

N° d'ordre : /2012/EM



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE BATNA
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE MECANIQUE

Thèse présentée et soutenue publiquement le 03/03/2013 pour obtenir le grade de Docteur en sciences

Spécialité : MECANIQUE
Option : ENERGETIQUE

PAR

Yassine DEMAGH
Maitre-assistant à l'Université de Jijel

Thème

**MODELISATION ET SIMULATION DES TRANSFERTS DE MATIERE
DANS LES FOURS DE CIMENTERIE**

JURY:

Président : Professeur Mohamed SIAMEUR- Université de Batna

Rapporteur : Professeur Hocine BENMOUSSA - Université de Batna

Examineurs : Professeur Zoubir NEMOUCHI- Université de Constantine

Professeur Mahfoud KADJA- Université de Constantine

Docteur Adel BENCHABANE - Maître de conférences A - Université de
Biskra

Professeur Samir RAHAL- Université de Batna

بِسْمِ اللّٰهِ الرَّحْمٰنِ الرَّحِیْمِ

Résumé

La simulation des écoulements polyphasiques est actuellement un enjeu scientifique, industriel et économique, important. L'étude des systèmes gaz-solide fait appel à des modèles qui mettent en œuvre l'influence des particules et les effets des collisions sur le transfert de quantité de mouvement. L'objectif principal de ce travail est d'améliorer la compréhension, via des simulations, des écoulements de matière dans les cylindres rotatifs et de proposer une contribution à la caractérisation de leur hydrodynamique.

Les simulations réalisées avec le code de calcul FLUENT ont permis de confirmer la faisabilité de l'approche CFD pour les études hydrodynamiques de systèmes granulaires. La mise en œuvre de l'outil de simulation dans son état actuel a permis de réaliser des études de validation des modèles et de comparer les résultats numériques aux données expérimentales. Pour mener cette validation de façon satisfaisante, on aborde des cas de simulations clés sur des cylindres rotatifs à l'échelle de laboratoire pour lesquels il existe une base de données intéressante et diversifiée.

D'un autre côté, le développement de nouveaux modèles physiques est toujours lié aux applications commerciales à l'échelle industrielle où tout résultat numérique, ou information expérimentalement obtenue, trouve toujours sa place et son emploi dans le cadre global de l'optimisation des processus industriels. Mais, le manque flagrant de ces informations expérimentales à ce niveau d'échelle, pousse les scientifiques à innover dans le sens des simulations. Dans ce cadre-là, faisant l'objet de la seconde partie de cette thèse, est abordée la simulation numérique des écoulements granulaires dans les fours de cimenterie, où le modèle a fourni un nombre de résultats fort intéressants.

Dans la dernière partie, un second modèle mathématique est proposé pour l'étude du transfert de chaleur à travers la paroi solide du four rotatif. La finalité de cette partie est d'arriver à établir, online, une prévision des dimensions de la couche de croutage formée à l'intérieure des fours. Basés sur des profils de température linéaires axiaux des gaz et de la matière à cuire dans le four, les calculs numériques ont été comparés avec des données réelles, pour ne pas dire expérimentales, relevées directement sur site (online) dans la cimenterie de Hamma-Bouziiane/Constantine et ont débouchés sur des conclusions intéressantes.

Abstract

The simulation of the multiphase flows is currently an important scientific, industrial and economic challenge. The study of gas-solid systems involves models that takes account the influence of the particles and the effects of the collisions in the context of the momentum transfer. The main objective of this work is to improve comprehension, via simulations, of material flows in rotating cylinders and to propose a contribution to the characterization of it's hydrodynamic.

Simulations achieved with the CFD code FLUENT allowed to confirm the feasibility of the CFD approach for the hydrodynamic study of granular systems. The implementation of the simulation tool in its current state allowed studies of model validation and comparison of numerical results with experimental data. To carry out this validation in a satisfactory way, a key simulation is made on rotating cylinders at laboratory scales for which there exists an interesting and diversified database.

On another side, the development of new physical models is always related to the commercial applications on an industrial scale where any numerical result, or information obtained experimentally finds always its place as part of the overall optimization of industrial processes. But, the obvious lack of this experimental information at this level of scale pushes the scientists to innovate in the direction of simulations. In this context, being the subject of the second part of this thesis, the numerical simulation of the granular flows in the cements kiln is approached, where a number of interesting results have been provided by the model.

In the last part, a second mathematical model has been established for the study of heat transfer through the rotary kiln solid wall. This section concerns the prediction, online, of dimensions of the coating layer formed within the furnace. Based on linear axial temperature profiles of gas and matter, numerical results were compared with real data taken directly on site (online) in the Hamma-Bouziane cement works/ Constantine and showed an interesting finality.

A ma mère,
A mon père,
A ma femme, mes frères et ma sœur.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer mes sincères remerciements aux membres du jury, le professeur Zoubir NEMOUCHI et le professeur Mahfoud KADJA de l'université Mentouri de Constantine, le professeur Samir RAHAL de l'université Hadj Lakhdar de Batna et ainsi que le docteur Adel BENCHABANE maître de conférences à l'université Mohamed Khider de Biskra d'avoir accepté de lire et juger la présente thèse et ce malgré leurs préoccupations et leur emploi du temps assez chargé.

Je remercie également le Professeur Mohammed SIAMEUR de l'université Hadj Lakhdar de Batna d'avoir accepté de présider mon jury ainsi que de m'avoir accueilli, dans ses locaux au sein du laboratoire LESEI, où j'ai pu exploiter les ressources du laboratoire dans le seul but, la recherche scientifique, et à la fin de quoi ce manuscrit fut réalisé.

J'adresse mes vifs remerciements au Pr Hocine Ben Moussa, mon Directeur de thèse, qui m'a toujours soutenu et encadré dans tous mes travaux et cela depuis mes études de graduation jusqu'à ce moment.

Ma gratitude s'adresse aussi au Pr Lachi Mohammed, qui m'a accueilli dans ses locaux à l'université de Reims Champagne-Ardenne, URCA, au sein du laboratoire LTM/GRESPI, et m'a permis de finir mes travaux.

Tous mes remerciements à mes amis et collègues de l'université de Jijel et de l'université de Batna pour leur soutien et leur gentillesse.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance au Ministère de l'Enseignement Supérieur Algérien pour son soutien financier.

Merci à tous. Yassine

Table des matières

Nomenclature	viii
Liste des figures	xii
Introduction générale – Contexte	1
I. Etat de l’art	3
I.1. Différents régimes d’écoulements de la matière granulaire.....	4
I.2. Ecoulements granulaires dans les cylindres et fours rotatifs	6
I.3. Transport de particules dans les cylindres et les fours rotatifs.....	16
II. Formulation Mathématique	18
II.1. Introduction.....	19
II.2. Généralités sur les modèles à deux fluides	20
II.3. Equations de continuité et de quantité de mouvement	21
II.4. Tenseur de contraintes fluide	22
II.5. Tenseur de contraintes solide cinétique-frictionnelle	22
II.6. Introduction à la théorie cinétique des écoulements granulaires	23
II.6.1. Fonction de distribution radiale	26
II.7. Considération du phénomène de frottement	27
II.8. Échanges entre phases	28
II.9. Conditions aux limites	30
III. Résultats numériques et validation	32
III.1. Configuration test et code de calcul	33
III.2. Résultats, comparaisons et validation.....	35
III.2.1. Interception des deux couches d’écoulements	35
III.2.2. Approche originale du mouvement des particules à la surface du lit.....	38
III.3. Conclusions	50
IV. Simulation du four réel et prédiction du croûtage	52

IV.1. Introduction	53
IV.2. Processus dans les fours de cimenterie	54
IV.2.1. Phénomène de croûtage.....	56
IV.3. Comportement de la matière dans les fours de cimenterie.....	57
IV.3.1. Critères de similitudes	57
IV.3.2. Résultats et interprétations	59
IV.4. Prédiction du phénomène de croûtage	66
IV.4.1. Définition du domaine d'étude.....	66
IV.4.2. Mise en équations et conditions aux limites.....	67
IV.4.3. Détermination des coefficients d'échanges et d'émissivité des fumées ...	73
IV.4.4. Méthode numérique, résultats et interprétations	76
IV.5. Conclusions	79
Conclusion générale et perspectives.....	80
Références.....	82

Nomenclature

Lettres latines

g	Accélération due à la gravité	$[m/s^2]$
$h_{air\ forcé}$	Coefficient d'échange entre l'air des ventilateurs et la paroi externe du four	$[W/m^2 K]$
h_{GC}	Coefficient d'échange thermique entre les gaz chauds et la paroi interne du four	$[W/m^2 K]$
h_{vent}	Coefficient d'échange thermique entre le vent et la paroi externe du four	$[W/m^2 K]$
k_s	Coefficient de diffusion de l'énergie fluctuante des particules	$[kg/m \cdot s]$
e_w, e_p	Coefficient de restitution particule-paroi et particule-particule	--
C_d	Coefficient de traînée	--
C_{H_2O}, C_{CO_2}	Coefficients correcteurs de $\varepsilon_{H_2O}, \varepsilon_{CO_2}$	--
F_r, n et p	Constantes empiriques	--
$2L$	Corde du lit de matière	$[m]$
d_p	Diamètre des particules	
k	Energie cinétique de fluctuation	$[m^2/s^2]$
Le	Epaisseur de la couche radiante	$[m]$
s	Facteur de forme	--
v'_s	Fluctuation de vitesse de la particule solide	$[m/s]$
g_0	Fonction de distribution radiale	--
α_g	Fraction volumique du vide (gaz)	--
Fr	Nombre de Froude	--
Re_p	Nombre de Reynolds particulaire	--
Nu, Re, Pr, Ra	Nombres de Nusselt, de Reynolds, de Prandtl et de Rayleigh	--

A_p	Pouvoir absorbant des gaz	--
p_s	Pression solide	[Pa]
p_f	Pression solide de frottement	[Pa]
p	Pression thermodynamique	[Pa]
P	Pression totale des fumées dans le four	[atm]
P_{CO_2}, P_{H_2O}	Pressions partielles du CO ₂ et de l'H ₂ O dans les fumées	[atm]
h	Profondeur maximale du lit de matière	[m]
R	Rayon du cylindre	[m]
I_{2D}	Second invariant du déviatorique du tenseur de contraintes solides	Pa []
f	Taux de remplissage du cylindre	--
T_{kk}	Température clinker de sortie du four	[°C]
T_{crue}	Température d'entrée de la farine crue dans le four	[°C]
T_{AS}	Température d'entrée, dans le four, de l'air	[°C]
T_∞	Température de l'air ambiant	[°C]
T_f	Température de la flamme	[°C]
T_p	Température de la paroi interne du four	[°C]
T_{BF}	Température de sortie fumée	[°C]
T_{GC}	Température des gaz chauds (fumées)	[°C]
v_g	Vecteur de vitesse de la phase gaz	[m/s]
v_s	Vecteur de vitesse de la phase solide	m/s []

Lettres grecques

ε	Angle de repos dynamique	(°)
2θ	Angle délimitant le lit de matière	(°)

ϕ	Angle de frottement interne	(°)
$\beta = 1/T$	Coefficient de dilatation	[K ⁻¹]
β	Coefficient de transfert de quantité de mouvement aux interfaces	[kg/s]
ϕ'	Coefficient spéculaire	--
λ_B	Conductivité thermique de la brique réfractaire	[W/m.K]
$\lambda_{farine\ crue}$	Conductivité thermique de la farine crue	[W/m.K]
λ_V	Conductivité thermique de la virole	[W/m.K]
$\lambda_{clinker}$	Conductivité thermique du clinker	[W/m.K]
ε_p	Emissivité de la paroi interne du four	--
ε_g	Emissivité des gaz chauds (fumées).	--
$\varepsilon_{H_2O}, \varepsilon_{CO_2}$	Emissivités de la vapeur d'eau et du gaz carbonique	--
δ	Epaisseur de la couche active	[m]
α_s	Fraction volumique solide	--
$\alpha_{s,max}$	Fraction volumique solide maximale	--
$\alpha_{s,min}$	Fraction volumique solide minimum	--
ρ_g	Masse volumique de la phase gaz	[kg/m ³]
ρ_s	Masse volumique de la phase solide	kg/m ³ []
ψ	Référence angulaire	(°)
θ_T	Température granulaire	[m ² /s ²]
τ_f	Tenseur des contraintes de frottement	[Pa]
τ_g	Tenseur des contraintes visqueuses de la phase gazeuse	[Pa]
\bar{I}	Tenseur unité	--
$\Delta\varepsilon$	Valeur de correction de ε_g	--

ξ_s	Viscosité de dilatation solide (solid bulk viscosity)	$[Pa \cdot s]$
ξ_g	Viscosité de dilatation de la phase gaz (bulk viscosity)	$[Pa \cdot s]$
μ_g	Viscosité de la phase gaz	$[Pa \cdot s]$
μ_s	Viscosité solide	$[Pa \cdot s]$
μ_f	Viscosité solide de frottement	$[Pa \cdot s]$
ω	Vitesse angulaire	$[rad/s]$

Liste des figures

Figure 1.1 – Les trois régimes d’écoulement de la matière granulaire.	5
Figure 1.2 – Différentes configurations d’écoulement d’un lit de matière à l’intérieur d’un cylindre rotatif.	6
Figure 1.3 – Définition des différents angles mesurés en tambour tournant.	7
Figure 1.4 – Caractéristiques géométriques des configurations type : (a) Rolling et (b) Cascading.	9
Figure 1.5 – Les deux couches d’écoulement dans le régime Rolling.	10
Figure 1.6 – Principe de la dilatance de Reynolds.	10
Figure 1.7 – Diagramme de comportement d’un lit de matière dans un cylindre rotatif [21].	11
Figure 1.8 – Profil de vitesse dans la couche active.	14
Figure 1.9 – Profil de vitesse à la surface libre du lit de matière. <i>Vitesse=fonction</i> (x').	15
Figure 1.10 – Différents modes de transport des particules par un écoulement fluide.	16
Figure 2.1 – Volume de contrôle contenant les deux phases	19
Figure 2.2 – Caractérisation des zones à cisaillement rapide et à cisaillement lent.	23
Figure 2.3 – Fraction volumique solide initiale ($t = 0s$).	30
Figure 3.1 – Configuration d’étude.	33
Figure 3.2 – (a) Maillage initiale. (b) Remplissage initial. (c) Distribution de α_s à $t = 77s$. α_s s’étend de 0 à 0.619.	36
Figure 3.3 – Tracé du contour de la vitesse solide à $t = 77s$.	37
Figure 3.4 – Tracé du contour de la température granulaire à $t = 77s$.	37
Figure 3.5 – Vecteurs de vitesse des particules solides à $t = 77s$. $v_s [m/s]$ varie de 0 à 0.248.	39
Figure 3.6 – Schématisation illustrant le mouvement des particules dans le lit.	40
Figure 3.7 – Désignation des angles et projection du vecteur de vitesse v_s .	41
Figure 3.8 – Vitesse $v'_{s,1}$ en fonction de la profondeur adimensionnée (y'/R).	42
Figure 3.9 – Variation de l’angle ζ en fonction de la profondeur adimensionnée (y'/R) à la distance $x'/2L = 0.54$ le long de la surface du lit.	43

Figure 3.10 – Schématisation de la nouvelle configuration d'écoulement.	44
Figure 3.11 – Vitesse des particules surfaciques du lit en fonction de la position x .	45
Figure 3.12 – Variation de la viscosité de frottement, μ_f en fonction de la fraction volumique solide α_s .	46
Figure 3.13 – La vitesse $v'_{s,1}$ comparée à la vitesse tangentielle (multipliée par (-1)) en fonction de la profondeur adimensionnée.	47
Figure 3.14 – Profile de $v'_{s,1}$ en fonction de la profondeur adimensionnée (y'/R) pour différentes positions $x'/2L$ le long de la surface du lit.	48
Figure 3.15 – Les effets de bord	49
Figure 3.16 – Comparaison entre les valeurs numériques et expérimentales de l'épaisseur adimensionnée δ/δ_{\max} de la couche active en fonction de la distance adimensionnée $x'/2L$.	49
Figure 3.17 – Allure de la couche active. Cette représentation est obtenue par filtrage du vecteur v_s en ne prenant que la valeur négative de la composante $v_{s,1}$	50
Figure 4.1 – Four en coupe.	54
Figure 4.2 – Processus à l'intérieur du four.	55
Figure 4.3 – Coupe transversale du four.	55
Figure 4.4 – Constitution du croûtage dans le four.	56
Figure 4.5 – Problématique d'échelle.	57
Figure 4.6 – Vecteurs de vitesse des particules solides.	60
Figure 4.7 – Fraction volumique des particules solides.	61
Figure 4.8 – Comparaison entre les propriétés physiques de l'écoulement solide pour $\omega = 0.1 \text{ rad/s}$ et $\omega = 0.17 \text{ rad/s}$. (a) vecteur de vitesse, (b) contour de la vitesse v_s , (c) forme de la couche active et (d) contour de la température granulaire.	63
Figure 4.9 – Champs de vitesse pour : (a) $\omega = 0.1 \text{ rad/s}$ et (b) $\omega = 0.17 \text{ rad/s}$. Plage de valeurs pour $v_s [m/s]$ est de $[0.0, 3.27]$.	64
Figure 4.10 – Forme de la couche active pour $\omega = 0.17 \text{ rad/s}$. Uniquement les valeurs négatives de la composante de vitesse solide suivant la direction x , $v_{s,1}$, sont considérées. Plage des valeurs pour $v_{s,1} [m/s]$ est de $[-2.86, 0.0]$.	65

Figure 4.11 – Lignes de courant des particules solide pour : (a) $\omega = 0.1 \text{ rad/s}$ et (b) $\omega = 0.17 \text{ rad/s}$.	65
Figure 4.12 – Différentes couches constitutives de la paroi solide du Four.	66
Figure 4.13 – Profil de la température de la matière et référence angulaire.	69
Figure 4.14 – Profil de la température des fumées.	70
Figure 4.15 – Position de la batterie de ventilateurs.	73
Figure 4.16 – Élément de référence.	76
Figure 4.17 – Maillages du four.	77
Figure 4.18 – La température en fonction de la position axiale z sur une génératrice de la face externe du four.	78
Figure 4.19 – Champs de température en tridimensionnel.	78

Liste des tables

Table 1. Propriétés du Système et paramètres de simulation	34
Table 2. Paramètres du modèle et du prototype	60
Table 3. Propriétés du système et paramètres de la simulation du Four	62
Table 4. Constantes considérées dans la détermination de ε_{CO_2}	75
Table 5. Coefficients considérés dans la détermination de ε_{H_2O}	80

Introduction générale – Contexte

Un thème récurrent dans toute étude sur les milieux multiphasiques est la nécessité de modéliser afin de prédire le comportement détaillé des écoulements et des phénomènes qui se manifestent.

Ces modélisations sont établies de trois manières : (1) expérimentalement, par le biais de modèles à l'échelle de laboratoire équipé d'instrumentation appropriée, (2) théoriquement, par le moyen d'équations mathématiques et de modèles qui caractérisent les écoulements, et à partir desquelles on essaie de faire sortir des corrélations fiables, et (3) numériquement, exploitant la puissance des ordinateurs modernes pour résoudre les équations complexes régissant ce type d'écoulement. De toute évidence il y'a certaines applications pour lesquelles les configurations expérimentales à grande échelle dans les laboratoires sont possibles. Mais dans la majorité de ces cas, ces configurations sont tellement réduites que des dissimilarités émergent lors de l'exploitation des résultats pour des applications à l'échelle réelle, et dans ces cas bien précis, les modèles théoriques et numériques fiables sont essentiels pour l'extrapolation à l'échelle des prototypes (réelle). D'une façon générale, les modèles hydrodynamiques basés sur les lois fondamentales des bilans de masse, de quantité de mouvement, d'énergie et d'espèces possèdent les potentialités nécessaires pour compléter les lacunes dans les résultats obtenus à partir des expérimentations à l'échelle de laboratoire. Un tel cas d'étude qui fait controverse quant à l'échelle d'étude est les fours de cimenterie, assimilés à des cylindres rotatifs dans les travaux d'expérimentations.

On retrouve l'utilisation des cylindres rotatifs dans de nombreux domaines industriels. Parmi ces domaines on peut citer: l'industrie de traitement des déchets industriels, pharmaceutiques et domestiques, l'industrie de fabrication des produits pharmaceutiques et des détergents, ou encore l'industrie sidérurgique. Les fours rotatifs de cimenterie font partis de cette dernière catégorie. Les études ayant trait aux problèmes de traitement de la matière à l'intérieur de ces fours sont toujours d'actualité visant à approfondir les connaissances sur la dynamique des lits granulaires, le transfert d'énergie, l'amélioration du mélange de la matière, ainsi que la réduction du temps de séjour et la diminution du taux de matière emportée dans le milieu environnemental (transport).

Les cylindres rotatifs ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales. Avec des taux de remplissage qui varient de 3% à 50%, le diamètre des cylindres traités dans ces

expérimentations représente un ordre de $1/10$ à $1/13.5$ comparé au diamètre réel des fours, alors que la taille des particules évoque un ordre compris entre $1/10$ et $1/30$.

Vraisemblablement, en considération de ces ordres de grandeur, des dissimilitudes émergent entre ces configurations et celles à une échelle commerciale. Par conséquent, tirer des conclusions à partir de ces résultats et les appliquer directement aux situations réelles s'avère une tâche difficilement réalisable, le facteur de forme ne peut être ignoré.

Visant à compenser ce manque, une étude numérique est entreprise pour approfondir l'état de connaissance sur le comportement des lits granulaire dans les cylindres rotatifs. Le présent manuscrit est reparti sur quatre chapitres. Le premier chapitre donne un bref aperçu sur l'état de connaissance de tout ce qui comportement des lits granulaires dans les cylindres rotatifs. Une formulation mathématique qui décrit l'écoulement transversal de la matière granulaire dans les cylindres rotatifs est avancée dans le chapitre II. La validation du modèle est réalisée par comparaison aux résultats expérimentaux de Ding et al. (2001) [10] et fait l'objet du chapitre III.

Le problème de la validation du modèle pour des configurations à l'échelle commerciale est traité dans la première partie du chapitre IV. Inspirés des travaux de Henein et al. (1983) [22], les critères de similitude dits de Froude modifié ont été utilisés pour passer à une échelle largement supérieure, équivalente à celle d'un four de cimenterie, à terme le modèle nous permettra de tirer des conclusions applicables au cas réels. Dans la seconde partie du chapitre IV, un second modèle mathématique est établi pour l'étude du transfert de chaleur à travers la paroi solide du four rotatif dans un but bien précis : la prévision des dimensions de la couche de croutage formée dans le four.

I. Etat de l'art

- I.1. Différents régimes d'écoulement granulaire. 4
- I.2. Ecoulements granulaires dans les fours rotatifs 6
- I.3. Transport de particules dans les cylindres et fours rotatifs 16

Ce chapitre présente brièvement l'état de connaissances dans le domaine des écoulements de matière granulaire dans les cylindres rotatifs. En premier lieu nous aborderons une première description de l'écoulement de la matière granulaire dans son ensemble. Après quoi on se limitera aux cylindres rotatifs par l'étude des différents modes d'écoulements de particules et les seuils de leurs mises en mouvement. En dernier lieu, la description se fera à l'échelle des particules où nous verrons les différents mécanismes physiques de transport de la particule prise indépendamment.

1.1. Différents régimes d'écoulements de la matière granulaire.

Les matériaux granulaires sont des agglomérats de particules solides macroscopiques (poudres, sables, granulats, graines...) plongés dans un fluide interstitiel. Nous allons donc d'emblée limiter notre champ d'investigation en ne considérant que des agglomérats de grains secs et sans cohésion. Ceci signifie que nous négligeons l'influence éventuelle du fluide interstitiel et que les grains n'interagissent que par contact direct (collisions, frottement), ce qui nous mène donc à des écoulements de grains assez gros (diamètre de l'ordre des centaines de microns), dans un fluide peu visqueux tel que l'air. Par ailleurs, nous allons considérer des grains mono-dispersés et sphériques, une distribution de particules à différentes tailles va engendrer des problèmes de ségrégation qui font l'objet d'autres travaux spécifiques. Ainsi la rhéologie obéit aux lois de transfert de quantité de mouvement et de dissipation d'énergie intervenant dans les contacts directs entre grains d'un côté et entre grains et parois d'un autre côté.

En dépit de l'apparente simplicité de ces systèmes, le comportement des matériaux granulaires s'avère très riche et, fonction des sollicitations qui prennent place, présente des analogies avec les différents états de la matière (solide, liquide et gaz) (Jaeger et al. (1996) [29]). L'écoulement de matériaux granulaires est généralement divisé en trois régimes distincts : le régime quasi-statique, le régime plastique (dense) et le régime visqueux (dilué collisionnel) (figure 1.1).

Du fait de la dissipation qui favorise la formation d'amas et/ou de confinement, McNamara et Young (1994) [40], les écoulements sont le plus souvent denses du type régime élastique ou quasi-statique (cas des avalanches de sable à la surface d'un amas). Alors, le mouvement des grains est fortement contraint, les forces se transmettent à travers un réseau de contact maintenu percolant à travers le système, la contrainte dépend de la déformation et la théorie d'élasticité peut être utilisée pour ces cas de figures.

Quant au régime plastique, proche du régime visqueux, les déformations sont lentes avec des vitesses lentes et la déformation revient à être indépendante de la contrainte. Les grains sont en contact avec plusieurs voisins pendant un temps déterminé, comme dans le régime quasi-statique, mais les effets d'inertie sont importants. Ces écoulements ont été étudiés en détail par les mécaniciens des sols. Dans ce régime la résistance du matériau est essentiellement caractérisée par un angle de frottement interne, et le critère de Mohr-Coulomb distingue la stabilité de la rupture laquelle intervient par glissement selon des plans lorsque le rapport des contraintes tangentielle/normale atteint le frottement interne.

Avec le dernier régime on est dans le domaine du visqueux où l'écoulement des particules est rapide. Lorsque le milieu est très agité et dilué, les particules interagissent essentiellement par collisions. Le milieu ressemble alors fortement à un gaz, les grains jouant le rôle de molécules subissant des collisions binaires. Pour ce régime, la contrainte dépend du taux de déformation. Pendant les vingt dernières années, les outils statistiques de la théorie cinétique ont été mis en œuvre et ont permis un traitement quasi-hydrodynamique de ce régime collisionnel.

Dans le cadre de cette thèse, c'est le deuxième et le troisième régime qui nous intéressent, i.e., la modélisation des écoulements granulaires en régime visqueux et plastique.

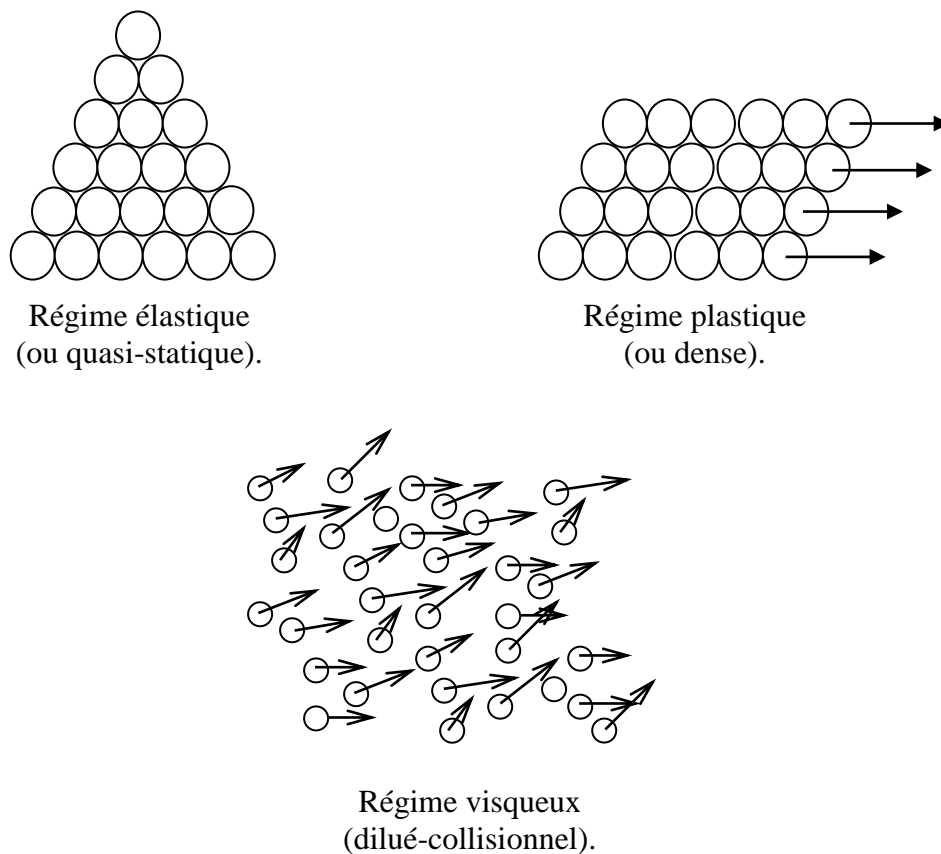


Figure 1.1– Les trois régimes d'écoulements de la matière granulaire.

1.2. *Écoulements granulaires dans les cylindres et fours rotatifs*

Entrevoyant le four par une de ces extrémités, le mouvement du lit de matière peut prendre de nombreuses configurations - glissement (Sliding), effondrement (Slumping), roulement (Rolling), en cascade (Cascading), en projection (Cataracting) et centrifuge (Centrifuging)-, dépendants de plusieurs variables telle que la vitesse de rotation, le taux de remplissage, le diamètre du cylindre ainsi que les caractéristiques des particules solides, Henein et al. [22, 23], figure 1.2.

