Étude expérimentale de l'atomisation assistée de jets diphasiques gaz-liquide

Jean-Christophe Guillard

▶ **To cite this version:**

Jean-Christophe Guillard. Étude expérimentale de l'atomisation assistée de jets diphasiques gaz-liquide. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAI037 . tel-01526698

HAL Id: tel-01526698

https://theses.hal.science/tel-01526698

Submitted on 31 May 2017

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.

Communauté
UNIVERSITÉ Grenoble Alpes

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ DE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des luides, Énergétique, Procédés**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Jean-Christophe Guillard

Thèse dirigée par **Alain Cartellier**
et codirigée par **Jean-Philippe Matas**

préparée au sein du **Laboratoire des écoulements géophysiques et industriels (LEGI)**
et de **Ingénierie Matériaux Mécanique Énergétique Environnement Procédés Production (IMEP-2)**

Étude expérimentale de l'atomisation assistée de jets diphasiques gaz-liquide.

Thèse soutenue publiquement le 12 juillet 2016,
devant le jury composé de :

Mme Henda Djeridi
Professeur au LEGI, Présidente
M. Serge Simoens
Directeur de recherche au LMFA, Rapporteur
M. Pierre Gajan
Docteur d'état à l'ONERA, Rapporteur
M. Alberto Aliseda
Professeur associé au département d'ingénierie mécanique de l'université de Washington, Examinateur
M. Alain Cartellier
Directeur de recherche au LEGI, Directeur de thèse
M. Jean-Philippe Matas
Professeur au FST, Co-Directeur de thèse

Table des matières

1 Introduction. 7

2 État de l'art. 15
2.1 Atomisation assistée d'un jet liquide cylindrique : mécanismes et principaux résultats. 16
2.1.1 Proche de l'injection : Le "stripping". 20
2.1.2 Plus loin en aval : Le « Flapping ». 36
2.2 Cas de l'atomisation d'une nappe liquide annulaire. 42
2.2.1 Mécanismes de brisure. 42
2.3 Plan de travail. 47

3 Expériences mises en œuvre et outils de mesure des caractéristiques du spray. 49
3.1 Banc expérimental. 49
3.2 Les géométries d'injecteurs. 52
3.3 Géométrie gros diamètre avec convergent. 52
3.3.1 Présentation. 52
3.3.2 Epaisseur de vorticité gaz, δ_g. 52
3.4 Géométrie gros diamètre sans convergent. 54
3.5 Mixeur des géométries gros diamètre. 55
3.6 Géométrie petit diamètre. 56
3.6.1 Présentation. 56
3.6.2 Épaisseur de vorticité gaz, δ_g. 57
3.7 Mixeur de la géométrie petit diamètre. 58
3.8 Géométrie annulaire. 58
3.9 Cartographies des écoulements diphasiques internes. 60
3.9.1 Géométrie gros diamètre avec convergent. 64
3.9.2 Géométrie gros diamètre sans convergent. 66
3.9.3 Géométrie petit diamètre. 70
3.10 Outils (et méthodologies) de mesure des caractéristiques du spray. 73
3.10.1 La sonde optique. 73
3.10.2 Méthodes de traitement d'images. 78

4 Structures atomisées et intermittence. 83
4.1 Géométrie gros diamètre 83
4.1.1 Évolution de la structure du jet atomisé avec Bêta. 83
4.1.2 Les structures périodiques du spray. 95
4.2 Petit diamètre 130
4.2.1 Évolution de la structure du jet atomisé avec Bêta. 130
4.2.2 Les structures périodiques du spray. 131
4.3 Comparaison entre gros et petit diamètres 143
4.3.1 Résumé sur les structures du jet diphasique. 144

5 Effet du gaz interne sur les caractéristiques structurelles du spray. 145
5.1 Longueur de brisure moyenne, $< L_b >$ . . . 145
5.1.1 Effet de la vitesse du gaz externe . . . 146
5.1.2 Effet de la quantité de gaz interne, β. . . . 153
5.1.3 Effet du convergent . . . 165
5.1.4 Réflexions sur les lois d'échelle de $< L_b >$ . . . 165
5.2 Angle du spray,A_{spray} . . . 168
5.2.1 Effet de $\boldsymbol{U_{gext}}$(et de $\boldsymbol{M}$) . . . 169
5.2.2 Effet de Bêta . . . 170

6 Effet du gaz interne sur les gouttes produites - Géométrie gros diamètre avec convergent ($\emptyset = 7,6\ mm$). 173
6.1 Zone proche injecteur. . . . 174
6.1.1 Pdfs de cordes. . . . 175
6.1.2 Mesures au point "stripping". . . . 178
6.1.3 Profils radiaux. . . . 191
6.1.4 Résumé des évolutions dues à l'ajout de gaz interne en zone proche injecteur. . . . 194
6.2 Zone éloignée de l'injecteur. . . . 194
6.2.1 Pdfs de cordes. . . . 195
6.2.2 Caractéristiques du spray . . . 201
6.2.3 Profils radiaux. . . . 213
6.2.4 Comparaison avec géométrie sans convergent. . . . 222
6.2.5 Comparaison avec géométrie annulaire. . . . 223
6.2.6 Résumé des évolutions dues à l'ajout de gaz interne en zone éloignée injecteur. . . . 226

