



HAL
open science

Atomisation primaire en injection diphasique assistée : rôle de la géométrie

Fares Ben Rayana, Alain H. Cartellier, Emil J. Hopfinger

► To cite this version:

Fares Ben Rayana, Alain H. Cartellier, Emil J. Hopfinger. Atomisation primaire en injection diphasique assistée : rôle de la géométrie. 17e Congrès Français de Mécanique, Sep 2005, Troyes, France. hal-04203589

HAL Id: hal-04203589

<https://hal.science/hal-04203589v1>

Submitted on 11 Sep 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Atomisation primaire en injection diphasique assistée : rôle de la géométrie

Fares BEN RAYANA, Alain CARTELLIER, Emil HOPFINGER

Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels
UMR 5519 (CNRS-UJF-INPG) BP 53, 38041, Grenoble Cedex 09

Résumé :

L'atomisation d'un jet liquide par un courant de gaz rapide résulte d'au moins deux instabilités successives qui contrôlent d'une part la fréquence des vagues et d'autre part la structuration transverse de ces dernières sous forme de ligaments. Des expériences ont été menées pour examiner la validité de ce scénario lorsque l'on varie l'épaisseur de lèvres séparant les deux phases. Il apparaît que la taille moyenne des gouttes produites est sensible à ce paramètre. Nous montrons par ailleurs que les scénarios d'instabilités restent applicables du moins tant que la lèvre ne devient pas trop épaisse devant la couche de vorticités côté gaz. L'origine de la variation de la taille des gouttes pourrait résider dans une modification de la densité linéique de ligaments : cette proposition devra être testée.

Abstract :

The atomization of a liquid jet by a fast gas stream results from at least two successive instabilities which control on one hand the frequency of the waves and on the other hand the transverse spacing of the ligaments. Experiments were undertaken to examine the validity of this scenario when the thickness of the two phases separating lip is varied. It appears that the average size of the drops is sensitive to this parameter. We show in addition that the scenarios remain valid at least as long as the lip does not become too thick compared to the vorticity layer of side gas.

Mots clefs :

Atomisation ; couche de mélange diphasique; Instabilités de Kelvin-Helmholtz, Instabilité de Rayleigh-Taylor ; taille des gouttes.

1 Introduction

L'atomisation d'un jet ou d'une nappe liquide par un jet gazeux rapide est une opération importante pour de nombreux systèmes industriels. C'est particulièrement le cas pour les systèmes de propulsion tels que les turboréacteurs ou les moteurs cryotechniques, pour lesquels la taille des gouttes conditionne le bon fonctionnement en termes d'allumage, de limitation d'émissions polluantes, de plage de fonctionnement etc... Toutefois, et malgré de nombreux travaux sur le sujet ([12]), la prédiction de la taille (et plus généralement celle de la distribution en taille) des gouttes en sortie d'injecteurs assistés n'est pas complètement maîtrisée. Pour des injecteurs où toute instabilité de type « drapeau » est bloquée (ce qui est équivalent à un système de « pre-filming »), les scénarios les plus récents conjuguent au moins deux instabilités successives. Une première instabilité, de type Kelvin-Helmholtz permet de faire croître des vagues dans la direction de l'écoulement principal ([13], [18]). Des structures ligamentaires transverses à l'écoulement principal apparaissent ensuite à la crête de ces vagues, puis ces structures se désagrègent en gouttes. L'origine de ces structures transverses a été attribuée à une instabilité de type Faraday ([16]). Nous estimons pour notre part qu'elles sont dues à une instabilité de type Rayleigh-Taylor induite par l'accélération axiale subie par les crêtes soumises à un (fort) courant gazeux ([11]). Ce dernier scénario, qui

s'applique aussi au cas d'un injecteur coaxial ([19]), permet d'expliquer l'incidence de certaines modifications géométriques et notamment le rôle de l'épaisseur de la veine gaz H_G . Afin d'examiner plus avant la robustesse de notre scénario, nous nous proposons de tester ici l'incidence de l'épaisseur de la lèvre séparant les deux phases en sortie d'injecteur (Fig.1).

