

Etude des écoulements à bulles « tourbillonnants »

par Loïc Baur, Boujme Izrar, François Lusseyran, Mohamed Souhar

du Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, de Nancy

I ■ INTRODUCTION

Les écoulements tourbillonnants type « swirling », largement rencontrés dans des procédés industriels, superposent un écoulement à vortex à un écoulement axial. Les trajectoires des particules sont quasi hélicoïdales, la direction de la vitesse change continuellement avec la position radiale et axiale. De ce fait, en écoulement diphasique, les fortes courbures induisent un gradient de pression transversal favorable à la séparation des phases. Ce type d'écoulement n'a fait l'objet que d'études limitées, contrairement au cas monophasique, bien connu (1) (2) (3). C'est pourquoi nous avons entrepris une étude expérimentale, dans le but de préciser l'organisation de l'écoulement et de fournir des données utiles à la modélisation d'une part, et d'autre part nous avons effectué une simulation numérique à l'aide du code Phénics.

Pour générer un écoulement en rotation, il existe des procédés à organes fixes ou mobiles. Ces procédés, largement décrits dans la littérature [5] montrent que les premiers ne donnent pas des conditions d'entrée propres. C'est pourquoi nous avons opté pour la seconde solution qui consiste à faire passer l'écoulement dans un élément alvéolaire en rotation. Cette solution permet d'induire un écoulement en bloc et un profil axial plat selon [2][6]. L'écoulement ainsi obtenu, et les définitions propres à ce type d'écoulement sont données sur la *figure 1*.

II ■ RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

● 2.1 Dispositif expérimental

La veine d'essais est constituée d'une conduite verticale (60 mm de diamètre) en « Altuglass » traversée par un écoulement eau-air à bulles, co-courant et ascendant, à pression atmosphérique avec un taux de vide moyen de 0 à 10 % et une granulométrie de 3 à 4 mm. En amont, ce mélange traverse un élargissement brusque, dans le but d'homogénéiser le taux de vide dans la section, puis un rotor type axial muni d'un « nid d'abeille ».

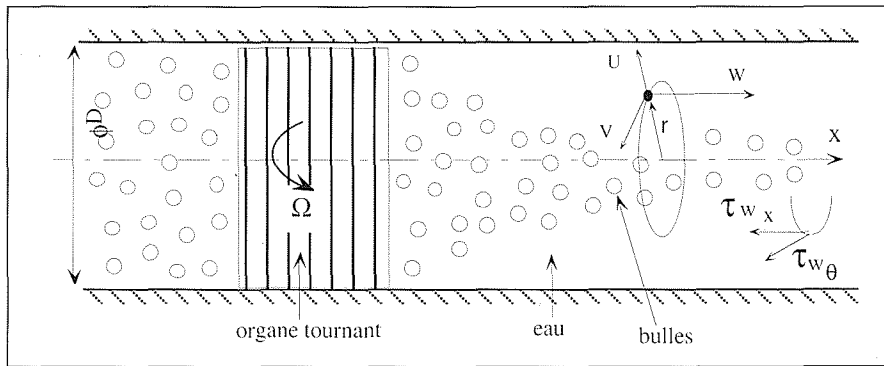
Ce dernier élément applique localement au mélange une rotation quasi « solide ». L'entraînement du rotor s'effectue par un accouplement magnétique, de manière à isoler totalement l'écoulement de tout contact métallique, incompatible avec la solution utilisée pour certaines mesures. Le schéma de principe est donné sur la *figure 2*. Les moyens métrologiques mis en œuvre consistent en anémométrie à film chaud, capteurs de pression, sondes optiques simples et doubles, sondes électrochimiques doubles et vidéo rapide.

● 2.2 Organisation générale de l'écoulement

Pour ces essais, nous avons choisi une vitesse débitante liquide $U_1 = 1 \text{ m/s}$ et trois vitesses gaz