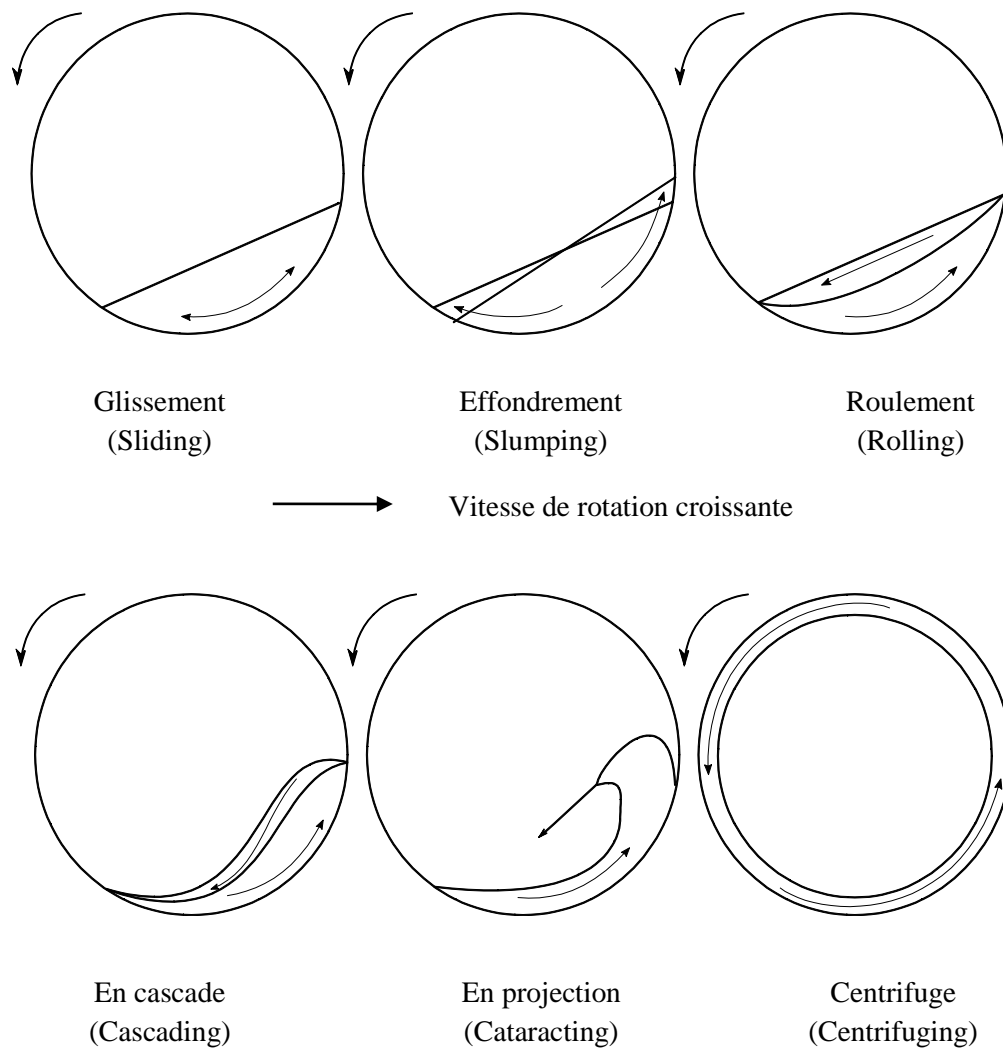


Figure 1.2– Différentes configurations d'écoulement d'un lit de matière à l'intérieur d'un cylindre rotatif.

La relation entre le mouvement du lit et ces variables n'a pas été entièrement mise en place quantitativement, mais néanmoins, un premier classement pourrait être réalisé en considération de la vitesse de rotation du cylindre. Le régime centrifuge se produit à des vitesses critiques et élevées et reflète une situation extrême dans laquelle toute la matière du

lit évolue encollée à la paroi du tambour à la façon d'un corps solide en révolution. Le régime en projection se produit également à des rotations relativement élevées. La force centrifuge occasionnée par la rotation est telle qu'à un certain moment elle se retrouve balancée par le poids propre de la particule la projetant en dehors de la trajectoire circulaire, en jet, en direction de la surface libre du talus. De telles configurations d'écoulements sont assez rares dans l'industrie en raison du problème de l'empatement (entraînement) des plus légères particules à l'environnement, créant ainsi d'énormes problèmes de pollution à des taux assez élevés.

Du côté opposé aux deux régimes présentés dans le paragraphe précédent, figure 1.2, dans la direction des vitesses croissantes, le lit est dans le régime dit de glissement (Sliding) où il glisse en masse contre la paroi interne du cylindre.

Avec l'accroissement de la vitesse on arrive au régime d'effondrement (Slumping) où la majeure partie du lit est transportée en masse avec la rotation de la paroi. La rotation lente du tambour entraîne un accroissement progressif de l'angle entre la surface libre de l'empilement de grains et l'horizontale, à partir d'un angle critique que nous appelons ici *angle d'avalanche*, figure 1.3, la surface libre se déstabilise et une avalanche se produit. L'écoulement se poursuit jusqu'à ce que la surface libre fasse un angle déterminé avec l'horizontale appelé *angle de repos*. L'effondrement se produit périodiquement à chaque fois que le lit, en rotation avec la paroi du four, atteint l'angle d'avalanche.

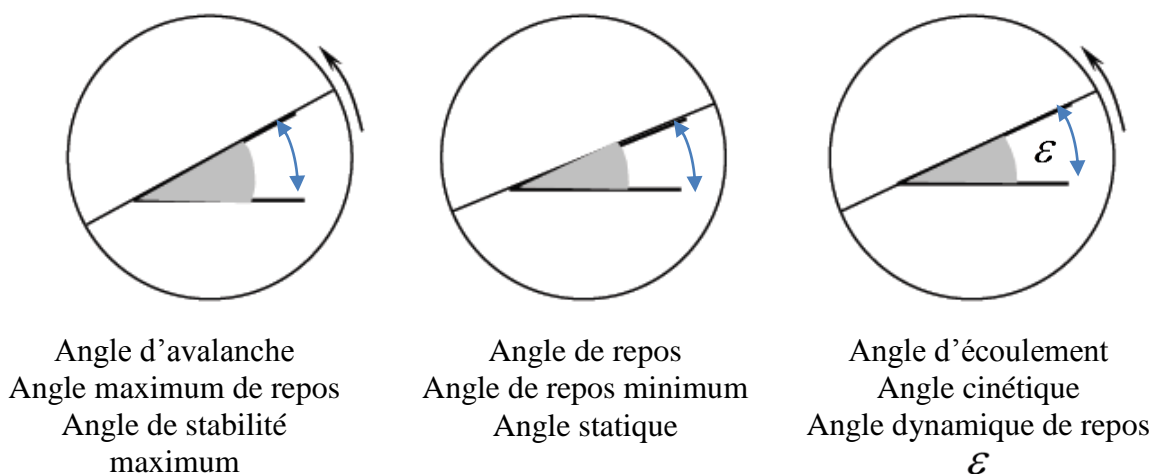


Figure 1.3 – Définition des différents angles mesurés en tambour tournant.

Dans le mode Slumping, l'angle de repos dynamique varie de manière cyclique alors qu'en mode Rolling et Cascading, l'angle de repos reste constant, figure 1.4 (a). Il a été établi depuis Rutgers (1965) [50] que la dynamique de l'amas de matière granulaire dans les tambours rotatifs est tributaire du nombre de Froude ($Fr = \omega^2 \cdot R/g$).

Selon Boateng et Barr (1997) [4], les fours rotatifs opèrent toujours en mode Rolling ou Cascading, figures 1.4 (a) et (b), respectivement.

Les fours possèdent habituellement des vitesses de rotation comprises entre 1 et 5 rpm et un taux de remplissage de 8% à 15%. Pour ces deux modes le talus se subdivise en deux régions, Henein et al. (1983)[23], Boateng et Barr [4, 5], Mellmann (2001) [42] et He et al. (2007) [19]. La région supérieure, fortement cisailée dite "active", est formée de particules situées au voisinage de la surface libre avec des vitesses relativement élevées. La seconde région, dite "passive", possède un mouvement lié à la rotation de la paroi du four.

La dissemblance entre les deux types de mouvement, "Rolling" et "Cascading", réside dans le fait que pour le premier, la surface libre est presque aplanie alors que pour le second elle est plus difforme et prend l'aspect d'un "S".

Les caractéristiques géométriques typiques et classiques d'une configuration d'écoulement type Rolling sont décrites dans la figure 1.4(a). La surface du lit, délimitée par l'angle 2θ , est presque plate et uniforme. Le lit en équilibre dynamique possède dans une telle position un angle caractéristique ε dit angle de repos dynamique. L'espace occupé par le lit et la longueur, $2L$, de la corde peuvent être déterminée en fonction de l'angle 2θ .

La fraction de l'aire transversale occupée par la matière représente le taux de remplissage du cylindre f . Il est habituellement défini comme étant le pourcentage en volume occupé par la matière dans le cylindre, il prend la forme suivante.

$$f = \frac{1}{2\pi} \left(2 \cos^{-1} \left(\frac{R}{R-h} \right) - \sin \left[2 \cos^{-1} \left(\frac{R}{R-h} \right) \right] \right) \quad (1)$$

Où R est le rayon du cylindre et h est la profondeur maximale du lit de matière (figure. 1.4 (a)), qui dans le cas parfait d'une configuration géométrique symétrique se positionne à la mi-corde. On verra dans ce qui va suivre que cette hypothèse de symétrie peut être contestée dans la réalité

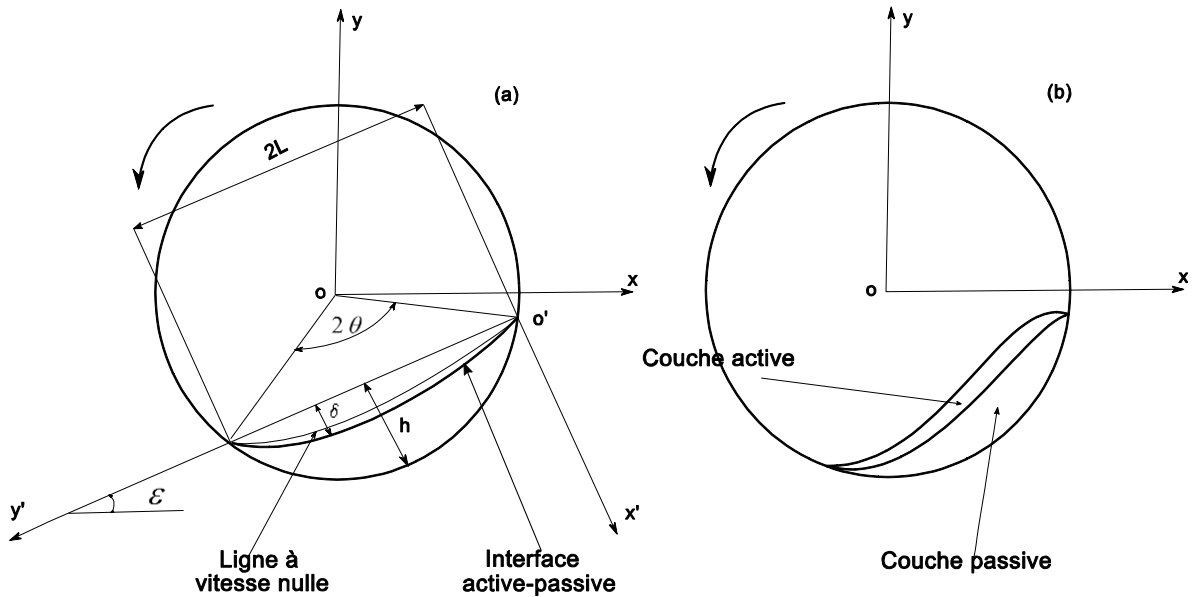


Figure 1.4– Caractéristiques géométriques des configurations type :(a) Rolling et (b) Cascading.

La région active est généralement plus mince que la région passive en raison d'un plus grand champ de déplacement des particules qui admettent des vitesses beaucoup plus grandes dans cette région, figure 1.5. Considérant que le lit est cantonné à l'intérieur du cylindre en rotation, les particules alimentant la couche active doivent nécessairement parvenir de la région passive figure 1.5), alors la loi de conservation de la masse impose que la vitesse moyenne d'écoulement des particules à travers l'épaisseur δ de la zone active doit être plus importante que celle des particules qui traversent la région passive à travers l'épaisseur $(h - \delta)$.

Cette loi de conservation fournie pour le moins une explication exhaustive du phénomène mais reste insuffisante pour expliquer d'autres phénomènes dans la couche passive tel que la *dilatance de Reynolds*. Lors de la déformation d'un empilement dense, les grains doivent donc se démanteler, alors le mouvement relatif des grains va induire, au cours de la déformation, une diminution de la fraction volumique solide comme schématisé sur la figure 1.6.

Du côté processus, on a identifié que la majorité du mélange et des réactions de la matière ont lieu dans la section transversale du four et plus précisément dans la région active. Plus la couche active est profonde, mieux le mélange est perfectionné. Afin d'augmenter la profondeur de la couche active, il est essentiel d'augmenter la vitesse de rotation du four. Les études précédentes ont montré que les particules ne peuvent se déplacer dans la direction

axiale du four sans pour autant traverser la région active (Saeman(1951) [51] et Das Gupta et al. (1991) [7]), plus il y'a de particules dans la couche active, plus le débit sortant du four est élevé.

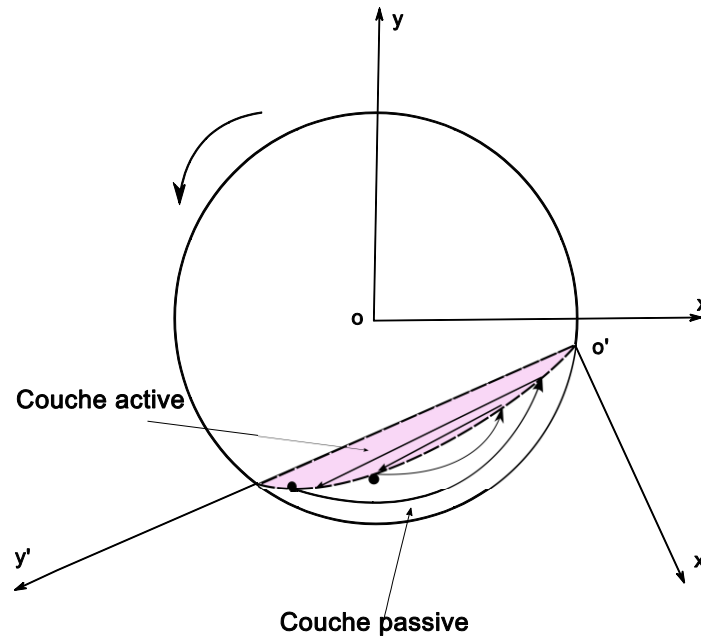


Figure 1.5–Les deux couches d'écoulement dans le régime Rolling.

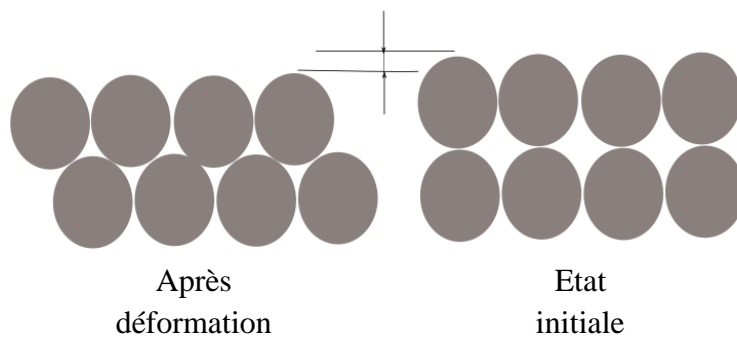


Figure 1.6–Principe de la dilatance de Reynolds.

Les fours rotatifs possèdent généralement une pente dans le sens longitudinal (3° à 4°) qui combinée à la rotation permet à la matière de se déplacer dans la direction axiale. L'ordre de grandeur des vitesses axiales reste très en dessous de celui qui se manifeste dans la section transversale, Boateng et Barr (1997) [4].

Les études portant sur le comportement des lits dans un cylindre en rotation ont donné lieu à bien des égards quant à la façon dont le lit se comportera dans des conditions opérationnelles déterminées. Un tel outil est présenté par Henein (1980) [21], il se résume dans un digramme décrivant le comportement d'un lit de matériau granulaire, du sable, dans un cylindre rotatif de 41cm de diamètre (figure 1.7).

Ainsi, compte tenu de l'angle de repos, de la géométrie du four, et de la vitesse de rotation, on pourrait prédire le comportement du lit dans la section transversale.

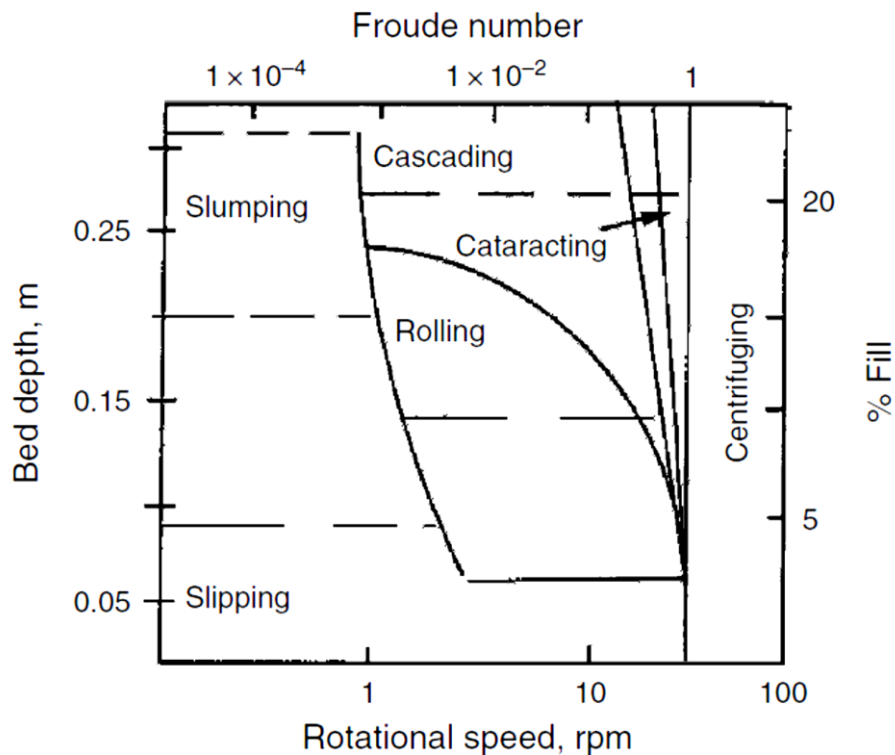


Figure 1.7–Diagramme de comportement d'un lit de matière dans un cylindre rotatif [21].

Récemment, Orpe et Khakhar (2001) [47] ont étudié expérimentalement la transition Rolling/Cascading pour différents matériaux dans des cylindres à différents diamètres. Ils ont mis en évidence la relation qui lie le facteur de forme ($s = d_p/R$) (diamètre des particules sur le rayon du cylindre) au nombre de Froude ($Fr = \omega^2 \cdot R/g$, où ω est la vitesse angulaire et g est l'accélération due à la gravité). Les résultats indiquent que la surface du lit est

relativement plane à faible Fr et évolue pour être de plus en plus distordu fonction de l'accroissement de Fr . L'aspect de la couche active, symétrique à faible Fr , devient de travers à Fr élevé et s bas. D'un autre côté, l'épaisseur de la couche active augmente avec l'accroissement de Fr et la diminution de s . L'angle de repos dynamique augmente de façon uniforme avec la vitesse de rotation affichant une dépendance quasi-linéaire dans tous les cas. En fixant Fr et la taille des particules, l'angle de repos augmente avec la taille du cylindre. L'angle dynamique de repos est généralement plus élevé pour les plus petites particules lorsque les autres paramètres sont tenus fixes. Les résultats de cette étude dévoilent par ailleurs que le facteur de forme s et le nombre de Froude Fr doivent être maintenus constants pour avoir une similitude entre deux configurations, l'une à l'échelle expérimentale et l'autre à l'échelle industrielle.

Dans le même contexte, [23] et [22] utilisent l'inverse du facteur s pour conditionner le passage d'un niveau d'échelle (prototype) à un autre supérieur (modèle). Ils identifient alors deux configurations d'écoulements, l'une à une échelle dite "modèle" et l'autre à une échelle dite "prototype", chacune d'elle admet des spécifications propres, à savoir, le diamètre des particules, le diamètre du cylindre et le nombre de Froude. Ils énoncent en conclusion que la limite de la transition Slumping à Rolling d'un matériau granulaire en écoulement dans une configuration modèle peut être connue relativement à celle d'un autre matériau dans une configuration prototype et nécessite que le taux de remplissage (f) et le nombre de Froude modifié $\left(Fr \cdot (2R/d_p)^{1/2}\right)$ soient maintenus constants.

Félix et al. (2002) [15] réalisèrent une étude expérimentale sur l'épaisseur de la couche active en modes Rolling et Cascading. Leurs mesures ont couvert une très large gamme de diamètres de billes pour divers nombre de Froude. Dans cette étude ils ont remis en cause la notion selon laquelle l'épaisseur de la couche active serait proportionnelle à 10 fois le diamètre des particules. Ils conclurent sur le fait que : pour des valeurs élevées du rapport $(d_p/2R)$, c'est la géométrie du cylindre qui régit la façon dont le système s'écoule et l'épaisseur de la couche est pratiquement in affectée par la vitesse de rotation. Alors que pour des valeurs faibles de s , l'épaisseur de la couche ne converge pas vers une valeur constante mais croit en continu avec le nombre de Froude.

La rhéologie des milieux granulaires est encore à l'heure actuelle mal comprise. De nombreuses recherches ont eu pour but d'établir les lois de comportement des écoulements de

particules. Pour ce faire, les relations entre l'épaisseur de la couche active avec le débit, la vitesse de rotation, la fraction volumique solide et la vitesse moyenne doivent être examinées expérimentalement et numériquement, puis comparées aux modèles théoriques établis. La compréhension de la physique des écoulements de grains a des implications aussi bien géophysiques qu'industrielles. D'un point de vue industriel, le temps de passage d'une particule à la surface libre d'un mélangeur, type tambour tournant, détermine le temps durant lequel elle subit un traitement donné.

Boateng et Barr (1997) [4] se sont intéressés à la relation entre les trois grandeurs fondamentales qui gouvernent l'écoulement de particules, à savoir: la température granulaire, la fraction volumique de la phase solide et la vitesse moyennée des particules. Ils posèrent alors l'hypothèse selon laquelle les vecteurs de vitesse des particules seraient tous parallèles à la surface libre et variaient de façon parabolique à travers la couche active, figure 1.8, alors que dans la sous couche passive ils variaient de façon linéaire.

La même hypothèse est reprise par Boateng (1998) [6], en exploitant la similitude entre la "couche active" et la "couche limite", ils dérivent les équations qui régissent l'écoulement des solides. Les auteurs développent alors des expressions analytiques qui traitent de la température granulaire et de l'épaisseur de la couche active. L'analyse a montré que le coefficient de restitution du matériau avait peu d'influence sur la vitesse de mélange des particules, mais par contre, il avait tendance à augmenter l'énergie cinétique en augmentant les fluctuations de vitesse à petites échelles, comme en témoigne l'augmentation de la température granulaire.

De même, Liu et al. (2006)[36] proposent des expressions approximatives, pour le régime Rolling, de l'épaisseur maximale de la couche active et la vitesse moyenne dans cette dernière. Leur travail s'est appuyé principalement sur les expressions déjà établies par Mellmann et al. (2004) [41].

Tous les auteurs qui ont développé des expressions analytiques pour ce genre de configurations, ont dû assumer que l'écoulement de particule au sein de la couche active est uniforme, i.e. tous les vecteurs de vitesses seraient parallèles à la surface libre du lit de matière.

Le profil de vitesse des particules à la surface libre ainsi que dans les sections orthogonales à cette dernière, a été traité par Boateng et Barr (1997) [4] et Ding et al. [8, 10, 11].

Leurs résultats conduisent aux mêmes conclusions. En régime Rolling, la vitesse des particules à la surface libre a tendance à croître jusqu'à atteindre un maximum situé au voisinage de la mi-distance du libre parcours des particules, et à partir de cette position la vitesse décroît, Figure 1.9. Ce processus est complètement différent dans le cas d'un écoulement de type "avalanche" où la vitesse est en perpétuelle augmentation. La Symétrie du profil de vitesse des particules à la surface libre n'étant pas uniforme pour tous les matériaux et même pour le même matériau à des vitesses de rotation différentes ou à des taux de remplissage différents.

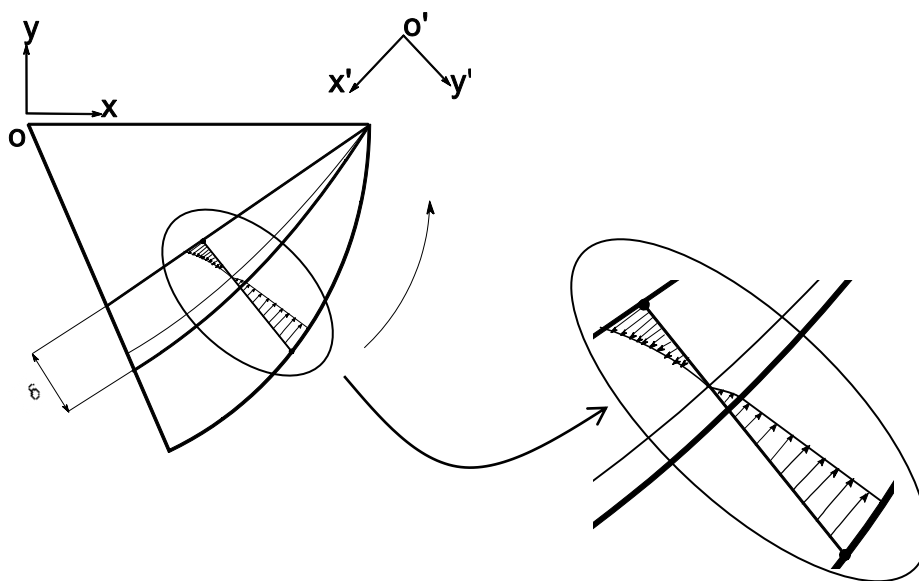


Figure 1.8—Profil de la vitesse dans la couche active.

Il peut encore être vu dans [11] que, pour un mélange de particules de différentes tailles en régime Rolling, le profil de vitesse des particules solides dans les sections orthogonales à la surface libre dépend uniquement de la vitesse angulaire du cylindre et reste indépendant de leurs tailles. Par une comparaison entre les vitesses des particules larges (3mm) et celles plus fines (1,5 mm), les auteurs observent que pour de faibles vitesses de rotation la différence est négligeable dans la couche active et passive, alors que pour des vitesses de rotation élevées la différence reste toujours négligeable dans la zone passive, et atteint des écarts $< 15\%$ dans la zone active. Tout cela revient à dire que, du point de vue dynamique avec des régimes de rotation faibles, les mêmes conclusions peuvent être tirées pour les différentes particules qui coexistent dans le cylindre, indépendamment de leurs tailles.

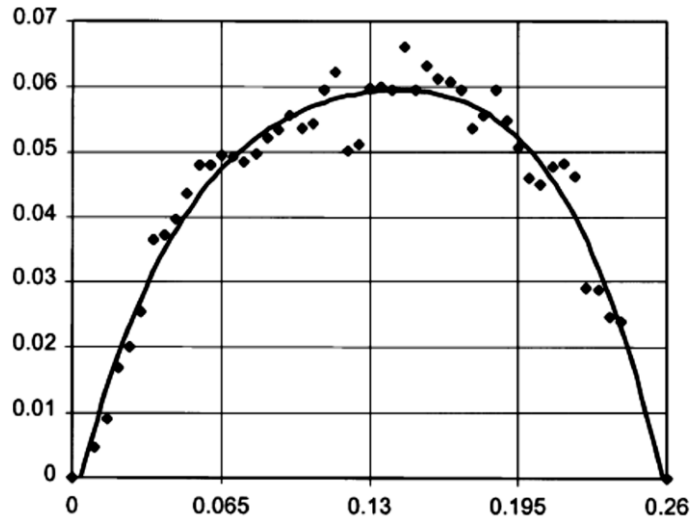


Figure 1.9–Profil de vitesse à la surface libre du lit de matière. *Vitesse=fonction (x')*.

Le phénomène de ségrégation apparaît dès qu'on est dans un cas de mélange de particules de différentes tailles. Principalement, ce phénomène se manifeste dans les sections transversales, Mellmann (2001) [42]. Ainsi d'après Ding et al. (2002) [11] et He et al. (2007) [19], la ségrégation des particules s'établit d'abord dans la dimension transversale ; plus la matière progresse dans le four et plus la ségrégation axiale apparaît. D'un autre côté, le transfert de chaleur qui permet la transformation de la matière dans les fours reste prépondérant dans les sections transversales, Boateng et Barr (1996) [5]. De ces constatations, il apparaît clair qu'il est plus intéressant de réaliser des études sur les paramètres d'écoulement dans la section transversale que le long de la dimension axiale.

Au même temps que les travaux expérimentaux, plusieurs modèles mathématiques ont été développés visant à approfondir la compréhension des systèmes hydrodynamiques gaz-solide. D'une manière générale, de la façon dont on approche les particules solides, on rencontre deux méthodes distinctes : la méthode Eulérienne-Lagrangienne (discrète) et la méthode Eulérienne-Eulérienne (continue). La première méthode fournit une description rigoureuse de la trajectoire des particules où chacune d'elle est perçue séparément, Finnie et al. (2005) [16], Yang et al. [60, 61] et Kwapinska et al. [33, 34]. Vu le caractère industriel de notre étude, cette formulation ne peut être adoptée en raison du nombre important de particules solides considéré, cela demanderait énormément de temps et de capacité mémoire pour les calculs [44,48]. La seconde formulation découle de la méthode Eulérienne-Eulérienne, comme mentionné dans les travaux de Boateng et al. [3], Boateng [6] et He et al. (2007) [18], où sa

mise en œuvre demande un travail considérable mais fournit de très bons résultats pour les cas à grand nombre de particules. Cette formulation sera détaillée dans le chapitre II.

1.3. Transport de particules dans les cylindres et les fours rotatifs

Les questions relatives au transport des particules solides dans les cylindres et fours rotatifs sont fait l'objet d'étude dans les travaux de Matchett et Baker (1987) [39] et Ian C. Kemp (2004) [26]. Si on soumet un lit de particules initialement au repos à un écoulement de fluide elles se mettent en mouvement.

Suivant les caractéristiques de l'écoulement, on peut distinguer quatre modes de transport principaux, figure 1.10.

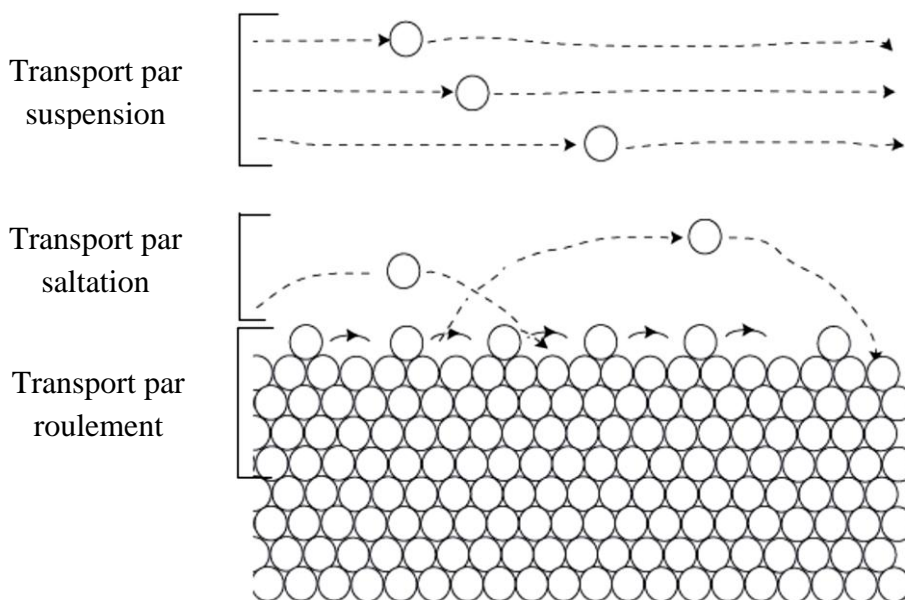


Figure 1.10 – Différents modes de transport des particules par un écoulement fluide.

