérations nécessaires à la convergence.

3.6. Présentation d'un essai en 3D

Le maillage du domaine étudié s'est avéré beaucoup plus compliqué que prévu. En fait, après la création de la géométrie en 3D figure (3.12), aucun type de maillage disponible sous "Gambit" n'a pu lui être appliqué. Donc, une révision de ces différents types de schémas s'est imposée et nous ne présentons que les points les plus essentiels.

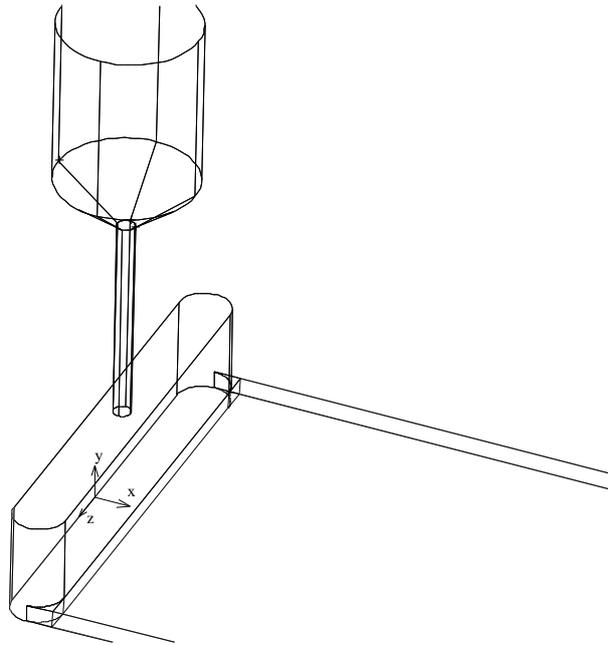


Figure 3.12. Géométrie du canal en trois dimensions.

- Schéma "Map": Sert à créer une grille régulière, structurée avec des éléments de maillage hexaédriques.
- Schéma "Submap": Divise un volume qui n'est pas "Mappable" en plusieurs régions "Mappables", pour créer une grille régulière, structurée avec des éléments de maillage hexaédriques.

- Schéma "Tet Primitive": Divise un volume à quatre faces en quatre régions hexaédriques, pour y appliquer un maillage de type "Map".
- Schéma "Cooper": Applique au volume le modèle de maillage d'une surface spécifiée par l'utilisateur comme "source" par balayage à travers tout le domaine.
- Schéma "Tet/Hybrid": Emploie, principalement des éléments de maillage tétraédriques, mais peut contenir des éléments hexaédriques, pyramidaux ou en forme de coin, là où c'est nécessaire.
- Schéma "Stairstep": Crée un volume à maillage hexaédrique régulier dont les facettes constitueront une forme approchée du volume original.
- Schéma "Hex Core": Crée un maillage dont le "cœur" à éléments hexaédriques réguliers est entouré par une succession de couches à éléments tétraédriques, pyramidaux ou en forme de coin.

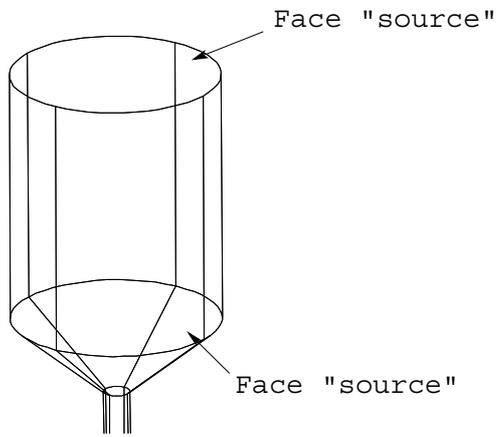
En ayant à l'esprit les spécificités de notre écoulement, ainsi que les recommandations et les restrictions déjà abordés pour le cas bidimensionnel, nous nous sommes orientés logiquement vers un maillage dont le schéma est du type "Cooper".

Le schéma "Cooper", de part sa conception, traite le volume considéré, comme étant constitué de un ou plusieurs cylindres logiques qui, chacun est constitué d'un "tonneau" (la surface latérale), coiffé par deux surfaces aux extrémités. Au commencement, le schéma "Cooper" applique un maillage de type "Map" ou "Submap" aux surfaces latérales (non-source) puis, il maille les surfaces sources avec des cellules hexaèdres qu'il projette ensuite à travers le volume figure (3.13).

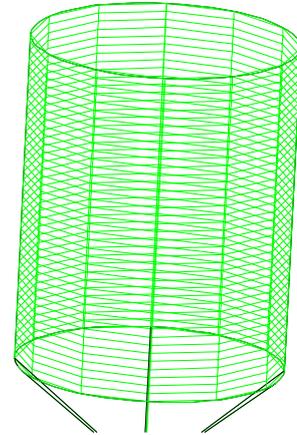
La génération de la grille a nécessité près de quarante cinq minutes. Au final nous avons obtenu 1.043.787 éléments, dont 1.774 éléments sont en forme de prisme, le reste étant des éléments hexaédriques.

Quelques vues du maillage final sont présentées sur la figure (3.14).

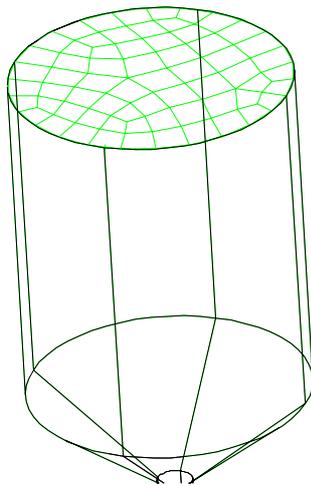
Le mailleur "Gambit" offre un outil permettant de vérifier et d'examiner le maillage et ses éléments constitutifs (faciaux en 2D ou volumiques en 3D) d'après plusieurs critères (rapport d'aspect, obliquité, dimensions, étirage ...etc.). Ce qui nous a permis de vérifier la qualité de notre maillage par rapport au critère le plus important, à savoir une obliquité inférieure à 0,98. Il s'est avéré que le domaine contenait 99,87% d'éléments dont l'obliquité est inférieure à 0,4, ce qui confère à notre maillage une excellente qualité.