Swirling bubbly flows study

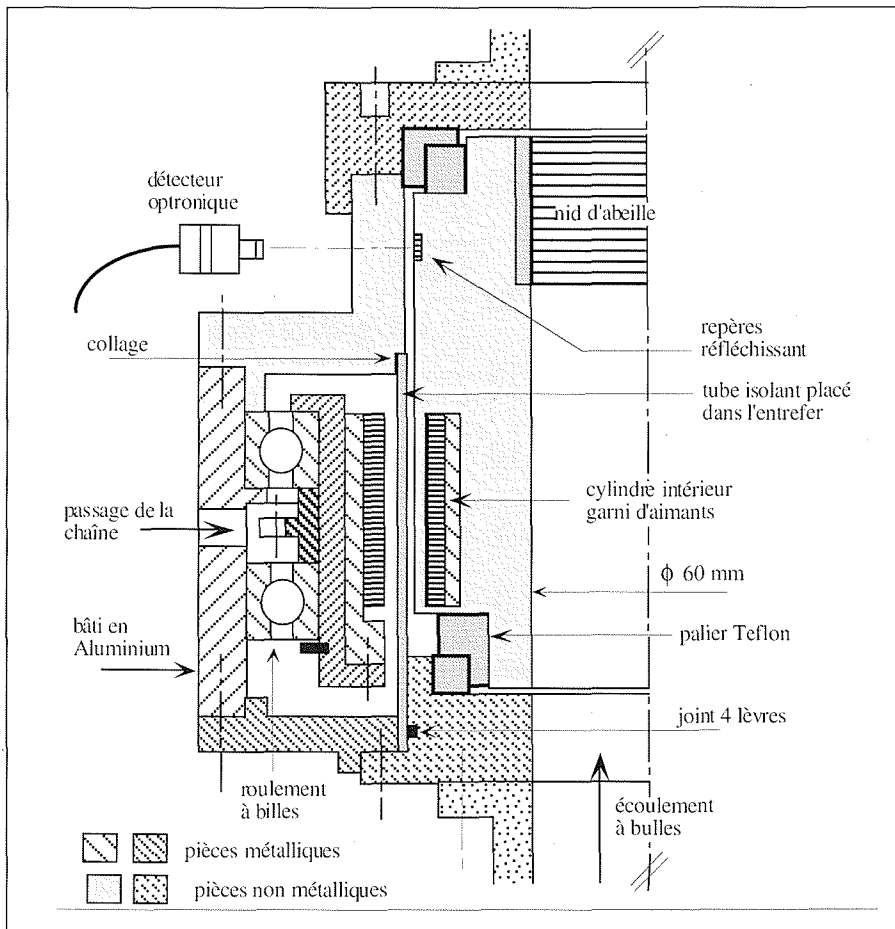
Swirling bubbly flow remains still unknown on both experimental and modelling levels. In this paper, the experimental study gives the pattern flow structure and brings non-existing data concerning the void fraction distribution and phase velocities. Numerical simulation by a $k - \epsilon$ CFD code (Phénics) confirms the observed experimental behaviours.



1. Schéma de principe de l'écoulement : U, V, W vitesses radiale orthoradiale et axiale ; $\Omega = 2\pi N$; N vitesse de rotation du générateur de rotation ;