- Transport par suspension du type turbulent dans le fluide environnant. Les fluctuations turbulentes de l'écoulement redonnent de l'altitude aux particules de petites tailles, alors que les plus grosses retombent et entrent en collision avec la surface du lit. C'est ce phénomène qui est la cause principale des retombées environnementales, pollution de l'air par les particules fines qui se dégagent des fours de cimenterie, et c'est la cause principale qui fait que les régimes d'écoulement "Cataracting" et "Centrifuging" ne sont pas fonctionnels dans l'industrie, le transport par suspension est considérablement élevé.

- Transport par saltation. Les grains qui retombent, entrent en collision avec les particules de surface, l'énergie emmagasinée lors de ces collisions leur permettent de sautiller et de continuer à avancer.
- Transport par reptation (rampement). Regroupant les particules qui après avoir été délogées de leurs positions, lors des collisions de surfaces, vont rouler sur cette dernière sur une distance bien définie.
- Transport par glissement ou/et roulement. Il représente le principal mode de transport quand le phénomène de suspension est omis. Sous l'effet de la force de traînée du fluide, les particules roulent et/ou glissent à la surface du lit.

Le présent travail cible uniquement les régimes d'écoulement de type "Rolling" et "Cascading" se développant dans une section transversale d'un cylindre rotatif, dans ce contexte un modèle mathématique est proposé. Basé sur une formulation eulérienne-eulérienne et sur la théorie cinétique des gaz denses, prenant en considération les forces de frottement entre particules, il décrit la dynamique des particules monodimensionnelles dans une configuration cylindrique bidimensionnelle sans transfert de chaleur. La validation du modèle sera réalisée par comparaison aux résultats expérimentaux de Ding et al. (2001) [10]. Enfin exploitant les critères de similitude de Henein et al. (1983) [22] relatives à la notion du nombre de Froude modifié et à l'importance du rapport de forme, le modèle a été validé pour des échelles supérieures. Ceci a permis de minimiser les dissimilarités entre la configuration expérimentale et la configuration réelle afin de parvenir à des conclusions pratiques pour un four rotatif de 4950 mm de diamètre intérieurement revêtu de briques réfractaires et exploité à un maximum de 3000 tonne-clinker-jour. Ce four est situé à la cimenterie de Hamma-Bouziane, Constantine, Algérie. Sa vitesse de rotation varie, à la demande, de 1 rpm à 2 rpm avec des tailles de particules allant de 50 μm à 150 μm .

II. Formulation Mathématique

<i>II.1. Introduction</i>	<i>19</i>
<i>II.2. Généralités sur les modèles à deux fluides</i>	<i>20</i>
<i>II.3. Equations de continuité et de quantité de mouvement</i>	<i>21</i>
<i>II.4. Tenseur de contraintes fluide</i>	<i>22</i>
<i>II.5. Tenseur de contraintes solide cinétique-frictionnelle</i>	<i>22</i>
<i>II.6. Introduction à la théorie cinétique des écoulements granulaires</i>	<i>23</i>
<i>II.7. Considération du phénomène de frottement</i>	<i>27</i>
<i>II.8. Échanges entre phases</i>	<i>28</i>
<i>II.9. Conditions aux limites</i>	<i>30</i>

Une formulation mathématique qui décrit l'écoulement transversal de la matière granulaire dans les cylindres rotatifs, d'une façon générale et dans les fours rotatif d'une façon spécifique, est avancée dans ce chapitre. Un modèle mathématique basé sur une formulation eulérienne-eulérienne couplé avec la théorie cinétique des écoulements granulaires et qui prend en compte les forces de frottement entre particules est établi.

II.1. Introduction

Deux types de modèles sont répandus pour la description des systèmes hydrodynamiques gaz-solide, les modèles de trajectoire (lagrangienne) et les modèles à deux fluides (modèles eulériens). Dans les modèles de trajectoire, le mouvement de la phase dispersée est évalué par suite du mouvement des particules réelles ou celui des plus grandes particules représentatives. Les détails de l'écoulement, autour de chacune particule, sont contenus dans les forces de traînée, de flottabilité et de moment qui régissent leurs trajectoires, et peuvent éventuellement la modifier. L'évolution thermique des particules peut également être suivie dans le cas échéant. Les modèles lagrangiens ont été très utiles dans les études de la rhéologie des écoulements granulaires, principalement parce que les effets du fluide interstitiel sont faibles. Dans la l'approche à deux fluides, la phase dispersée est traitée comme une seconde phase continue, entremêlée et interagissant avec la phase primaire. Des équations de conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont développées pour les deux écoulements et incluses des termes d'interactions qui modélisent les échanges entre les deux phases. Dans ces perspectives, les modèles à deux fluides omettent la nature discrète de la phase dispersée et utilisent des estimations quant à leurs effets sur la phase continue. Inévitablement pour cette approche, les opérateurs de moyenne sont nécessaires pour caractériser les propriétés de la phase dispersée; ce qui entraîne des difficultés majeurs lors de leur mise en place. Les conditions aux limites appropriées pour ces modèles posent aussi des difficultés à les modéliser. En revanche, la notion d'écoulements séparés présente de nombreuses questions en moins. Théoriquement, il faudra résoudre les équations des écoulements simples en phase fluide pour les deux courants, de les coupler à travers des conditions cinématiques et dynamiques appropriées aux interfaces, figure 2.1.

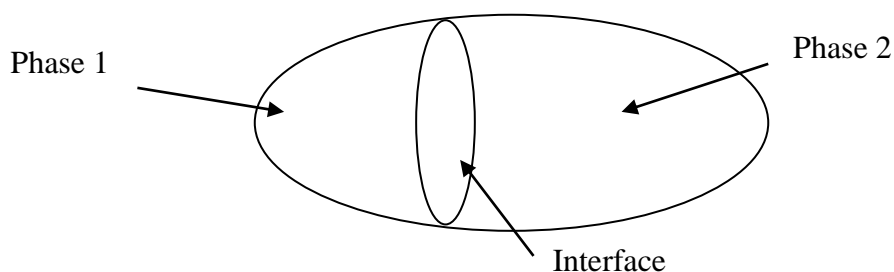


Figure 2.1–Volume de contrôle contenant les deux phases

II.2. Généralités sur les modèles à deux fluides

De l'hypothèse que différentes phases peuvent être décrites mathématiquement comme des milieux continus interpénétrant, deux approches distinctes peuvent être utilisées pour parvenir aux équations de l'écoulement bi-phasique : l'approche statistique et l'approche par la théorie de mélange. Dans l'approche statistique les équations moyennées sont obtenues à partir de l'équation de bilan local instantané pour chaque phase par le biais d'opérateurs de moyenne d'ensemble, d'espace ou de temps (Anderson et Jackson (1967) [1]; Drew et Segel (1971) [12]; Ishii (1975) [27]). Concernant la méthode qui découle de la théorie mélange, les équations sont une généralisation des équations monophasiques. Dans ce travail c'est la méthode statistique qui est utilisée.

Connue sous le nom de la méthode à deux fluides, la méthode eulérienne-eulérienne utilise le concept fondamental du continuum [17, 24,25]. Un continuum est un ensemble d'éléments tel qu'on peut passer de l'un à l'autre de façon continue (figure 2.1). Partant de ce principe, deux ou plusieurs phases peuvent coexister en même temps dans un même volume de contrôle infinitésimal de dimension ϵ de telle sorte que cette dimension soit non seulement nettement inférieure à la distance typique sur laquelle les propriétés de l'écoulement varient sensiblement, mais aussi beaucoup plus grande que la taille des particules. La première condition est nécessaire afin de définir les dérivées des propriétés à l'intérieur du champ d'écoulement, et la seconde est nécessaire pour que chaque volume moyen (ϵ^3) puisse contenir des échantillons représentatifs de chacun des composants (phases). Il en découle dans ce cas un ou plusieurs systèmes d'équations à variables moyennées liés entre eux par des termes d'échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Ainsi, ce principe de coexistence de plusieurs phases met en avant plan une nouvelle variable appelée fraction volumique (ou concentration) et la phase particulière (dispersée) est considérée alors comme un milieu continu à part entière avec ses propres propriétés, chose qui est tout à fait justifiée de par la concentration élevée des particules pour le cas qui nous intéresse, Anderson and Jackson(1967) [1] et Nieuwland et al. (1996) [44].

La fermeture de l'équation de quantité de mouvement de la phase solide nécessite des descriptions complémentaires du tenseur de contraintes de cisaillement, de la pression solide et de la viscosité solide. Cette tâche difficile est accomplie par le biais d'une variété d'approches allant des modèles empiriques à la théorie cinétique.

Basées sur la théorie cinétique des écoulements granulaires, plusieurs relations ont été développées dans ce sens, et toutes axées sur la notion de l'énergie cinétique fluctuante,

connue encore comme étant la température granulaire de la phase solide, l'équivalent de la température thermodynamique dans les fluides.

Les particules sont considérées uniformes, avec le même diamètre, lisses, sphériques inélastiques et pouvant subir des collisions binaires.

II.3. Equations de continuité et de quantité de mouvement

L'échange de masse à l'interface particule-gaz est considéré nul du fait de l'absence de réaction chimique et de combustion. Le taux d'augmentation de la matière dans le volume de contrôle est équilibré par un débit de matière.

L'équation de conservation de masse s'écrit alors :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i v_i) = 0 \quad ; \quad i = \text{gaz } (g); \text{ particule solide } (s) \quad (2)$$

Où ρ est la masse volumique et v est le vecteur de vitesse. α_i représente la fraction volumique de la phase i , cette nouvelle variable est introduite pour identifier la fraction moyenne occupée par les différentes phases. Celle-ci est désignée par α_g pour la phase fluide (fraction de vide) et α_s pour la phase solide. Ces fractions volumiques sont supposées être des fonctions continues dans l'espace et le temps.

Par définition, la somme des fractions de volume de toutes les phases doit se résumer à l'unité :

$$\alpha_g + \alpha_s = 1 \quad (3)$$

L'équation de quantité de mouvement pour la phase gaz est de la forme [48, 17, 24, 1318] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g v_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g v_g v_g) = -\alpha_g \nabla p + \nabla \cdot (\alpha_g \tau_g) + \alpha_g \rho_g g - \beta(v_g - v_s) \quad (4)$$

Où g est l'accélération gravitationnelle, p la pression thermodynamique, β le coefficient de transfert de quantité de mouvement aux interfaces et τ_g le tenseur de contraintes visqueuses de la phase gazeuse. v_g et v_s représentent respectivement le vecteur de vitesse de la phase gazeuse et celui de la phase solide.

De la même manière on retrouve l'équation liée à la phase particulaire (solide):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s v_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s v_s v_s) = -\alpha_s \nabla p + \nabla \cdot \tau_s + \alpha_s \rho_s g - \beta(v_s - v_g) \quad (5)$$

Le terme $\partial(\alpha_s \rho_s v_s)/\partial t$ représente le taux net d'augmentation de la quantité de mouvement et le second terme du membre gauche de l'équation, $\nabla \cdot (\alpha_s \rho_s v_s v_s)$, représente le taux net de transfert de la quantité de mouvement par convection.

Dans le membre droit, les termes $-\alpha_s \nabla p$ et $\nabla \cdot \tau_s$ représentent les forces surfaciques normale et de cisaillement, tandis que $\alpha_s \rho_s g$ représente les forces de volume. Le dernier terme, $\beta(v_s - v_g)$, représente le bilan de transfert de moment entre le fluide et la phase solide, qui est induit pour ce cas de la force de traînée en l'absence de toute autre forme de force.

II.4. Tenseur de contraintes fluide

Sous une forme Newtonienne, le tenseur de contraintes visqueuses s'écrit:

$$\tau_g = \xi_g (\nabla \cdot v_g) I + \mu_g \left[\nabla v_g + (\nabla v_g)^T \right] - \frac{2}{3} \mu_g (\nabla \cdot v_g) I, \quad \xi_g = 0 \quad (6)$$

Où μ_g est la viscosité de la phase gaz et ξ_g est la viscosité de référence (bulk viscosity) connue aussi sous le nom de viscosité de dilatation ou de viscosité d'expansion (expansion viscosity). Selon l'hypothèse de Stokes cette viscosité s'annule pour un écoulement fluide monophasique, et d'après Enwald et al. (1996) [13] cette hypothèse pourrait s'étendre à un écoulement fluide en présence d'inclusions solides.

II.5. Tenseur de contraintes solide cinétique-frictionnelle

Les écoulements granulaires sont classés suivant deux régimes distincts (Jenkins et Cowin (1979) [30]) :

- un régime visqueux à cisaillement rapide, dans lequel les contraintes surgissent en raison du transfert de quantité de mouvement par collision (collisionnel) ou/et par déplacement (cinétique), et l'équation constitutive pour le tenseur des contraintes est dépendante du taux de déformation.
- un régime (dense) à cisaillement lent, dans lequel les contraintes surgissent à cause des frottements au cours des contacts continus entre grains. Pour ce régime le tenseur de contraintes est identifié comme indépendant du taux de déformation.

Les écoulements rapides sont généralement maintenus par des collisions de particules à l'origine des trajectoires irrégulières de ces dernières ; ces mouvements irréguliers créent des fluctuations sur toutes les variables du domaine, telle que la vitesse et la température.

En même temps que Jenkins et Cowin (1979) [30], Ogawa (1978) [45] et Ogawa et al. (1980) [46] reconnaissaient la nature discrète des matériaux granulaires, ils définissent dès lors deux types de température: l'une est la température habituelle associée à la fluctuation thermique des molécules de chaque grain, et la seconde est liée à la fluctuation aléatoire du mouvement de grains. Ces constatations sont à la base même du développement de la théorie cinétique des écoulements granulaire [3, 25, 44, 48].

Pour notre cas de figure les deux régimes de cisaillement coexistent dans la même configuration et ont lieu en même temps, Figure 2.2.

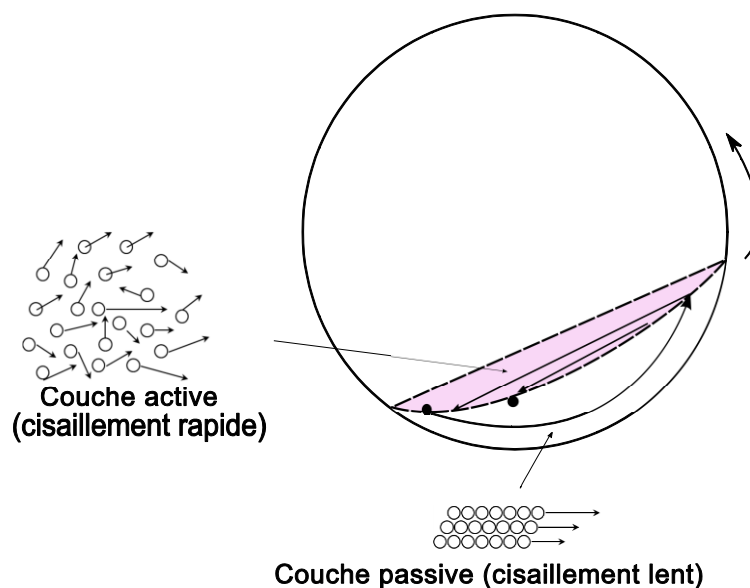


Figure 2.2– Caractérisation des zones à cisaillement rapide et à cisaillement lent.

II.6. Introduction à la théorie cinétique des écoulements granulaires

Cette théorie est originalement une extension de la théorie cinétique des gaz aux milieux fluides en présence d'inclusions solides [25]. En supposant qu'un groupe de particules solides réagissent de la même manière qu'un groupe de molécules à l'échelle microscopique, cette théorie permet de prendre en considération le phénomène de dissipation énergétique, induit par les collisions inter-particules, à travers le coefficient de restitution e_p .

Une nouvelle variable qui donne la mesure directe de l'énergie cinétique de fluctuation de la phase solide prend alors place, c'est la température granulaire θ_T . Le concept de température

granulaire trouve ses racines dans la modélisation de la turbulence, où la notion de décomposition de Reynolds nous permet d'écrire :

$$v_s = \tilde{v}_s + v'_s \quad (7)$$

Où \tilde{v}_s est la vitesse moyenne de la particule solide et v'_s est la fluctuation de vitesse de la particule solide. On définit alors k comme étant la mesure de l'énergie cinétique de fluctuation de l'écoulement de la particule solide comme :

$$k = \frac{1}{2} \overline{(v'_s \cdot v'_s)} \quad (8)$$

Alors, la température granulaire θ_T est liée à l'énergie cinétique k par la relation :

$$\theta_T = \frac{2}{3} k \quad (9)$$

En introduisant la température granulaire, une équation de transport supplémentaire pour cette propriété est nécessaire. Une telle équation prend la forme [17] :

$$\frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_s \rho_s \theta_T) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \theta_T) v_s \right] = (-\nabla p_s \bar{I} + \tau_s) : \nabla v_s + \nabla \cdot (k_s \nabla \theta_T) - \gamma_s + \phi_{gs} + D_{gs} \quad (10)$$

Où, \bar{I} est le tenseur unité.

En plus de l'équation de transport de la température granulaire, il en sort de cette théorie deux équations : l'équation de conservation de la masse solide et l'équation de conservation de la quantité de mouvement solide. Ces dernières sont similaires à (2) et (5), établies précédemment grâce à la notion du continuum.

Le tenseur de contraintes solide, τ_s , se dégage de l'équation de transport de la quantité de mouvement de la phase particulaire et prend une forme Newtonienne, similaire à celle de la phase fluide, fonction de la pression solide p_s , de la viscosité solide μ_s et de la viscosité de dilatation ξ_s de la façon suivante:

$$\tau_s = (-p_s + \xi_s (\nabla \cdot v_s)) I + \mu_s \left[(\nabla v_s + (\nabla v_s)^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot v_s) I \right] \quad (11)$$

p_s , μ_s et ξ_s sont obtenues à partir de la théorie cinétique des écoulements granulaires, et sont discutées ci-dessous.

La pression solide, p_s , évoque la force solide normale induite par l'interaction particule-particule. Elle est construite à partir de deux termes : le premier représente la contribution cinétique, et le second représente la contribution collisionnelle. Elle se met sous la forme :

$$p_s = \alpha_s \rho_s \theta_T \left[1 + 2g_0 \alpha_s (1 + e_p) \right] \quad (12)$$

Où g_0 est la fonction de distribution radiale, qui représente l'augmentation de la probabilité de collision lorsque le gaz devient plus dense.

Avec le même raisonnement que ci-dessus, le tenseur de contraintes est constitué de deux parties, une partie cinétique représentée physiquement par la quantité de mouvement transférée à travers le système par des particules se déplaçant entre les couches de cisaillement, et une partie collisionnelle qui désigne la quantité de mouvement transférée par les collisions directes.

La viscosité de cisaillement, μ_s , met en évidence les forces tangentielles et similairement à la pression solide décrite ci-dessus, elle est construite à partir de deux termes. Dans le présent travail, l'approche de Gidaspow (1994) [17] s'écrit:

$$\mu_s = \frac{4}{5} \alpha_s^2 \rho_s d_p g_0 (1 + e_p) \sqrt{\frac{\theta_T}{\pi}} + \frac{10 \rho_s d_p \sqrt{\pi \theta_T}}{96 (1 + e_p) \alpha_s g_0} \left(1 + \frac{4}{5} g_0 \alpha_s (1 + e_p) \right)^2 \quad (13)$$

La viscosité de dilatation solide, ξ_s , décrit la résistance à la compression de la phase particulaire, elle prend la forme non controversée établie par Lun et al. (1984) [37] suivante:

$$\xi_s = \frac{4}{3} \alpha_s^2 \rho_s d_p g_0 (1 + e_p) \sqrt{\frac{\theta_T}{\pi}} \quad (14)$$

Pour revenir à l'équation (10), le premier terme du membre droit représente le taux de production de la température granulaire par cisaillement, avec l'hypothèse implicite que le travail effectué par la composante de frottement du tenseur de contrainte se traduit directement en énergie thermique interne et ne contribue pas dans la température granulaire des particules [32]

γ_s représente une dissipation d'énergie due aux collisions, elle est donnée par :

$$\gamma_s = 3 \alpha_s^2 \rho_s g_0 (1 - e_p^2) \theta_T \left(\frac{4}{d_p} \sqrt{\frac{\theta_T}{\pi}} - \nabla \cdot v_s \right) \quad (15)$$

ϕ_{gs} représente l'échange d'énergie entre le fluide et la phase solide, c'est une dissipation directe de l'énergie cinétique de fluctuation due aux frottements avec la phase gazeuse.

$$\phi_{gs} = -3\beta\theta_T \quad (16)$$

k_s représente le coefficient de diffusion de l'énergie fluctuante des particules, et $\nabla \cdot (k_s \nabla \theta_T)$ est la diffusion de l'énergie granulaire.

Le dernier terme, D_{gs} , résulte du transfert des fluctuations de gaz aux particules, il représente le taux de dissipation de l'énergie par unité de volume et prend la forme :

$$D_{gs} = \frac{d_p \rho_s}{4\sqrt{\pi}\theta_T} \left(\frac{18\mu_g}{d_p^2 \rho_s} \right)^2 |v_g - v_s|^2 \quad (17)$$

II.6.1. Fonction de distribution radiale

Dans le cadre de la théorie d'Enskog, la fonction de distribution radiale, explique l'augmentation de la probabilité de collisions lorsque le gaz devient plus dense. Cette fonction permet de définir le caractère dense ou dilué d'un système. Elle est égale à l'unité dans des systèmes très dilués et accroît de façon infinie lorsque le système devient dense, $\alpha_s \rightarrow \alpha_{s,\max}$ où $\alpha_{s,\max}$ est la fraction volumique solide maximale (limite de compacité), ce comportement asymptotique représente un des critères de validation des modèles établit pour la fonction de distribution radiale.

En fait on retrouve dans Peirano et Leckner (1998) [48] un nombre assez important de modèles pour cette fonction (modèle de Lun et Savage (1986), modèle de Sinclair et Jackson (1989), modèle de Gidaspow (1994)) qui tendent à une valeur correcte à la limite de la fraction volumique solide maximale. Le choix de cette fonction est crucial pour l'aboutissement de ce travail est reste tributaire de la configuration considérée.

Selon Boateng et al. [4] on peut décrire l'écoulement de la matière à l'intérieure d'un cylindre rotatif, en modes "Rolling" et "Cascading", comme le régime intermédiaire de Bagnold, où un écoulement cisailé et non-cisailé peuvent coexister dans le même domaine d'écoulement. Ainsi selon le modèle de Bagnold (1954) [2], la fonction de distribution radiale prend la forme :

$$g_0 = \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,\max}} \right)^{1/3} \right]^{-1} \quad (18)$$

C'est cette forme qui sera considérée dans le modèle final.

II.7. Considération du phénomène de frottement

Aux fractions solides élevées, des contacts prolongés entre particules se produisent. Ils en découlent des contraintes de frottements qui doivent nécessairement être prises en compte dans la description finale des contraintes de la phase solides [4, 58].

La majorité des configurations d'écoulement dans l'industrie sont des écoulements denses, où à cisaillement lent et dans lequel les contraintes surgissent à cause des frottements. Ces écoulements denses se positionnent dans un régime intermédiaire entre les cas limites où l'inertie du grain devient importante, mais où un réseau de contact existe encore. Par conséquent une partie des forces est transmise à travers des contacts continus prolongés, où le principal postulat de collision binaire émanant de la théorie d'Enskog n'est plus valable. Dans de tels cas, Savage (1983) [52], Jackson (1983) [28] et Johnson et Jackson (1987) [32] proposent que la transmission des contraintes globales dans ce type de régime soit la somme des contributions des deux phénomènes : frottement et collisionnel-cinétique. Cette approche dite cinétique-Frictionnelle, basée sur l'accumulation des contraintes, a été utilisée pour examiner une grande variété d'écoulements sur des plans inclinés et dans des canaux verticaux.

Lorsque le milieu est très dense, c'est la contribution frictionnelle qui va dominer, et lorsque le milieu est de plus en plus dilué, c'est la contribution collisionnelle-cinétique qui va l'emporter. Pour ce faire on introduisit la notion de fraction volumique minimale cisillable $\alpha_{s,\min}$ en dessous de laquelle le comportement du milieu est purement collisionnel et en dessus de laquelle il est purement frictionnel, elle représente alors la limite entre les deux régimes d'écoulements, régime dense et régime visqueux.

Initiées par la mécanique des sols, les formulations trouvent leurs applications dans les écoulements granulaires denses, Jackson(1983) [28]. Typiquement le tenseur des contraintes de frottements prend la forme Newtonienne incompressible suivante [31, 32] :

$$\tau_f = p_f I + \mu_f \left[\nabla v_s + (\nabla v_s)^T \right] \quad (19)$$

La contrainte de frottement peut amplifier l'ordre de grandeur de la contrainte totale en phase solide. Elle sera rajoutée à celle prédite par la théorie cinétique, équations (12) et (13), et dépendrait de $\alpha_{s,\min}$, au-delà de laquelle la contrainte de frottement devient importante.

En conséquence, la pression solide et la viscosité solide deviennent :

$$p_s = (p_s)_{\text{théorie cinétique}} + p_f \quad (20)$$

$$\mu_s = (\mu_s)_{\text{théorie cinétique}} + \mu_f \quad (21)$$

Johnson et Jackson(1987) [32] proposent une équation semi empirique pour p_f :

$$p_f = F_r \frac{(\alpha_s - \alpha_{s,\min})^n}{(\alpha_{s,\max} - \alpha_s)^p} \quad (22)$$

Où F_r , n et p sont des constantes empiriques.

La viscosité de frottement μ_f est quant à elle liée à la pression de frottement par l'expression de Schaeffer [54, 58] :

$$\mu_f = \frac{p_f \sin \phi}{2\sqrt{I_{2D}}} \quad (23)$$

Où ϕ est l'angle de frottement et I_{2D} le second invariant du déviatorique du tenseur de contraintes solides.

II.8. Échanges entre phases

Les derniers termes dans les équations (4) et (5) représentent les échanges de quantité de mouvement entre phases. En l'absence des autres formes de forces, ces termes évoquent la force de trainée visqueuse induite par la phase primaire (fluide) sur la phase secondaire (particules solides). Cette force est colinéaire au vecteur de vitesse solide.

Pour des nombres de Reynolds très petit ($Re \ll 1$), l'utilisation de l'équation de Stokes permet d'obtenir une expression analytique de la force de trainée exercée sur des sphères rigides, formant un réseau ordonné ou désordonné. Par contre, lorsque le nombre de Reynolds devient non négligeable, les équations de Stokes deviennent inexploitables. Ainsi dans ce cas très précis, la non linéarité des équations de Navier-Stokes empêche la résolution analytique de la force de trainée exercée par le fluide sur les particules. Pour surmonter cette difficulté, il est

usuel de modéliser la force de trainée, cependant, ces modèles introduisent un coefficient, dit coefficient de trainée C_d , qui doit être déterminé expérimentalement ou numériquement.

Ergun (1952) [14] a effectué une des premières études visant à modéliser la force de trainée des inclusions dans un système gaz-solide mono-disperse. Des considérations théoriques lui ont permis de déterminer l'influence de la fraction volumique de la phase solide sur cette force.

La force de trainée est estimée grâce à l'utilisation d'une loi de frottement qui est fonction de la fraction volumique de la phase solide (α_s) et du nombre de Reynolds particulaire multiplié par la fraction volumique du vide ($(1-\alpha_s) \cdot \text{Re}_p$). Le coefficient de trainée s'écrit alors :

$$C_d = \frac{4}{3} \left(1.75 + 150 \frac{\alpha_s}{(1-\alpha_s) \text{Re}_p} \right) \quad (24)$$

Il est important de noter que cette corrélation ne dégénère pas vers la trainée d'une particule isolée lorsque la fraction volumique solide tend vers zéro. Par conséquent, cette corrélation ne peut être utilisée en régime dilué.

La forme considérée dans les travaux d'actualités est une combinaison de deux modèles, pour $\alpha_s > 0.8$ c'est la corrélation de Wen et Yu (1966) [59] qui est utilisée et pour $\alpha_s \leq 0.8$ c'est celle d'Ergun (1952) [14] qui le sera, Gidaspow (1994) [17].

$$\text{Pour } \alpha_s > 0.8 \quad , \quad \beta = \frac{3}{4} C_d \frac{\alpha_s \rho_g |v_g - v_s|}{d_p} \alpha_g^{-2.65} \quad (25)$$

$$\begin{cases} C_d = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}) ; (1-e_s) \text{Re}_p < 1000 \\ C_d = 0.44 ; (1-e_s) \text{Re}_p \geq 1000 \end{cases} \quad (26)$$

$$\text{Re}_p = \frac{\rho_s d_p |v_g - v_s|}{\mu_g}, \text{ le nombre de Reynolds particulaire}$$

$$\text{Pour } \alpha_s \leq 0.8 \quad , \quad \beta = 150 \frac{\alpha_s^2 \mu_g}{\alpha_g^2 d_p^2} + 1.75 \frac{\alpha_s \rho_g |v_g - v_s|}{d_p \alpha_s} \quad (27)$$

Le coefficient de trainée apparaît donc dépendant de plusieurs paramètres. Le nombre de Reynolds est bien-sûr primordial par sa capacité à présenter l'influence des effets visqueux et d'inertie.

II.9. Conditions aux limites

Les conditions aux limites traitent implicitement la paroi du cylindre. Pour les deux phases on a imposé une condition d'adhérence à la paroi (condition de non glissement).

Cette condition est associée directement au travail expérimental de Ding et al. (2001) [10]. Les auteurs, afin de réaliser cette condition avaient collé sur la paroi intérieure du cylindre des feuilles de "papier de verre" assez rugueuses dans le seul but d'empêcher tout glissement entre les particules solides et la paroi interne. La vitesse de rotation du cylindre est ω .

Initialement le cylindre est partiellement rempli de particules au repos avec une fraction volumique uniforme égale à 57 %, figure 2.3. Les autres variables sont initialisées à zéro. La profondeur initiale du lit, au repos, est égale à 55 mm à la mi-corde, comme on peut le lire (et mesurer) dans cette dernière figure.