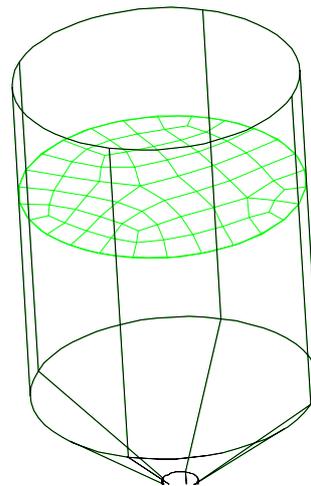
(a) Topologie



(b) Maillage latéral

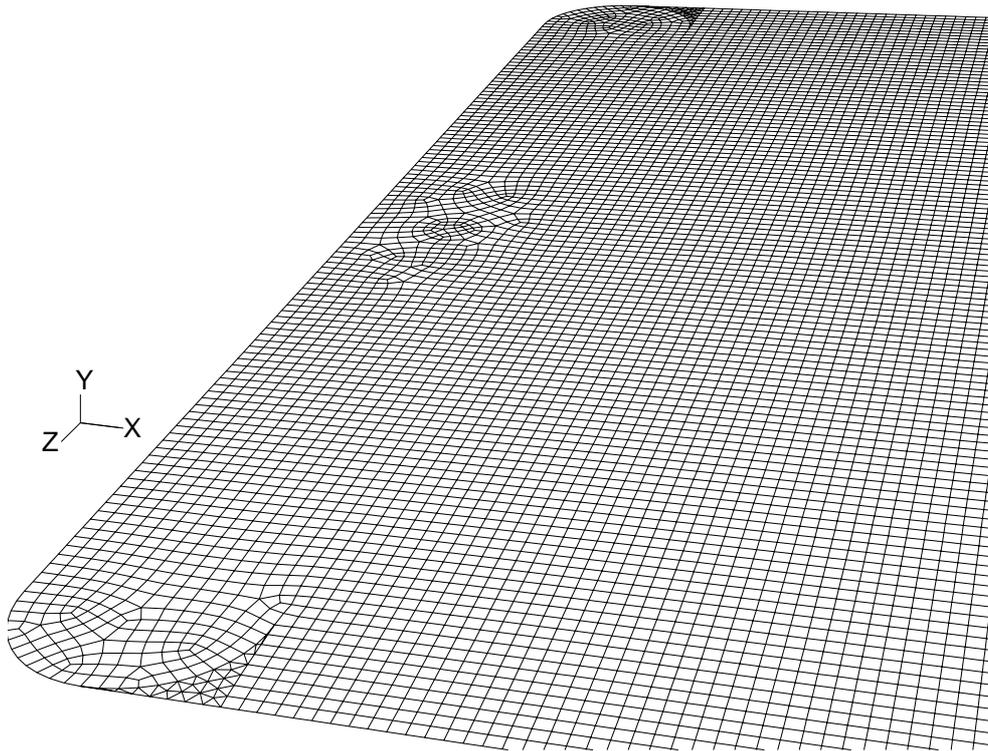


(c) Maillage source

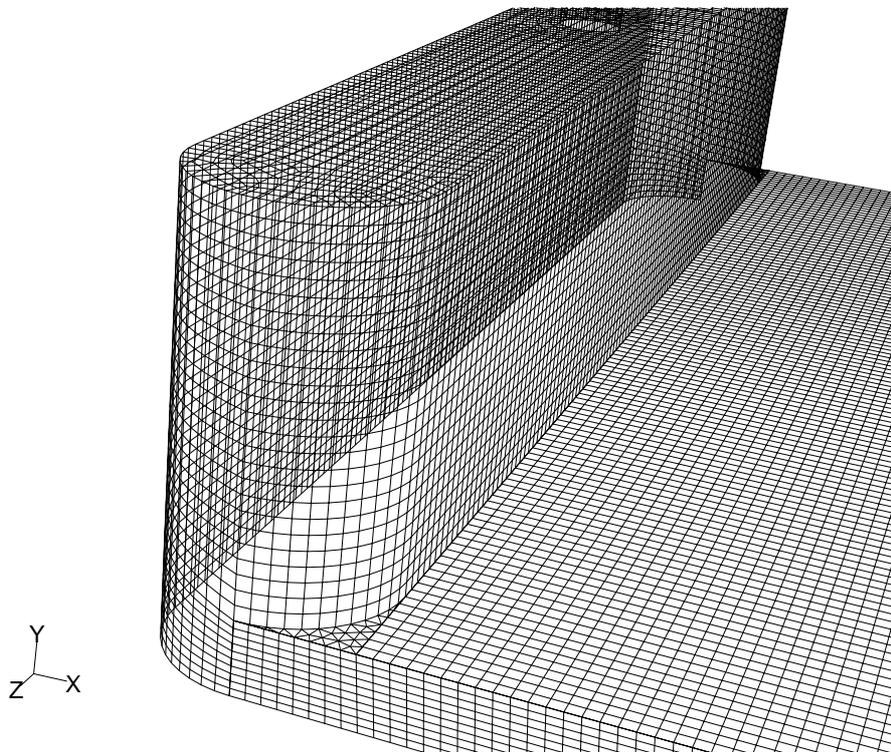


(d) Balayage du volume

Figure 3.13. Traitement du maillage avec le schéma Cooper.



(a) Maillage de la paroi inférieure du canal.



(b) Vue de côté du maillage du canal.

Figure 3.14. Vues du maillage en 3D du canal de 1 mm de hauteur.

Conclusion

A travers ce chapitre, on perçoit mieux les difficultés que l'on peut rencontrer lors de la modélisation numérique d'un problème en mécanique des fluides même très simple, que ce soit lors de la création de la géométrie, la génération du maillage, l'implémentation du problème sous "Fluent", le contrôle de la convergence et même le traitement des données de la simulation.

Par ailleurs, l'analyse des différents paramètres à régler qu'offre le logiciel "Fluent" nous a permis d'adopter la bonne méthode de résolution en passant par des choix judicieux qui ont été systématiquement justifiés.

Résultats et discussion

Introduction

Après avoir obtenu les bons réglages sous "Fluent", comme expliqué au chapitre précédent, on procèdera maintenant à l'analyse des résultats des simulations.

Pour exploiter les données en terme de coefficient de frottement, le code de calcul se base sur des valeurs de références consignées dans un panneau voué à cet effet, tel que la vitesse moyenne de l'écoulement, la profondeur du domaine (pour les cas 2D), la viscosité du fluide, ...etc.

Donc, on tire la vitesse axiale de l'écoulement à partir des courbes tracées après chaque simulation (ex. figures (4.1.) à (4.4)), ensuite, on calcule la vitesse moyenne de l'écoulement avec l'équation (2.5.) pour le régime laminaire et les équations (2.27) et (2.28) pour le régime turbulent. Puis, on introduit la valeur de cette vitesse moyenne ainsi que les conditions aux limites et les propriétés du fluide dans le panneau de référence de "Fluent" pour qu'il puisse calculer le C_f en utilisant l'équation (2.10.) Après cela on pourra tracer les courbes du coefficient de frottement (ex. figure 4.7.)

4.1. Cas bidimensionnel

Pendant les calculs en deux dimensions, "Fluent" avait requis en moyenne près de 56Mo de RAM¹. Les temps des calculs variaient entre quatre à cinq minutes pour 200 itérations. Sachant que l'on a six canaux de différentes hauteurs et une moyenne de près de 35 points de mesures pour chacun, ce qui nous donne plus de 217 simulations à mener.

¹ On rappelle que le nombre de cellules utilisées est compris entre 12.675 à 16.845 cellules.

4.1.1. Longueur d'établissement

En se rappelant que la longueur d'établissement de l'écoulement généralement admise dans la littérature, est de cinquante fois le diamètre hydraulique, pour notre cas, ce sera 100 fois la hauteur, donc une distance de 100 mm, pour le plus grand des canaux. Il est intéressant d'examiner la variation de la vitesse axiale de l'écoulement suivant la distance par rapport à l'entrée.