le nombre de Rossby $Ro = \bar{W}_m / \Omega R$

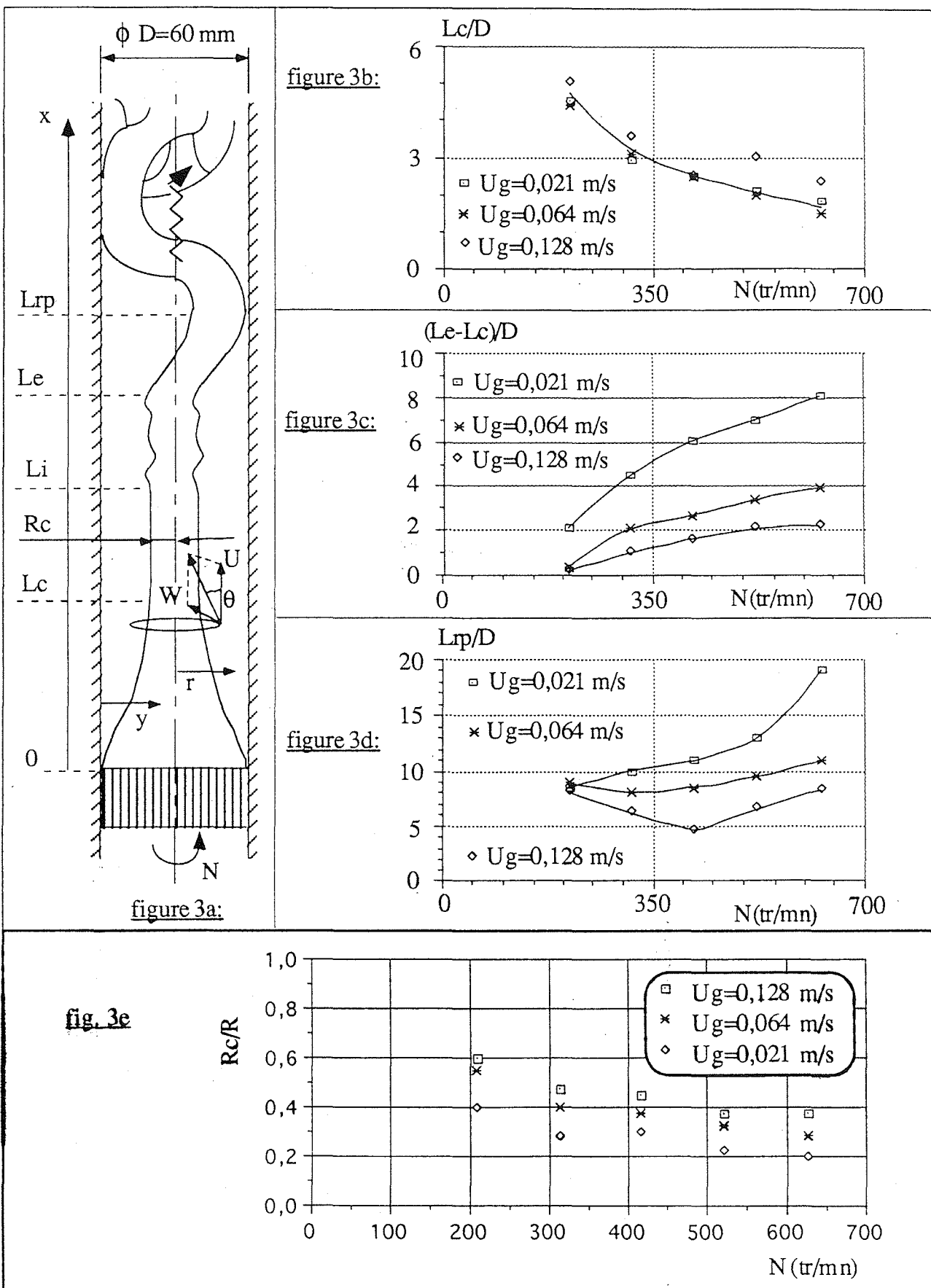
l'intensité du swirl $S = 2 \int_0^R \frac{VW}{\bar{W}_m^2} \frac{r^2}{R^3} dr$



2. Bloc de mise en rotation de l'écoulement muni de la structure « nid d'abeille ».

$U_g = 0,128 - 0,064 - 0,021$ m/s soit des taux de vide α de 9,4 % - 5 % et 1,7 %. La vitesse de rotation N varie de 100 à 625 t/min. L'analyse d'images vidéo permet de dégager la tendance générale de l'organisation de l'écoulement (fig. 3a) : dans la zone immédiate du générateur de « swirling », la section occupée par les bulles se contracte

sur une longueur L_c jusqu'à un rayon du col R_c . Après le col, la section occupée par les bulles reste quasiment circulaire jusqu'à une longueur L_e . On notera que de petites oscillations naissent dans cette zone à une distance L_i difficile à localiser. Ces petites oscillations s'amplifient entre L_i et L_e et conduisent à la déstabilisation du jet



3. Tendence générale de l'organisation de l'écoulement et évolution des longueurs caractéristiques.

diphase qui commence à osciller en bloc dans toute la section du tube. Le premier impact sur la paroi du jet oscillant est caractérisé par L_{rp} (Longueur de recollement paroi). Après cette longueur, le panache de bulles se déstructure de façon complexe avec l'amortissement progressif de la rotation pour rejoindre un écoulement quasiment homogène. Ainsi la tendance générale de l'écoulement après le générateur de « swirling » peut être caractérisée par 5 longueurs adimensionnelles caractéristiques : L_c/D , L_i/D , $(L_c - L_i)/D$, L_{rp}/D et R_c/D (D étant le diamètre). On notera que cette tendance d'organisation de l'écoulement n'est perceptible qu'au-delà d'une vitesse de rotation critique N_c comprise entre 150 et 200 tr/min. Pour des vitesses de rotation inférieures à N_c , un cœur diphase ne peut être défini. Sur la *figure 3b*, nous avons représenté L_c/D en fonction de la vitesse de rotation N . On constate que cette longueur de contraction décroît lorsque la vitesse de rotation N croît, et qu'elle semble indépendante du taux de vide. La *figure 3c* montre que la longueur de la partie quasiment cylindrique du jet augmente avec la vitesse de rotation N . Cette longueur est d'autant plus grande que le taux de vide est faible. La *figure 3d* montre la forte dépendance avec le taux de vide de la variation de la longueur de recollement L_r en fonction de N , longueur qui atteint $20 D$ pour $\alpha \approx 1,7\%$. Les longueurs caractéristiques R_c ont été également mesurées et la tendance est la suivante : R_c décroît quand N augmente pour un α donné, et croît quand α augmente pour un N donné.

