



Faculté de Technologie
Département d'Hydraulique
Laboratoire de Recherche enHydraulique Appliquée et Environnement (LRHAE)

MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDES

Présenté par :

BOUSSOUM Nadir

BEN YAHIAKamel

En vue de l'obtention du diplôme de **MASTER** en Hydraulique

Option : **Ouvrages et aménagements Hydrauliques**

INTITULE:

Simulation des écoulements turbulents chargés de particules

Soutenu le **30 juin 2015**

Devant le jury composé de :

- Président : **Mr AMIROUCHE M.**
- Promoteur : **Mr LABIOD C.**
Mr HAMANI S.
- Examinatrice : **Mme BOUDJELLAL S.**

Remerciements

Avant tout, nous remercions DIEU qui a illuminé notre chemin et qui nous a armé de courage pour achever nos études.

Nous remercions fortement notre promoteur : M. LABIOD Chouab de nous avoir orienté par ses conseils judicieux dans le but de mener à bien ce travail. Nos vifs remerciements vont également à M. HAMANI. S

Nous tenons à remercier aussi :

 *Les membres de jury pour avoir acceptés d'évaluer notre travail*

 *Tous ceux qui ont contribué de près ou de loin dans l'élaboration de notre mémoire.*

Table des matières

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

Chapitre I : Synthèse bibliographique sur les écoulements diphasiques

Introduction.....	3
I.1. Généralités sur les écoulements diphasiques.....	3
I.1.1. Définition d'un écoulement diphasique.....	3
I.1.2. Différents type d'écoulement diphasique.....	4
I.2. Etude numérique.....	6
I.2.1. L'approche Euler-Lagrange.....	6
I.2.2. L'approche Euler-Euler.....	6
I.3. Caractéristiques d'un écoulement diphasique (gaz-particules).....	8
I.3.1. Temps caractéristiques.....	8
I.3.2. Fraction volumique.....	11
I.3.3. Taux de chargement.....	11
I.3.4. Echelle de longueur de Kolmogorov et micro échelle de Taylor.....	11
I.3.5. Température moyenne de mélange.....	12
I.3.6. nombre de nusselt.....	12
Conclusion.....	13

Chapitre II : Formulation théorique

Introduction.....	14
II.1. Description de l'écoulement à résoudre.....	14
II.2. Choix du model numérique.....	15
II.3. Mise en équations.....	15
II.3.1. Phase continue.....	15
II.3.2. Phase dispersée.....	22
II.3.3. Couplage One-Way et Two-Way.....	26
II.3.4. Echange de quantité de mouvement entre la phase dispersée et continue.....	27
Conclusion.....	27

Chapitre III : Méthode de résolution

Introduction.....	28
III.1. Présentation du code de calcul ANSYS-Fluent.....	28
III.2. Architecture du code calcul ANSYS-Fluent.....	28

III.3. La Géométrie	29
III.4. Le maillage adopté.....	29
III.5. Conditions aux frontières.....	31
III.6. Procédure de résolution	31
III.6.1. Equation générale de transport.....	31
III.6.2. Discrétisation de l'équation générale de transport.....	32
III.6.3. Schémas de discrétisations du terme convectif.....	35
III.6.4. Les conditions aux limites	38
III.6.5. Traitement des parois.....	39
III.6.6. Critère de convergence	40
III.6.7. Sous-relaxation	40
III.6.8. Discrétisation de l'équation du mouvement de la particule.....	40
III.6.9. Condition aux limites de la particule	41
Conclusion	42

Chapitre IV : Résultats et discussions

IV.1. Introduction	43
VI.2. Partie I : Simulation monophasique.....	43
IV.2.1. Champs et profils de vitesse	43
IV.2.2. Champs et profils de pression.....	47
IV.2.3. Champs et profil de température	50
IV.3. Partie II : Simulation diphasique	52
IV.3.1. Phase fluide.....	52
IV.3.1.1. Champs et profils de vitesse	52
<i>IV.3.1.2. Champs et profile de pression.....</i>	<i>56</i>
IV.3.1.3. Champs et profil de température.....	58
IV.3.2. Phase discrète	60
IV.4. conclusion	62

LISTE DES FIGURES

Chapitre II : Formulation théorique

Figure II.1 : Classification des écoulements particuliers selon Elghobashi (1994).26

Chapitre III : Méthode de résolution

Figure III.1 : présentation de la zone d'étude.29

Figure III.2 : Maillage de la face d'entrée.30

Figure III.3 : Maillage de la surface du coude.30

Figure III.4: Volume de contrôle pour un écoulement bidimensionnel.33

Figure III.5 : Approche du traitement près des parois.39

Chapitre IV : Résultats et discussions

Figure IV.1 : Evolution du module de vitesse le long de la conduite.44

Figure IV.2 : Evolution du module de vitesse dans le coude.44

Figure IV.3 : Contours de vitesses à l'entrée et aux différentes coupes de la conduite.45

Figure IV.4 : Variation de vitesse de l'écoulement le long de la conduite.46

Figure IV.5 : Profils des vitesses aux sections S1, S2 et S3.47

Figure IV.6 : Profils de vitesses au niveau des coupes (S4, S5, S6).48

Figure IV.7 : Représentation du champ de pression.48

Figure IV.8: Contours de pression à l'entrée et aux différentes sections de la conduite.49

Figure IV.9 : Profile de pression le long de la conduite.50

Figure IV.10 : Représentation du champ de température dans la conduite.51

Figure IV.11 : Contours de température à l'entrée et aux différentes coupes de la conduite.52

Figure IV.12 : Profile de température le long de la conduite.52

Figure IV.13 : Champ de vitesse de l'écoulement moyen le long de la conduite.54

Figure IV.14: Contours de vitesse à l'entrée et aux différentes coupes de la conduite55

Figure IV.15 : profile de vitesse de l'écoulement moyen le long de la conduite.55

Figure IV.16 : Profils des vitesses à l'entrée et à la section S3.56

Figure IV.17 : Profils de vitesse au niveau des coupes (S4, S5, S5).56

Figure IV.18 : Représentation du champ de pression dans la conduite.57

Figure IV.19 : Contours de pression à différentes coupes de la conduite.58

Figure IV.20 : profile de pression le long de la conduite.58

Figure IV.21 : Champ de température le long de la conduite.59

Figure IV.22 : Contours de température au niveau des coupes différentes de la conduite61

Figure IV.23: Profil de température le long de la conduite.61

<i>Figure IV.24 : Champ de vitesse des particules dans la conduite.....</i>	<i>61</i>
<i>Figure IV.25 : Localisation des particules colorées par le temps de si-jour.</i>	<i>62</i>
<i>Figure IV.26 : Localisation des particules dans le coude colorées par le temps de si-jour. ...</i>	<i>62</i>
<i>Figure IV.27 : Localisation des particules à la sortie du coude par le temps de si-jour.</i>	<i>62</i>
<i>Figure IV.28 : Évolution de la masse des particules dans la conduite en fonction du temps. .</i>	<i>63</i>

LISTE DES TABLEAUX

Chapitre II : Formulation théorique

<i>Tableau II.1 : Valeurs des constantes empiriques du modèle $k - \epsilon$ Standard.....</i>	<i>22</i>
<i>Tableau II-2 : Valeurs des constantes pour la corrélation de Morsi et Alexander.</i>	<i>24</i>

Chapitre III : Méthode de résolution

<i>Tableau III.1 : Etapes à suivre pour réaliser un modèle sous ANSYS-Fluent.</i>	<i>28</i>
<i>Tableau III.2 : les conditions aux limites sous ANSYS-Meshing.....</i>	<i>31</i>
<i>Tableau III.3 : Tableau récapitulatif des équations de transport.</i>	<i>32</i>
<i>Tableau III.4 : l'interpolation de Φ_i suivent le sens de l'écoulement.</i>	<i>35</i>
<i>Tableau III.5 : l'expression des coefficients a_i , résultants des schèmes Upwind.</i>	<i>36</i>
<i>Tableau III.6 : Interpolation de Φ_i de la face e par le schéma power-law.</i>	<i>36</i>
<i>Tableau III.7 : l'expression des coefficients a_i, résultants des schémas power-law.</i>	<i>37</i>
<i>Tableau III.8 : Condition aux limites utilisées.</i>	<i>39</i>
<i>Tableau III.9 : Paramètres utilisés pour le calcul de la trajectoire.</i>	<i>42</i>
<i>Tableau III.10 : Conditions aux limites de la particule.....</i>	<i>42</i>

LISTE DES ABREVIATIONS

- C_d : Coefficient de traînée.
- c : Concentration massique.
- c_ε : Convection de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente.
- $c_{\varepsilon 1}$ Et $c_{\varepsilon 2}, c_{\varepsilon 3}$: constante de fermeture.
- C : nœud principal.
- c_g : vitesse du son dans un gaz. (m/s)
- D : Diamètre de la conduite. (m)
- D_i : Flux diffusif.
- d_p : Diamètre de la particule.
- E : Energie totale. (J)
- E_q : Échanges de quantité de mouvement.
- f et g : fluctuation des fonction aléatoire F et G.
- g : champ de gravité (m/s²).
- G_k, G_b : terme de production.
- i et j : indices (i, j = 1, 2, 3).
- i : l'indice de discrétisation suivant x .
- j : l'indice de discrétisation suivant y .
- J_i : Flux total.
- k : L'énergie cinétique turbulente. (m²/s²)
- k_f : Énergie cinétique turbulente du fluide. (m²/s²)
- k_{eff} : Conductivité thermique efficace.
- M : Taux de chargement.
- M_t : Nombre de Mach.
- \dot{m}_p : Débit massique des particules. (Kg/s)
- n : Nombre de molécule en mole.
- \vec{n} : Vecteur normal.
- N : Nombre de particule.
- Nu_s : Nombre de nusselt.
- P : Pression. (bar)
- \bar{p} : Pression moyenne. (bar)

P_{rt} : Nombre de Prandtl.
 R_e : Nombre de Reynolds particulaire.
 R : Constante universelle des gaz parfaits. ($m^2 K g s^{-2} k^{-1} mol^{-1}$)
 R^Φ : Le résidu.
 S : Surface de contrôle.
 S_h : Terme source.
 s_ϕ : Terme source de la propriété Φ .
 \dot{s} : Section de passage.
 \bar{s} : Source moyenne de la propriété Φ .
 T_{mz} : Température moyenne. (k)
 U_f : vitesse instantanée du fluide. (m/s)
 U_p : vitesse instantanée des particules. (m/s)
 u_p : vitesse de particule. (m/s)
 u_i : Composant de vitesse suivant la direction x et y, z. (m/s)
 u' : fluctuation de la vitesse. (m/s)
 \bar{u} : vitesse moyenne. (m/s)
 V : volume de contrôle.
 v' : fluctuation de la vitesse. (m/s)
 \bar{v} : vitesse moyenne. (m/s)
 V_R : Vitesse relative. (m/s)
 \bar{w} : vitesse moyenne. (m/s)
 w' : fluctuation de la vitesse. (m/s)
 x : coordonne longitudinal. (m)
 y : coordonne transversal. (m)
 z : coordonne vertical. (m)
 Y_M : Terme de dilatation.
 ΔT_{ref} : Écart de température de référence. (k)
 α_i, α_p Coefficients liés aux schémas de discrétisation
 τ_p : Temps de relaxation de la particule. (s)
 ρ_p : Masse volumique de la particule. (m^3/s)
 ρ_f : Masse volumique du fluide. (m^3/s)
 α_p : Fraction volumique.

- η : Echelle de longueur de Kolmogorov
- ν_f : viscosité cinématique du fluide. (m^2/s)
- μ_t : viscosité dynamique turbulente. (Pa s)
- μ_f : viscosité dynamique de fluide. (Pa s)
- ε_f : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente du fluide. (m^2/s^2)
- λ : Micro-échelle de longueur de Taylor
- φ_w : Densité de flux.
- λ_f : Conductivité thermique du fluide.
- τ_{ij} : Tenseur des contraintes visqueuses.
- δ_{ij} : Indice de Kronecker.
- S_{ij} : Composante de taux de déformation.
- $(\tau_{ij})_{eff}$: Tenseur de Reynolds efficace.
- μ_t : viscosité turbulente.
- β : Coefficient thermique.
- ε : Dissipation de l'énergie cinétique turbulente.
- Φ : Propriété moyenne transportée.
- Γ_ϕ : Coefficient de diffusion.

INTRODUCTION

Les écoulements diphasiques ont été étudiés pendant plusieurs décennies de façon intensive, principalement en raison des applications importantes dans les domaines nucléaires, chimiques et pétroliers. Les écoulements diphasiques sont des écoulements où deux phases sont présentes, la différence entre les phases peut être leur état thermodynamique, appelé la phase (gaz, liquide, ou solide) ou leur composition chimique. Généralement ces écoulements sont turbulents et leur compréhension constitue l'un des plus grands défis de la science. Les observations expérimentales effectuées dans ce sens ont contribué à augmenter la compréhension des mécanismes fondamentaux, mais cela reste peu face aux objectifs de la science, car la quantité d'informations disponible est limitée en raison de la difficulté d'accès aux caractéristiques de l'écoulement. De plus, la mise en place d'un dispositif expérimental est particulièrement onéreuse, et les résultats obtenus sont toujours accompagnés d'une précision propre aux moyens matériels employés. Ces dernières années, la simulation des écoulements diphasiques est devenue un outil apprécié et utile dans la modélisation de ces écoulements. Elle offre de nombreux avantages tel l'accès aux données pour chacune des phases en tout point du domaine et grâce aux capacités de calcul récentes, les résultats peuvent nous offrir une meilleure précision.

Devant la complexité de la turbulence, le problème est loin d'être résolu en raison de l'état de l'écoulement. Le comportement d'un écoulement en présence de deux phases différentes se trouve fortement modifié par rapport au cas monophasique. La non-régularité et l'aspect aléatoire ont un effet important sur la physique de l'écoulement, leur représentation mathématiques devient plus compliquée et difficile à résoudre. C'est pour quoi, beaucoup d'efforts ont été fait pour comprendre et modéliser exactement la turbulence.

La présente étude a pour objet la simulation d'un écoulement diphasique (gaz-solide) turbulent dans une conduite coudée d'une grande importance pour certaines applications industrielles. Notre intérêt s'est porté sur la compréhension des caractéristiques dynamiques de l'écoulement, la prévision du comportement des particules solides au sein du champ gazeux et leur influence sur l'écoulement global. Le choix et la motivation du travail présenté ici repose sur la volonté de comprendre le phénomène turbulents, d'élargir nos connaissances sur les écoulements diphasiques turbulents et de mettre en place un modèle capable de simuler numériquement cette gamme d'écoulement.

La description et la simulation de ce type d'écoulement met en jeu une phase dispersée sous forme d'inclusions solides et une phase porteuse sous forme gazeuse. Pour résoudre ce type d'écoulement nous nous sommes orientés vers une approche eulérienne/lagrangienne, l'écoulement de la phase porteuse est calculé par une méthode eulérienne et suivra au sein de la suspension les trajectoires d'un ensemble de particules. Pour permettre la réalisation de ce travail un code de calcul est utilisé appelé ANSYS-Fluent. Le code de calcul est employé pour des applications industrielles et activités de recherches dans plusieurs domaines.

Le plan suivi s'articule autour de quatre chapitres, une synthèse bibliographique décrivant les travaux antérieurs effectués et quelques grandeurs caractéristiques des écoulements gaz-solide sont présentées dans le premier chapitre. Dans le deuxième chapitre, nous avons abordé la physique qui régit cet écoulement. Le troisième chapitre est consacré à la présentation du code de calcul avec la méthode de résolution utilisée. Finalement, en chapitre quatre les résultats obtenus sont discutés.

Chapitre I

Synthèse bibliographique sur les écoulements diphasiques

Introduction

Ce premier chapitre a pour objectif d'introduire d'une manière large des connaissances sur les écoulements diphasiques et plus particulièrement sur les écoulements gaz-solide. Ce qui fait l'objet de notre étude.

Pour comprendre la dynamique de ces écoulements une synthèse bibliographique est présentée à ce stade, qui décrit certains travaux déjà effectués dans ce sujet et qui vise à caractériser d'une façon générale les écoulements diphasiques et les modélisations mises en place pour leur simulation. Cette synthèse contribue également à situer notre étude par rapport aux connaissances déjà acquises. Une partie de ce chapitre sera consacrée aux différentes approches numériques qui permettent la résolution de ces écoulements.

A la fin, nous allons définir quelques grandeurs caractéristiques fondamentales de ces écoulements.

I.1. Généralités sur les écoulements diphasiques

I.1.1. Définition d'un écoulement diphasique

Les écoulements diphasiques font l'objet de plusieurs recherches, on les rencontre dans des multiples phénomènes naturels en environnement mais également dans nombreux procédés en industrie. Ces écoulements sont intrinsèquement complexes du fait de la présence de deux phases (parmi les trois : gaz/solide/liquide) en mouvement relatif. Ils recouvrent une grande variété de configuration topologique (bulles, gouttes ou films par exemple). Où l'existence d'une ou plusieurs interfaces entre deux phases, mobiles ou déformables, affecte en profondeur la structure de l'écoulement. L'étude des écoulements diphasiques est une discipline transversale. Elle procède de la mécanique des fluides à laquelle est liée le transfert de matière et la thermique. Au début cette discipline est nommée la thermo-hydraulique (thermal-hydraulics). A l'origine ces disciplines sont nées et ont été développées pour le génie nucléaire et le génie chimique et leur développement n'est pas assez avancé que la mécanique des fluides.

On rencontre ces écoulements dans les canaux à surface libre, les écoulements en charge dans les réseaux d'AEP, en assainissement, ou même dans les turbomachines. Dans les aubages, l'accélération du fluide dépressurise le liquide qui peut alors dans certaines conditions changer de phase. Les micro-organismes présents dans les rivières et les océans tels que les planctons et les algues. Cette catégorie d'écoulement est aussi très largement

utilisée dans l'industrie, dans de nombreux dispositifs du génie chimique et pétrolier, la fabrication des produits pharmaceutiques, le nucléaire, dans le transport pneumatique des poudres. En effet, ce type d'écoulement est très intéressant pour de telles applications en raison des forts taux de mélange qui favorise le transport des particules, l'homogénéisation du mélange en termes de température.

I.1.2. Différents types d'écoulement diphasique

a- Les écoulements gaz-solide

Ils sont caractérisés par la présence simultanée d'une phase porteuse, le gaz, et d'une phase dispersée, les inclusions solides. Ce type d'écoulement est présent dans des domaines industriels variés à savoir les écoulements pneumatiques. Le transport de pétrole en pipeline comporte des particules solides, du sable et des petits bouts de roches, emportés lorsque le pétrole brut est extrait du sous-sol. Les domaines mettant en jeu le transport des polluants comme les polluants atmosphériques. Ce type d'écoulement a été initialement étudié par plusieurs auteurs en citant (MELINGE, 1998), ont travaillé sur la visualisation de l'écoulement discontinu gaz-solide dans un changement de direction en utilisant une caméra à 25 images par seconde. (MOISSETTE, 2001), a étudié la dynamique et la thermique par modélisation Eulérienne/Lagrangienne des effets liés aux interactions turbulence-particule en conduite verticale non-isotherme et s'appuie sur une représentation fine des mécanismes qui peuvent affecter le comportement de la suspension.

(KAHIL, 2007), a étudié le dépôt d'aérosol dans une conduite coudée de 90° pour un écoulement turbulent par approche Lagrangienne-RANS.

b- Les écoulements liquide-solide

Ces écoulements on les rencontre dans le transport hydraulique des matières solides, soit dans les cours d'eau, dans le processus de sédimentation, la vidange de fond dans les barrages, dans les opérations d'hydrotraitement ainsi les écoulements volcaniques. (HASSANZADEH, 1979), a suivi la distribution des vitesses et des concentrations dans un écoulement diphasique liquide-solide à surface libre, l'objectif de sa publication était de savoir si la distribution des vitesses locales est logarithmique dans le cas d'un écoulement diphasique dans les canaux à surface libre au près des parois et de comparer ses résultats à un écoulement turbulent en monophasique.

c- Les écoulements liquide-liquide

Sont présents dans nombreux procédés industriels et tout particulièrement dans les écoulements pétroliers. La présence d'eau en grande quantité dans les puits de pétroles en fin de vie et les techniques de récupération assistée du pétrole par injection d'eau ou de diluant (l'eau dans l'huile).

(CONAN, 2007), a fait une étude expérimentale et modélisation des écoulements liquide-liquide en conduite horizontale. (POUPLIN, 2009), a étudiée les écoulements liquide-liquide dispersés homogènes en conduite horizontale par une approche locale en milieu concentré. Ces deux auteurs, ont utilisées la méthode PIV (vélocimétrie par image de particule), le principe de cette méthode est de mesurer des champs de vitesse instantanés des écoulements fluides. Cette technique nécessite une source laser ou une caméra et logiciel de traitement.

d- Les écoulements gaz-liquide

On peut retrouver ces écoulements dans de très nombreux domaines en industrie, dans les générateurs de vapeur et les grandes cavités se déplaçant dans les réseaux d'AEP. (SULEMAN, 1990), dans sa thèse de doctorat a travaillé sur la contribution à l'étude d'écoulement gaz-liquide dans un élargissement brusque, son but est de fournir des données globales et locales sur la chute de pression et le taux de vide.

(DENEFFLE 2013), a effectué une modélisation locale diphasique eau-vapeur des écoulements dans les générateurs de vapeur.

Ces écoulements sont caractérisés par des échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie qui affectent les caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement global. Sont plus souvent turbulents, moins dans l'une des deux phases. La compréhension de leur dynamique passe par celle de la turbulence diphasique et notamment par l'analyse des interactions entre les structures turbulentes et la déformation des interfaces. Nous cherchons donc à élaborer une méthodologie numérique susceptible de permettre la simulation d'écoulement diphasique turbulent de topologie varié. La compréhension et la modélisation des phénomènes physiques gouvernant le comportement de chacune des phases constituent deux étapes fondamentales pour la prédiction des écoulements et l'optimisation des procédés dans l'industrie.