2 Installation expérimentale et conditions de mesure

Les expérimentations présentées ci-après ont été conduites sur un injecteur eau/air plan schématisé sur la Figure 1. Sa partie inférieure est alimentée en eau avec une vitesse débitante U_L alors que sa partie supérieure est alimentée en air avec une vitesse débitante U_G . Les principaux paramètres et la plage de fonctionnement de l'installation sont résumés dans le Tableau 1.

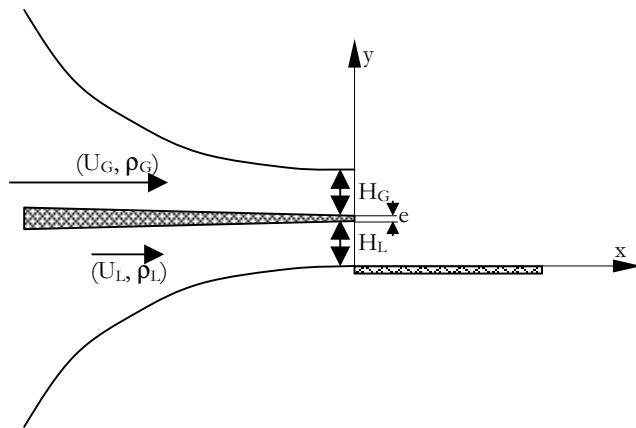


FIG. 1 – Schéma de l'installation de couche de mélange diphasique plane.

	Injecteurs plans	
	Liquide : Eau	Gaz : Air
H_i [m]	10^{-1}	10^{-1}
U_i [m/s]	0.1 - 1	10 - 100
ρ_i [kg/m ³]	1000	1.2
σ [N/m]	$7.3 \cdot 10^{-2}$	
μ_i [m ² /s]	$1.005 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$
e	150 μ m, 450 μ m, 1000 μ m	
$Re_i = \frac{\rho_i U_i H_i}{\mu_i}$	$10^3 - 10^4$	$10^3 - 10^5$
$We = \frac{\rho_G U_G^2 H_L}{\sigma}$	33 - 3300	

TAB. 1 – Paramètres de fonctionnement de l'installation plane

Trois épaisseurs de lèvre ont été considérées. L'épaisseur $e=150\mu\text{m}$ correspond aux essais antérieurs (Raynal 1997 puis Hong 2003) qui serviront ici de référence. L'installation a ensuite été modifiée afin d'atteindre des épaisseurs de $450\mu\text{m}$ et de $1000\mu\text{m}$, tout en conservant un angle entre les écoulements d'air et d'eau inférieur à 3.5 ± 0.2 degrés. Les caractéristiques de la phase dispersée, et notamment les tailles des gouttes, ont été mesurées au moyen d'une sonde optique monofibre développée au LEGI ([2], [3], [4] et [5]). La sonde utilisée dans ces essais a une longueur sensible $L_s=60\mu\text{m}$, et détecte correctement les gouttes au-delà de $10\mu\text{m}$ en diamètre ([2]). Les caractéristiques des instabilités telles que longueur d'onde, fréquence et vitesse convective ont été mesurées par imagerie soit standard, soit rapide.

3 Résultats expérimentaux

3.1 Taille moyenne des gouttes

La taille des gouttes issues de l'atomisation primaire a été mesurée au droit du dard liquide ($x=3H_G$, $y=H_G$) pour $M=16$. Les évolutions du diamètre de Sauter D_{32} avec la vitesse débitante du gaz, et ce pour les différentes épaisseurs de lèvre, sont présentées sur la figure 2. Ces résultats font apparaître une nette croissance de la taille des gouttes avec cette épaisseur. Toutefois, les évolutions du diamètre de Sauter avec la vitesse gaz sont très voisines. Elles sont d'ailleurs semblables à celles observées pour un injecteur coaxial.

L'augmentation de la taille des gouttes avec l'épaisseur de la lèvre peut avoir diverses origines : elle peut résulter d'un changement dans les mécanismes d'instabilités primaire, secondaire ou encore dans le couplage de ces deux instabilités. Chacune de ces pistes va être explorée.