2.3 Taux de présence de la phase gazeuse

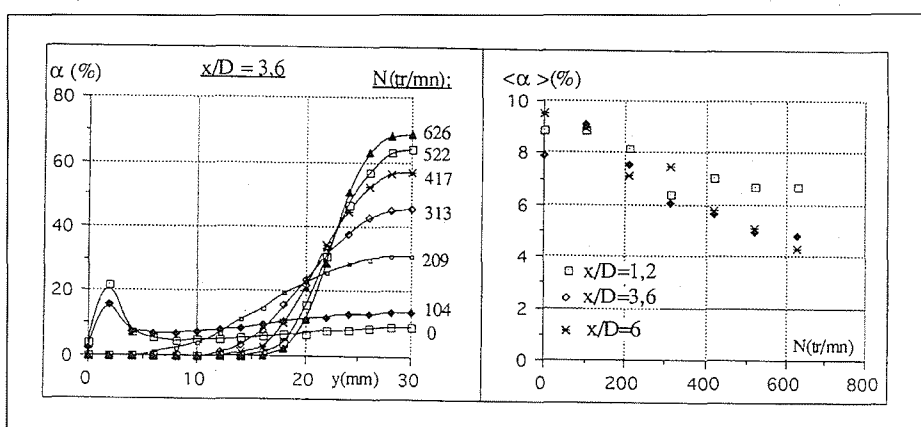
Les taux de vide α ont été mesurés à l'aide d'une sonde à fibre optique simple, pour deux vitesses de liquide $U_l = 1 - 0,5$ m/s et deux vitesses de gaz $U_g = 0,128 - 0,064$ m/s et ceci en trois sections $x/D = 1,2 - 3,6 - 6$. Un exemple de profils de α paramétrés par la vitesse de rotation N est donné sur la *figure 4*. On constate que l'allure générale des profils reste semblable pour les trois sections. D'un profil en selle pour $N = 0$ on passe à des profils en forme de cloche pour $N > 200$ tr/min. Conformément au but recherché, le taux de vide est maximal au centre et augmente de façon très significative lorsque N croît, jusqu'à atteindre des valeurs de l'ordre de 70 %. Le taux de vide moyen $\langle \alpha \rangle$, représenté sur la *figure 4* pour trois sections est lui aussi très

sensible à la vitesse de rotation puisqu'on observe dans certains cas une division par 2 lorsque N passe de 0 à 626 tr/min.

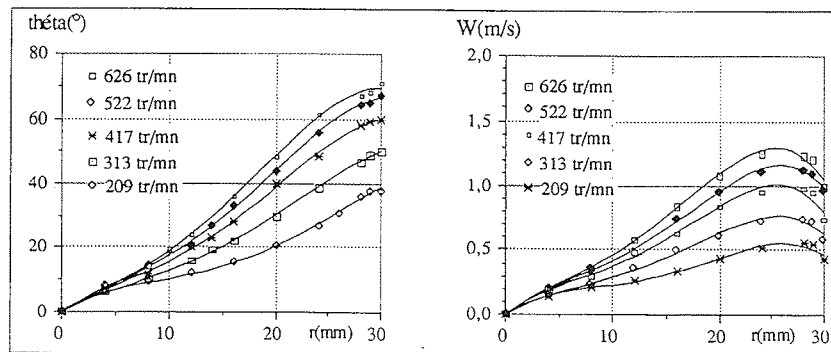
La valeur particulièrement élevée (70 %) trouvée pour α_{max} , nous a conduit à faire des enregistrements du signal temporel issu de la sonde optique, à grande fréquence d'échantillonnage (32 kHz). Le calcul du taux de vide a été refait en prenant plusieurs valeurs de seuil de distinction liquide-gaz et montre que les valeurs trouvées sont pertinentes. On peut voir également que les bulles ne coalescent pas, la longueur de stabilité L_i du jet diphase étant probablement trop faible (et donc le temps trop court) pour permettre un drainage (suivant r) total du liquide de l'intérieur du jet vers la zone annulaire extérieure. D'autre part, le profil en cloche de α est dû en partie aux battements du jet diphase, le signal enregistré à sa frontière montrant le caractère intermittent du passage du jet sur le rayon considéré. Des mesures par vidéo rapide en $x/D = 3,6$ montrent que la fluctuation du diamètre du jet est de l'ordre de $\pm 15\%$ et que son axe oscille entre les rayons -2 et $+2$ mm.

