

Étude numérique d'écoulement diphasique co-courant ascendant dans une conduite annulaire verticale et concentrique

1st H. Goudmi, 2nd R. Benderradji, 3rd A. Beghidja

1st Laboratory of Renewable Energies and Sustainable Development (LERDD), Frères Mentouri University, Constantine1-Algeria , And Mohamed El-Bachir El-Ibrahimi University, Bordj Bou Arreridj- Algeria

2nd Laboratory of Renewable Energies and Sustainable Development (LERDD), Frères Mentouri University, Constantine1-Algeria And Mohamed Boudiaf University, M'Sila- Algeria

3rd Laboratory of Renewable Energies and Sustainable Development (LERDD), Frères Mentouri University, Constantine1-Algeria
goudmi@yahoo.fr

Résumé— Cette étude porte à la simulation numérique d'écoulement diphasique vertical ascendant dans une conduite annulaire en utilisant le code de calcul commercial Fluent. La conduite est de diamètre interne $D_T=12.7$ mm et externe $D_C=38.1$ mm et de longueur $L=16$ m, est la même que celle utilisée par Das et al. Cette étude est effectuée pour une vitesse du gaz variable et à une vitesse de liquide constante égale à 0.14m/s. Les régimes à bulles, à poche (ou à bouchons de liquide), à forte coalescence et annulaire sont observés et tracés par les champs des fractions volumiques de l'air. Les résultats obtenus sont validés et conformes avec ceux trouvés par de Das et al(1999).

Keywords—Régimes d'écoulements diphasiques, modèle VOF (volume de fluide), fractions volumiques, tube annulaire.

I. INTRODUCTION

Les écoulements diphasiques eau-air et liquide-vapeur se rencontrent dans des systèmes industriels, tels que, le transport du gaz naturelle et du pétrole, les centrales thermiques (classiques ou nucléaires)..ect. Plusieurs problèmes ont été rencontrés dans ces systèmes industriels et sont restés à résoudre. Les manques d'analyses et de simulation numérique de ces systèmes industriels, liés à des problèmes de performance et/ou de sûreté, demandent de plus en plus une meilleure connaissance physique des caractéristiques locales des écoulements. L'approche Volume Of Fluid (VOF) du modèle à deux fluides permet une description détaillée des écoulements diphasiques du fait de l'écriture des bilans de masse, de quantité de mouvement pour chacune des phases. Les termes de transferts interfaciaux apparaissant lors de l'établissement des équations moyennées du modèle rassemblent toutes les caractéristiques des interactions entre les deux phases. C'est pourquoi les phénomènes de transition entre des régimes d'écoulements diphasiques liquide-gaz, adiabatiques, non réactifs, dans des géométries simples ou des configurations multidimensionnelles caractéristiques font l'objet de nombreuses études en particulier les géométries des tubes annulaires.

Ils existent des travaux récents publiés sur les régimes d'écoulement de conduite verticale ascendant suggèrent la présence de cinq régimes d'écoulement de base: bulle, bulle dispersée, bouchon de liquide ou poche de gaz, de forte coalescence et annulaire. Ces travaux expérimentaux rével-

ent que, bien que les mêmes modèles d'écoulement se produisent dans les conduites annulaires, leurs caractéristiques peuvent être substantiellement différentes. Deux paramètres géométriques identifient ces régimes: le rapport de diamètre du tube annulaire $K=(D_T/D_C)$ et le degré d'excentricité $e=(2DBC/(D_C-D_T))$. Où DBC est la distance entre les centres des deux conduites. Les anneaux peuvent avoir des valeurs d'excentricité variant de zéro à un. La Fig. 1 (Caetano 1992 et al. [1]) montre les sections transversales des anneaux avec la même valeur de rapport de diamètre de tuyau, K, et pour des excentricités de 0,0, 0,5 et 1,0.

Donc ; les régimes d'écoulement diphasiques en conduite annulaires sont présentées sur les Fig., 1, 2 et 3 tracés par [1].

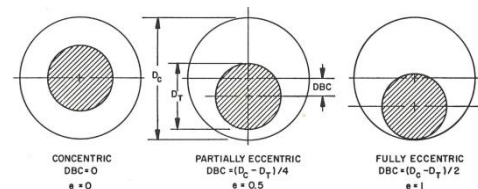


Fig. 1. Configuration des anneaux

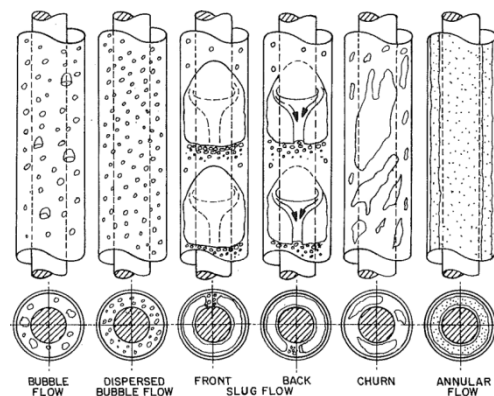


Fig. 2. Modèle d'écoulement dans un écoulement vertical ascendant à travers un annulaire concentrique [1]

Plusieurs recherches expérimentales de [1], [2], [3], [4], et [5], [6], [7], théoriques ou analytiques de [8], [9], [10], [11], [12] sont effectuées sur les écoulements diphasiques gaz/liquide, vapeur/liquide ascendant ou descendant dans les

tubes annulaires ont permis de l'identifier leurs structures globales et leurs régimes.

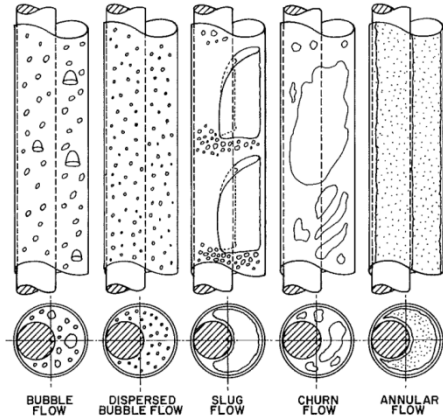


Fig. 3. Modèle d'écoulement dans un écoulement vertical ascendant à travers un annulaire excentrique [1]

Pas mal des études qu'ont été consacrées à identifier ces phénomènes affectant le développement de ce type d'écoulement. En conséquence, dans une configuration à tube annulaire concentrique, nous avons réalisé une étude numérique capable d'apporter quelques détails physiques de l'influence de la vitesse d'entrée d'air où la vitesse d'eau reste constante dans tous les calculs égale à 0.14m/s. La capacité de prise en compte des phénomènes ainsi observés par des expériences et des modélisations classiquement rencontrées dans la littérature pouvait en outre être analysée au moyen du code commercial Fluent.

II. DESCRIPTION DE LA CONFIGURATION ET MODELE NUMERIQUE

En basant sur l'expérience de Das et al. [1] pour réaliser notre étude, en utilisant la même configuration, ils ont effectué leurs études dans une conduite verticale d'une section annulaire de longueur $L=16m$ et de diamètre interne et externe égales à 12.7mm et 38.1mm, respectivement, voir la Fig. 4.