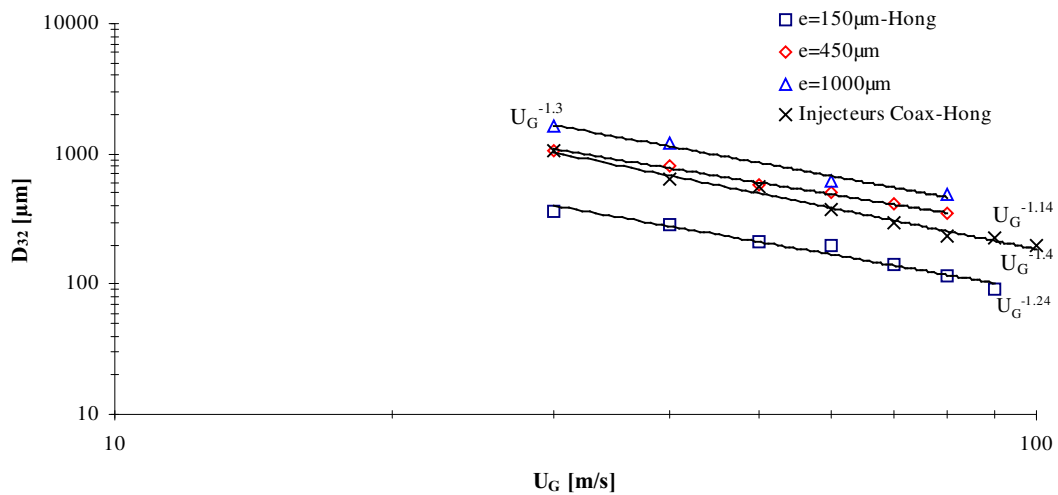


FIG. 2 – Evolution des diamètres des gouttes issues de l'atomisation primaire (fin du dard liquide $x=3H_G$, $y=1H_G$), $M=\rho_G U_G^2/(\rho_L U_L^2)=16$, pour différentes épaisseurs e

4 Instabilité primaire

4.1 Rappel du modèle de Raynal

Une nappe liquide, s'écoulant à faible vitesse, soumise à un écoulement de gaz suffisamment rapide devient instable, de sorte que la déformation de l'interface se trouve fortement amplifiée. Cette instabilité primaire (fig. 1-a et 1-b) est généralement attribuée à une déstabilisation de l'interface par le biais de la pression. Plutôt qu'une instabilité de Kelvin-Helmholtz pure, Raynal ([13] et [16]) a montré que la longueur d'onde la plus amplifiée $\lambda_{//}$ est sélectionnée par l'épaisseur de la couche de vorticité dans la phase gazeuse δ_G , et évaluée en sortie de l'injecteur ([13], [14], [15], [17]). Par une analyse de stabilité linéaire (et sur la base d'un raccordement linéaire du profil de vitesse), ces auteurs ont montré que :

$$\lambda_{//} = C_{//} \delta_G (\rho_L / \rho_G)^{1/2} \quad [1]$$

Cette approche pr dicit un préfacteur $C_{//}$ égal à 4. Or, les mesures réalisées en configuration coaxiale donnent un préfacteur compris entre 1 et 1,4 ([17], [14]). L'écart entre ces deux observations reste à ce jour inexpliqué. L'origine pourrait en être la présence d'autres modes d'instabilités dont les caractéristiques dépendent non seulement des masses volumiques mais aussi de la tension de surface et des viscosités des phases en présence ([1], [20]).

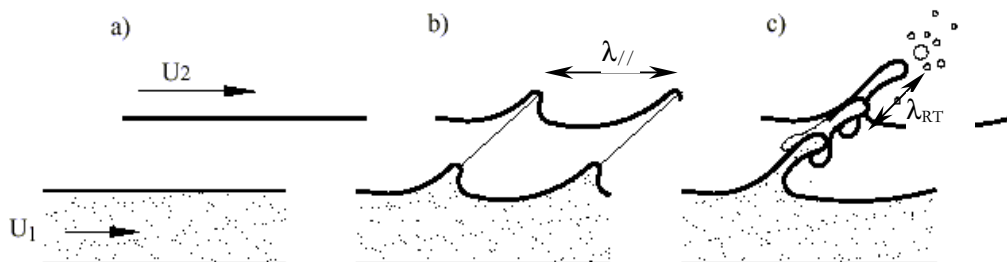


FIG. 3 – Mécanisme de brisure primaire. a)  coulement gaz/liquide co-courant, b) instabilité primaire, c) instabilité secondaire

