

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Mécanique

Spécialité: Energétique

THÈME

**ETUDE NUMERIQUE DU COMPORTEMENT D'UN
FLUIDE NON NEWTONIEN DANS UNE CODUTE
RECTANGULAIRE AVEC CONTRACTION BRUSQUE**

Préparé par:

M^{elle} CHAALEL OUADIA NOUR

M^{elle} LOUMANI KHEIRA

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Lieu d'exercice	Qualité
M _r K.CHAIB	MAA	UIK Tiaret	Président
M _{me} H.GUITTOUNE	MAGISTER	UIK Tiaret	Examinateur
M _r A.KARAS	MCA	UIK Tiaret	Encadreur

PROMOTION 2016 /2017

REMERCIEMENT

C'est avec un immense plaisir que nous présentons nos vifs remerciements à l'endroit de Monsieur KARAS Abdelkader....., notre encadreur qui n'a ménagé aucun effort durant toute la période de la préparation de notre mémoire.

Nos remerciements vont également à l'endroit du personnel du département Génie mécanique et de l'ensemble du corps professoral qui nous a suivies tout au long de notre parcours du « master »

Toute notre gratitude à nos chers parents pour leur soutien moral et matériel et qui n'ont cessé de nous accompagner durant toute notre scolarité dans l'objectif de notre réussite.

Nous tenons également à remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce mémoire.

Nous remercions ALLAH le tout puissant qui nous a guidées dans l'accomplissement de notre parcours universitaire.



Dédicace

Je dédie ce mémoire, à

Mes très chère parents en gratitude spécialement (mon père et ma mère) de tout ce qu'ils ont fait pour moi ; par leur soutiens moral et économique.

Mes sœurs et mon frère

A ma famille

Mes amis et mes collègues

Mon binôme kheira

Et à tous ceux et toutes celles

qui m'ont accompagné et soutenu Durant cette année

CHAALEL WADIAA NOUR



Dédicace

Je dédie ce mémoire

A mes chers parents ma mère et mon père pour leur patience, leur amour, leur soutien et leur encouragements

A mes chers frères et sœurs

A ma famille

A mes amis et en particulier Hafsa, Karima, Fatiha

A mon binôme Wadiaa

A tous mes collègues de la promo 2017 Sans oublier tout mes enseignants

A tous ceux qui nous ont aidé et nous ont connus de loin ou de près

IOUMANI KHEIRA

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE 01 : NOTIONS DE RHEOLOGIE DES FLUIDES.

FIGURE I.1 : Expérience de la plaque mobile.....	4
FIGURE I.2 : Force s'exerçant sur une lame liquide.....	7
FIGURE I.3 : Diagrammes caractéristiques des fluides newtoniens [3].....	8
FIGURE I.4 : Rhéogramme d'un fluide rhéofluidifiant en loi de puissance [1 et 2].....	9
FIGURE I.5 : Comportement d'un fluide épaisissant.....	10
FIGURE I.6 : Comportement d'un fluide Bingham.....	11
FIGURE I.7 : Comportement d'un fluide de casson.....	11
FIGURE I.8 : Rhéogramme d'un fluide de Herchel-Bukley	12
FIGURE I.9 : Rhéogramme d'un fluide non newtonien dépendant du temps [3].....	12
FIGURE I.10 : Fluide anti-thixotrope : (a) Au repos ; (b) Après une forte agitation [3].....	13
FIGURE I.11 : Relaxation d'un corps viscoélastique [3].....	14

CHAPITRE 02 : ANALYSE THEORIQUE ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

FIGURE II.1: un élargissement brusque.....	21
FIGURE II.2: un rétrécissement brusque.....	22
FIGURE II.3 : La région d'entrée de conduits.....	23
FIGURE II.4 : Profil de vitesse dans une couche limite.....	25

CHAPITRE 03 : METHODES NUMERIQUES ET PRESENTATION DU CODE FLUENT

FIGURE III.1. Volume de contrôle bidimensionnel.....	31
FIGURE III-2: Structure de base du programme.....	36

CHAPITRE 04 : RESULTATS NUMERIQUES, VALIDATION ET DISCUSSION.

FIGURE IV. 1 : Schéma d'un Conduite rectangulaire avec une contraction brusque4:1 ...	44
FIGURE IV. 2 : Courbe résiduel.....	45
FIGURE IV.3 : Comparaison de la titre variation de la vitesse entre notre résultat et celui [M. Mahfoud et S. Benhadid].....	45
FIGURE IV. 4 : Les différentes sections choisies.....	46
FIGURE IV. 5 : Contour de pression dynamique [Pa].....	46
FIGURE IV. 6 : Profil de la pression dynamique suivant X[pa].....	47
FIGURE IV. 7 : Profil de la vitesse résultante suivant X [m/s].....	47
FIGURE IV. 8 : Contour de la vitesse suivant X [m/s].....	48
FIGURE IV.9 Profil de vitesse suivant X	48

LISTE DES TABLEAUX

CHAPITRE 01 : NOTIONS DE RHEOLOGIE DES FLUIDES

Tableau I.1 : Quelques valeurs de la viscosité de substances usuelles à température ambiante.....	5
--	---

CHAPITRE 02 : ÉTUDE THEORIQUE ET ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

Tableau II.1 : le coefficient dû au rétrécissement brusque K	22
---	----

CHAPITRE 03 : METHODES NUMERIQUES ET PRESENTATION DU CODE FLUENT

Tableau III.1. Récapitulatif des équations régissant l'écoulement.....	35
---	----

Tableau III.2. Les différentes formes de maillage.....	37
---	----

Tableau III.3. Description des types de maillages des faces.....	37
---	----

CHAPITRE 04 : RESULTATS NUMERIQUES, VALIDATION ET DISCUSSION

Tableau IV. 1: Dimensions géométriques.....	44
--	----

NOMENCLATURE

1. Lettres latins

A	Aire	[m ²]
C	Terme de convection	-
D	Diamètre du tube	[mm]
Dw	Terme de diffusion	-
e	Epaisseur	[m]
E	Module de l'élasticité	[Pa]
$F = -\eta S \frac{dv}{dz}$	La force de frottement	[N]
$F = \frac{V}{(gd_m)^{1/2}}$	Nombre de Froude	-
g	La pesanteur	[m/s ²]
H	La hauteur de la section amont	[mm]
H	La hauteur de la section aval	[mm]
K	indice de consistance	[Pa.s ⁿ]
L	La longueur	[mm]
n	indice de comportement	-
P	La pression	[Pa]
Qv	le débit volumique	[m ³ /s]
R	Rayon	[mm]
Re	Le nombre de Reynolds	-
Re_g	Nombre de Reynolds généralisé	
S	Rapport de contraction	
S_c	Rapport de contraction critique	
S_p	Coefficient de ϕ_p dans l'expression du terme source linéarisé	[Pa]
S_w	Terme source (la source de Φ par unité de volume)	-

U_x, U_y	: Composantes de la vitesse suivant x et y respectivement	[m ² /s]
dS	La surface unitaire	[m ²]
S	Terme de source	-
T	Le temps	[s]
e_l	Température	[K]

2. Les lettres grecques

	Facteur de sous relaxation	-
	La déformation du cisaillement	-
$\dot{\gamma}$	Vitesse de cisaillement.	[s ⁻¹]
	Masse volumique du fluide	[Kg.m ⁻³]
	Viscosité dynamique	[kg/m.s]
ρ	Viscosité plastique	[Kg/m.s]
η	Viscosité relative	[Kg/m.s]
η_s	Viscosité dynamique du solvant	[Kg/m.s]
η_{sp}	Viscosité spécifique	[Kg/m.s]
η_0	Viscosité du fluide à cisaillement nul	
	Viscosité du fluide à cisaillement infini	
θ , teta	Angle de convergence	[rad]
	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
	Viscosité cinématique	[m ² .s ⁻¹]
	Contrainte de cisaillement	[Pa]
τ_c	Contrainte seuil d'écoulement	[Pa]
ϕ	Concentration volumique maximale	
	Coefficient de diffusion	
D	Coefficient de diffusion de la grandeur	

3. Indices

i, j : i et j composantes.

e, w, n, s : Évalué sur la face correspondante du volume de contrôle entourant le point P.

E, W, N, S : Évalué sur le point correspondant entourant le point P.

4. Abréviations

2D : Bidimensionnel

3D : Tridimensionnel

CFD : Computational Fluid Dynamics

PISO : Pressure-Implicit with Splitting of Operators

QUICK : Quadratic Upwind Interpolation for Convection Kinematics

SIMPLE : Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations

SIMPLEC : Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent

DAO : Dessin Assisté par Ordinateur

PRESTO : Pressure Staggering Option

VC : Volume de contrôle

SOMMAIRE

Remerciement

Dédicace

Liste des Figures

Liste des Tableaux

Nomenclature

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE 1

CHAPITRE I : NOTIONS GENERALE SUR LA RHEOLOGIE

I.1 INTRODUCTION SUR LA REOLOGIE 3

I.1.1. Définition 3

I.1.1. différentes propriétés étudiées par la rhéologie 3

I.1.2. Notions viscosité 4

I.1.3.1. Définition de la viscosité 4

I.1.3.1. aviscosité dynamique – Loi de Newton 4

I.1.3.1. aviscosité cinématique 5

I.1.3.1. cViscosité utilisée dans l'étude des solutions 5

I.1.3. Equation d'état de la rhéologie	6
I.2. NOTIONS ELEMENTAIRES.....	6
I.2.1. Contrainte de cisaillement	6
I.2.2. La déformation et la vitesse de cisaillement.....	7
I.3. COMPORTEMENTS RHEOLOGIQUES DES FLUIDES	8
I.3.1.Fluides Newtoniens	8
I.3.2.Cavité fluides non Newtoniens	8
I.3.2.1 Fluides non newtoniens indépendants du temps (sans hystérésis)	8
<i>I.3.2.1.1 Fluides rhéofluidifiants ou pseudo plastiques</i>	9
<i>I.3.2.1.2 Fluides rhéoépaississants</i>	10
<i>I.3.2.1.3 Fluides plastiques</i>	11
I.3.2.2 Fluides non newtoniens dépendants du temps (avec hystérésis).....	12
<i>I.3.2.2.1 Fluides thixotropique</i>	13
<i>I.3.2.2.2 Fluides anti- thixotropiques</i>	13
I.3.3 les fluides viscoélastiques	13
I.4.CONCLUSION.....	14

CHAPITRE II : ANALYSE THEORIQUE ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

II.1. INTRODUCTION.....	15
I.2. NOTIONS FONDAMENTALES	15
II.2.1. Ecoulement Compressible et Incompressible	15
II.2.2. Régimes permanents ou stationnaires	15
II.2.3 Ecoulement laminaire et turbulent	15
II.2.4. Ecoulement uniforme ou non uniforme	16
II.2.5. Ecoulement à surface libre (en canal ou en conduite)	16
II.2.6. Ecoulement fluvial ou torrentiel	16
II.3. NOMBRE DE REYNOLDS GENERALISE.....	17
II.4. EQUATIONS FONDAMENTALES DE LA DYNAMIQUE DES FLUIDES.....	17
II.4.1. Equation de Continuité.....	17
II.4.2. Equation de quantité de mouvement	17
II.4.3. Equation de conservation de l'énergie	18
II.4.4. Equation Générale d'Ecoulement ou Equation de Bernoulli	18
II.4.4.1.Fluides Parfaits (non visqueux)	18

I.4.4.2.Fluides réels (visqueux).....	18
II.3. LES PERTES DE CHARGE.....	19
II.4.1. Les pertes de charge linéaire	19
II.5.2. les pertes de charge singulières	19
<i>II.5.1.a. Cas d'un élargissement brusque</i>	<i>21</i>
<i>II.5.2. b. Cas d'un rétrécissement brusque de la section d'écoulement</i>	<i>21</i>
II.6. Profile des vitesses dans un écoulement laminaire	22
II.7. EQUATION D'ECOULEMENT D'UN FLUIDE DE BINGHAM	23
II.8. ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE	24
II.3. CONCLUSION	26

CHAPITRE III: METHODE NUMERIQUE ET PRESENTATION DU CODE FLUENT

III.1.INTRODUCTION	29
III.2.Méthodes numériques	29
III.2.1.Méthodes principales de discrétisation	29
III.2.1.1.Différences finie.....	30
III.2.1.2.Eléments finis.....	30

III.2.1.3. Volumes finis	30
III.2.2. Principes des codes CFD.....	34
III.3. PRESENTATION DU CODE DE CALCUL.....	35
III.3.1. Différentes étapes à suivre pour la modélisation numérique par fluent.....	35
III. 3.2. Présentation de GAMBIT	36
III. 3.2.1. Choix du maillage	36
III. 3.2. Présentation de code FLUENT	38
III. .3.3. Choix des paramètres de FLUEN	39
III.3.3.1. Procédure sous FLUENT	39
III.3.3.2. Simple précision ou double précision	39
III.3.3.3. Choix de la formulation du solveur.....	39
III.3.3.4. Schémas de discrétisation	40
III. 3.3.5. Choix du schéma d'interpolation de la pression.....	40
III. 3.3.6. Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse.....	41
III. 3.4. Forme linéaire de l'équation discrétise.....	41
III.3.5. Sous relaxation.....	42

III.3.6. Conditions aux limites	42
III.4. CONCLUSION.....	43

CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSION

IV.1.INTRODUCTION	44
IV.2. DOMAINE D'ETUDE (GEOMETRIE)	44
IV.3. COURBE RESIDUAL	44
IV.4. VALIDATION DES RESULTATS	45
IV.5. ANALYSE DES RESULTATS.....	46
IV.5.1. Contour de pression dynamique	46
IV.5.2. Courbe de la pression dynamique.....	47
IV.5.3. Contour de la vitesse résultante	47
IV.5.4. Courbe de la vitesserésultante.....	48
IV.5.5. Contour de la vitesse suivant x	48
IV.5.6. Courbe de la vitesse suivant x	49
IV.12.CONCLUSION.....	49

Annexe

CONCLUSION GENERALE

BIBLIOGRAPHIE & WEBOGRAPHIE

Résumé

Le dimensionnement des échangeurs de chaleur à plaques et des conduites de transport, utilisant les produits industriels et agro-alimentaires non newtoniens, nécessite une plus grande connaissance du comportement d'un fluide dans les différentes parties du processus industriel surtout au passage d'une singularité (ex. contraction brusque). [7]

L'écoulement à travers des contractions brusques a été souvent utilisé comme un exemple complexe d'écoulement des fluides non newtoniens. Il est considéré comme un écoulement mixte à deux aspects cisaillement et élongation. [7]

Dans ce cadre, l'objet de la présente étude consiste à mettre en évidence le comportement d'un écoulement de fluide non newtonien au passage d'une contraction à symétrie plane de rapport 4:1. Le travail réalisé est présenté dans ce mémoire sous forme de quatre chapitres décrivant en détail les différentes étapes suivies chronologiquement.

Ce présent travail comprend quatre chapitres :

- ✓ Dans le **1^{er} chapitre** : on donne des notions générales sur la rhéologie
- ✓ Dans le **2^{ème} chapitre** : nous avons présenté quelques travaux concernant les écoulements dans les conduites.
- ✓ Dans le **3^{ème} chapitre** : méthodes numériques et présentation du code fluent.
- ✓ Dans le **4^{ème} chapitre** : présentation et interprétation des résultats.

Chapitre I :

Notions générale sur la
rhéologie

I.1. Introduction à la Rhéologie :

I.1.1. Définition:

Le mot « rhéologie » (du grec : $\rho\acute{\epsilon}\iota\nu$, s'écouler) a été proposé par Eugene Cook Bingham, en 1928, pour désigner « la science qui étudie les déformations et l'écoulement de la matière ». Plus exactement, l'objet de la rhéologie est l'étude du comportement mécanique, c'est-à-dire des relations entre les déformations et les contraintes de la matière. Ensuite, s'appuyant sur la connaissance de ce comportement, on calculera, grâce à la mécanique des milieux continus, la répartition non uniforme des contraintes et des déformations dans un corps sous l'effet des forces extérieures. Dans ses calculs pratiques, l'ingénieur fait appel aux disciplines appliquées, telles la résistance des matériaux et l'hydraulique.

En réalité, la rhéologie a été créée pour répondre aux besoins de la technologie moderne ; les différentes branches de la mécanique développées au XIX^e siècle (l'élasticité, la plasticité, la mécanique des fluides) [3]. Ainsi que l'impuissance de la mécanique des fluides et des solides à décrire et expliquer les propriétés des matériaux ou comportement intermédiaire entre celui du fluide Newtonien et celui de solide plastique [1 et 2].

I.1.2. Différentes propriétés étudiées par la rhéologie :

La rhéologie est l'étude du changement de la forme et de l'écoulement sous l'effet des contraintes, Cette étude comprend : l'élasticité, la plasticité et la viscosité

a - Elasticité : Quand on applique une force à une matière, cette dernière subira une déformation. Quand on supprime la force, si la matière retourne à son état initial, nous sommes en présence d'une matière élastique. Si cette matière est un fluide, n'importe quel système de forces va engendrer un écoulement. Quand on supprime cette force, le fluide ne revient pas à son état initial. Le fluide n'est donc pas élastique.

b – Plasticité : Un fluide auquel on doit appliquer une force supérieure au seuil de cisaillement pour qu'il puisse s'écouler, est un fluide plastique. Si la contrainte appliquée est inférieure au seuil de cisaillement, ce fluide a un comportement élastique. Le seuil de cisaillement est donc la contrainte au-dessous de laquelle le fluide a un comportement élastique.

c – Viscosité : La viscosité peut être définie comme étant la résistance à l'écoulement uniforme et sans turbulence se produisant dans la masse d'une matière. La viscosité dynamique représente la contrainte de cisaillement nécessaire pour produire un gradient de vitesse d'écoulement d'une unité dans la matière. Lorsque la viscosité augmente, la capacité du fluide à s'écouler diminue.