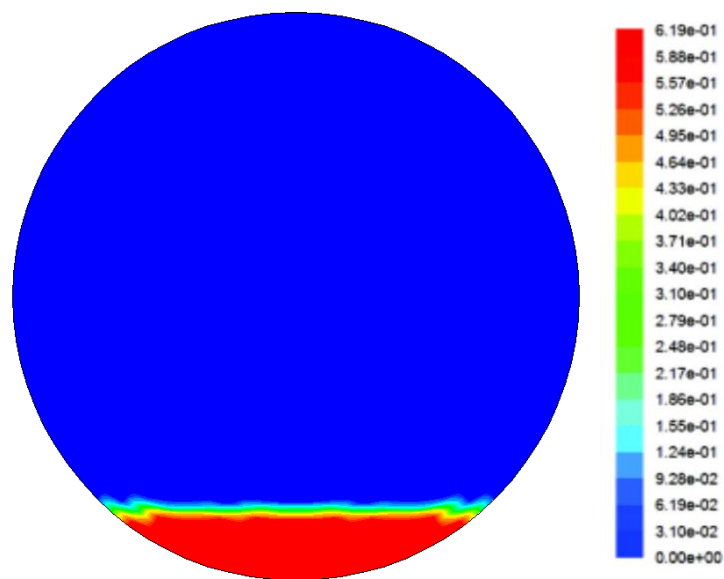


Figure 2.3– Fraction volumique solide initiale ($t = 0s$).

Pour ce qui est de la température granulaire, la condition aux limites est obtenue en égalisant le flux diffusif de l'énergie granulaire de fluctuation à la paroi avec la production de l'énergie granulaire due au glissement des particules solides et la dissipation de cette même énergie par les collisions inélastiques. Ainsi le résultat est donné par l'équation de Johnson et Jackson [32, 43, 58]:

$$n \cdot (k \cdot \nabla \theta_T) \Big|_{\text{paroi}} = \frac{\sqrt{3\theta_T} \pi \rho_s \alpha_s}{6\alpha_{s,\max} \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,\max}} \right)^{1/3} \right]} \left[\varphi' v_{s,\text{glissement}}^2 - \frac{3\theta}{2} (1 - e_w^2) \right] \quad (28)$$

n est le vecteur normal à la paroi, φ' est le coefficient spéculaire caractérisant le taux d'énergie transmis à la paroi lors du contact glissant, lequel est fixé à zéro dans ce travail, et e_w est le coefficient de restitution entre les particules et la paroi solide.

III. Résultats numériques et validation

III.1. Configuration test et code de calcul	33
III.2. Résultats, comparaisons et validation	35
III.2.1. Interception des deux couches d'écoulements	35
III.2.2. Approche originale du mouvement des particules à la surface : validation	38
III.3. Conclusions	50

Les premiers calculs sont abordés dans ce chapitre. Les simulations réalisées avec le code de calcul FLUENT ont permis de confirmer la faisabilité de l'approche CFD pour l'étude hydrodynamique des systèmes granulaires. La mise en œuvre de l'outil de simulation dans son état actuel a permis la validation des modèles établit dans le chapitre précédent par une comparaison des résultats numériques avec des données expérimentales. Pour mener cette validation de façon satisfaisante on abordera des cas de simulations clés, notamment des cylindres rotatifs à l'échelle de laboratoire.

III.1. Configuration test et code de calcul

Ce travail porte sur le mouvement des solides dans le plan transversal d'un tambour rotatif, comme affiché sur la figure 3.1. Avec 400 mm de diamètre intérieur et fonctionnant à 1.7rpm, le tambour est partiellement rempli avec des billes de verre sphériques de même taille avec 1.5 mm. Le cylindre étudié est considéré assez long dans la direction axiale, en régime établi, afin de supposer le cas bidimensionnel d'une section transversale.

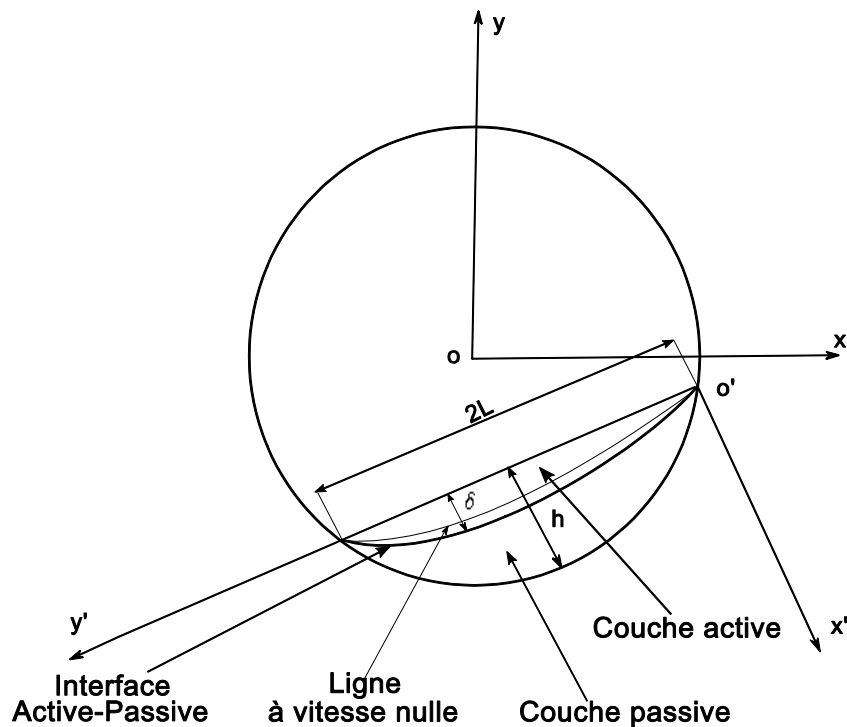


Figure 3.1– Configuration d'étude.

Le choix d'une telle configuration d'étude est dicté par le fait de l'existence de données expérimentales (Ding et al. (2001) [10]) qui seront utilisées pour la comparaison et la validation. Une tolérance de $\pm 0.2 \text{ mm}$ sur le diamètre des billes utilisées dans l'expérimentation nous permet de considérer le cas de particule mono-diamètre dans les simulations. Les paramètres nécessaires à la simulation sont regroupés dans la table 1.

Table1. Propriétés du System et paramètres de simulation

Paramètres	Description	valeur
$\rho_s [kg/m^3]$	Masse volumique des particules (billes)	2900
$d_p [10^{-3}m]$	Diamètre des particules	1.5 ± 0.2
$\phi [^\circ]$	Angle interne de frottement	28.5
e_p	Coefficient de restitution Particule-particule	0.9
e_w	Coefficient de restitution Particule-paroi	0.8
$\rho_g [kg/m^3]$	Masse volumique de l'air	1.225
$p_g [10^5 N/m^2]$	Pression de l'air	1.01
$\mu_g [10^{-5} N \cdot s/m^2]$	Viscosité de l'air	1.8
$D [m]$	Diamètre du cylindre rotatif	0.400
$\omega [rad/s]$	Vitesse de rotation du cylindre	0.179

Code de simulation

Les simulations sont exécutées dans un référentiel rectangulaire bidimensionnel par l'entremise du code de calcul FLUENT. Le maillage utilisé est affiché sur la figure 3.2(a).

Pour la résolution des équations discrétisées, obtenues à partir des équations différentielles, un schéma implicite du second ordre est utilisé pour toutes les propriétés sauf pour la fraction volumique où le code impose un schéma QUICK.

Comme le terme de pression dans les équations de quantité de mouvement nécessite un traitement spécial, l'algorithme SIMPLE (Patankar 1980) est employé à cet effet.

Le maillage initial proposé, figure 3.2(a), est un maillage structuré. Les critères de convergence sont fixés à 10^{-4} et le pas de temps à 10^{-4} s.

III.2. Résultats, comparaisons et validation

Aux alentours de 77 s de temps réel (>2 révolutions du cylindre) la simulation a atteint un état dans lequel les propriétés moyennes restent inchangées. Les Figures 3.2(b) et 3.2(c) dévoilent le lit de matériau à l'état initial et après 77 s de temps réel. La structure du lit, caractérisée par sa fraction solide uniforme à $t=0$ s, a évolué pour être plus diluée à la surface du lit et plus dense à l'intérieure.

III.2.1. Interception des deux couches d'écoulements

La configuration finale est semblable au cas typique du régime "Rolling", comme cité dans les références antérieures. D'un aspect régulier, la surface libre est aplatie.

La corde $2L$ de la surface libre, comme mesurée sur la figure 3.2(c), est égale à 266,6 mm et représente 1.3% d'écart quand elle est comparée aux données expérimentales de [10]. La profondeur maximale h à la position mi- corde est de 49,6 mm et représente 2.75%.

De même, on note que la surface libre s'est allongée par comparaison à l'état initial. On arrive aux mêmes convictions que [10], la dilatation lit de matière est relativement basse et représente 0.8 %.

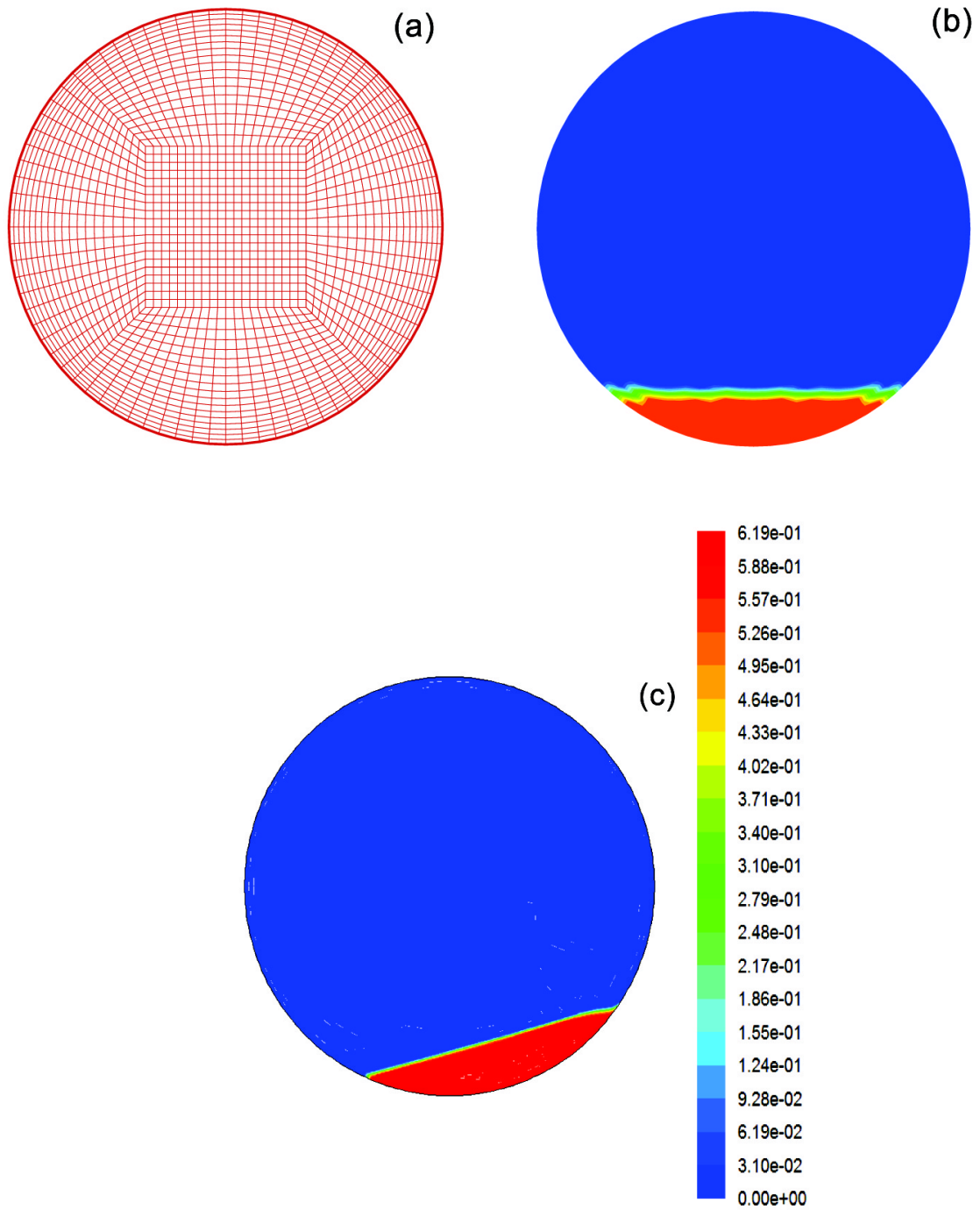


Figure 3.2 – (a) Maillage initiale. (b) Remplissage initial.
 (c) Distribution de α_s à $t = 77s$. α_s s'étend de 0 à 0.619.

Les figures 3.3 et 3.4 mettent en évidence les contours de la vitesse des particules et de la température granulaire. On aperçoit aisément les différentes couches d'écoulements conventionnelles, à savoir, la couche active caractérisée par un mouvement descendant et la couche passive, assez calme par rapport à la première, caractérisée par un mouvement ascendant. Entre ces deux, on retrouve l'interface active-passive où se positionnent les particules à 0 m/s.

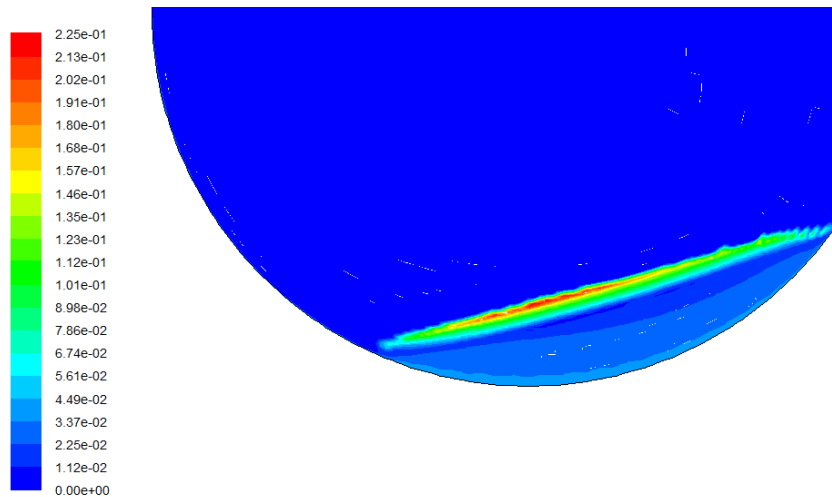


Figure 3.3– Tracé du contour de la vitesse solide à $t = 77s$.

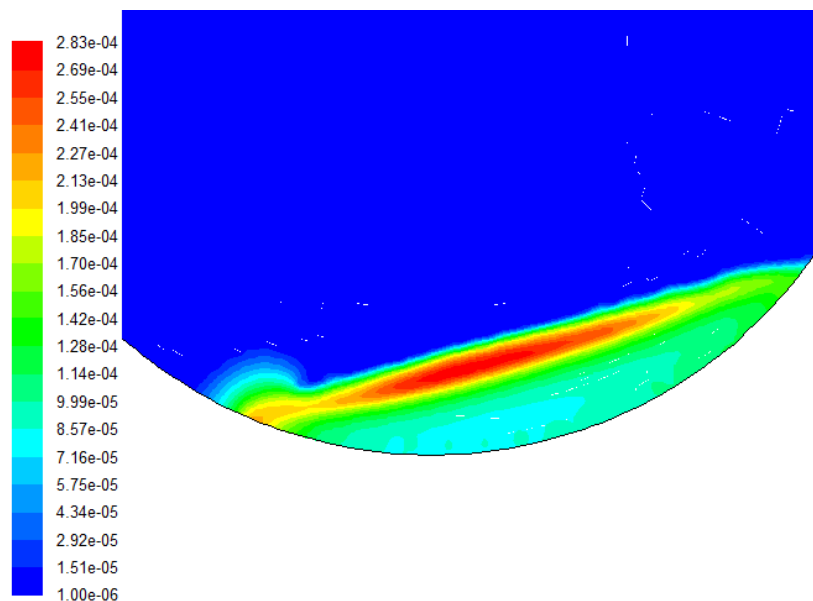


Figure 3.4– Tracé du contour de la température granulaire à $t = 77s$.

Les cartes vectorielles sont également une indication directe du comportement des particules (voir Figure 3.5). Les détails A, B, C et D représentent les grossissements effectués dans les différentes zones indiquées sur la figure. La plupart des particules dans la couche active s'écoulent parallèlement à la surface du lit avec des vitesses relativement élevées. Dans la partie inférieure du lit elles sont transportées dans la couche passive, détail-A., ainsi les particules sont dirigées vers le haut avec la rotation du cylindre jusqu'à ce qu'elles atteignent la cime droite du lit où elles infiltrent la couche active, détail- D.

Le détail-C révèle avec une grande précision qu'une fois que les particules sont arrivées au bout de leur libre parcours, la cime gauche du lit, leurs vitesses s'annulent, changent de direction et sont emportées dans la zone passive afin de continuer leur traversée.

Les particules atteignent leur vitesse la plus élevée à la surface du lit, figure 3.5-détail B, puis elle décroît avec l'augmentation de la position radiale, s'annule à l'interface active-passive et finalement change de sens à cause du renversement de l'écoulement. La magnitude la plus élevée de la vitesse des particules sur la surface libre se place entre $0.54 \cdot (2L)$ et $0.65 \cdot (2L)$ dans la direction de l'écoulement, ce qui est tout à fait cohérent avec les observations de Boateng. [3-6] et de Ding et al. (2001). [10].

III.2.2.Approche originale du mouvement des particules à la surface du lit

Un événement nouveau et important est mis en évidence : les vecteurs de vitesse des particules ne sont pas toujours parallèles à la surface libre, comme il est fait état dans les travaux antérieurs ; à la limite supérieure de la couche active elles forment un angle avec la surface libre, ce qui représente une situation typique des particules qui sautillent (avance par petits sauts) pour se déplacer.

Le mouvement des particules dans l'écoulement transversal a lieu via trois principaux mécanismes : le roulement, le glissement et le sautellement. Dans le cas des deux premiers, à la limite supérieure du lit où les particules s'écoulent vers le bas, les vecteurs de vitesses devraient être parallèles à cette dernière, comme résultat du libre parcours des particules dans cette zone. Étant donné que les vecteurs de vitesses sont inclinés, aucun des deux mécanismes n'explique la situation. Ainsi, le dernier mécanisme prend place, le sautellement. On pourra trouver une description plus détaillée sur les mécanismes de mouvement de particules à l'intérieur des tambours (cylindres) rotatifs dans Ian C. Kemp [26].

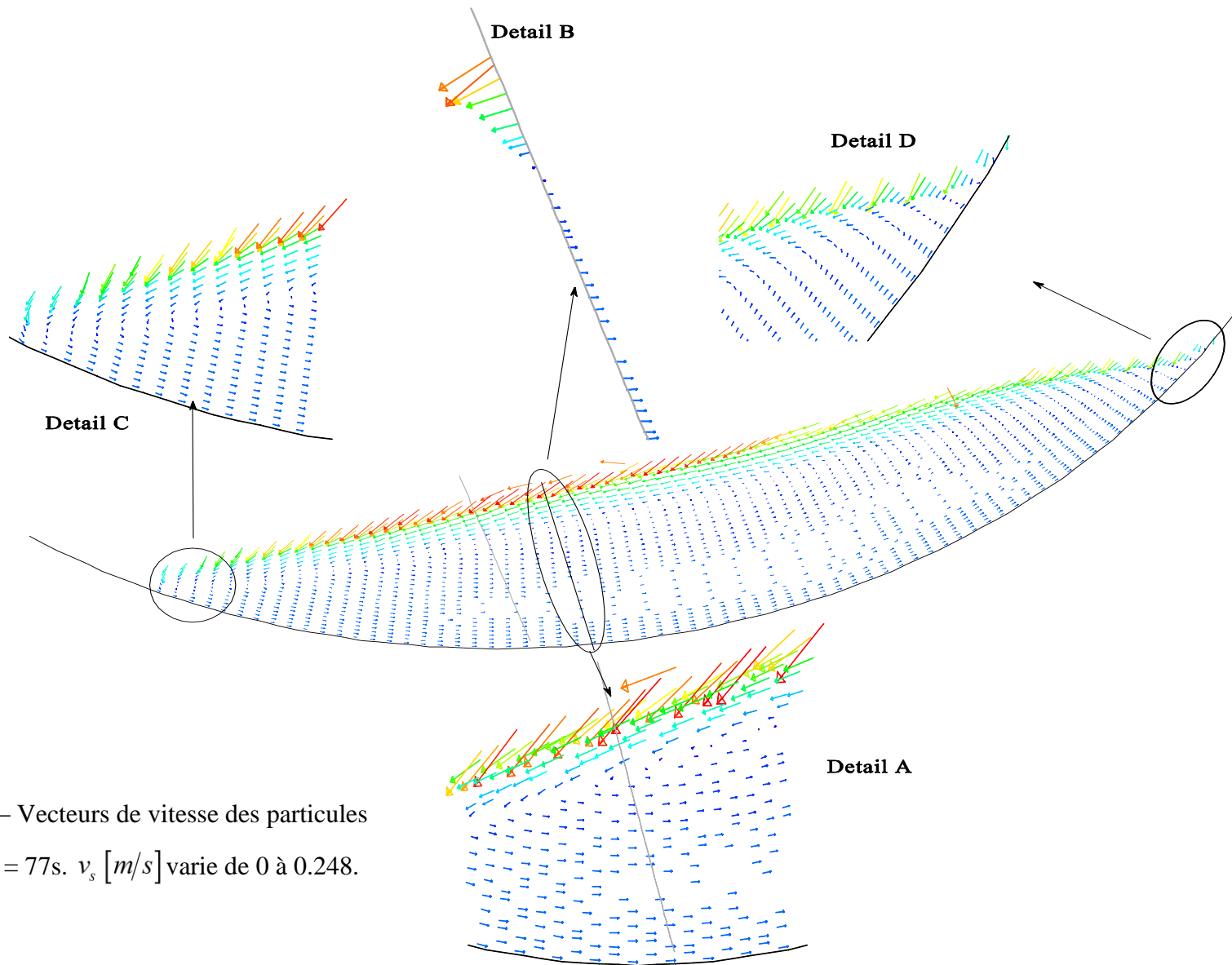


Figure 3.5 – Vecteurs de vitesse des particules solides à $t = 77s$. $v_s [m/s]$ varie de 0 à 0.248.

La figure 3.6 illustre bien nos constatations. Dans les sous-couches intérieures au talus, les particules ont tendances à glisser (rouler) les unes sur les autres gênées par la présence d'autres particules se trouvant aux alentours. Emprisonnées et incapables de sautiller (bondir ou rebondir), ces particules transmettent leur énergie cinétique par contact (collision). Par contre à la surface libre, là où le talus est plus dilué, elles se retrouvent libres en l'absence d'obstacles et sautillent pour se déplacer, ce qui donne aux vecteurs de vitesses un angle d'attaque. A la suite de ces sautilllements, les particules replongent et reviennent alimenter la couche active et continuer leurs parcours.

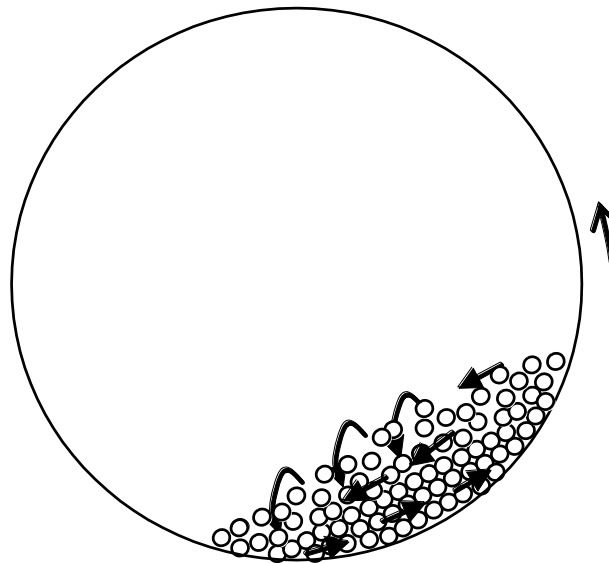


Figure 3.6 – Schématisation illustrant le mouvement des particules dans le lit.

En inspectant la taille des cellules du maillage, l'espacement entre les vecteurs inclinés à la limite supérieure du talus est facilement déterminé pour être de l'ordre de $1,6 \cdot 10^{-3}$ mm et approche ainsi la taille des particules considérées dans la simulation. La hauteur des sauts ne peut en aucun cas dépasser la taille de la particule.

Pour valider les résultats numériques ainsi que toutes les constatations et clarifications citées précédemment, une comparaison directe avec les données expérimentales de Ding et al. (2001) [10] a été développée. Le sujet de comparaison n'est ni la vitesse tangentielle ni normale, ni encore la première composante sur l'axe Ox ni la seconde composante sur l'axe Oy , mais c'est la composante du vecteur de vitesse solide sur l'axe Ox' .

$v'_{s,1}$ représente la projection de v_s sur l'axe Ox' , lequel est parallèle à la surface libre du lit, comme illustré sur la figure 3.7.

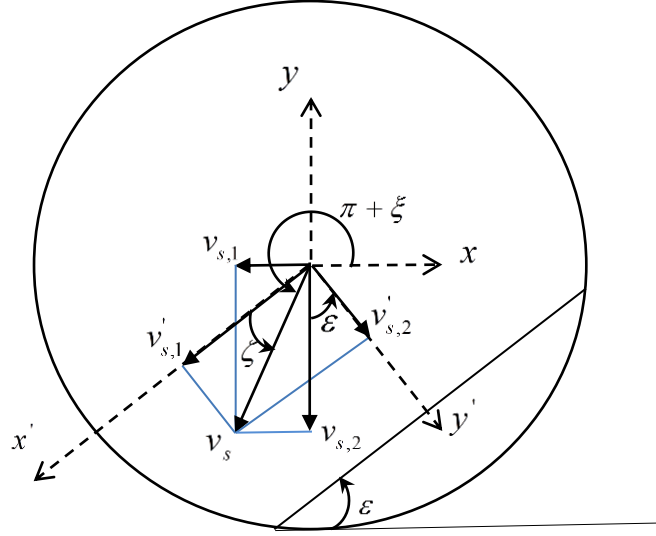


Figure 3.7 – Désignation des angles et projection du vecteur de vitesse v_s .

De la figure 3.7,

$$\zeta = \xi - \varepsilon \quad (29)$$

Où ε représente l'angle dynamique de repos tiré (mesuré) directement sur les différentes figures de la simulation, et ζ l'angle entre $v'_{s,1}$ et v_s .

On peut encore écrire que : $\pi + \xi = \arccos\left(\frac{v_{s,1}}{v_s}\right)$ (30)

Finalement l'expression de la composante de vitesse $v'_{s,1}$ devient :

$$v'_{s,1} = v_s \cos\left(-\pi + \arccos\left(\frac{v_{s,1}}{v_s}\right) - \varepsilon\right) \quad (31)$$

La figure 3.8 présente un rapprochement des vitesses $v'_{s,1}$ obtenues numériquement avec celles fournies par l'expérimentation de Ding et al. (2001) [10] dans une section normale à la

surface du lit, qui à son tour est positionnée à proximité de la mi-corde ($x'/2L = 0.60$). On discerne clairement que les deux courbes sont en bon accord dans deux zones : la limite supérieure de la couche active et la limite inférieure de la couche passive. Cependant dans la zone de transition, des différences se créent.

Le modèle mathématique développé dans ce travail est basé sur la théorie cinétique, laquelle ne considère que des collisions binaires. Dans la limite supérieure de la couche active on arrive à d'excellents accords entre les valeurs prédites et expérimentales du fait que la surface du lit et les sous-couches adjacentes représentent les zones les plus diluées du lit ; chaque particule possède une grande probabilité de n'être en contact qu'avec une unique particule à la fois, ainsi le modelé binaire pour cette région s'est avéré être réaliste.

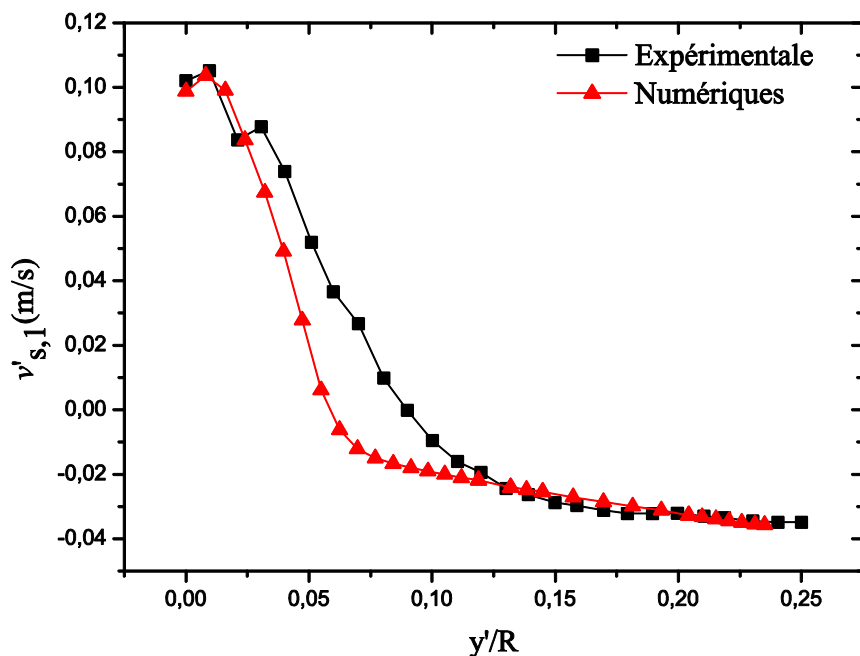


Figure 3.8 – Vitesse $v'_{s,1}$ en fonction de la profondeur adimensionnée (y'/R).

Dans la limite inférieure de la couche passive on voit de bonnes concordances ; ce n'est plus les collisions inter-particulaires qui régissent le mouvement du lit mais c'est les frottements inter-particulaires ($\alpha_s > \alpha_{s,min}$), la prise en considération de la viscosité de friction se trouve ainsi justifiée.

Cependant dans les couches de part et d'autre de l'interface active-passive, les particules se retrouvent en contact avec au moins trois à quatre particules en même temps, schématisation

figure 3.6, tenir compte d'une collision unique (modèle de collision binaire) en omettant les autres conduit à des pertes d'informations qui, en conséquence, créent ces différences.

La vitesse des particules sur la paroi en rotation atteint la valeur de 0.0356 m/s, qui est exactement la vitesse de rotation de la paroi, démontrant ainsi une parfaite adhérence des particules à la paroi.

Il est possible de discerner le phénomène de renversement de l'écoulement sur la figure 3.9. Amorçant sa course avec une valeur avoisinant 60° à la surface du lit, l'angle ζ commence à décliner dès qu'on s'éloigne de la surface. Avec l'accroissement de la position radiale adimensionnée y'/R , et à partir d'une certaine position intérieure au lit, l'écoulement se renverse et change de sens. En conséquence de ce phénomène, l'angle ζ croit brusquement pour atteindre à la limite la valeur de 180° , ainsi le vecteur de vitesse $v'_{s,l}$ se confond avec la surface libre, mais prend une direction opposée à la direction Ox' .