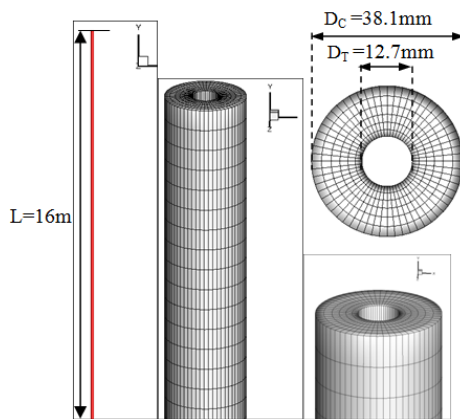


Fig. 4. Géométrie et maillage du domaine de calcul

A. Méthode numérique

• Equations gouvernantes

Dans le présent travail, le mouvement isotherme d'un écoulement diphasique incompressible a été considéré comme le scénario d'écoulement. Cette condition a été

simulée avec le modèle Volume of Fluid (VOF), initialement présenté par Hirt et Nichols [13] basé sur l'approche eulérienne-eulérienne. En outre, Fluent [14] utilise un schéma de capture d'interface haute résolution (HRIC) basé sur le schéma de capture d'interface compressive pour les maillages arbitraire introduit par Ubbink, O. [15] et amélioré par S. Peric et Muzaferija [16], le schéma de géo-reconstruction [14] a été utilisé. Dans la méthode VOF, les champs pour toutes les variables et les propriétés sont partagés par les phases et représentent les valeurs moyennées en volume, à condition que la fraction volumique de chacune des phases soit connue à chaque position. Par conséquent, un seul ensemble d'équations est résolu à travers le domaine d'écoulement, qui dépend des fractions volumiques de toutes les phases à travers les propriétés ρ et μ . Pour un système à deux phases, ρ et μ sont liés à la fraction volumique par les relations suivantes:

$$\rho = \alpha\rho_1 + (1-\alpha)\rho_2 \quad \text{et} \quad \mu = \alpha\mu_1 + (1-\alpha)\mu_2. \quad (1)$$

L'équation de continuité, l'équation (2), assure un bilan massique dans le domaine d'écoulement. L'équation de mouvement, l'équation (3), représente les forces qui agissent sur le système. Une fois que l'approche de Reynolds pour la modélisation de la turbulence est appliquée, les équations de Navier-Stoke peuvent être écrites sous forme de tenseur cartésien de la manière suivante:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial p}{\partial x_j} \left[\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u_i u_j})_i \quad (3)$$

Où u_i est la composante i de la vitesse du fluide u , x_j est la coordonnée spatiale j , P est la pression statique, μ_{eff} est la viscosité effective, δ_{ij} est le delta de Kronecker et $-\rho \overline{u_i u_j}$ est les contraintes de Reynolds. Le suivi de l'interface (s) entre les phases est réalisé par la solution d'une équation de continuité pour la fraction volumique (α) d'une (ou plusieurs) des phases. Le champ de la fraction volumique aura les valeurs suivantes: $\alpha = 0$ si la cellule est vide, $\alpha = 1$ si la cellule est pleine, $0 < \alpha < 1$ si la cellule contient l'interface entre les deux fluides. Pour la $q^{\text{ième}}$ phase, cette équation a la forme suivante:

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_k u_i)}{\partial x_i} = \frac{S \alpha_k}{\rho_k} \quad (4)$$

Où ; S est une source, l'équation de la fraction volumique ne sera pas résolue pour la phase primaire; la fraction volumique de la phase primaire sera calculée en fonction de la condition:

$$\sum_{k=1}^n \alpha_k = 1 \quad (5)$$

La tension de surface à une interface entre deux fluides est le résultat d'un déséquilibre des forces d'attraction entre les molécules à l'interface entre deux fluides. Dans le modèle VOF, la tension superficielle est introduite comme une force corporelle agissant sur les cellules de la grille qui contiennent l'interface en ajoutant un terme de source d'impulsion à l'équation de quantité de mouvement. Dans Fluent, le modèle de tension de surface est le modèle CSF (Continuum Surface Force) proposé par Brackbill et al. [17].

La chute de pression à travers la surface dépend de la valeur de la tension superficielle.

Le fait que les deux fluides sont supposés partager les mêmes équations de quantité de mouvement restreint la pertinence de la méthode VOF pour les cas où la différence de vitesse entre les deux fluides est importante. La solution à l'ensemble des équations a été obtenue en utilisant le code commercial Fluent. Pour le calcul des flux aux interfaces du volume de contrôle requises par le modèle VOF, un schéma de discrétisation de second ordre a été utilisé.

Il est important de prendre en compte les turbulences de la simulation numérique car il est évident que même dans les cas de faibles débits, les bulles de Taylor qui montent à travers le liquide créent un film en développement autour d'eux-mêmes et un sillage à la queue.

Un gradient de vitesse élevé devrait se produire à l'interface gaz-liquide, le gaz se déplaçant beaucoup plus rapidement que la phase liquide. Afin de simuler la turbulence, le modèle standard de k - ε , Launder and Spalding [18], qui exige que le flux soit entièrement turbulent, a été utilisé pour plusieurs raisons; le modèle est efficace sur le plan des calculs, est mis en œuvre dans de nombreux codes commerciaux, la géométrie du tuyau n'est pas compliquée et il a démontré sa capacité à simuler correctement de nombreux processus industriels, y compris le flux multiphase. Shen et al. [19] ont appliqué le modèle k - ε avec VOF. Le modèle est décrit par les équations elliptiques suivantes nécessaires à la fermeture des équations de Navier Stokes de Reynolds moyennées (RANS):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \bar{\rho}\varepsilon - Y_M + S_k \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}u_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\bar{\rho}\varepsilon}{k} (G_k + C_{\varepsilon 3} G_b) - C_{\varepsilon 2} \frac{\bar{\rho}\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (7)$$

Dans les équations indiquées ci-dessus, k est l'énergie cinétique turbulente; ε est le taux de dissipation de k . σ_k , σ_ε , C_1 et C_2 sont des constantes dont les valeurs sont 1.0, 1.3, 1.44 et 1.92 respectivement, u_i est la composante i de la vitesse du fluide u , x_j est la coordonnée spatiale j . La viscosité du fluide doit être corrigée en fonction de la turbulence dans les équations de Navier-Stokes en utilisant une viscosité effective $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ où μ est la viscosité dynamique et μ_t est la viscosité turbulente.

- *Conditions aux limites et initiales*

Une fois le maillage généré, les frontières du domaine de calcul sont spécifiées. Les spécifications de type limite définissent les caractéristiques physiques et opérationnelles du modèle au niveau des entités topologiques qui représentent les limites du modèle. Aux parois, les conditions ont été supposées être sans glissement, et l'approche de la fonction de paroi est utilisée. La condition sans glissement ($v=0$) est la condition appropriée pour la composante de vitesse sur les parois solides, puisque le fluide en contact avec la paroi est stationnaire. À l'entrée, les vitesses pour les deux phases ont été désignées comme des vitesses superficielles. Les phases ont été clairement définies avec la phase primaire en tant qu'eau et la phase secondaire en tant qu'air. La fraction volumique et la densité de chaque phase ont été toutes deux prescrites à l'entrée. Le

résumé des spécifications des conditions aux limites est le suivant:

Entrée Entrée d'une vitesse
Sortie Sortie d'une pression
Paroi Condition de non-glissement

Le domaine était initialement représenté comme plein de phase liquide, sauf, il reste certaine petite distance est remplie par l'air atmosphérique avec des champs des vitesses égales à zéro.

- *Algorithme de solution*

Afin de résoudre numériquement le système des équations aux dérivées partielles, la discrétisation des équations a été réalisée en utilisant le solveur Fluent qui est basé sur la méthode de volume fini (FVM).

Comme Fluent utilise un solveur séparé pour VOF, se schéma de discrétisation de leurs paramètres est explicite, les équations de continuité et de quantité de mouvement doivent être liées. Diverses techniques sont rapportées dans la littérature. Cependant, l'algorithme PISO (Pressure implicit with Splinting of Operators), qui signifie Méthode implicite pour les équations liées à la pression, Patankar et Spalding [20], est appliqué pour contrôler la solution globale en raison de ses bonnes performances pour trouver une solution convergente rapidement. En outre, le solveur itératif a été considérablement accéléré en utilisant une technique multigrille algébrique (AMG) pour obtenir un meilleur taux de convergence.

Des facteurs de relaxation de 0,3, 0,7 et 0,8 respectivement ont été appliqués sur les paramètres de pression, du moment et de l'énergie cinétique turbulente, comme recommandé par Fluent.

B. Paramètres d'écoulement diphasique

Les paramètres de l'écoulement diphasiques (gaz et liquide) sont présentés sur le Table. I. Elles définies par les vitesses des deux phases. Ces paramètres sont choisis à partir de la carte de Das et al. [1], là pour suivie les régimes d'écoulement diphasique rencontrés.