2.4 Vitesses axiales et tangentielles moyennes

Pour mesurer les vitesses de la phase liquide (par film chaud), nous avons supposé que les vitesses radiales étaient suffisamment faibles pour ne considérer que deux composantes : W (axiale) et V (tangentielle). Pour cela, il est nécessaire de connaître la direction de l'écoulement en chaque point (angle θ) et de mesurer $\sqrt{(V^2 + W^2)}$, V et W étant obtenues ensuite par projection. $\theta_{liquide}$ a été obtenu dans un premier temps en visualisant la direction prise par un fil de coton fixé en bout d'une sonde fine déplaçable radialement. Une deuxième méthode a consisté à chercher le minimum de signal délivré par un film chaud orientable, ce qui correspond à positionner le film parallèlement à l'écoulement. Les deux méthodes ont donné des résultats identiques avec un avantage pour la seconde, qui permet la mesure dans le jet diphase, le fil de laine étant masqué par les bulles. Le module de la vitesse liquide est obtenu grâce à un programme qui rejette les signaux trop faibles dus au passage de bulles sur le film chaud et les signaux dont la dérivée est trop grande (transitions gaz-liquide, phénomènes de Gibbs). Un exemple de résultats (angle θ et



4. Un exemple d'évolution des profils de taux de vide α et de $\langle \alpha \rangle$ avec la vitesse de rotation.



5. Angle de l'écoulement θ et vitesse tangentielle W en $x/D = 1,2$ pour la phase liquide.

vitesse tangentielle V) est donné sur la figure 5 pour $U_l = 1$ m/s et $U_g = 0,128$ m/s en $x/D = 1,2$. Pour les taux de vide supérieurs à 50 %, les passages de liquide sont très brefs, il faut donc considérer certains résultats avec précaution (bien que l'intégration de la vitesse axiale donne un débit correct). On peut cependant observer un comportement proche de ceux observés en monophasique dans les mêmes conditions [4], le gaz ne semblant pas jouer un rôle déterminant sur l'écoulement du liquide.

III ■ MODÉLISATION NUMÉRIQUE

Lors de la conception du dispositif expérimental, l'élément de mise en rotation du mélange diphasique a été choisi dans la perspective de la simulation numérique : le passage dans la grille en nid d'abeille en rotation devant générer une turbulence de grille (modèle $k - \epsilon$). Le calcul du champ hydrodynamique diphasique a pour but d'une part de compléter les données de la mesure forcément lacunaires du fait des difficultés métrologiques liées à cet écoulement complexe et d'autre part de déterminer l'importance relative des forces structurant l'écoulement.

3.1 Méthode et conditions de la simulation

La rotation du fluide implique l'axisymétrie en moyenne. On considère donc les équations de Navier Stokes dans le plan $r - x$ et moyennées pour chacune des phases. La phase liquide est décrite par sa vitesse V_l de composantes moyennes azimutale V_θ , radiale U_r et axiale W_x et des grandeurs turbulentes k et ϵ . La phase gazeuse, pour laquelle la turbulence est négligée est déterminée par son vecteur vitesse V_g et sa fraction volumique α .

Les 2 phases sont couplées par l'intermédiaire de la pression $P(r, z)$ et de la force de friction interphase I_{gl} , proportionnelle à la vitesse de glissement $V_r = V_l - V_g$:

$$I_{gl} = KV_r; \quad K = \frac{3}{4} \frac{C_{Dp}}{d_b} |V_r|$$

Le coefficient de friction C_{Dp} est ajusté en fonction du diamètre des bulles d_b , choisi conformément à l'expérience ($d_b = 3,5$ mm).