I.1.3. Notion de viscosité :

L'étude viscosimétrique est une étude très importante pour un fluide, elle permet de définir les paramètres essentiels qui caractérisent le fluide et son comportement rhéologique.

Les coefficients de viscosité sont des grandeurs physiques qui jouent un rôle essentiel en rhéologie leur connaissance suffit parfois à caractériser de façon précise le comportement rhéologique du matériau.

I.1.3.1 Définition de la viscosité :

La viscosité est le critère qui différencie un fluide réel d'un fluide parfait. Sous l'effet des forces d'interaction entre les molécules de fluide et des forces d'interaction entre les molécules de fluide et celles de la paroi, chaque molécule de fluide ne s'écoule pas à la même vitesse. On dit qu'il existe un profil de vitesse [4].

Si on représente par un vecteur, la vitesse de chaque particule située dans une section droite perpendiculaire à l'écoulement, la courbe lieu des extrémités de ces vecteurs représente le profil de vitesse.

Le mouvement du fluide peut être considéré comme résultant du glissement des couches de fluide les unes sur les autres. La vitesse de chaque couche est une fonction de la distance z de cette couche au plan fixe : $v = v(z)$.

I.1.3.1.a viscosité dynamique – Loi de Newton:

Considérons deux couches contiguës distantes de dz .

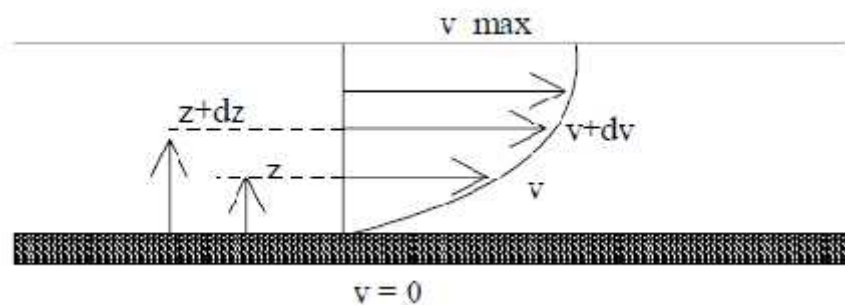


Figure I.1. Expérience de la plaque mobile

La force de frottement F qui s'exerce à la surface de séparation de ces deux couches s'oppose au glissement d'une couche sur l'autre. Elle est proportionnelle à la différence de vitesse des couches soit dv , à leur surface S et inversement proportionnelle à dz :

$$F = -\eta S \frac{dv}{dz} \quad (I.1)$$

Le facteur de proportionnalité η est le coefficient de viscosité dynamique du fluide [4].

Le tableau I.1 représente des valeurs de viscosité de quelques substances [5 et 6].

Matériaux	Viscosité (Pa.S)
Air	10^{-5}
Eau	10^{-3}
Huile d'olive	10^{-1}
Glycérine	1
Polymères fondus	10^3
Bitume	10^8

Tableau I.1. Quelques valeurs de la viscosité de substances usuelles à température ambiante.

1.1.3.1.b Viscosité cinématique

Le coefficient de viscosité cinématique est défini à partir du coefficient de viscosité dynamique par la relation [3].

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (\text{I.2})$$

Où ρ est la masse volumique du fluide.

1.1.3.1.c Viscosité utilisée dans l'étude des solutions [5 et 6]:

a) Viscosité relative :

La viscosité relative est le quotient de la viscosité de la solution par la viscosité du solvant :

$$\eta_r = \frac{\eta}{\eta_s} \quad (\text{I.3})$$

Avec : η_r la viscosité relative,

η_s la viscosité dynamique du solvant,

η la viscosité dynamique de la solution.

b) Viscosité spécifique :

La viscosité spécifique est exprimée par la formule suivante :

$$\eta_{sp} = \frac{\eta - \eta_s}{\eta_s} \quad (\text{I.4})$$

I.1.3. Equation d'état de la rhéologie :

La détermination de ces deux grandeurs (contrainte de cisaillement et déformation ou vitesse de cisaillement) permet de définir l'équation rhéologique d'état du matériau, c'est-à-dire la relation les unissant ($\gamma = f(\tau)$ ou bien $\dot{\gamma} = f(\tau)$). Les rhéogrammes sont les courbes traduisant graphiquement l'équation rhéologique d'état du matériau. La représentation la plus courante consiste à exprimer la variation de la contrainte de cisaillement avec celle de la vitesse de cisaillement.

I.2. NOTIONS ELEMENTAIRES :

Un matériau soumis à un ensemble de forces est susceptible de se déformer, les mouvements des différents points du matériau dépendant bien entendu de la répartition et de l'intensité des forces appliquées. Un mouvement laminaire de cisaillement est engendré pour certaines distributions de ces forces. Au cours d'un tel mouvement, on considère que le matériau présente une structure en lamelles, en couches adjacentes. La déformation du matériau s'effectue par glissement relatif des différentes couches, sans qu'il y ait transfert de matière d'une couche à l'autre.

I.2.1. Contrainte de cisaillement :

La contrainte de cisaillement τ est la grandeur dynamique fondamentale en rhéologie. Au cours d'un mouvement laminaire de cisaillement, deux couches successives au contact l'une de l'autre se déplacent relativement l'une par rapport à l'autre. Il apparaît à l'interface de ces deux couches des forces de frottement qui s'exercent tangentiellement à la surface de la couche, elles sont appelées force de cisaillement.

En rapportant ces forces de cisaillement à l'unité de surface, on définit la contrainte de cisaillement τ par l'équation:

$$\tau = \frac{dF}{dS} \quad (I.5)$$

τ : représente une force par unité de surface, elle s'exprime en (N/m^2) ou bien plus commodément en Pascal (Pa) et dS est la surface élémentaire de l'entité considérée.

La contrainte de cisaillement est une grandeur définie en tout point du matériau. Elle varie en général d'une couche à l'autre mais est constante en tout point de la même couche [7].

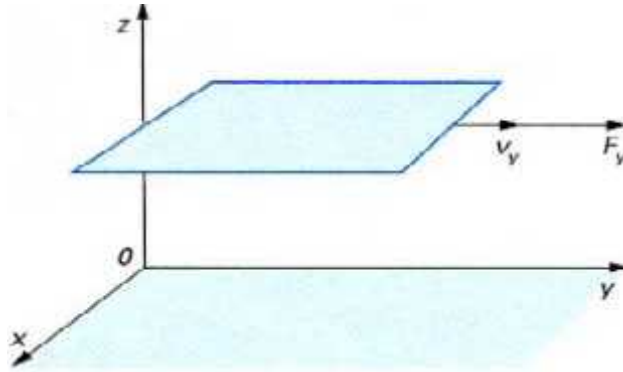


Figure I.2. Force s'exerçant sur une lame liquide

I.2.2. La déformation et la vitesse de cisaillement :

La déformation est présentée dans le cas particulier le plus simple d'un mouvement de cisaillement présentant une symétrie plane. Le matériau est cisailé entre deux plans parallèles, l'un mobile, l'autre immobile.

La vitesse de cisaillement caractérise la variation de la vitesse entre les couches limites et est égale au quotient de la vitesse v et de l'épaisseur z de l'échantillon. La vitesse étant une longueur divisée par un temps, ce quotient s'exprime donc en inverse de seconde (S^{-1}). La valeur de la vitesse de cisaillement dépend par conséquent, non seulement de la vitesse de déplacement de la couche mobile mais aussi, et de façon critique, de l'épaisseur z cisillée. Si cette dernière est faible, on peut atteindre des vitesses de cisaillement très élevées, même avec des vitesses de déplacement relativement faibles, et inversement [10 et 11].

$$\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt} = \frac{dv}{dz} \quad (I.6)$$

Soit

$$\tau = \eta \cdot (\dot{\gamma}) \quad (I.7)$$

L'expression ainsi obtenue relie la contrainte de cisaillement τ au gradient de vitesse $\dot{\gamma}$, appelé aussi vitesse de cisaillement, et à la viscosité de cisaillement η , ou viscosité dynamique. Cette relation n'est valable que si l'écoulement est laminaire, c'est-à-dire si les couches fluides glissent effectivement les unes sur les autres, sans mouvement désordonné [3].

I.3. COMPORTEMENTS RHEOLOGIQUES DES FLUIDES :

On distingue les fluides newtoniens, les fluides non newtoniens indépendants ou dépendants du temps et les fluides viscoélastiques.

I.3.1. Fluides Newtoniens :

Les fluides newtoniens montrent un comportement proportionnel.

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (\text{I.8})$$

Ils sont caractérisés par des droites de pente $1/\eta$ dans les diagrammes $\dot{\gamma} = f(\tau)$ (appelés rhéogrammes) ou de pente unité en $\lg \tau = f(\lg \dot{\gamma})$ et par une horizontale dans les diagrammes $\eta = f(\tau)$ ou $\lg \eta = f(\lg \tau)$.

Parmi les fluides newtoniens on peut citer (eau, Benzine,etc.).

Les Rhéogrammes des fluides newtonien ont l'aspect suivant :

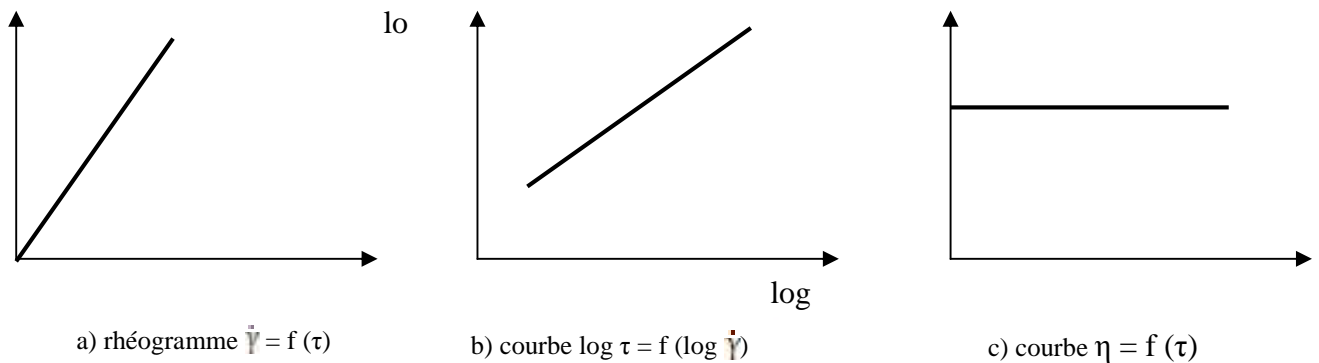


Figure I.3. Diagrammes caractéristiques des fluides newtoniens [3].

I.3.2. fluides non Newtoniens :

La majorité des fluides présentent toute fois des comportements non-newtoniens qui font appel à l'utilisation de modèles rhéologiques plus complexes pour décrire leur comportement en écoulement.

Dans ce cas la viscosité η n'est pas constante. À chaque valeur du couple ; vitesse de cisaillement, contrainte de cisaillements $(\dot{\gamma}, \tau)$ correspond une valeur de la viscosité η . Dès lors, on parle de la viscosité apparente. Les fluides non-Newtoniens, sont des fluides complexes, comme les fluides ; agro-alimentaires, les polymères, les boues de forage, les laitiers de ciment, etc.

- Les fluides non-Newtoniens sont classés en deux grandes parties :
- Fluides non-Newtoniens aux comportements indépendants du temps.
- Fluides non-Newtoniens aux comportements dépendant du temps.

I.3.2.1 Fluides non newtoniens indépendants du temps (sans hystérésis) :

Ce type de corps (fluide) est caractérisé par un comportement indépendant du temps, et pour n'importe quelle vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ il y a une fonction univoque de la contrainte de cisaillement τ .

Du point de vue de la viscosité de cisaillement, ces fluides peuvent se classer assez grossièrement en trois catégories

I.3.2.1.1 Fluides rhéofluidifiants ou pseudo plastiques :

La diminution de la viscosité avec l'augmentation du taux de cisaillement, (rhéofluidification), est observée pour la plupart des fluides non newtoniens, ils sont appelés fluides pseudoplastiques ou fluides rhéofluidifiants, ce comportement très répandu, s'observe sur les solutions polymères et les suspensions aqueuses, les pétroles, le latex de caoutchouc, la pâte à papier, les colles, certaines peintures, etc.

Le modèle de Waelle et Ostwald a été largement utilisé de façon empirique dans l'industrie, il est donné par [3] :

$$\tau = K \cdot \dot{\gamma}^n \quad (\text{I.9})$$

avec :

K : indice de consistance ou consistance,

n : indice de comportement ($0 < n < 1$).

Dans le modèle d'Ostwald, la viscosité s'exprime par :

$$\eta = K \cdot \dot{\gamma}^{n-1} \quad (\text{I.10})$$

Le cas où $n=1$ correspond au comportement newtonien. Il est judicieux de tracer le rhéogramme en coordonnées log-log.

Où la pente de la droite donne l'exposant n et l'ordonnée à l'origine la constante K .

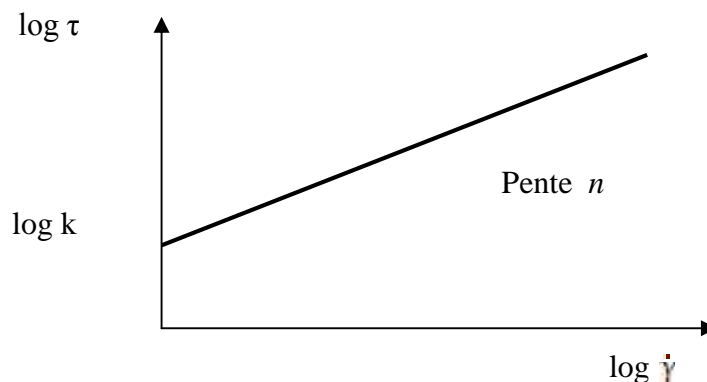


Figure I.4. Rhéogramme d'un fluide rhéofluidifiant en loi de puissance [1 et 2].

1.3.2.1.2 Fluides rhéoépaississants

Au contraire des fluides rhéofluidifiants, leur viscosité apparente augmente avec la contrainte de cisaillement ; mais, comme eux, ils peuvent également présenter un domaine newtonien initial et final. Une équation du type équation d'Ostwald (loi de puissance) [3] :

$$\tau = K \cdot \dot{\gamma}^n \quad (\text{I.13})$$

avec : $n > 1$

Ce type de comportement a été primitivement mis en évidence sur les suspensions de forte teneur en solide. Au repos, le volume libre entre les particules est minimal et ce volume libre est occupé par du liquide qui lubrifie le mouvement des particules au fur et à mesure que la vitesse de cisaillement croît.

La structure solide devient de plus en plus lâche et le liquide est en défaut dans les lacunes (il y a gonflement du fluide). Aux frottements solide-liquide initiaux se substituent partiellement des frottements solides-solides qui accroissent rapidement la viscosité apparente.

Le comportement rhéoépaississant (encore appelé dilatant) est défini par un rhéogramme dont la concavité est tournée vers le haut [5 et 6].



Figure I.5. Comportement d'un fluide épaisissant.

1.3.2.1.3 Fluides plastiques :

Ils sont caractérisés par une contrainte de cisaillement seuil τ_c au-dessous de laquelle l'écoulement est impossible.

a) Fluides plastiques idéal ou de Bingham :

La courbe d'écoulement est caractérisée par un taux de déformation linéaire de la contrainte lorsque cette contrainte dépasse un seuil τ_c , on peut alors obtenir l'équation rhéologique d'état qui est celle d'un liquide de Bingham [5 et 6] :

$$\tau - \tau_c = \eta_p \dot{\gamma} \quad (\text{I.11})$$

avec : η_p est la viscosité plastique

Le liquide de Bingham a une propriété qui est celle d'un corps qui ne commence à s'écouler qu'au-delà du seuil d'écoulement : il ne présente pas de déformation permanente pour des contraintes plus faibles. Lorsqu'on dépasse le seuil d'écoulement il ressemble à un liquide Newtonien, c'est-à-dire que l'augmentation de la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ provoque l'augmentation proportionnelle de τ .