I.2. Etude numérique

Dans cette partie on présentera les différentes approches numériques décrites dans la littérature pour simuler et prédire le comportement dynamique de ces écoulements.

I.2.1. L'approche Euler-Lagrange

La phase fluide est traitée comme continue en résolvant les équations de Navier-Stokes, alors que la phase discrète est calculée en suivant un grand nombre de particules ou gouttes à travers le domaine. La phase dispersée peut échanger de l'énergie cinétique ainsi la quantité de mouvement, et de la température avec la phase fluide.

➤ **Modèle DPM (discret phase modèle)**

Les échange de masse, quantité de mouvement et d'énergie entre les phases dispersée et continue sont pris en compte par ce modèle. Ce modèle repose sur l'hypothèse d'une très faible fraction volumique de la phase dispersée, les trajectoires des particules sont calculées individuellement durant le calcul de la phase fluide. Ce qui en fait un modèle adapté pour les écoulements pneumatiques et l'écoulement de certaines particules mais inapproprié pour les mélanges liquide-liquide, les lits fluidisés, ou toute application pour laquelle la fraction volumique de la seconde phase n'est pas négligeable (la documentation Fluent donne la valeur limite de 10 %).

(MOISSETTE, 2001), a utilisé l'approche Eulérienne-lagrangienne qui vise à caractériser l'écoulement de la suspension dynamiquement établi pour la première phase de simulation afin de déterminer les informations nécessaire à la simulation thermique. Pour cela, une procédure de calcul itérative entre la résolution Eulérienne du champ gazeux et le sui de particules discrètes est mise en place. La seconde phase de simulation consiste a utilisé les résultats obtenus précédemment comme données de base pour prédire l'évolution thermique de la suspension.

I.2.2. L'approche Euler-Euler

Cette approche est également appelée méthode à deux fluides, car les deux phases sont considérées comme deux phases fluides qui répondent aux équations de la mécanique des milieux continus. On introduit la notion de fraction volumique de phase pour traduire la présence ou non d'une phase en un point donné de l'espace à un temps donné.

Les équations de transport moyennées, obtenues par la procédure classique basée sur la décomposition de Reynolds, peuvent être résolues, moyennant la mise en place d'un modèle de fermeture pour chacune des phases.

Le but de la thèse de (SONSOJ, 2009) est d'évaluer la fiabilité des simulations Euler-Euler dans une configuration complexe. Les processus d'injection et d'évaporation du carburant liquide sont analysés et modélisés, car ils pilotent la formation de vapeur du carburant.

Dans cette partie on va discuter des différents modèles Euler-Euler proposés par Fluent. Sont au nombre de 3 :

- Volume of fluid (VOF).
- Modèle de mélange.
- Modèle Eulérien.

Le choix d'un modèle doit se faire en accord avec le type d'écoulement à simuler.

➤ Modèle VOF

Le modèle VOF peut modéliser plusieurs fluides immiscibles en résolvant un seul ensemble d'équations de dynamique et de suivi de la fraction volumique de chacun des fluides dans le domaine. Les applications typiques comprennent la prédiction de rupture de jets, le mouvement de grosses bulles dans un liquide, le mouvement du liquide après une rupture de barrage, et le suivi régulier ou transitoire d'une interface liquide-gaz.

La formulation de VOF repose sur le fait que plusieurs fluides (ou phases) ne sont pas inter-pénétrables. Pour chaque phase additionnelle que l'on veut ajouter au modèle, une variable est introduite : la fraction volumique de la phase dans la cellule. Dans chaque volume de contrôle, la somme des fractions volumiques de chaque phase est égale à (01). Les champs pour toutes les variables et propriétés sont partagées par les phases et représentent les valeurs moyennées sur le volume, tant que la fraction volumique de chaque phase est connue sur chaque cellule. Ainsi les variables et les propriétés de n'importe quelle cellule sont purement représentative d'une des phases, ou représentative d'un mélange des phases dépendant des valeurs de fraction volumique. Le modèle VOF peut aussi prendre en compte, sur demande de l'utilisateur, les tensions de surface entre les phases et entre les parois.

➤ Modèle de mélange

Le modèle de mélange, comme le modèle VOF, utilise une approche à un fluide. Il défère cependant du modèle VOF sur deux points :

- Il autorise l'interpénétration des phases. En conséquence, la somme des fractions volumiques sur un volume de contrôle peut être comprise entre 0 et 1, ceci dépendant de l'espace occupé par chaque phase.
- Il autorise différentes vitesses pour chaque phase introduisant ainsi une vitesse relative d'une phase par rapport à l'autre.

Il résout l'équation de continuité et l'équation dynamique pour le mélange, l'équation de la fraction volumique étant calculée comme dans le modèle VOF. Les équations pour le mélange sont calculées à partir des valeurs moyennes des variables sur les deux phases.

➤ Modèle Eulérien

Le modèle eulérien est un modèle multiphasique plus complexe permettant de résoudre les équations de continuité et de quantité de mouvement pour chaque phase. Le couplage est réalisé par le biais des termes d'échanges de quantité de mouvement entre les phases mises en jeu (écoulement granulaire fluide-solide ou non granulaire de type fluide-fluide).

Avec le modèle Eulérien, le nombre de phases secondaires est uniquement limité par les capacités d'outils de calcul. Ce modèle est très bien adapté à l'étude des lits fluidisés et à la modélisation des écoulements à bulles ou à gouttes.

I.3. Caractéristiques d'un écoulement diphasique (gaz-particules)

Dans ce qui suit, on définira quelques grandeurs caractéristiques des deux phases.

I.3.1. Temps caractéristiques

Le choix de pas de temps nécessaire à la résolution de l'équation du mouvement des particules est basé sur 3 temps caractéristiques (temps de relaxation des particules, temps de collision entre deux particules, temps caractéristique de la turbulence) :

➤ Temps de relaxation d'une particule :

Dans le cas où seule la force de traînée est prise en compte, l'équation de la trajectoire d'une particule s'écrit

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (U_f - U_p) \quad (\text{I.1})$$

Où

τ_p : Temps de relaxation de la particule qui représente le temps nécessaire pour la particule à répondre aux sollicitations du fluide.

U_f : La vitesse instantanée du fluide.

U_p : La vitesse instantanée des particules.

Dans le cas où $\rho_p \gg \rho$, (les termes instationnaires sont négligés), le temps de relaxation vaut :

$$\tau_p = \frac{4}{3} \frac{d_p^2}{\mu_f} \frac{\rho_p}{C_D Re} \quad (\text{I.2})$$

ρ_p : Représente la masse volumique de la particule.

ρ_f : Représente la masse volumique du fluide.

C_D : Le coefficient de trainé.

Le nombre de Reynolds particulaire Re_p a pour expression :

$$Re_p = \frac{\rho d_p |\vec{v}_p - \vec{v}|}{\mu_f} \quad (\text{I.3})$$

Pour donner une interprétation physique de τ_p , supposons que la vitesse de la particule soit nulle à l'instant initial et que la vitesse de fluide ainsi que le coefficient de trainée restent constants pendant le temps d'intégration. La solution de l'équation (1.1) s'écrit alors sous la forme :

$$U_p = U_f \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right] \quad (\text{I.4})$$

Ce qui montre que τ_p représente le temps nécessaire à la particule pour atteindre 63% de la vitesse de fluide (MOISSETTE, 2001).

Dans le cas des écoulements à faible Re_p (régime de stocks), le coefficient de traînée a pour expression :

$$C_D = 24/Re_p \quad (I.5)$$

Et le temps de relaxation de la particule s'écrit :

$$\tau_p = \rho_p d_p^2 / 18\mu_f \quad (I.6)$$

Ce qui permet une évaluation rapide de son ordre de grandeur.

➤ Echelle de temps intégrale de la turbulence

L'échelle de temps intégrale lagrangien représente le temps de corrélation des fluctuations de vitesse d'une particule, notée T_L . T_{mE} Est l'échelle mobile eulérienne qui caractérise le temps de corrélation des fluctuations de vitesse du fluide dans un repère mobile se déplaçant à la vitesse moyenne du fluide. Le nombre de Stocks (St) qui caractérise l'influence de la turbulence du fluide sur le mouvement des particules est définie comme le rapport du temps de relaxation de la particule τ_p et d'un temps caractéristique de la turbulence. Il existe plusieurs définitions pour exprimer ce nombre. L'expression utilisée dans notre cas est donnée par :

$$St = \frac{\tau_p}{T_{mE}} = \beta \frac{\tau_p}{T_L} \quad (I.7)$$

Où β désigne le rapport entre l'échelle intégrale lagrangienne et l'échelle intégrale mobile eulérienne. β Varie de 0.2 à 0.6 en fonction du type d'écoulement et du niveau de turbulence.

Si : ($St \rightarrow 0$), les particules suivent le fluide et vont être influencées par la turbulence de celui-ci. Par contre si ($St \rightarrow \infty$) les particules possèdent une forte inertie et elles sont affectées par la turbulence.

I.3.2. Fraction volumique

La fraction volumique de la phase dispersée est le volume occupé par les particules dans une unité de volume de suspension. Si les inclusions sont mono-dispersées et sphériques, elle s'exprime par :

$$\alpha_p = \frac{\pi d_p^3 N}{6} \quad (I.9)$$

N : est le nombre de particules présentes par unité de volume de suspension.

La concentration massique s'exprime en fonction de la fraction volumique par :

$$c = \rho_p \alpha_p \quad (\text{I.10})$$

I.3.3. Taux de chargement

Le taux de chargement représente le rapport des débits massique entre les particules et le fluide, défini par la relation suivante :

$$M = \frac{q_{Mp}}{q_{Mf}} = \frac{\int \rho_p \alpha_p \langle U_{pz} \rangle ds}{\int (1-\alpha_p) \rho_f \langle U_{fz} \rangle ds} \quad (\text{I.11})$$

q_{Mp} : Débit massique de la particule.

q_{Mf} : Débit massique du fluide.

S : étant la section de passage.

I.3.4. Echelle de longueur de Kolmogorov et micro échelle de Taylor

➤ Echelle de longueur de Kolmogorov

Cette échelle notée η , défini par la relation suivante qui caractérise la taille des plus petites structure de l'écoulement.

$$\eta = \left(\frac{\nu_f^3}{\varepsilon_f} \right)^{1/4} \quad (\text{I.12})$$

ν_f : viscosité cinématique du fluide.

ε_f : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente du fluide.

➤ Micro-échelle de longueur de Taylor

La micro-échelle de Taylor notée λ caractérise les comportements à l'origine de la fonction d'auto-corrélation des fluctuations des vitesses de fluide. En turbulence homogène et isotrope, la micro-échelle de Taylor peut être donnée par la relation suivante.

$$\lambda = \sqrt{\frac{10\nu_f k_f}{\varepsilon_f}} \quad (\text{I.13})$$

k_f : Énergie cinétique turbulente du fluide.

I.3.5. Température moyenne de mélange

La température moyenne de mélange de la suspension est définie dans une section droite de l'écoulement à la cote z par :

$$T_{mz}(Z) = \frac{mC_{pp}T_{mp}(z) + C_{pf}T_{mf}(z)}{C_{pf} + mC_{pp}} \quad (\text{I.14})$$

m : Est le taux de chargement.

T_{mp} : désigne la température moyenne de mélange des particules. Définie par :

$$T_{mp} = \frac{2\pi \int_0^R \alpha_p \rho_p \langle U_{pz} \rangle \langle T_p \rangle r dr}{q_{mp}} \quad (\text{I.15})$$

T_{mf} : désigne la température moyenne de mélange du fluide. Définie par :

$$T_{mf} = \frac{2\pi \int_0^R (1-\alpha_p) \rho_f \langle U_{fz} \rangle \langle T_f \rangle r dr}{q_{mf}} \quad (\text{I.16})$$

I.3.6. Nombre de nusselt

Le nombre de nusselt est nombre adimensionnel qui caractérise les échange de chaleur entre la suspension de la paroi à la cote z . il s'exprime par :

$$Nu_s = \frac{\varphi_w D}{\lambda_f \Delta T_{ref}} \quad (\text{I.17})$$

φ_w : La densité de flux à la paroi.

D : Diamètre de la conduite.

λ_f : La conductivité thermique du fluide.

ΔT_{ref} : Un écart de température de référence.

La définition du nombre de Nusselt de la suspension défère selon la condition aux limites appliquée, densité de flux imposée au niveau de la parois ou température de paroi constante.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu définir les écoulements diphasiques et les types les plus fréquemment rencontrés en hydraulique et en industrie.

Les différents travaux menés à ce sujet mettent en évidence la diversité des paramètres qui peuvent influencer le comportement de la phase fluide et de la phase particulaire. Dans le cas d'un écoulement gaz-particules, en conduite, l'ajout de particules solides au sein du champ fluide modifie la structure de l'écoulement. Alors, dans les procédés industriels, il est très important de prédire ces écoulements pour objectif d'optimisation.

On a, aussi, pu définir les différentes approches numériques qui, existante dans la littérature qui permettent la résolution de ces écoulements.

Chapitre II

Formulation théorique

Introduction

Ce chapitre est consacré à la modélisation de la phase fluide en première partie et de la phase dispersée en seconde.

Dans la première partie de modélisation nous allons utiliser l'approche eulérienne pour décrire la phase fluide de manière complète en monophasique. Elle consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées en associant un modèle de fermeture pour les tensions de Reynolds. Pour fermer tout le système d'équation nous allons ajouter deux équations pour la détermination de la pression et de la température (l'équation de l'énergie et l'équation d'état pour un gaz parfait).

Dans la deuxième partie, nous allons décrire le comportement de la phase dispersée au sein du champ fluide avec l'approche lagrangienne. Par la suite, nous relèverons l'influence de la turbulence sur le comportement des particules et décrire le couplage entre les deux phases, afin de déterminer l'échange de quantité de mouvement entre les phases.

II.1. Description de l'écoulement à résoudre

Les écoulements gaz-solide font partie de la famille des écoulements à phase dispersée. Cette classe d'écoulement présente la particularité de posséder une phase au caractère discret (les particules), entourée d'une phase continue (le gaz). La prédiction correcte de tels écoulements nécessite de modéliser la physique de chacune des phases mais aussi leurs interactions.

Les interactions fluide-particule sont à la source d'un couplage entre les deux phases qui représentent une part importante de la physique de l'écoulement.

La première famille de phénomènes intervenant dans ces écoulements est due à la nature de sollicitation fluide. La prise en compte de la turbulence du fluide, nous amène à considérer des phénomènes tels que le caractère aléatoire du champ de sollicitation ainsi que la diffusion et l'agitation qui en découlent.

Une fois le champ des sollicitations donné, une autre étape dans la compréhension des écoulements gaz-solide consiste à déterminer comment réagit le nuage de particules plongées dans ce champ. Il faut pour cela connaître la réaction d'une particule isolée pour ensuite en

extraire un comportement d'ensemble. Le comportement de nos particules qui sont solides et inertes est donné par l'ensemble des forces qui s'exercent sur celles-ci.

Finalement. Pour caractériser complètement notre écoulement il est nécessaire de connaître les interactions de celui-ci avec son contenant. L'écoulement est en effet spatialement limité par des obstacles qui seront toujours des parois imperméables. Ceci impose des conditions aux limites pour l'écoulement.

II.2. Choix du model numérique

Dans notre cas, nous cherchons à simuler un écoulement diphasique dans lequel il existe une phase porteuse (le gaz) et une phase dispersée (les particules solides) avec un faible taux de chargement.

Notre choix s'oriente vers une approche Eulérienne-Lagrangienne, il semble être le modèle le plus complet pour l'écoulement diphasique à résoudre, qui prendra d'une manière plus réaliste des mouvements induits par une phase sur une autre. Il permet de prendre en compte l'effet de la force exercée par la phase porteuse sur les particules qui peuvent jouer un rôle important sur l'évolution dynamique de l'écoulement et suivre les trajectoires des particules en son sein.

II.3. Mise en équations

II.3.1. Phase continue

Établissement des équations de Navier-Stokes

Ces équations décrivent le comportement du fluide et sont à la base de toutes les considérations hydrodynamiques, qu'elles soient physiques ou numériques. Elles sont obtenues de l'équation de continuité, de l'équation de la quantité de mouvement et de la définition du tenseur des contraintes.

Ces équations décrivent le comportement du fluide par :

- Équation de continuité

C'est l'équation qui exprime la loi de conservation de la masse pour un volume de contrôle matériel, elle s'exprime mathématiquement sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.1})$$

➤ Équation de quantité de mouvement

Le principe de conservation de quantité de mouvement permet d'établir les relations entre les caractéristiques du fluide lors de son mouvement et les causes qui le produisent. Il indique que le taux de variation de quantité de mouvement contenue dans le volume de contrôle est égal à la somme de toutes les forces extérieures qui lui sont appliquées. Elle s'écrit sous la forme suivante

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t}}_1 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j)}_2 = \underbrace{\rho g_i}_3 - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x_i}}_4 + \underbrace{\frac{\partial(\tau_{ij})}{\partial x_j}}_5 \quad (\text{II.2})$$

La signification physique de ces termes est :

1 : le terme transitoire.

2 : variation de quantité de mouvement par unité de volume.

3 : force volumique par unité de volume.

4 : force associée à la pression par unité de surface.

5 : contraintes visqueuses par unité de surface.

Avec :

τ_{ij} : Tenseur de contraintes visqueuses.

Pour un fluide Newtonien, les contraintes de viscosité τ_{ij} sont reliées au taux de déformation locale comme suite :

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} + \lambda_v \delta_{ij} \text{div } \vec{v} \quad (\text{II.3})$$

Avec :

μ : viscosité dynamique qui relie la contrainte visqueuse à la déformation linéaire.

λ_v : viscosité qui relie la contrainte visqueuse à la déformation volumétrique $div \vec{v}$, elle est prise égale à : $-\frac{2}{3}\mu$.

δ_{ij} : Indice de Kronecker ($\delta_{ij}=1$ si $i=j$, $\delta_{ij}=0$ si $i \neq j$).

S_{ij} : Composante de taux de déformation exprimé par :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.4})$$

Pour un écoulement compressible l'équation de la dynamique devient après quelques arrangements comme suite

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = \rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II.5})$$

➤ Équation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie est obtenue à partir du premier principe de la thermodynamique. Il met en relation les différentes formes de l'énergie, soit :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i (\rho E + P)) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + S_h \quad (\text{II.6})$$

Avec :

E : Énergie totale.

P : Pression.

k_{eff} : La conductivité thermique efficace.

S_h : Le terme source, rassemble les contributions de rayonnement, ainsi que d'autres sources de chaleur volumétrique.

II.3.1.1. Prise en compte de la turbulence

Dans le cadre de cette étude, nous considérons que l'écoulement du fluide est newtonien et compressible. L'étude de la turbulence s'inscrit dans le cadre de la mécanique des milieux continus en particulier la mécanique des fluides, car elle concerne une gamme très

variée et étendue d'écoulements. Ce problème est de plus très ardu car l'état d'un fluide turbulent apparaît comme chaotique et non prévisible.

Devant la grande complexité de la turbulence, on a souvent recours au traitement des problèmes par des méthodes statistiques. Ce recours au traitement statistique est justifié par la difficulté d'accès aux nombreuses causes des instabilités. Ainsi, selon la "décomposition de Reynolds", chaque grandeur g est décomposée en une valeur moyenne \bar{g} et une fluctuation g' autour de cette valeur moyenne.

En appliquant les règles dites "règles de Reynolds" de deux grandeurs f et g , on vérifie :

$$g = \bar{g} + g'$$

$$\overline{f + g} = \bar{f} + \bar{g}$$

$$\overline{a \cdot g} = a \cdot \bar{g}$$

$$\overline{f * g} = (\bar{f} + \bar{g}) + (f' + g')$$

$$\bar{g}' = 0$$

$$\frac{\partial \bar{g}}{\partial n} = \frac{\partial g}{\partial n}$$

Ce traitement fait apparaître des termes inconnus supplémentaires qui sont interprétés comme des tensions turbulentes dites de Reynolds.

Les équations de continuité et de Navier-Stokes s'écrivent en prenant la moyenne de chaque équation comme suite :

- Équation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (\text{II.7})$$

- Équation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = \rho g_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (\text{II.8})$$

- Équation de l'énergie

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i (\rho E + P)) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_j (\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h \quad (\text{II.9})$$

Avec :

$(\tau_{ij})_{eff}$: Tenseur de Reynolds efficace.

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (\text{II.10})$$

➤ Équation d'État

L'équation d'état représente l'équilibre thermodynamique d'un gaz parfait pour un nombre n mole de molécules. Elle est décrite par la formule suivante :

$$Pv = nRT \quad (\text{II.11})$$

Avec

n : Nombre de molécule en mole.

R : La constante universelle des gaz parfaits ($R = 8,314472 \text{ m}^2 \cdot \text{Kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$)

➤ Modèle de fermeture de la turbulence

Les équations moyennes d'écoulement ne sont pas fermées en raison des six (06) inconnus supplémentaires qui sont les tensions de Reynolds ($\overline{u'_i u'_j}$) qui ont besoin d'être modélisés.

Pour calculer les tensions de Reynolds, les corrélations doubles peuvent être calculées à partir des valeurs moyennes de l'écoulement en faisant appel au concept de viscosité turbulente. Cette approche est chronologiquement la plus ancienne. L'objectif de la modélisation est d'établir des relations ou des équations permettant le calcul du tenseur de Reynolds à partir des caractéristiques de l'écoulement moyen. Ces relations permettent de fermer le système.

Les modèles de fermeture sont des équations qui viennent compléter les équations bilans. Dans notre cas, il s'agit de fermer le modèle global en modélisant le terme de viscosité turbulente et les termes du tenseur de Reynolds.

"ANSYS-Fluent" fournit les choix suivants des modèles de turbulence de type $k - \varepsilon$:

- Standard $k - \varepsilon$ model.
- Renormalization-grouped (RNG) $k - \varepsilon$ model.
- Realizable $k - \varepsilon$ model.

Pour notre simulation nous allons utiliser le modèle Standard $k - \varepsilon$.