TABLE I. PARAMÈTRES D'ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES

Vitesse du gaz (Air)	Vitesse d'eau
0.05	0.14
0.1	0.14
0.123	0.14
0.244	0.14
0.37	0.14
0.955	0.14
2.11	0.14
5	0.14
12	0.14

C. Effet de maillage

Le type de maillage 3D sélectionné est quadrilatère structuré et raffiné plus près de la surface du tube interne. Avant de faire le calcul, on a vérifié et confirmé quel est le maillage choisis. Le maillage choisi est dépend à la précision et le temps de calcul. On a pris trois maillages différents indiqués ci-dessous dans le Table. 2.

Nos tests de simulation sont effectuées à une vitesse de liquide $U_1 = 0.14 \text{ m/s}$, maintenue constante, et pour une vitesse d'air variable, sont indiquées sur le Table. 1. L'effet du maillage est présenté par la vitesse superficielle de la

bulle en fonction du temps pour des vitesses d'air et d'eau égales à 5m/s et 0.14m/s, respectivement sur la Fig. 5. Cette figure montre que l'évolution de la vitesse est donnée presque la même allure pour les trois maillages, mais les deux maillages M2 et M1 ayant des résultats proches. Donc, en basant sur cette remarque pour choisir le maillage conformant la précision et le temps de calcul court. Donc, on peut sélectionner le Maillage M2 qui comporte 647260 cellules correspondant 687479 nœuds.

TABLE II. PRESENTATION DE TROIS YPES DU MAILLAGE

Type des maillages	Nombre de cellules
M 1	292314
M 2	647260
M 3	1263732

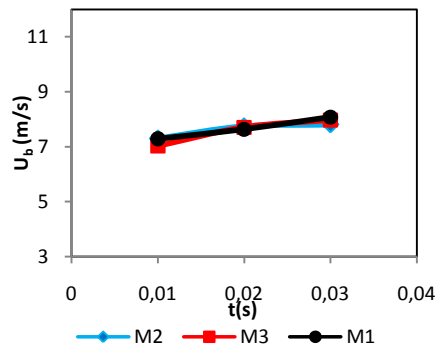


Fig. 5. Présentation de l'effet du maillage, effectué pour $U_g=5\text{m/s}$ et $U_l=0.14\text{m/s}$

D. Validation

Afin de donner plus de confiance de nos résultats trouvés par la simulation numérique tridimensionnelle, nous avons les comparés avec ceux obtenus par l'expérience de Das et al. [6].

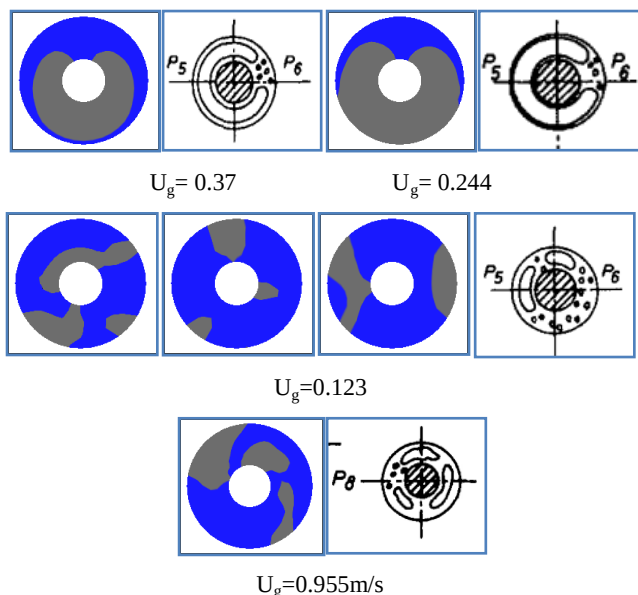


Fig. 6. Validation de nos résultats, comparaison trois régime d'écoulement : a) régime à bulles, b) régime à poches et c) régime à forte coalescence de nos résultats présentés par la fraction volumique et les schémas des travaux de Das et al. sont effectués pour $U_l=0.14\text{m/s}$

On constate que les fractions volumiques de l'air du calcul numérique (voir la Fig. 6 presque donnent une conformité lisible et claire avec les schémas de Das et al.[6]. Donc, nous serons présentés et analysés les résultats sans difficulté.

III. RESULTATS ET DISCUSSION

A. Régimes d'écoulements observés

Avant de donner un détail pour les résultats du calcul numérique, on peut présenter les régimes d'écoulements observés, on cite:

• Le régime à bulles

Ce régime d'écoulement est caractérisé par une phase gazeuse (air) discontinue qui est distribuée sous la forme des bulles discrètes s'élevant à travers une phase liquide (d'eau) continue. Ces bulles d'air discrètes ont tendance à avoir une forme sphérique et à présenter un glissement à travers la phase liquide en raison des forces de flottabilité. Le profil d'écoulement des bulles se produit à des vitesses de l'air superficielles faibles aux faibles vitesses moyennes superficielles de liquide.

Ce régime est effectué dans des conditions d'écoulement diphasique où la vitesse de l'air égale à 0.05 m/s et pour une vitesse d'eau égale à 0,14 m/s. La Fig. 7, présente les iso-surfaces colorées par la fraction volumique de l'air. On observe que la première grosse bulle notée bulle de Taylor est collée et entourée à la surface du tube interne et quelques petites bulles d'air au-dessous en arrière de celle-ci ont des tailles différentes et sont dispersées dans la phase liquide continue. La taille de celle-ci (beaucoup plus petite que le diamètre du tuyau), la forme (généralement sphérique ou allongée) et la distribution (uniforme, point culminant ou crête) de la densité des bulles dépendent de la géométrie et du vertical de la conduite.

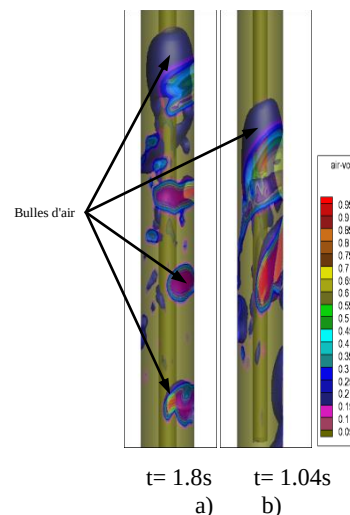


Fig. 7. Iso-surfaces colorées par les fractions volumiques de l'air: a) $u_g=0.05\text{ m/s}$, b) 0.1m/s pour $u_l=0,14\text{ m/s}$

• Le régime à poches

La régime à poches se produit sur une large gamme de débits et est l'un des régimes d'écoulement les plus fréquemment rencontrés dans les écoulements diphasiques. Il est caractérisé par l'écoulement alternatif de l'air et de liquide. La phase gazeuse (air) apparaît sous deux formes différentes: de grandes bulles et des petites bulles sphériques

dispersées dans la phase eau. Les grandes bulles occupent presque toute la section transversale de la configuration et se déplacent uniformément vers le haut. La phase liquide (d'eau) apparaît à la fois sous la forme de bouchons de liquide qui pontent la section transversale de la conduite et sous la forme de films liquides tombants qui s'écoulent vers le bas entre les grandes bulles (poches) et les parois des tubes. Les bouchons liquides (eau) qui séparent les grandes bulles successives contiennent les petites bulles de gaz (d'air) sphériques dispersées. La distribution complexe des deux phases et la nature du régime intermittent rendent l'écoulement de poches difficile à modéliser.