Les effets de tension superficielle et des forces de portance sont négligés dans la présente étude. La loi de paroi pour le liquide est la loi standard en conduite lisse et pour

le gaz une condition de glissement. Le domaine de calcul est une grille de 30×100 mailles correspondant à 3 m de la conduite expérimentale. Les conditions aux limites consistent en entrée, pour le liquide à un profil plat superposé à une rotation solide et pour le gaz à un profil correspondant à un taux de vide de 7 %. En sortie, seule la pression est imposée égale à la pression atmosphérique. Soit :

$$V_l(r, 0) = r\Omega, \quad U_l(r, 0) = 0, \quad W_l(r, 0) = 1 \text{ m/s}$$

avec

$$\Omega = 2\pi N/60, \quad N = 0 - 640 \text{ t/min}$$

$$V_g(r, 0) = 0, \quad U_l(r, 0) = 0, \quad W_g(r, 0) = 1,5 \text{ m/s}$$

$$k(r, 0) = 0,018 W_l^2 / 2, \quad \epsilon(r, 0) = 0,1643 k^{3/2} / (0,045 D)$$

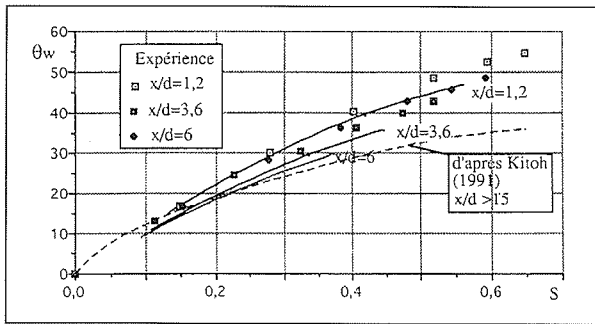
et

$$P(r, 3 \text{ m}) = P_{\text{atm}}$$

Dans ces conditions le nombre de Reynolds est de l'ordre de 60 000. La vitesse d'entrée du gaz correspond à une vitesse superficielle de 0,105. Le nombre de swirl varie de 0 à 1 pour Ω maximum.

3.2 Résultats

Mentionnons tout d'abord quelques résultats préliminaires obtenus en écoulements monophasiques. A faible taux de swirl, la vitesse axiale est insensible à l'influence de la rotation (100 tr/min, $S_i = 0,15$). On peut alors admettre que la contrainte de cisaillement orthoradiale ne dépend que du tourbillon, ce qui conduit à un amortissement du swirl en exponentiel. C'est bien ce qui est observé avec $S(x) = S_i \exp(-1,09x)$. Quand Ω augmente, le taux de swirl oscille autour de la valeur moyenne $S(x) = S_i \exp(-1,06x)$. Pour un taux de swirl de l'ordre de 1, la théorie linéaire du swirl devient invalide. On peut cependant l'approcher en pratique par morceaux : modèle précédant au-delà de 20 diamètres et une décroissance plus forte en deçà $S_i \exp(-1,55x)$. Les résultats précédents ont été obtenus par le modèle $k - \epsilon$. Les limites de ce modèle dans les écoulements en rotation sont connues. Malgré ces limites et la surestimation intrinsèque de la dissipation de l'énergie turbulente par le modèle $k - \epsilon$, les



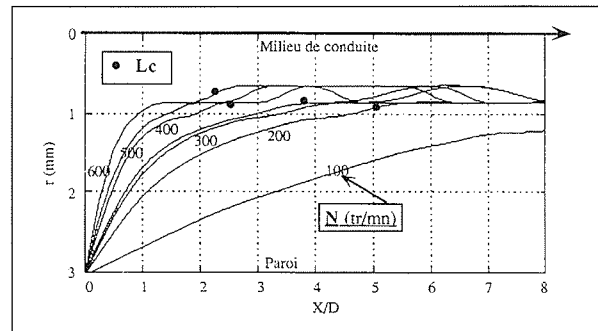
6. Angles de l'écoulement monophasique à la paroi en fonction du nombre de Swirl et en 3 cotes de la conduite. Comparaison expérience/calcul.

comparaisons simulation / expérience sont satisfaisantes. A titre d'exemple la figure 6 donne l'évolution de l'angle à la paroi θ_w ($\tan \theta = \frac{U}{V}$) en fonction du taux de swirl obtenu expérimentalement et numériquement. Les mesures de Kitoh sont tracées comme référence. Les tentatives de simulations avec des modèles du type R_{ij} conduisent à des longueurs d'établissement des différentes zones légèrement plus grandes qu'avec le modèle $k - \epsilon$. Les éléments de comparaison avec l'expérience ne sont pas encore suffisants pour effectuer un choix entre les deux modèles de fermeture.