➤ *Modèle $k - \varepsilon$ standard*

Le modèle $k - \varepsilon$ est un modèle à deux équations qui nécessite d'introduire deux équations de transport pour le calcul des tenseurs de Reynolds et de la viscosité turbulente.

Ce modèle suppose que le régime de turbulence est pleinement établi dans tout le domaine et que les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables par rapport à ceux de la viscosité turbulente (loin des parois).

Il est basé sur l'hypothèse de Boussinesq, à savoir qu'il existe une analogie entre l'action des forces visqueuses et les contraintes de Reynolds dans l'écoulement moyen, soit :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{II.12})$$

Le modèle calcule la viscosité turbulente μ_t en faisant intervenir l'énergie cinétique de turbulence k et le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence ε comme suit :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.13})$$

Deux équations de transport sont utilisées : une pour l'énergie cinétique de turbulence k et l'autre pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε .

➤ Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M \quad (\text{II.14})$$

➤ Equation de transport de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon\bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon}(G_k + C_{3\varepsilon}G_b) - C_{2\varepsilon}\rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.15})$$

Les termes de production G_k et G_b sont définis comme suite :

$$G_k = -\rho\bar{u}_i\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (\text{II.16})$$

Et
$$G_b = \beta g \frac{\mu_t}{P_{rt}} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (\text{II.17})$$

Avec

P_{rt} : Nombre de Prandtl.

β : Coefficient thermique.

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \quad (\text{II.18})$$

Alors

$$G_b = -g_i \frac{\mu_t}{P_{ri}} \frac{\partial P}{\partial x_j} \quad (\text{II.19})$$

Le terme de dilatation :

$$Y_M = 2\rho\varepsilon M_t^2 \quad (\text{II.20})$$

M_t : Nombre de Mach calculé par la formule suivante :

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{c_g^2}} \quad (\text{II.21})$$

Avec (c_g): la vitesse du son dans un gaz.

Les résultats de calcul dépendent fortement de la valeur des constantes empiriques $C_\mu, \sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$. Les valeurs utilisées par défaut dans le code "ANSYS-Fluent" sont groupées dans le tableau suivant :

Tableau II.1 : Valeurs des constantes empiriques du modèle $k - \varepsilon$ Standard

Constants	C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$
Valeurs	0,09	1,00	1,30	1,44	1,92

La constante $C_{3\varepsilon}$ est calculée comme suite :

$$C_{3\varepsilon} = \tanh \left| \frac{v}{u} \right| \quad (\text{II.22})$$

Où, v est la composante de la vitesse d'écoulement parallèle au vecteur de gravité et u la composante de la vitesse perpendiculaire au vecteur de gravité.

Le modèle $k - \varepsilon$ s'avère actuellement l'un des plus répandus dans les applications pratiques à l'usage de l'ingénieur. Utilisé en dehors des situations d'écoulements cisailés simples pour lesquelles il fut initialement conçu. En outre, il est adapté à des procédures de résolution numérique d'équation classique de la mécanique des fluides.

II.3.2. Phase dispersée

Nous exposerons ici l'objectif de base du modèle lagrangien pour le suivi des particules. Cette méthode sera appliquée lors de nos simulations numériques dans le chapitre III.

Pour caractériser la trajectoire (au sens de l'espace et de phase : position et vitesse de translation du centre de gravité) d'une particule que nous supposons parfaitement sphérique et indéformable, dans le cadre de la mécanique classique, il est suffisant, selon la loi de Newton, de se donner une condition initiale ainsi que la somme des forces s'exerçant sur elle :

$$\frac{d}{dt} x_p(t) = u_p(t) \quad (\text{II.23})$$

$$\frac{d}{dt}(m_p u_p(t)) = \sum F(t) \quad (\text{II.24})$$

a. Bilan des forces s'exerçant sur une particule

Les différentes forces exercées sur la particule sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \sum F_p = & F_{Trainée} + F_{portance} + F_{collision} + F_{brownienne} + F_{thermophorisis} + F_{magnus} \\ & + F_{gravité} \end{aligned}$$

Le premier terme représente la force de trainée, Elle traduit l'effet de viscosité dans le cas où la vitesse relative entre le fluide et la particule est constante. La force de portance de Saffman est provoquée par le cisaillement du fluide environnant qui a comme conséquence une distribution non-uniforme de pression autour de la particule. La force exercée par collision entre particules est représentée par la force de collision. Elle prend de l'importance pour un taux de chargement plus élevé. Les forces browniennes et de thermophorèses sont importantes pour l'étude des particules submicronique, et sont le résultat d'un mouvement moléculaire aléatoire par des forces due au gradient de température, respectivement. La force de Magnus est un résultat de la rotation des particules (Yacine KAHIL, 2007).

Dans le cas de notre étude, et pour des raisons de simplification, nous prendrons en considération uniquement la force de trainée et la force de gravité.

$$m_p \frac{du_p}{dt} = \vec{F}_T + \vec{F}_g \quad (\text{II.25})$$

$$\frac{d\vec{v}_p}{dt} = F_D(\vec{v} - \vec{v}_p) + \frac{\vec{g}(\rho_p - \rho)}{\rho_p} \quad (\text{II.26})$$

$F_D(u - u_p)$: est la force de trainée par unité de masse.

$$F_D = \frac{3}{4} \frac{\mu_f C_d R_e}{\rho_p d_p^2} \quad (\text{II.27})$$

R_e : Nombre de Reynolds particulaire. S'écrit sous la forme suivante :

$$R_e = \frac{\rho d_p |\vec{v}_p - \vec{v}|}{\mu_f} \quad (\text{II.28})$$

Pour une solution analytique du coefficient de trainée est établit par Stokes :

$$C_d = \frac{24}{Re_p} \quad (\text{II.29})$$

Cette formulation, bien que valable uniquement lorsque $Re_p \rightarrow 0$, reste valable pour les faibles Reynolds ($Re_p < 0.1$). En effet, dans cette gamme la trainée reste linéaire. Dans la zone de transition ($1 < Re_p < 1000$) les effets inertiels commencent à devenir importants. L'écoulement autour de la particule est perturbé et la trainée devient non linéaire (MOISSETE, 2001).

Pour ce régime non linéaire de nombreuses corrélations numériques ont été proposées à partir des résultats expérimentaux, les corrélations les plus utilisées sont :

$$C_d = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \text{ Schiller et Naumann (1934) pour } (Re_p < 700).$$

$$C_d = \frac{K_1}{Re_p} + \frac{K_2}{Re_p^2} + K_3 \text{ Morsi et Alexander (1972) pour } (Re_p < 5000).$$

Les constantes K_1, K_2, K_3 sont données dans le tableau suivant :

Tableau II-2 : Valeurs des constantes pour la corrélation de Morsi et Alexander. (ANSYS)

Re_p	k_1	k_2	k_3
$Re_p < 0,1$	24	0	0
$0,1 < Re_p < 1$	22,73	0,0903	3,69
$1 < Re_p < 10$	29,167	-3,889	1,122
$10 < Re_p < 100$	46,5	-116,67	0,6167
$10^2 < Re_p < 10^3$	98,33	-2778	0,3644
$10^3 < Re_p < 5 * 10^3$	148,62	$-4,7510^{-4}$	0,357
$5 * 10^3 < Re_p < 10^4$	-490,546	$57,87 * 10^4$	0,46
$10^4 < Re_p < 5 * 10^4$	-1662,5	$5,4167 * 10^6$	0,5191

La formule retenue par ANSYS-Fluent est celle de Morsi et Alexander pour des particules sphériques.

b. Effet de la turbulence

De nombreux paramètres, propres à la particule ou à l'écoulement fluide sont susceptibles de modifier la traînée. On peut retenir les effets suivants : la turbulence de fluide, la présence d'une paroi, la présence d'autres particules et la rugosité de la surface de la particule. Ces paramètres modifient la structure de l'écoulement autour de la particule. Par conséquent, ils affectent le coefficient de traînée. Dans notre cas, ce qui nous intéresse est l'influence de la turbulence sur la particule.

L'influence de la turbulence du fluide sur la traînée est très difficile à étudier et à modéliser puisqu'elle dépend de plusieurs paramètres. Le mouvement des particules est affecté par la turbulence du fluide dans la mesure où les particules répondent facilement à une sollicitation du fluide, dans le cas de plus petites particules. Dans le cas de plus grosses particules, elles sont peu affectées par les sollicitations du fluide, mais la turbulence affecte le développement de l'écoulement autour de la particule.

La corrélation choisie pour prendre compte de cet effet est celle proposée par *Brucato et al (1998)* :

$$\frac{(C_d - C_{d0})}{C_{d0}} = 8.76 \cdot 10^{-4} \left(\frac{d_p}{\eta} \right)^3 \quad (\text{II.30})$$

C_{d0} : Le coefficient de traînée évalué par la loi standard, η désigne l'échelle de longueur de Kolmogorov.

$$C_{d0} = \frac{F_D}{\frac{\rho_f V_R^2 S}{2}} \quad (\text{II.31})$$

S : surface de la particule.

$V_R = \|\vec{v} - \vec{v}_p\|$, la norme de la vitesse relative.

II.3.3. Couplage entre la phase continue et dispersée

Les échanges de quantité de mouvement entre deux phases font appel à l'inertie de chacune, le chargement massique influe directement sur le caractère du couplage entre les deux phases.

Pour de faible taux de chargement ($m < 0.1$), l'inertie du fluide est trop grande, et le couplage se fait uniquement du fluide vers la particule. Pour des taux de chargements plus élevés, l'influence de retour des particules sur le fluide ne peut pas être négligée.

II.3.3. Couplage One-Way et Two-Way

Elghobashi (1994) a proposé une classification de ces interactions (fluide/particule) illustrée par la (figure II.1). Ce schéma représente un nombre de stocks (rapport entre le temps de relaxation des particules et un temps caractéristiques des grandes structures turbulentes τ_e) en fonction de la fraction volumique (notée ici α_p). Pour de faibles taux de chargement, qui correspondent à une fraction volumique $\alpha_p \leq 10^{-6}$, les particules n'ont pas d'influence sur la phase fluide d'où la dénomination «one-way coupling». Pour des fractions volumiques comprises entre (10^{-3} et 10^{-6}), l'influence des particules sur le fluide ne peut être négligée «two-way coupling». En effet, pour un rapport τ_p/τ_e supérieur à 1, il y a production de la turbulence. Au contraire pour un rapport inférieur à 1, il y a réduction de la turbulence.

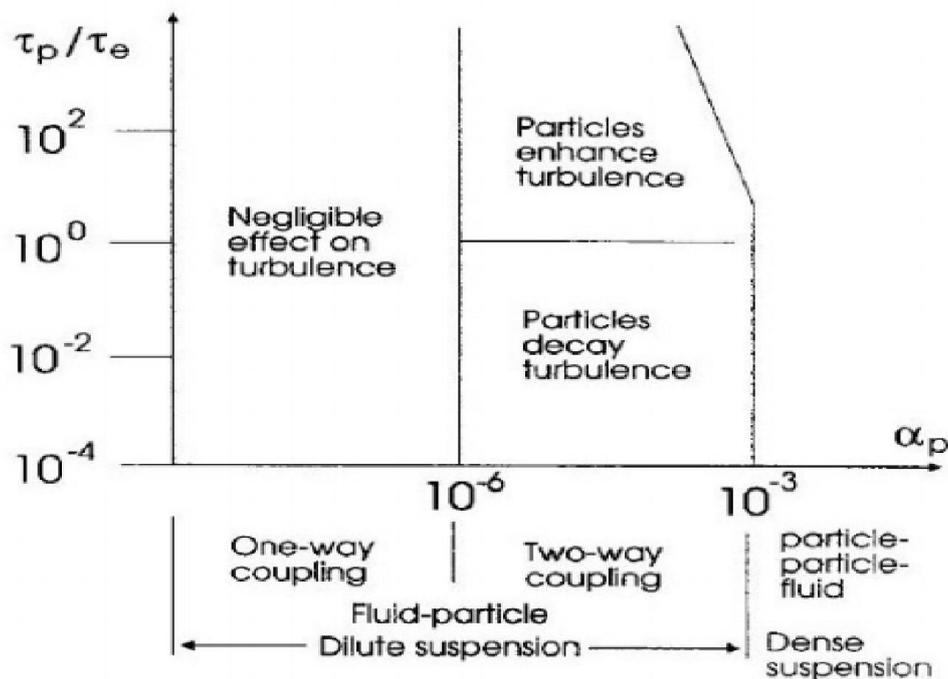


Figure II.1 : Classification des écoulements particulaires selon Elghobashi (1994).

II.3.4. Échange de quantité de mouvement entre la phase dispersée et continue

Ce terme rend compte des échanges de quantité de mouvement entre la phase dispersée et la phase continue au niveau des interfaces dans chaque volume de contrôle, les forces exercées sur la particule sont à l'origine de ces échanges, ce terme s'exprime par :

$$E_q = \sum \left(\frac{18\mu C_d Re}{\rho_p d_p^2 24} (u_p - u_f) + F_{other} \right) \dot{m}_p \Delta t \quad (\text{II.32})$$

\dot{m}_p : Débit massique des particules.

F_{other} : Autres forces. Δt : Pas de temps.

Conclusion

Avant d'étudier l'écoulement dans sa globalité, nous avons cherché à obtenir un modèle pour le fluide pur, afin de lui attribuer un modèle de fermeture et modéliser les tensions de Reynolds. Nous avons choisi le modèle $k - \varepsilon$ standard. C'est un modèle à deux équations largement utilisé, économique en temps de calcul, suffisamment précis et validé pour une large gamme d'écoulements turbulents.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons pu décrire l'équation de la trajectoire en exposant le modèle lagrangien pour le suivi des particules. Chaque particule est soumise à des forces extérieures ce qui fait qu'elle génère des réactions. Dans cette étude nous n'avons pris en compte que la force de trainée et la force de gravité.

Nous avons pu voir l'influence de la turbulence sur la trajectoire du fluide. Elle modifie la structure de l'écoulement et affecte le coefficient de trainée. Pour la prise en compte de cet effet, nous avons choisi la formule proposée par Brucato et al (1998). Pour résoudre l'équation du mouvement de chaque particule, il est nécessaire de connaître les vitesses instantanées en chaque point de la trajectoire de la particule.

Chapitre III

Méthode de résolution

Introduction

Les équations décrites au deuxième chapitre sont des équations différentielles aux dérivées partielles non linéaires. En raison de leur complexité, la résolution de ces équations analytiquement semble impossible. Par conséquent, nous nous orienterons vers la résolution numérique par un code de calcul de la CFD. Dans le cadre de notre travail, nous avons utilisé le code de calcul ANSYS-Fluent pour la résolution des équations de transport, dont sa méthode de résolution fera l'objet d'une présentation dans ce présent chapitre.

III.1. Présentation du code de calcul ANSYS-Fluent

ANSYS-Fluent est un code de calcul généraliste de la mécanique des fluides. Il dispose de processus de calcul très performants pour la résolution des équations régissant les divers écoulements. Ce code est utilisé pour des applications industrielles et environnementales impliquant des phénomènes complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les écoulements multiphasiques, la cavitation et les machines tournantes, et ce, pour des géométries complexes. Ainsi, il offre diverses possibilités pour la modélisation physiques des écoulements fluides. Il est aussi doté d'une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Ces raisons ont motivées notre choix pour son utilisation.

III.2. Architecture du code calcul ANSYS-Fluent

La fenêtre principale du code de calcul ANSYS-Fluent dispose d'un espace de travail composé de cases associées aux différentes étapes successives qui permettent la réalisation d'un modèle de simulation. Ces étapes sont présentées dans le tableau (III.1) ci-dessous.

Tableau III.1 : Etapes à suivre pour réaliser un modèle sous ANSYS-Fluent.

 Géométrie	Création de la géométrie	ANSYS-Design Modeler
 Maillage	Création du maillage	ANSYS-Meshing
 Configuration	Mise en données et simulation	ANSYS-Fluent
 Solution	Résultats CFD	ANSYS-Fluent
 Résultats	Poste de traitement	CDFPost

III.3. La Géométrie

La situation physique de l'écoulement correspond à un écoulement tridimensionnel, en charge et chargé de particules solides.

La zone d'étude se limite à une conduite coudée de 90°.

- le diamètre de la conduite est de : 80mm.
- Le tronçon verticale de la conduite est de : 5000mm.
- Le rayon de courbure du coude est de : 1500mm.
- Le tronçon horizontal de la conduite est de : 4000mm.

La géométrie du coude est représentée dans la figure suivante :

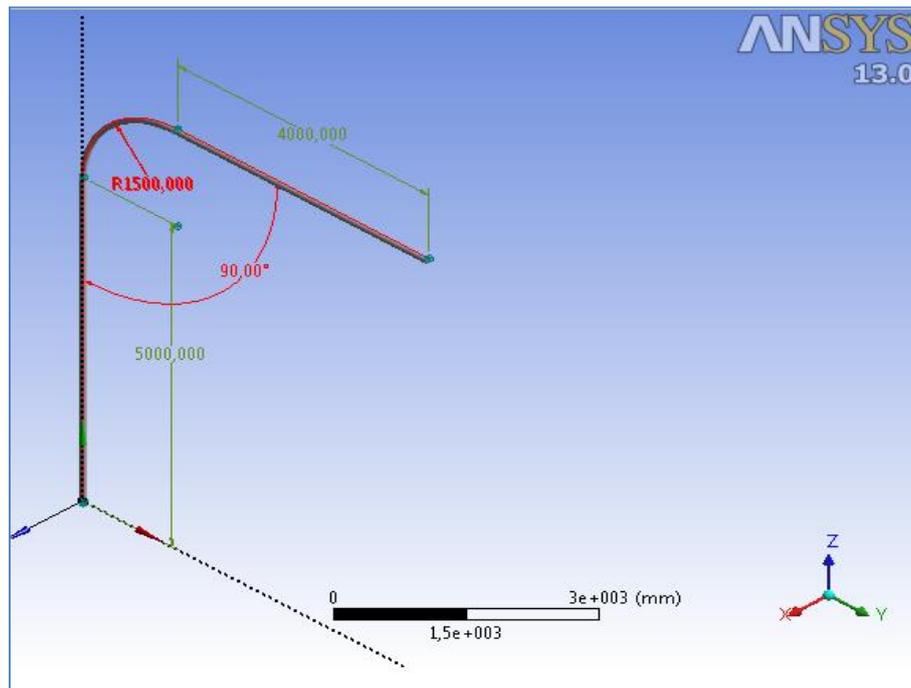


Figure III.1 : présentation de la zone d'étude.

III.4. Le maillage adopté

Le maillage est la subdivision du domaine de calcul en petits volumes de contrôle, au sein desquels l'équation générale de transport associée aux variables de l'écoulement (que l'on définira par la suite) est intégrée. Le volume de contrôle de chaque composante de la vitesse (u , v , w) est décalée respectivement sur chaque direction (x , y , z), par rapport au volume de contrôle principal où sont stockés les autres scalaires (pression, température, caractéristiques turbulentes...). Ce type de maillage dit « maillage décalé » permet une bonne approximation

des flux convectifs et une meilleure évaluation des gradients de pression ainsi qu'une stabilisation numérique de la solution. (BEKKOUCHE, 2013).

Le choix du maillage est un point essentiel dans la précision et l'exactitude des résultats numériques. Dans notre cas un maillage hexaédrique a été adopté avec un raffinement auprès de la paroi. Les figures suivantes illustrent le maillage dans les différentes zones de la conduite.

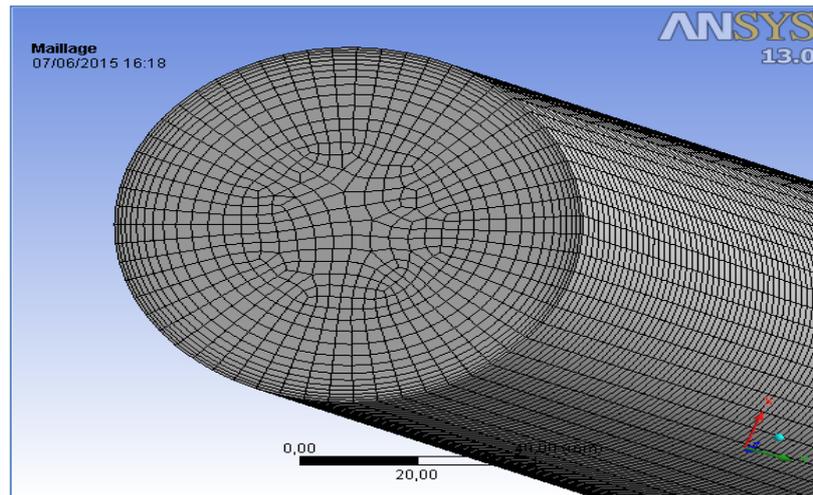


Figure III.2 : Maillage de la face d'entrée.

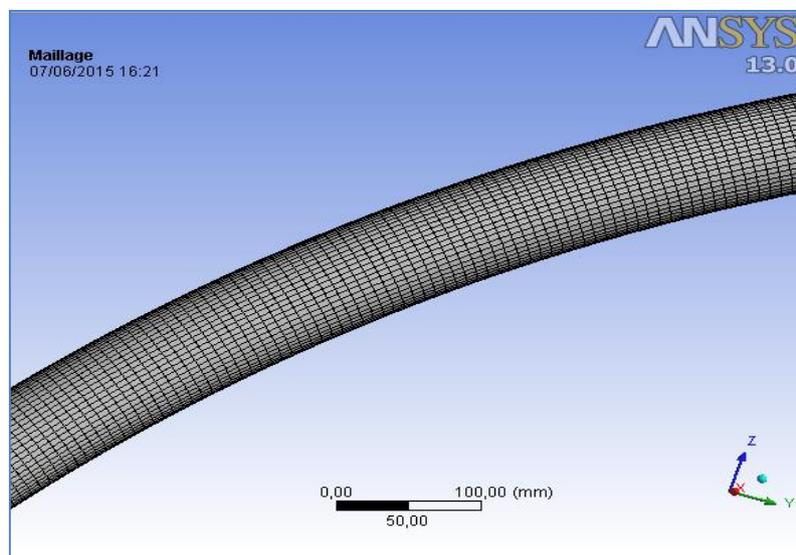


Figure III.3 : Maillage de la surface du coude.