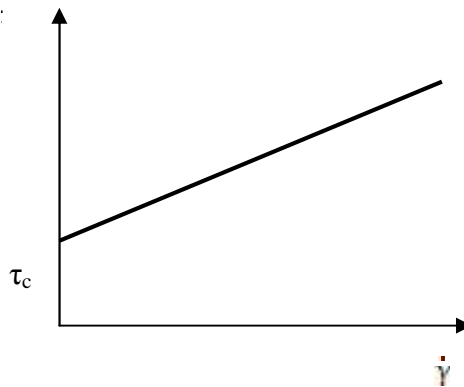


Figure I.6. Comportement d'un fluide Bingham.

b) Fluides plastiques non idéal ou de Casson :

Ces liquides possèdent également un seuil d'écoulement comme les fluides de Bingham, mais ne présentent pas au-delà de ce seuil un comportement Newtonien, leur fluage est décrit par l'équation rhéologique suivante :

$$\sqrt{\tau} = \sqrt{\tau_c} + \sqrt{\eta_p \dot{\gamma}} \quad (\text{I.12})$$

La viscosité η_p et la contrainte critique de seuil τ_c peuvent être déterminées directement d'après le pseudo-Rhéogramme en coordonnées bi-logarithmiques [1 et 2]

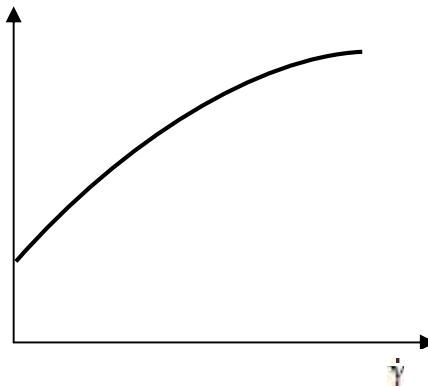


Figure I.7. Comportement d'un fluide de Casson.

c) *Fluides de Herchel-Bukley :*

Ces fluides sont plus compliqués et peuvent être décrits à l'aide de trois paramètres rhéologiques τ_c , K et n. Leur fluage est représenté par la formule suivante

$$\tau = \tau_c + K \dot{\gamma}^n \quad (\text{I.13})$$

Ils sont caractérisés par le rhéogramme de la figure I.7.

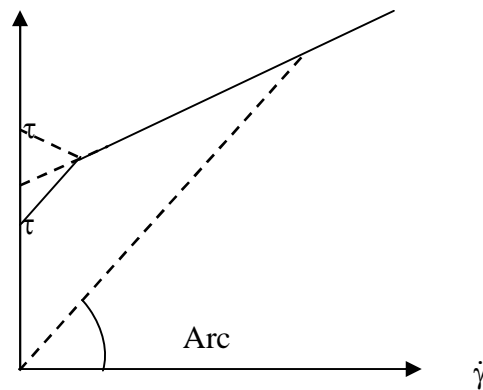


Figure I.7. Rhéogramme d'un fluide de Herchel-Bukley

I.3.2.2 Fluides non newtoniens dépendants du temps (avec hystérésis) :

Lorsque la variation de la viscosité par rapport à la vitesse de cisaillement est superposée par une variation dépendante du temps de cisaillement, on parle donc de fluide à comportement dépendant du temps [1 et 2].

Le mode expérimentale adopté pour tracer des courbes d'écoulement revêt une grande importance. Lorsque le rhéogramme obtenu représente toujours la même courbe quelque soit le temps mis pour atteindre les différentes contraintes ou vitesse de cisaillement de le mesure. On dit que ce corps ne présente pas d'hystérésis (il n'a pas d'histoire), par contre si la courbe de retour ne coïncide pas avec la courbe d'aller, on dit que le corps présente d'hystérésis [2].

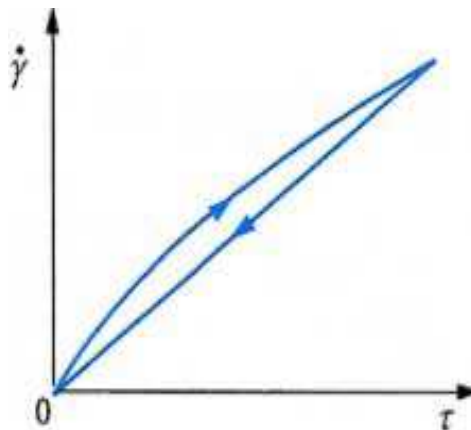


Figure I.8 Rhéogramme d'un fluide non newtonien dépendant du temps [3].

On distingue deux catégories dans ce type de fluide :

- Les fluides thixotropiques,
- Les fluides anti-thixotropiques.

1.3.2.2.1 Fluides thixotropique :

Une substance est dite thixotropique, lorsque sa viscosité n'est plus fixée pour une valeur donnée de la contrainte ou de la vitesse de cisaillement mais dépend également d'un autre paramètre qui est le temps [1 et 2].

Exemples : Peintures, pâtes agro-alimentaires, fluides biologiques, etc...

Si l'on applique une déformation constante, les contraintes décroissent avec le temps. La consistance du matériau dépend du gradient et de la durée d'application de la contrainte, tout en supposant que la structure originale se reforme après un certain temps de repos. Ce comportement peut être expliqué par une destruction progressive de la structure. Si cette structure peut se reformer et la viscosité retrouve sa valeur initiale après un temps de repos à contrainte nulle, le fluide est dit thixotropique. [1 et 2]

1.3.2.2.2 Fluides anti-thixotropiques :

C'est le cas inverse des fluides thixotropiques, les fluides anti-thixotropiques ont une viscosité qui croît avec le temps d'application à contrainte τ ou à vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$ donnée. Ces substances sont assez rares [1 et 2].

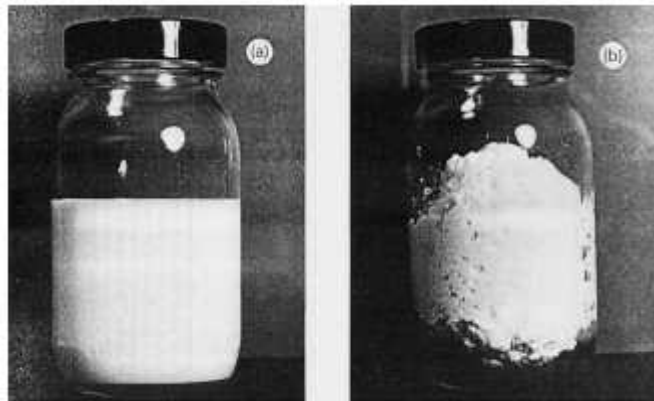


Figure I.9. Fluide anti-thixotrope : (a) Au repos ; (b) Après une forte agitation [3].

I.3.3 les fluides viscoélastiques :

Un fluide viscoélastique est un matériau qui possède à la fois des propriétés visqueuses et élastiques, les grandeurs caractérisant ces propriétés étant dépendantes de la durée d'application de la déformation ou de la contrainte.

Le modèle le plus simple de fluide viscoélastique consiste à additionner les contraintes d'origine élastique et les contraintes d'origine visqueuse :

$$\tau = \tau_{\text{élast}} + \tau_{\text{visco}} = E \cdot \gamma + \eta \cdot \dot{\gamma} \quad (\text{I.14})$$

où E est un module d'élasticité et γ est la déformation.

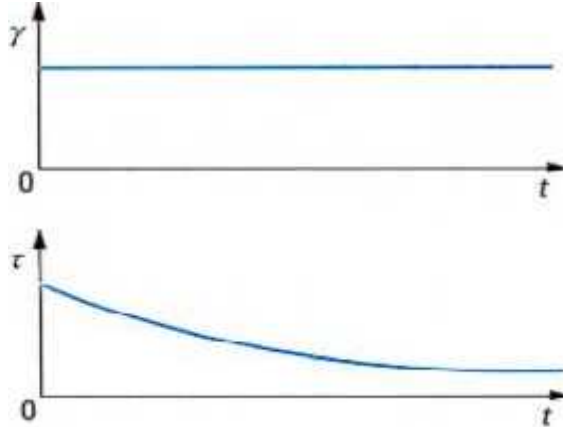


Figure I.10. Relaxation d'un corps viscoélastique [7].

I.4. Conclusion :

De nombreuses lois (modèles) phénoménologiques ont été élaborées, dans la rhéologie des fluides, à partir de l'empirisme, dont chaque fluide (newtonien ou non-newtonien) a son modèle mathématique. Afin de déterminer les paramètres d'un fluide (viscosité, indice de comportement, consistance du matériau,...etc.), et pour caractériser leur comportement, en trouvant une relation entre la contrainte de cisaillement et le gradient de vitesse s'approchant le plus possible de la courbe expérimentale.

On distingue deux types fondamentaux de comportement des fluides non newtonien :

Comportement indépendant du temps, qui se décompose de sa part en deux types, l'un ne possède pas une contrainte critique (contrainte de seuil) lors de l'écoulement et l'autre ne s'écoule pas sans que la contrainte de cisaillement soit au-dessus de la contrainte critique.

Comportement dépendant du temps, c'est-à-dire le facteur temps intervient dans l'empirisme quant à les modèles mathématiques.

On peut dire que la viscosité des fluides c'est un paramètre de base il faut prendre en considération, pour déterminer les différents types de comportements rhéologiques.

- [1] Couarraze G., Grossiord J.-L., 2000. Initiation à la rhéologie, Tec et Doc (Lavoisier),
- [4] Mohamed BOUZIT, 1996 « Caractérisation rhéologique et étude d'écoulement de fluides complexes, application au domaine de l'industrie agro-alimentaire », Thèse de Magister, Université des sciences et de la technologie d'ORAN.
- [7] Wolff C., Viscosité, Techniques de l'ingénieur, p. R 2350-1 à R 2351-18, 1982.
- [9] Whorlow R.H., 1980. Rheological Techniques, J. Wiley and Sons.
- [10] Midoux N., 1985. Mécanique et rhéologie des Fluides en génie chimique, Tec et Doc
- [11] Quemada D., (à paraître). La modélisation rhéologique des dispersions concentrées et des fluides complexes, Tec et Doc (Lavoisier), Paris.

Chapitre II :

Analyse théorique et étude
bibliographique

II.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons donner des notions générales sur l'écoulement compressible, incompressible, différents types de régime (permanant et stationnaire), l'écoulement (laminaire, turbulent) ainsi que les différentes équations gouvernantes (équation de continuité, conservation de la masse et équation d'énergie).

Et finalement quelques travaux concernant les écoulements dans des conduites rectangulaires.

II.2. NOTIONS FONDAMENTALES

II.2.1. Ecoulement Compressible et Incompressible :

Un fluide est appelé compressible si les changements de la densité du fluide ont des effets significatifs sur l'ensemble de la solution. Un écoulement est dit incompressible si la masse volumique du fluide ne varie pas lors de l'écoulement (ou varie faiblement avec la pression ou la température). La masse volumique du liquide peut être considérée comme uniforme au sein d'un liquide isotherme, même pour des variations de pression élevées. Donc les liquides peuvent être considérés comme des fluides incompressibles. [8]

II.2.2. Régimes permanents ou stationnaires :

Un écoulement est dit permanent lorsque les lignes de courant ne varient pas au cours du temps. En chaque point de l'écoulement, la vitesse des particules du fluide reste constante au cours du temps en un même point. Lorsque la vitesse est la même en tout point, l'écoulement est dit uniforme. [8]

II.2.3. Ecoulement Laminaire et Turbulent:

Les expériences réalisées par Reynolds (1883) lors de l'écoulement d'un fluide dans une conduite cylindrique rectiligne, ont montré l'existence de deux régimes d'écoulement : laminaire et turbulent. Un écoulement est dit laminaire lorsque la vitesse locale est indépendante du temps s , mais elle peut être variable de point de vue spatial dû au cisaillement visqueux et la géométrie. L'écoulement est turbulent lorsque la vitesse locale a une moyenne constante mais elle a un composant fluctuant d'une façon statistique et aléatoire due à turbulence dans l'écoulement. En règle générale, cependant, l'écoulement sera turbulent. Des sous-classes ont de plus été établies et on peut distinguer une zone à écoulement lisse, une zone de transition et une zone à écoulement complètement turbulent. En utilisant des fluides divers (viscosité différente), en faisant varier le débit et le diamètre de la canalisation, Reynolds a montré que le paramètre qui permettait de déterminer,

si l'écoulement est laminaire ou turbulent est un nombre sans dimension appelé nombre de Reynolds et donné par :[8]

$$Re = UD / \epsilon$$

II.1

II.2.4. Ecoulement uniforme ou non uniforme :

Un écoulement est dit uniforme lorsque le débit, la profondeur d'eau et la vitesse sont constants avec la distance ; la pente de la canalisation, celle de l'énergie et la surface de l'eau sont alors toutes parallèles. Dans ce type d'écoulement, les forces causant cet écoulement sont balancées par la force de friction causée par l'effort de cisaillement aux surfaces de contact. La profondeur d'eau correspondant à un écoulement uniforme s'appelle la profondeur normale.

Par opposition, un écoulement est non uniforme lorsque les mêmes paramètres (débit, vitesse et profondeur d'eau) varient avec la distance.

II.2.5. Ecoulement à surface libre (en canal ou en conduite) :

Un écoulement libre comme dans un canal naturel ou un fossé n'est pas totalement confiné; en conduite, l'écoulement est dit en surface libre lorsque les niveaux d'eau n'atteignent pas la pleine hauteur de la canalisation.

II.2.6. Ecoulement fluvial ou torrentiel :

L'écoulement peut finalement être défini en fonction du nombre de Froude, qui représente le niveau d'énergie contenu dans l'écoulement lui-même. Un écoulement fluvial, caractérisé par des vitesses faibles et de plus grandes profondeurs d'eau, se produit lorsque le nombre de Froude est inférieur à 1. Par opposition, un écoulement torrentiel se produira dans une canalisation avec une forte pente et avec un nombre de Froude supérieur à 1. L'écoulement est dit critique lorsque le nombre de Froude est égal à 1.

Le nombre de Froude est défini par la relation suivante :

$$F = \frac{V}{(gd_m)^{1/2}}$$

II.2

II.3. Nombre de Reynolds Généralisé:

Le nombre de Reynolds pour les fluides newtoniens circulant dans des configurations simples est très simple; par contre dans le cas d'écoulement de fluides non newtoniens dans

des conduites de formes quelconques est fonction du changement de la viscosité apparente avec la vitesse de cisaillement sous la forme suivante :

$$R e_g = \frac{\dots V^{2-n} D^n}{8^{n-1} k \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n} \quad \text{II.3}$$

II.4. Equations fondamentales de la dynamique des fluides :

II.4.1. Equation de Continuité

L'équation de continuité exprime la conservation de la masse pour un volume de contrôle matériel. Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\dots U_k)}{\partial X_k} = 0 \quad \text{II.4}$$

II.4.2. Equation de quantité de mouvement :

La loi fondamentale de la dynamique appliquée à un domaine matériel que nous suivons dans son mouvement, exprime que la dérivée particulaire du tenseur de quantité de mouvement est égale au tenseur des forces extérieures appliquées à ce domaine.

$$\frac{\partial(\dots U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\dots U_i U_j)}{\partial x_j} = \dots F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + 2 \frac{\partial(\sim u_{ij})}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} (\sim \frac{\partial U_k}{\partial x_k}) \quad \text{II.5}$$

Le tenseur des vitesses de déformations u_{ij} qui vaut par définition :

$$u_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad i=1, 2,3 \text{ et } j=1, 2,3 \quad \text{II.6}$$

Équation générale d'un fluide en mouvement est :

$$\dots \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \dots \overline{\text{grad}} \vec{U} \cdot \vec{U} = \vec{f} + di \vec{v} \overline{T} \quad \text{II.7}$$

II.4.3. Equation de conservation de l'énergie :

A partir du premier principe de la thermodynamique, la dérivée de la somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique par rapport au temps, est égale à la somme de la puissance

mécanique fournie au domaine par les forces de volume et de surfaces extérieures et de la puissance calorifique fournie au domaine.

$$\frac{\partial(\dots e)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [(pe + p)\vec{v}] = \vec{\nabla} \cdot (\overline{\ddagger \cdot \vec{v}}) + \dots \vec{f} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot (\vec{q}) + r \tag{II.8}$$

II.4.4. Equation Générale d’Ecoulement ou Equation de Bernoulli

II.4.4.1.Fluides Parfaits (non visqueux) :

Les fluides parfaits ont donc la particularité de ne pas avoir de viscosité et de ne pas développer de la turbulence. Ils permettent d’établir l’équation de Bernoulli facilement.

L’équation de Bernoulli pour un fluide non visqueux écrit comme suit :

$$Z_1 + \frac{P_1}{\dots g} + \frac{\epsilon_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{P_2}{\dots g} + \frac{\epsilon_2^2}{2g} = H = C^{ste} \tag{II.9}$$

II.4.4.2.Fluides réels (visqueux)

Nous avons vu que pour le cas d’un fluide réel et en régime permanent, d’autres forces interviennent, notamment les forces dues au frottement, qui font apparaître une dissipation de l’énergie mécanique en énergie thermique.

L’équation de Bernoulli, pour un fluide réel notée comme suit :

$$Z_1 + \frac{P_1}{\dots g} + \frac{\epsilon_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{P_2}{\dots g} + \frac{\epsilon_2^2}{2g} + h_{w12}$$

II.10

La forme générale de l’équation de comportement des fluides viscoplastiques est de type loi de puissance avec seuil d’écoulement comme suit :

$$\ddagger < \ddagger_c \quad \dot{\chi} = 0 \tag{II.11}$$

$$\ddagger \geq \ddagger_c \quad \ddagger = \ddagger_c + \sim_p \dot{\chi}^n \tag{II.12}$$

II.5. LES PERTES DE CHARGE

II.5.1. Les pertes de charge linéaire

La perte de charge linéaire ou répartie qui est la conséquence de la viscosité du fluide et de la rugosité des parois “ε” de la section d’écoulement.