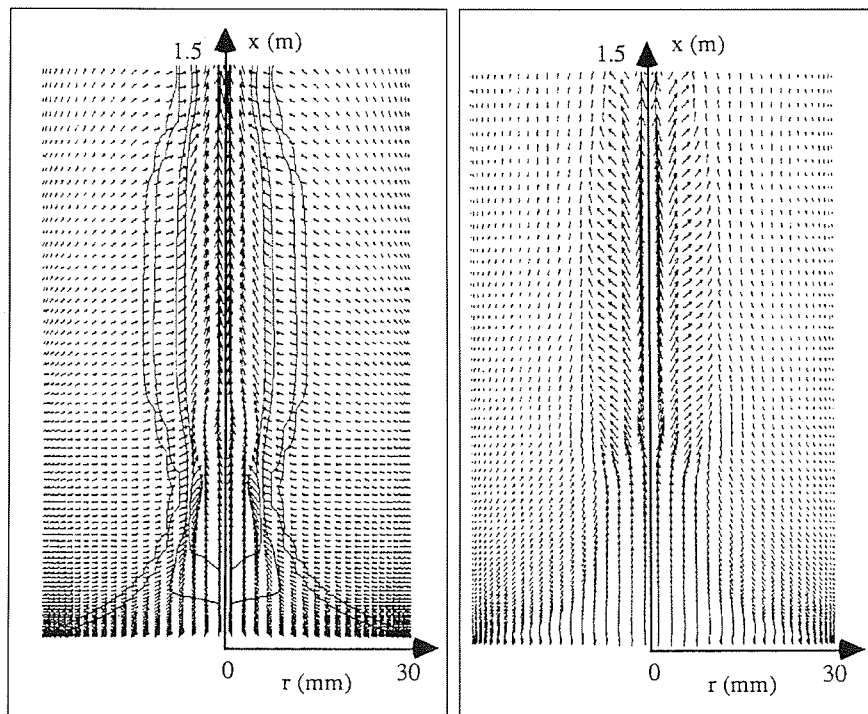
Les solutions du champ diphasique ont été obtenues en incrémentant progressivement la vitesse de rotation, afin d'éviter la divergence de l'algorithme. Un exemple (pour $N = 280$ tr/min) du champ de vitesse liquide et gazeux ainsi que de la répartition du taux de vide est donné figure 7. On met en évidence deux zones d'écoulement. Dans la

zone amont, l'évolution des champs de vitesse avec la vitesse de rotation N se fait sans discontinuité. C'est la région de convergence et de stabilité du cœur gazeux. Son extension est de l'ordre de grandeur de la longueur L_{rp} . Au delà de $x/D = 25$, et pour une vitesse de rotation $N = 270$ tr/min l'écoulement devient instable. En faisant varier la vitesse débitante de liquide et la vitesse de rotation, on montre l'existence d'une valeur critique du nombre de swirl $S_c = 0,42$, soit un pseudo-nombre de Rossby de 0,59, construit sur w_j , légèrement supérieur à la valeur critique en monophasique de 0,5.

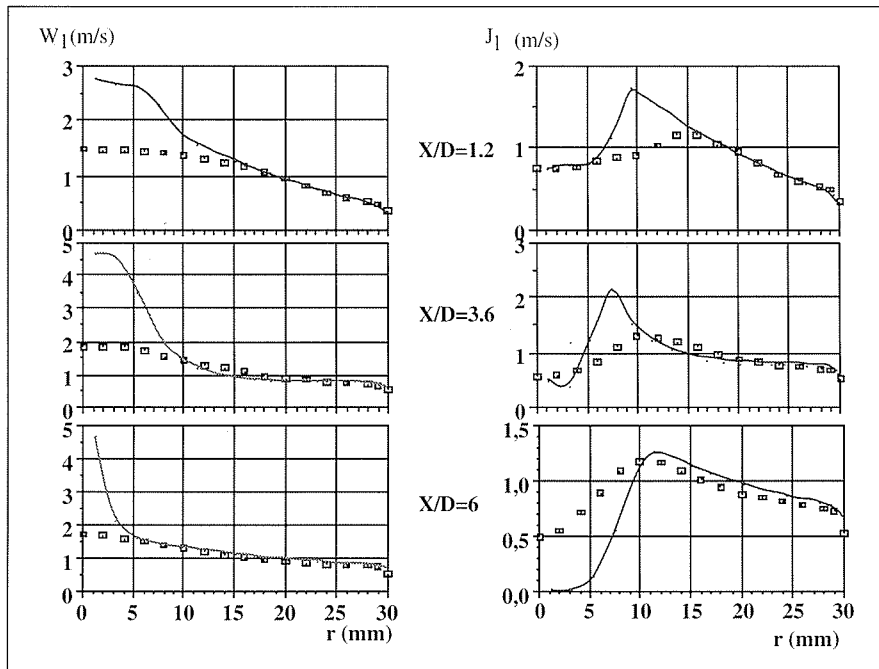
La séparation entre le cœur gazeux et le liquide environnant est une frontière relativement nette tant du point de vue expérimental qu'au niveau des résultats numéri-



8. Frontière du cœur gazeux définie comme le lieu des maxima de gradient de taux de vide pour différentes valeurs de la vitesse de rotation. Les valeurs expérimentales de la longueur de convergence L_c sont portées sous forme de points (•).