4.1.1.1. Cas du canal 1 mm

Sur la figure (4.1.), qui représente la vitesse axiale de l'écoulement dans le canal de 1 mm de hauteur, on voit bien que la vitesse axiale se stabilise aux alentours de 50 mm par rapport à l'entrée, ce qui est largement couvert par la corrélation $D_E = 50D_h$, M. White (2001). On retrouve aussi des longueurs d'établissement plus courtes pour le régime turbulent, ce qui est normal.

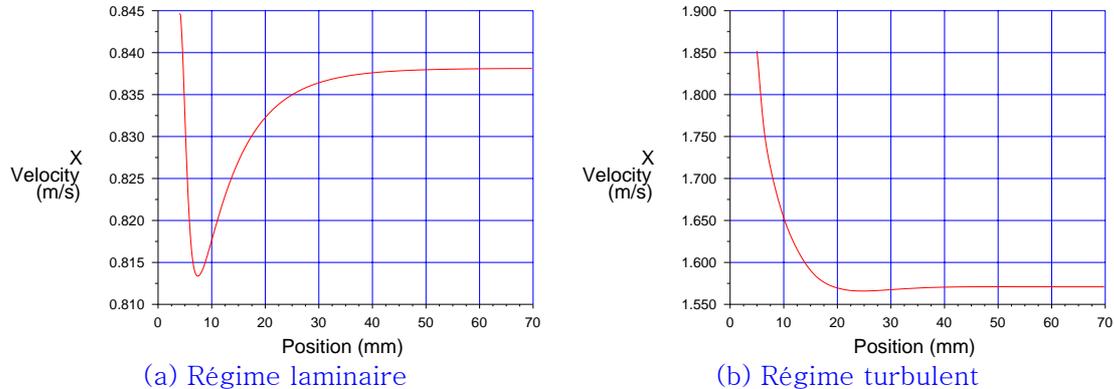


Figure 4.1. Variation de la vitesse axiale le long du canal de 1 mm de hauteur.

4.1.1.2. Cas du canal 50 μm

Les mêmes remarques s'appliquent au canal de 50 μm de hauteur figure 4.2.

Ce point est à vérifier systématiquement lors des expériences, pour éviter de prendre des mesures de pertes de pression avant l'établissement de l'écoulement.

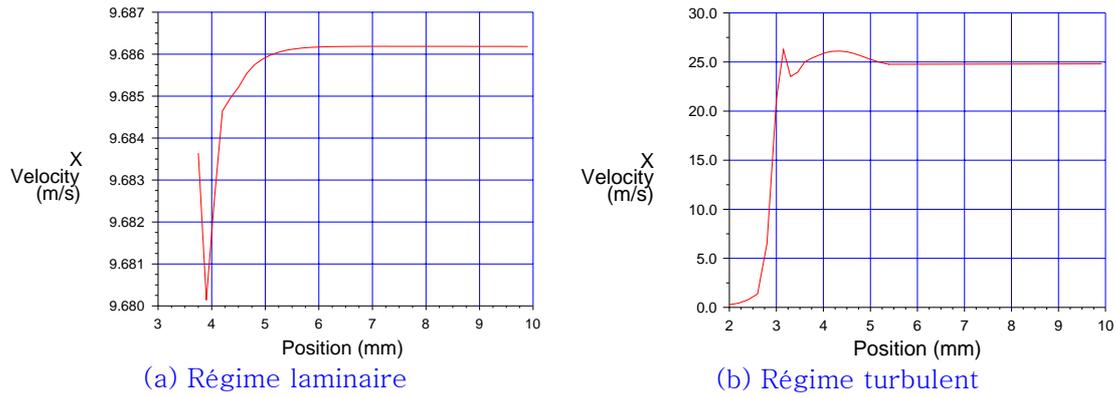


Figure 4.2. Variation de la vitesse axiale le long du canal de 50 μm de hauteur.

4.1.2. Profils des vitesses

4.1.2.1. Cas du canal 1 mm

Sur la figure (4.3.) nous représentons une comparaison entre les profils de vitesses pour les régimes d'écoulements laminaire et turbulent, établis par simulation, pour le canal de 1 mm de hauteur.

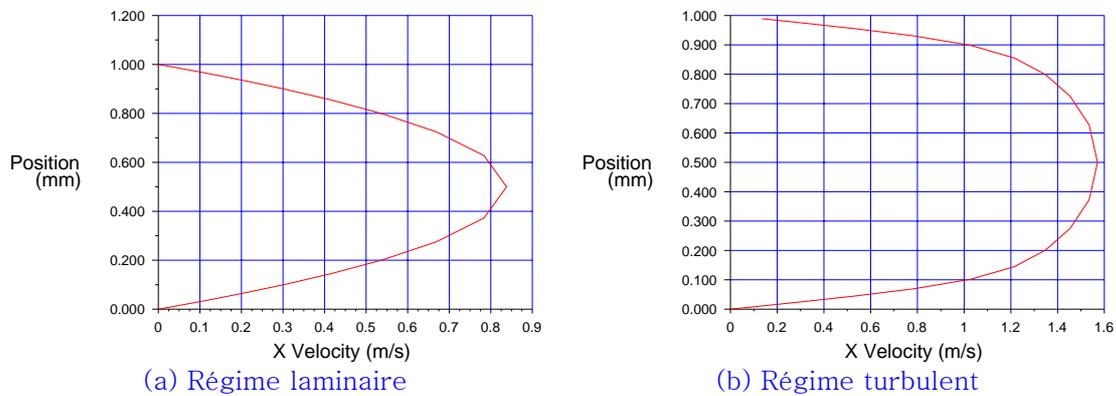


Figure 4.3. Profils des vitesses du canal de 1 mm de hauteur.

4.1.2.2. Cas du canal 50 μm

Le profil de vitesse lors d'un écoulement turbulent est naturellement aplati par rapport au profil laminaire, figure 4.4. Ceci s'explique par la nature fluctuante de la vitesse en régime turbulent, ce qui induit un échange de masse

tridimensionnel et rend les gradients de vitesse moins prononcés. Donc, une distribution des vitesses plus uniforme.

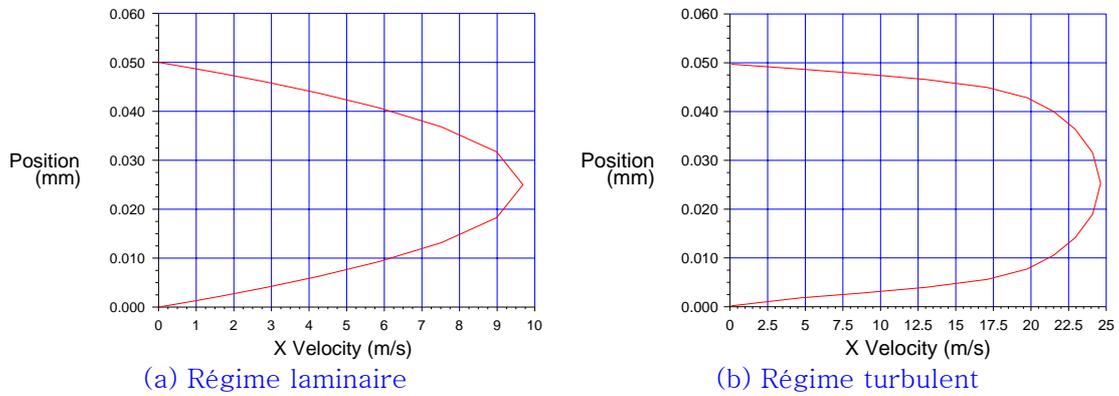


Figure 4.4. Profils des vitesses du canal de 50 μm de hauteur.