Le saut de ζ est significatif de part et d'autre de la frontière à 0 m/s, où le changement de sens d'écoulement se produit.

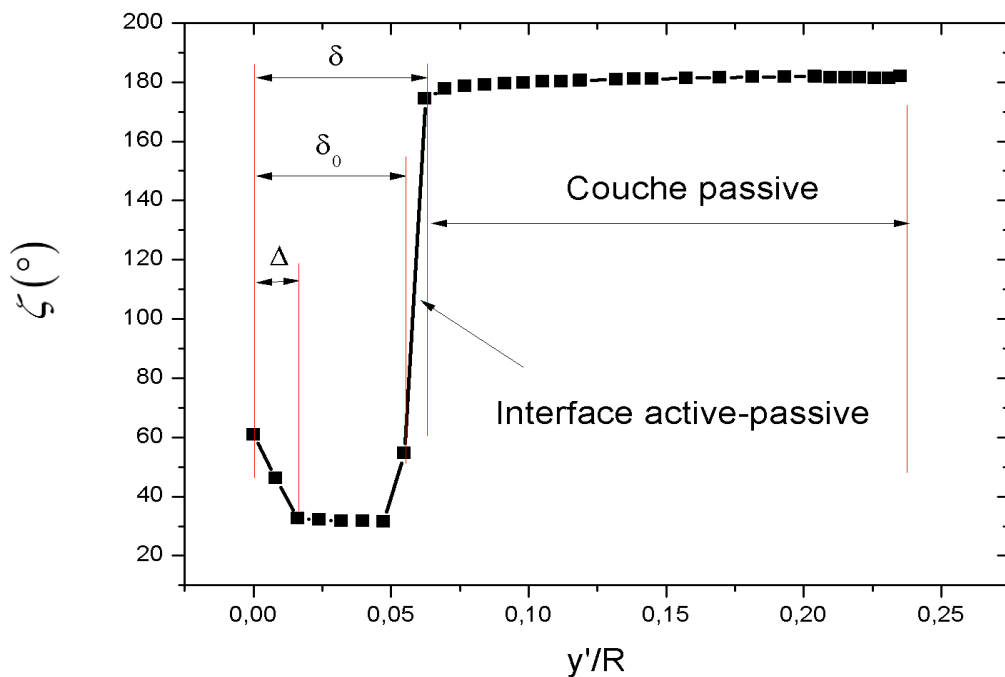


Figure 3.9 – Variation de l'angle ζ en fonction de la profondeur adimensionnée (y'/R) à la distance $x'/2L = 0.54$.

Dans la même figure, la profondeur ($\delta - \delta_0$) de l'interface active-passive a été mesurée, sa valeur avoisine les 1.5155 mm . Ceci représente approximativement la taille d'une particule solide unique. On peut alors conclure que l'interface active-passive ne peut contenir plus d'un rangé de particules solides.

Des éclaircissements précédents, une nouvelle couche est introduite à la configuration conventionnelle (voir la figure 3.1). La nouvelle configuration proposée est schématisée sur la figure 3.10, la couche active est subdivisée non pas en deux parties mais en trois : la couche (conventionnelle) active, avec une épaisseur ($\delta_0 - \Delta$), caractérisée par un flux uniforme des particules dans leur mouvement dévalant, l'interface active-passive avec une épaisseur ($\delta - \delta_0$), et la limite supérieure du lit d'une épaisseur Δ , où les vecteurs de vitesse ne sont pas parallèles à la surface libre du lit. Cette dernière couche inclut principalement les particules supérieures qui sautillent pour se mouvoir sur la surface libre et forment la sous-couche la plus diluée du domaine. Dans le cas de la présente validation, l'épaisseur Δ atteint sa valeurs maximale à une position proche de la position mi-corde, et a été mesurée pour être égale à 3.21 mm ; ce qui représente approximativement deux tailles de la particule considérée (Figure 3.10 -détail A).

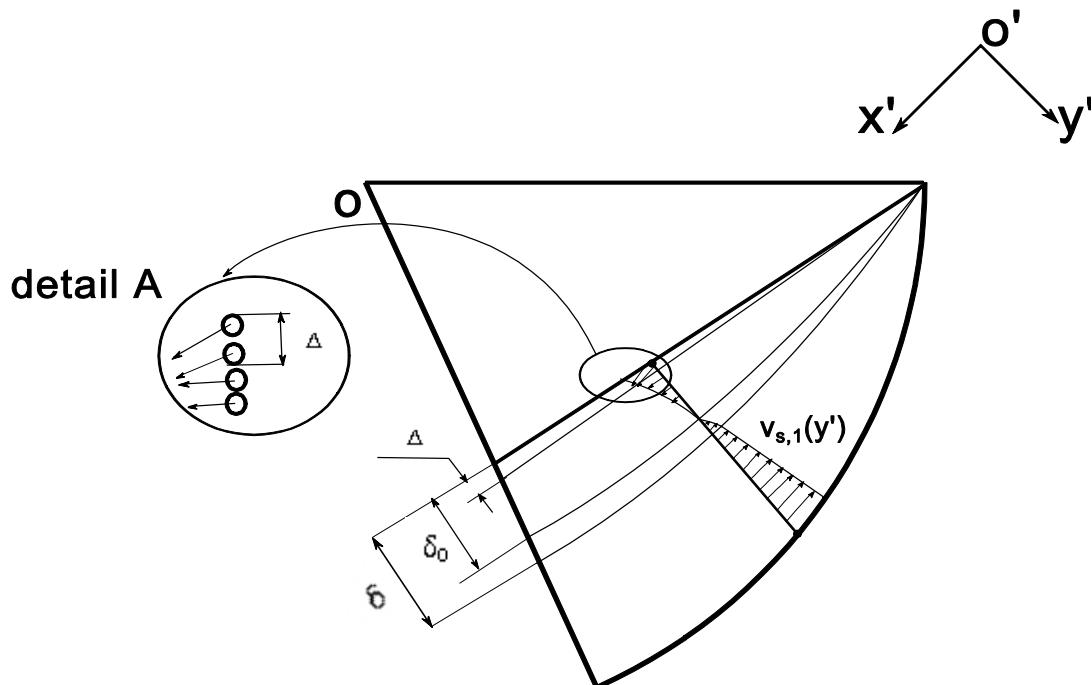


Figure 3.10– Schématisation de la nouvelle configuration d'écoulement.

Un autre point intéressant doit être mentionné. Dans les travaux antérieurs [4, 5, 10, 36, 42] le développement de modèles analytiques reposé sur l'hypothèse que l'écoulement des particules est uniforme dans la couche active, c.-à-d. à travers l'épaisseur δ_0 . Cependant, d'après les résultats obtenus dans ce travail, cette supposition est acceptable seulement à travers l'épaisseur $(\delta_0 - \Delta)$.

Comme présenté sur la figure 3.11, à la surface libre du lit la vitesse des particules croit pour atteindre un maximum à une position proche de la mi-corde pour ensuite commencer à décélérer. Cette situation est une des caractéristiques majeures apparaissant dans les écoulements de type "Rolling" qui les différencient des écoulements de type avalanche dans lesquels on retrouve une accélération en continue des particules. Il est à noter que la vitesse maximale n'est pas nécessairement atteinte à la position mi-corde.

La figure 3.12 met en évidence le contour de la viscosité de friction μ_f en fonction de la fraction volumique solide α_s . μ_f atteint sa valeur maximale à $\alpha_{s,max}$, puis elle se dissipe pour s'annuler à $\alpha_{s,min}$.

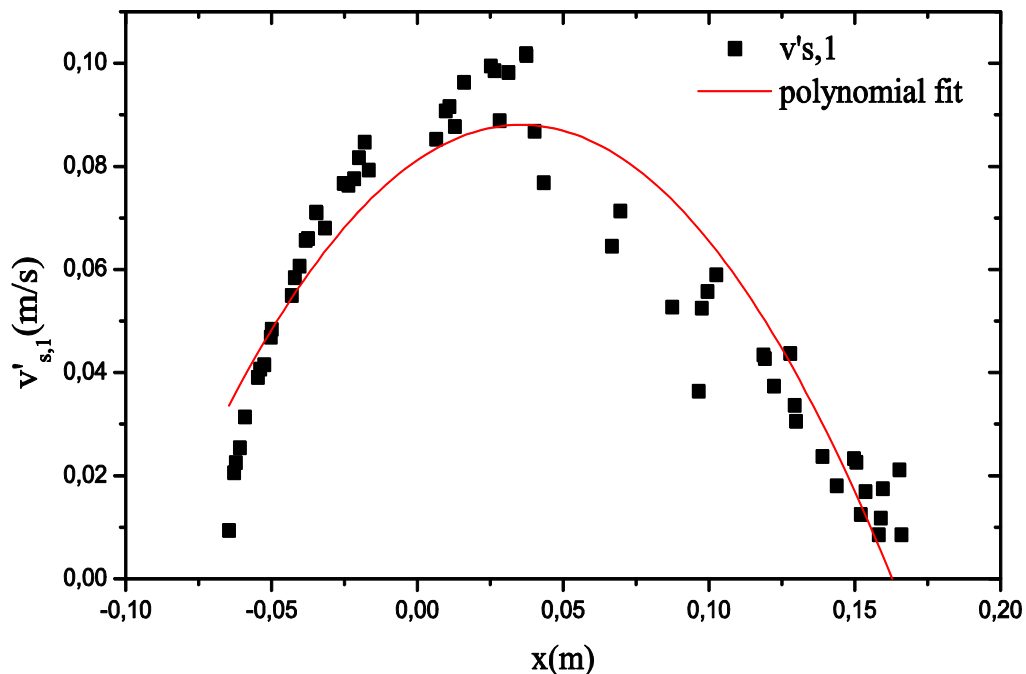


Figure 3.11– Vitesse des particules surfaciques du lit comme fonction de la position x .

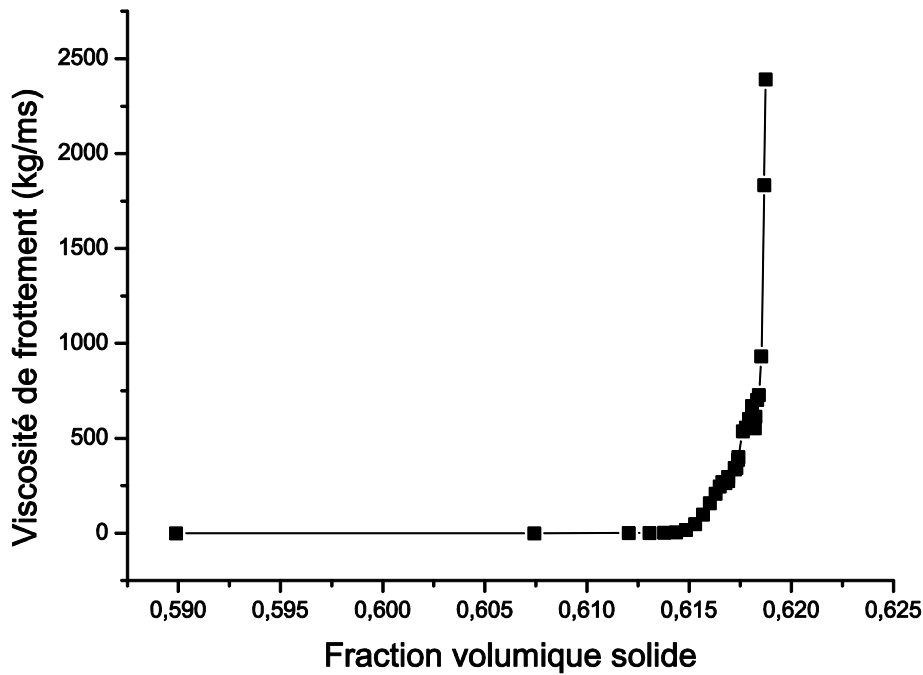


Figure 3.12– Variation de la viscosité de frottement, μ_f , en fonction de la fraction volumique solide α_s .

La viscosité de frottement est un concept très important dans le développement du présent modèle mathématique. Les essais de simulations sans la prise en compte de cette viscosité n'ont aboutis à rien, le talus de matière bouge sur place et n'arrive pas à adhérer à la paroi pour poursuivre son ascension. Le modèle de viscosité de frottement proposé par Schaeffer a fourni de bons résultats comparé à d'autres, comme le modèle de Johnson et Jackson (1987) [32]. Le modèle de Schaeffer a été testé et comparé avec le modèle de Johnson et Jackson (1987) [32], pour les deux contraintes normale et tangentielle, il s'est avéré fournir des résultats irréels, surestimant l'importance de la viscosité de frottement ; le lit de matériaux avait tendance à s'accrocher à la paroi du cylindre et se mouvoir vers le haut, collé à la paroi, de manière irréaliste. Pour décrire la contrainte de frottement, Syamlal et al. (1993) [57] ont proposés un modèle alternatif dérivé de celui de Schaeffer où l'expression de la contrainte normale a été modifiée. Après une comparaison du modèle de Syamlal et al. (1993) [57] avec les données expérimentales, le modèle de Johnson et de Jackson (1987) [32] avait été adopté pour la contrainte normale. Une description détaillée et une comparaison de ces modèles mathématiques peuvent être trouvées dans [58]

Il est intéressant de faire la distinction entre la vitesse $v'_{s,1}$ et la vitesse tangentielle. La Figure 3.13 illustre un tel cas. Pour une confrontation constructive on a multiplié la vitesse

tangentielle par (-1) , étant donné que le sens des axes Ox et Ox' sont opposés. Cette figure fait apparaître deux zones distinctes : la première située en dessus de la frontière 0 m/s est caractéristique de la zone active où la différence entre les deux vitesses est flagrante ; et la seconde en dessous de la frontière 0 m/s où les deux courbes coïncident parfaitement dévoilant que les vitesses dans cette région, zone passive, sont caractérisées par une pente linéaire, du fait que cette couche est entraînée par la paroi et possède un profil de vitesse linéaire en fonction du rayon, $v = r \cdot \omega$. En considération de ces faits, la vitesse tangentielle ne peut être prise comme référence et ne peut faire l'objet de comparaison avec les résultats expérimentaux du type cités dans [10].

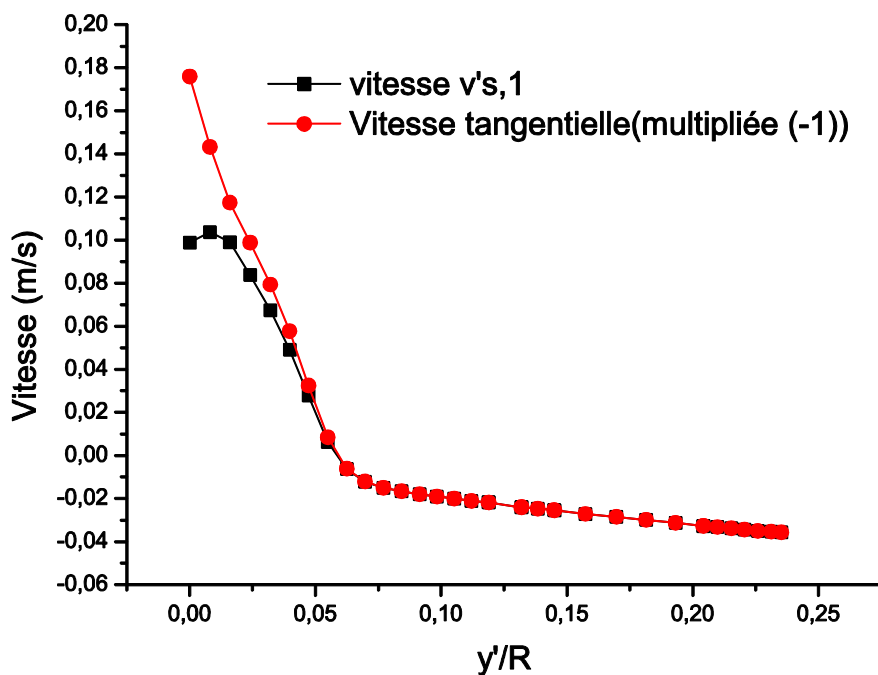


Figure 3.13 – La vitesse $v'_{s,1}$ comparée à la vitesse tangentielle (multipliée par (-1)) en fonction de la profondeur adimensionnée.

La figure 3.14 nous renseigne sur le profil des vitesses en fonction de la profondeur adimensionnée (y'/R) pour différentes positions $x'/2L$ le long de la surface du lit. Il est clair que, pour n'importe quelle section normale à la surface du lit, le profil garde la même allure, montrant ainsi la similitude de l'écoulement dans la couche active. De même, avec l'accroissement (y'/R) la vitesse des particules dans la direction Ox' tend à égaler la vitesse de rotation du cylindre.

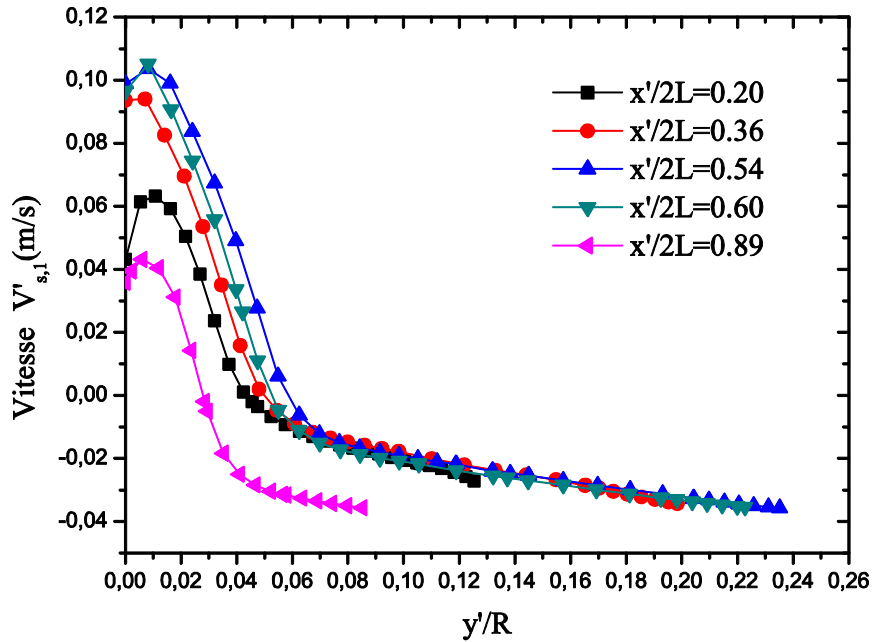


Figure 3.14– Profil de $v'_{s,1}$ en fonction de la profondeur adimensionnée (y'/R) pour différentes positions $x'/2L$ le long de la surface du lit.

Les effets de bords qui posent expérimentalement problème dans ce genre de configuration sont illustrés par la figure 3.15, la comparaison montre que pour le modèle mathématique les effets de bord n'ont pas d'incidence sur le profil en raison bien sûr du côté idéal du modèle et des conditions aux limites. La courbe expérimentale nous donne un profil aplati qui ne tend pas, à la limite, à la vitesse de rotation du cylindre, alors que la courbe numérique garde la même allure que pour les sections centrales et atteint, à la limite, la vitesse de la paroi. Ceci confirme les difficultés de mettre en place de telles expérimentations, et de réaliser des conditions parfaites pour d'éventuelles validations de modèles mathématiques.

L'épaisseur adimensionnée, δ/δ_{\max} de la couche active en fonction de $x'/2L$ est reportée sur la figure 3.16. La valeur maximale pour cette épaisseur est $\delta_{\max} = 12.5 \text{ mm}$, soit une correspondance à 83,33% avec l'expérimentale. L'allure d'une façon générale est bonne, quoi que les effets de bords se font ressentir dès qu'on se rapproche de $x'/2L = 0$ et 1. Sur la figure 3.17 on perçoit l'aspect de la couche active, elle est obtenue par filtrage de la vitesse $v_{s,1}$, en ne considérant que les valeurs négatives dont la légende en fait référence, la forme est net et symétrique et se rapproche des schématisations illustrées dans toutes les figures précédentes.

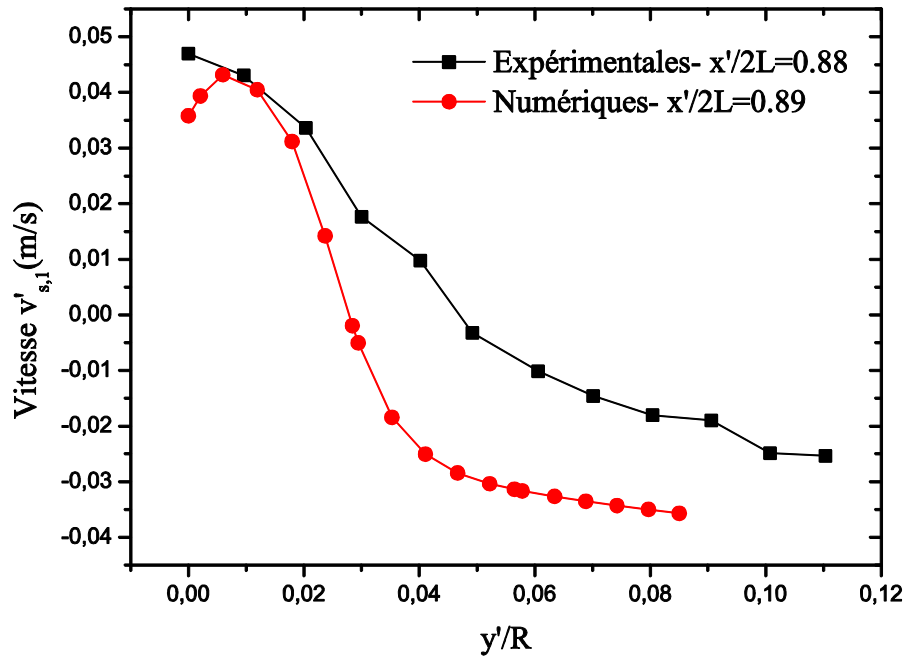


Figure 3.15– Les effets de bord

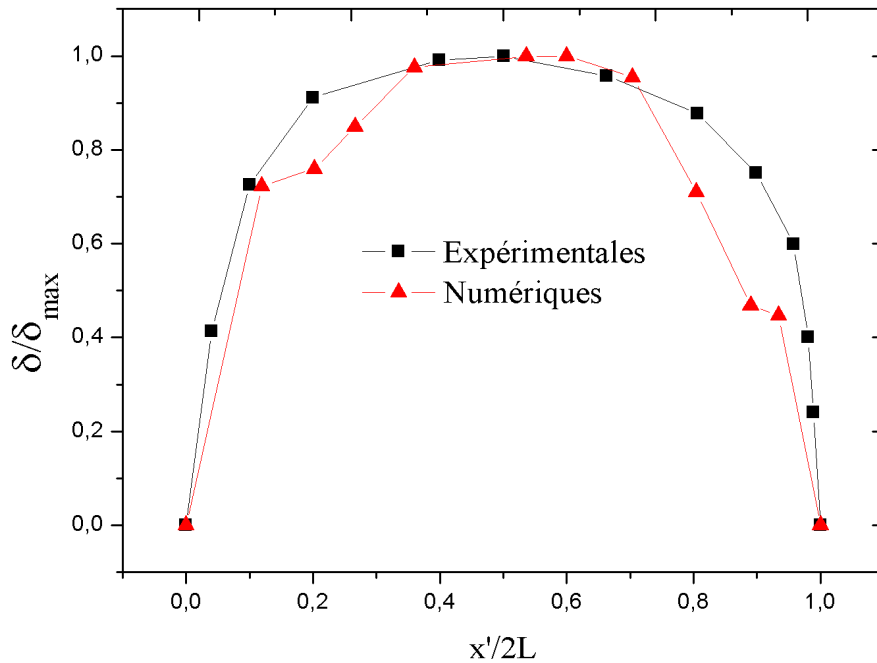


Figure 3.16 – Comparaison entre les valeurs numériques et expérimentales de l'épaisseur adimensionnée δ/δ_{\max} de la couche active en fonction de la distance adimensionnée $x'/2L$.

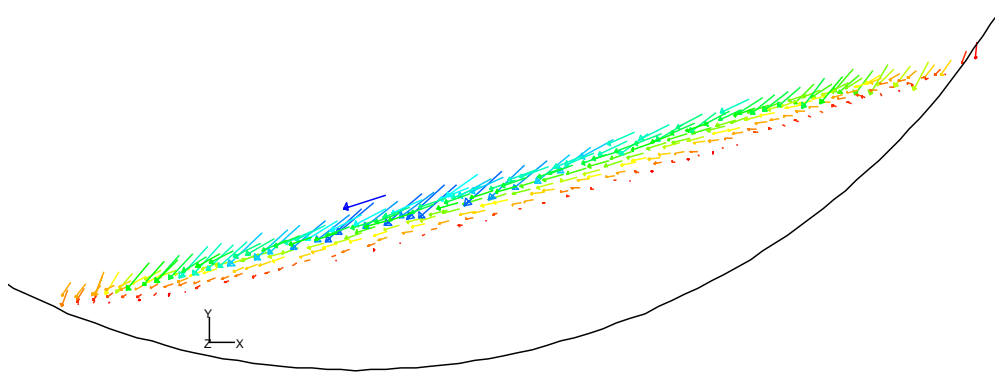


Figure 3.17– Allure de la couche active. Cette représentation est obtenue par filtrage du vecteur v_s en ne prenant que la valeur négative de la composante $v_{s,1}$.

III.3. Conclusions

Ce chapitre traite la validation du modèle mathématique discuté dans le chapitre précédent. Les données expérimentales sont tirées de [10]. Au cours de la mise en place de cette validation, on est tombé sur un phénomène nouveau très intéressant qui fut ignoré dans les travaux antécédents et nous avons conclu sur les faits suivants :

- Toutes les zones caractéristiques de l'écoulement ont été captées, la couche active, la couche passive et l'interface entre les deux.
- Les paramètres géométriques sont en bons accords avec les résultats expérimentaux [10] à raison de 98,7% pour la corde $2L$, de 97,25% pour la profondeur du lit et de 83,33% pour l'épaisseur maximale de la couche active.
- Après confrontation à l'expérimental, le modèle mathématique capte très bien les phénomènes dans les couches diluées à la surface du lit et dans les couches en profondeur, à la limite de la paroi en rotation. Le modèle de collisions binaires s'est avéré efficace dans les couches supérieures, et la considération des contraintes frictionnelles dans les couches les plus denses s'est révélée un excellent choix. Concernant l'intérieur du lit, on constate toute autre chose, un désaccord flagrant entre le numérique et l'expérimental. Ces différences mettent l'accent sur le manque d'informations fournies par le modèle mathématique. En effet dans cette zone où les contraintes frictionnelles sont réduites à néant par la condition $\alpha_s < \alpha_{s,\min}$, le modèle de collisions binaires est incapable de prédire exactement les caractéristiques de l'écoulement du fait qu'une particule se retrouve en contact

avec plusieurs autres particules en même temps, trois à quatre, tenir compte d'une unique collision omettant les autres a créé cette écart et s'est concrétisé par ces différences.

- Un nouveau phénomène jusqu'à présent omis dans toutes les études expérimentales, et reste non perçu par les simulations antérieures, fait surface. En effet les vecteurs vitesses à la surface du lit de matière ne sont pas toujours parallèles à cette dernière, mais admettent un angle d'attaque. Ceci indique que les particules solides après un léger sautillentement reviennent toujours alimenter la couche active.
- Une nouvelle couche est introduite à la configuration conventionnelle. La couche active se subdivise non pas en deux parties mais en trois : la couche active (conventionnelle), avec une épaisseur $(\delta_0 - \Delta)$, caractérisée par un flux uniforme de particules dans leur mouvement dévalant, l'interface active-passive avec une épaisseur $(\delta - \delta_0)$, et la limite supérieure du lit d'une épaisseur Δ , où les vecteurs de vitesse ne sont pas parallèles à la surface libre du lit. Cette dernière couche inclut principalement les particules supérieures qui sautillent pour se mouvoir sur la surface solide et représente la sous-couche la plus diluée du domaine. L'épaisseur Δ atteint sa valeur maximale à une position proche de la mi-corde de la surface libre, et admet une valeur avoisinant les 3.21 mm, ce qui veut dire qu'elle peut inclure deux particules.
- L'épaisseur maximale de l'interface active-passive est de 1.5151 mm Elle ne peut contenir qu'une particule à la fois.
- L'espacement entre les vecteurs à la surface du talus atteint 1.6 mm, ce qui est compatible avec à la taille des particules, i.e. 1.5 mm Donc la hauteur des sauts de particules dans leurs mouvements sur la surface libre ne peut en aucun cas dépasser la taille de la particule elle-même.

IV. Simulation du four réel et prédiction du croûtage

IV.1. Introduction	53
IV.2. Processus dans les fours de cimenterie	54
IV.2.1. Phénomène de croûtage	56
IV.3. Comportement de la matière dans les fours de cimenterie	57
IV.3.1. Critères de similitudes	57
IV.3.2. Résultats et interprétations	59
IV.4. Prédiction du phénomène de croûtage	66
IV.4.1. Définition du domaine d'étude	66
IV.4.2. Mise en équations et définition des conditions aux limites	67
IV.4.3. Détermination des coefficients d'échanges et l'émissivité des fumées	73
IV.4.4. Méthode numérique et résultats	76
IV.5. Conclusion	79

Le problème de la validation du modèle pour des configurations à l'échelle commerciale est traité dans la première partie de ce chapitre. Inspirés des travaux de Henein et al. (1983) [22], les critères de similitude dit de Froude modifié ont été utilisés pour passer à une échelle largement supérieure, équivalente à celle d'un four de cimenterie. A terme le modèle nous permettra de tirer des conclusions applicables aux cas réels. Dans la seconde partie, un deuxième modèle mathématique est établi pour l'étude du transfert de chaleur à travers la paroi solide du four rotatif dans un but bien précis : la prévision des dimensions de la couche de croûtage formée dans le four.

IV.1. Introduction

Les fours rotatifs sont parmi les unités opérationnelles les plus établies dans l'industrie de process, mais sont aussi parmi les moins compris. Ces fours sont principalement utilisés pour le séchage ou la calcination d'une variété de produits, incluant le sable, les granulats, les calcaires et les produits alimentaires. Avec un accent de plus en plus sur la réduction des émissions de gaz à effet de serre, l'utilisation continue des fours rotatifs ne peut être atteinte que par la réduction de la consommation des énergies thermique et électrique utilisées dans ces procédés.