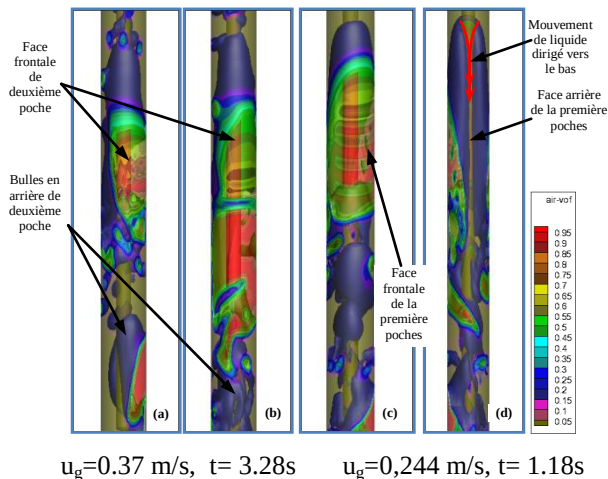


Fig. 8. Iso-surfaces colorées par les fractions volumiques de l'air pour $u_l=0,14$ m/s

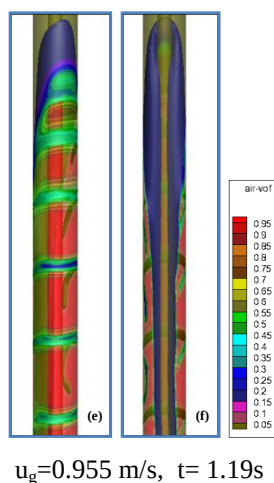


Fig. 8. Iso-surfaces colorées par les fractions volumiques de l'air pour $u_l=0,14$ m/s (Continue).

Les Fig. 8 (a), (b), (c), (d), (e) et (f), présentent les iso-surfaces colorées par la fraction volumique de l'air, elles sont effectuées dans des conditions d'écoulement diphasique où la vitesse du gaz prend les valeurs (0,244, 0, 37, 0,955) m/s et la vitesse de l'eau égale à 0,14 m/s, maintenue constante. Le régime observé sur cette figure est le régime à poches. On observe aussi que, la forme de ces grandes bulles est non symétrique par rapport au axe de l'anneau, elle est comporte deux faces, l'une frontale et l'autre en arrière en face opposée de celle-ci. La première face occupe presque toute l'espace annulaire, tandis que la deuxième comporte d'une cavité ouverte vers le centre de l'anneau. Le

liquide (l'eau) circulant contenu la cavité est dirigé en sens inverse de l'écoulement principal.

- *Le régime à forte coalescence*

Ce régime est peut être similaire au régime à poche. Cependant, il est beaucoup plus chaotique, mousseux et désordonné. La bulle de Taylor devient petite et sa forme est déformée. Le liquide (l'eau) entre les bulles de Taylor successives est également déformé à plusieurs sites par l'air qui lui s'écoule avec une vitesse élevée voir la Fig. 9, donc le taux de présence de l'air est important. Dans ce type du régime, les poches d'air seront devient de plus en plus allongés. Comme cela arrive, le liquide (l'eau) dans la poche retombe, s'accumule, forme un pont temporaire et est de nouveau soulevé vers le haut par l'air. Cette direction alternée pour le mouvement du liquide (eau) est une caractéristique typique de à fort coalescence.

- *Le régime annulaire*

Un écoulement annulaire se produit à des vitesses de gaz superficielles élevées et est caractérisé par une phase gazeuse (air) continue à déplacement rapide circulant dans le noyau de la section transversale de l'anneau est présenté sur la Fig. 10. La phase liquide (l'eau) s'écoule à la fois sous forme de films liquides mouillant les parois des tubes et sous la forme de petites gouttelettes d'eau entraînées dans le noyau gazeux (l'air). Le film extérieur, qui mouille la paroi du tube externe, est habituellement plus épais que le film interne qui s'écoule sur la paroi externe du tube interne. Les gouttelettes de l'air et de l'eau circulant dans le noyau peuvent être considérées comme un mélange homogène en raison de la grande vitesse de la phase gazeuse (air).

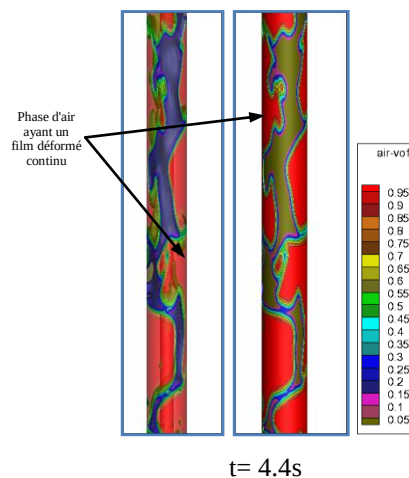


Fig. 9. Iso-surfaces colorées par les fractions volumiques de l'air: a) $u_g=5$ m/s pour $u_l=0,14$ m/s

B. Régimes de transitions

Sont caractérisés par l'apparition en alternance des bulles et des poches de gaz. La différence majeure entre l'écoulement à bulle allongée et l'écoulement à poches est que l'écoulement à bulle allongée n'a pas de bulles de gaz entraînées dans la poche liquide.

- *Transition du régime à bulles vers le régime à poches*

Ensuite, des simulations numériques ont été faites pour un débit d'eau fixe (correspond une vitesse du liquide $U_l=0,14$ m/s) faisant varier le débit d'air jusqu'à ce que les critères de transition entre le débit de la bulle et celui du

bouchon soient satisfaits. Les vitesses d'écoulement de l'air et de l'eau au niveau desquelles, le profil d'écoulement de bulles change en écoulement de poches sont tracées dans la Fig. 17 de la carte d'écoulement de Das et al [3]. Ensuite, le débit d'air est changé à l'étape et les mêmes procédures sont suivies pour obtenir le point suivant de la carte du régime d'écoulement. Si la coalescence est favorisée, de plus grandes bulles se forment et elles se déplacent vers le centre des anneaux, montrant le schéma de pointe du noyau avant le régime d'écoulement des poches. Un autre indice qui justifie la transition du régime bulles/poches est la densité des petites bulles, trouvées entre les grosses bulles de Taylor, elle est augmentée ou importante.

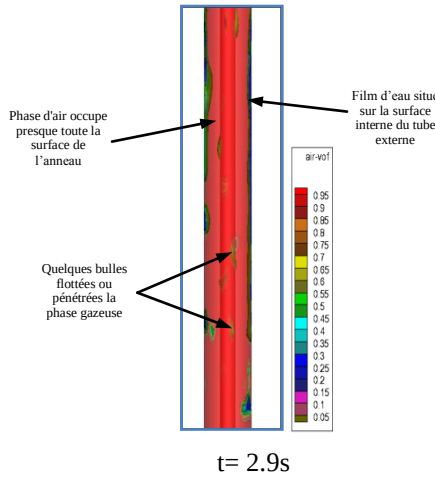


Fig. 10. Iso-surfaces colorées par les fractions volumiques de l'air: pour $u_g=12$ m/s et $u_l=0,14$ m/s.

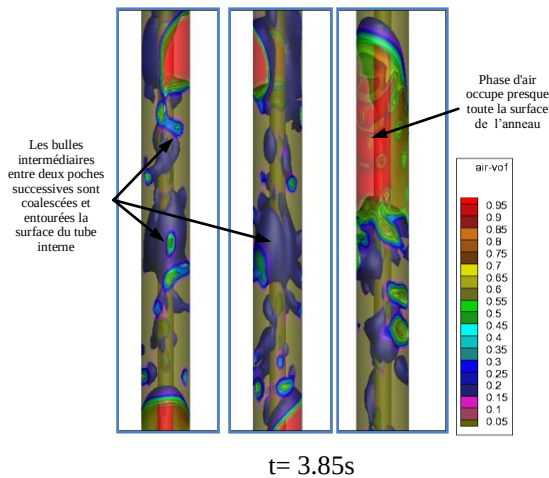


Fig. 11. Iso-surfaces colorées par les fractions volumiques de l'air présentées la transition de régime à bulles/ à poches a) $u_g=0,123$ m/s pour $u_l=0,14$ m/s

Pour une comparaison de la limite de transition bulles /poches estimée par le calcul numérique, là où $U_g = (0.123$ et $0.1)$ m/s, avec les résultats expérimentaux disponibles observés par la carte de Das et al. (1999) est représentée sur la Fig. 11. On peut voir sur cette figure que les résultats numériques correspondent bien à l'observation expérimentale.

- *Transition du régime à poches vers le régime à forte coalescence*

La deuxième transition poches / forte coalescence est calculé pour $U_g=2.11$ m/s est présenté sur la Fig. 12. On constate que la longueur des poches là est plus allongée que celle de la première transition. Cette remarque est traduite par la position du point correspondant cette vitesse sur la carte de Das et al [3]de la Fig. 17.