III.5. Conditions aux frontières

La spécification des conditions aux limites est effectuée selon le problème à traité. Le type de frontière entourant le domaine est résumé dans tableau (III.3) ci-dessous.

Tableau III.3 : les conditions aux limites sous ANSYS-Meshing.

Zone	Géométrie	Conduite coudé à 90°
Entrée		Pressure inlet
Sortie		Pressure outlet
Paroi		Wall

III.6. Procédure de résolution

III.6.1. Equation générale de transport

Le code de calcul ANSYS-Fluent utilise la méthode des volumes finis pour la discrétisation de l'équation générale de transport. Cette méthode, consiste à intégrer les équations aux dérivées partielles sur des volumes entourant chaque point du maillage. Elle possède des qualités qui en font l'une des plus adaptées à l'étude des écoulements turbulents, son avantage est aussi qu'elle est de nature conservatrice, c'est-à-dire que tout le flux sortant d'un volume de contrôle entre dans le volume de contrôle voisin. L'expression générale de l'équation de transport :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi)}_T + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \Phi)}_C = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)}_D + \underbrace{s_\Phi}_S \quad (\text{III.1})$$

Où

T : terme transitoire.

C : Transport par convection.

D : Transport par diffusion.

S : Terme source.

Φ : Propriété moyenne transportée

Γ_Φ : Coefficient de diffusion de la propriété

s_Φ : Terme source de la propriété Φ

En fonction de la valeur de la variable Φ et le terme source s_Φ , le tableau (III.3) ci-dessous regroupe les différentes équations de transport dans le cas du modèle $k - \varepsilon$.

Tableau III.4 : Tableau récapitulatif des équations de transport.

	Φ	S_{Φ}
Equation de continuité	1	0
Equation de quantité de mouvement	U, V, W	S_U, S_V, S_W
Equation K	K	S_k
Equation ε	ε	S_{ε}
Energie	E	S_E

Pour des raisons de simplification, dans notre présentation, l'équation générale de transport d'une propriété Φ au sien d'un écoulement est prise en sa forme bidimensionnelle (2D), elle s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\Phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\Phi) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial y}\right) + S_{\Phi} \quad (\text{III.2})$$

III.6.2. Discrétisation de l'équation générale de transport

La discrétisation de l'équation générale de transport consiste en premier lieu à intégrer l'équation générale de transport sur chaque volume de contrôle présenté dans le cas bidimensionnel sur la figure (III.4), ensuite en appliquant le théorème de divergence d'Ostrogradski, l'intégrale de volume est substituée en une intégrale de surface comme suite :

$$\int \text{div}(\Phi)dv = \int \text{div} \Phi \vec{n} ds \quad (\text{III.3})$$

V: volume de contrôle.

S: surface de contrôle.

\vec{n} : Vecteur normal à la surface considérée de l'élément.

Cette procédure permet de transformer l'équation de transport continue en une équation discrète, et la génération sur tous les volumes de contrôle du domaine permet d'obtenir un système d'équation algébrique à résoudre.

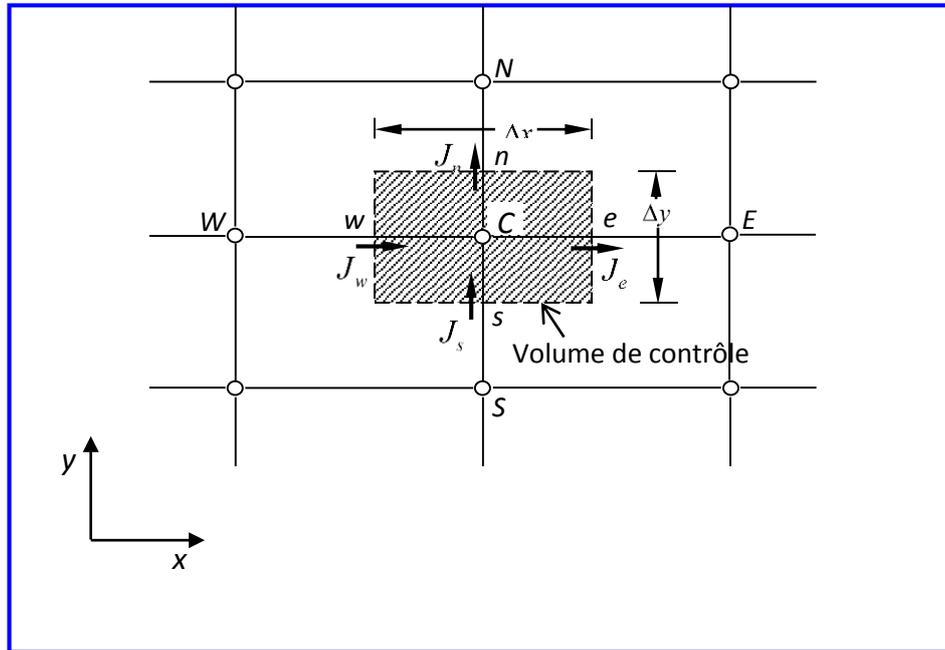


Figure III.4 : Volume de contrôle pour un écoulement bidimensionnel.

Où

C : est le nœud principal.

i : l'indice de discrétisation suivent **x**.

j : l'indice de discrétisation suivent **y**.

e, o, n, s, représentent respectivement l'est, l'ouest, le nord et le sud.

La forme intégrale de l'équation générale de transport en 2D s'écrit dans le cas stationnaire comme suit :

$$\int_V \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u} \Phi) dv + \int_V \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{v} \Phi) dv =$$

$$\int_V \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) dv + \int_V \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) dv + \int_V s_\Phi dv \quad (\text{III.4})$$

En appliquant le théorème de divergence d'Ostrogradski, alors l'équation(III.4) s'exprime comme suite :

$$\int_S (\rho \bar{u} \Phi) \vec{n} ds + \int_S (\rho \bar{v} \Phi) \vec{n} ds = \int_S \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \vec{n} ds + \int_S \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \vec{n} ds + \int_V s_\Phi dv \quad (\text{III.5})$$

Pour montrer les flux totaux à travers les sections de volume de contrôle, en considérant le volume de contrôle sur la figure (III.4), Cette équation peut s'écrire :

$$j_e - j_w + j_n - j_s = \int_V s_\Phi dv \quad (\text{III.6})$$

Les quantités j_e, j_w, j_n, j_s sont les flux totaux (c'est-à-dire convection et diffusion) intégrés sur les faces de volume de contrôle. Leur expressions sont données par :

$$j_e = \int_s^n \left(\rho \bar{u} \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_e dy \quad (\text{III.7.1})$$

$$j_w = \int_s^n \left(\rho \bar{u} \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_w dy \quad (\text{III.7.2})$$

$$j_n = \int_w^e \left(\rho \bar{v} \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_e dx \quad (\text{III.7.3})$$

$$j_s = \int_w^e \left(\rho \bar{v} \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_s dx \quad (\text{III.7.4})$$

La valeur de la variable Φ dans un nœud est influencée par les valeurs des nœuds voisins, ces nœuds sont placés au centre de chaque volume de contrôle.

Alors si l'on applique un schéma centré d'ordre deux pour les termes de diffusion l'expression(III.7) devient :

$$j_e = \left[(\rho \bar{u})_e \Phi_e - \frac{\Gamma_{\Phi e}}{\Delta x_{EP}} (\Phi_E - \Phi_C) \right] \Delta y_{ns} \quad (\text{III.8.1})$$

$$j_w = \left[(\rho \bar{u})_w \Phi_w - \frac{\Gamma_{\Phi w}}{\Delta x_{PW}} (\Phi_C - \Phi_W) \right] \Delta y_{ns} \quad (\text{III.8.2})$$

$$j_n = \left[(\rho \bar{v})_n \Phi_n - \frac{\Gamma_{\Phi n}}{\Delta x_{NP}} (\Phi_N - \Phi_C) \right] \Delta x_{ew} \quad (\text{III.8.3})$$

$$j_s = \left[(\rho \bar{v})_s \Phi_s - \frac{\Gamma_{\Phi s}}{\Delta x_{PS}} (\Phi_C - \Phi_S) \right] \Delta x_{ew} \quad (\text{III.8.4})$$

Dans le cas où le coefficient de diffusivité Γ_Φ n'est pas constant, ses valeurs sur les facettes e, w, n, s du volume de contrôle sont exprimées en fonction des valeurs aux points nœuds P, S, N, W et E par les relations suivantes :

$$\Gamma_e = \frac{\Gamma_E + \Gamma_C}{2} \quad \Gamma_w = \frac{\Gamma_C + \Gamma_W}{2} \quad (\text{III. 9.1})$$

$$\Gamma_n = \frac{\Gamma_C + \Gamma_N}{2} \quad \Gamma_s = \frac{\Gamma_S + \Gamma_C}{2} \quad (\text{III. 9.2})$$

Quant au terme source, son intégration est obtenue en supposant que s_Φ est uniforme sur le volume de contrôle nous écrivons alors (Verteeg et Malasekera, 2007):

$$\int s_\Phi dv = \bar{s} \Delta v \quad (\text{III.10})$$

Ou :

\bar{s} : La source moyenne de la propriété Φ du volume de contrôle.

En général, le terme source peut dépendre de la fonction Φ elle-même, c'est pourquoi on l'écrit (Verteeg et Malasekera, 2007) :

$$\int s_\Phi dv = s_u + s_C \Phi_C \quad (\text{III.11})$$

Avec :

s_u : Source liée aux conditions aux limites.

s_C : Source estimée au nœud P du volume de contrôle considéré.

III.6.3. Schémas de discrétisations du terme convectif

ANSYS-fluent propose plusieurs schémas de discrétisation du terme de convection qui s'adaptent aux différents cas étudiés. Dans notre cas nous avons utilisé le schéma Power-Law pour les équations de mouvement et le schéma Upwind pour les autres équations. Ces deux seront présentés dans ce qui suit, et pour plus de détails sur les autres schémas de discrétisation le lecteur peut se référer au guide d'ANSYS-Fluent.

➤ *Le schéma de discrétisation amont (Upwind)*

Dans ce schéma, la valeur de la variable Φ à l'interface n'est pas interpolée, il est appliquée pour les écoulements à dominance convective, alors l'interpolation prend la valeur de l'un des deux nœuds adjacents suivent le sens du flux, est comme suite :

Tableau III.5 : *l'interpolation de Φ_i suivent le sens de l'écoulement.*

Sens de flux	Valeur de Φ_i
W ← E	$\Phi_w = \Phi_C \Phi_e = \Phi_E$
W → E	$\Phi_w = \Phi_W \Phi_e = \Phi_E$
N ← S	$\Phi_n = \Phi_C \Phi_s = \Phi_S$
N → S	$\Phi_n = \Phi_N \Phi_s = \Phi_C$

L'expression des coefficients a_i dans le cas du schéma Upwind est donnée dans le tableau suivant :

Tableau III.6 : l'expression des coefficients a_i , résultants des schèmes Upwind.

a_w	$D_w + \max(F_w, 0)$
a_E	$D_e + \max(-F_e, 0)$
a_S	$D_s + \max(F_s, 0)$
a_N	$D_n + \max(-F_n, 0)$
a_C	$a_w + a_E + a_S + a_N + (F_w + F_e + F_s + F_n) - S_C$
b	S_u

Tous les coefficients de discrétisation de ce schéma sont positifs, ce qui fait que ce schéma est inconditionnellement stable.

➤ *Le schéma de loi de puissance (power-law)*

Le schéma power-Law est beaucoup plus précis que les autres schémas, dans ce schéma ; la diffusion devient négligeable dès que le nombre de Peclet dépasse la valeur de 10, par contre dans le cas $0 < P_{ee} < 10$, le flux qui traverse la section de volume de contrôle est évalué par une expression polynomial.

Si nous prenons, à titre d'exemple, le flux traversant la section e, en utilisant le schéma power-law, ce flux qui approximé en fonction de P_{ee} est donné dans le tableau suivant :

Tableau III.9 : Interpolation de Φ_i de la face par le schéma power-law.

P_{ee}	Φ_e
$0 < P_{ee} < 10$	$F_e \left[\Phi_E - \frac{(1 - 0.1P_{ee})^5}{P_{ee}} (\Phi_E - \Phi_C) \right]$
$-10 < P_{ee} < 0$	$F_e \left[\Phi_E - \frac{(1 - 0.1P_{ee})^5}{P_{ee}} (\Phi_C - \Phi_E) \right]$
$P_{ee} \geq 10$	$F_e \Phi_E$
$P_{ee} \leq -10$	$F_e \Phi_C$

Dans ce cas, l'expression des coefficients a_i est donnée dans le tableau ci-dessous :

Tableau III.10 : l'expression des coefficients a_i , résultants des schémas power-law.

a_w	$D_w \max (0, ((1 - 0.1 P_{ew})^5) + \max(F_w, 0)$
a_E	$D_e \max (0, ((1 - 0.1 P_{ee})^5) + \max(F_e, 0)$
a_S	$D_s \max (0, ((1 - 0.1 P_{es})^5) + \max(F_s, 0)$
a_N	$D_n \max (0, ((1 - 0.1 P_{en})^5) + \max(F_n, 0)$
a_C	$a_w + a_E + a_S + a_N + (F_e - F_w + F_n - F_s) - S_C$
b	S_u

Le schéma à loi de puissance power-law donne une bonne approximation polynomiale, de la solution exacte, ainsi une bonne caractéristique de stabilité et de précision des autres schémas ; de plus, il a été largement utilisé.

L'équation discrétisée peut alors, après quelque arrangement, s'écrire sous la forme :

$$a_P \Phi_P = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + b \quad (\text{III.12})$$

Cette équation peut être réarrangée comme suite :

$$a_P \Phi_P = \sum_{i=E,W,N,S} a_i \Phi_i + b \quad (\text{III.13})$$

Avec : a_P et a_i , coefficients liés aux schémas de discrétisation utilisé pour le volume de contrôle et les volumes de contrôle qui l'entourent respectivement.

b : seconde nombre dépendant du terme source de chaque volume de contrôle considéré.

L'équation (III.13) est à écrire pour chaque cellule de centre C du domaine. Le système d'équation aux dérivées partielles est donc transformé en un système algébrique comprenant une matrice creuse (comprenant un grand nombre de coefficients nuls).

III.6.4. Discrétisation du terme transitoire

Pour la simulation transitoire, l'équation du transport doit être discrétisée dans le temps. La discrétisation temporelle implique l'intégration de chaque terme de l'équation différentielle sur un pas de temps Δt , l'intégration des termes transitoires est simple, comme indiqué ci-dessous :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = F(\Phi) \quad (\text{III.14})$$

Où :

F : La fonction intègre toute discrétisation spatiale. Si la dérivée dans le temps est discrétise en utilisant une différence en arrière, est donne par :

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t} = F(\Phi) \quad (\text{III.15})$$

Et la discrétisation de deuxième ordre est donnée par :

$$\frac{3\Phi^{n+1} - 4\Phi^n + \Phi^{n-1}}{2\Delta t} \quad (\text{III.16})$$

➤ Intégration en temps implicite

Une méthode consiste à l'évaluation de la fonction F au niveau de pas de temps

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t} = F(\Phi^{n+1}) \quad (\text{III.17})$$

On parle de l'intégration implicite depuis Φ^{n+1} dans une cellule donnée est liée à Φ^{n+1} dans les cellules voisines à $F(\Phi^{n+1})$:

$$\Phi^{n+1} = \Phi^n + \Delta t F(\Phi^{n+1}) \quad (\text{III.18})$$

Cette équation implicite peut être résolue de manière itérative à chaque pas de temps avant de passer à l'étape suivante.

L'avantage du schéma implicite est qu'il est inconditionnellement stable par rapport au temps.

III.6.5. Les conditions aux limites

Pour le code ANSYS-Fluent, les conditions aux limites disponibles sont classées comme suit :

- a) Conditions d'entrée et de sortie de l'écoulement
 - Pression d'entrée (pressure inlet).
 - Vitesse d'entrée (velocity inlet).
 - Débit massique à l'entrée.
 - Pression de sortie (pression outlet).

- b) Mur et condition de pole
 - Mur (wall), axe de symétrie (axis), plan de symétrie (symetry).
- c) Cellules des zones internes
 - Fluide où solide.
- d) Conditions des faces internes
 - Ventilation, radiation, mur intérieur.

Les conditions aux limites utilisées sont résumées dans le tableau ci-dessous

Tableau III.11 : Condition aux limites utilisées.

	A l'entrée	A la sortie
Vitesses de la particule	0 m/s	/
Pression	5bar	atmosphérique
Température	75°C	70°C

III.6.6. Traitement des parois

Il existe deux approches pour modéliser l'écoulement en proche paroi. La première approche consiste à ne pas résoudre l'écoulement dans la région de la sous couche visqueuse et d'appliquer des fonctions empiriques dites fonctions de paroi. Cependant, l'utilisation de ces fonctions exige la modification et l'adaptation des modèles de turbulence pour tenir compte de la présence des parois dans l'écoulement.

Dans la deuxième approche, les modèles de turbulence sont adaptés afin de résoudre toutes les sous-couches y compris la sous couche-visqueuse, cette approche appelée approche proche paroi nécessite un maillage très raffiné près des parois. Dans le cadre de notre travail, nous utiliserons un raffinement du maillage au niveau des parois, ce qui nous permettra de résoudre l'écoulement jusqu'à la paroi.

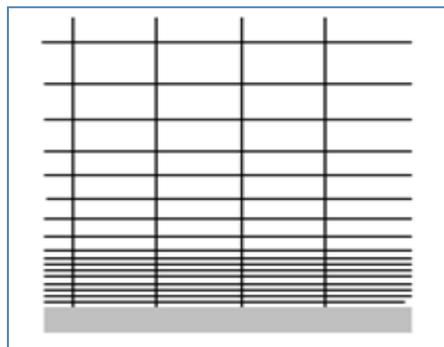


Figure III.5 : Approche du traitement près des parois.

III.6.7. Critères de convergence

La résolution numérique des problèmes de type CFD nécessite un processus itératif. Pour apprécier la convergence du processus itératif, des critères de convergence doivent être pris en compte, ainsi, la convergence du processus itératif est déterminée par le concept du résidu.

Après l'étape de discrétisation, l'équation de conservation d'une variable Φ donnée sur une cellule du centre P peut s'exprimer comme suit :

$$a_C \Phi_C = \sum_{i=E,W,N,S} a_i \Phi_i + b \quad (\text{III.19})$$

Le résidu normalisé a alors pour expression :

$$R^\Phi = \frac{\sum_{\text{domaine}} |\sum_{i=E,W,N,S} a_i \Phi_i + b - a_P \Phi_P|}{\sum_{\text{domaine}} |a_C \Phi_C|} \quad (\text{III.20})$$

Le procédé itératif est lancé par la solution de l'équation d'énergie, suivi par les équations de quantité mouvement et continue jusqu'à ce que la convergence soit réalisée.

Les résidus doivent être inférieurs à 10^{-4} et des itérations supplémentaires ne doivent pas modifier les résultats une fois la convergence atteinte.

III.6.8. Sous-relaxation

Pour des équations non linéaires, il est nécessaire de contrôler le changement d'un scalaire Φ lors de la résolution. La sous relaxation réduit ce changement durant chaque itération. Pour améliorer la stabilité de calcul pendant le processus itératif, nous utilisons la sous relaxation suivante :

$$P^{nov} = P^* + \alpha_P P' \quad (\text{III.21})$$

Où : $0 < \alpha_P < 1$ est le facteur de sous relaxation.

Les composants de la vitesse u, v et w sont relaxés comme suite :

$$\begin{aligned} u^{nov} &= \alpha_u u^{(n)} + (1 - \alpha_u) u^{(n-1)} \\ v^{nov} &= \alpha_v v^{(n)} + (1 - \alpha_v) v^{(n-1)} \\ w^{nov} &= \alpha_w w^{(n)} + (1 - \alpha_w) w^{(n-1)} \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

Où : $\alpha_u, \alpha_v, \alpha_w$ sont les facteurs de sous relaxation pour les composantes de la vitesse, les indices (n) et $(n-1)$ désignent respectivement la présente et la précédente itération.

III.6.9. Discrétisation de l'équation du mouvement de la particule

Le mouvement de la particule est calculé sous ANSYS-Fluent, selon l'axe des x, par la formule suivante :

$$\frac{du_p}{dt} = F_D(u - u_p) + \frac{g_x(\rho_p - \rho_f)}{\rho_p} \quad (\text{III.23})$$

L'intégration de cette équation par rapport au temps, donne la vitesse de la particule en chaque point le long de la trajectoire. La même trajectoire est donnée par :

$$\frac{dx}{dt} = u_p \quad (\text{III.24})$$

A noter, que les équations (III.23) et (III.24) sont un ensemble différentiel ordinaire couplé, et l'équation (III.23) peut être écrite sous la forme générale suivante :

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p}(u - u_p) + a \quad (\text{III.25})$$

Où a correspond à des accélérations en raison des autres forces, sauf la trainée. (Dans notre cas on ajoute uniquement la force de gravité).

Ces équations (III.24) et (III.25), peuvent être résolus par plusieurs méthodes en utilisant des schémas de discrétisation.

Les différents schémas de discrétisation possibles, dont on cite :

- Schéma de discrétisation analytique.
- Schéma de discrétisation Numérique.
- Schéma de discrétisation trapézoïdale.
- Schéma de discrétisation de Runge-Kutta.

Pour notre étude, nous avons optés pour un schéma numérique avec la méthode d'Euler implicite. L'équation (III.25) s'écrit après discrétisation comme suite :

$$u_p^{n+1} = \frac{u_p^n + \Delta t(a + \frac{u_p^n}{\tau_p})}{1 + \frac{\Delta t}{\tau_p}} \quad (\text{III.26})$$

Pour le schéma implicite d'Euler, le nouvel emplacement est obtenu par la formule ci-dessous, après discrétisation trapézoïdale de l'équation (III.24) :

$$x_p^{n+1} = x_p^n + \frac{1}{2}\Delta t(u_p^n + u_p^{n+1}) \quad (\text{III.27})$$

III.6.10. Condition aux limites de la particule

Le comportement d'une particule au contact d'une paroi est mal connu et sa simulation exacte est de ce fait difficile.