Avec la présence en même temps des phénomènes de rayonnement, de convection et de conduction, le transfert de chaleur prend alors un aspect très complexe dans les fours. Tous ces phénomènes contribuent au transfert d'énergie entre le gaz, la matière première (lit de matière) et la paroi du four. Un calcinateur à lit fluidisé réalise un séchage rapide grâce à un coefficient de transfert de chaleur important obtenu par l'écoulement d'un grand volume d'air. Le mauvais côté de la chose est l'augmentation de l'énergie électrique nécessaire pour faire circuler ce volume d'air. D'un autre part, les fours rotatifs ont de mauvais coefficients de transfert de chaleur, donc une demande d'énergie thermique plus élevée, en raison de la nécessité de grands appareillages et donc plus d'opportunité pour les déperditions de chaleur.

In situ, les paramètres de conduite d'un four de cimenterie sont principalement le débit gaz de combustion, le débit matière, le taux de tirage de l'air secondaire, la vitesse de rotation du four, la température des gaz à l'intérieur. En plus de tous ces paramètres qui peuvent être asservis et réglés online, four en service, il existe deux autres éléments matériels qui une fois détériorés nécessitent toujours un arrêt du four pour intervention, on parlera alors de l'état d'usure du garnissage réfractaire et de la constitution du croûtage.

Ce chapitre se divise en deux parties. La première traite de l'écoulement des matériaux granulaires dans les fours de cimenterie, par la validation du modèle mathématique établi dans les chapitres précédents. La seconde partie vise à améliorer la compréhension du croûtage et la prédiction de ses caractéristiques géométriques. Ainsi une base systématique efficace pourrait être établie pour le suivi, online, de ces caractéristiques géométriques et permettrait aux techniciens de process de réagir à temps pour réparer (reconstituer) cette couche.

IV.2. Processus dans les fours de cimenterie

Le four rotatif est le centre du processus de cuisson, il représente l'organe le plus sollicité thermiquement et inclut des apports d'énergie de grandes capacités et de grandes déperditions thermiques. Le four est un cylindre en acier de chaudière (E26.1), animé d'une vitesse de rotation variable pouvant atteindre les 2 tr/mn. Ce cylindre appelé aussi virole est revêtu de l'intérieur de briques réfractaires. Il présente une inclinaison de 3% dans le sens de l'écoulement de la matière, qui combinée avec la rotation fait que la matière puisse progresser par gravité, vers le brûleur, figure 4.1. Les dimensions du four, diamètre et longueur, sont déterminées par le constructeur en fonction de la capacité de production de clinker et du débit des gaz de combustion (air secondaire). Pour le cas qui nous intéresse, le four possède une longueur de 90 m, et un diamètre de 5,4 m.

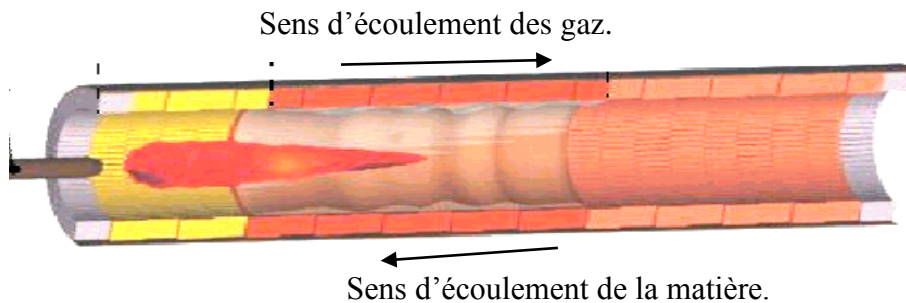


Figure 4.1 – Four en coupe.

En régime établi, le four est le siège d'un équilibre entre deux débits opposés, figure 4.2:

- Un débit calorifique des fumées de combustion : L'air secondaire provenant de l'aval du four (côté brûleur) déjà chauffé, se surchauffe en passant à travers la flamme dégagée du brûleur.
- Un débit de matière d'amont en aval. Constituant dans le four un lit de matière, figure 4.2. La matière, partiellement décarbonatée, arrive au four avec une température de l'ordre de 800 °C à 900 °C et devrait atteindre la température de clinkerisation à quelques mètres de la sortie du four.

Le brûleur, élément de chauffe, dégage une flamme par la combustion du gaz naturel qui peut atteindre des températures proches des 2000°C.

La batterie de ventilateurs, placée à l'extérieur du four côté talus, figures 4.2 et 4.3, va refroidir la virole qui par conduction thermique refroidira la matière en contact avec la paroi interne et fera que la matière soudainement refroidie puisse coller au réfractaire et ainsi le protéger de l'abrasion du clinker porté à 1450°C, on parlera alors de constitution d'une couche de croûtage par attachement.

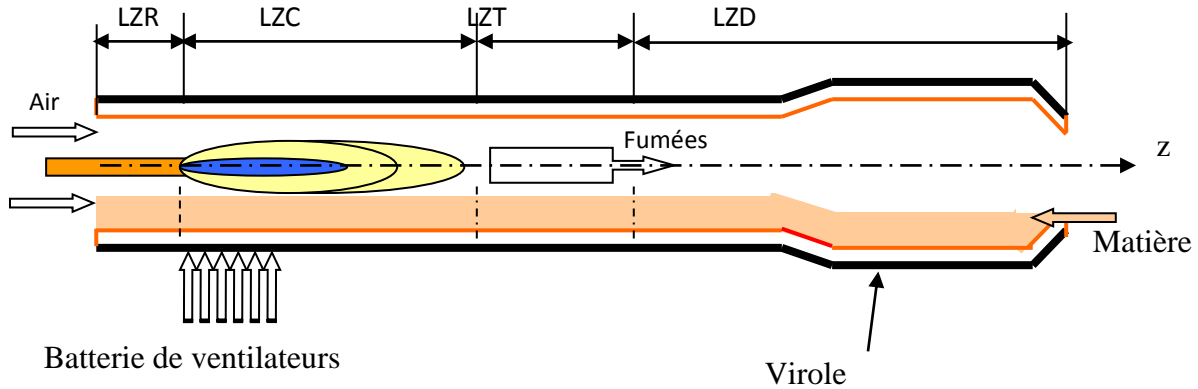


Figure 4.2 – Processus à l'intérieur du four.

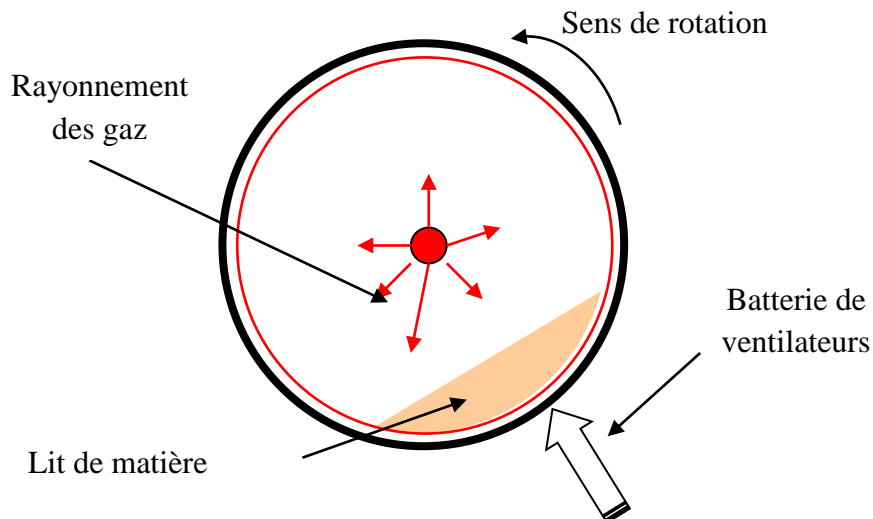


Figure 4.3 – Coupe transversale du four.

Le temps de séjour de la matière dans le four est estimé, pour une température d'entrée de la matière de 810 °C, un taux de décarbonatation de 35 % et une vitesse de rotation du four de 1,9 tr/mn, à environ 52 minutes.

IV.2.1. Phénomène de croûtage

Le croûtage, conséquence du collage de la matière à la brique, revêt une importance capitale dans le processus de transformation, figure 4.4.

En plus de son rôle d'isolant thermique, il va protéger le garnissage réfractaire contre l'attaque chimique du clinker en fusion dans cette zone dite de cuisson, zone la plus chaude dans le four. Également, sa présence à des épaisseurs bien précises améliore le mélange de la matière à l'intérieur et favorise ainsi une cuisson homogène du produit.

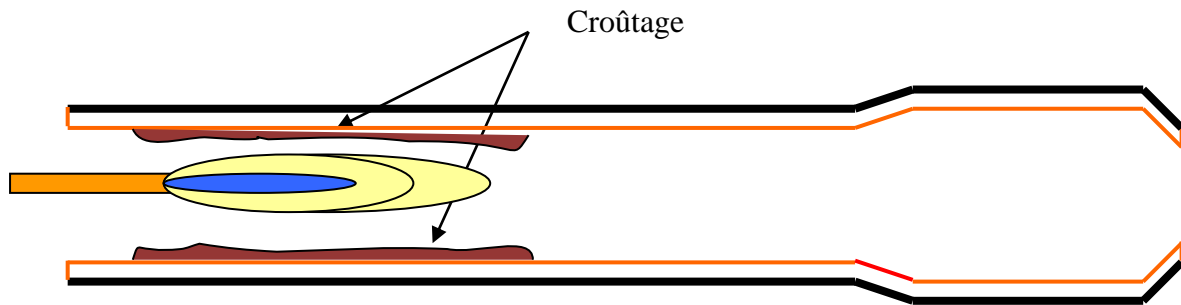


Figure 4.4– Constitution du croûtage dans le four.

En arrivant dans la zone de cuisson, la température de la matière avoisine les 1280°C. Sa composition chimique est telle qu'elle se ramollie et aura tendance à coller au réfractaire, ce phénomène va se poursuivre, conditionnant la marche du four et la composition chimique du produit, jusqu'à la formation d'une certaine épaisseur estimée entre 200 et 400 mm ; le croûtage peut être assimilé alors à du clinker en fusion, brusquement refroidit.

On retrouve la couche de croûtage dans le travail de Mastorakos et al. (1999) [38] où les auteurs pour définir le domaine d'étude avaient alors considéré que le four présenté une couche de croûtage assez épaisse (200 mm), ce qui est tout à fait plausible, mais que cette couche s'étalé du début à la fin du four (sur toute la longueur) est totalement faux. En effet pour que la matière colle à la paroi interne du four il faut que sa température dépasse les

1280°C et qu'elle soit refroidie brusquement, et ces conditions ne sont atteintes que quand elle s'engage dans la zone de cuisson.

On admettra que sa conductivité thermique est la même que celle du clinker (Mastorakos et al. (1999) [38]), et peut être considérée uniforme sur une plage de température assez grande.

IV.3. Comportement de la matière dans les fours de cimenterie

IV.3.1. Critères de similitudes

Dans tout ce qui a précédé, chapitres II et III, on s'est intéressé à la validation d'un modèle mathématique pour un cylindre rotatif à l'échelle de laboratoire. Mais rien ne laisse croire que ce modèle restera crédible pour un cylindre rotatif à l'échelle industrielle, la différence dans les échelles est telle qu'un doute subsiste toujours, figure 4.5.

En plus des écarts d'échelle relatives au cylindre ($1/10$ à $1/13.5$), on rencontre le même problème pour la taille des particules solides ($1/10$ à $1/30$).

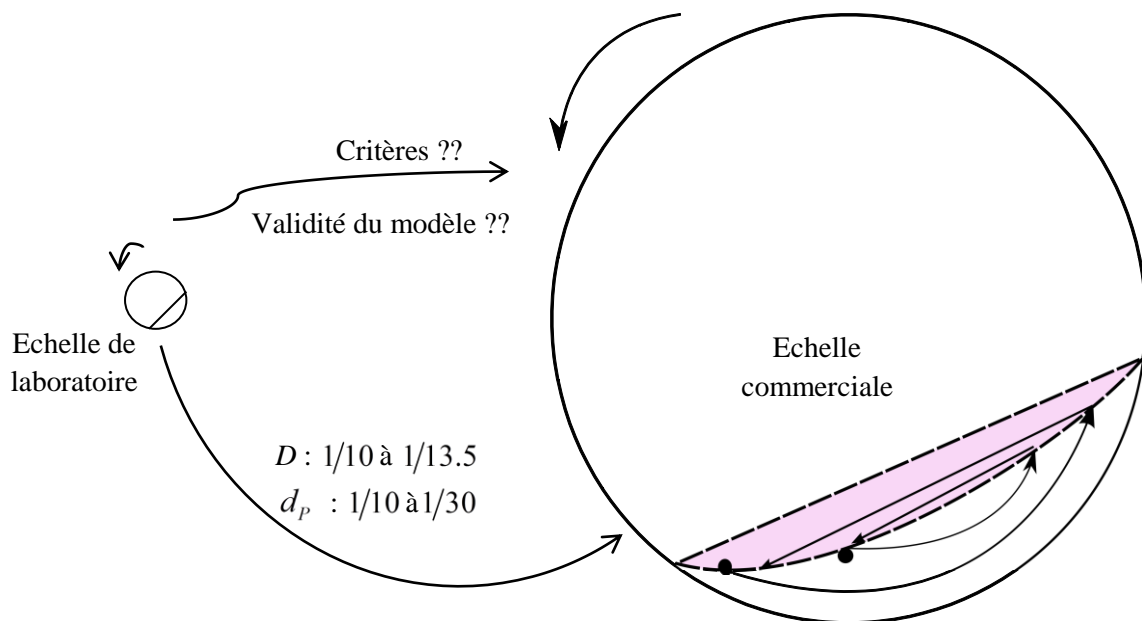


Figure 4.5 – Problématique d'échelle.

Le problème de similitude dans ce genre de configuration pose vraiment problème. Les travaux les plus innovateurs entrepris dans cet axe sont ceux de Henein et al. (1983) [22],

Ding et al. (2001) [9], Orpe et Khakhar (2001) [47] et Mellmann (2001) [42] qui se sont penchés sur le paramétrage et l'étude des critères pouvant conditionner la transition entre différents régimes d'écoulements.

Il est clair que le nombre de Froude et le taux de remplissage ne peuvent pas à eux seules caractériser la similitude de comportement du lit de matière à l'intérieur des cylindres rotatifs, la taille des particules, ainsi que le diamètre des cylindres doivent être considérés [4-6, 15, 22-23, 42, 47].

Les résultats obtenus par Ding et al. (2001) [9] définissent clairement les paramètres fondamentaux qui peuvent être utilisés dans ces cas de similitudes. En effet ils identifient le nombre de Froude, le facteur de forme s , le taux de remplissage du tambour f , le coefficient de restitution entre particules e_p et celui entre les particules et la paroi solide e_w . Ainsi, selon Ding et al. (2001) [9], tous ces paramètres peuvent être combinés pour nous fournir un paramètre sans dimension applicable au régime d'écoulement Rolling.

Henein et al. (1983) [22] ont établis une corrélation très utile. Dans leur travaux, ils ont conclu sur le fait que le comportement d'un matériau à l'intérieur d'un cylindre rotatif n'est pas seulement caractérisé par le taux de remplissage du cylindre et le nombre de Froude, la forme de la particule solide ainsi que sa taille doivent être prises en considération, et ainsi de cette manière la limite de passage du régime d'écoulement Slumping à celui Rolling a pu être identifiée.

Considérant deux configurations type, la première est nommée "modèle" et la seconde "prototype". Connaissant les paramètres d_p , D et Fr qui définissent, pour la configuration modèle, la limite de transition Slumping/Rolling, on pourrait prédire celle de la configuration prototype pour un autre matériau.

Donc la similitude dans la transition Slumping/Rolling, serait identifiée et conditionnée par les relations suivantes :

$$\left[\frac{\omega^2 \cdot R \left(\frac{1}{s} \right)^{1/2}}{g} \right]_{\text{modèle}} = \left[\frac{\omega^2 \cdot R \left(\frac{1}{s} \right)^{1/2}}{g} \right]_{\text{prototype}} \Leftrightarrow [Fr_{\text{modifié}}]_{\text{modèle}} = [Fr_{\text{modifié}}]_{\text{prototype}} \quad (32)$$

et

$$[f]_{\text{modèle}} = [f]_{\text{prototype}}$$

Où $Fr_{\text{modifié}} = \frac{\omega^2 \cdot R}{g} \left(\frac{1}{s} \right)^{1/2}$ représente le nombre de Froude modifié, $s = d_p/D$ et $D = 2R$.

Inspiré des travaux de Henein et al. (1983) [22], nous avons exploité les critères cités ci-dessus dans une tentative de valider le modèle mathématique, établi et validé auparavant à l'échelle de laboratoire (expérimentale), pour des échelles de configurations commerciales.

Connaissant les conditions dans lesquelles le comportement de la matière est du type Rolling dans une configuration de laboratoire (expérimentale), on voudrait alors déterminer les conditions nécessaires pour avoir le même comportement mais avec des caractéristiques très différentes de celles du laboratoire, on parlera alors de l'échelle commerciale. Ces caractéristiques doivent vérifier le système d'équations (32).

La configuration d'intérêt, à l'échelle industrielle, est le four rotatif de cimenterie, maillon central dans le processus de transformation du ciment. Animé d'une vitesse de rotation variable pouvant atteindre 2 tr/mn, il admet un diamètre intérieur de 4950 mm.

Les deux configurations sujettes à similitude sont : la configuration test (prototype) pour laquelle le comportement (régime d'écoulement) des matériaux est connu, et celle réelle, à l'échelle commerciale (modèle), pour laquelle on essaye d'identifier les caractéristiques afin obtenir le mêmes comportement.

Connaissant la valeur de $[Fr_{\text{modifié}}]_{\text{prototype}}$ et la valeur du facteur de forme pour la configuration prototype (le four), à partir des équations (32) la vitesse de rotation du modèle est calculée pour être égale à 0.016 rad/s .

Bien sûr, les deux configurations possèdent le même taux de remplissage f , égale à 7.22%.

Le tableau 2 dresse une comparaison entre les caractéristiques du modèle et celles du prototype. Noter que la vitesse déterminée est petite pour être appliquée au cas réel, toutefois elle sera exploitée pour la validation.

IV.3.2. Résultats et interprétations

Avec une vitesse de rotation de 0.016 rad/s et un nombre de Froude de $6.78 \cdot 10^{-5}$, le temps de simulation en temps réel est de 300 s, le talus a atteint alors un état quasi-stationnaire dans lequel les propriétés moyennées des écoulements restent inchangées. La configuration de l'écoulement après 300 s et plus est représentée sur les figures 4.6 et 4.7.

Table 2.Paramètres du modèle et du prototype

Paramètres	Prototype (Ding <i>et al.</i> [10])	Model (four de ciment)
$\rho_g [kg/m^3]$	2900	2670 [49]
$d_p [10^{-3}m]$	1.5	0.150 [49]
$\phi [^\circ]$	28.5	35[4]
$R[m]$	0.200	2.475
e_p	0.9	0.6 [4]
e_w	0.8	0.5 [4]
f	7.22 %	7.22 %
s	0.0075	6×10^{-4}
$\omega [rad/s]$	0.179	0.016
Nombre de Froude Fr	6.53×10^{-4}	6.78×10^{-5}
$Fr_{modifié}$	7.5×10^{-3}	7.5×10^{-3}

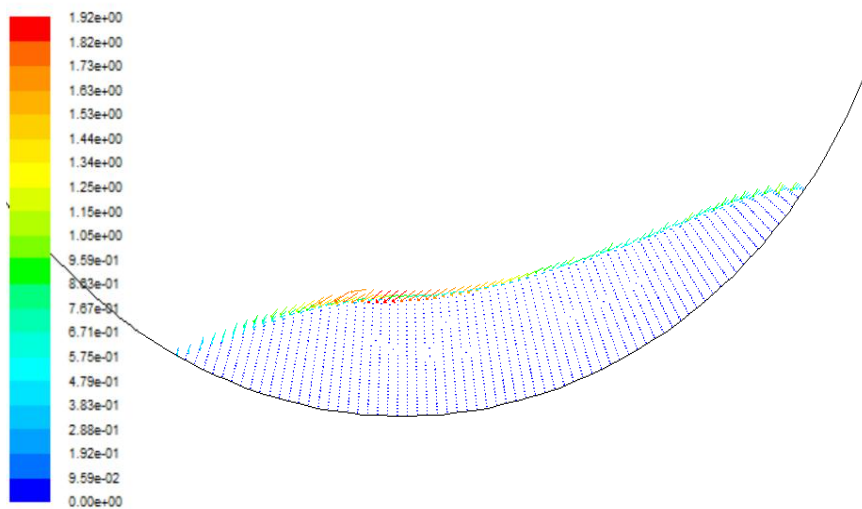


Figure 4.6– vecteurs de vitesse des particules solides.

On est dans le régime "Rolling" avec ces deux signes particuliers : une surface du lit presque plate et une vitesse maximale atteinte presque au trois quart de son libre parcours, $x'/2L \cong 0.75$.

On voit clairement sur la figure 4.6 que les particules admettent au début de leurs déplacements sur la surface du lit des vecteurs colinéaires avec cette dernière, mais à partir d'une certaine position, après avoir emmagasinées assez d'énergie cinétique, elles commencent à sautiller, les angles formés entre les vecteurs de vitesses et la surface du lit sont plus aigus.

Le lit de matière admettant à $t=0$ une fraction solide uniforme, évolue (voir figure 4.7) pour être plus dilué à la surface et plus dense à l'intérieur.

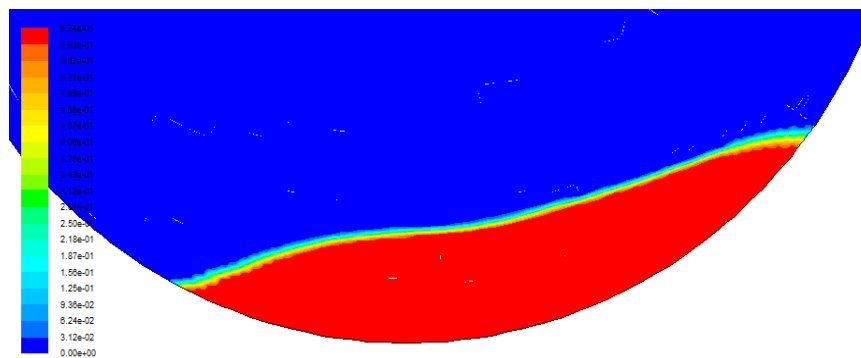


Figure 4.7– Fraction volumique des particules solides.

Ainsi, de ces résultats préliminaires, les critères de Henein nous ont permis de valider le modèle mathématique pour une configuration géométrique équivalente en forme mais à une échelle beaucoup plus grande que celle du prototype, le modèle capte très bien tous les phénomènes.

Du fait que la vitesse de 0.016 rad/s est trop basse pour être appliquée aux fours industriels de cimenterie, elle se trouve en dehors de la gamme de vitesses réelles, nous avons alors choisi les vitesses de rotation $\omega = 0.1 \text{ rad/s}$ et $\omega = 0.17 \text{ rad/s}$ pour réaliser nos simulations. La table 3 regroupe l'essentiel des paramètres de simulations.

De la figure 4.8, le régime d'écoulement est du type "Cascading" en forme d'S. Tout semble indiquer que plus la vitesse de rotation augmente et plus la forme des "S" s'accroît, la longueur de la surface du lit augmente, à cause du phénomène de dilatation, de même que l'épaisseur maximale de la couche active. La perturbation de la surface du lit est apparente en visualisant le niveau de la température granulaire. La vitesse maximale atteinte à la surface du lit est plus petite pour $\omega = 0.1 \text{ rad/s}$, ce qui indique par ailleurs que le temps de séjour va en diminuant avec l'augmentation du nombre de Froude.

Table 3. Propriétés du système et paramètres de la simulation du Four

Paramètres	Description	Valeur
$\rho_s [kg/m^3]$	Masse volumique des particules	2670 [49]
$d_p [10^{-6} m]$	Diamètre des particules	150 [47]
$\phi [^\circ]$	Angle de friction interne	35 [4]
e_p	Coefficient de restitution particule-particule	0.6 [4]
e_w	Coefficient de restitution particule-paroi	0.5 [4]
$\rho_g [kg/m^3]$	Masse volumique de l'air	1.225
$p_g [10^5 N/m^2]$	Pression de l'air	1.01
$\mu_g [10^{-5} N \cdot s/m^2]$	Viscosité de cisaillement de l'air	1.8
$R [m]$	Rayon interne du four	2.475
f	Taux de remplissage	7.22
$\omega [rad/s]$	Vitesse de rotation du four	0.105 ÷ 0.21

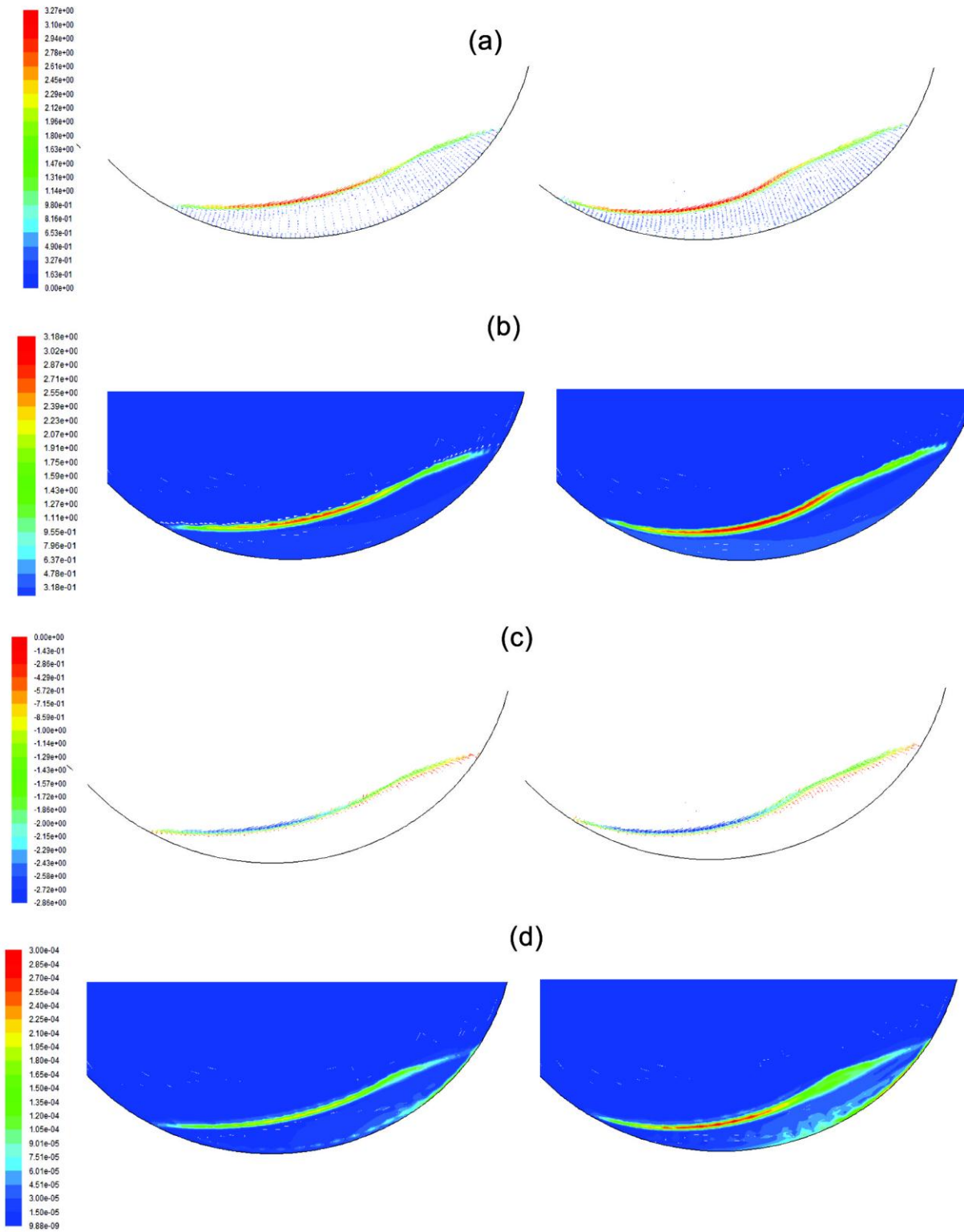


Figure 4.8– Comparaison entre les propriétés physiques de l'écoulement solide pour $\omega = 0.1 \text{ rad/s}$ et $\omega = 0.17 \text{ rad/s}$. (a) vecteur de vitesse, (b) contour de la vitesse v_s , (c) forme de la couche active et (d) contour de la température granulaire.

L'épaisseur de la couche active, Figure 4.9, atteint un maximum de 154 mm et 151 mm, respectivement pour $\omega = 0.17 \text{ rad/s}$ et $\omega = 0.1 \text{ rad/s}$, on arrive à la même constatation que Félix et al. (2002) [15], l'épaisseur de la couche active croît à l'inverse du facteur de forme "s".

La visualisation des cartes vectorielles de vitesse pour les deux cas indique l'existence de deux zones à la surface du lit, séparées par une position où l'épaisseur de la couche active est maximale, δ_{\max} . Dans la première partie, avant la position à δ_{\max} , les vecteurs sont parfaitement parallèles à la surface du lit, mais une fois qu'on dépasse cette position ils commencent à prendre un angle d'attaque.

La portion de l'écoulement examinée dans la figure 4.10(a) indique que la majorité des vecteurs de vitesse sont parallèles à la surface du lit, ce qui signifie que les particules roulent (ou glissent) jusqu'à ce qu'elles atteignent la position où l'épaisseur de la couche est maximale. Au-delà de cette position, figure 4.10(b), les vecteurs de vitesse commencent à former un léger angle d'attaque avec la surface du lit et indiquent par-ailleurs que les particules se déplacent en sautillant au-dessus.

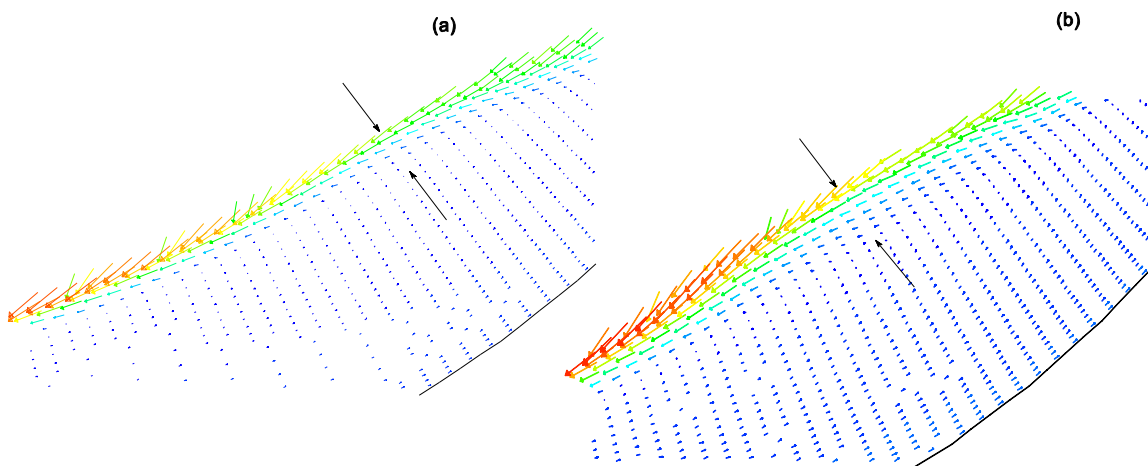


Figure 4.9– Champs de vitesse pour: (a) $\omega = 0.1 \text{ rad/s}$ et (b) $\omega = 0.17 \text{ rad/s}$
La plage des valeurs pour $v_s [m/s]$ est de $[0.0, 3.27]$.