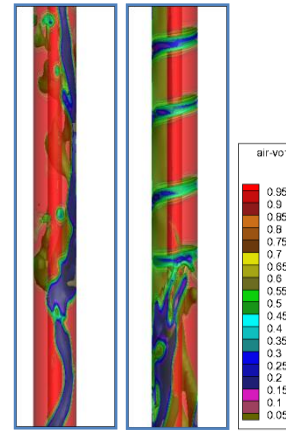


Fig. 12. Iso-surfaces colorées par les fractions volumiques de l'air présentées la transition de régime à poche / à forte coalescence a) $u_g=2.11$ m/s pour $u_l=0,14$ m/s

C. Effet de vitesse de l'air sur les processus physiques rencontrés

- *Processus de coalescence*

Plusieurs processus qu'ont été observé par les chercheurs avant et les observés durant cette étude, en cite deux, le processus de coalescence des bulles ou des poche, le zigzag des bulles. Concernant le processus de coalescence, il est observé dans tous les cas de vitesse de l'air soit pour les bulles ou soit pour les poches. Dans les deux cas ce processus est géré par l'augmentation de la taille des poches ou des bulles en fonction du temps et durant le déplacement de celles-ci.

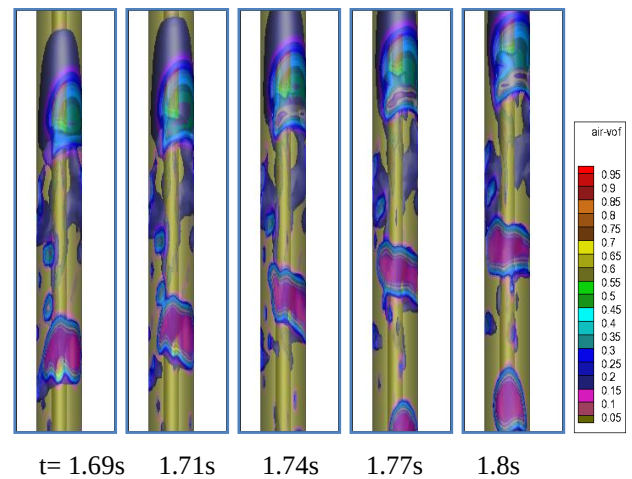


Fig. 13. Iso-surfaces colorées par les fractions volumiques de l'air présentées le régime à bulles pour $U_g=0,05$ m/s pour $U_l=0,14$ m/s

- *Processus de zigzag*

Tandis que le processus de zigzag a été capté habituellement seulement dans les bulles, rarement le observé dans les poches.

Ces deux processus sont présentés pour une vitesse d'air $U_g = (0.05, 0.123 \text{ et } 0.37) \text{ m/s}$ sur les Fig. 13, 14, 15 et 16 superposés et suivis avec les régimes d'écoulement diphasique.

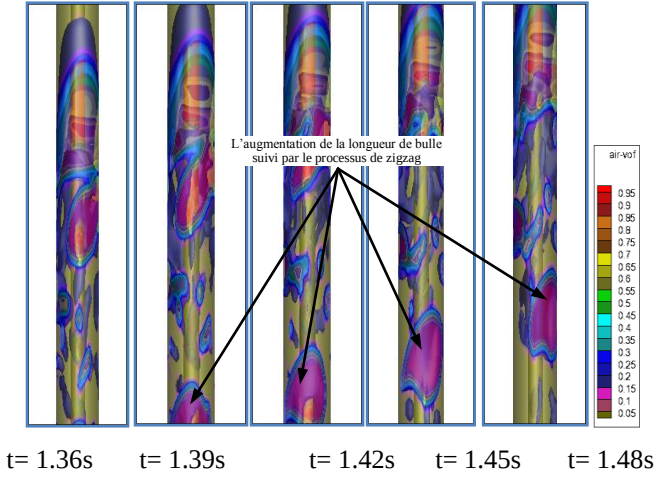


Fig. 14. Iso-surfaces colorées par les fractions volumiques de l'air présentées le régime à bulles pour $U_g=0,1 \text{ m/s}$ pour $U_l=0,14 \text{ m/s}$

D. Effet de la vitesse de l'air sur le comportement d'écoulement sur les plans de symétrie croisés verticaux

On peut identifier dans les suivantes présentations les différents régimes d'écoulement diphasique aux plans symétrie croisés verticaux ($x=0$ et $z=0$) par des champs de fraction volumique de l'air temporelle successifs enregistrée au cours de simulation avec un pas du temps $\Delta t = 0.03s$.

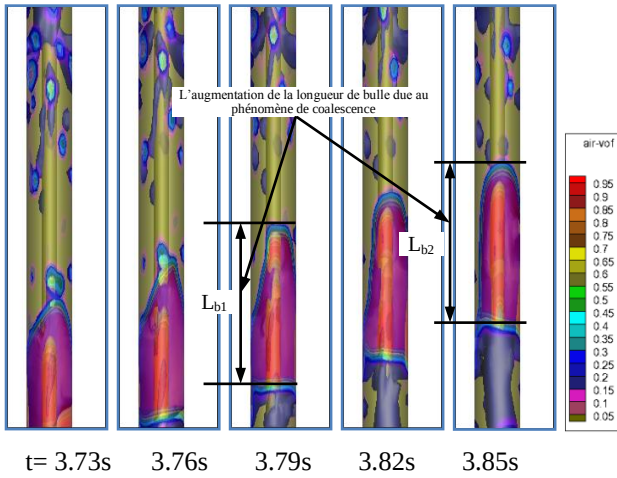


Fig. 15. Iso-surfaces colorées par les fractions volumiques de l'air présentées la transition de régime à bulles/à poches a) $U_g=0,123 \text{ m/s}$ pour $U_l=0,14 \text{ m/s}$

• Le régime à bulles

La Fig. 18 représente les iso contours de la fraction volumique de l'air à $U_g=0.05 \text{ m/s}$ pour $U_l=0.14 \text{ m/s}$ à deux instants successifs $t = 1.69s$ et $1.71s$. On observe une coupe complète de la bulle débutante de Taylor sur le plan $x=0$, tandis qu'elle est affichée par une coupe moitié et sont suivies par des petites bulles dispersées dans l'espace annulaire sur le plan $z=0$. Ces bulles intermédiaires de Taylor ont de densité faible dans cette espace. Ces remarques indiquant de non occupation totale du bulle de

Taylor de l'espace annulaire, là elles expliquant le régime à bulles.

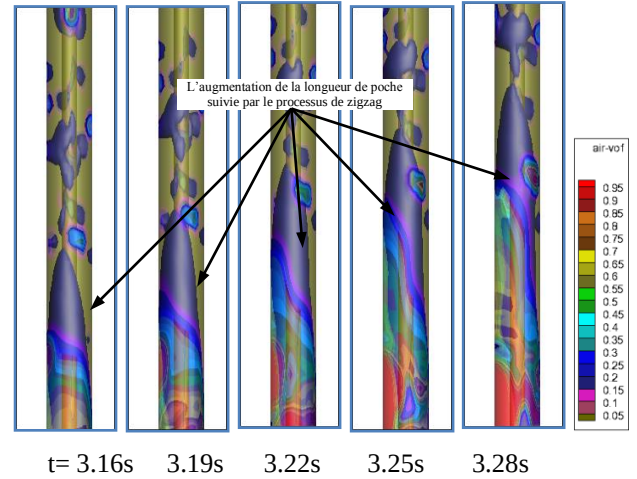


Fig. 16. Iso-surfaces Q colorées par les fractions volumiques de l'air présentées le régime à poche pour $U_g=0,37 \text{ m/s}$ pour $U_l=0,14 \text{ m/s}$

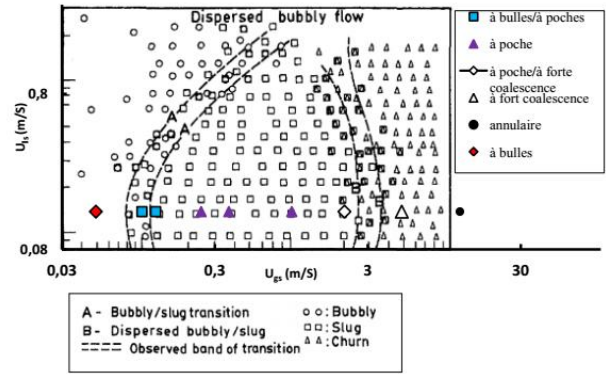


Fig. 17. Points des vitesses choisis plotés sur la carte d'écoulement eau-air de Das et al. [3]

• Le régime à poche

Ce régime est observé dans la Fig. 19 pour une vitesse d'air $U_g=0,244 \text{ m/s}$ et $U_l=0.14 \text{ m/s}$ à deux instants successifs. Sur cette figure, la coupe des poches débutantes apparaissent sont uniformes et symétriques par rapport au tube interne sur le plan $x=0$. Tandis qu'elles apparaissent leurs moitiés sur le plan $z=0$. Les bulles de Taylor allongées (les poches) ont des tailles importantes. Ceci expliqué par le phénomène de coalescence. Lorsqu'on augmente la vitesse de l'air, ces poches seront prenes des formes instables.