ANSYS-Fluent propose trois comportements différents possibles pour une particule en contact avec la paroi :

- TRAP.
- REFLECT.

➤ ESCAPE.

La condition « TRAP » : met fin à la trajectoire de la particule, quand celle-ci touche la paroi. « ESCAPE » : considère que la particule n'appartient plus au domaine physique (elle est généralement appliquée au niveau des entrées et des sorties).

REFLECT : permet à la particule de regagner la masse fluide après réflexion sur la paroi.

Les tableaux (III.12) et (III.13) indiquent les paramètres et les conditions aux limites utilisés :

Tableau III.12 : Paramètres utilisés pour le calcul de la trajectoire.

Paramètres	Valeurs correspondantes
Vitesse de la particule à l'entrée	0 m/s
Masse volumique	800 kg/m ³
Débit massique à l'entrée	0.23 kg/s
Pas de temps	0.01

Tableau III.13 : Conditions aux limites de la particule.

faces	conditions
Parois (wall)	REFLECT
Entrée / sortie	ESCAPE

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présentés et mis en évidence la manière dont le code de calcul ANSYS-Fluent a modélisé un écoulement turbulent diphasique. Nous avons abordé la méthode de résolution de l'ensemble des équations de la dynamique en monophasique qui assurée avec la méthode des volumes finis. Afin de prédire la distribution et la trajectoire des particules solides au sein du champ fluide, nous avons montré qu'ANSYS-Fluent utilise la méthode itérative d'Euler implicite.

Chapitre IV

Résultats et discussions

Introduction

Ce présent chapitre est consacré à la discussion et au commentaire des résultats de la simulation. Pour ce fait, ce chapitre sera subdivisé en deux principales parties, la première pour présenter les résultats issus de la simulation de l'écoulement monophasique (gaz), et dans la deuxième partie pour l'écoulement diphasique (gaz-particules).

IV.1. Partie I : Simulation monophasique

Dans cette partie, nous présentons les résultats des tests les plus concluants que nous avons réalisés. Pour cette simulation monophasique, nous avons cherché à représenter les champs et les profils de vitesse, de pression et de température tout au long de la conduite.

IV.1.1. Champs et profils de vitesse

Nous représentons dans des figures les contours et le champ de vitesse de l'écoulement sur différentes sections de la conduite, et ce pour apprécier l'évolution de la vitesse.

Les différentes sections sont les suivantes (et sont les mêmes pour : la vitesse, la pression et la température) :

- S1 : section à 2.5m de l'entrée de la conduite.
- S2 : section à 5m de l'entrée de la conduite (début du coude).
- S3 : section au milieu du coude.
- S4 : section juste à la sortie du coude.
- S5 : section au centre de la conduite horizontale.
- S6 : coupe à la sortie de la conduite.

Nous avons présenté sur la figure (IV.1) et (IV.2), l'évolution du module de vitesse dans la conduite et le coude. La figure (IV.3) présente les contours de vitesse aux différentes sections de la conduite.

Sur la figure (IV.1) on remarque que la vitesse maximale atteint les 306m/s, proche de la vitesse du son ce qui signifie qu'elle est très importante. La vitesse maximale se situe dans les zones centres de la conduite et elle diminue lorsqu'elle est proche de la paroi comme on le constate sur les contours et profils de vitesse.

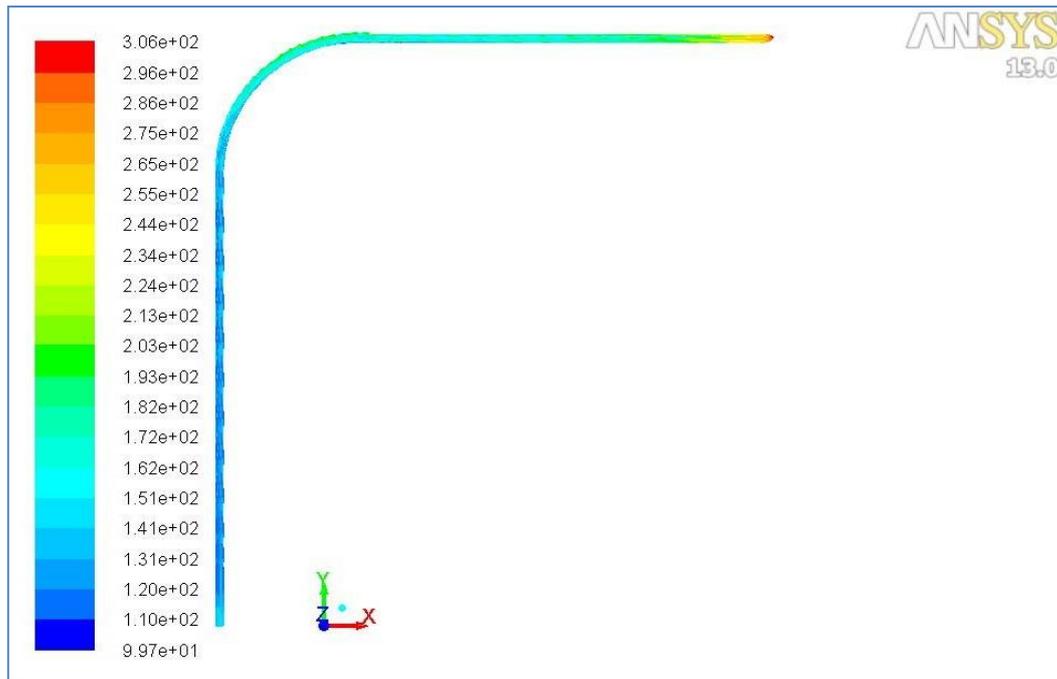


Figure IV.1 : Evolution du module de vitesse le long de la conduite.

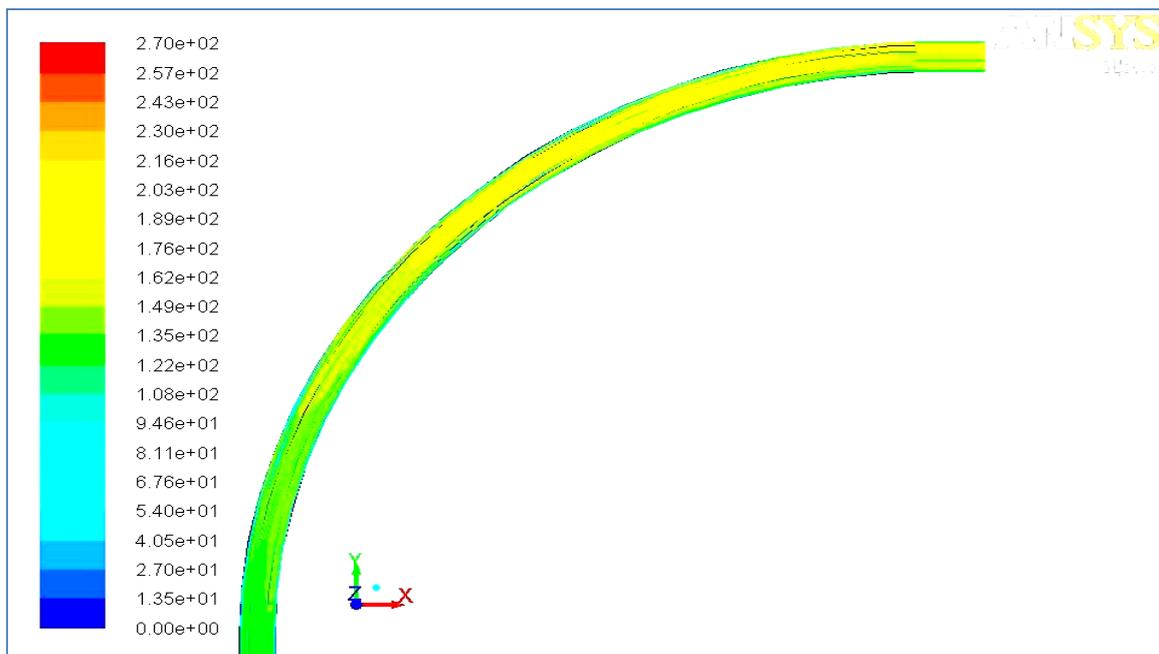


Figure IV.2 : Evolution du module de vitesse dans le coude.

La figure ci-dessus montre l'évolution du module de vitesse au niveau du coude. Nous remarquons qu'à l'entrée du coude la vitesse maximale est située au centre de la conduite et se décale légèrement vers la paroi interne du coude. Au milieu du coude (45°), la vitesse maximale se situe au centre de la conduite. À la sortie du coude, nous remarquons que la vitesse maximale

tend à se situer près de la paroi externe. En effet, l'augmentation de la vitesse à la sortie du coude pourrait être à l'origine de « chocs » des particules du fluide au niveau de la forme arrondie du coude, ce qui peut visiblement entraîner des baisses de pressions plus accentuées. Le fluide, en traversant le coude, emprunte le chemin le plus court.

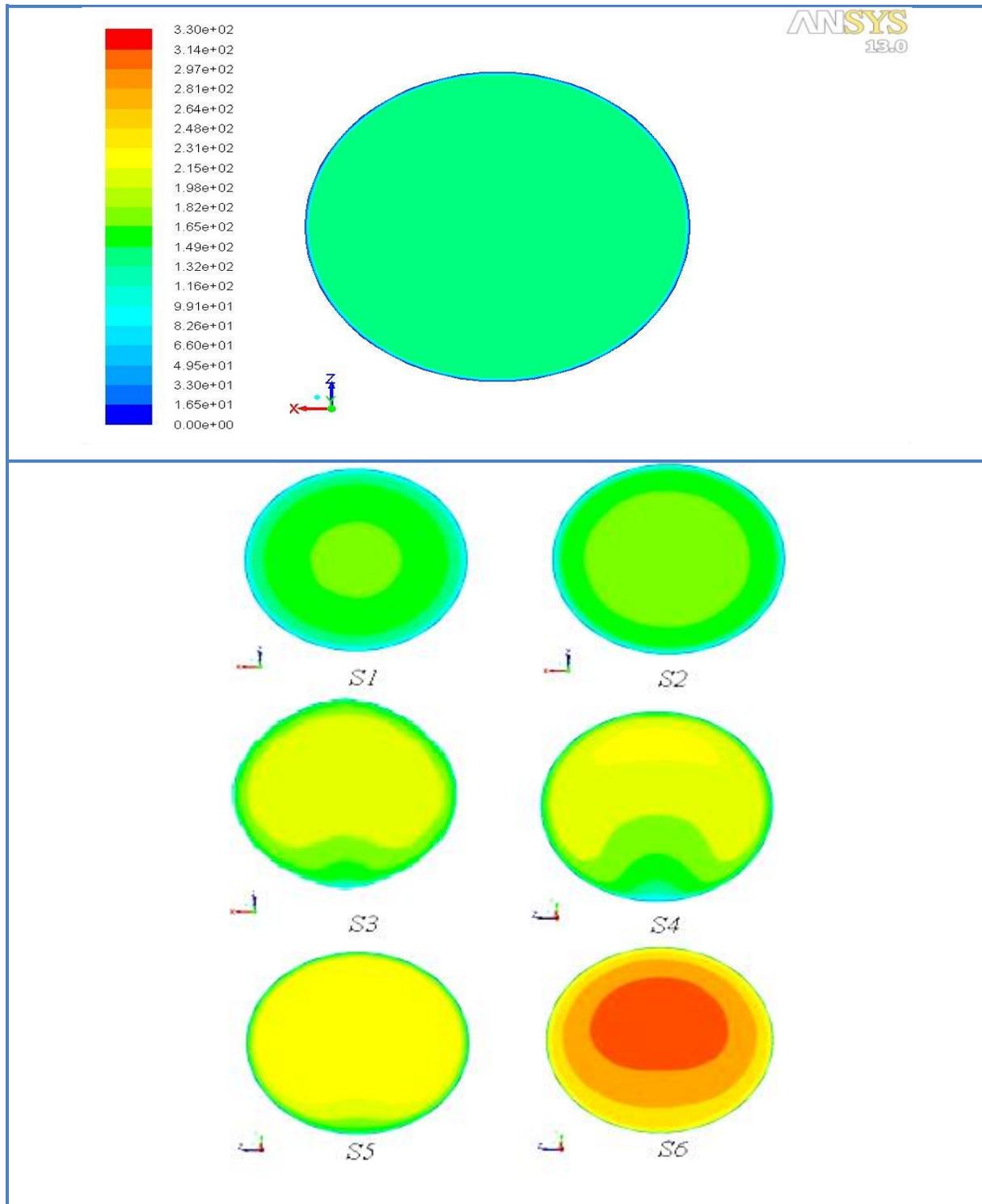


Figure IV.3 : Contours de vitesses à l'entrée et aux différentes sections de la conduite.

Les figures (IV.4) et (IV.5) suivantes illustrent la variation de la vitesse tout au long de la conduite et les profils de vitesse de l'écoulement dans différentes coupes de la conduite.

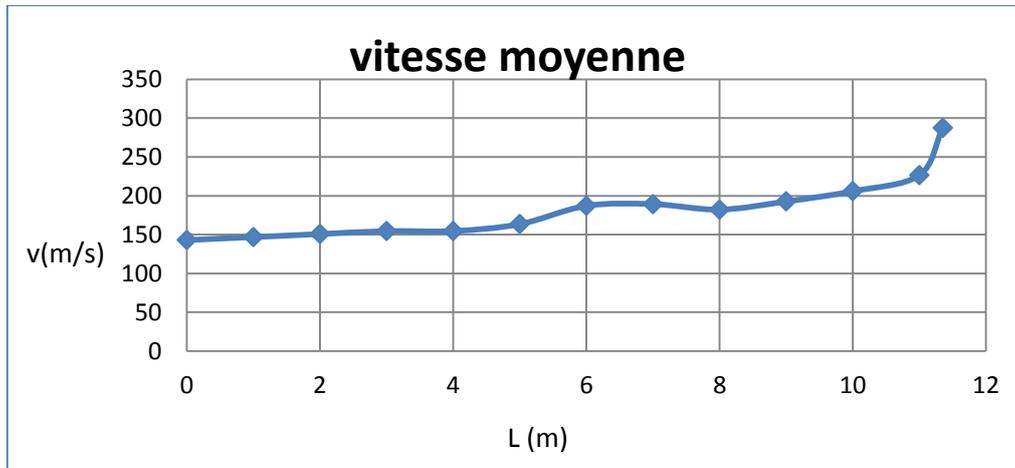


Figure IV.4 : Variation de vitesse de l'écoulement le long de la conduite.

La figure (IV.4) nous montre la variation de la vitesse de l'écoulement le long de la conduite. Nous remarquons que le module de la vitesse augmente progressivement dans le tronçon vertical (de 0 à 5 m). Une augmentation significative de la vitesse au début du coude et à la sortie de la conduite (11 à 11.35m). Cette variation de vitesse est justifiée par la diminution de la pression dans ces zones, comme on le verra dans la figure (IV.9).

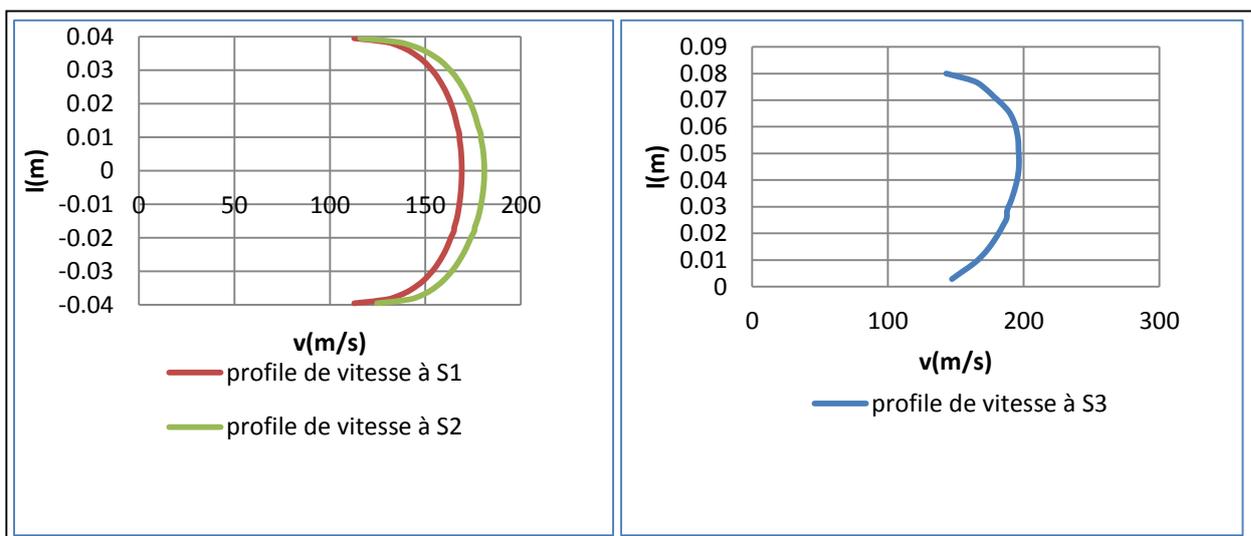


Figure IV.5 : Profils des vitesses aux sections S1, S2 et S3.

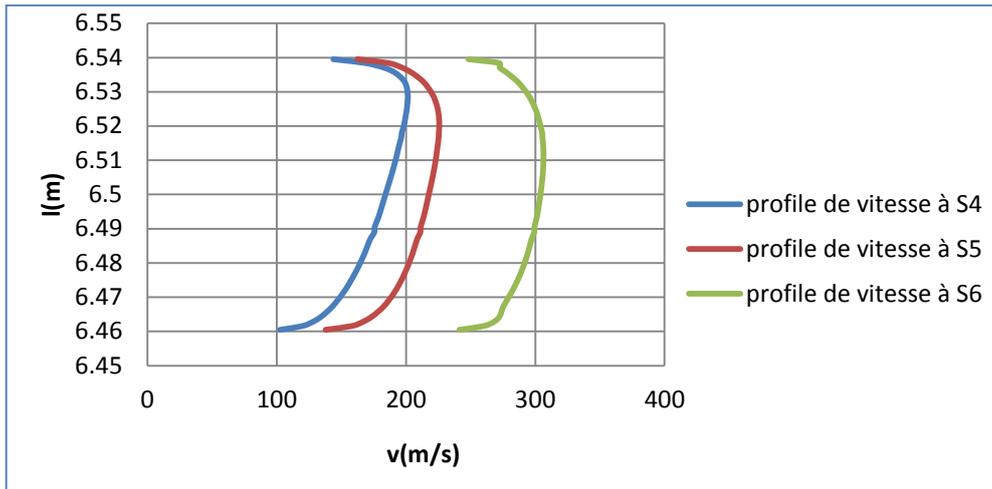


Figure IV.6 : Profils de vitesses au niveau des sections (S4, S5, S6).

IV.1.2. Champs et profils de pression

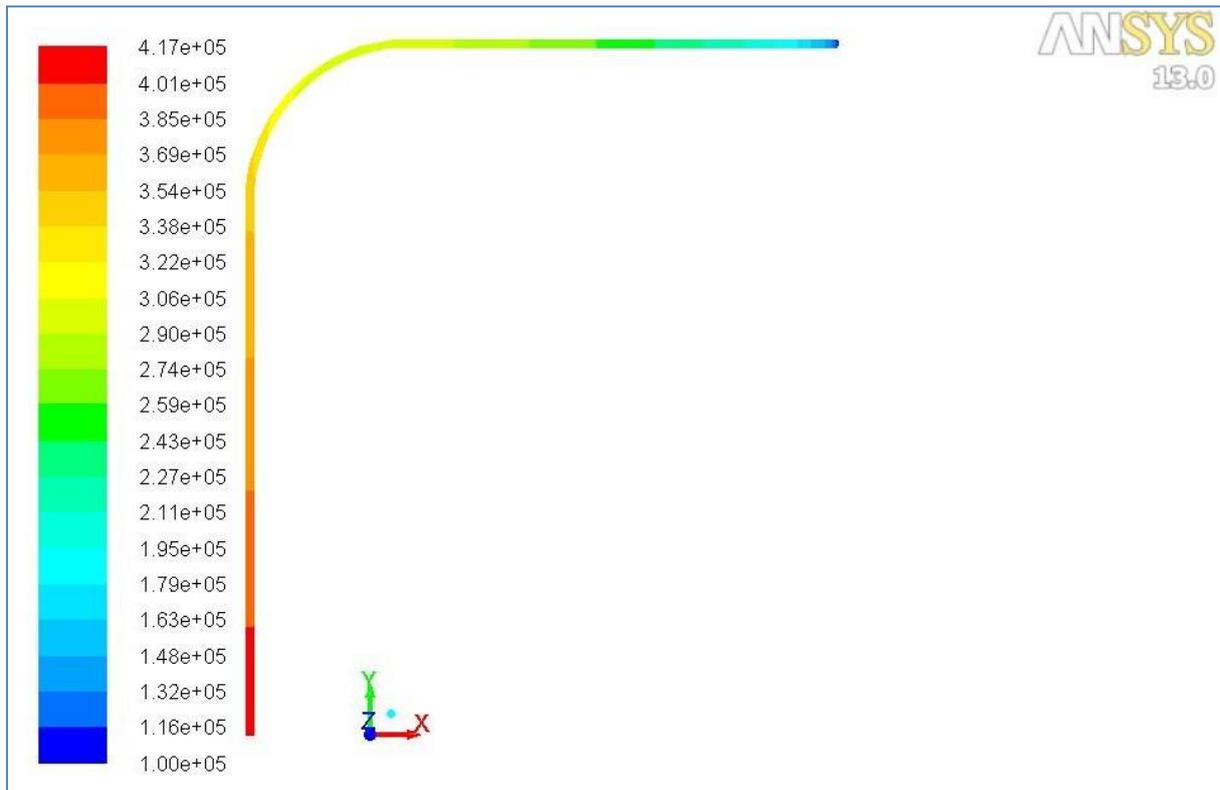


Figure IV.7 : Représentation du champ de pression.