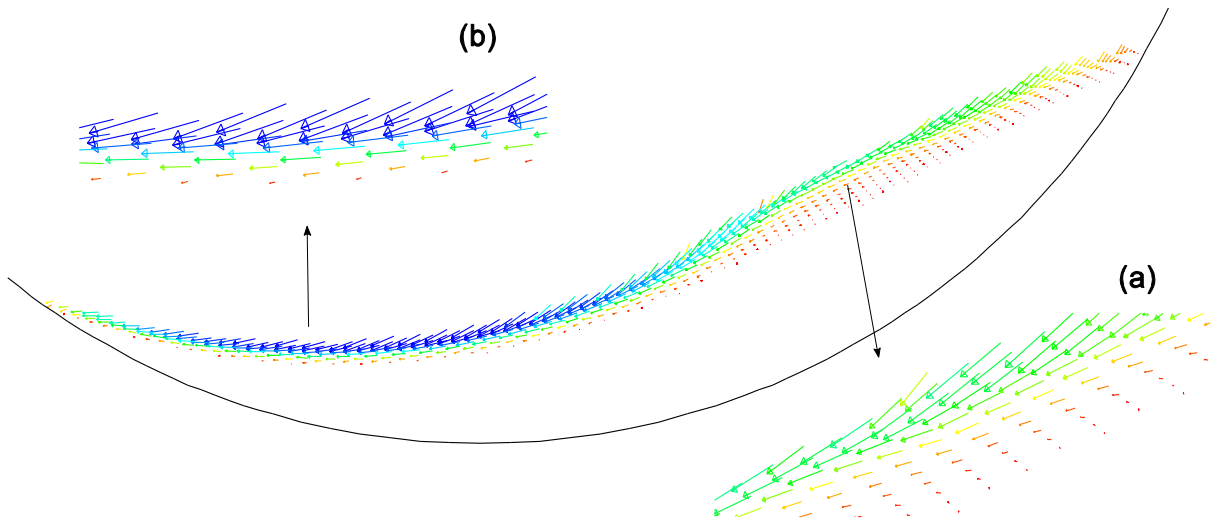


Figure 4.10– Forme de la couche active pour $\omega = 0.17 \text{ rad/s}$. Uniquement les valeurs négatives de la composante de vitesse solide suivant la direction x , $v_{s,1}$, sont considérées.

La plage des valeurs pour $v_{s,1} [m/s]$ est de $[-2.86, 0.0]$.

La figure 4.11 met en avant une autre particularité. Les lignes de courant convergent toutes vers le cœur du talus, ce qui nous ramène au phénomène de ségrégation observé dans les cas de mélange de particules à différentes tailles.

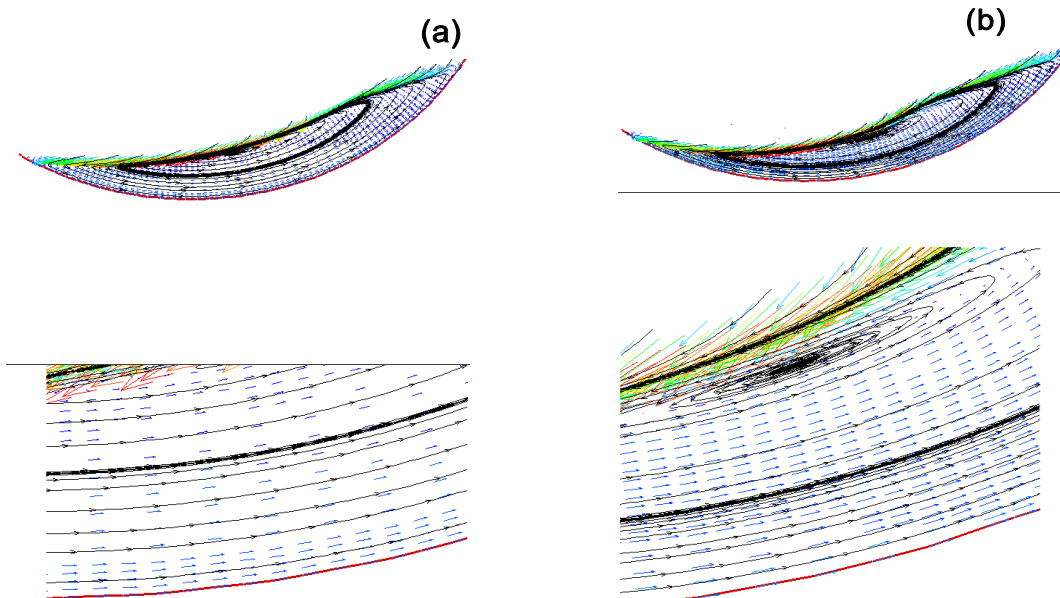


Figure 4.11–Lignes de courant des particules solides pour : (a) $\omega = 0.1 \text{ rad/s}$ et (b) $\omega = 0.17 \text{ rad/s}$.

IV.4. Prédiction du phénomène de croûtage

Dans cette seconde partie, une étude comparative entre deux champs thermiques est élaborée. Le premier champ est obtenu numériquement par la modélisation et la résolution par éléments finis des équations de transferts thermiques à travers la paroi solide du four, un programme a été développé dans ce sens qui permet de résoudre un système d'équations tridimensionnelles stationnaire, non-linéaire, dans un milieu hétérogène. Le second champ est un champ réel acquis via le système de surveillance du four, qui nous affiche online les températures de la face externe du four.

IV.4.1. Définition du domaine d'étude

Notre domaine d'étude, Fig. 4.12 est un milieu hétérogène constitué de :

- a- La virole : de conductivité thermique égale à $40W/m \cdot K$ et une émissivité de 0,8, l'épaisseur de la virole est considérée uniforme et à égale à 30 mm .
- b- Le garnissage : constitué de briques réfractaires, il admet une conductivité thermique variable dans la direction axiale de 1.1 à $3.1W/m \cdot K$ et une émissivité uniforme de 0.5. Son épaisseur en l'absence d'usure et égale à 225 mm .
- c- Le croûtage : avec une épaisseur considérée uniforme et égale à 200 mm . Sa conductivité thermique est de $1.5W/m \cdot K$ (Heiligenstaedt (1971) [20]) et son émissivité est supposée la même que celle du réfractaire.

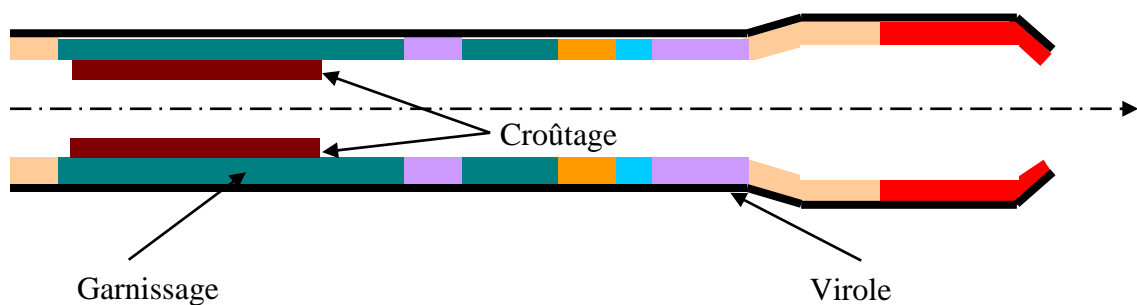


Figure 4.12 –Différentes couches constitutives de la paroi solide du Four.

IV.4.2. Mise en équations et conditions aux limites

On s'est proposé de déterminer le champ de température à travers la paroi du four. Pour cela on aura besoin de l'équation de la chaleur et des conditions aux limites, internes et externes qui régissent le phénomène.

Pour le cas stationnaire, sans source de chaleur et dans un milieu hétérogène, l'équation de la chaleur s'écrit sous forme différentielle :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (33)$$

Où k_x, k_y, k_z représentent les conductivités thermiques dans les directions x, y et z

Les conditions aux limites nécessaires à la résolution de cette équation sont issues des échanges thermiques qui ont lieu à l'intérieur et à l'extérieur du four. De ce fait, il sera considéré dans ce qui suit : les échanges convectifs fumées - talus de matière, fumées - paroi interne du four, ventilateurs - paroi externe et vents - paroi externe, les échanges radiatifs fumées - paroi interne et paroi interne - talus, et l'échange par conduction paroi interne - talus.

a- Entre le talus et la brique (face interne)

Le lit de matière possède un angle 2θ qui délimite son allure dans le four. Cet angle est principalement fonction du taux de remplissage f du four, figure 1.4.

La matière et la brique, à travers la face de contact figure 4.13, ont tendance à échanger un flux de chaleur par conduction. De la notion de continuité du flux, on peut écrire que :

$$-\lambda_B \left[\frac{\partial T}{\partial n} \right]_{paroi} = -\lambda_{matière} \left[\frac{\partial T}{\partial n} \right]_{matière} \quad (34)$$

Où λ_B , est la conductivité thermique de la brique et $\lambda_{matière}$ est la conductivité thermique de lit de matériaux.

Dans la direction axiale, la matière pénètre le four sous forme de farine crue et en sort sous forme de clinker. Au cours de cette transformation, elle doit passer par plusieurs paliers de température, figure 4.13. On fera la distinction entre ces deux produits qui sont en réalité deux

matériaux différents, admettant chacun ses propres caractéristiques physiques et thermiques. La condition (34) est alors divisée en deux parties :

Dans les zones de décarbonatation et de transition

De l'entrée du four jusqu'à la zone de cuisson la matière est supposée être de la farine crue. La condition (34) s'écrit :

$$\begin{aligned}
 -\lambda_B \left[\frac{\partial T}{\partial n} \right]_{\text{paroi}} &= -\lambda_{\text{farine crue}} \left[\frac{\partial T}{\partial n} \right]_{\text{matière}} \\
 \left\{ \begin{array}{l} z > LZR + LZC \\ -\theta \leq \psi \leq \theta \end{array} \right. &
 \end{aligned} \tag{35}$$

L'angle ψ , figure 4.13, est une référence angulaire utilisée pour délimiter les différentes conditions aux limites.

Dans les zones de clinkerisation et refroidissement

A partir de la zone de cuisson la farine crue commence à se transformer en clinker, ce changement de nature va s'accompagner par celui des caractéristiques physiques à savoir la conductivité thermique. L'équation (34) prend alors la forme :

$$\begin{aligned}
 -\lambda_B \left[\frac{\partial T}{\partial n} \right]_{\text{paroi}} &= -\lambda_{\text{clinker}} \left[\frac{\partial T}{\partial n} \right]_{\text{matière}} \\
 \left\{ \begin{array}{l} z \leq LZR + LZC \\ -\theta \leq \psi \leq \theta \end{array} \right. &
 \end{aligned} \tag{36}$$

Profil de température de la matière dans le four

La matière est supposée posséder un profil de température linéaire, $T = f(z)$, reconstitué en fonction des paliers de températures par lesquels la farine crue transite pour se transformer en clinker, figure 4.13.

Pour cela on identifie les différents paliers de température comme suit

T_{cru} température entrée matière qui est la valeur réelle relevée sur site, $T=1100^\circ\text{C}$
 température de fin de décarbonatation, $T=1250^\circ\text{C}$ température de début de cuisson, $T=1450^\circ\text{C}$
 température de fin de cuisson et $T = T_{\text{KK}}$ température de sortie clinker.

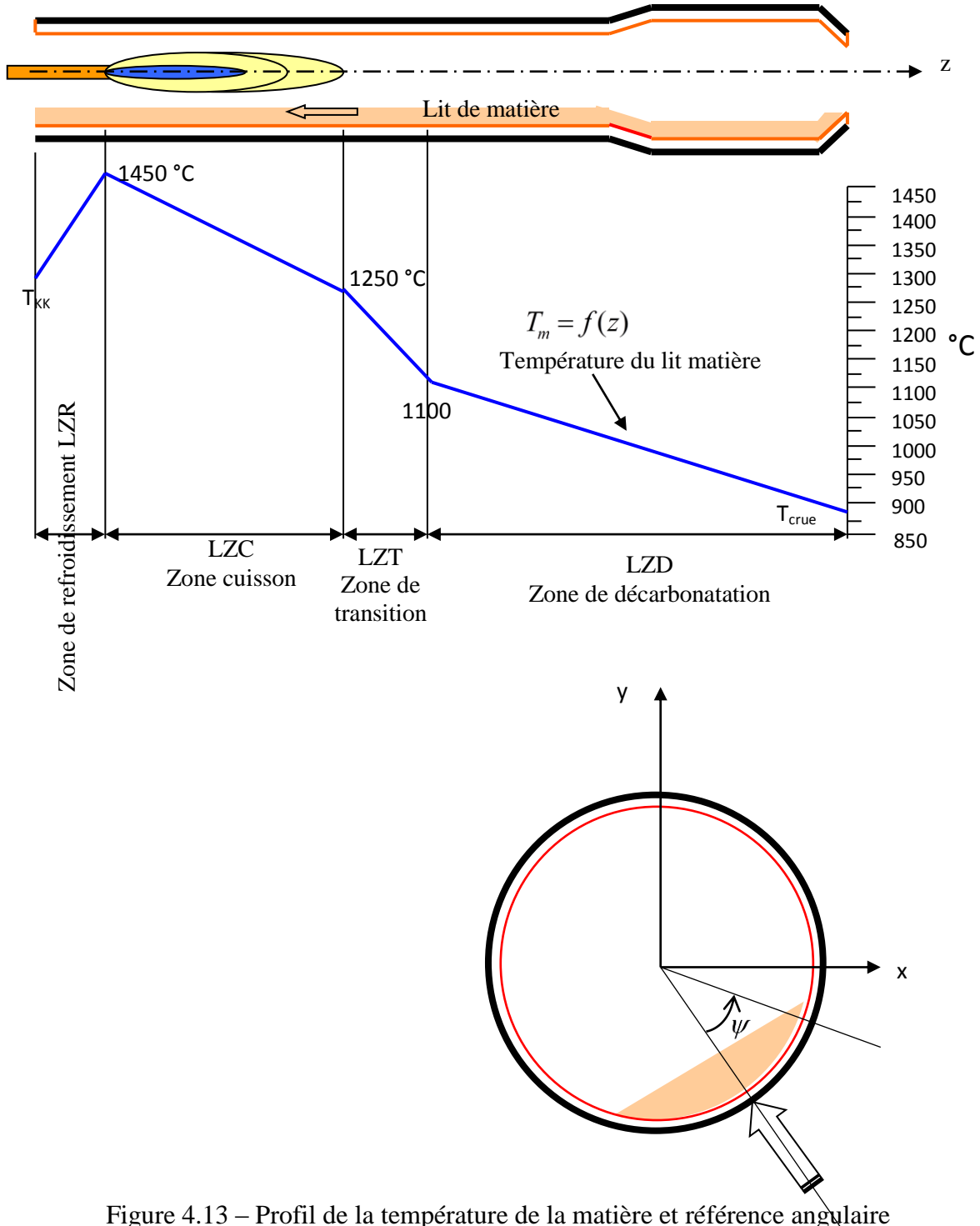


Figure 4.13 – Profil de la température de la matière et référence angulaire

b- Entre les gaz chauds et la brique (face interne)

Profil de température de la matière dans le four

De même que la matière, les gaz à l'intérieur du four admettent un profil de température, $T_{G,C} = f(z)$ supposé linéaire, figure 4.14, reconstitué en fonction des paliers de températures identifiés comme suit:

T_{AS} température réelle relevée sur site d'entrée de l'air secondaire dans le four, T_f température de la flamme, $(T_f + T_{AS})/2$ température maximale atteinte par les fumées et T_{BF} température réelle relevée sur site de sortie des fumées.

L'air secondaire en pénétrant dans le four, à T_{AS} , va s'échauffer tout en refroidissant la matière. Arrivé au nez du brûleur, foyer de la combustion, sa température augmente alors pour atteindre la température hypothétique de $(T_f + T_{AS})/2$. A partir de cette position les fumées vont alors commencer à rayonner et à échanger de l'énergie par convection et par rayonnement avec la brique, la couche de croûtage et la matière. Et ainsi ils amorcent leur phase de refroidissement pour atteindre à la sortie du four la valeur T_{BF} .

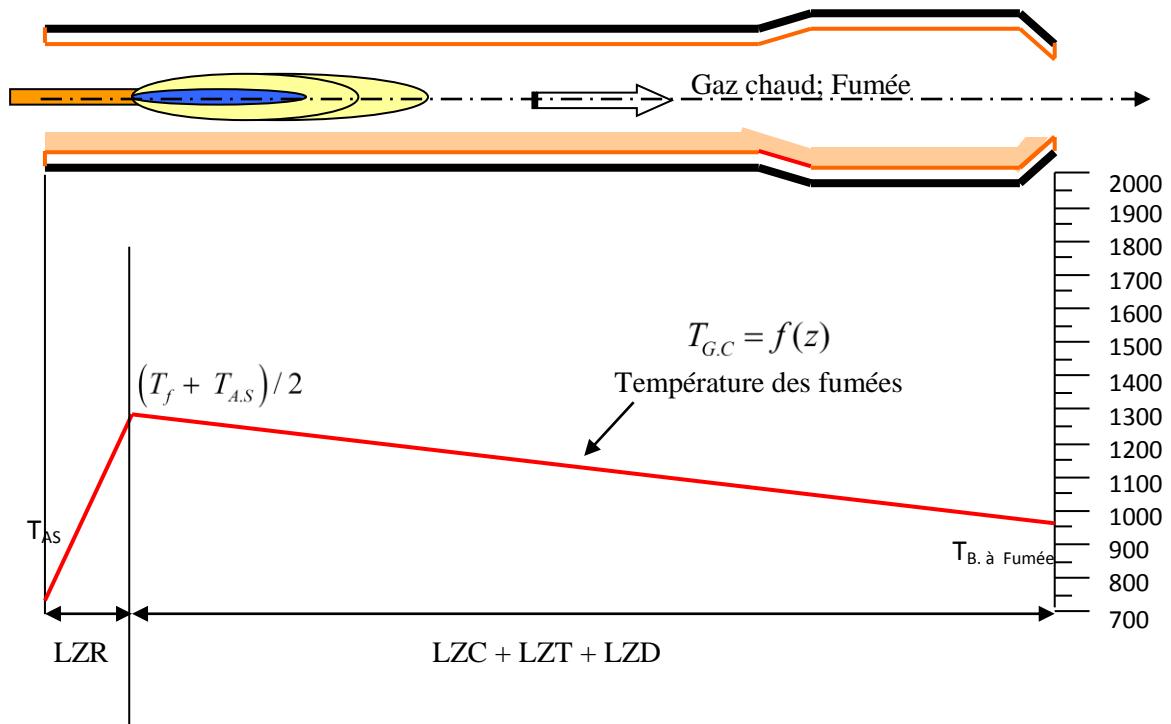


Figure 4.14 – Profil de la température des fumées.

Les échanges d'énergies des gaz sont d'un côté avec la face interne du four et d'un autre côté avec le lit de matière. Les échanges convectifs concernent toute la longueur du four alors les échanges radiatifs n'ont lieu qu'à partir du nez du brûleur, là où la combustion prend place, la présence alors des deux résidus de combustion, le CO_2 et l' H_2O , fera que les gaz commenceront à rayonner.

$$\text{- Echange convectif : } \Phi_{convection} : \begin{cases} \theta < \psi < 360 - \theta, \\ 0 \leq z \leq L_{four} \end{cases}$$

$$\text{- Echange radiatif : } \Phi_{radiant} : \begin{cases} \theta < \psi < 360 - \theta, \\ LZR \leq z \leq L_{four} \end{cases}$$

La condition à la limite se met sous la forme :

$$-\lambda_B \left[\frac{\partial T}{\partial n} \right]_{\text{paroi}} = \Phi_{convection} + \Phi_{radiant} \quad (37)$$

L'échange d'énergie par convection s'écrit tout simplement :

$$\Phi_{convection} = h_{G.C.} (T_P - T_{G.C.}) \quad (38)$$

où $h_{G.C.}$ est le coefficient d'échange gaz chaud -paroi solide

Concernant le second mode d'échange, par rayonnement, il faut noter que l'oxygène et l'azote ne rayonnent pas et ne peuvent donc transmettre de l'énergie que par contact direct. D'un autre côté, le dioxyde de carbone, CO_2 , et la vapeur d'eau, H_2O , émettent des rayonnements si intenses que les transferts de chaleur dans le four se trouvent affectés.

Il a été démontré que les intensités de rayonnement du CO_2 et de l' H_2O ne dépendaient pas seulement de leurs températures mais aussi de leurs pressions partielles P_{CO_2} et P_{H_2O} , de l'épaisseur de la couche de gaz L_e , et des produits $P_{CO_2} \cdot L_e$ et $P_{H_2O} \cdot L_e$ [20, 35, 55].

Dans une enceinte close, comme c'est le cas des fours de cimenterie, figure 4.3, la face interne est une surface atténuante qui n'absorbe qu'une partie du rayonnement émit par les

gaz chauds et réfléchit le reste. Cette portion de rayonnement absorbée dépend principalement de l'émissivité ε_p de la surface solide et de sa température T_p .

Le bilan des perpétuelles émissions-réflexions entre les gaz à la température $T_{G.C}$ et l'enveloppe (paroi solide) à la température T_p prend la forme (Leontiev (1985) [35]):

$$\Phi_{\text{radiant}} = \frac{\varepsilon_p}{1 - (1 - \varepsilon_p)(1 - A_g)} \sigma \left(A_g (T_p + 273)^4 - \varepsilon_g (T_{G.C} + 273)^4 \right) \quad (39)$$

ε_g est l'émissivité des gaz à la température $T_{G.C}$, et A_g est le pouvoir absorbant des gaz par rapport au rayonnement, il est défini à la température de la paroi T_p (en °C).

c- Entre les ventilateurs et la virole (face externe)

La batterie de ventilateurs, Figures 4.15, est installée dans l'unique but de provoquer un refroidissement de la couche de matière en contact direct avec la paroi interne du four. En effet, par un phénomène de transfert thermique à travers la virole et la brique réfractaire, le refroidissement de la paroi externe du four induira un refroidissement de la couche de matériaux en contact avec la brique. Ce phénomène, provoqué, aura pour effet le collage de cette couche de matériaux refroidit, et ainsi la constitution de la couche de croûtage.

Le débit total de la batterie est de 60000 m³/h. Chaque ventilateur débite 10000 m³/h avec une vitesse de 10.3 m/s. La condition à la limite appliquée à cette portion de la virole est :

$$\varphi = -\lambda_v \left[\frac{\partial T}{\partial n} \right]_{\text{paroi}} = h_{\text{air forcé}} (T - T_{\infty}) + \varepsilon_v \sigma \left((T + 273)^4 - (T_{\infty} + 273)^4 \right) \quad (40)$$

Sur le domaine : $\begin{cases} -15^\circ \leq \psi \leq 15^\circ, \\ 9.050 \text{ m} \leq z \leq 18.950 \text{ m} \end{cases}$

d- Entre le vent et la virole (face externe)

En dehors de la portion exposée aux ventilateurs, la virole est en échange avec l'air ambiant, ce dernier est un échange combiné convection-rayonnement et prend la forme :

$$\varphi = -\lambda_v \frac{\partial T}{\partial n} = h_{air\ ambient} (T - T_{\infty}) + \varepsilon_v \sigma \left((T + 273)^4 - (T_{\infty} + 273)^4 \right) \quad (41)$$

$$\begin{cases} 9.05\ m > z > 18.95\ m \\ 0^{\circ} < \psi \leq 360^{\circ} \end{cases}$$

Sur le domaine délimité par : *et*

$$\begin{cases} 9.05\ m \leq z \leq 18.95\ m \\ 15^{\circ} < \psi \leq 345^{\circ} \end{cases}$$

Où $h_{air\ ambient}$ est le coefficient d'échange thermique avec l'air ambiant.

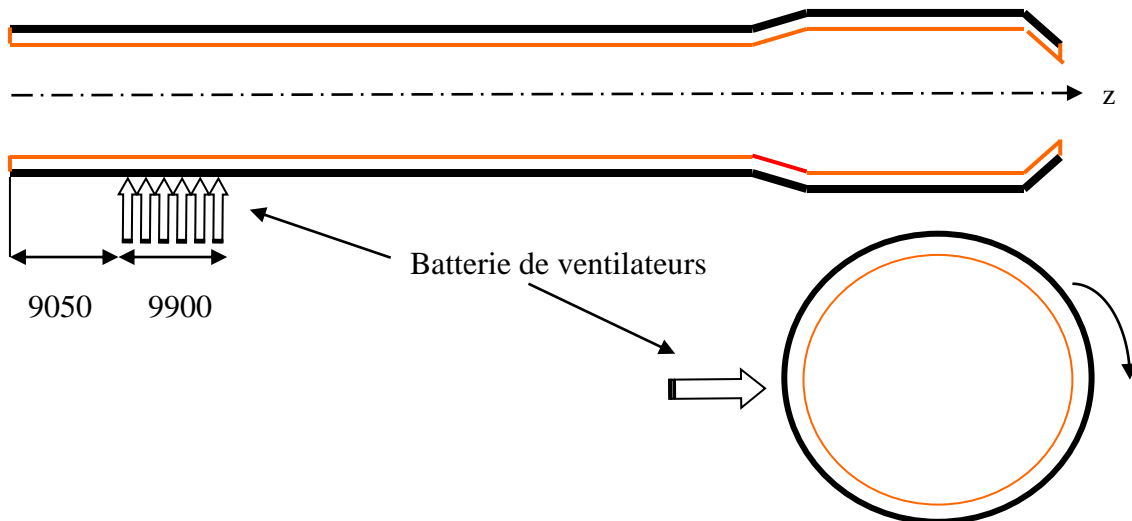


Figure 4.15–Position de la batterie de ventilateurs.

IV.4.3. Détermination des coefficients d'échanges et d'émissivité des fumées

a- Coefficient d'échange $h_{G.C.}$: fumées - paroi interne

La formule de Kraussold pour un écoulement turbulent donne le nombre de Nusselt (Heiligenstaedt 1971 [20]) :

$$N_u = 0,032 \cdot P_r^{0,37} \cdot R_e^{0,8} \cdot \left(\frac{d}{L} \right)^{0,054} \quad (42)$$

b- Coefficient d'échange $h_{air\ ambient}$: Vent – paroi externe

On utilise l'approche d'un cylindre horizontal en convection naturelle externe.

La valeur de Rayleigh se trouve dans l'intervalle $10^9 < R_a < 10^{12}$, ce qui nous conduit à utiliser la corrélation du nombre de Nusselt suivante (Soufiani et Taine (1987) [56]) :

$$N_u = 0,13 \cdot R_{a,d}^{1/3} \cdot \left(\frac{d}{L}\right)^{0,054} \quad \text{Avec } R_a = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot D^3}{a \cdot \nu} \quad (43)$$

c- Coefficient d'échange $h_{air\ forcé}$: Air ventilateur - paroi externe du four

Le cas considéré pour la détermination du coefficient d'échange est celui d'un cylindre d'axe perpendiculaire à l'écoulement externe, Soufiani et Taine (1987) [56].

$$N_{u,D} = \frac{h \times D}{\lambda} = 0.0239 \times Re_D^{1/3} \quad (44)$$

d- Emissivité des fumées ε_g

L'émissivité des fumées à l'intérieur du four est fonction de l'émissivité du CO_2 et de celle du H_2O à la température des fumées. Ces deux émissivités peuvent être obtenues par les expressions analytiques suivantes (Siegel et Howell (1992) [55]):

$$\varepsilon_g = C_{CO_2} \cdot \varepsilon_{CO_2} + C_{H_2O} \cdot \varepsilon_{H_2O} - \Delta\varepsilon \quad (45)$$

$$\varepsilon_{CO_2} = \sum_{i=1}^n a_i - \sum_{i=1}^n a_i e^{-K_i P_{CO_2} L_e} \quad (46)$$

$$a_i = b_{1,i} + b_{2,i} \tau + b_{3,i} \tau^2; \quad \text{où } \tau = \frac{T_{G.C.} (^\circ K)}{1000} \quad (46)$$

$$\varepsilon_{H_2O} = c_0 \cdot \left[1 - \exp(-c_1 \cdot \sqrt{X}) \right] \quad \text{où } X = P_{H_2O} L_e P \left(\frac{300}{T_{G.C.} (^\circ K)} \right) \quad (47)$$

Les coefficients $b_{1,i}$, $b_{2,i}$, $b_{3,i}$ et K_i sont donnés dans la table 4 et sont valables pour des températures situées entre 300 à 1800 K et pour un produit $P_{CO_2} L_e$ compris entre 0.01 et 1 [atm·m]. Alors que les coefficients c_0 , c_1 sont donnés dans la table 5.

Table 4. Constantes considérées dans la détermination de ε_{CO_2}

i	$b_{1,i}$	$b_{2,i}$	$b_{3,i}$	K_i [$atm \cdot m^{-1}$]
1	0.1074	-0.10705	0.072727	0.03647
2	0.027237	0.10127	-0.043773	0.3633
3	0.058438	-0.001208	0.0006558	3.10
4	0.019078	0.037609	-0.015424	14.96
5	0.056993	-0.025412	0.0026167	103.61
6	0.0028014	0.038826	-0.020198	780.7

e- Pouvoir absorbant des fumées A_g

On trouve dans Siegel et Howell (1992) [55] que la forme analytique de A_g s'écrit:

$$A_g = \alpha_{CO_2} + \alpha_{H_2O} - \Delta\alpha \quad , \quad \text{avec}$$

$$\text{Avec} \begin{cases} \alpha_{CO_2} = C_{CO_2} \cdot \varepsilon_{CO_2}^+ \cdot \left(\frac{T_{G.C} + 273}{T_p + 273} \right)^{0.5} \\ \alpha_{H_2O} = C_{H_2O} \cdot \varepsilon_{H_2O}^+ \cdot \left(\frac{T_{G.C} + 273}{T_p + 273} \right)^{0.5} \end{cases} \quad , \quad \Delta\alpha = (\Delta\varepsilon)_{aT_p} \quad (48)$$

$\varepsilon_{CO_2}^+$ et $\varepsilon_{H_2O}^+$ sont déterminées de la même manière que pour ε_g mais à la température de la paroi T_p et dépendent non pas de L_e mais de L où on a :

$$L = L_e \cdot (T_p + 273) / (T_{G.C} + 273) \quad (49)$$

Table 5. Coefficients considérés dans la détermination de ε_{H_2O}

T[K]	c_0	c_1
300	0.683	1.17
600	0.674	1.32
900	0.700	1.27
1200	0.673	1.21
1500	0.624	1.15

IV.4.4. Méthode numérique, résultats et interprétations

La méthode numérique utilisée est la méthode des éléments finis. Vu le caractère tridimensionnel de notre problème, nous avons opté pour un élément hexaédrique, iso-paramétrique à 8 nœuds et dont l'élément de référence prend la forme de la figure 4.16. Le maillage opéré est comme indiqué sur la figure 4.17, où on peut percevoir les différents pas du maillage ainsi que les zones raffinées.