E. Champs et distributions transversales des fractions volumiques locales et des vecteurs vitesse totale du mélange

• Sur les plans (xoz) et selon les axes ox et oz

La visualisation qualitative de la distribution transversale des fractions volumiques locales et des vecteurs de vitesse totale des deux suivis par leurs champs permet de donner une meilleure compréhension de la qualité des prédictions. Sur les Fig. 20 à 22 présentent les champs de la fraction volumique d'air et des vecteurs de la vitesse totale pour différents plans horizontaux (xoz). L'objectif de cette présentation est pour suivre le développement des régimes

d'écoulement diphasique (à bulle, à poche, à forte coalescence ou agité).

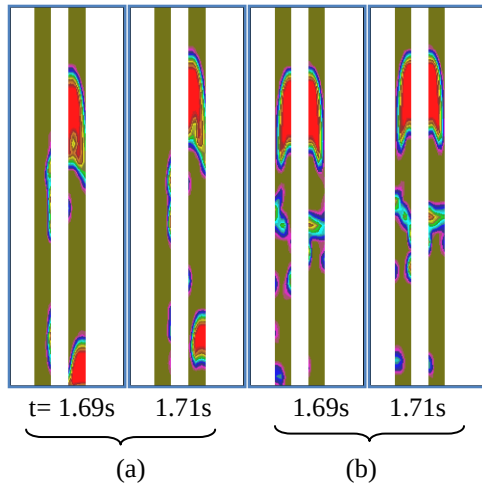


Fig. 18. Evolution de la fraction volumique de l'air temporelle à $U_g=0,05$ m/s et $U_l=0,14$ m/s : (a) plan de symétrie $z=0$, (b) pour $x=0$

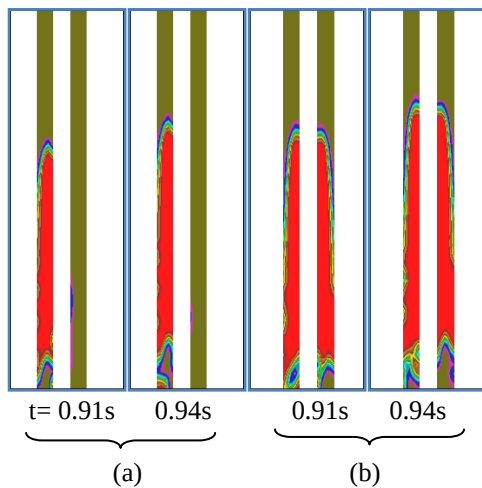


Fig. 19. Evolution de la fraction volumique de l'air temporelle à $U_g=0,244$ m/s et $U_l=0,14$ m/s : (a) plan de symétrie $z=0$, (b) pour $x=0$

Les fig. 23, 24 et 25 représentent les profils de vitesse totale du mélange et de la fraction volumique de d'air sur des lignes orientées suivant les axes ox et oz pour des instants différents. De chaque profil correspond un régime bien spécifié.

En premier lieu, la Fig. 23, représente de régime à bulles qui correspond une vitesse d'air $U_g=0.05$ m/s et une vitesse d'eau $U_l=0.14$ m/s. On constate que les évolutions des fractions de vide sont différentes selon leurs plans de projections. Les évolutions de ces fractions dans les plans de bas vers le haut sont marquées des valeurs zéro proche la surface externe du tube interne, ceci on peut dire que pas des bulles localisées au niveaux de cette surface. Elles sont marquées proche de la surface interne du tube externe, mais avec une présence faible, sont avec un taux ne dépasse pas de 5%.

Pour les évolutions dans les lignes des plans hauts, on remarque des augmentations de l'évolution de la fraction de vide lorsqu'on arrivé à une évolution symétrique pour l'un des axe (à $x=0$). Pour l'autre axe les évolutions restent

nulles. Tandis que, pour les évolutions des profils des vitesses du mélange, on constate une évolution normale d'un profil de vitesse est le même que dans un tube circulaire.

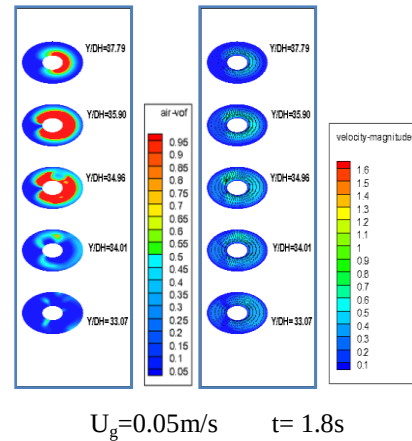


Fig. 20. Contour transversal de la fraction du volume d'air moyennée dans le temps (à gauche) et champ de vitesse (à droite) pour différentes positions verticales $U_g=0.05$ m/s.

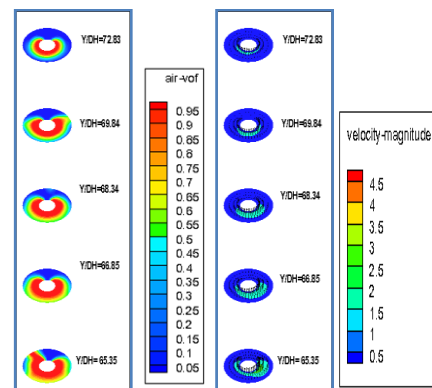


Fig. 21. Contour transversal de la fraction du volume d'air moyennée dans le temps (à gauche) et champ de vitesse (à droite) pour différentes positions verticales $U_g=0.37$ m/s

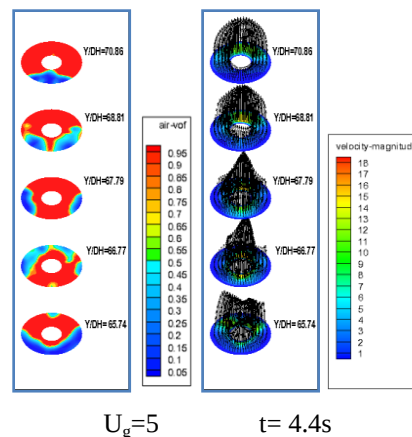


Fig. 22. Contour transversal de la fraction du volume d'air moyennée dans le temps (à gauche) et champ de vitesse du mélange (à droite) pour différentes positions verticales $U_g=5$ m/s.