4.2 Résultats expérimentaux

La longueur d'onde axiale a été quantifiée pour différentes valeurs de l'épaisseur e et plusieurs vitesses débitantes gaz. Les mesures ont été réalisées au plus près de la section de sortie des injecteurs, selon deux méthodes : une mesure directe par imagerie (cf fig.4) et une mesure via la fréquence f et la vitesse convective U_C des vagues sachant que $\lambda_{//} = \frac{U_C}{f}$. Ces deux techniques donnent des résultats très proches bien que légèrement dispersés (fig. 5). Pour $e = 150\mu\text{m}$ et $450\mu\text{m}$, nous retrouvons le résultat établi par

Raynal concernant la vitesse convective, à savoir $U_c = (\rho_L^{1/2} U_L + \rho_G^{1/2} U_G) / (\rho_L^{1/2} + \rho_G^{1/2})$. Ce résultat n'a pas été testé pour la plus forte épaisseur. Les longueurs d'ondes mesurées sont représentées sur la figure 5. Pour les deux épaisseurs $e = 150 \mu\text{m}$ et $450 \mu\text{m}$, la dépendance de $\lambda_{//}$ à la vitesse débitante gaz est bien en $U_G^{-1/2}$. C'est le résultat prévu par l'équation (1), sachant que, dans nos conditions expérimentales, la couche de vorticité côté gaz évolue proportionnellement à $H_G (U_G H_G / \nu_G)^{-1/2}$. En revanche, pour $e = 1000 \mu\text{m}$, les mesures font apparaître une décroissance de $\lambda_{//}$ en U_G^{-1} , du moins dans la gamme de vitesse explorée à savoir $U_G < 40 \text{m/s}$. Ce résultat traduit probablement un changement dans le type de sélection de la longueur d'onde. Pour la suite de la discussion, nous nous focaliserons sur les cas $e = 150 \mu\text{m}$ et $450 \mu\text{m}$. Les longueurs d'ondes mesurées conduisent à un préfacteur $C_{//}$ de l'ordre 1.6, valeur qui se trouve en relativement bon accord avec les observations disponibles en géométrie axisymétrique. Il apparaît donc que le mode axial est identique en géométrie plane et en géométrie axisymétrique. De plus, ce mode n'est pas affecté par l'épaisseur de lèvre, du tant que cette dernière évolue dans une gamme allant de 0,6 à 2 fois l'épaisseur de vorticité côté gaz.

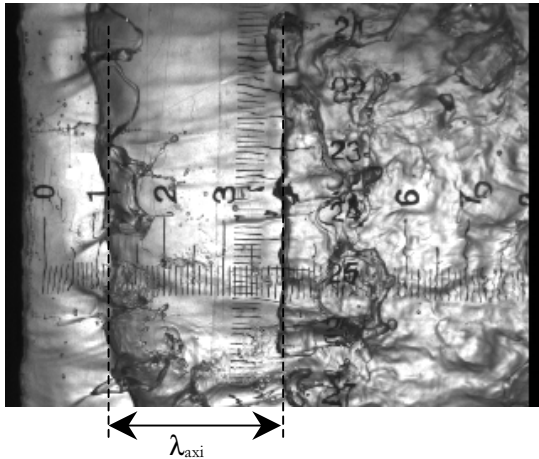


FIG. 4 – Vue de dessus en sortie d'injecteur plan (zone noire à gauche de l'image) $U_G = 20 \text{m/s}$, $M = 16$, $e = 450 \mu\text{m}$

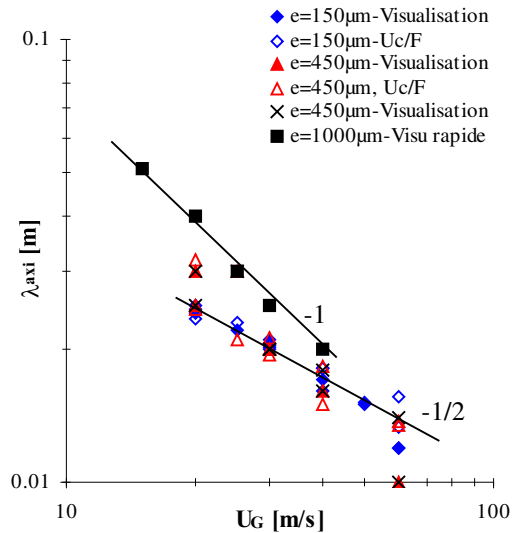


FIG. 5 – Evolution de la longueur d'onde des instabilités axiales en fonction de la vitesse débitante gaz pour différentes épaisseurs e