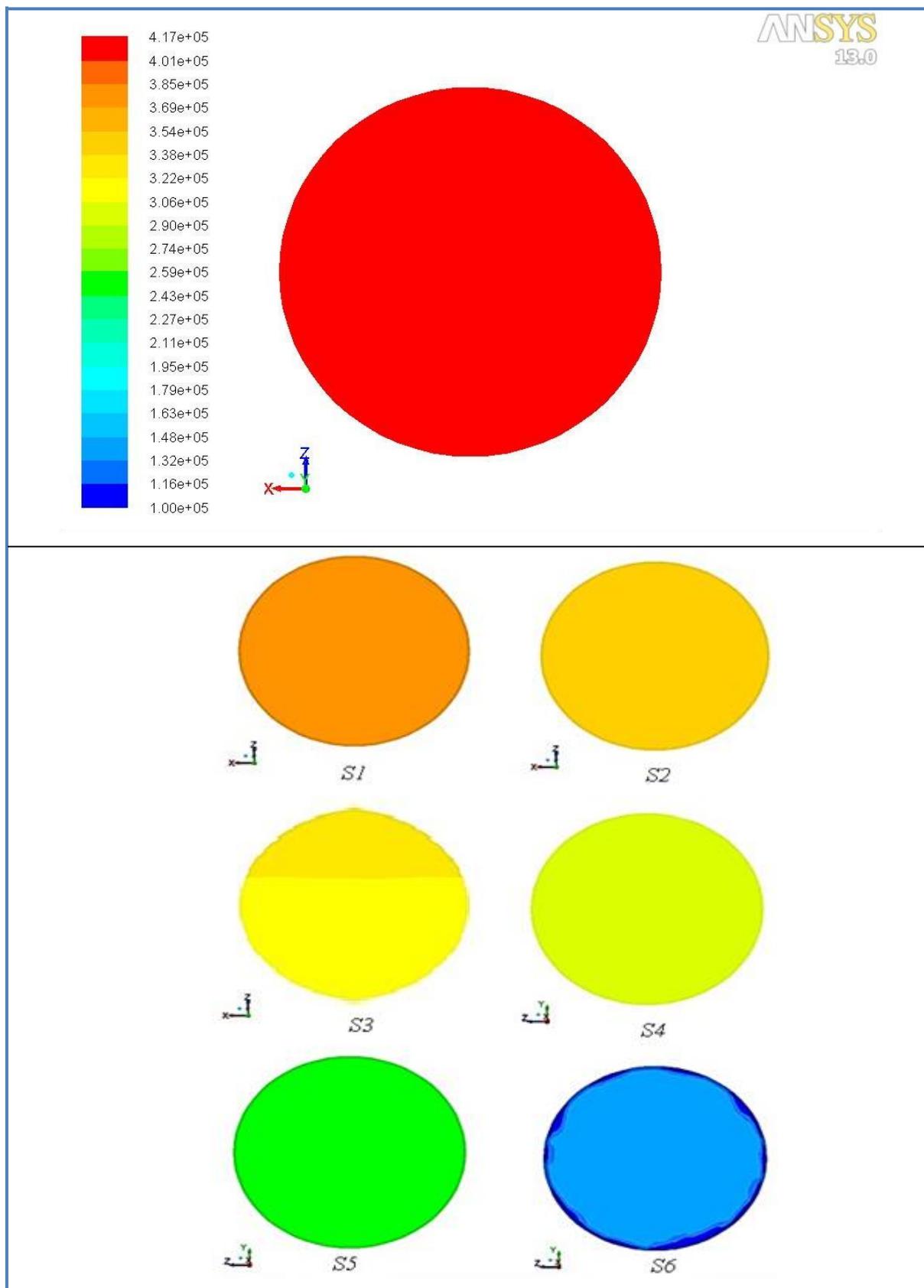


Figure IV.8 : Contours de pression à l'entrée et aux différentes sections de la conduite.

La figure (IV.7) et (IV.8) ci-dessus présentent les contours de pression statique le long de la conduite dans des sections différentes, nous remarquons que la pression diminue progressivement dans toute la conduite sauf dans la section du coude et celle de la sortie. Au niveau du coude (section S3) comme le montre la figure (IV.11), nous remarquons une différence de couleurs, ce qui montre une diminution de la pression au niveau de la paroi interne comparativement à la section S2. A l'entrée du coude, la pression diminue de 3.5bar à 3bar, cela s'explique par le fait que le courant du fluide provenant de l'amont, a tendance à impacter la paroi externe tout en laissant un vide du côté de la paroi interne. Dans la section de la sortie, nous avons remarqué qu'au centre de la conduite une répartition homogène de la pression, quoique près des parois nous remarquons des perturbations qui sont certainement dues à la condition imposée à la sortie.

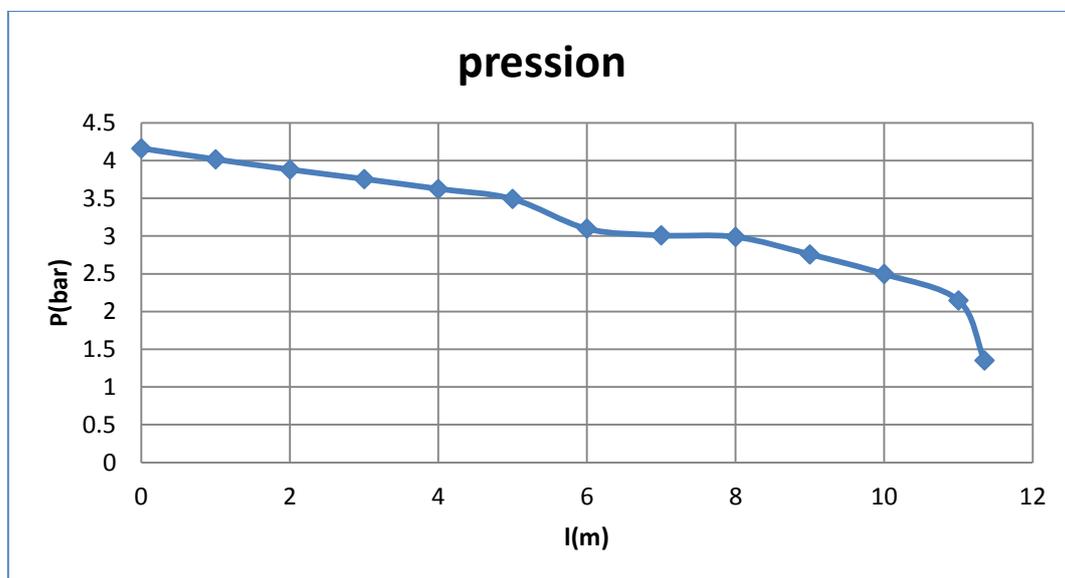


Figure IV.9 : Profile de pression le long de la conduite.

La figure (IV.9) montre l'évolution de la pression dans la conduite. Le déplacement du gaz de l'entrée à la sortie s'accompagne de frottements qui engendrent des pertes de pression, cette baisse de pression est appelée « perte de charge ».

IV.1.3. Champs et profil de température

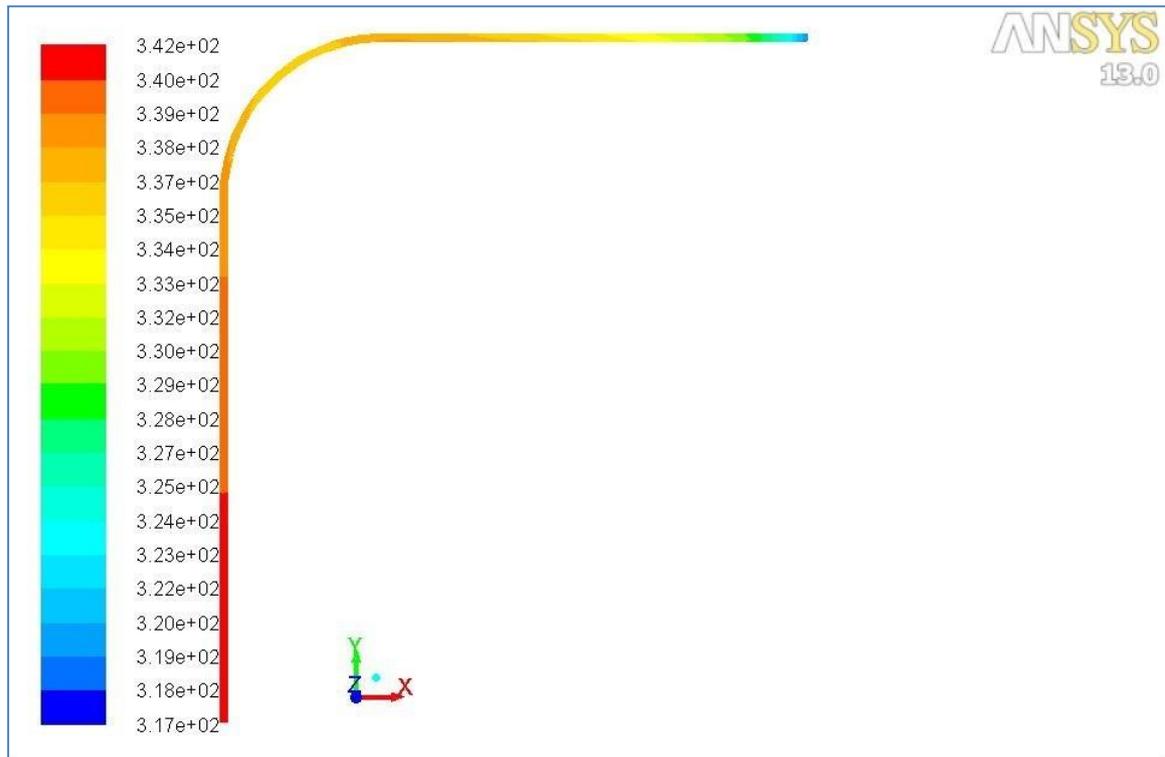


Figure IV.10 : Représentation du champ de température dans la conduite.

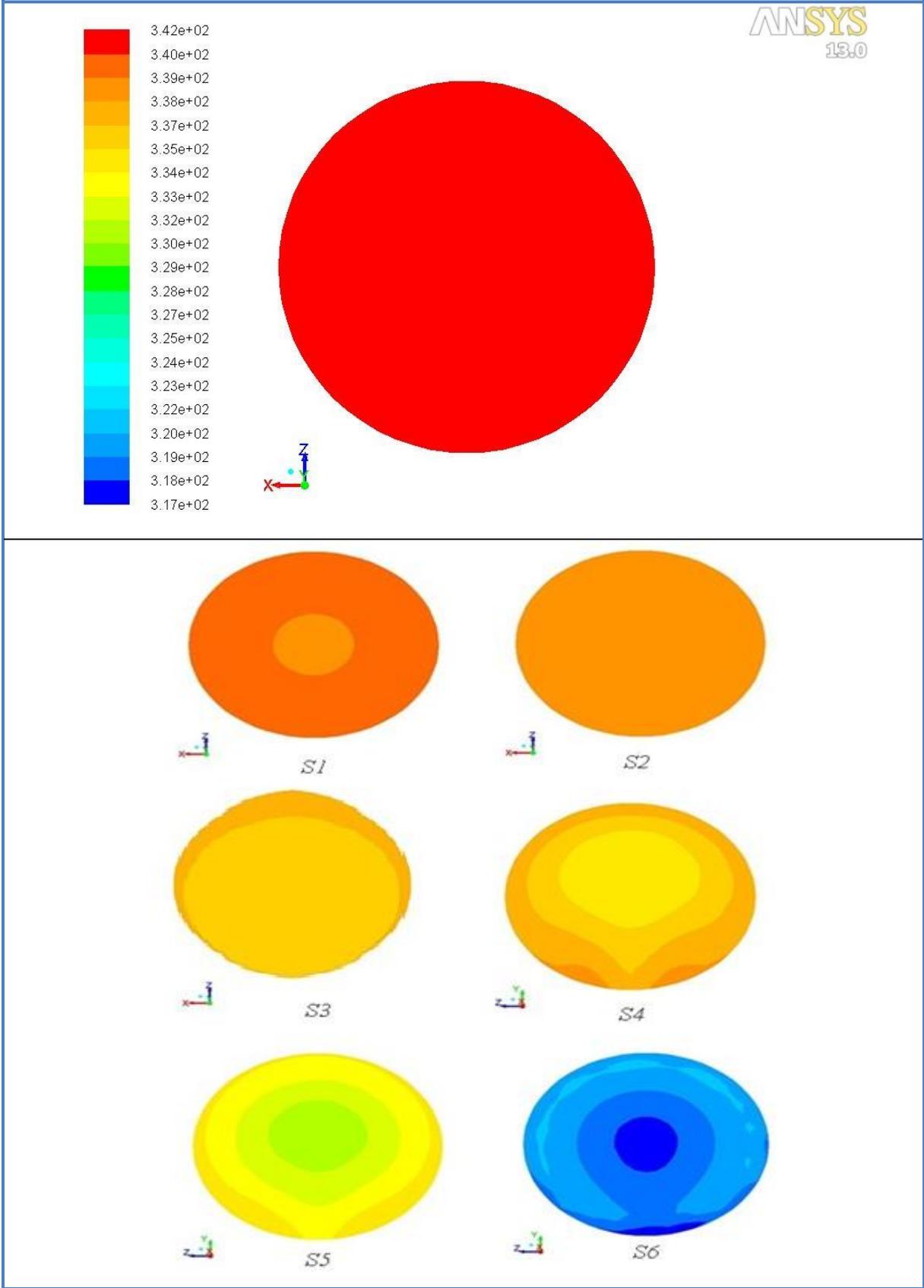


Figure IV.11 : Contours de température à l'entrée et aux différentes sections de la conduite.

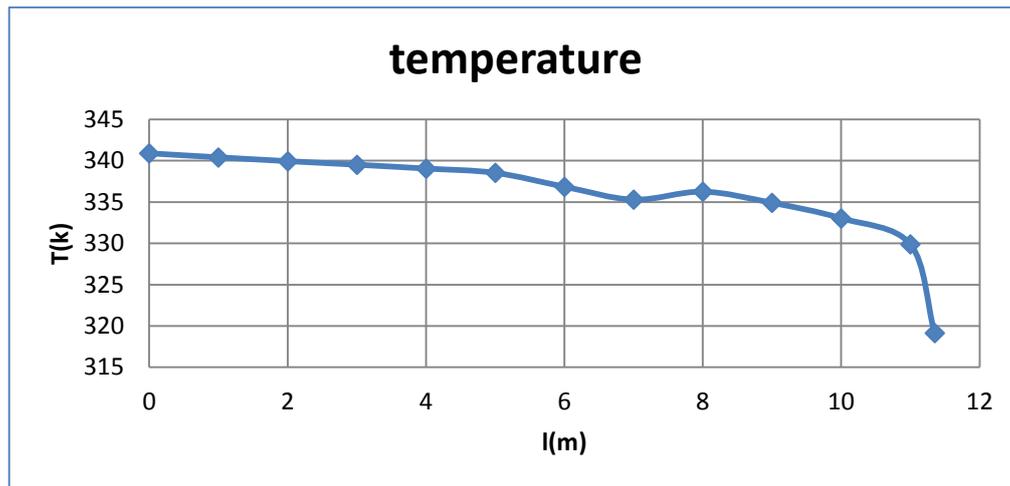


Figure VI.12 : Profil de température le long de la conduite.

Nous avons présenté dans la figure (VI.12) l'évolution de la température le long de la conduite. Cette figure montre que la température évolue de la même manière que la pression. La température est moins élevée au centre de la conduite que proche des parois.

IV.2. Partie II : Simulation diphasique

Dans cette partie nous allons présenter les différents résultats issus de la simulation de l'écoulement diphasique. Pour pouvoir les comparer avec les résultats précédents du cas monophasique, nous allons observer le mécanisme de transport des particules dans la conduite.

IV.2.1. Phase fluide

IV.2.1.1. Champs et profils de vitesse

D'après la figure (IV.15), nous constatons que la vitesse diminue légèrement (en comparaison avec l'écoulement monophasique). La vitesse à l'entrée est de 139 m/s et la vitesse maximale est atteinte à la sortie, elle est estimée à 294 m/s. De même pour la pression, sur la figure (IV.20), elle présente une légère diminution par rapport aux résultats issus de la simulation monophasique. Ces résultats montrent que l'injection des particules solides dans le champ gazeux affecte légèrement les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement.

Pour comprendre cette légère diminution des résultats en diphasique, nous avons tenté d'en chercher l'origine au sein des conditions initiales imposées à l'écoulement. En effet, parmi celles-ci nous avons : un écoulement à faible taux de chargement (le débit d'injection est de 0.23 kg/s), le diamètre des particules est de 0.6mm.

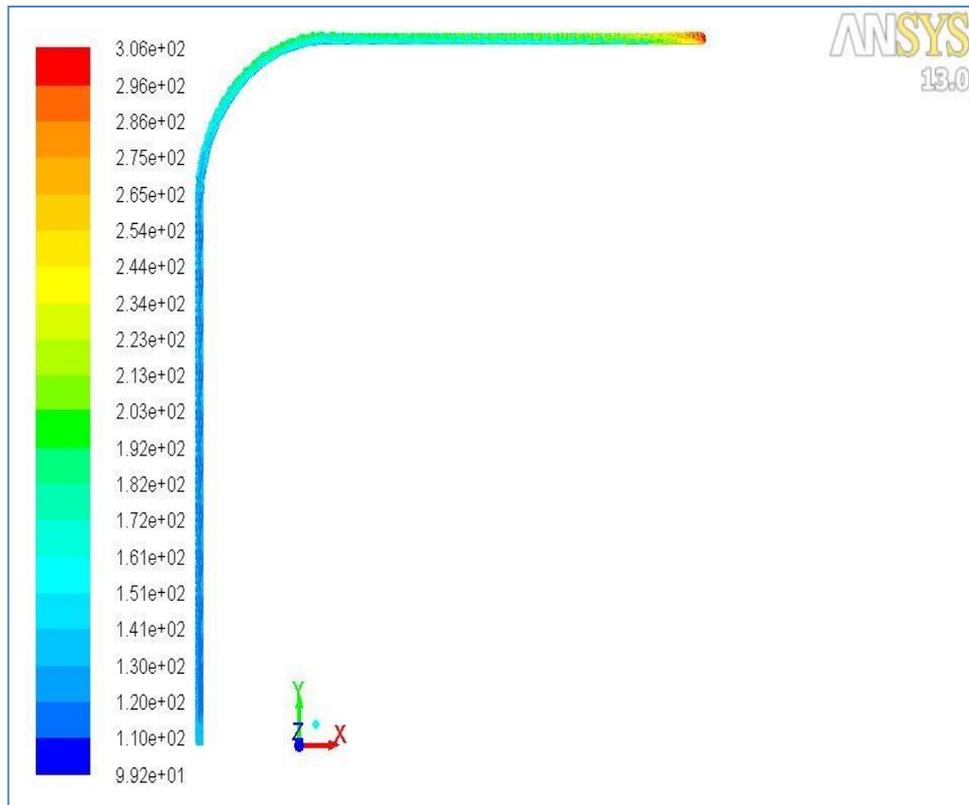


Figure IV.13 : Champ de vitesse de l'écoulement moyen le long de la conduite.