La perte de charge sera traduite par une équation empirique du type :

$$\Delta H = \left\} \frac{L U^2}{D 2g}; J = \frac{\Delta H}{L} = \right\} \frac{U^2}{2gD} \quad \text{II.13}$$

Régime laminaire $Re < 2000$ loi de poiseuille :

$$\left\} = \frac{64}{Re} \quad \text{II.14}$$

Formule implicite de *Van Karman*

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log\left(\frac{2,51}{Re \sqrt{f}}\right) \quad \text{II.15}$$

Régime turbulent rugueux : (Re élevé) la turbulence devient très importante

Formule de *Nikuradse*

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log\left(\frac{v}{3,71 \cdot D}\right) \quad \text{II.16}$$

Ces deux dernières expressions sont regroupées dans la formule de *Colebrook* (abaque):

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log\left(\frac{v}{3,71 \cdot D} + \frac{2,51}{Re \sqrt{f}}\right) \quad \text{II.17}$$

II.5.2. les pertes de charge singulières :

La perte de charge singulière, localisée dans une section de la conduite, est provoquée par un changement de direction et d'intensité de la vitesse. L'écoulement uniforme est perturbé et devient localement un écoulement non uniforme. La turbulence joue un rôle considérable, alors que les forces de viscosité sont négligeables. La perte de charge n'a donc lieu qu'en régime turbulent. Une telle non-uniformité de la vitesse peut être provoquée par :

- un branchement de section de la conduite,
- un changement de direction (coude),
- un branchement ou raccordement,
- un dispositif de mesure et contrôle de débit...

Comme pour les pertes de charge linéaire, les pertes de charges singulières se traduisent par la relation:

$$\Delta H = K \frac{V^2}{2g}$$

II.18

K est fonction des caractéristiques géométriques et du nombre de Reynolds.

II.5.2. a. Cas d'un élargissement brusque de la section d'écoulement :

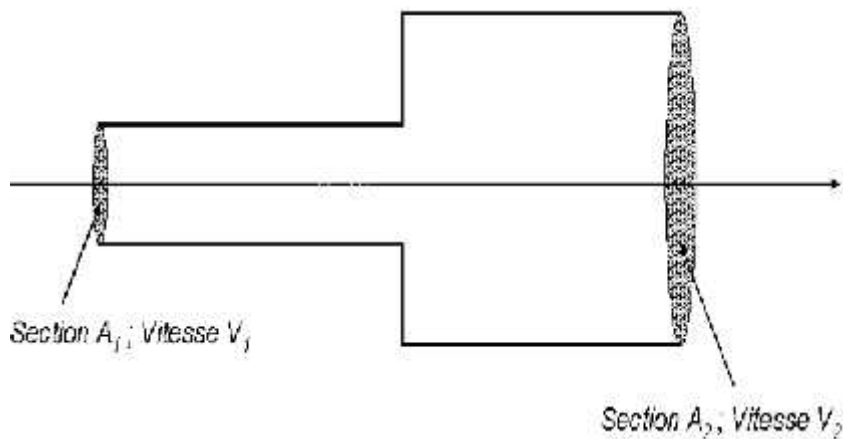


FIGURE II.1: un élargissement brusque [7].

Dans ce cas :

$$K = \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)^2$$

II.19

II.5.2. b. Cas d'un rétrécissement brusque de la section d'écoulement :

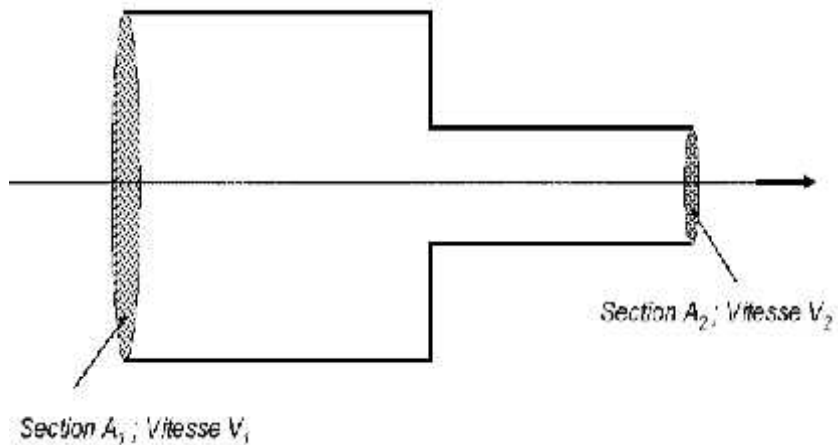


FIGURE II.2: un rétrécissement brusque [7].

Dans ce cas le coefficient dû au rétrécissement brusque K donné par le tableau suivant :

A_1/A_2	0.1	0.5	0.7
K	0.41	0.24	0.14

TABLEAU II.1 : le coefficient dû au rétrécissement brusque K .

II.6. PROFIL DES VITESSES DANS L'ÉCOULEMENT LAMINAIRE :

Pour déterminer le profil de vitesse, la vitesse moyenne et le débit d'un écoulement laminaire dans un conduit.

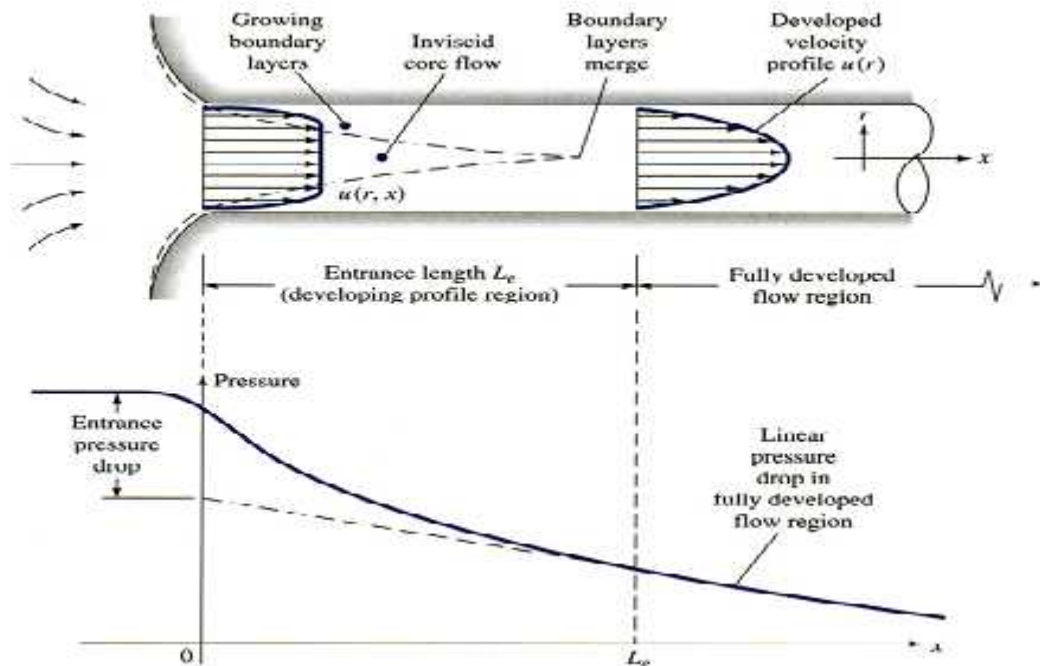


FIGURE II.3 : La région d'entrée de conduits [8].

Le profil de vitesse est :

$$u(r) = \frac{\Delta p}{4 \cdot L} (R^2 - r^2) \tag{II.19}$$

Avec :

$$(p_1 - p_2)fr^2 = \Delta pfr^2 = 2frL\ddagger \tag{II.20}$$

$$\ddagger = - \frac{du}{dr} \tag{II.21}$$

En combinant ces deux équations et solutionnant pour du, nous obtenons :

$$du = - \frac{\Delta p}{2 \cdot L} r dr \tag{II.22}$$

Avec l'intégration de l'équation (II.19) nous obtenons le profil de vitesse :

$$u(r) = \frac{\Delta p}{4 \eta L} (R^2 - r^2) \quad \text{II.23}$$

Nous pouvons obtenir le profil de vitesse sans dimension comme :

$$\frac{u}{u_{\max}} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \quad \text{II.24}$$

La vitesse et le débit sont obtenus :

$$V = -\frac{1}{2} u_{\max}, \text{ et } Q = f R^2 V = \frac{1}{2} f R^2 u_{\max} \quad \text{II.25}$$

II.7. EQUATION D'ÉCOULEMENT D'UN FLUIDE DE BINGHAM :

Le modèle de Bingham (1878- 1945) présente un seuil d'écoulement au de-là duquel ils s'écoulent comme un fluide newtonien, c'est bien le comportement plastique idéal.

Afin d'introduire l'effet rhéologique du fluide dans la structure de l'écoulement (équations de mouvement), l'équation constitutive est formulée de sorte à définir l'expression de la viscosité apparente du fluide en fonction du gradient de vitesse. On aura donc :

$$\tau - \tau_0 = \eta_p \dot{\gamma} \quad \text{Si } \tau > \tau_0$$

$$\dot{\gamma} = 0 \quad \text{Si } \tau \leq \tau_0 \quad \text{II.26}$$

Où η_p est la viscosité plastique du fluide.

L'équation d'écoulement d'un fluide de Bingham est obtenue en injectant la loi de comportement d'un fluide de Bingham (II.13 avec $n=1$) dans l'équation générale du mouvement II.7.

$$\dots \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = \vec{f} - \overrightarrow{\text{grad}} p - \dots \overline{\overline{\text{grad}}} \vec{U} \cdot \vec{U} + 2 \left[\sim_p + \frac{\dagger_c}{\sqrt{2 \text{trace} \left(\overline{\overline{D}}^2 \right)}} \right] \text{div} \overline{\overline{D}} +$$

$$2 \overline{\overline{D}} \overrightarrow{\text{grad}} \left[\frac{\dagger_c}{\sqrt{2 \text{trace} \left(\overline{\overline{D}}^2 \right)}} \right] \text{pour } \frac{\overline{\overline{T}} \cdot \overline{\overline{T}}}{2} \geq \dagger_c \quad \text{II.27}$$

Pas d'écoulement pour $\frac{\overline{\overline{T}} \cdot \overline{\overline{T}}}{2} \leq \dagger_c$

Dans cette catégorie de fluide, on peut citer, par exemple : les pâtes de fruits et de chocolat, les peintures à l'huile, les graisses, les pommades, le dentifrice, la pâte à, les boues de forage, le ciment frais, etc.

ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE :

Crochet et col. (1984) et **Kim et col. (1983)** ont modélisé par la méthode des éléments finis l'écoulement d'un fluide d'Ostwald-de Waele. Ils ont montré que les lignes de courant diffèrent peu d'un fluide newtonien et que la zone de recirculation ou la zone morte dans le coin en amont de la contraction tend à disparaître lorsque le nombre de Reynolds augmente. L'intensification de l'effet inertiel tend à pousser le vortex contre la paroi jusqu'à sa disparition. Ils ont montré que la vitesse axiale maximale était atteinte dans le plan de contraction. Ils ont observé que lorsque **Re** augmente cette vitesse optimum se déplace en aval du rétrécissement. L'autre observation est que le régime établi est très vite atteint dans la partie aval et que l'augmentation du nombre de Reynolds provoque une baisse du coefficient de perte de charge.

Yoo et col. (1991) observent l'apparition d'un second vortex à proximité du coin à partir de **We=0,51** et ce vortex persiste jusqu'à **We=0,958**.

Marchal et col. (1987) constatent le même phénomène même à **We=2,53** et notent que cette zone de recirculation disparaît à fortes valeurs de **We**.

Choi et col. (1988) observent que la zone de recirculation grossit uniformément avec le nombre de Weissenberg **We** alors que **Song et col. (1987)** montrent que l'intensité des

tourbillons d'un fluide de Maxwell ne croit pas systématiquement avec We et qu'il existe une limite définie par $We_{lim}=1$.

L'étude numérique de **Meylheuc (1996)** a montré que le caractère élastique modifie très peu la dynamique de l'écoulement dans la région centrale. Les vitesses maximales sont situées en aval du plan de contraction et présentent un pic d'autant plus marqué que le nombre We est important. L'observation du profil de vitesse sur l'axe de symétrie mais également de la pression et des contraintes montre que le régime est établi avec un retard lorsque le taux d'élasticité croit c'est à dire We croit. Les gradients au milieu du coin rentrant sont très importants et atteignent des valeurs maximales qui pénalisent la convergence numérique et qui reflètent la nature élongationnelle de l'écoulement.

Des travaux sur les mesures des pertes de charge des solutions viscoélastiques dans une contraction brusque **Bulot (1982)** et dans les tubes capillaires **Moan (1979)** et **Chauveteau et col. (1981)**, ont mis en évidence un certain comportement globalement rhéoépaississant au-delà d'un certain seuil de vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$, en écoulement de cisaillement pur. Ils attribuent ce changement de comportement à l'étirement des macromolécules qui, une fois étirées, sont soumises à des vitesses différentes entre leurs extrémités entraînant une augmentation des pertes de charge par dissipation visqueuse.

Le même phénomène a été observé dans les travaux d'**Ouibrahim et col. (1980)** concernant un orifice et un tube de Pitot.

Ce couplage entre viscoélasticité et propriété rhéoépaississante a été mis en évidence par d'autres études d'écoulements de solutions de polymères **Cartalos et col. (1992)**. Ce phénomène d'augmentation de dissipation visqueuse dû à l'étirement des macromolécules a été confirmé par les travaux théoriques faits sur des modèles moléculaires construits à partir d'une analyse micro-structurale du comportement de **De Gennes (1974)** et de **Marucci(1975)**.

Tous les travaux de visualisation en convergent ont montré l'existence de zones de recirculation beaucoup plus importantes pour les fluides viscoélastiques que pour les fluides newtoniens tant que les valeurs de Re sont modérées. **Walters et col. (1982)** observent par contre que si le fluide n'est pas rhé-fluidifiant les zones de recirculation sont inexistantes.

L'observation d'un second vortex au voisinage du point singulier n'est pas systématique dans l'étude expérimentale d'**Evans et col. (1986,1989)** d'une solution aqueuse de polyacrylamide à différentes concentrations en masse (de 0,2% à 1%). Ils montrent que la

forme et la taille de la zone de recirculation varient avec le débit. Ces auteurs constatent aussi qu'une seule zone de recirculation, occupant toute la hauteur de la contraction, subsiste pour certaines concentrations de solutions aqueuses de polyacrylamide.[7]

La phase d'existence des deux vortex est très courte et parfois difficile à mettre en évidence. **Chiba et col. (1992)** et **Evans et col. (1989)** ont observé que les zones de recirculation s'effacent totalement pour des nombres de Reynolds supérieurs à 20 ou 30. [7]

Dans une étude utilisant le modèle proposé par **Bird et col. (1980)**, qui modélisent les solutions polymériques par des haltères élastiques en suspension dans un fluide newtonien, **Purnode et col. (1996)** comparent leurs résultats obtenus numériquement avec ceux obtenus expérimentalement par Evans et col. Ils constatent une certaine concordance sur la taille et la forme des zones de recirculation et proposent même une estimation sur la longueur de détachement du vortex à l'amont de la contraction. [7]

ii.8. Conclusion :

Nous avons présenté dans ce chapitre les différents types d'écoulements, les équations de base de la mécanique des fluides. Ces équations connues représentent la dernière marche de l'échelle dans les problèmes liés à la dynamique des fluides.

On a discuté sur les pertes de charges (linéaire, singulières) dans les cylindres. Nous avons passé en revue la couche limite avec le Profile des vitesses dans les différents écoulements. On a cité encore les équations d'écoulement d'un fluide de Bingham.

Chapitre III :

Méthodes numériques et présentation
du code fluent

III.1. INTRODUCTION

Les méthodes numériques ont été utilisées depuis l'antiquité pour l'évaluation de quantités utilisées dans la vie courante (dans l'architecture notamment). Citons par exemple l'évaluation du rapport de la diagonale du carré par rapport à son côté par les babyloniens 2000 ans avant notre ère. On le voit, la mesure de certaines quantités mathématiques à priori abstraites a été un des premiers problèmes de l'Homme. Ces méthodes ont par la suite été formalisées pour traiter certains problèmes précis (par exemple les méthodes de Newton ou d'Euler). L'avènement de l'information à partir de 1950 a donné une nouvelle dimension à cette approche et a permis de traiter des problèmes de plus en plus complexe grâce à l'accroissement rapide de la puissance de calcul disponible.

En termes modernes, le but de ces méthodes est d'évaluer numériquement une quantité qui est solution d'une équation plus ou moins complexe. Les domaines d'applications sont extrêmement larges et vont de la dynamique des populations humaines aux marchés financiers en passant par la physique subatomique. De manière générale, les approches numériques permettent de résoudre de manière approchée des problèmes où l'approche analytique échoue. On notera cependant que, vu le nombre de problèmes auxquels peuvent s'appliquer ces méthodes, il est important de cibler précisément le problème posé, et de connaître en partie la solution que l'on pense obtenir. En effet, une méthode peut exceller dans un domaine donné et être de bien piètre qualité dans les domaines dans lesquels on veut trouver une solution.

L'étude scientifique d'un phénomène physique passe par la formulation d'une ou plusieurs lois sous forme d'équation mathématique au dérivé partielles. La résolution de ces équations se fait par des méthodes numériques telle que la méthode des éléments finis, la méthode des différences finies et les méthodes finies qui est la plus utilisée actuellement dont les codes FLUENT. [9]

III.2. METHODES NUMERIQUES

III.2.1. Les méthodes principales de discrétisation

Le passage d'un problème aux dérivées partielles continu à un problème discret s'appuie sur les méthodes classiques d'analyse numérique. On distingue trois grandes méthodes pour formuler un problème continu sous forme discrète, la méthode des différences finies, des éléments finis et des volumes finis. La méthode utilisée par le code "FLUENT" est celle des volumes finis.