5 Instabilité secondaire

5.1 Modèle (rappel)

Le modèle proposé par Hong et al. [8] pour l'atomisation secondaire est le suivant. Des vagues formées par l'instabilité primaire pénètrent dans le jet gazeux rapide. Chaque crête est ainsi soumise à une importante pression dynamique, ce qui engendre une forte accélération axiale (fig. 6). Les crêtes des vagues se déstabilisent et forment des doigts, ou ligaments selon dans les directions normales à l'écoulement principal.

La longueur d'onde la plus amplifiée pour une instabilité du type Rayleigh-Taylor est donnée par :

$$\lambda_{RT} = 2\pi \left(3 \frac{\sigma}{\rho_L a} \right)^{1/2} \quad [2]$$

où l'accélération a devant être prise en compte est celle de la crête : a est dirigée dans le sens de l'écoulement principal et résulte de la pression dynamique exercée par le gaz soit :

$$a = \frac{F}{m_n} = \frac{1}{2} \cdot C_d \rho_G \frac{(U_G - U_c)^2}{\rho_L b} \quad [3]$$

Nous faisons l'hypothèse que l'épaisseur caractéristique b de la portion de nappe qui est accélérée est proportionnelle à la périodicité des vagues, soit $b = \alpha \lambda_{//}$. Il vient alors :

$$\lambda_{RT} = 2\pi \left(3 \alpha C_{//} / C_d \right)^{1/2} \delta \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1/4} \left(\rho_G (U_G - U_c)^2 \delta / \sigma \right)^{-1/2} \propto (U_G - U_c)^{-1} U_G^{-1/4} \quad [4]$$

Enfin, ces ligaments distribués transversalement (figure 8) se rompent pour donner naissance à des gouttes. Marmottant ([14], [15] et [16]) a montré que la taille moyenne des gouttes est proportionnelle au volume des ligaments, ou encore à la longueur d'onde transverse. Or dans la limite $U_G/U_L \gg 1$, $\lambda_{RT} \propto U_G^{-5/4}$: cette loi d'échelle est en bon accord avec les observations reportées en figure 2 pour le diamètre de Sauter.

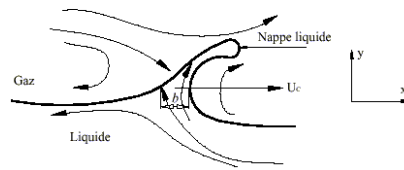


FIG. 6 – Formation de la nappe

6 Résultats expérimentaux

Pour analyser l'instabilité secondaire dans le cas d'une épaisseur de lèvre de $450\mu\text{m}$, nous avons uniquement mesuré la longueur d'onde transverse λ_{RT} . Les mesures ont été faites par visualisation de l'écoulement à la sortie des injecteurs. Pour une même configuration d'écoulement, on observe, avec quasiment la même probabilité, deux longueurs d'ondes transverses (fig. 7) : la plus grande (λ_{RT}^+) vaut 2 fois (à 10% près) la plus petite (λ_{RT}^-). Leurs dépendances à la vitesse gaz sont identiques : elles évoluent linéairement avec $(U_G - U_C)^{-1} U_G^{-1/4}$ comme prévu par le modèle proposé dans l'équation (4). La mesure de la longueur d'onde transverse permet d'évaluer le coefficient α qui fixe l'épaisseur de la crête soumise à l'accélération axiale. En se donnant un coefficient de traînée C_d égal à 2, le coefficient α vaut 0.04 ± 0.01 pour les longueurs d'ondes courtes. La même valeur avait été obtenue pour une épaisseur de lèvre de $150\mu\text{m}$ (Hong et al. 2002). Si l'on considère les longueurs d'onde les plus grandes, le coefficient α devient égal à 0.18 ± 0.06 . Là encore, un résultat similaire avait été obtenu pour une épaisseur de $150\mu\text{m}$ [9]. Il apparaît donc que le scénario de déstabilisation des crêtes par instabilité de Rayleigh-Taylor axiale s'applique aux deux épaisseurs $150\mu\text{m}$ et $450\mu\text{m}$, et ce avec le même coefficient α pilotant la masse liquide déstabilisée.