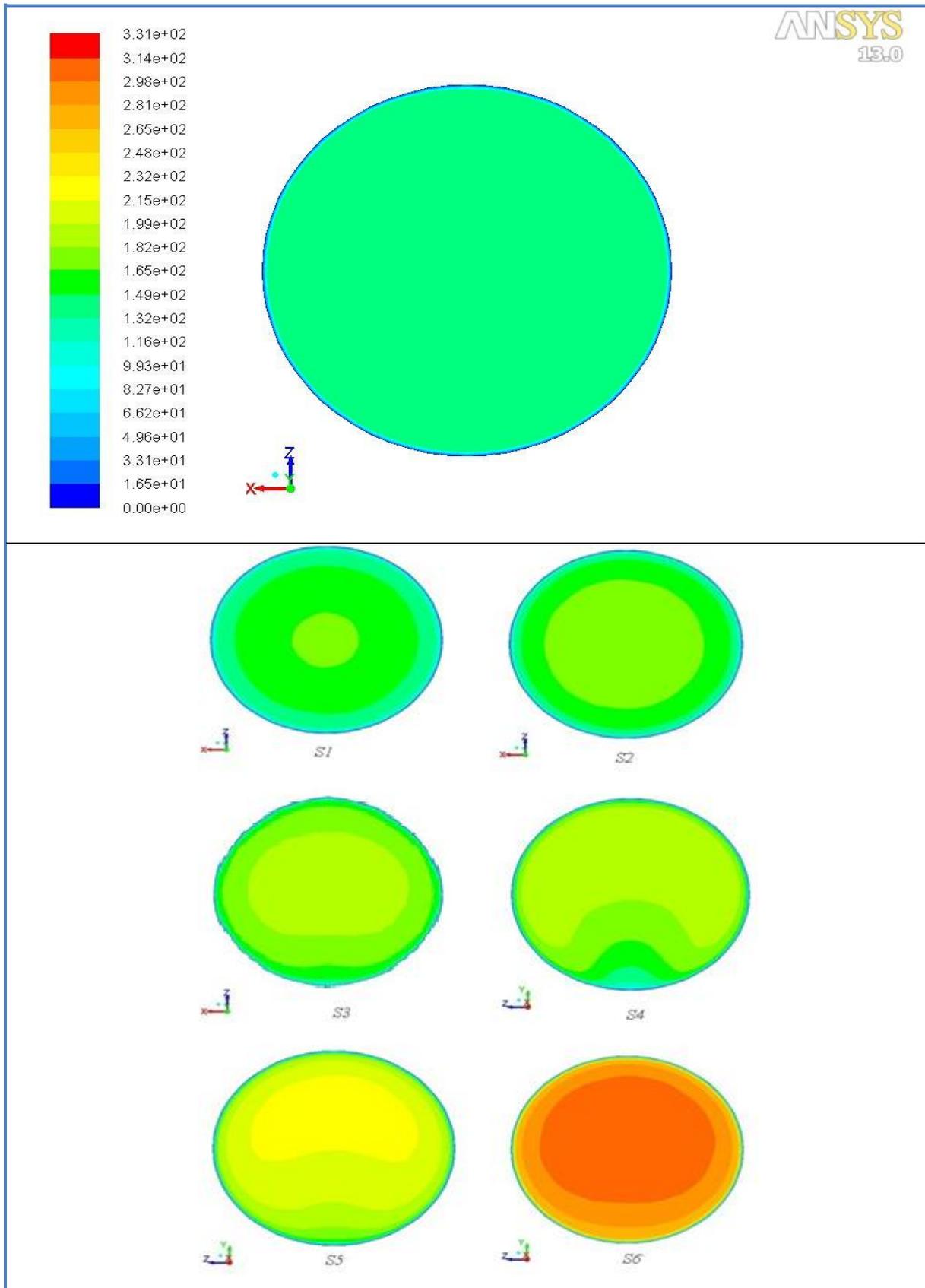


Figure IV.14 : Contours de vitesse à l'entrée et aux différentes sections de la conduite

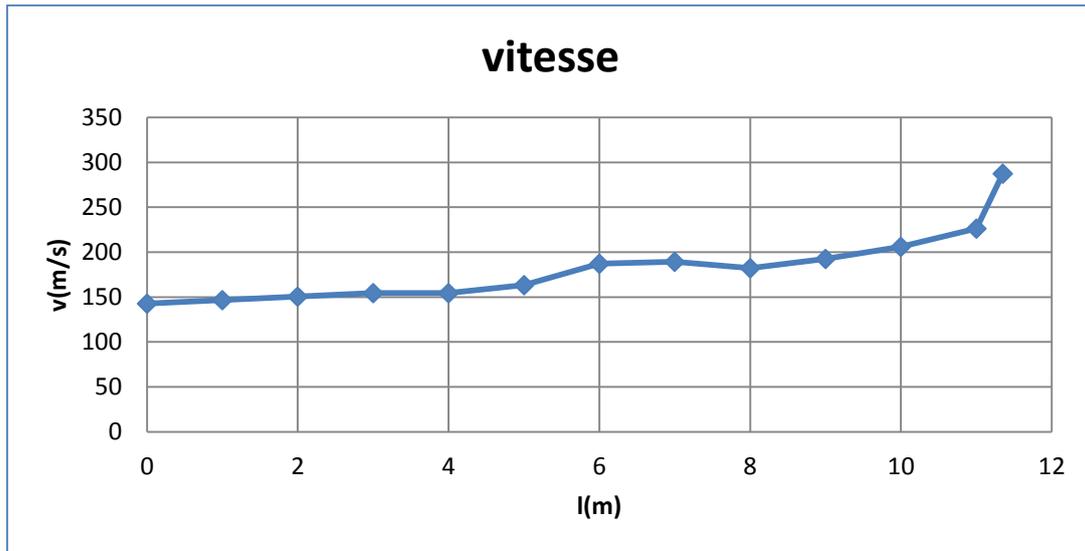


Figure IV.15 : profil de vitesse de l'écoulement moyen le long de la conduite.

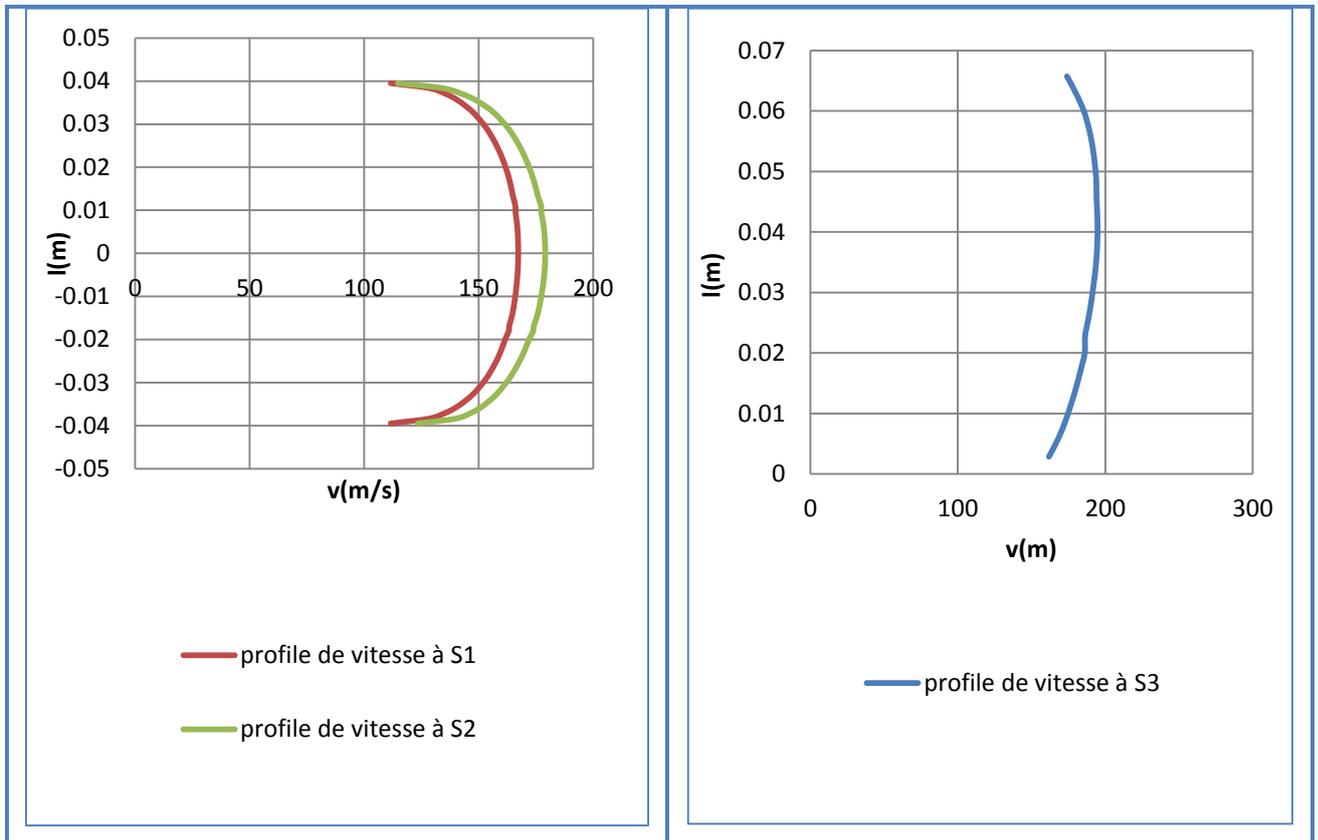


Figure IV.16 : Profils des vitesses à l'entrée et à la section S3.

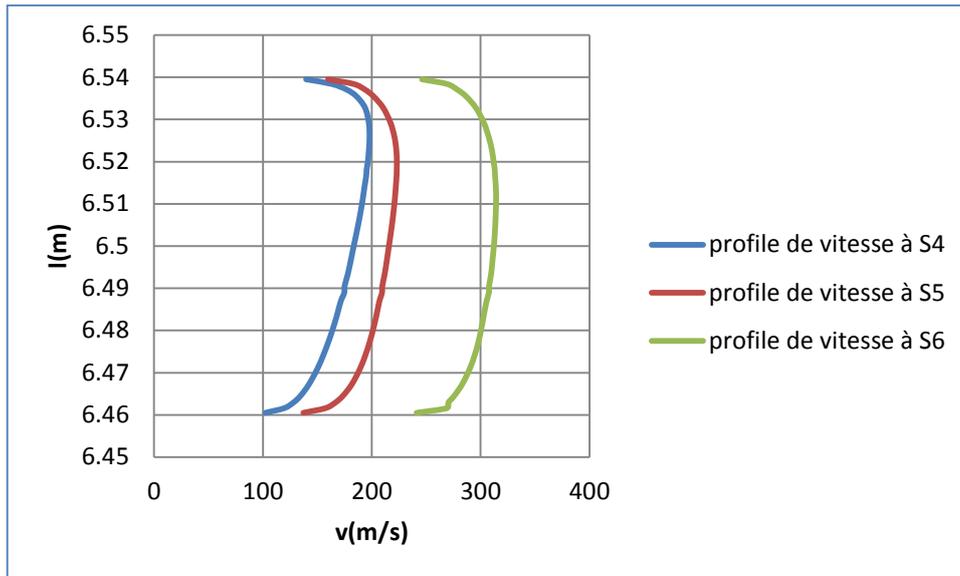


Figure IV.17 : Profils de vitesse au niveau des sections (S4, S5, S6).

IV.2.1.2. Champs et profile de pression

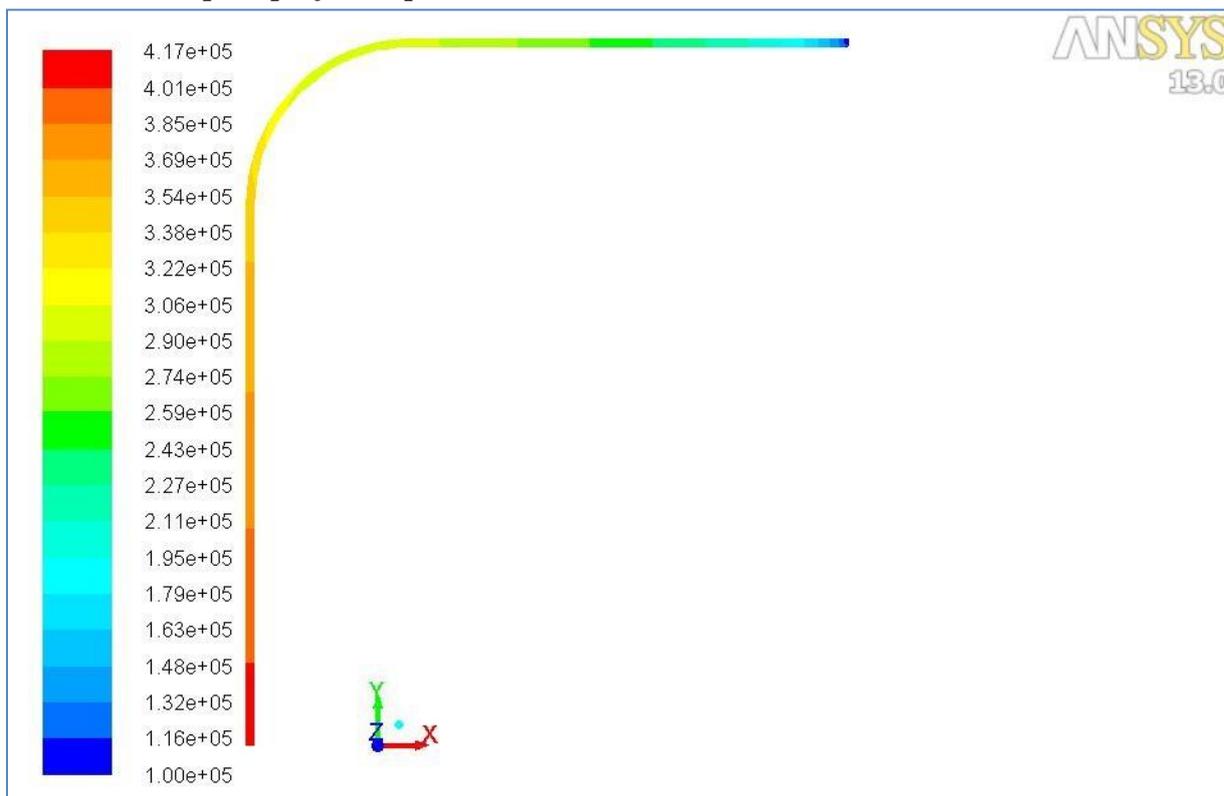


Figure IV.18 : Représentation du champ de pression dans la conduite.

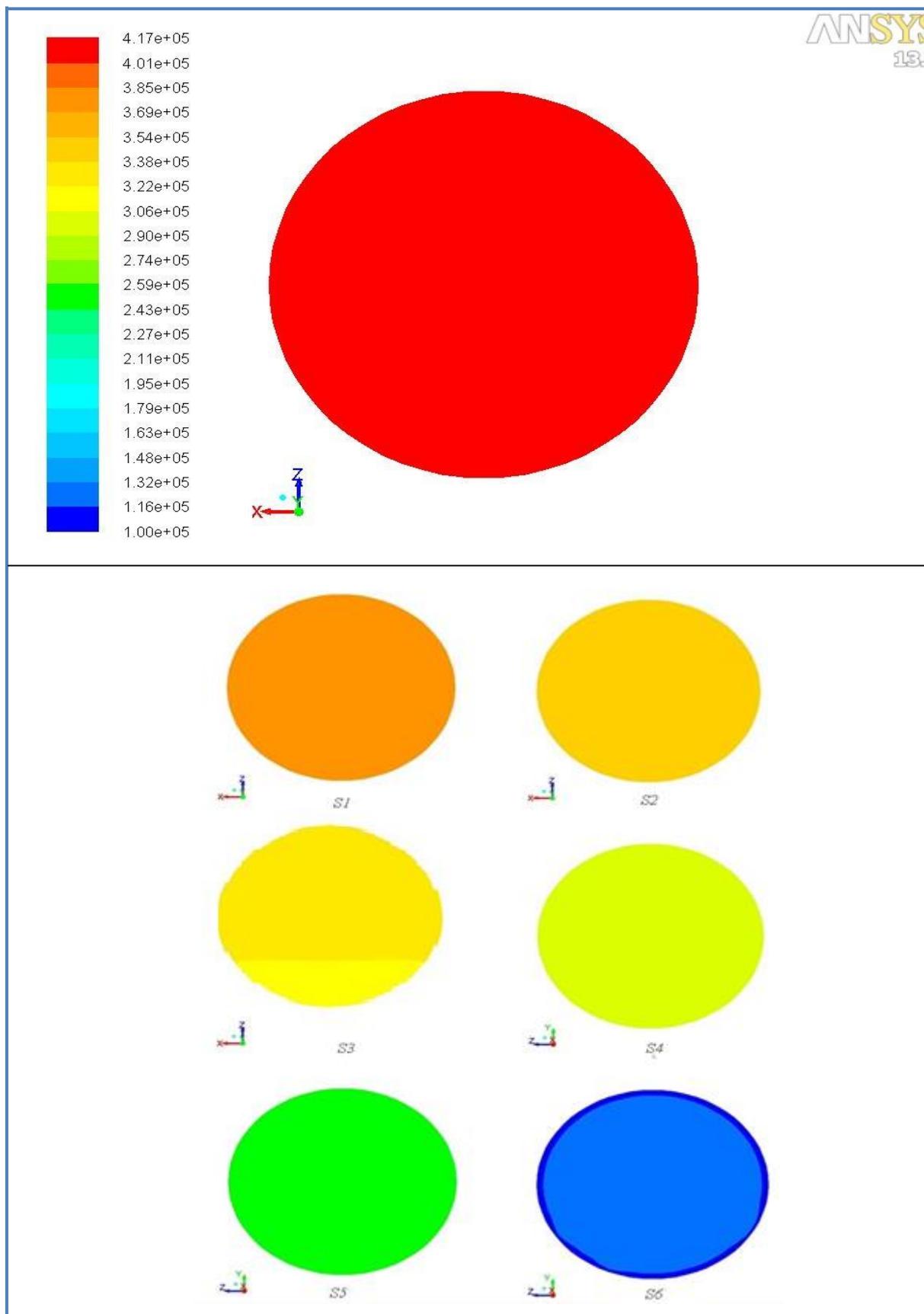


Figure IV.19 : Contours de pression à différentes sections de la conduite.

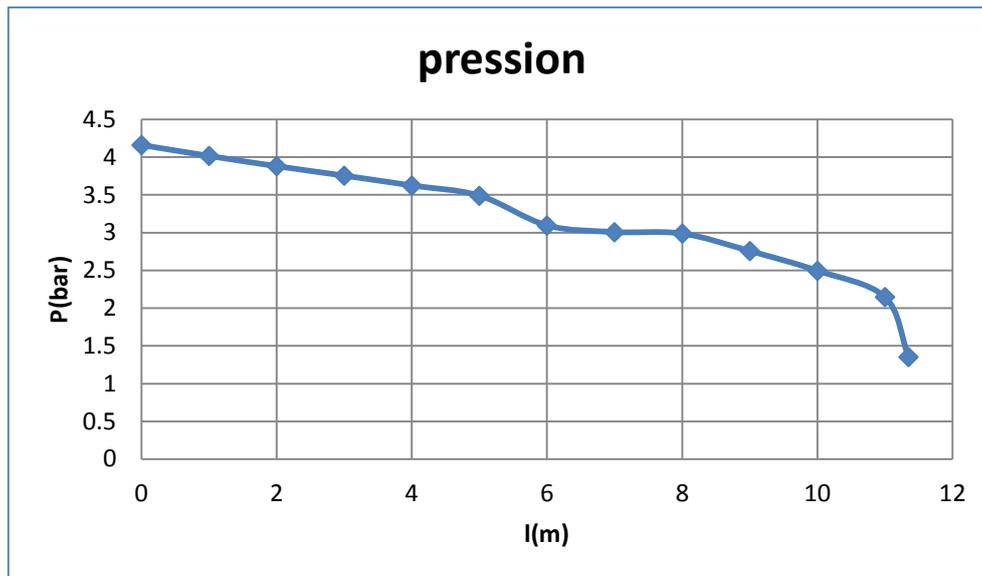


Figure IV.20 : profile de pression le long de la conduite.

IV.2.1.3. Champs et profil de température

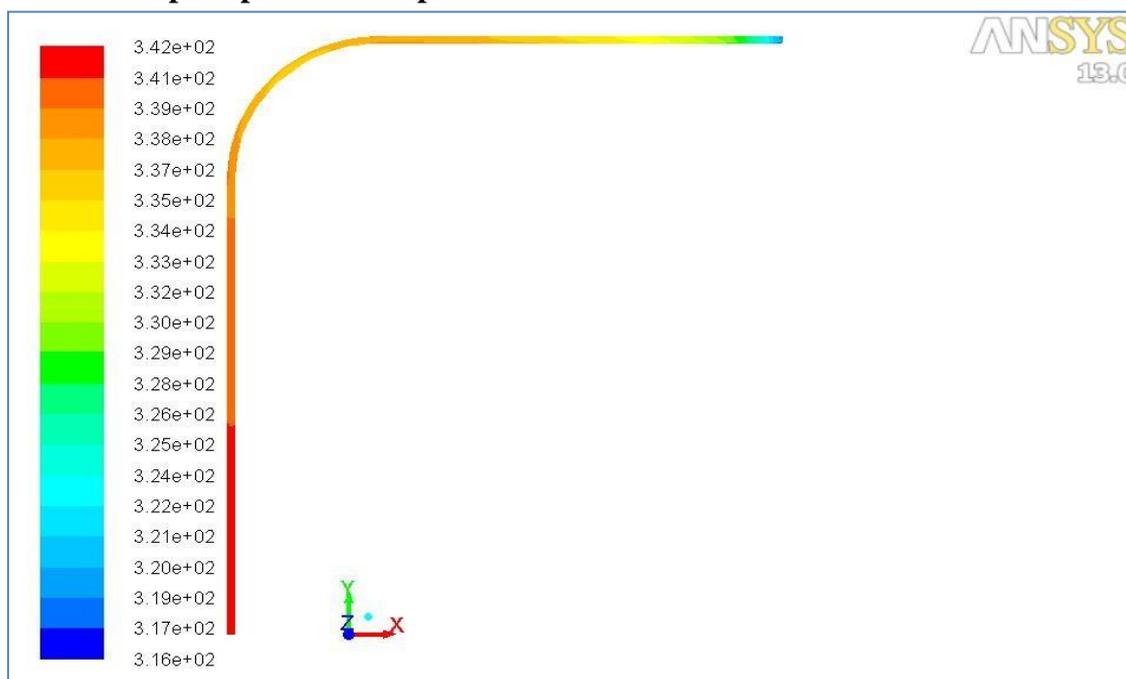


Figure IV.21 : Champ de température le long de la conduite.

Dans la figure (IV.21), nous avons remarqué qu'il n'y a pas de grande variation de température par rapport à l'écoulement monophasique. La figure ci-dessous (IV.22) présente les contours de température dans les différentes sections de la conduite. On constate que la température est importante près des parois et diminue en s'y éloignant. Sauf qu'au niveau du

coude la température est importante près de la paroi externe et non de la paroi interne, ceci est dû aux frottements induits par le mélange.