III.2.1.1 Différences finies

Le domaine de calcul est discrétisé en un nombre fini de points sur lesquels on approche les opérateurs de dérivation des équations modèles par des développements en séries de Taylor tronquées à l'ordre de précision choisie.

III.2.1.2 Eléments finis

Le principe fondamental de la méthode des éléments finis réside dans le découpage du domaine d'étude en domaines élémentaires de dimension finie. Sur chacun de ces domaines, appelés éléments finis, la fonction inconnue est approchée par un polynôme dont le degré peut varier d'une application à l'autre mais reste en général faible. Ces éléments, triangles ou quadrilatères, rectilignes ou curvilignes, doivent réaliser une partition du domaine d'étude (ils sont disjoints et leur union recouvre le domaine tout entier). Cette partition qui est généralement appelée découpage ou discrétisation du domaine doit respecter un certain nombre de règles qui permettent d'assurer un bon déroulement du calcul.

III.2.1.3 Volumes finis

La méthode a été décrite pour la première fois en 1971 par Patankar et Spalding et publiée en 1980 par Patankar (Numerical Heat Transfer and Fluid Flow).

La méthode des volumes finis est une technique de discrétisation qui convertit les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent être résolues numériquement. La technique des volumes de contrôle consiste dans l'intégration des équations aux dérivées partielles sur chaque volume de contrôle pour obtenir les équations discrétisées qui conservent toutes les grandeurs physiques sur un volume de contrôle (VC).

Les différentes étapes de la méthode des volumes finis sont :

La discrétisation du domaine considéré en volume de contrôle;

La formulation intégrale des équations différentielles aux dérivées partielles;

Écriture des équations algébriques aux nœuds du maillage ;

Résolution du système algébrique linéaire obtenu.

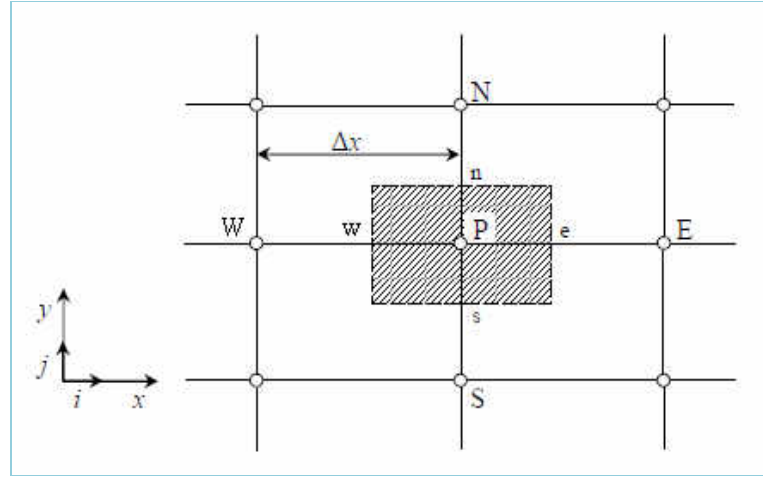


Figure III.1. Volume de contrôle bidimensionnel.

Le volume de contrôle est montré par la Figure III.1, Pour un nœud principal P, les points E et W (Est et Ouest) sont des voisins dans la direction x, tandis que N et S (Nord et Sud) sont ceux dans la direction y. Le volume de contrôle entourant P est montré par les lignes discontinues. Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points e et w dans la direction x, n et s dans la direction y.

Le principe de discrétisation peut être illustré en considérant l'équation de transport pour une grandeur scalaire ϕ :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)} + \underbrace{\sum_{j=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi)} = \sum_{j=1}^2 \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)} + \underbrace{S_\phi} \tag{III.1}$$

Avec :

- T:** Terme transitoire ;
- C:** Terme de convection ;
- D:** Terme de diffusion ;
- S:** Terme source.

Nous venons de voir que, pour chaque variable ϕ , l'équation de transport s'écrit dans le cas stationnaire bidimensionnel [11]:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi \tag{III.2}$$

Où : ϕ est la propriété transportée, Γ indique le coefficient de diffusion et S_ϕ le terme source.

La discrétisation doit se faire au nœud P, ce qui donnera [11]:

$$\text{div}(\Gamma \text{grad}\phi) + S_\phi = 0 \quad (\text{III.3})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi = 0 \quad (\text{III.4})$$

$$\int_{\Delta V} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dV + \int_{\Delta V} \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dV + \int_{\Delta V} S dV = 0 \quad (\text{III.5})$$

$$\int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy + \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y = 0 \quad (\text{III.6})$$

$$\int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy + \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y = 0 \quad (\text{III.7})$$

$$\int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma A_y \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx + \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma A_x \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dy + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y = 0 \quad (\text{III.8})$$

$$\left[\Gamma_e A_e \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \Gamma_w A_w \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] + \left[\Gamma_n A_n \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \Gamma_s A_s \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right] + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y = 0 \quad (\text{III.9})$$

Les quantités à e, w, n et s des faces de contrôle sont évaluées en fonction des valeurs des nœuds au milieu des volumes de contrôle. Donc il faut considérer une variation linéaire des variables d'un nœud à un autre pour assurer la continuité du phénomène physique ce qui est plus réaliste. C'est une approximation linéaire. [13]

Pour une grille uniforme on aura:

$$\begin{aligned} \Gamma_w &= \frac{\Gamma_w + \Gamma_p}{2}, & \Gamma_n &= \frac{\Gamma_n + \Gamma_p}{2} \\ \Gamma_e &= \frac{\Gamma_p + \Gamma_E}{2}, & \Gamma_s &= \frac{\Gamma_p + \Gamma_s}{2} \end{aligned} \quad (\text{III.10})$$

Ce qui donnera par le flux de diffusion :

$$\begin{aligned} \Gamma_e A_e \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e &= \Gamma_e A_e \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x_{PE}} \right), & \Gamma_n A_n \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n &= \Gamma_n A_n \left(\frac{\phi_N - \phi_P}{\Delta y_{PN}} \right) \\ \Gamma_w A_w \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w &= \Gamma_w A_w \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x_{WP}} \right), & \Gamma_s A_s \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s &= \Gamma_s A_s \left(\frac{\phi_P - \phi_S}{\Delta x_{SP}} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

En remplaçant les termes, on obtient :

$$\begin{aligned} & \Gamma_e A_e \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\delta x_{PE}} \right) - \Gamma_w A_w \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\delta x_{WP}} \right) + \Gamma_n A_n \left(\frac{\phi_N - \phi_P}{\delta y_{PN}} \right) \\ & - \Gamma_s A_s \left(\frac{\phi_P - \phi_S}{\delta x_{SP}} \right) + \bar{S}_\phi \Delta x \Delta y = 0 \end{aligned} \quad (III.12)$$

\bar{S}_ϕ est la valeur moyenne du terme source sur le volume de contrôle, Quand le terme source dépend de la variable dépendante. Cette dépendance doit être exprimée par une relation linéaire, ceci permettra d'utiliser les méthodes de résolution des systèmes linéaires.

La linéarisation est l'évolution de la valeur moyenne \bar{S}_ϕ qui peut être fonction de la variable dépendante, leur valeur est donc calculée à chaque itération à partir des nouvelles des variables dépendantes. [11]

Le terme source sera linéarisé de façon à forcer la convergence, de sorte que :

$$\bar{S} \Delta V = S_u + S_p \phi_p \quad (III.13)$$

Où S_u est la partie constante qui ne dépend pas explicitement de S_p , S_p est la pente de ϕ_p .

Il est nécessaire que le coefficient S_p soit inférieur à zéro pour que la solution soit numériquement stable et que la convergence soit plus rapide. [11]

En arrangeant les termes on obtient :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\Gamma_w A_w}{\delta x_{WP}} + \frac{\Gamma_e A_e}{\delta x_{PE}} + \frac{\Gamma_s A_s}{\delta y_{SP}} + \frac{\Gamma_n A_n}{\delta y_{PN}} \right) \phi_P = \left(\frac{\Gamma_w A_w}{\delta x_{WP}} \right) \phi_W + \\ & \left(\frac{\Gamma_e A_e}{\delta x_{PE}} \right) \phi_E + \left(\frac{\Gamma_s A_s}{\delta y_{SP}} \right) \phi_S + \left(\frac{\Gamma_n A_n}{\delta y_{PN}} \right) \phi_N + S_u \end{aligned} \quad (III.14)$$

Cette équation est sous la forme :

$$\begin{aligned} a_p \phi_p &= a_w \phi_w + a_e \phi_e + a_s \phi_s + a_n \phi_n + S_u \\ a_p &= a_w + a_e + a_s + a_n - S_p \end{aligned} \quad (III.15)$$

avec :

$$\begin{aligned} A_w &= \frac{\Gamma_w A_w}{\delta x_{WP}}, & A_e &= \frac{\Gamma_e A_e}{\delta x_{PE}}, \\ A_s &= \frac{\Gamma_s A_s}{\delta y_{SP}}, & A_n &= \frac{\Gamma_n A_n}{\delta y_{PN}} \end{aligned}$$

L'équation est appliquée pour chaque nœud du domaine de calcul. Pour le domaine adjacent au domaine limite, l'équation est modifiée pour incorporer les conditions aux limites.

Le système d'équations algébriques linéaire résultant est résolu pour obtenir la distribution de la propriété ϕ à tous les points. [13]

III.2.2. Les différentes étapes de la mise en œuvre

- Le domaine de calcul est discrétisé en un nombre fini de points (les nœuds du maillage), autour desquels on définit des volumes élémentaires (appelés volumes de contrôle) contigus, non juxtaposés et sans discontinuités aux interfaces ;
- Les équations modèles, sous forme conservative, sont intégrées sur chaque volume de contrôle (VC) ;
- Les intégrales sur un volume de contrôle en un nœud donné sont évaluées en approchant la variation de Φ par des profils ou des lois d'interpolation entre les nœuds voisins du point considéré ;
- Écriture des équations algébriques en fonction des valeurs de Φ aux nœuds du maillage ;
- Résolution du système algébrique linéaire obtenu.

III.2.3. Principes des codes CFD

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

Dans une expérimentation, l'obtention de ces quantités physiques en tout point du champ est souvent impossible ou très difficile en pratique. Les méthodes CFD (Computational Fluid Dynamics) ont l'avantage de mettre en œuvre les équations générales de la mécanique des fluides avec un minimum des hypothèses. Elles résolvent notamment les équations non-linéaires instationnaires et compressibles. La discrétisation des équations de Navier-Stokes et de conservation de la masse est faite sur des éléments quadrilatéraux ou triangulaires, réguliers ou non selon la complexité de la géométrie.

Le premier travail à accomplir dans la réalisation d'une simulation numérique est la définition d'un maillage adapté à la nature de l'écoulement. En particulier, le maillage doit être fin dans les zones où l'on atteint des gradients physiques très importants.

Les équations régissant l'écoulement sont résumées dans le tableau qui suit:

Conservation de la masse	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \vec{V})$
Quantité de mouvement (Navier-stokes)	$\frac{D}{Dt}(\rho \cdot \vec{V}) = \rho \vec{F} - \text{grad}(p) + \eta \nabla^2 \vec{V} + \frac{1}{3} \eta \text{grad} \left[\text{div}(\vec{V}) \right]$
Energies	$\frac{D}{dt}(\rho c_p T) = (K T) + q + \beta T \frac{Dp}{Dt} + \eta$

TABLEAU III.1. Récapitulatif des équations régissant l'écoulement [12].

Avant d'entamer la résolution de ces équations, nous devons identifier le régime de l'écoulement laminaire ou turbulent. Il est donné par la valeur du nombre de Reynolds.

III.3. PRESENTATION DU CODE DE CALCUL

III.3.1. Différentes étapes à suivre pour la modélisation numérique par fluent

Les principales étapes à suivre lors du travail sur le logiciel de simulation numérique des écoulements FLUENT nécessitent la connaissance de certaines notions théoriques de base. Ces notions, concernent notamment, les définitions des principales équations régissant l'écoulement.

La résolution numérique par FLUENT d'une manière générale, suit les étapes suivantes :

1. Création de la géométrie sous le Logiciel GAMBIT ;
2. Choix de la stratégie de maillage et création de plusieurs grilles ;
3. Définition des conditions aux limites dans GAMBIT ;
4. Définition du problème sous le logiciel FLUENT, étude des différentes grilles de maillage et sélection du maillage retenue ;
5. Calcul avec FLUENT pour les différents cas retenus ;
6. Analyse des résultats obtenus.

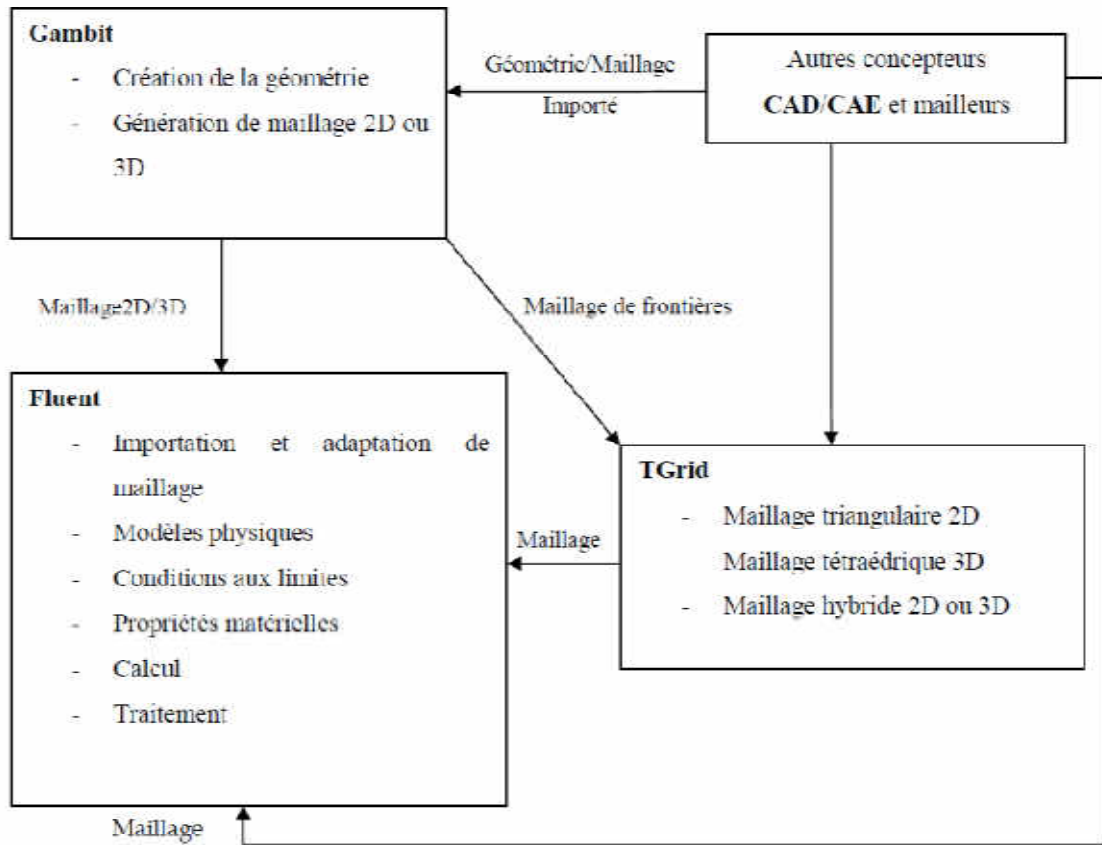


FIGURE III-2: Structure de base du programme [07].

III.3.2. Présentation de GAMBIT

GAMBIT est un logiciel de DAO (Dessin Assisté par Ordinateur) et de génération de maillage. Gambit est un logiciel qui permet de réaliser des géométries en 2D ou 3D et de construire le maillage. Largement répandus dans l'industrie (automobile, aéronautique, spatiale, ...etc.) en raison de son interface graphique puissante, il permet aussi de réaliser tout type de géométries complexes (fixes ou mobiles) associées à des maillages fixes ou adaptatifs. [15]

III.3.2.1. Choix du maillage

Le maillage est une partition de l'espace ou d'un domaine en cellules appelées éléments [18]. Le choix du maillage est un point essentiel dans la précision et l'exactitude des résultats numériques. Pour ce faire, on doit déterminer les paramètres optimaux et choisir une stratégie de maillage qui répond à nos objectifs, parmi ces paramètres, on peut citer :

- le nombre de mailles ;
- la distance entre les mailles (concentration des mailles) ;

- la forme de la maille ;
- les paramètres de déformation pour le cas du maillage déformable

Les différentes formes de maillage des faces montrés dans le tableau suivant:

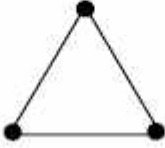
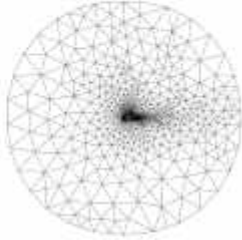

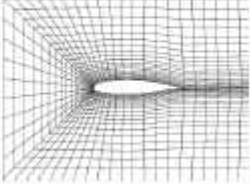
Type des cellules en 2D	La forme de maillage	Exemple
Triangulaire		
Quadrilatérale		

TABLEAU III.2. Les différentes formes de maillage

Aussi il permet de choisir le type de maillage des faces selon les options suivantes:

Option	Description
Map	Crée une grille régulière et structurée des éléments du maillage.
Sub map	Divise une face en plusieurs régions de façon à ce qu'on puisse leur appliquer Map.
Pave	Crée une grille non structurée des éléments du maillage.
Tri primitive	Divise une face en trois régions quadrilatérales et crée un maillage dans chaque région de la face.