En deuxième lieu, pour le régime à poches, qui correspond une vitesse d'air $U_g=0.37$ m/s. On constate que les évolutions de la fraction volumique d'air de l'un des lignes qui sont orientées vers l'axe ($x=0$), sont nulles presque pour tous les plans. Tandis que pour les autres

lignes collées sur l'axe oz, les évolutions sont presque symétriques par rapport au centre du tube interne. Cette remarque est expliquée par l'entour de la poche de l'air sur

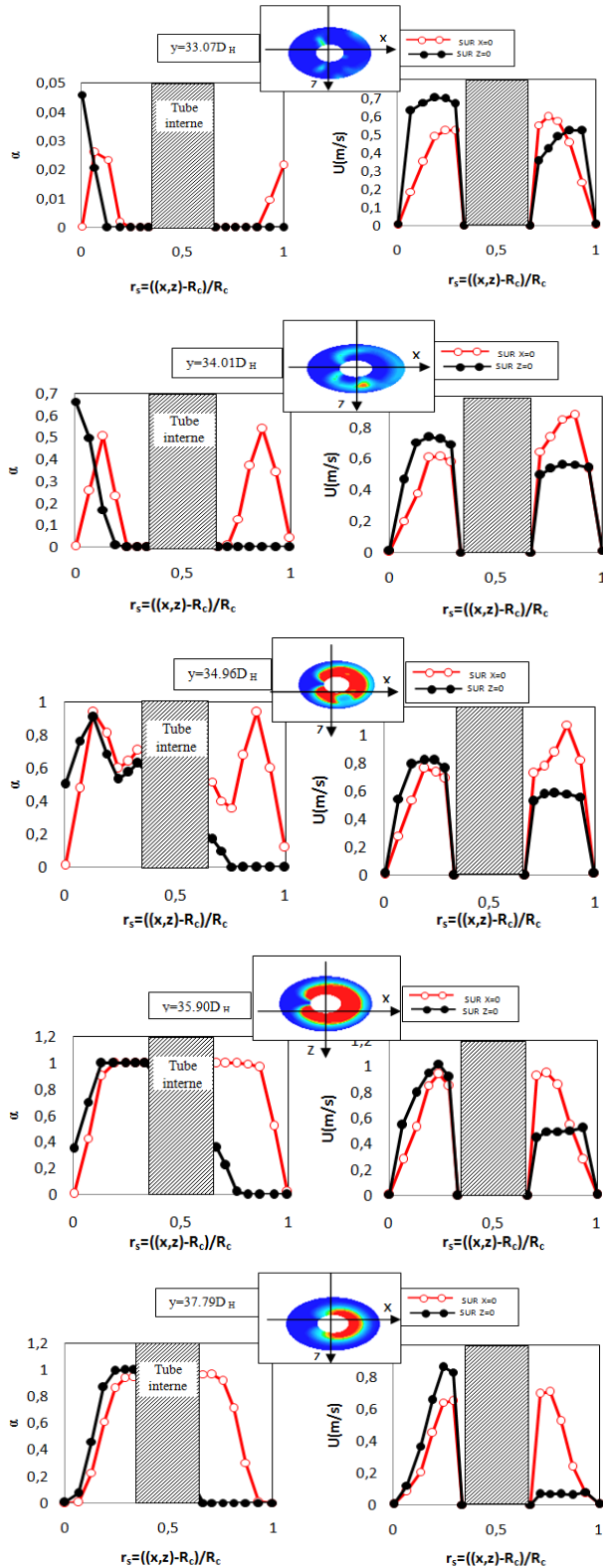


Fig. 23. Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) à différentes hauteurs : $y = 37.79D_H, 35.90D_H, 34.96D_H, 36.01D_H, 33.07D_H$ pour $u_g = 0.05\text{m/s}$.

la surface externe du tube interne. Et pour les profils des vitesses du mélange, on remarque des pics, ce qui traduit

par le déplacement de certaines bulles vers la surface externe du tube interne.

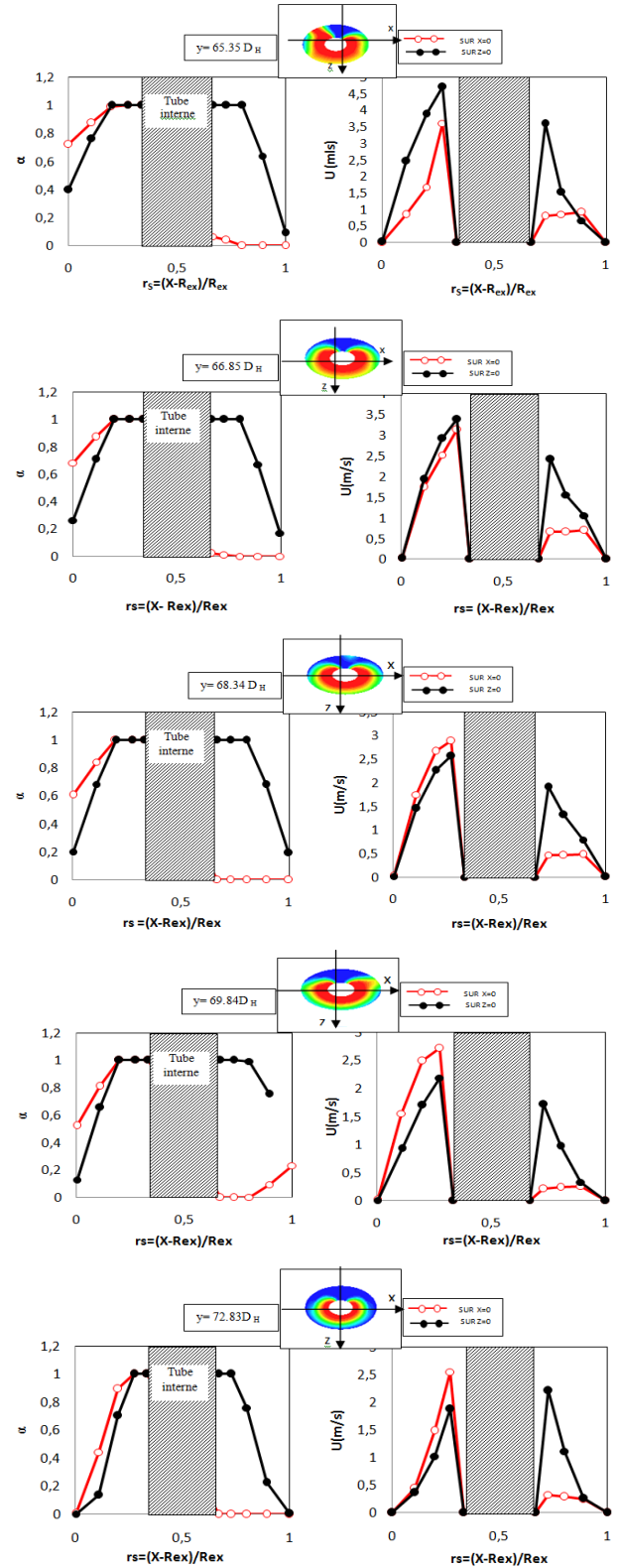


Fig. 24. Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) à $y = 65.35D_H, 66.85D_H, 68.34D_H, 69.84D_H$ et $72.83D_H$ pour $u_g = 0.37\text{m/s}$.

En troisième lieu, pour le régime à forte coalescence, qui correspond une vitesse d'air $U_g = 5\text{m/s}$. On remarque que les évolutions des fractions volumiques sont importantes pour tous les plans, elles expliquent par la présence de l'air

presque dans la majorité de l'espace annulaire. Et de plus les évolutions des vitesses du mélange, presque prends les mêmes évolutions que les cas précédent, mais avec une augmentation des valeurs.