7. Résultats de la simulation numérique pour $W_l = 1$ m/s, $W_g = 1,5$ m/s et $N = 280$ tr/min, — (a) champ de vitesses du gaz et courbes d'isovaleurs du taux de vide pour $\alpha = 0\%$, 5% , 50% , 70% , — (b) champ de vitesses du liquide.



9. Comparaison expérience/calcul des profils — (a) de vitesse axiale W_1 et — (b) de flux $j_1 = (1 - \alpha) W_1$ en 3 cotes de la conduite (\square expérience, — calcul).

ques. En la définissant comme le lieu des maxima du gradient de taux de vide, on obtient l'évolution des lignes de séparation en fonction de la vitesse de rotation N (fig. 8). L'accord avec les relevés expérimentaux de L_c est excellent. La zone correspondant à un cœur gazeux de diamètre quasi constant est aussi clairement identifiable sur les contours de taux de vide. La répartition spatiale de ces taux de vide moyens dans la première zone de l'écoulement est donc bien rendue. En revanche la valeur maximum de α au centre de la conduite semble surestimée par le calcul ($\alpha(0, x) \approx 1$ si $N \geq 200$ tr/min). Ceci était prévisible compte tenu de l'absence des termes de tension superficielle qui permettent d'expliquer l'absence de coalescence dans la zone très moussante du centre de la conduite. Cet écart se retrouve au niveau des profils de vitesse du liquide (fig. 9) surestimée au centre par le calcul alors qu'elle est très bien prédite dans l'anneau externe. Cependant le calcul du flux de liquide $j_1 = (1 - \alpha g) W_1$, grâce à la pondération par la présence du liquide, est en bon accord avec la mesure (fig. 9), y compris au centre de la conduite dans la zone amont de l'écoulement.

IV ■ CONCLUSION

Plusieurs longueurs caractéristiques ont été mises en évidence. Différentes mesures en cours actuellement (vitesses du liquide et des bulles, pressions, granulométrie) devraient permettre de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu. Actuellement, ces mesures n'ont lieu que pour des x/D inférieures à L_i/D car la zone où le cœur diphasique se déstructure est fortement non axisymétrique. De ce fait, des valeurs moyennes sont peu adaptées pour décrire l'écoulement, et des traitements originaux deviennent nécessaires.

Du point de vue de la modélisation numérique, la difficulté de l'écoulement vient d'une distribution très inhomogène du gaz. Malgré cela, on a obtenu un bon accord entre expérience et ce modèle numérique simplifié. La structure de l'écoulement diphasique dans la zone de convergence du jet est bien rendue. C'est celle qui présente un intérêt pour l'application du procédé. Le modèle montre bien que les forces de portances se révèlent négligeables dès que la vitesse de rotation excède 200 tr/min. De plus il confirme la validité des mesures par elles-mêmes très complexes. Le modèle de turbulence se révèle suffisant, probablement en raison de l'effet prépondérant de l'aspect diphasique. Enfin la mise en évidence numérique d'une instabilité est à mettre en relation avec l'éclatement du panache de gaz en aval de la première zone d'écoulement.

Références

- [1] KITO O. (1991). — *Experimental study of turbulent swirling flow in a straight pipe*. J. Fluid Mech., Vol. 225, pp. 445-479.
- [2] WESKE D.R., STUROV G.Ye. (1974). — *Experimental study of turbulent swirled flows in a cylindrical tube*. Soviet Research, Janv.-Fev., vol. 3, No 1, 77-82.
- [3] TALBOT L. (1954). — *Laminar swirling pipe flow*. Trans. of the ASME, March, vol. 21, n° 1, pp. 1-7.
- [4] BAUR L. (1995). — *Etude expérimentale des écoulements à bulles en swirling*. Thèse INPL, à paraître.
- [5] LEGENTILHOMME (1991). — *Hydrodynamique et transfert de matière de l'écoulement annulaire tourbillonnaire produit par une entrée tangentielle du fluide*. Thèse, Université de Nantes.
- [6] JACQUINS L. (1987). — *Etude théorique et expérimentale de la turbulence homogène en rotation*. Thèse d'Etat, Université Lyon I.