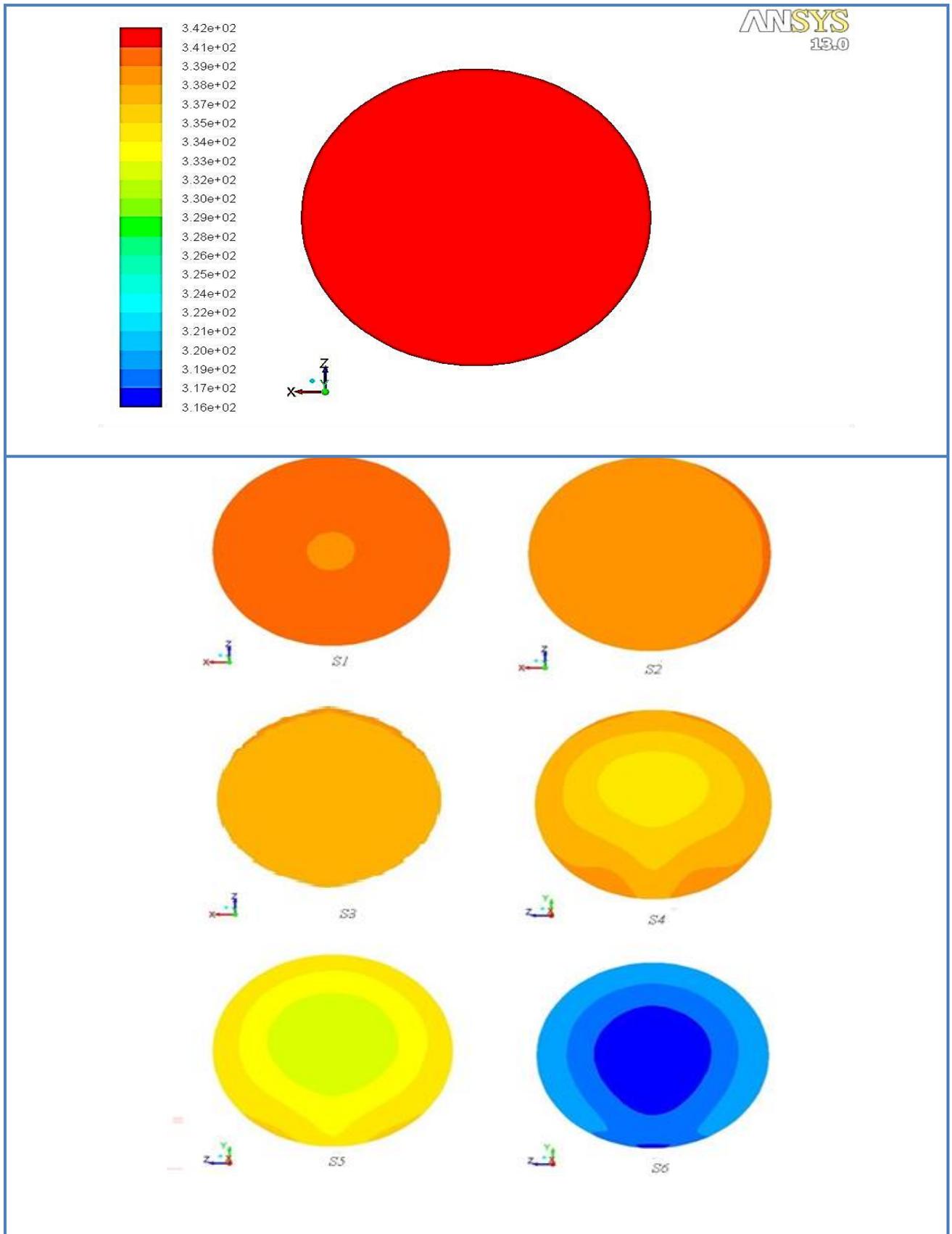


Figure IV.22 : Contours de température au niveau des sections différentes de la conduite

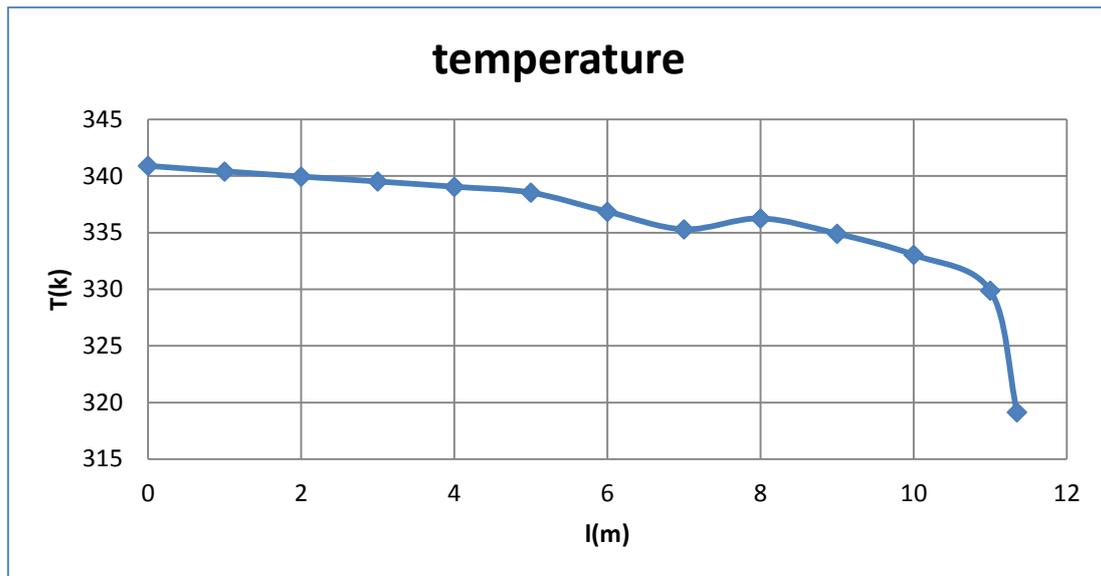


Figure IV.23 : Profil de température le long de la conduite.

IV.2.2. Phase discrète

La vitesse des particules tout le long de la conduite est représentée dans la figure ci-dessous.

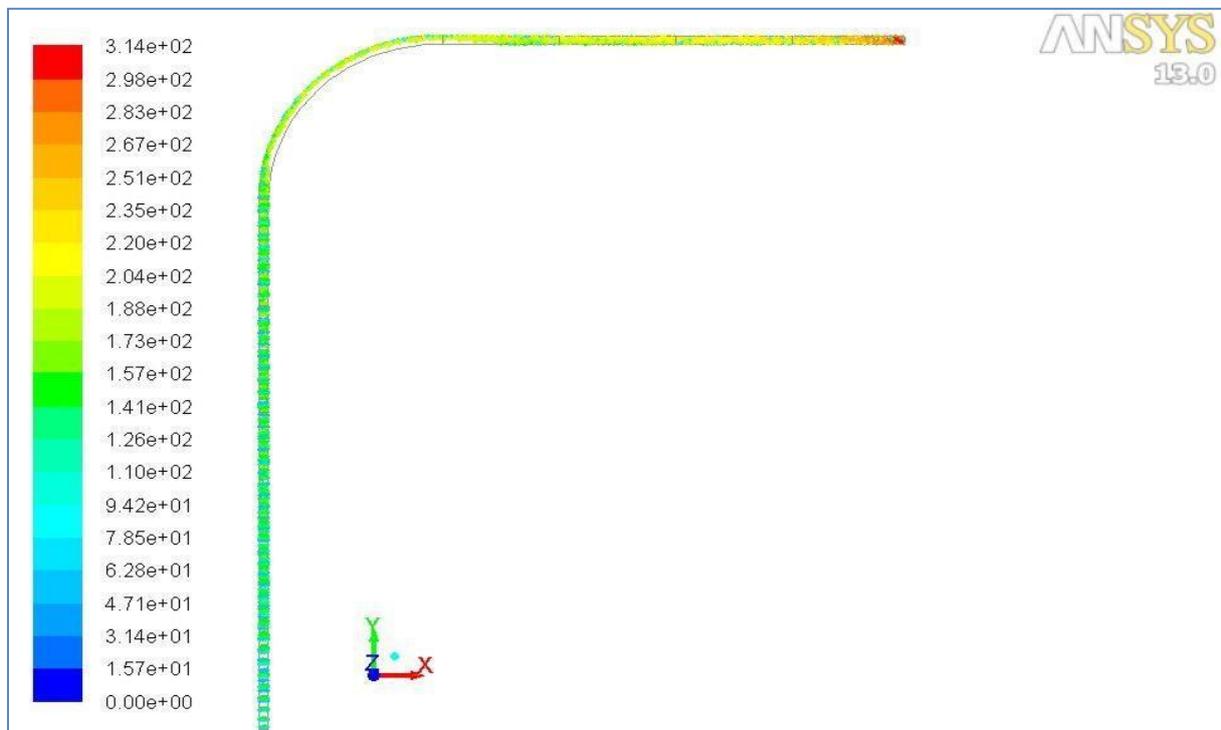


Figure IV.24 : Champ de vitesse des particules dans la conduite.

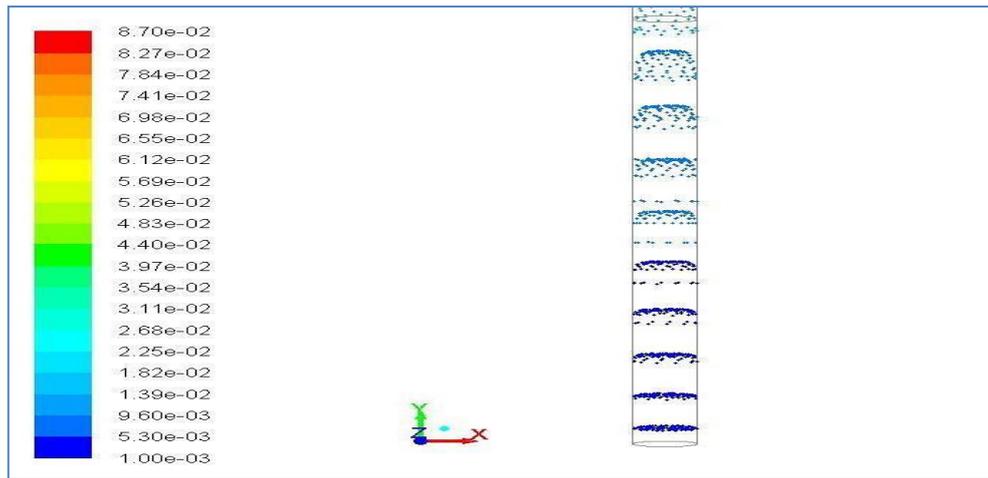


Figure IV.25 : Localisation des particules colorées par le temps de séjour.

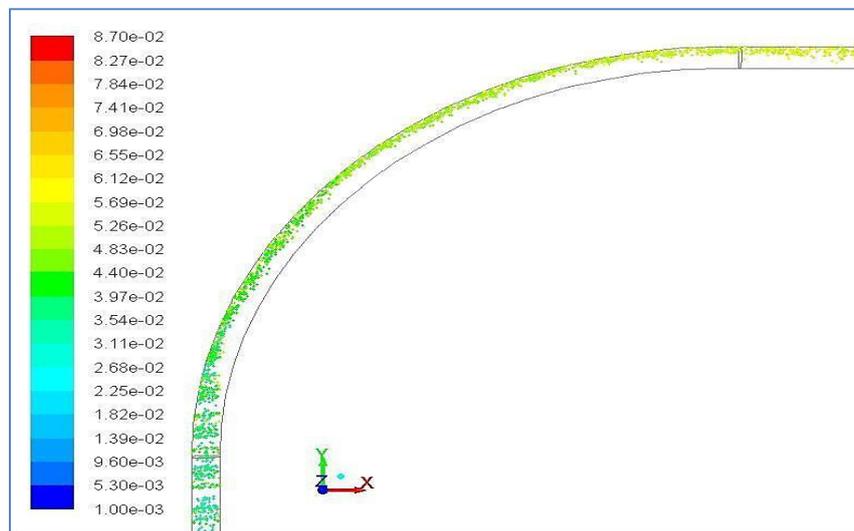


Figure IV.26 : Localisation des particules dans le coude colorées par le temps de séjour.

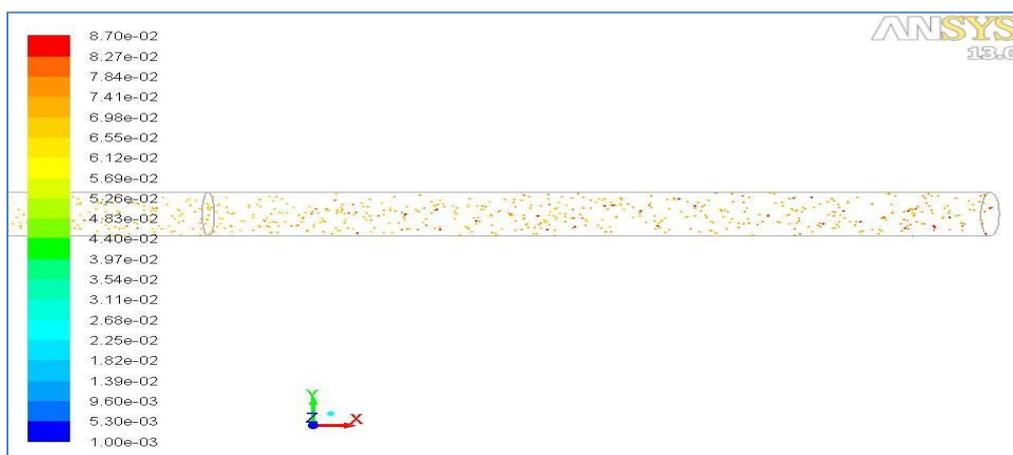


Figure IV.27 : Localisation des particules à la sortie du coude par le temps de séjour.

La figure (IV.24) montre l'évolution du champ de vitesse des particules dans la conduite. Nous remarquons que le nuage des particules lâché dans le fluide tend à prendre la même forme que le champ de vitesse du fluide. Dans le coude nous avons constaté que la vitesse du fluide est plus importante en s'approchant de la paroi externe que de la paroi interne, et sur la figure (IV.26), elle montre que la localisation des particules est plus dense en s'approchant de la paroi externe, ce qui signifie que nos résultats sont plus réalistes.

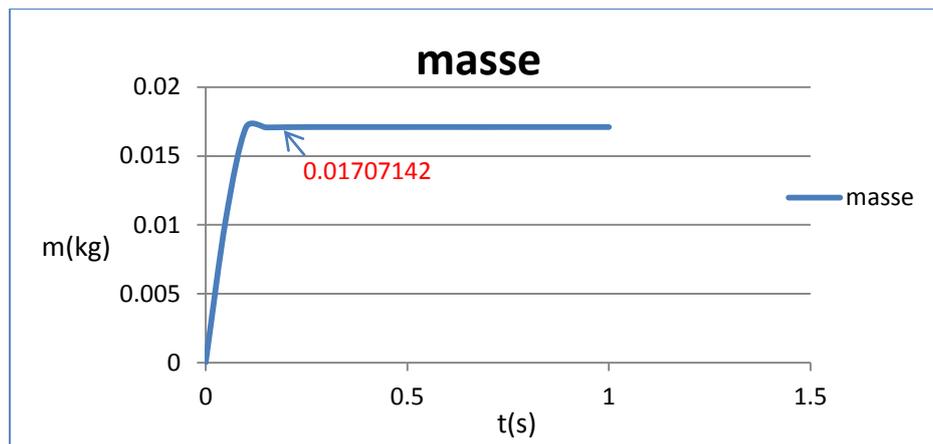


Figure IV.28 : Évolution de la masse des particules dans la conduite en fonction du temps.

La figure (IV.28) illustre l'évolution de la masse dans la conduite pour une période d'une seconde de l'injection. Nous avons vu que la masse augmente d'une manière significative au début de l'injection (de 0 à 0.1s). À partir de là, la masse contenue dans la conduite est la même. Le nombre de particules injectées est égale au nombre de particules qui quittent le domaine. Le régime devient stationnaire.

Conclusion

Dans ce présent chapitre nous avons exposé les résultats des simulations de deux écoulements, l'un monophasique et l'autre diphasique. L'analyse des deux résultats nous a permis de conclure que dans le cas monophasique, la distribution de la vitesse et de la pression varient progressivement de l'entrée à la sortie de la conduite. La vitesse maximale tend toujours à se situer dans le centre de la conduite sauf au niveau du coude où nous avons constaté que cette vitesse se rapproche de la paroi externe du coude. Dans le cas diphasique, nous avons remarqué que l'injection des particules dans le champ fluide modifie légèrement les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement, comparativement au cas monophasique, cela est dû au faible taux de chargement que nous avons imposé aux particules.

Conclusion générale

La présente étude est une simulation numérique d'un écoulement turbulent diphasique (gaz-solide) dans une conduite coudée à 90°, largement répandu dans l'industrie.

Grace à une synthèse bibliographique, nous avons pu définir les différentes approches numériques existantes dans la littérature pour la résolution de ce type d'écoulement. Dans le cadre de notre travail, nous avons choisi l'approche eulérienne-lagrangienne, qui s'imposait comme la mieux adaptée pour notre cas, car elle permet de connaître la position de chaque particule dans la conduite en fonction du temps, et d'en déduire l'interaction entre les deux phases. Pour la prise en compte de la turbulence nous avons optés pour le modèle $k - \varepsilon$ étant le plus répandu.

Pour la mise en œuvre numérique, la génération du maillage et la résolution des équations régissant l'écoulement ont été réalisées en utilisant le code de calcul ANSYS-Fluent. Ce code de calcul propose plusieurs approches pour la modélisation des écoulements diphasiques. Dans le cas de l'approche eulérienne/lagrangienne, la phase continue est calculée en utilisant la discrétisation de l'équation générale du transport par la méthode des volumes finis. La phase particulaire est calculée à base des résultats de la phase continue en discrétisant l'équation du mouvement de la particule selon le schéma d'Euler.

D'après les résultats obtenus par la présente simulation, nous avons traité deux cas de figure, écoulement monophasique et écoulement diphasique. L'analyse des deux résultats nous a permis de conclure que :

- Dans le cas monophasique, la distribution de la vitesse varie progressivement de l'entrée jusqu'à la sortie de la conduite. La vitesse maximale tend toujours à se situer dans le centre de la conduite. Au niveau du coude la vitesse maximale est près de la paroi externe.
- Dans le cas diphasique, Nous avons remarqué que l'ajout des particules dans le champ fluide modifie légèrement les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement, cela est dû au faible taux de chargement que nous avons imposé pour les particules. Le nuage des particules solides tend à prendre la même forme que le champ de vitesse du fluide.

Perspectives

L'étude des écoulements turbulents diphasique reste toujours l'un des défis de la mécanique des fluides et l'analyse numérique. L'étude présentée nous a permis d'acquérir des connaissances sur les écoulements diphasiques. Néanmoins, nous n'avons pas pu cerner l'effet de chaque phase sur l'autre à cause du faible taux de chargement imposé dans notre simulation. De ce fait, il faudra réaliser d'autres simulations avec différents taux de chargement.

Du point de vue de l'exploitation, de nombreuses informations peuvent encore être extraites des résultats numériques obtenus. Pour l'amélioration de cette investigation plusieurs voies sont envisageables :

- Faire une étude de sensibilité du maillage.
- Varier les conditions initiales et aux limites.
- S'orienter vers une approche eulérienne/eulérienne pour comparaison.

Références bibliographiques

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Conan C, étude expérimental et modélisation des écoulements liquide-liquide en conduite horizontal, Laboratoire de génie chimique de TOULOUSE, 135 pages, mars 2007.

Denéfle R, modélisation locale diphasique Eau-vapeur des écoulements dans les générateurs de vapeur, thèse de doctorat, Université de BORDEAUX I, 147 pages, novembre 2013.

Guide de ANSYS-FLUENT 13.0

Hassanzadeh Y., Distribution des vitesses et des concentrations dans un écoulement diphasique liquide-solide à surface libre, mécanique des fluides, pierre et marie curie, 1979.

Kahil Y, dépôt d'aérosol dans une conduite coude de 90° pour un écoulement turbulent par approche lagrangienne RANS, mémoire de fin d'étude, Université Mohammed Boudiaf ; Oran, Algérie, 66 pages, octobre 2007.

Marléne S, Evaluation de la méthode Euler-Euler pour la simulation aux grandes échelles des chambres à carburant liquide, thèse de doctorat, 297 pages, décembre 2009.

Melinge Y, Roger B, Visualisation de l'écoulement discontinu gaz-solide dans un changement de direction, mécanique des fluides, série II b, pp 705-710, Octobre 1998.

Moissette S, étude dynamique et thermique par modélisation eulérienne-lagrangienne des effets liés aux interactions turbulence-particule dans un écoulement gaz-solide en conduite verticale non-isotherme, thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy 1, 239 pages, Décembre 2001.

Poulin A, Ecoulement liquide-liquide dispersés homogène en conduite horizontal : approche locale en milieu concentré, thèse de doctorat, Université de TOULOUSE, 2009.

Suleman, shittu O, contribution à l'étude d'écoulement gaz-liquide dans un élargissement brusque, thèse de doctorat, Institut national polytechnique de lorraine, 94 pages, septembre 1990.

Valérie C, simulation eulérienne- lagrangienne d'écoulement gaz-solide non isotherme : interaction particule-turbulence, application aux écoulements en conduite, thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy 1, 149 pages, mars 2004.

Résumé

Cette étude constitue une contribution au développement des connaissances théoriques et l'utilisation de l'outil de simulation d'écoulement gaz-particule dans une conduite coudée à 90°. La modélisation repose sur une approche eulérienne/lagrangienne. Pour la prise en compte de la turbulence nous avons opté pour le modèle $k - \epsilon$. Ce présent travail est réalisé à l'aide d'un logiciel dénommé ANSYS-Fluent. D'après les résultats obtenus, l'ajout de particule dans un champ gazeux à faible taux de chargement et à faible diamètre n'influe pas vraiment sur le comportement hydrodynamique en le comparant au cas monophasique.

Mots clés : simulation, modélisation, turbulence, hydrodynamique, monophasique.

Abstract

This study is a contribution to the development of theoretical knowledge and the use of gas-particle flow simulation tool in a pipe elbow at 90°. Modeling is based on an Eulerian/Lagrangian approach. For the inclusion of the turbulence we opted for $k - \epsilon$ model. The present work is performed using software called ANSYS-Fluent. According to the obtained results, the addition of particle in a gas field at low stocking rate and low diameter do not really affect the hydrodynamic behavior by comparing the in-phase case.

Keywords: simulation, modeling, turbulence, hydrodynamics, monophasic.

ملخص
هذه الدراسة هي المساهمة في تطوير المعرفة واستخدام أداة محاكاة تدفق الغاز الجسيمات في أنبوب عازمة على 90 درجة. وتستند النماذج على / النهج رياضيات ألو/لاغرانج . لتأخذ في الاعتبار الاضطرابات التي اختارت نموذج ك - ϵ . ويتم العمل الحالي باستخدام برنامج يسمى ANSYS. ووفقا للنتائج، إضافة الجسيمات في حقل الغاز مع انخفاض معدل تخزين وانخفاض قطرها لا تؤثر حقا سلوك الهيدروديناميكية بمقارنة هذه الحالة بالمرحلة الأولى .