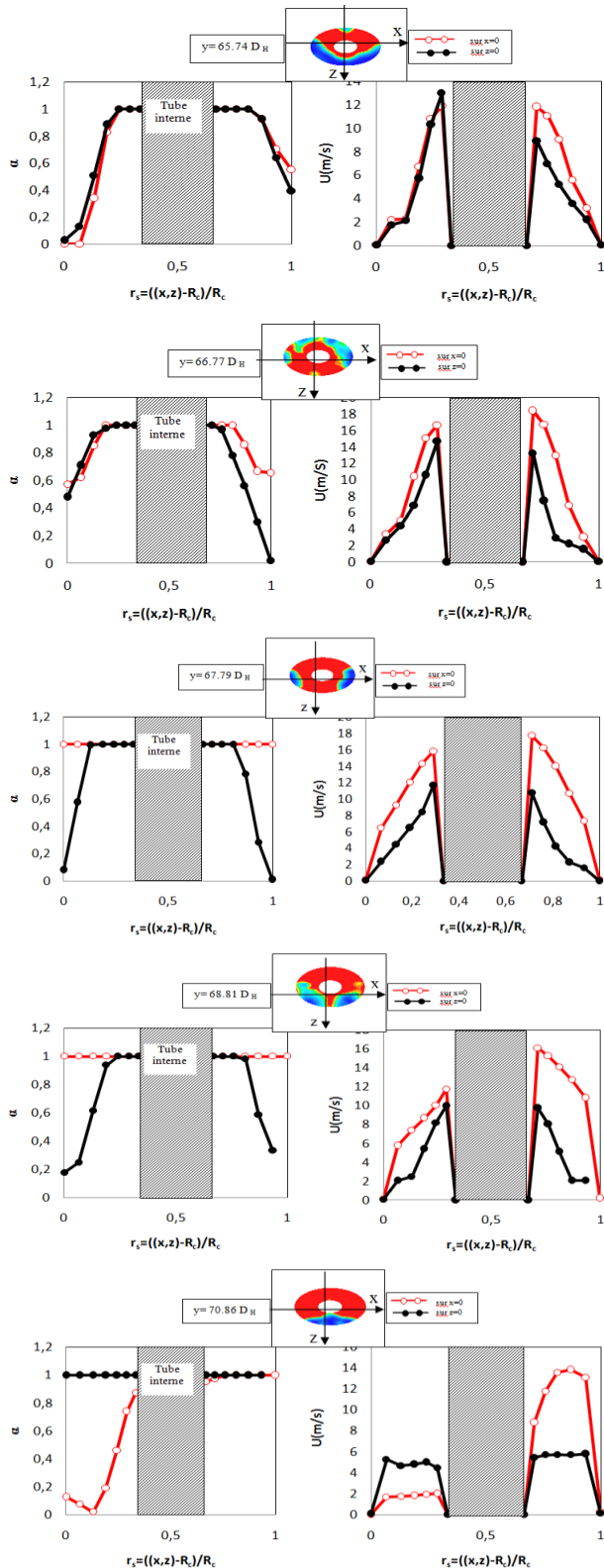


Fig. 25. Evolutions des fractions volumiques d'air (à gauche), et la vitesse totale du mélange (à droite) à $y = 65.74D_H$, $66.77D_H$, $67.79D_H$, $68.81D_H$ et $70.86D_H$ pour $u_g = 5\text{m/s}$.

IV. CONCLUSION

Notre étude numérique est effectuée pour l'écoulement diphasique co-courant ascendant dans une conduite annulaire verticale et concentrique de diamètre interne $D_c = 38.1\text{mm}$, $D_T = 12.7\text{mm}$ et de 16 m de longueur. Nous avons basé à cette étude sur l'influence de la vitesse d'entrée de l'air pour une vitesse d'eau fixe égale à 0.14m/s . Les résultats sont présentés par les iso surfaces colorées par des fractions volumiques de l'air.

Les résultats numériques sont présenté par des courbes et des champs extraient des calculs numérique, on cite :

- Les iso surfaces colorées par la fraction volumique de l'air
- Les champs de la fraction volumique de l'air et les vitesses totales du mélange instantanées sont tracés sur les plans horizontaux ou transversaux à la direction de l'écoulement (le plan xoy), et
- Aussi on a tracé les profils de la fraction volumique de l'air et les ceux-ci de la vitesse totale du mélange le long des lignes tangentes sur les plans choisis et orientées les deux axes ox et oz ou ($x=0$ et $z=0$).

Ces présentations ont les permis de donner quelques conclusions, on cite :

- En premier lieu, des régimes d'écoulement diphasique de base sont observés pour les vitesses proposées. Ces régimes sont obtenus suivant l'augmentation de la vitesse de l'air, tels que, le régime à bulles, à poches, à forte coalescence et annulaire. Ces régimes sont suivis par des régimes de transition.
- En deuxième lieu, pour des vitesses d'air variant de 0.1 à 0.123m/s , la transition de régime à bulles vers le régime à poches est détecté, et à une marge de vitesse d'air entre 0.955 et 2.11m/s , le régime de transition à poches/à forte coalescence est observé et enfin, la transition de forte coalescence/annulaire est trouvé à une vitesse d'air est plus de 5m/s .

Ces résultats cités ci-dessous sont conformés aux travaux expérimentaux de Das et al [3].

REFERENCES

- [1] Caetano E. F. , Shoham O., Brill J. P. Upward Vertical Two-Phase Flow Through an Annulus—Part II: Modeling Bubble, Slug and Annular Flow. Journal of Energy Resources Technology, 1992; 114: 14-15.
- [2] Caetano E. F. , Shoham O., Brill J. P. Upward Vertical Two-Phase Flow Through an Annulus—Part I: Single-Phase Friction Factor, Taylor Bubble Rise Velocity, and Flow Pattern Prediction. Journal of Energy Resources Technology, 1992; 114: 1-13.
- [3] Das G., Das P. K., Purohit N. K., Mitra A. K.. Rise velocity of a Taylor bubble through concentric annulus. Chemical Engineering Science, 1998; 53, No. 5: 977—993.
- [4] Das G., Das P. K., Purohit N. K., Mitra A. K.. Flow Pattern Transition During Gas Liquid Upflow Through Vertical Concentric Annuli— Part I: Experimental Investigations. Journal of Fluids Engineering, 1999; 121: 895—901.
- [5] Das G., Das P. K., Purohit N. K., Mitra A. K.. Flow Pattern Transition During Gas Liquid Upflow Through Vertical Concentric Annuli—Part II: Mechanistic Models. Journal of Fluids Engineering, 1999; 121: 902—907.
- [6] Takashi Hibiki, Rong Situ, Ye Mi, Mamoru Ishii. Local flow measurements of vertical upward bubbly flow in an annulus. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2003; 46:1479-1496.

- [7] Sorour M. M., El-Beshbeeshy M. S. Void fraction and pressure fluctuations of bubbly flow in a vertical annular channel. *Experiments in Fluids*. 1986; 4: 163-170
- [8] Gaither, O. D., and Winkler, H. W., and Kirkpatrick, C. V. Single-and Two-Phase Fluid Flow in Small Vertical Conduits Including Annular Configurations. *Journal of Petroleum Technology*, 1962; SPE 44:309-320.
- [9] James P. W., Hutchinso P. Droplet deposition in an annular geometry. *Int. J. Multiphase Flow*. 1979; 5: 103-112.
- [10] Das A.K., Das P. K. Modelling bubbly flow and its transitions in vertical annuli using population balance technique. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2010; 31: 101-114.
- [11] Kelessidis V. C. and Dukler A. E. Modeling flow pattern transitions for upward gas-liquid flow in vertical concentric and eccentric annuli. *Int. J. MultiphaseFlow*. 1989; 15 No. 2 :173-191.
- [12] Sun, X., Kuran, S., Ishii, M., 2004. Cap bubbly-to-slug flow regime transition in a vertical annulus. *Experiments in Fluids*.2004; 37: 458-464.
- [13] Hirt, C. W. and Nichols, B. D., Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, *J. Comp. Phys.*, 1981, Vol. 39, pp. 201.
- [14] ANSYS Inc., 2016, Guide de l'utilisateur ANSYS FLUENT 17.1, Canonsburg, Pennsylvanie, États-Unis d'Amérique.
- [15] Ubbink, O. 1997, Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces, PhD thesis, University of London.
- [16] Peric, M., Computation of free surface flows using interface-tracking and interface-capturing methods, Chap. 2 in O. Mahrenholtz and M. Markiewicz (eds.), *Nonlinear Water Wave Interaction*, Computational Mechanics Publication, WIT Press, Southampton, 1999.
- [17] Brackbill, J.U., Kothe, D.B., and Zemach, C. 1992. A continuum method for modeling surface tension, *J. Comput. Phys.*, 100, pp. 335–354.
- [18] Launder, B. and Spalding, D., The numerical computation of turbulent flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1974, Vol. 3, pp. 269–289.
- [19] Shen, Y.M. , Ng, C.O. and Zheng, Y.H., Simulation of wave propagation over a submerged bar using the VOF method with a two-equation k-epsilon turbulence modeling, *Ocean Eng.* 31 (2004), pp. 87–95.
- [20] Patankar, S.V., Spalding, D.B. (1972), “A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three dimensional parabolic flows”, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15 pp.1787.