4.1.3. Chute de pression

4.1.3.1. Cas du canal 1 mm

Mis à part les perturbations dues à l'entrée et à la sortie, on retrouve bien une chute de pression linéaire, que ce soit pour l'écoulement laminaire ou pour l'écoulement turbulent.

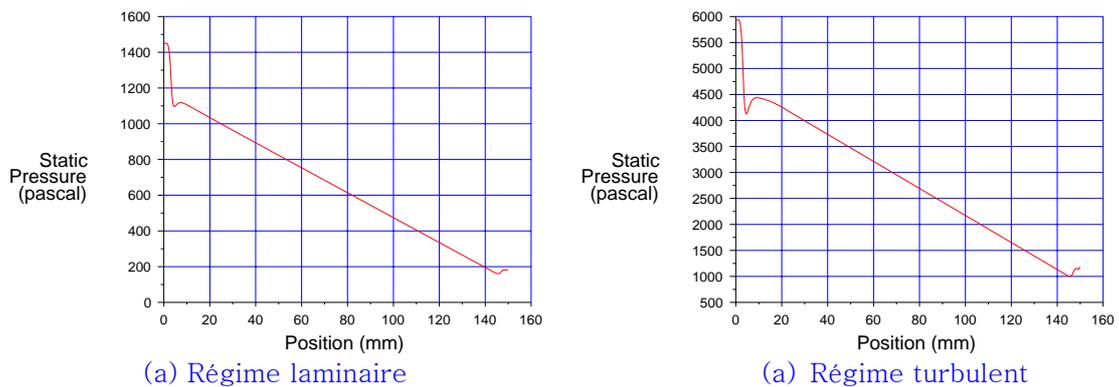


Figure 4.5. Chutes de pression le long du canal de 1 mm.

4.1.3.2. Cas du canal 50 μm

Les mêmes remarques s'appliquent au canal de 50 μm de hauteur figure 4.6.

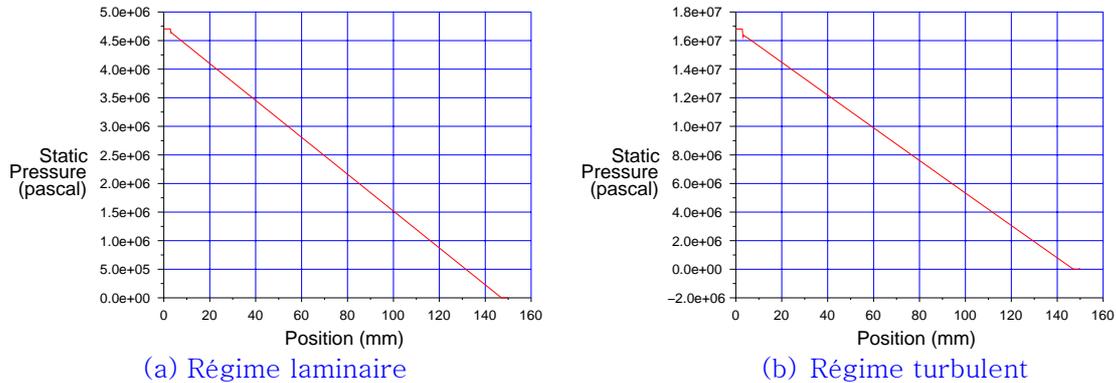


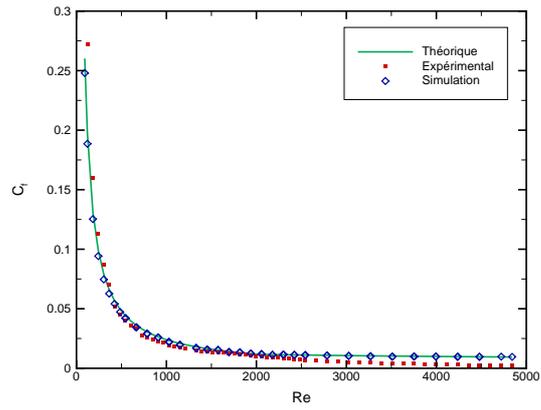
Figure 4.6. Chutes de pression le long du canal de 50 μm .

4.1.4. Coefficient de frottement

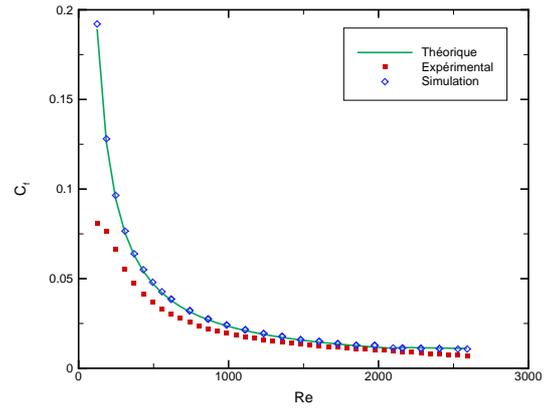
Nous rappelons les constats déjà faits lors de l'étude bibliographique en ce qui concerne la comparaison entre les coefficients de frottement théoriques et ceux tirés de l'expérience: En général le $C_{f\text{exp}}$ est en dessous du $C_{f\text{théo}}$. Aussi, la différence entre les valeurs théoriques et expérimentales augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et avec la diminution de la hauteur du canal, Hamami (2003).

Les courbes de la figure (4.7.) représentent la variation des coefficients de frottement théoriques, expérimentaux et simulés en fonction du nombre de Reynolds pour les six canaux testés, dont la hauteur varie de 50 μm à 1 mm.

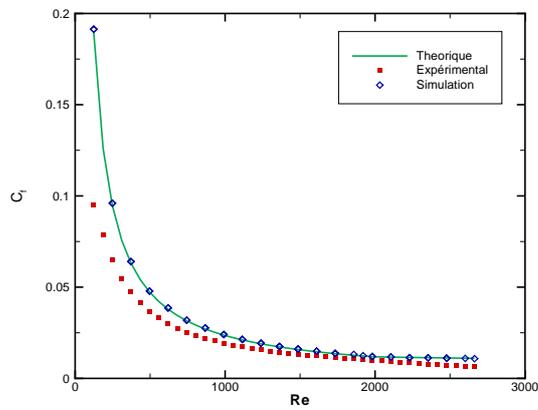
On remarque, que les résultats des simulations se superposent plus ou moins parfaitement sur les valeurs théoriques pour tous les canaux testés, sauf pour le plus petit d'entre eux, (50 μm de hauteur), qui présente quelques déviations vers la région turbulente.