Ainsi, les écarts observés sur les tailles des gouttes ne peuvent être attribués à l'instabilité secondaire. Si l'on examine maintenant le rapport D_{10}/λ_{RT} , il vaut 0.05 pour λ_{RT}^- et 0.02 pour λ_{RT}^+ (pour $e=450\mu\text{m}$). Le rapport D_{10}/λ_{RT}^- avait été trouvé antérieurement égal à 0.02 pour l'injecteur plan (avec $e=150\mu\text{m}$). Pour l'injecteur coaxial, sa valeur est de 0.1 ([16]). Si l'ordre de grandeur du rapport D_{10}/λ_{RT} reste le même, les écarts entre valeurs sont significatifs et peuvent à eux seuls expliquer les variations de la taille moyenne des gouttes avec l'épaisseur présentés en Figure 2. Une modification dans la dynamique de rupture des ligaments en gouttes est peu probable. En revanche, si l'on considère la valeur λ_{RT}^- comme le mode fondamental, il apparaît que seule une fraction des ligaments se développent. Rappelons que l'analyse des images telles que celle de la Fig.8 pour $e=450\mu\text{m}$ indique une probabilité équivalente d'observer λ_{RT}^- ou $2\lambda_{RT}^-$. Or, avec une densité linéique de ligaments moindre, on s'attend à ce que leur volume moyen augmente, ce qui conduit à un accroissement de la taille des gouttes. Bien que plausible, ce scénario ne permet encore pas d'expliquer les écarts observés entre les épaisseurs $150\mu\text{m}$ et $450\mu\text{m}$. Pour cela, il faudra mesurer la proportion de longueurs d'ondes « courtes » et « longues » pour une lèvre fine.

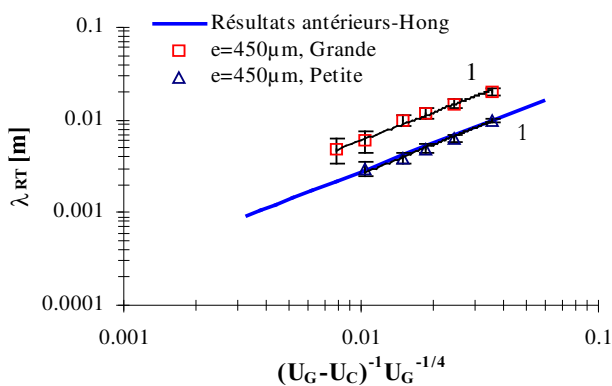


FIG. 7 – Evolution de la longueur d'onde transverse avec les vitesses débitantes gaz et liquide ($M=16$, U_G entre 15 et 50m/s)

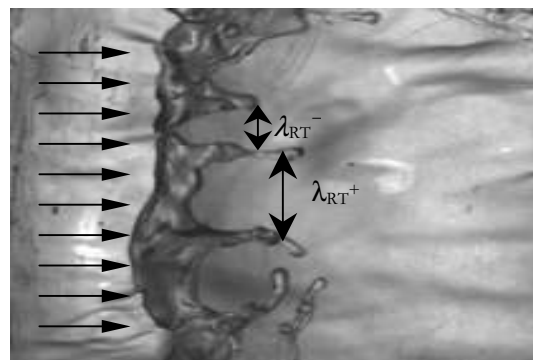


FIG. 8 – Illustration de la structure transverse (injecteurs plans, $U_G=30\text{m/s}$, $M=16$, $e=450\mu\text{m}$)

7 Conclusion

Ce travail consacré à l'influence de l'épaisseur de la lèvre séparatrice sur l'atomisation dans une configuration de couche de mélange diphasique, a permis de conforter plusieurs des ingrédients du modèle prédisant la taille moyenne de goutte. Pour des épaisseurs de lèvres évoluant entre 0,6 et 2 fois l'épaisseur de la couche de vorticité côté gaz, il apparaît que les mécanismes de déstabilisation axiale (de type Kelvin-Helmholtz) et transverse (de type Rayleigh-Taylor) restent bien les mêmes. L'influence observée de l'épaisseur sur la taille moyenne des gouttes a donc une autre origine. Tous les ligaments éligibles ne croissant pas, des essais complémentaires sont requis pour identifier les paramètres contrôlant la densité linéique effective des ligaments. Par ailleurs, les premiers essais réalisés pour une épaisseur bien plus large que la couche de vorticité côté gaz (facteur 1.1 à 3.6) montrent que les caractéristiques de l'instabilité axiale sont, cette fois, fortement modifiées.