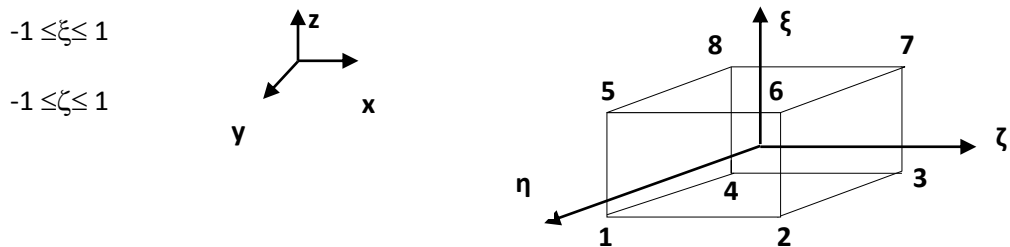


Figure 4.16– Elément de référence.

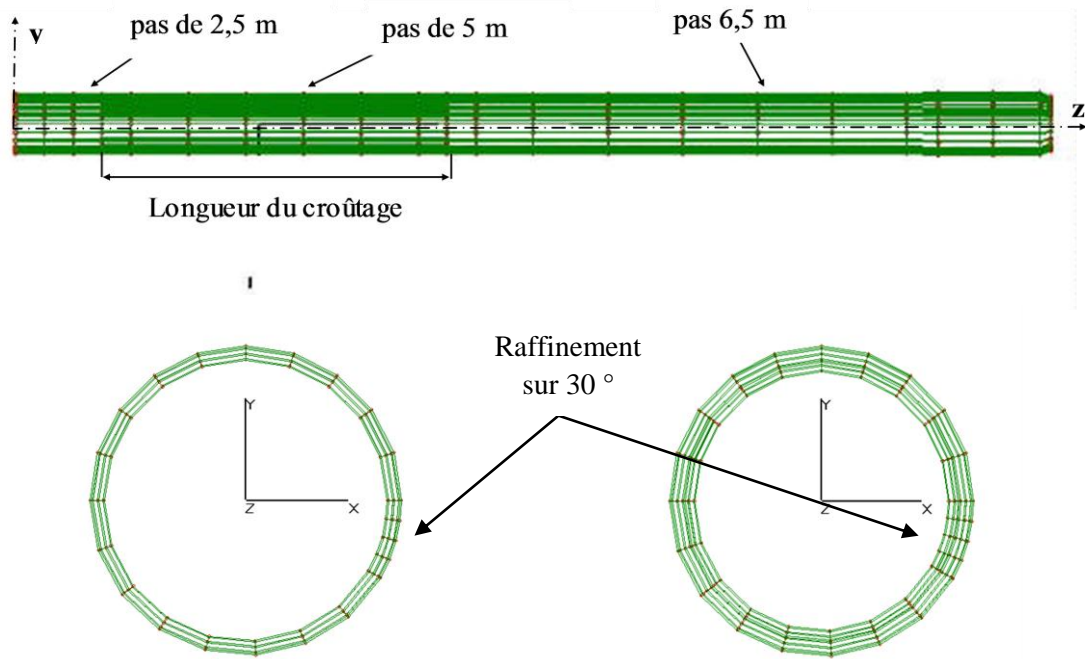


Figure 4.17–Maillages du four.

Les solutions du système d'équations algébriques non linéaires, pour diverses configurations géométriques, sont tracées dans la figure 4.18. Cette même figure comprend, pour comparaison, le relevé réel de la température pris à la cimenterie, online four en service.

La comparaison entre les courbes numériques du four croûté et non fait apparaître deux zones d'intérêts (discontinuités encerclées). Ces zones correspondent exactement aux positions proposées dans les simulations pour le début et la fin de la couche de croûtage.

En comparant maintenant la courbe numérique pour un four croûté avec les relevées réelles du four de cimenterie, on note qu'elles présentent la même allure. On retrouve les mêmes zones de discontinuités dans les deux courbes.

Avec le même raisonnement que pour la courbe numérique (four croûté), on dira que la couche de croûtage dans le cas réel est géométriquement différente. En effet la lecture opérée sur les relevées réelles nous renseigne que la zone réelle de croûtage s'étend de $z = 12.7 m$ à $z = 57.7 m$, avec une longueur de $45 m$ à l'encontre de $30 m$ suggérée dans les simulations.

D'après leurs formes et la hauteur des pics dans ces zones, notre supposition d'une épaisseur de croûtage, moyennement répartie, de $200 mm$ est acceptable. à $z = 0$, les courbes

concordent parfaitement alors qu'à $z = 90\text{ m}$ la différence est flagrante, cela peut être expliqué par le fait que T_{AS} est bonne et que T_{BF} , est loin d'être juste.

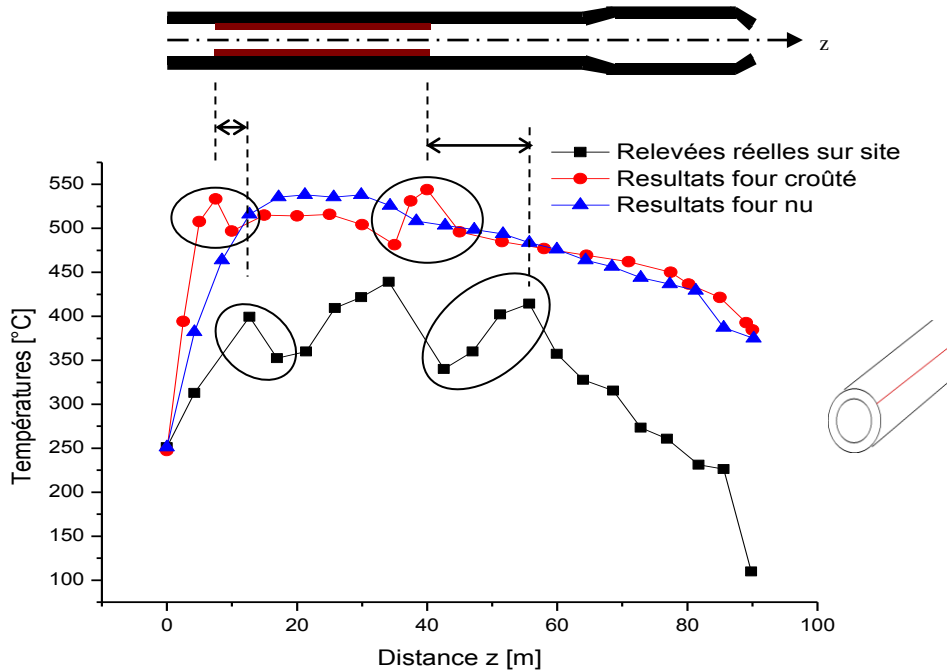


Figure 4.18–La température en fonction de la position axiale z sur une génératrice de la face externe du four.

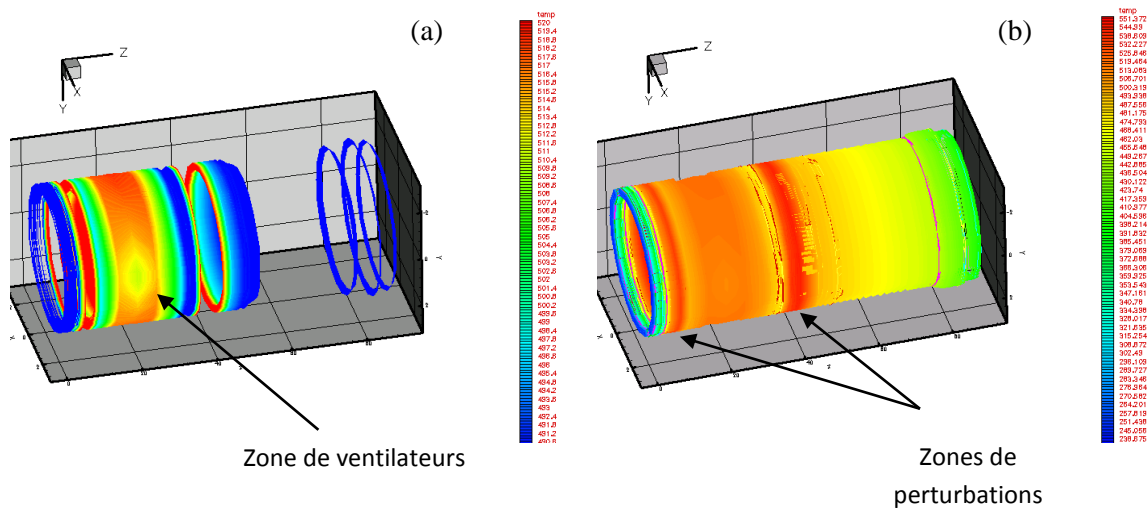


Figure 4.19 – Champs de température en tridimensionnel.

Les deux courbes admettent de grand écart en termes de valeurs. Ces différences sont certainement dues aux coefficients d'échanges utilisés dans les simulations.

La figure 4.19 est une représentation du champ de température en tridimensionnel. Sur la figure 4.19 (a) il est mis en évidence la partie externe de la virole refroidie par la batterie de ventilateurs, et sur la figure 4.19 (b) on peut facilement voir les zones de perturbations, couleur rouge vif.

IV.5. Conclusions

La première partie de ce chapitre traite de l'extension du modèle mathématique. Validé pour une configuration prototype (configuration expérimentale) avec ses propres paramètres, i.e., le facteur de forme, le nombre de Froude et le taux de remplissage, la validité du modèle mathématique a pu être élargie à n'importe quelle autre configuration dite "modèle", par l'adaptation et l'exploitation de la notion de similitude de Henein et al. [22,23].

La géométrie "modèle" est celle d'un four de cimenterie de 4950 mm de diamètre. La taille des particules est de 0.150 mm et le taux de remplissage est de 7.22%. Le four possède une vitesse de rotation variable de 1 rpm à 2 rpm.

Des résultats, étalés ci-dessus, on a conclu sur les faits suivants:

- Avec ces caractéristiques, dans les fours de cimenterie le régime d'écoulement type "Rolling" est inexistant, c'est le type "Cascading" qui se manifeste.
- Plus la vitesse de rotation augmente et plus la forme des "S" se dessine encore plus, le talus est plus allongé, la corde de la surface du lit est plus étendue, la vitesse des particules à la surface du lit est plus grande, le temps de séjour est plus court et l'épaisseur de la couche active a légèrement changée.
- Le centre des tourbillons apparaît très bien en visualisant les lignes de courants, ce qui nous ramène au phénomène de ségrégation dans le cas d'un mélange. il a tendance à s'éloigner de la surface du lit avec l'augmentation de la vitesse de rotation et à se positionner au cœur du talus.

La seconde partie traite des transferts de chaleur. Cette partie nous a permis de mieux voir les répercussions de la couche de croûtage sur le transfert de chaleur, et de mieux comprendre et interpréter les relevées réelles de température in situ à la cimenterie.

Conclusion générale et perspectives

Ce travail de thèse de doctorat a été consacré à la validation du modèle à deux fluides pour la prédiction numérique des écoulements granulaires dans des cylindres rotatifs à l'échelle industrielle. Un premier objectif était d'améliorer notre compréhension physique du comportement de particules présentant une granulométrie dense dans les cylindres rotatifs par la mise en place de modèles mathématiques est la réalisation de simulations numériques, validées par la suite avec des données expérimentales. Le deuxième objectif visait à généraliser ces modèles afin de pouvoir prédire le comportement des matériaux granulaires dans les fours de cimenteries, configurations à l'échelle industrielle. Et enfin un troisième objectif qui consistait à prédire les caractéristiques géométriques de la couche de croûtage dans ces mêmes fours.

Le modèle à deux fluides introduit des couplages entre les phases, à plusieurs niveaux, pour décrire les mécanismes diphasiques. Très précisément, pour décrire les phénomènes liés aux mouvements des particules et la considération des effets de collisions, la théorie cinétique des écoulements granulaires a été utilisée. Cette approche offre de larges possibilités et nous a permis d'établir les équations de transport des grandeurs moyennes de la phase particulaire.

Dans une première validation, les résultats numériques avaient été confrontés avec ceux, de Ding et al. (2001) [10], obtenues expérimentalement et avaient montré des correspondances satisfaisantes sur plusieurs zones d'écoulement.

La modélisation proposée semble être bien adaptée à la simulation des écoulements granulaires denses. Toutefois, la modélisation doit pour progresser d'une part décrire plus précisément les effets liés aux collisions inter particulaires décrits sous le contexte de la théorie d'Enskog et d'autre part, prendre en compte le phénomène de frottement particulaire d'une façon plus efficace englobant la majorité, pour ne pas dire la totalité, des régimes d'écoulements.

De nombreux travaux complémentaires sont nécessaires pour poursuivre le développement et la validation de la nouvelle approche proposée pour l'écoulement des particules à la surface du lit, couche qui vient s'ajouter aux deux couches conventionnelles et connues. Ces travaux futurs toucheront spécialement la caractérisation par des moyens expérimentaux et numériques de cette nouvelle approche.

Il faudrait encore essayer de chercher à améliorer, par l'établissement de nouveaux modèles, la formulation des lois de diffusion de la température granulaire pour ce genre de configurations d'écoulements et les valider expérimentalement et numérique.

D'un autre côté, l'amélioration des corrélations utilisées pour la détermination des coefficients d'échanges conduirait certainement à de meilleurs résultats thermiques et permettrait, un jour, de prédire directement la formation de la couche de croûtage et ses caractéristiques géométriques, et ainsi acquérir un nouvel outil pour une meilleure expertise énergétique de ces installations industrielles

Enfin, étant donné les enjeux industriels, l'approche de cette étude devra être étendue aux écoulements réactifs.

Références

- [1] Anderson, T. B. and Jackson, R., A Fluid Mechanical Description of Fluidized Beds: Equations of Motion, *Ind. Eng. Chem. Fundament.*, 6 (4) (1967) pp 527–539.
- [2] Bagnold, R. A., Experiments on a gravity-free dispersion of large solids spheres in a Newtonian fluid under shear, *Proceedings of the Royal Society*, A225 (1952) 49-63.
- [3] Boateng, A. A. and Barr, P. V., A thermal model for the rotary kiln including heat transfer within the bed, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39 (1996) 2131-2147.
- [4] Boateng, A. A. and Barr, P. V., Granular flow behaviour in the transverse plane of partially filled rotating cylinder, *J. Fluid Mech.*, 330(1997) 233-249.
- [5] Boateng, A. A. and Barr, P. V., Modelling of particle mixing and segregation in the transverse plane of a rotary kiln, *Chem. Eng. Sci.*, 51 (1996) 4167-4181.
- [6] Boateng, A.A., Boundary layer modeling of granular flow in the transversal plane of a partially filled rotating cylinder, *Int. J. of Multiphase Flow*, 24 (1998) 499-521.
- [7] Das Gupta, S., Khakhar, D.V. and Bhatia, S.K., Axial transport of granular solids in horizontal rotating cylinders: Part 1. Theory, *Powder Technol.*, 67 (1991) 145– 151.
- [8] Ding, Y. L. Forster, R., Seville, J. P. K. and. Parker, D. J., Granular motion in rotating drums: bed turnover time and slumping to rolling transition, *Powder Technol.*, 124 (2002) 18-27.
- [9] Ding, Y. L. Forster, R., Seville, J. P. K. and. Parker, D. J., Scaling relationships for rotating drums, *Chem. Eng. Sci.*, 56 (2001) 3737–3750.
- [10] Ding, Y. L., Seville, J. P. K., Forster, R. and Parker, D. J., Solids motion in rolling mode rotating drums operated at low to medium rotational speeds, *Chem. Eng. Sci.* 56 (2001) 1769-1780.
- [11] Ding, Y.L., Forster, R., Seville, J. P. K. and Parker, D. J., Segregation of granular flow in the transverse plane of a rolling mode rotating drum, *Int. J. Multiphase Flow*, 28 (2002) 635-663.
- [12] Drew, D. A. and Segel, L. A., "Averaged Equations of Two-Phase Flow," *Stud. Appl. Math.*, 50 (1971) 205-231.
- [13] Enwald, H., Peirano, E. and Almstedt, A. E., Eulerian two-phase flow theory applied to fluidization, *Int. J. Multiphase Flow*, 22 (Suppl.) (1996) 21-66.
- [14] Ergun, S., Fluid Flow Through Packed Columns, *Chem. Eng. Prog.*, **48** (1952) 89-94.

- [15] Félix, G., Falk, V. and D'Ortona, U., Segregation of Dry Granular Material in Rotating Drum: Experimental Study of the Flowing Zone Thickness, *Powder Technol.*, 128 (2002) 314-319.
- [16] Finnie, G. J., Kruyt, N. P., Ye, M., Zeilstra, C. and Kuipers, J. A. M., Longitudinal and transverse mixing in rotary kilns: A discrete element method approach, *Chem. Eng. Sci.*, 60 (2005) 4083-4091.
- [17] Gidaspow, D., *Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions*, (Academic Press, New York 1994).
- [18] He, J. and Simonin, O., Modélisation numérique des écoulements gaz-solides en conduite verticale, Laboratoire National d'Hydraulique, EDF, Chatou, France, Rapport HE-44/94/021A (1994).
- [19] He, Y.R., Chen, H.S., Ding, Y.L. and Lickiss, B., Solid motion and segregation of binary mixtures in a rotating drum mixer, *Chemical Engineering Research and design*, 85(A7) (2007) 963-993
- [20] Heiligenstaedt, W., *Thermique Appliquée aux Fours Industriels*, Tome 1, Dunod ,paris (1971).
- [21] Henein, H., *Bed Behavior in Rotary Cylinders with Applications to Rotary Kilns*. PhD Dissertation, University of British Columbia, Vancouver, 1980.
- [22] Henein, H., Brimacombe, J.K. and Watkinson, A.P., Experimental study of transverse bed motion in rotary kilns, *Metall. Trans. B*, 14B (1983) 191-205.
- [23] Henein, H., Brimacombe, J.K. and Watkinson, A.P., The modelling of transverse solids motion in rotary kilns, *Metall. Trans. B*, 14B (1983) 207-220
- [24] Huilin, L., Gidaspow, D., Bouillard, J. and Wentie, L., Hydrodynamic simulation of gas-solid flow in a riser using kinetic theory of granular flow, *Chemical Engineering J.*, 95 (2003) 1-13.
- [25] Huilin, L., Gidaspow, D., Hydrodynamics of binary fluidization in a riser: CFD simulation using two granular temperatures, *Chem. Eng. Sci.*, 58 (2003) 3777-3792
- [26] Ian C. Kemp, Comparison of particle motion correlation for cascading rotary kiln, *Proceeding 14th Inter. Drying symp. Sao Paulo Brazil*, vol. B (2004) 790-797.
- [27] Ishii, M., *Thermo-Fluid Dynamic Theory of Fluid-Particle Systems*, Eyrolles (1975), Paris
- [28] Jackson, R., In *Theory of Dispersed Multiphase Flow*, Ed. R.E. Meyer (1983), Academic Press, New York.

- [29] Jaeger, H. M., Nagel, S. R. and Behringer, R. P., Granular solids, liquids, and gases, *Rev. Mod. Phys.*, 68 (4) (1996) 1259-1273.
- [30] Jenkins, J. T. and Cowin, S. C., Theories for Flowing Granular Materials. In *Mechanics Applied to Transport of Bulk Materials*, Ap. Mech. Div. of ASME, 31(1979) 79-89.
- [31] Jenkins, J.T., Savage, S. B., A theory for the rapid Flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles, *J. Fluid Mech.*, 130 (1983) 187-202.
- [32] Johnson, P. C. and Jackson, R., Frictional-collisional constitutive relations for granular materials with application to plane shearing, *J. Fluid Mech.*, 176 (1987) 67-93.
- [33] Kwapinska, M., Saage, G. and Tsotsas, E., Continuous versus discrete modeling of heat transfer to agitated beds, *Powder Technol.*, 181 (2008) 331-342.
- [34] Kwapinska, M., Saage, G. and Tsotsas, E., Mixing of particles in rotary drums: A comparison of discrete element simulations with experimental results and penetration models for thermal processes, *Powder Technol.*, 161 (2006) 69-78.
- [35] Leontiev, A., *Théorie des Echanges de Chaleur et de Masse*, traduit du russe par Polonski, V., édition MIR 1985.
- [36] Liu, X.Y., Specht, E., Guerra Gonzalez, O. and Walzel, P., Analytical solution for the rolling-mode granular motion in rotary kilns, *Chem. Eng. Sci.*, 45 (2006) 515-521.
- [37] Lun, C. K. K., Savage, S. B., Jeffrey, D. J. and Chepurnity, N., Kinetic theories for granular flow: inelastic particles in couette flow and slightly inelastic particles in a general flow field, *J. Fluid Mech.*, 140 (1984) 223-256.
- [38] Mastorakos, E., Massias, A, Tsakiroglou., C. D., Goussis, D. A., Burganos, V.N., and Payatakes, A. C., CFD predictions for cement kilns including flame modelling, heat transfer and clinker chemistry, *Applied Mathematical Modelling*, 23 (1999) 55-76.
- [39] Matchett, A.J. and Baker, C. G.J., Particle residence times in cascading rotary dryers. Part 1 -Derivation of the two-stream model, *Journal of Separation Process Technology*, Vol. 8 (1987) 11-17.
- [40] McNamara, S. and Young, W. R., Inelastic collapse in two dimensions, *Phys. Rev. E*, 50(1994) R28-31.
- [41] Mellmann, J., Specht E. and Liu, X.Y., Prediction of Rolling Bed Motion in Rotating cylinders, *AIChE Journal*, Vol. 50 No.11 (2004) 2783-2793
- [42] Mellmann, J., The transverse motion of solids in rotating cylinders - forms of motion and transition behaviour, *Powder Technol.*, 118 (2001) 251-270.

- [43] Neri, A. and Gidaspow, D., Riser hydrodynamics: Simulation using kinetic theory, *AIChE Journal*, Vol.46 No.1 (2000) 52-67.
- [44] Nieuwland, J. J., van SintAnnaland, M, Kuipers, J. A. M. and van Swaij, W. P. M., Hydrodynamic Modeling of Gas/Particle Flows in Riser Reactors, *AIChE Journal*, Vol.42 No.6 (1996) 1569-1582.
- [45] Ogawa, S., Multi temperature theory of granular materials, in: S.C. Cowin, M. Satake (Eds.), *Proceedings of US-Japan Seminar on Continuum Mechanical and Statistical Approaches in the Mechanics of Granular Materials*, 1978, pp. 208-217.
- [46] Ogawa, S., Umemura, A. and Oshima, N., On the equations of fully fluidized granular materials, *J. Appl. Math. Phys*, 31 (1980) 483-493.
- [47] Orpe, A.V. and Khakhar, D.V., Scaling Relations for Granular Flow in Quasi-Two-Dimensional Rotating Cylinders, *Phys. Rev. E*, 64 031302 (2001).
- [48] Peirano, E. and Leckner, B., Fundamentals of turbulent gas-solid flows applied to circulating fluidized bed combustion, *Prog. Energy Combust. Sci.*, 24 (1998) 259-296.
- [49] Perry, R. H., Green and Maloney, *Perry's chemical engineers' handbook*, McGraw Hill (1997), New York.
- [50] Rutgers, R., Longitudinal mixing of granular material flowing through a rotary cylinder: Part I. Description and theoretical, *Chem. Eng. Sci.*, 20 (1965) 1079-1087.
- [51] Saeman, W. C., Passage of solids through rotary kilns - factors affecting time of passage, *Chem. Eng. Prog.*, 10 (1951) 508-514.
- [52] Savage, S. B., Granular flows down rough inclines: review and extension, *Proc. of US Japan Seminar on New Models and Constitutive Relations in the Mechanics of Granular Materials* ed. By J.T. Jenkins and M. Satake (Eds.), Elsevier, 1983, p. 261-282, 1982.
- [53] Savage, S. B., *The Mechanics of Rapid Granular Flows*, *Advances in Applied Mechanics*, **24**(1984) 289-366.
- [54] Schaeffer, D., Instability in the evolution equations describing incompressible granular flow, *J. Differ. Equat.*, 66 (1987) 19-50.
- [55] Siegel, R. and Howell, J. R., *Thermal Radiation Heat Transfer*, 3^{ème} edition, Hemisphere Publishing Corporation 1992.
- [56] Soufiani, A. and Taine, J., Application of statistical narrow-band model to coupled radiation and convection at high temperature, *Int. J. of Heat and Mass transfer* , 30 (1987) , 437-447.
- [57] Syamlal, M., Rogers, W. and O'Brien, T., *Mfix Documentation Theory Guide*, U.S. Dept. of Energy, Office of Fossil Energy, Tech. Note 1993..

- [58] Van Wachem, B. G. M., Schouten, J. C., van den Bleek, C. M., R. Krishna, R. and Sinclair, J.L., Comparative analysis of CFD models of dense gas-solid system, *AIChE Journal*, Vol. 47 No.5 (2001) 1035-1051.
- [59] Wen, C. Y. and Yu, Y. H., Mechanics of fluidization. *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, 62 (1966) 100-111.
- [60] Yang, R. Y., Yu, L., McElroy, L. and Bao, J., Numerical simulation of particle dynamics in different flow regimes in rotating drum, *Powder Technol.*, 188 (2008) 170-177.
- [61] Yang, R. Y., Zou, R. P. and Yu, L., Microdynamic analysis of particle flow in a horizontal rotating drum, *Powder Technol.*, 130 (2003) 138-146.

Résumé

L'objectif principal de ce travail est d'améliorer la compréhension, via des simulations, des écoulements de matière dans les cylindres rotatifs et de proposer une contribution à la caractérisation de leur hydrodynamique. Les simulations réalisées avec le code de calcul FLUENT ont permis de confirmer la faisabilité de l'approche CFD pour les études hydrodynamiques de systèmes granulaires. La mise en œuvre de l'outil de simulation dans son état actuel a permis de réaliser des études de validation des modèles et de comparer les résultats numériques aux données expérimentales. D'un autre côté, le développement de nouveaux modèles physiques est toujours lié aux applications commerciales à l'échelle industrielle où tout résultat numérique, ou information expérimentalement obtenue, trouve toujours sa place et son emploi dans le cadre globale de l'optimisation des processus industriels. Mais, le manque flagrant de ces informations expérimentales à ce niveau d'échelle, pousse les scientifiques à innover dans le sens des simulations. Dans ce cadre-là, faisant l'objet de la seconde partie de cette thèse, est abordée la simulation numérique des écoulements granulaires dans les fours de cimenterie, où le modèle a fourni un nombre de résultats fort intéressants. Dans la dernière partie, un second modèle mathématique est proposé pour l'étude du transfert de chaleur à travers la paroi solide du four rotatif. La finalité de cette partie est d'arriver à établir, online, une prévision des dimensions de la couche de croutage formée à l'intérieure des fours. Basés sur des profils de température linéaires axiaux des gaz et de la matière à cuire dans le four, les calculs numériques ont été comparés avec des données réelles, pour ne pas dire expérimentales, relevées directement sur site (online) dans la cimenterie de Hamma-Bouziane/Constantine et ont débouchés sur des conclusions intéressantes.

Abstract

The main objective of this work is to improve comprehension, via simulations, of material flows in rotating cylinders and to propose a contribution to the characterization of it's hydrodynamic. Simulations achieved with the code FLUENT allowed to confirm the feasibility of the CFD approach for the hydrodynamic study of granular systems. The implementation of the simulation tool in its current state allowed studies of model validation and comparison of numerical results with experimental data. On another side, the development of new physical models is always related to the commercial applications on an industrial scale where any numerical result, or information obtained experimentally finds always its place as part of the overall optimization of industrial processes. But, the obvious lack of this experimental information at this level of scale pushes the scientists to innovate in the direction of simulations. In this context, being the subject of the second part of this thesis, the numerical simulation of the granular flows in the cements kiln is approached, where a number of interesting results have been provided by the model. In the last part, a second mathematical model has been established for the study of heat transfer through the rotary kiln solid wall. This section concerns the prediction, online, of dimensions of the coating layer formed within the furnace. Based on linear axial temperature profiles of gas and matter, numerical results were compared with real data taken directly on site (online) in the Hamma-Bouziane cement works/ Constantine and showed an interesting finality

ملخص

الهدف الرئيسي من هذا العمل هو تحسين فهم تدفق المواد الصلبة في الأسطوانات الدورية واقتراح مساهمة في التوصيف الهيدرودينامي لهذا الانسياب. وقد أكدت عمليات المحاكاة التي أجريت ببرنامج fluent جدوى نهج CFD لدراسة هيدروديناميكية النظم الحبيبية. وقد أدى تنفيذ المحاكاة في وضعها الحالي للقيام بدراسات المصادقة على صحة النماذج ومقارنة النتائج الرقمية مع البيانات التجريبية هذا من ناحية، و من ناحية أخرى فإن تطوير نماذج فيزيائية جديدة دائما متعلق بالتطبيقات التجارية على المقاييس الصناعية حيث انه كل نتيجة رقمية أو معلومة تجريبيا متحصل عليها، تجد دائما مكانها واستعمالها في تحسين عمليات التصنيع. لكن النقص الواضح لهذه المعلومات التجريبية على هذا المستوى من المقاييس، يقود العلماء للابتكار في اتجاه المحاكاة. في هذا الإطار، نناقش في الجزء الثاني من هذه الأطروحة المحاكاة الرقمية لتدفقات النظم الحبيبية في أفران الأسمنت، حيث ان هذا النموذج قدم العديد من النتائج المثيرة للاهتمام. في الجزء الأخير، نقترح نموذج ثاني لدراسة الانتقال الحراري عبر الجدران الصلبة للفرن الدوار. الغرض من هذا الجزء هو الحصول على توقعات حجم طبقة القشرة المنشأة داخل الفرن بناء على ملامح محورية خطية لدرجة حرارة الغاز و المواد في الفرن، تمت مقارنة الحسابات الرقمية مع البيانات الحقيقية (لكي لا نقول التجريبية) التي تقاس مباشرة على الفرن المتواجد بمصنع الاسمنت الحامة بوزيان بولاية قسنطينة.