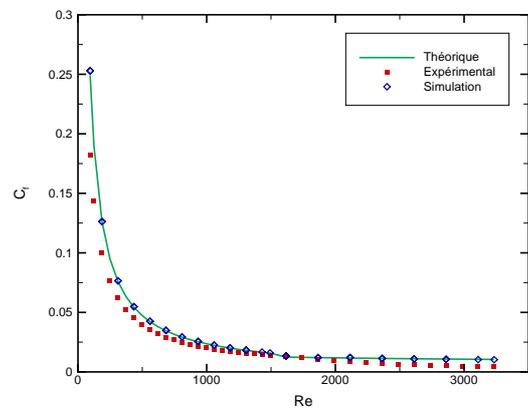
(a) canal de 1 mm de hauteur



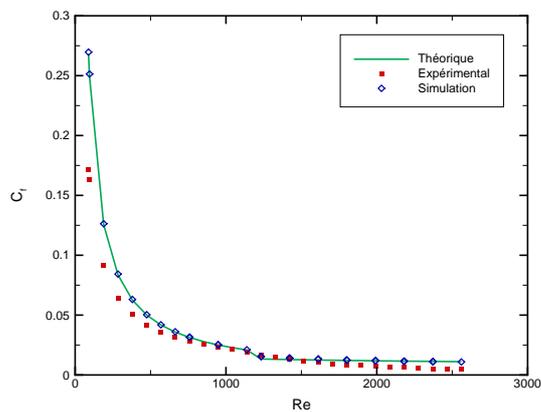
(b) canal de 0,5 mm de hauteur



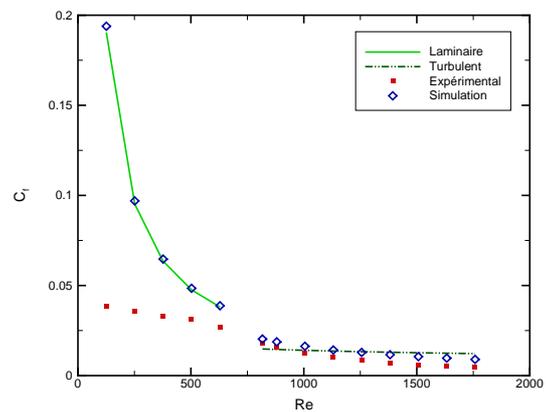
(c) canal de 0,4 mm de hauteur



(d) canal de 0,3 mm de hauteur



(e) canal de 0,2 mm de hauteur



(f) canal de 50 μm de hauteur

Figure 4.7. Variation du C_f en fonction du Re .

Cependant, la réduction des figures ne fait pas ressortir à leurs justes valeurs les différences entre les données théoriques, expérimentales et simulées du coefficient de frottement. Donc, nous avons tracé des courbes représentant ces écarts en pourcentage pour mieux les juger, figure (4.8).

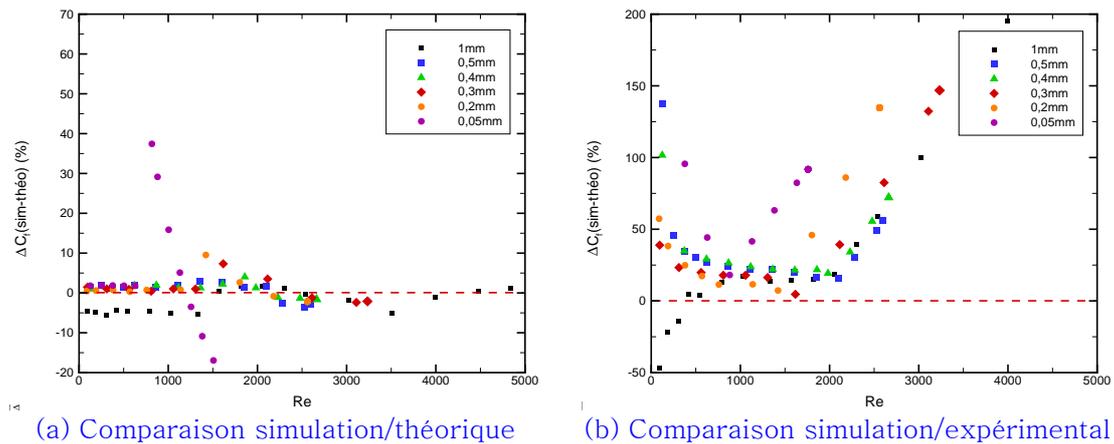


Figure 4.8. Ecart en % entre les données disponibles et la simulation.

La comparaison des résultats de la simulation aux valeurs théoriques montre bien le regroupement des données de la simulation autour des valeurs de référence figure (4.8.a). D'autre part, cette figure révèle que les différences sont minimales au niveau du régime laminaire et varient de 0,099% à 5,68%, pour les minicanaux. Les plus grands écarts notés dans cette région correspondent au minicanal de 1 mm et les plus petits correspondent au minicanal de 0,2 mm. Des perturbations minimales sont observées vers les régions de transitions pour divers canaux (0,5 mm – 0,4 mm – 0,3 mm et 0,2 mm). En fait, cette perturbation se manifeste par un accroissement de l'écart qui va décroître pour chuter en dessous des valeurs théoriques pour les plus grands nombres de Reynolds. Ceci est valable pour toutes les données des simulations, sauf ceux du minicanal de 1 mm qui se redressent aux alentours de $Re = 4500$. En ce qui concerne les résultats de la simulation du seul microcanal testé, en l'occurrence le 50 μm , ceux-ci suivent assez fidèlement les valeurs théoriques pour le régime laminaire avec un écart

maximal de 1,87%, tandis que cet écart s'agrandit dans la zone turbulente pour atteindre les 37,42%. Néanmoins, pour certaines valeurs de Re intermédiaires, la simulation prédit le C_f à moins de 5% près.

Globalement, la simulation avec le code de calcul "Fluent" surestime les valeurs de référence à bas nombres de Reynolds et sous estime ces valeurs à hauts nombres de Reynolds. Avec toutefois des exceptions pour le minicanal de 1 mm et le microcanal de 50 μm .

La figure (4.8.b) affiche des différences bien plus dispersées et étirées entre les résultats des simulations et l'expérimentation. Seules quelques valeurs simulées du coefficient de frottement tombent au dessous de la ligne de référence expérimentale. Le reste étant au dessus où la majorité des cas oscillent entre 0% et 25% d'écart pour les nombres de Reynolds compris entre 600 et 1600. Ceci n'étant pas vrai pour le microcanal de 50 μm , puisque la simulation s'approche au mieux des valeurs expérimentales à 14,07% au début de la zone de turbulence pour s'en éloigner jusqu'à 91,77% pour les plus grands nombres de Reynolds. Les résultats des simulations des autres minicanaux commencent à diverger vers un nombre de Reynolds de 2000, en suivant la même allure (ou même inclinaison), pour atteindre des valeurs d'écarts de plus de 200%. Ce qui est intéressant de voir, c'est l'évolution groupée des écarts de tous les minicanaux, sauf le 0,2 mm et le microcanal de 50 μm . Ces derniers adoptent un comportement différent, ce qui conforte un peu le raisonnement de Kandlikar (2002) et sa classification.