Références

- [1] BOECK, T. and ZALESKI, S. Viscous vs. inviscid instability of two phase mixing layers with continuous velocity profile. *Phys. Fluids*, submitted 2004.
- [2] CARTELLIER A., BEN RAYANA F., Dispersed phase measurements in sprays using optical probes. *3rd International Symposium on two-phase flow modeling and experimentation*, Pisa, 22-24 September 2004
- [3] CARTELLIER, A. Post-treatment for phase detection probes in fluid/fluid two-phase flows. *Int. J. Multiphase Flow*, 25 (1999), 201-228.
- [4] CARTELLIER, A., BARRAU, E. Monofiber optical probes for gas detection and gas velocity measurements: conical probes. *Int. J. Multiphase Flows*, 24 (1998a), 1265-1294.
- [5] CARTELLIER, A., and BARRAU, E. Monofiber optical probes for gas detection and gas velocity measurements: optimized sensing tips. *Int. J. Multiphase Flow*, 24 (1998b), 1295-1315.
- [6] CHANDRASEKHAR, S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. *Dover publications*, (1981).
- [7] HONG M., CARTELLIER A., HOPFINGER E., Characterization of phase detection optical probes for the measurement of the dispersed phase parameters in sprays. *Int. J. Multiphase Flow* 30 (2004), 615-648.
- [8] HONG, M., CARTELLIER, A. and HOPFINGER, E. J. Atomization and mixing in coaxial injection. (2002). *Proc. 4th Int. Conf. On Launcher Technology*. Li  ge, Belgique (3- 6 D  c. 2002).
- [9] HONG, M. Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux liquide-gaz. *Thèse d'INPG*, Grenoble, 2003.
- [10] HOPFINGER, E. J. Atomization of a liquid jet by a coaxial gas jet : Critical review. (2001).
- [11] JOSEPH, D. D., BEAVERS, G. S., and FUNADA, T. Rayleigh-Taylor instability of viscoelastic drops at high Weber numbers. *J. Fluid Mech.*, 453 (2002), 109-132.
- [12] LASHERAS, J. C., and HOPFINGER, E. J. Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream. *Annual Rev. Fluid Mech.*, 32 (2000), 275-308.
- [13] LASHERAS, J. C., VILLERMAUX, E. and HOPFINGER, E. J. Break up and atomization of a round water by a high speed annular air jet. *J. Fluid Mech.*, 357 (1998), 351-379.
- [14] MARMOTTANT, P. Atomisation d'un liquide par un courant gazeux. *Thèse de l'INPG*, Grenoble, 2001.
- [15] MARMOTTANT, P., and VILLERMAUX, E. Mécanismes d'atomisation primaire dans les jets coaxiaux. Combustion dans les moteurs fus  s – *Actes du colloque de synthèse du groupe de recherche CNES/CNRS/ONERA/SENECMA*, (2001), 51-66.
- [16] MARMOTTANT, P., and VILLERMAUX, E. On spray formation. *J. Fluid Mech.*, 498 (2004), 73-111.
- [17] RAYNAL, L. Pulvérisation assistée d'un jet liquide par un jet de gaz :   tude des mécanismes de la brisure primaire. *Rapport final réf. n   93.811.000.094 DGA*, 1998.
- [18] RAYNAL, Instabilité et entraînement à l'interface d'une couche de mélange liquide-gaz *Thèse d'UJF*, Grenoble, octobre 1997.
- [19] VARGA, C. M., LASHERAS, J. C., and HOPFINGER, E. J. Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream. *J. Fluid Mech.*, 497 (2003), 405-434.
- [20] YECKO P., and ZALESKI S., Transient growth in two-phase mixing layers, *J. Fluid Mech.* Accepted 2005.