TABLEAU III.3. Description des types de maillages des faces.

III.3.2. Présentation de code 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 relative facilité. Les types de mailles supportées sont:

- Des mailles en 2D, triangulaires ou quadrilatérales ;
- Des mailles en 3D tétraédriques/hexaédriques/pyramidales ;
- Des mailles (hybrides) mixtes.

FLUENT permet les capacités de modélisation suivantes:

- Ecoulements 2D ou 3D ;
- Ecoulement stationnaire ou instationnaire ;
- Ecoulements incompressibles ou compressibles (subsoniques, transsoniques, supersoniques ou hypersoniques) ;
- Ecoulements non visqueux, laminaires ou turbulents ;
- Fluide Newtonien ou non ;
- Transfert de chaleur forcé, par conduction, par convection ou les deux (conjugue) ou radiatif ;
- Ecoulements avec changements de phases ;
- Ecoulements en milieu poreux.

FLUENT emploie la méthode des volumes finis comme procédé de discrétisation des équations qui gouvernent l'écoulement, telle que l'équation de continuité et quantité de mouvement et de l'énergie. En utilisant cette technique basée sur l'intégration des équations 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 : vitesses, pressions et températures.
- Linéarisation des équations discrétisées et solution du système d'équations linéaires résultant, pour tenir compte des effets turbulents. [17]

III.3.3. Choix des paramètres de FLUENT

La résolution par le logiciel de simulation numérique des écoulements FLUENT nécessite le choix des paramètres essentiels :

III.3.3.1. Procédure sous FLUENT

Une fois le chargement du fichier de maillage (réalisé avec le logiciel GAMBIT) effectué sous "FLUENT", nous devons mettre à l'échelle de la géométrie. Le logiciel "FLUENT" 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 et cela pour améliorer les performances du calcul et l'efficacité d'accès à la mémoire (Grid\Reorder). [18]

III.3.3.2. Simple précision ou double précision

"FLUENT" offre deux modes de calcul: le mode "double précision" et le mode "simple précision". Le revers de cette précision est que le premier mode requiert beaucoup plus de mémoire. En outre, Le mode "double précision" est préconisé, pour les écoulements impliquant des longueurs d'échelles très disparates, comme dans le cas d'un canal très long et mince.

III.3.3.3. Choix de la formulation du solveur

Sous "FLUENT", on peut choisir entre plusieurs formulations du solveur:

- La formulation "DENSITY BASED", 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.
- La formulation "PRESSURE BASED", ou couplée (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. Ceci 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 (par exemple 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 converge plus lentement que la formulation implicite et n'est conseillé que pour les écoulements instationnaire. [19]

III.3.3.4. 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.

Aussi, il existe 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 pas recommandé par un maillage triangulaire. Ce schéma utilisé dans notre étude.
- Le schéma à loi de puissance "Power Law" : il est plus précis que le "First Order Upwind Scheme" pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds.
- Le schéma "third-order MUSCL" : il donne plus de précision que les autres schémas.

III.3.3.5. Choix du schéma d'interpolation de la pression

Dans 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 (pare exemple convection naturelle à haut nombre de Rayleigh).
- Le schéma "PRESTO" (Pressure Staggering 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 dans le cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

III.3.3.6. 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. 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 de 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 "Segregated") :

- 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".

Après avoir choisi les différents paramètres de FLUENT, on passe à l'étape suivante qui est le lancement des calculs, et l'analyse et l'interprétation des résultats.

III.3.4. Forme linéaire de l'équation discrétisée

L'équation du transport contient la variable inconnue ϕ au centre de la cellule ainsi que les valeurs des cellules voisines, en réalité l'équation du transport pour ces inconnues est non linéaire mais elle prend la forme linéaire suivante pour plus de simplification :

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (III.16)$$

Où (nb) réfère aux cellules voisines et a_p et a_{nb} sont les coefficients linéaires pour ϕ et

ϕ_{nb} le nombre des cellules voisines pour chaque cellule dépend de la topologie de la maille; en général il est égal au nombre des faces qui entourent la cellule.

Pour chaque cellule on aura des équations similaires, ces équations linéaires qui diffèrent par les coefficients a_p et a_{nb} sont résolues comme système linéaire par la méthode implicite itérative de (Gauss Seidel) avec la conjonction d'une méthode appelée (AMG) (algebraic multi Grid).

III.3.5. Sous relaxation

A cause de la nature non linéaire de l'équation qui doit être résolue par FLUENT, il est nécessaire de contrôler le changement de variable ϕ . On peut atteindre ce but par la sous relaxation, qui réduit le changement de ϕ produit durant chaque itération. En simple forme, la valeur nouvelle de ϕ pour une cellule définie dépend de la valeur ancienne ϕ_{old} , le changement de ϕ est $\Delta\phi$ et α est le facteur de sous relaxation :

$$\phi = \phi_{old} + \alpha \Delta\phi \quad (III.17)$$

III.3.6. Conditions aux limites

La résolution par une méthode analytique ou numérique de l'équation de transport convecto-diffusif nécessite la détermination de ses conditions initiales et aux limites.

Pour le code Fluent les types disponibles des conditions aux limites sont classés comme suite :

- a) **Conditions d'entrée et de sortie de l'écoulement:** pression d'entrée (pressure inlet), vitesse de l'entrée (velocity inlet), débit massique à l'entrée (mass flow inlet), admission (intake), pression de sortie (pressure outlet) ; sortie (outflow), champ de pression lointain (pressure far-field), échappement (exhaust).
- b) **Mur et conditions du pôle:** mur (wall), axe de symétrie (axis), conditions périodique, plan de symétrie (symétrie).
- c) **Cellules des zones internes :** fluide ou solide (de différent type).
- d) **Condition des faces internes :** ventilation, radiation, mur intérieur. Mais si on parle d'une façon plus générale nous aurons quatre types de conditions aux limites ou chacun d'eux nécessite une étude approfondie :
 - ❖ **à l'entrée du domaine :** la valeur du variable est connue.
 - ❖ **à la sortie du domaine :** soit qu'en connaît la valeur du variable donné ou on suppose que le régime est établi.

- ❖ **à la paroi** : soit on connaît la valeur de la variable posée (la vitesse ou la température par exemple), soit on connaît d'autres grandeurs physiques (gradient de vitesse, flux thermique).
- ❖ **Sur l'axe de symétrie** : où le gradient de la variable posé suivant la direction perpendiculaire à l'axe de symétrie est nul.

III.4. CONCLUSION

A travers ce chapitre, nous avons présenté brièvement le code de calcul FLUENT, la méthode de volume fini, le choix de différents modèles d'interpolations puis les différents types de conditions aux limites offertes par le code de calcul.

Chapitre IV :

Présentation et interprétation
des résultats

IV.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de la simulation numérique pour un modèle de deux dimensions (2D), donc l'objectif principal est de montrer la capacité du code de calcul CFD "FLUENT" et à modéliser les écoulements des fluides non newtoniens. L'étude se fait pour un écoulement de fluide à comportement de Bingham dans une configuration considérée est une contraction brusque de rapport 4:1 avec un écoulement isotherme

IV.2. DOMAINE D'ETUDE (GEOMETRIE)

La géométrie nous avons choisie est présentée dans la figure (IV.1). Il s'agit une Conduite rectangulaire avec une contraction brusque 4:1.

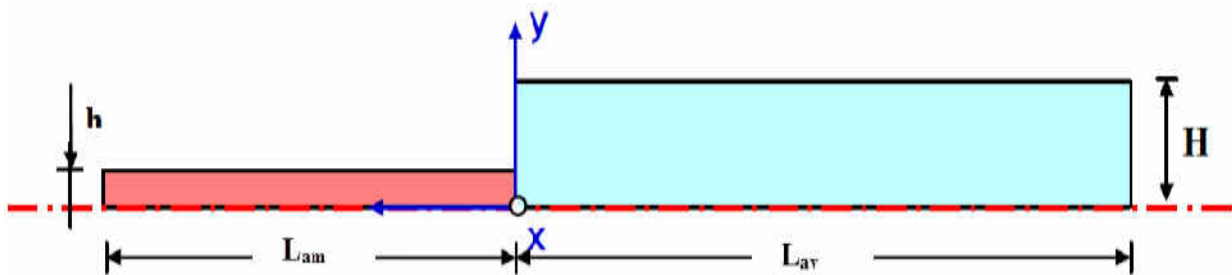


Figure IV. 1 : Schéma d'une Conduite rectangulaire avec une contraction brusque 4:1.

Paramètre géométrique	Symbole	Valeur (mm)
Longueur en amont de la contraction	L_{am}	800
Longueur en aval de la contraction	L_{av}	1200
Demi-hauteur aval	H	100
Demi-hauteur amont	H	25

TABLEAU IV. 1:Dimensions géométriques [7].

IV.3. COURBE RESIDUEL :

La figure (IV.2) montre les résidus de résolution des équations de Navier Stokes, de l'équation de l'énergie et de l'équation de transport. Le nombre d'itération dans ce cas est 450 itérations.

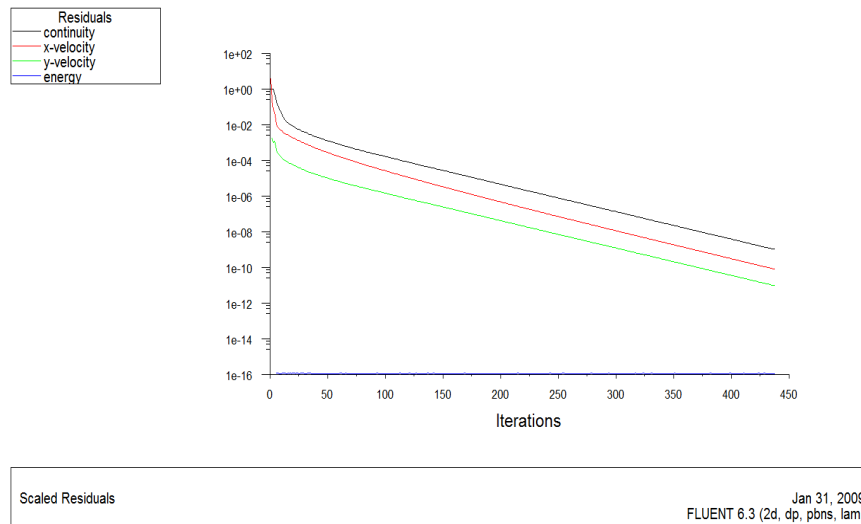


Figure IV. 2 : Courbes des différents résidus de résolution

IV.4. VALIDATION DES RESULTATS :

De manière à vérifier l'exactitude des résultats numériques obtenus dans le présent travail avec le code FLUENT, une validation de notre simulation numérique a été faite en comparant avec les études numériques et expérimentales de [20] qui sont disponibles dans la littérature.

La figure IV.3 montre une confrontation des résultats de simulation obtenus à travers le code de calcul numérique FLUENT à ceux issues de l'expérimentation [20] pour les évolutions de la vitesse suivant x en fonction du titre z^* .

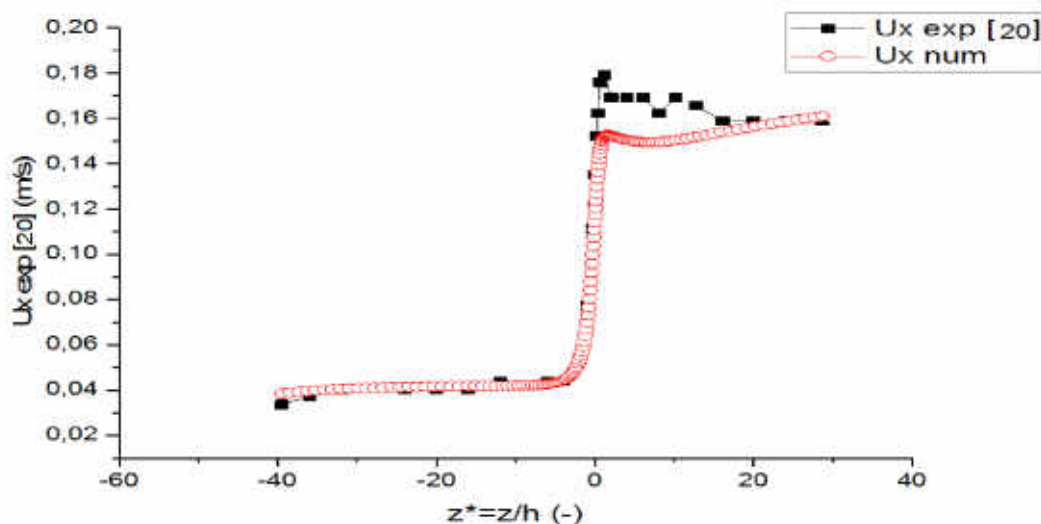


Figure IV.3 : Comparaison de la titre variation de la vitesse entre notre résultat et celui [20]

D'après les résultats précédents, on remarque une bonne prédiction par rapport à ceux données expérimentalement avec une erreur inférieure à 05 %.

IV.5. ANALYSE DES RESULTATS

Pour analyser nos résultats, On propose de choisir des sections suivant x et y . Comme la montre la figure suivante :

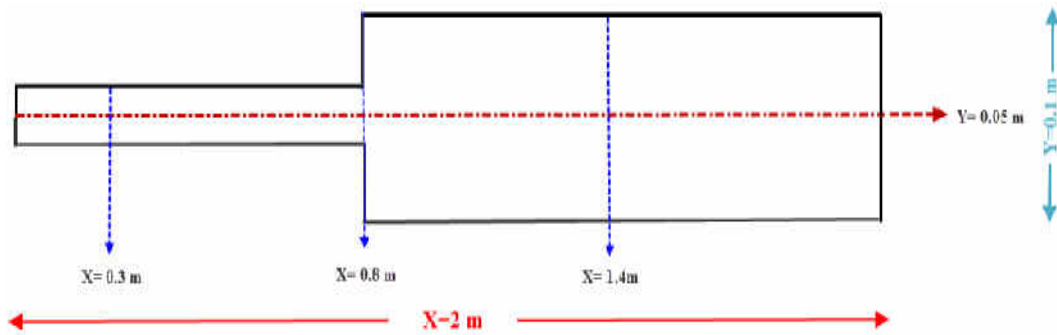


FIGURE IV. 4: Les différentes sections choisies

IV.5.1. Contour de pression dynamique

Dans cette partie, on a étudié l'évolution de la pression dynamique pour une contraction brusque:

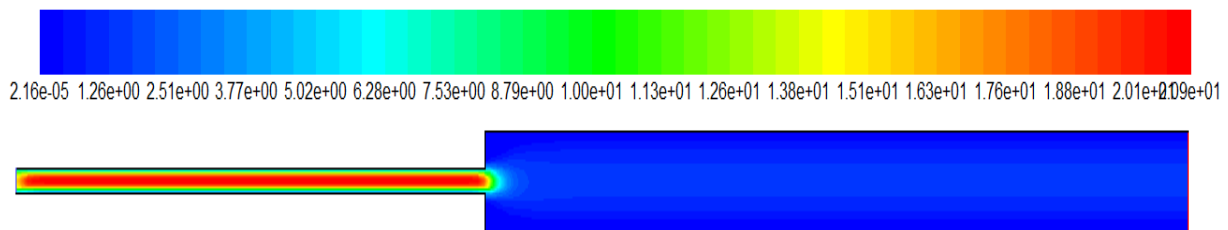


FIGURE IV. 5 : Contour de pression dynamique [Pa]

D'après cette figure on observe que La pression dynamique atteinte la valeur maximale dans la section amont et cette valeur qui va diminuer dans le changement de la section et reste constante dans la section aval.

IV.5.2. Courbe de la pression dynamique

La figure IV.6 représente la courbe de la pression dynamique suivant X d'un écoulement de fluide non newtonien (Polyacrylamide) dans une contraction brusque 4:1:

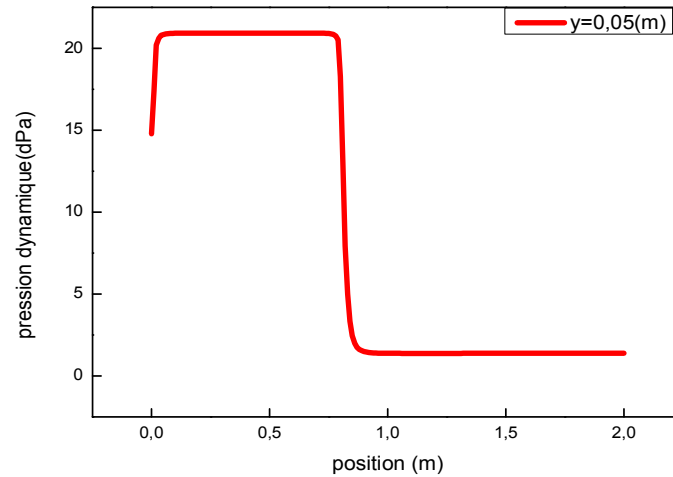


FIGURE IV. 6: Profil de la pression dynamique suivant X [Pa]

L'évolution de la pression dynamique sur ce graphe indique l'augmentation de la pression en allant de l'entrée de (0.16 Pa) jusqu'à (0.2Pa) puis elle reste constante, et elle diminue à cause de l'augmentation de la section (position 0.8m) et reste constante à une valeur de(0.04Pa) jusqu'à la sortie(position 2 m).