4.2. Cas tridimensionnel

Nous avons eu à conduire plus de 30 sessions de simulation pour le cas 3D du canal de 1 mm de hauteur, qui comprend 1.043.787 éléments. Ce nombre considérable d'éléments nous a posé des problèmes au niveau de la mémoire vive. Au début, la station de travail était équipée de 512Mo de RAM et une simulation en 3D pouvait durer jusqu'à une semaine. En fait, il nous a fallu

investir près de 1.500 Mo de RAM, (1,5 Go), pour faire tourner la machine aux limites de ses capacités. Le temps de calcul dépassait facilement cinq à six heures pour une moyenne de 1000 itérations.

Les tracés de la figure (4.9.) résument les différents résultats théoriques, expérimentaux et ceux des simulations en considérant le problème en deux dimensions et en trois dimensions, pour le minicanal de 1 mm de hauteur. On remarque que les résultats de la simulation 3D oscillent entre les courbes des résultats expérimentaux et théoriques, tantôt au dessus tantôt au dessous de l'une d'entre elles.

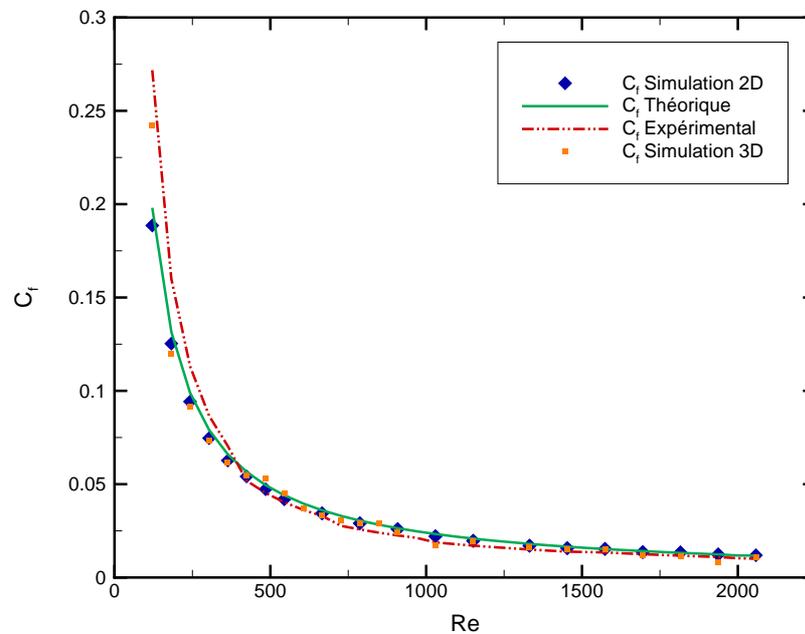


Figure 4.9. Comparaison des différents résultats du C_f pour le canal de 1 mm.

En examinant la figure (4.10.) on s'aperçoit que la majorité des simulations en 3D sous-estiment d'un côté, les valeurs théoriques en se positionnant à moins de 8% en milieu de gamme des nombres de Reynolds. De l'autre côté, elles surestiment les valeurs expérimentales. Ce que font aussi les simulations en 2D mais avec plus d'écart: plus de 21% pour certains cas et 13,38% en

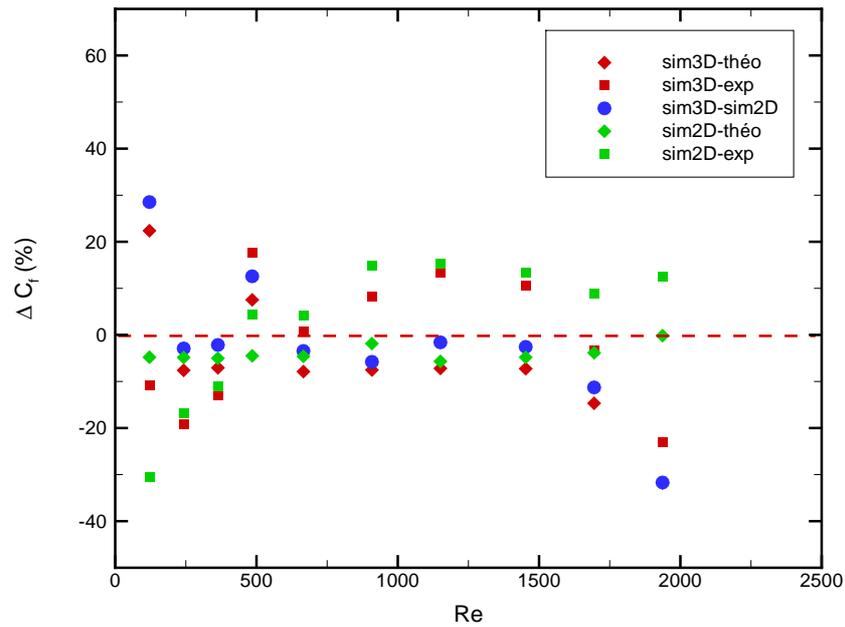


Figure 4.10. Comparaison globale des données du canal de 1 mm.

moyenne, alors que l'écart moyen avec l'expérimental n'est que de 11,48% pour les simulation en 3D, avec un maximum à 17,75%.

Mis à part les données à bas Re et à haut Re , ($200 \leq Re \leq 1200$), la différence entre les données des simulations en 3D et en 2D n'excèdent guère les 2%. Alors que cette différence s'élève à 8,6% pour la totalité de la gamme des Re .

Le tableau (4.1.) résume quelques données statistiques sur les simulations conduites en 2D et en 3D pour le canal de 1 mm de hauteur.

En résumé, nous avons enregistré les meilleures performances avec les simulations 2D en comparaison des données théoriques, avec un écart moyen de 3,93%, et les plus faibles résultats avec toujours les simulations 2D en comparaison des données expérimentales avec 13,38% d'écart moyen. Les simulations en 3D donnent de meilleurs résultats lors de la comparaison aux données expérimentales, avec une différence moyenne de 11,48%, alors, qu'elles se positionnent avec une précision moyenne par rapport aux résultats théoriques (8,62% en moyenne).

Comparaison	sim3D / théo	sim3D / exp	sim3D / sim2D	sim2D / théo	sim2D / exp
Ecart moyen (%)	8,621	11,483	8,604	3,939	13,382
Valeurs au dessous	85	45	75	85	25
Valeurs au dessus	15	55	25	15	75
Ecart positif Maximal (%)	22,36	13,35	28,52	1,71	18,7
Ecart positif Minimal (%)	1,92	0,63	0,44	0,44	4,12
Ecart négatif Maximal (%)	-31,8	-25,28	-31,69	-5,68	-30,61
Ecart négatif Minimal (%)	-3,07	-2,4	-2,15	-0,16	-11

Tableau 4.1. Données statistiques sur les simulations du canal de 1 mm.