IV.5.3. Contour de la vitesse résultante

Cette partie est destinée à l'étude des contours de la vitesse résultants pour une conduite brusque:

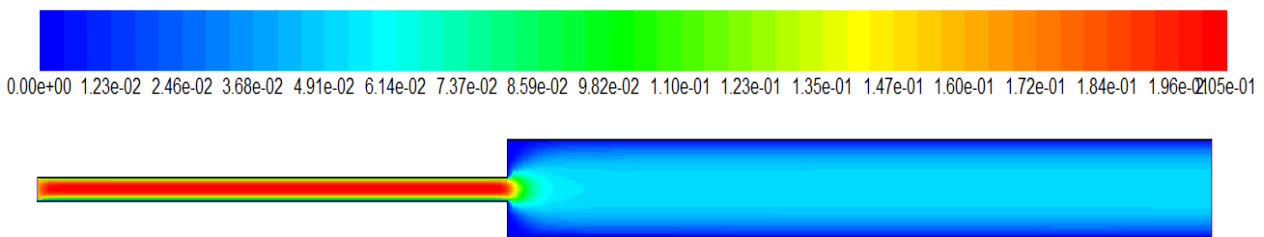


FIGURE IV. 7:Contour de la vitesse résultante [m/s]

On remarque la vitesse est maximale presque ($3.68 \cdot 10^{-1}$ m/s) dans la section amont puisque la section dans cette zone est minimale qui va se diminuer lorsque la section enregistre une augmentation. On constat la nullité de vitesse près de parois c'est tout à fait logique parce que les parois sont choisies comme murs (Walls) ainsi que on peut voir qu'il y a une symétrie le long de la conduite.

IV.5.4. Courbe de la vitesse résultante

L'objectif attendu de cette partie été de montrer l'évolution du de la vitesse résultants en fonction de la position à long de canal :

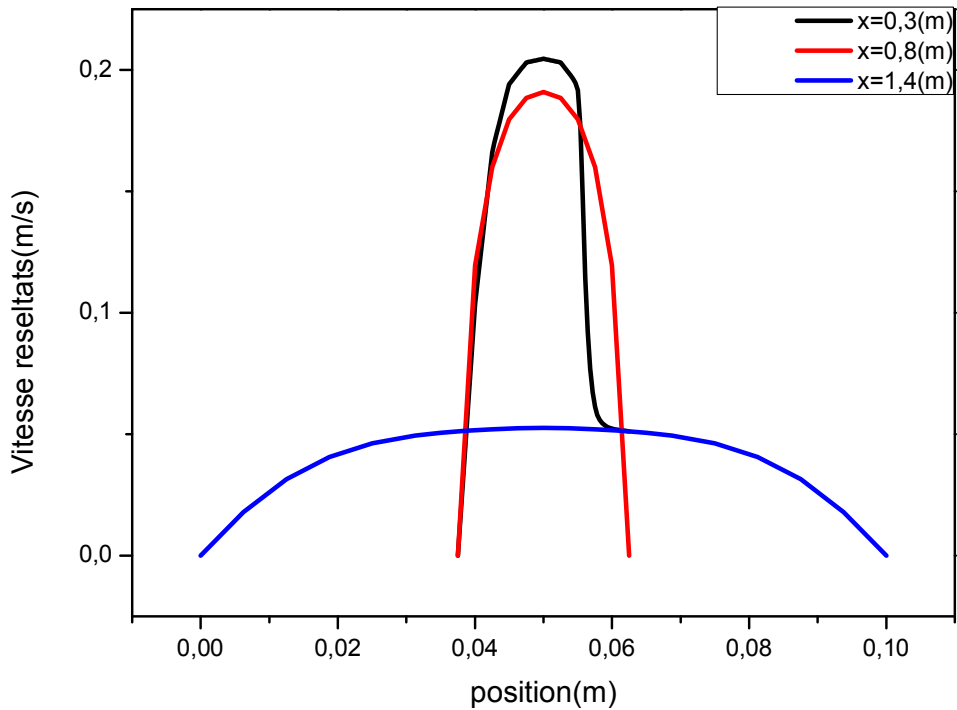


FIGURE IV. 8 : courbe de la vitesse résultante suivant Y (m/s)

L'évolution de la vitesse axiale dans les sections choisies du la conduite est présentée par la figure IV.8. On voit que la vitesse axiale trouver la valeur zéro pré dans les parois dans toutes les sections, mais elle a diminuée dans la zone où le fluide change la section vers le canal aval.

IV.5.5. Contour de la vitesse suivant x

D'après la figure ci-dessous qui représente le contour de la vitesse suivant X

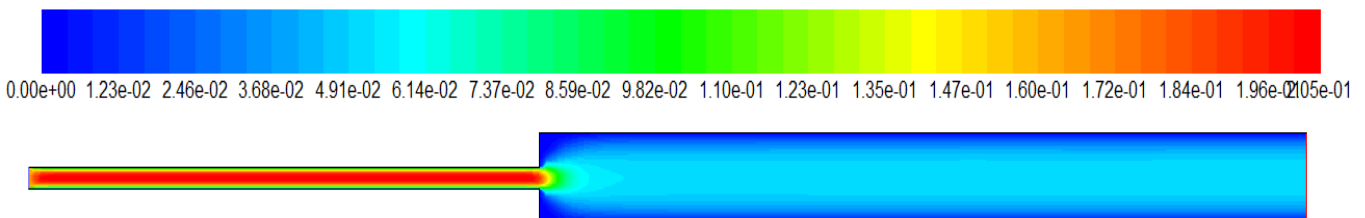


FIGURE IV. 9:Contour de la vitesse suivant X[m/s]

Les vitesses suivant X de fluide dans le canal amont sont plus élevées par rapport aux vitesses dans le canal aval et la vitesse prend la valeur maximale au centre de la conduite et devient nulle aux cotés des parois a cause de la condition d'adhérence.

IV.5.6. Courbe de la vitesse suivant x

D'après la figure ci-dessous qui représente les courbes de la vitesse suivant X:

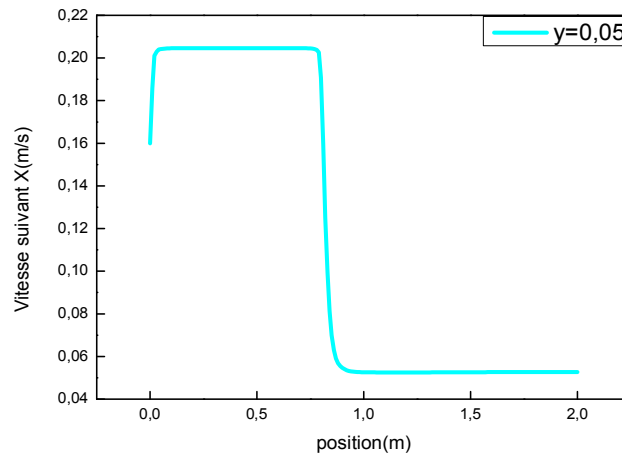


Figure IV.10 courbe de vitesse suivant X [m/s]

On observe que ces courbes ont même courbes de la pression dynamique et ceci s'explique par la proportionnalité existante entre la pression dynamique et la vitesse.

IV.6. CONCLUSION

Nous nous sommes intéressées dans ce chapitre à une étude numérique des écoulements des fluides non Newtonien. Les résultats de simulation sont obtenus avec le code Fluent.

L'étude a été conduite en présence d'un comportement non newtonien selon la loi Bingham afin de préciser les effets éventuels des propriétés non Newtoniennes sur les écoulements. Nous avons étudié l'influence du nombre de Reynolds sur ces profils de vitesse.

Nous procédons à la validation des résultats de la simulation obtenus à l'aide du logiciel FLUENT en comparant avec ceux obtenus par d'autres auteurs.

Annexe

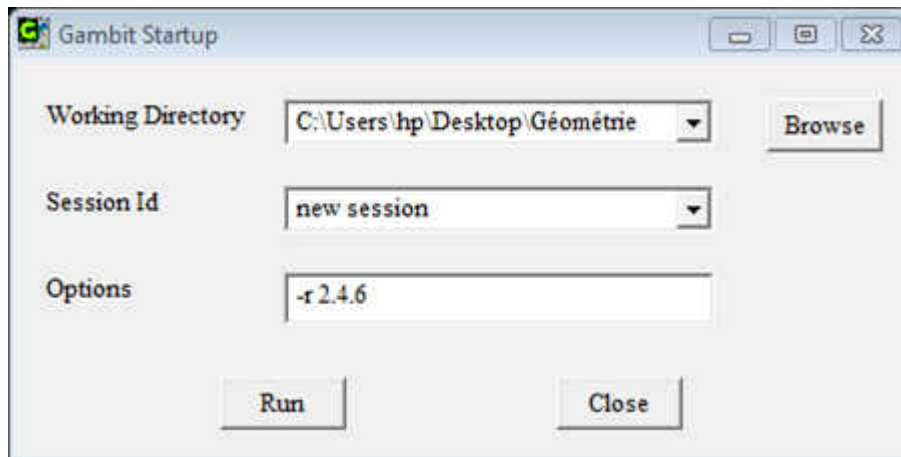
Annexe :

A- Utilisation sommaire de GAMBIT

1-Création d'un nouveau dossier :

Renommer Géométrie

2-Démarrage du GAMBIT :



3-Construction de la géométrie :

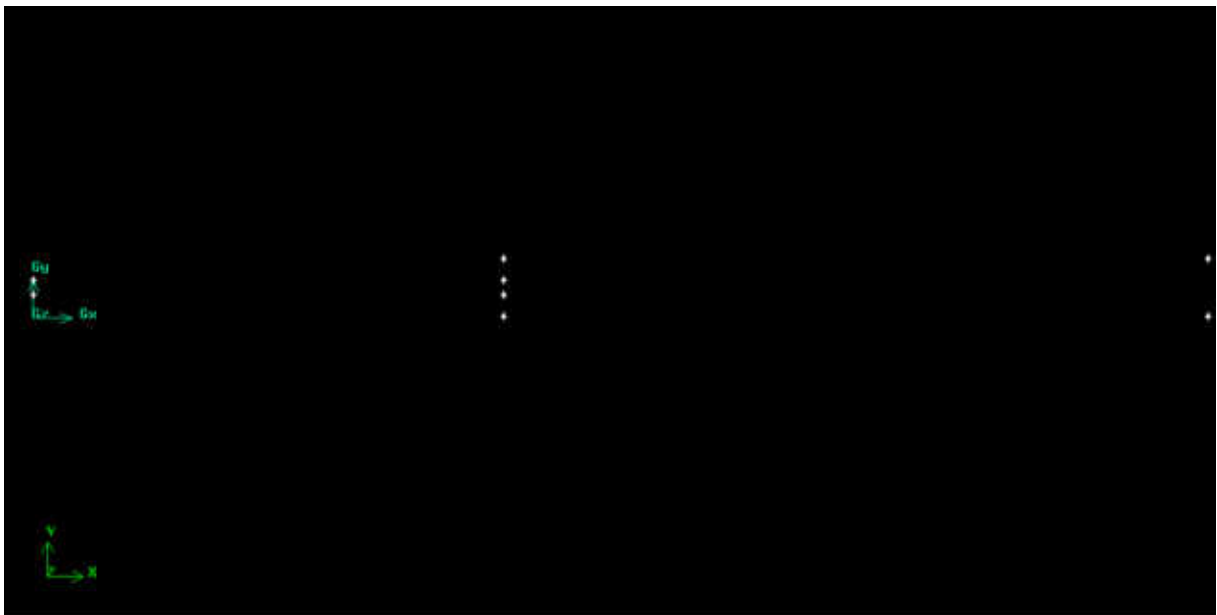


FIGURE 01: Les coordonnées de la géométrie.

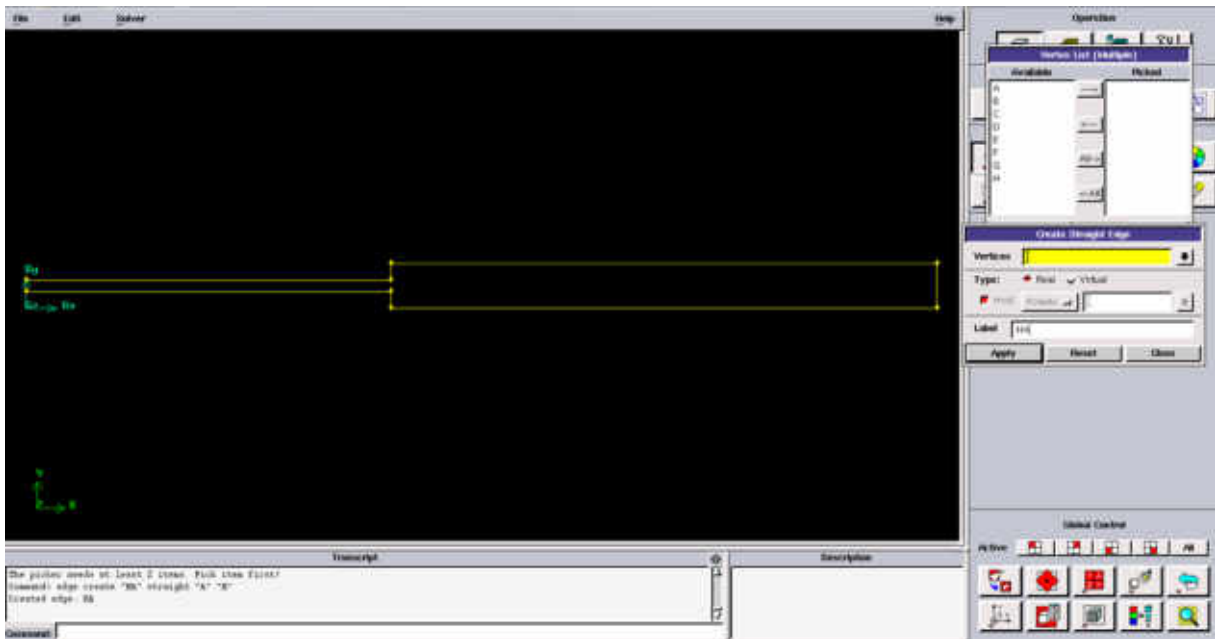


FIGURE 02 : les parties principales de la geometrie.

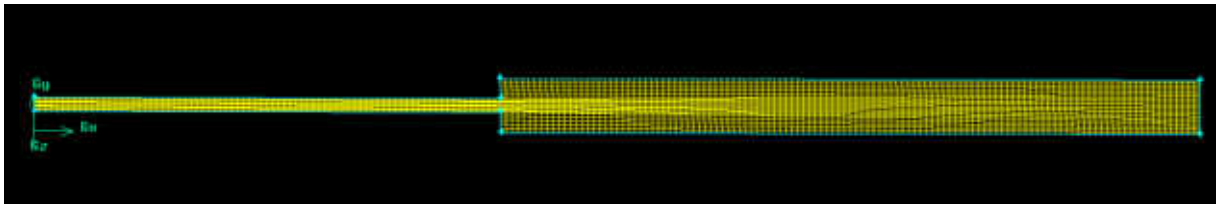
Création du maillage :

Maillage des bords: Operation

Mesh \implies Mesh \implies Edges

Maillage des faces: Operation

Mesh \implies Mesh \implies Faces.



5. Conditions aux limites et définition de domaines :

Operation

Zones \implies Specify \implies Boundary Types

Comme conditions aux limites, on peut imposer une vitesse à l'entrée de la conduite on utilisant la condition Velocity inlet. La pression à la sortie en utilisant la condition Pressure outlet. Pour les parois en utilise la condition Wall.

La figure suivante résume les différentes conditions aux limites imposées aux domaines de calcul

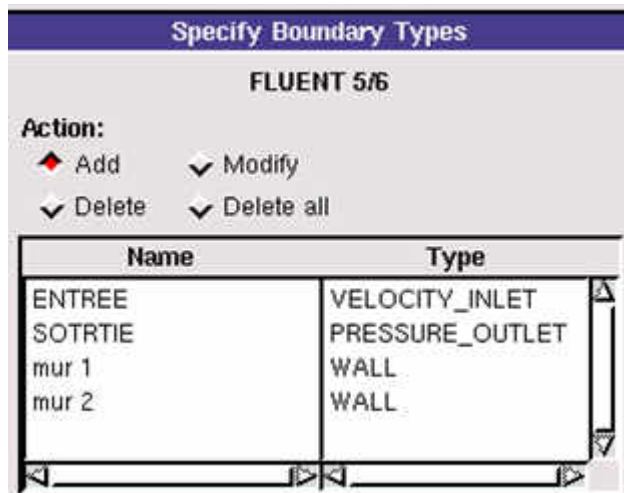


FIGURE 03 : les conditions aux limites

6. Sauvegarde et écriture du fichier maillé:

File \Rightarrow Export \Rightarrow Mesh

On fait le choix pour 2D \Rightarrow Accept

B- Utilisation sommaire de FLUENT

1. Préliminaire :

Choisir 2dd \Rightarrow Run

2. Charger :

Charger le fichier de maillage :

Main Menu \Rightarrow File \Rightarrow Read \Rightarrow Case

Sélectionner le fichier de maillage (.mesh).

Vérifier le maillage :

Grid \Rightarrow Check

Afficher les dimensions de la grille :

Grid \Rightarrow info \Rightarrow size

Par exemple :

```

Grid Size
Level  Cells  Faces  Nodes  Partitions
  0      3200   6620   3421         1

```

1 cell zone, 5 face zones.

Vérifier l'échelle :

Grid \Rightarrow Scale...

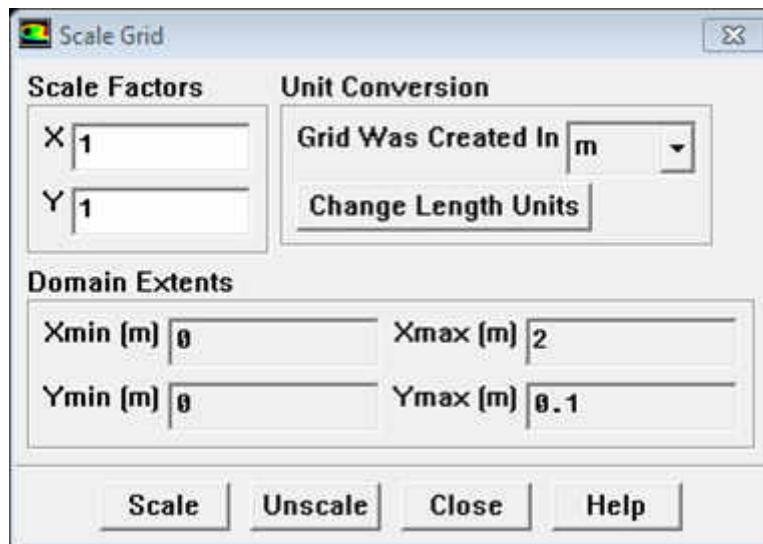


FIGURE 04 : Boite de dialogue pour la vérification de l'échelle

3. Définition du modèle :

Choix du modèle physique :

Define \implies Models \implies Solver

Rentrer les caractéristiques générales : 2D, stationnaire (Steady).

OK \implies

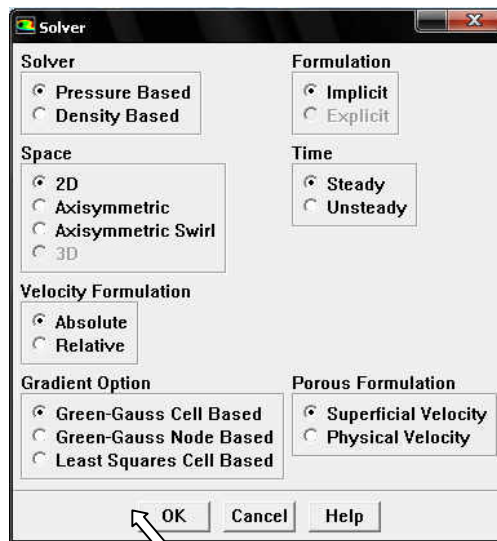


FIGURE 05 :Boite de dialogue pour le solveur

Define \implies Models \implies Viscous

On utilise le modèle Laminar pour la résolution de cet écoulement.

OK \implies



FIGURE 06 : Boite de dialogue pour le modèle utilisé

Choix des caractéristiques du fluide :

Define \implies Materials

On peut changer la viscosité et la densité du fluide.

Dans notre cas en introduit les propriétés du pétrole brut ainsi que le modèle rhéologique utilisé.

Change/Create \implies

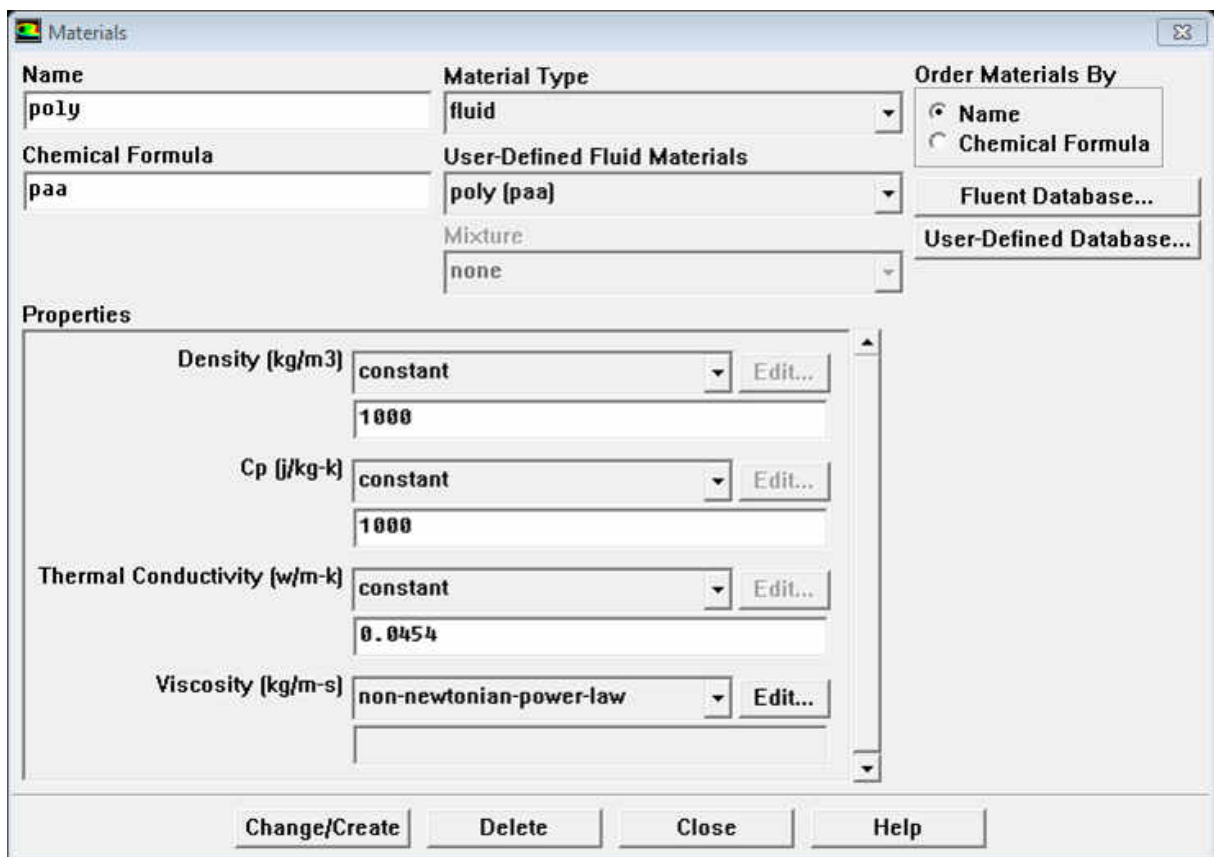


FIGURE 07 : Boite de dialogue pour le fluide utilisé

Choix des conditions aux limites :

Define \implies Boundary Conditions

Bouandry conditions	Les valeurs
La vitesse d'entrée	0.16 m/s
La pression d'entrée	1 bars
La température d'entrée	293 K

TABLEAU 01 : les conditions aux limites

On peut vérifier le type dans la fenêtre graphique en cliquant sur le segment désiré.

Close \implies

Choix des modèles de discrétisation :

Solve \implies Controls \implies Solution

Choisir les modèles pour les différentes équations.

On utilise la méthode SIMPLE pour le couplage vitesse-pression, et une discrétisation d'Upwind de 2^{ème} ordre. On conserve les valeurs par défaut des coefficients de sous relaxation

OK \implies

4. Contrôle de la convergence :

Afficher les résidus :

Solve \implies Monitors \implies Residual

Le critère de convergence par défaut est de 10^{-3} , cette valeur est généralement insuffisante pour assurer une bonne convergence. Dans notre cas, la valeur de 10^{-6} a été prise.

Plot \implies OK \implies

5. Sauvegarde:

File \implies Write \implies Case & Data

Choisir le dossier de destination.

OK \implies

6. Résolution:

Initialiser:

Solve \implies Initialize \implies Initialize

On initialise le calcul à l'entrée « Inlet »

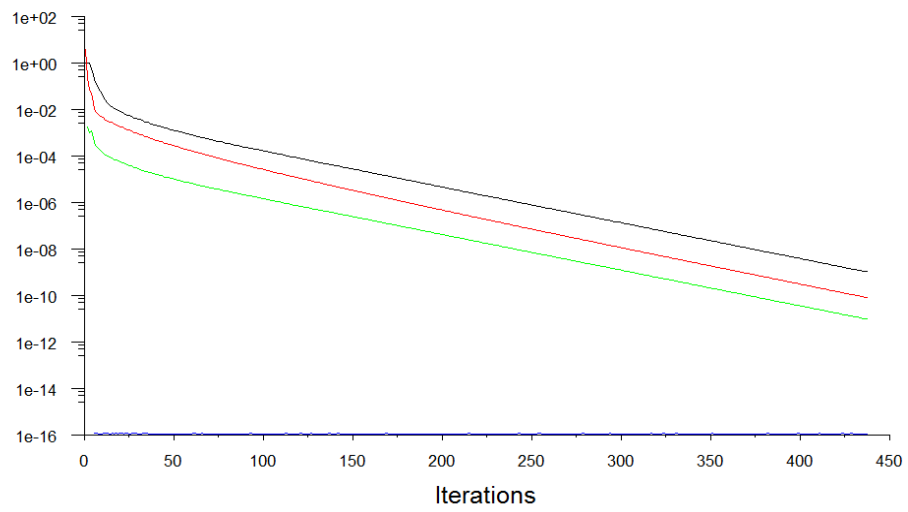
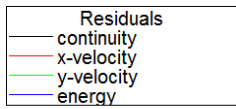
Init \implies Apply \implies Close

Résoudre:

Solve \implies Iterate...

On donne le nombre nécessaire d'itération

Iterate. \Rightarrow



Scaled Residuals

Jan 31, 2009
FLUENT 6.3 (2d, dp, pbns, lam)

FIGURE08 : Courbes des résiduels

7. Résultats :

Afficher des tracés :

Display \Rightarrow ...

Choisir la caractéristique à visualiser.

Création des lignes :

Surface \Rightarrow Line/Rake

Afficher des courbes :

Plot \Rightarrow XY Plot

Choisir la caractéristique à étudier.

Conclusion générale

Dans ce mémoire, on a étudié une simulation numérique de l'écoulement des fluides non newtoniens dans une conduite rectangulaire avec contraction brusque. Nous avons présenté des définitions générales, sur la rhéologie des fluides newtoniens et non -newtoniens, des différents types d'écoulements de fluide ainsi que les différentes types d'équations dynamiques des fluides et en finissant par une étude des travaux antérieurs d'écoulements dans les conduites présentant des singularités (élargissement ,rétrécissement).

Dans le cas d'un fluide newtonien, il est facile d'augmentation la vitesse d'un écoulement, avec la conservation de débit, il suffit de diminuer la section de sortie et la vitesse de jet est importante. Par contre pour les fluides non newtonien, le choix de rapport d'aspect est difficile, car si on diminue la section la vitesse augmente jusqu'à un certain degré ou commence l'influence de la viscosité qui augmente aussi ce qui a tendance à freiner l'écoulement. Donc le choix de la vitesse de sortie de fluide doit être au choix judicieux qui prend considérablement en plus du débit (vitesse, section, Reynolds).

Nous avons également mené une étude sur les méthodes numériques et le code de calcul Fluent.

Pour concrétiser notre approche, nous avons fait appel au code numérique dédié aux simulations des différents fluides nommé FLUENT qui utilise la méthode des volumes finis comme base de résolution.

La géométrie ainsi que le maillage des modèles à simuler, ont été élaboré sous le préprocesseur GAMBIT avec un certain nombre de conditions aux limites, le modèle choisi présente un canal à section variable.

Pour une vitesse imposée à l'entrée, et afin d'avoir une idée sur les comportements des différents phénomènes hydrauliques résultants dans ce type de géométrie pour un écoulement laminaire, les calculs et la visualisation des résultats ont été réalisés avec le solveur et le post processeur FLUENT.

La simulation, effectuée en 2D, nous a permis d'avoir une vision globale du phénomène avec une meilleure compréhension du problème. Les résultats issus de cette simulation s'avèrent satisfaisants et convaincants.

Enfin ce travail constitue une prédiction de l'écoulement d'un fluide de bingham dans une conduite présentant une variation de section (élargissement), ce qui explique la validation des résultats numériques.

BIBLIOGRAPHIE ET WEBOGRAPHIE

- [1] Couarraze G., Grossiord J.-L., 2000. Initiation à la rhéologie, Tec et Doc (Lavoisier),
- [2] Mohamed BOUZIT, 1996 « Caractérisation rhéologique et étude d'écoulement de fluides complexes, application au domaine de l'industrie agro-alimentaire », Thèse de Magister, Université des sciences et de la technologie d'ORAN.
- [3] Wolff C., Viscosité, Techniques de l'ingénieur, p. R 2350-1 à R 2351-18, 1982.
- [4] Whorlow R.H., 1980. Rheological Techniques, J. Wiley and Sons.
- [5] Midoux N., 1985. Mécanique et rhéologie des Fluides en génie chimique, Tec et Doc
- [6] Quemada D., (à paraître). La modélisation rhéologique des dispersions concentrées et des fluides complexes, Tec et Doc (Lavoisier), Paris.
- [7] Ramla Mohamed Oran, Le 02 Mai 2013 Simulation Numérique d'un Ecoulement Non Newtonien dans une Conduite rectangulaire avec une contraction brusque 4:1
- [8] Menceur N 2002 Généralités sur les écoulements des fluides
- [9] http://www.uvt.rnu.tn/resources_uvt/cours/mecanique/chap4/Chapitre-3/Section-3-3.html
- [10] ipag.osug.fr/~lesurg/theselesurPart2.pdf
- [11] R. Kumar, M. A. Rosen. "Performance evaluation of a doublepass PV/T solar air heater with and without fins". Applied Thermal Engineering 31 (2011) 1402e1410.
- [12] P. Kumar. "Effect of Differential Mass Flow Rate on the Thermal Performance of Double Duct Packed Bed Solar Air Heaters". International Conference on Renewable Energies and Power Quality (ICRE PQ'12) Santiago de Compostela (Spain), 28th to 30th March, 2012.
- [13] C.D. Ho, H. Chang, R.C. Wang, C.Sh. Lin. " Performance improvement of a double-pass solar air heater with fins and baffles under recycling operation". Applied Energy 100 (2012) 155-163.
- [14] S.S. Krishnananth, K.K. Murugavel. "Experimental study on double pass solar air heater with thermal energy storage". Journal of King Saud University-Engineering Sciences (2012).
- [15] Guestal M. "Modélisation de la convection naturelle laminaire dans une enceinte avec une paroi chauffé partiellement " Mémoire de magister , Université de MONTOURI, CONSTANTINE, 2010
- [16] Laribi B., "polycopié-cours de CFD ", Université de Khemis-Miliana 2009
- [17] Tutorial GAMBIT
- [18] Muriel Regard. "Contribution à l'étude des mouvements d'air dans le bâtiment à l'aide d'un code de champ : application à la ventilation naturelle d'un local par une ou deux grandes ouvertures". L'institut national de sciences appliquées de Lyon, France, (1996).

[19] Tutorial FLUENT

[20] Mahfoud et Benhadid, Rhéologie, Vol.1, 26-34 (2002), Etude de l'écoulement dans une contraction brusque

Résumé

L'écoulement à travers des contractions brusques, dans lequel un fluide s'écoule à travers une conduite de petite section en passant par une contraction vers une conduite de grande section, a été le sujet de nombreuses études avec des fluides non-newtoniens. Le but de ce travail est de prédire numériquement l'écoulement d'un fluide non-newtonien dans une contraction brusque, de rapport 4:1. La simulation numérique est conduite au moyen du code Fluent. Les résultats obtenus sont comparés à une base de données expérimentale disponible dans la littérature. Les courbes obtenues ont permis la caractérisation de l'écoulement à la traversée de la singularité (contraction brusque) et nous avons montré l'influence du nombre de Reynolds sur ces profils de vitesse.

Mots clés : contraction brusque fluide non-Newtonien Simulation numérique Fluent

Abstract

The flow through sudden contractions, in which a fluid flows through a conduit of small section through a contraction to a conduit of large section, has been the subject of many studies with non-Newtonian fluids. The aim of this work is to predict numerically the flow of a non-Newtonian fluid in a abrupt contraction of 4: 1 reshaw. Simulation is carried out using the Fluent code. The results obtained are compared with an experimental database available in the literature. The curves obtained allowed the characterization of the flow at the crossing of the singularity (abrupt contraction) and we showed the influence of the Reynolds number on the velocity profiles.

Keys words : Abrupt contraction Fluid non-Newtonian Simulation Fluent

ملخص

التدفق عبر الإلتساع المفاجئ، حيث يمر المائع في الأنبوب ذو المقطع الصغير إلى الأنبوب ذو المقطع الكبير، كان هذا موضوع العديد من الدراسات مع السوائل غير النيوتونية.

الهدف من هذا العمل هو دراسة تدفق المائع الغير النيوتني عدديا في الإلتساع المفاجئ بنسبة 4: 1. يتم محاكاة باستخدام رمز الفلويانت. تتم مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها مع قاعدة بيانات تجريبية المتاحة نظريا. المنحنيات التي تم الحصول عليها تصف التدفق عند عبور الإلتساع المفاجئ وتعرض تأثير عدد رينولدز على ملامح السرعة.

كلمة المفتاح : إلتساع مفاجئ مائع غير نيوتوني محاكاة الفلويانت