Conclusion

L'exploitation des données de la simulation nous a permis de représenter la variation du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds. A première vue, les courbes tracées montraient une superposition entre la simulation et les valeurs théoriques. Alors que les tracés des écarts en pourcentage entre simulation-théorie et simulation-expérimental exhibaient mieux les différences.

Les plus grands écarts simulation-théorie ont été observés pour le microcanal de 50 μm , alors que les autres résultats des simulations pour les canaux restants sont très proches des valeurs théoriques. Pour les grands nombres de Reynolds, les résultats de la simulation restent en dessous des valeurs théoriques, sauf pour le cas du minicanal de 1 mm.

En ce qui concerne la comparaison simulation-expérimental, les écarts sont nettement plus grands et sont pratiquement positifs tous le temps. La gamme du nombre de Reynolds moyen correspond aux écarts minimaux, alors que la différence dépasse le double pour les grands nombres de Reynolds.

Le seul cas du canal de 1 mm qui a pu être simulé en 3D, nous a permis de comparer ses résultats avec la simulation en 2D, où les données du test 3D se sont avérées les plus proches aux résultats expérimentaux disponibles.

Globalement, la simulation numérique s'approche plutôt plus des résultats théoriques que des données expérimentales, qui dès le départ étaient en dessous des valeurs théoriques.

Conclusion générale

Les résultats épars publiés dans la littérature, en ce qui concerne les écoulements à petites échelles, ont conduit les scientifiques à se poser diverses questions et à remettre en cause plusieurs principes régissant les micro-écoulements. Alors, il a fallu non seulement avoir des données expérimentales sur le sujet, mais aussi essayer de simuler ces écoulements et comparer le tout pour, peut être, en tirer les principes de comportement.

Ce travail de simulation des écoulements dans les minicanaux et les microcanaux a été dicté par le besoin d'une part, de comprendre les mécanismes qui régissent ces écoulements, et d'autre part, la possession de données expérimentales qui serviront de référence aux résultats du calcul numérique. Sans oublier notre but principal qui est la maîtrise du puissant code de calcul "Fluent".

L'étape d'apprentissage du code de calcul nous avait pris un temps considérable vu la multitude des réglages disponibles sous le logiciel, ainsi que la base théorique elle-même des différents paramètres à ajuster. Entre temps, nous avons fait plusieurs "fausses routes" sur la géométrie, le maillage, les conditions aux limites et les valeurs de référence de "Fluent".

Après cela, nous nous sommes attelés à démontrer l'indépendance de la solution calculée par rapport à la résolution du maillage, puis la convenance des modèles de turbulence, ainsi que la sensibilité de la solution à plusieurs paramètres tels que le critère de convergence ou l'intensité de la turbulence, et ce pour les six canaux testés. A ce propos, l'indépendance de la solution a été obtenue avec 20 cellules par hauteur de canal, sauf pour le microcanal de 50 μm qui en a nécessité 16. Les modèles de turbulence qui se sont rapprochés le plus des données théoriques et expérimentales sont le modèle Spalart-Allmaras et le modèle $\kappa - \omega$ SST, avec un avantage au dernier modèle pour le microcanal de 50 μm .

Les résultats du coefficient de frottement simulé se sont superposés grossièrement sur les valeurs théoriques, surtout en région laminaire où l'écart

ne dépasse guère quelques pour cent et sont imputés au minicanal de 1 mm. Globalement, les écarts sont positifs pour les bas nombres de Reynolds, $C_f(sim) > C_f(théo)$ et négatifs pour les hauts nombres de Reynolds. Les résultats de la simulation du canal de 50 μm présentent les plus grandes déviations en régime turbulent.

Les écarts sont plus larges en ce qui concerne la comparaison simulation-expérimental et sont majoritairement positifs, ce qui veut dire que les données expérimentales restent en général en dessous de la simulation. En outre, nous avons noté une évolution groupée des écarts de tous les minicanaux, sauf le 0,2 mm et le microcanal de 50 μm . Ces derniers adoptent un comportement différent, ce qui conforte un peu le raisonnement de Kandlikar (2002) et sa classification.

Malgré les difficultés matérielles, un cas de simulation en 3D du canal de 1 mm a été rapporté. La comparaison avec la simulation 2D a révélé la supériorité du cas 3D pour la prédiction des résultats expérimentaux.

Enfin, nous dirons que ce travail nous a permis de maîtriser, surtout pour les écoulements confinés, un code de calcul plus qu'utile et d'entrevoir les immenses possibilités qu'il offre aux ingénieurs et aux industriels pour faire des recherches à moindres coûts.

Références

Références

- [1] Anduz M., "Etude expérimentale et numérique de micro-écoulements liquides dans les systèmes fluidiques", pp.35, Thèse de Doctorat, INSAToulouse, (2000). 23
- [2] Batchelor G. K., "An introduction to fluid dynamics", pp. 1-6, Cambridge University Press, (1967). 13
- [3] Bricard A., "Ecoulement et transfert de chaleur dans les microcanaux et dans les microcaloducs", Centre d'études nucléaires de Grenoble, STI/LASP 95.01, (1995). 2
- [4] Choi S.B., Barron R.F., Warrington R.O., "Fluid flow and heat transfer in microtubes", In Micromechanical Sensors, Actuators and Systems (Edited by D. Cho et al.) ASME DSC 32, (1991), pp. 123-134. 8,10,22
- [5] Choudhury D., "Introduction to the Renormalization Group Method and Turbulence Modeling", Fluent Inc. Technical Memorandum TM-107, (1993). 31
- [6] Cuta J.M., McDonald C.E., Shekarriz A., "Forced Convection Heat Transfer in Parallel Channel Array Microchannel Heat Exchanger" Advances in Energy Efficiency, Heat and Mass Transfer Enhancement, ASME PID-Vol. 2/HTD- Vol. 338, (1996), pp. 17-22. 8, 10, 19
- [7] Debray, F., Franc, J-P.et al. "Mesure des coefficients de transfert thermique par convection forcée en mini-canaux", Mec. Ind. 2, (2001), pp. 443-454. 10
- [8] "Fluent 6.1. User's Guide", Fluent inc., February 2003. 29, 28, 33
- [9] "Gambit Modeling Guide", Fluent inc., May 2000. 45
- [10] Gibson M. M., and Launder B. E., "Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer", J. Fluid Mech., 86, (1978), pp. 491-511. 34
- [11] Gradeck M., "Structure de l'écoulement diphasique gaz-liquide dans les échangeurs à plaques corruguées" Thèse de Doctorat, INPL Nancy, (1996). 44
- [12] Hamami A., "Contribution à l'étude des lois de frottement dans des minicanaux et des microcanaux", Rapport de stage de DEA, INPL Nancy, (2003). 75

- [13] "Handbook of Chemistry and Physics", CRC Press (1976). 44
- [14] Harley J.C., Huang Y., Bau H. H. and Zemel J. N., "Gas flow in microchannels", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 284, (1995), pp. 257-274. 8, 19, 20
- [15] Jiang X.N., Zhou Z.Y., Yao J., Li Y., Ye X.Y., "Micro fluid flow in microchannel", Proc. Transducers '95, Stockholm, Sweden, June 25-29, (1995), pp. 317-320. 6, 7, 22
- [16] Kandlikar S.G., "Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels", Experimental Thermal and Fluid Science, N°26, (2002), pp. 389-407. 3, 78, 84
- [17] Koplik J., Banavar J. R., Willemsen J. F., "Molecular dynamics of fluid flow at solid surfaces", Phys. Fluid, Vol. 5, , (1989), pp. 781-794. 13
- [18] Mala G.M., Li D., Dale J.D., "Heat transfer and fluid flow in microchannels", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 40, N°13, (1997), pp. 3079-3088. 11,12
- [19] Mala G.M., Yang C., Li D., "Electrical double layer potential distribution in a rectangular microchannel", Colloids and Surfaces, A. 135, (1998), pp. 109-116. 11, 12, 19, 22
- [20] Launder B. E., "Second-Moment Closure: Present... and Future?", Inter. J. Heat Fluid Flow, Vol. 10, N°4, (1989), pp. 282-300. 34
- [21] Launder B. E., Reece G. J., and Rodi W., "Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure", J. Fluid Mech., Vol. 68, N°3, (1975), pp. 537-566. 34
- [22] Launder B. E., and Spalding D. B., "Lectures in Mathematical Models of Turbulence", Academic Press, London, England, (1972). 30
- [23] Menter F. R. "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications", AIAA Journal, Vol. 32, N°8, August (1994), pp. 1598-1605. 33
- [24] Papautsky I., Brazzle J., Ameel T., Frazier B., "Laminar fluid behaviour in microchannels using micropolar fluid theory", Sensors and Actuators, N°73, (1999), pp. 101-108. 10, 22
- [25] Peng X.F., Peterson G.P., "Frictional flow characteristics of water flowing through rectangular microchannels", Experimental Heat Transfer, N°7, (1994), pp. 249-264. 8, 9, 19

- [26] Peng X.F., Peterson G.P., "Convective heat transfer and flow friction for water in microchannel structures", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, N° 12, (1996), pp. 2599–2608. 2, 8, 20, 21
- [27] Pfahler J., Harley J., Bau H., "Liquid transport in micron and submicron channels", Sensor and actuators 21–23, (1990), pp. 431–434. 22
- [28] Pfahler J., Harley J., Bau H., Zemel J. "Gaz and liquid flow in small channels", Proc. ASME Micromech. Sensors, Actuators, Systems DSC 32, (1991), pp. 49–60. 8, 10, 22
- [29] Pfund D., Rector D., Shekarriz A., Popescu A., Welty J., "Pressure drop measurements in a microchannel", Fluid Mechanics and Transport Phenomena, AIChE Journal Vol.46, N°8, (2000), pp. 1496–1507. 6, 7, 20
- [30] Sabry M. N., "scale effects on fluid flow and heat transfer in microchannels" in: Proceedings of Thermics IV, Rome., (1999), pp. 193–198. 22
- [31] Shah R.K., London A.L., "Laminar flow forced convection in ducts", New York Academic Press, (1978). 20, 27
- [32] Shih T.H., Liou W. W., Shabbir A., Yang Z., and Zhu J., "A New $\kappa-\varepsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows – Model Development and Validation", Computers Fluids, Vol. 24, N°3, (1995), pp. 227–238. 32
- [33] Spalart P, and Allmaras S., "A one-equation turbulence model for aerodynamic flows", Technical Report AIAA-92-0439, American Institute of Aeronautics and Astronautics, (1992). 30
- [34] Tardu S., "The electric double layer effect on the microchannel flow stability and heat transfer", Superlattices and Microstructures, N°35, (2004), pp. 513–529. 12
- [35] Tuckermann, D.B., Pease, R.F., "High performance heat sinking for VLSI", IEEE Electron Dev. Lett. EDL, Vol. 2, N°5, (1981), pp. 126–129. 2, 6
- [36] Versteeg H.K., Malalasekera W., "An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method", Longman Scientific & Technical, (1995). 28, 51
- [37] White M, "Fluid Mechanics" Fourth Edition, Mc Graw–Hill, (2001) 28, 35, 72

- [38] Wilcox D. C., "Turbulence Modeling for CFD", DCW Industries, Inc., La Canada, California, (1998). 32
- [39] Wilding P., Shoffner M.A., L.J. Kircka L.J, "Manipulation and flow of biological fluids in straight channels micromachined in silicon", Clin. Chem. N°40, (1994), pp. 43-47. 6, 22
- [40] Wu P., Little W.A., "Measurement of friction factors for the flow of gases in very fine channels used for microminiature Joule-Thomson refrigerators", Cryogenics, N°5, (1983), pp. 273-277. 6, 22
- [41] Yakhot V., Orszag S. A. "Renormalization Group Analysis of Turbulence: I. Basic Theory." Journal of Scientific Computing, Vol. 1, N°1, (1986), pp. 1-51. 31
- [42] Yang C.Y., Webb R.L., "Friction pressure drop of R-12 in small hydraulic diameter extruded aluminum tubes with and without micro-fins", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, N°4, (1996), pp. 801-809 7
- [43] Yu D., Warrington R., Barron R., Ameer T., "An experimental and theoretical investigation of fluid flow and heat transfer in microtubes", Proc. 4th ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conf, (1995). 8, 10, 19, 22

Abstract- The microtechnologies become extensive in our daily life. Consequently, new challenges arise, in which the understanding of the flows in minichannels and microchannels. These ones present high performances for MEMS cooling. However, research in this field revealed that the behavior of flow in microchannels was different from classical results. That it is for transition Reynolds number or for friction factor.

The present work reports a numerical simulation results of water flow in minichannels having hydraulic diameters of 0.099–1.923 mm. The Reynolds numbers were between 94 and 4912. The simulations were carried out using the FLUENT CFD software, which is based on the Finite Volume Method. These results are compared to experimental data resulting from tests performed during the research training course of Master's Degree accomplished at LEMTA Laboratory, Nancy France.

Résumé- Les microtechnologies prennent de l'ampleur dans notre quotidien. En conséquence de nouveaux défis se posent à nous, dont la compréhension des écoulements dans les minicanaux et les microcanaux. Ceux-ci présentent de hautes performances dans le refroidissement des composants. Cependant, les recherches dans ce domaine ont révélé un comportement de l'écoulement dans les microcanaux différents des résultats classiques, que ce soit pour le nombre de Reynolds de transition ou pour le coefficient de frottement.

Dans le présent travail on reporte les résultats de simulations numériques effectuées avec le code de calcul FLUENT, qui est basé sur la méthode des volumes finis, de l'écoulement de l'eau à travers des minicanaux dont le diamètre hydraulique varie de 99 μm à 1,923 mm. Le nombre de Reynolds est compris entre 94 et 4912. Ces résultats sont comparés aux données expérimentales issues des manipulations effectuées lors du stage de recherche du DEA accompli au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée à Nancy, France.