7 Effet du gaz interne sur les gouttes produites - Géométrie Petit diamètre ($\emptyset = 3,5\ mm$) 227
7.1 Pdfs de cordes. . . . 228
7.1.1 $\boldsymbol{U_{lsup} = 0,2}$m/s. . . . 228
7.1.2 $\boldsymbol{U_{lsup} = 1}$m/s. . . . 228
7.1.3 $\boldsymbol{U_{lsup} = 2}$m/s. . . . 230
7.2 Caractéristiques du spray. . . . 232
7.3 Profils radiaux. . . . 246
7.3.1 Résumé des évolutions dues à l'ajout de gaz interne . . . 253
7.4 Comparaison des tailles et des effets du régime d'écoulement en fonction de la géométrie d'injecteur . . . 254

8 Conclusion générale & perspectives 259

A Confidentiel industrie 263

B Études effectuées sur une configuration d'écoulements diphasiques verticaux descendants. 265

C σ_{L_b} en fonction de β. 267

D Effet du convergent sur la longueur de brisure. 269

E Résultats sur les flux mesurés en zone éloignée de l'injecteur tracés en fonction de la fraction de débit de gaz interne - Géométrie gros diamètre avec convergent 275

F Comparatif des résultats entre les géométries gros diamètre avec et sans convergent. 283

G Résultats sur les flux tracés en fonction de la fraction de débit de gaz interne - Géométrie petit diamètre 285

H Confidentiel industries **291**

Chapitre 1

Introduction.

Le mot atomisation est composé d'"atomiser" et du suffixe "-ation" qui désigne l'action.
"Atomiser" se compose de "atome" et du suffixe "-iser". "-iser" est un morphème inchoatif, exprimant un changement d'état vers la notion du radical. Ce dernier, "atome", vient du latin "atomus" qui signifie partie élémentaire de la matière. "Atomus" vient lui-même du grec ancien "$\alpha\tau o\mu o\varsigma$", "átomos" qui veut dire insécable, non coupé.

L'atomisation, par le suffixe "-ation", du latin "-atio", désigne donc l'action d'atomiser, c'est-à-dire diviser un corps cohésif en particules, si nous nous accordons à la définition, indivisibles.
Appliqué à un volume liquide, ce procédé vise à la production de gouttelettes. Pour un même volume, la surface de liquide disponible s'en voit augmentée. De nombreux secteurs d'activité utilisent donc l'atomisation pour améliorer les transferts de chaleur et les transferts de masse se produisant au niveau de l'interface séparant 2 phases. À titre d'exemple l'agriculture s'en sert pour traiter et arroser les cultures de façon homogène avec pour objectif une consommation minimum. La métallurgie l'utilise pour maitriser le refroidissement de ses alliages. Nous pourrions poursuivre la liste avec d'autres exemples issus de secteurs tels que la chimie, le secteur pharmaceutique ou l'agroalimentaire mais orientons nous plutôt vers le cadre de cette thèse financée par le CNES et la SNECMA, c'est à dire, la recherche spatiale. En partie grâce au procédé d'atomisation, des lanceurs pesant plusieurs centaines de tonnes (entre 700 et 800 pour Ariane 5) peuvent être propulsés dans l'espace afin d'y placer des satellites en orbite autour de la terre.

Les moteurs de fusée à ergols cryogéniques utilisent l'atomisation du comburant par le carburant permettant ainsi une combustion de qualité. La plupart du temps, le couple utilisé est l'oxygène liquide (LOX) et l'hydrogène gazeux (GH2), respectivement comburant et carburant. Les moteurs Vulcain (1 et 2) et Vinci utilisent cette technologie. La figure 1.1 présente le schéma de fonctionnement du moteur Vulcain.

Dans la chambre de combustion, les ergols brûlent à haute pression (110 bars). Pour atteindre une telle valeur les circuits des deux fluides sont équipés de turbopompes très puissantes les amenant au dôme d'injection situé juste en amont de la chambre de combustion (non représenté sur le schéma de la figure 1.1). La turbopompe du circuit LOX a une vitesse de rotation de 13 000 tr/m et une puissance de 15 MW (ce qui équivaut à 21 000 chevaux) permettant d'atteindre des débits de l'ordre de 200 l/s. Côté GH2, la turbopompe tourne à 13 000 tr/m, a une puissance de 3,7 MW et un débit de 600 l/s. L'énergie nécessaire au fonctionnement de ces deux turbines est fournie par des gaz de combustion produits dans le générateur de gaz.

Le dôme d'injection est le point de convergence des deux circuits. La partie basse du dôme est une plaque de section cylindrique comportant 516 injecteurs coaxiaux, nommés pitots LOX. Le LOX en arrivant par le haut du dôme s'écoule dans la partie centrale de chaque injecteur. Le GH2 , avant d'arriver au dôme d'injection, circule sous forme liquide au sein des parois de la tuyère ce qui présente un double intérêt. En refroidissant la tuyère, qui sans cela, fondrait sous les températures très élevées imposées par la combustion, le GH2 capte de la chaleur qui le fait passer sous forme gazeuse. C'est dans cet état qu'il s'écoule jusqu'à la partie extérieure des injecteurs coaxiaux de la plaque d'injection. Quand les 2 fluides se rencontrent, en arrivant dans la chambre de combustion, l'atomisation du LOX par le GH2 crée un mélange des 2 fluides sous forme de spray. Une fois mise à feu, la combustion à haute pression (110 bar) et à haute température (3 500 K) des ergols dans la chambre va produire un débit de gaz chauds, qui, accélérés dans le divergent en régime supersonique, sont éjectés à grande

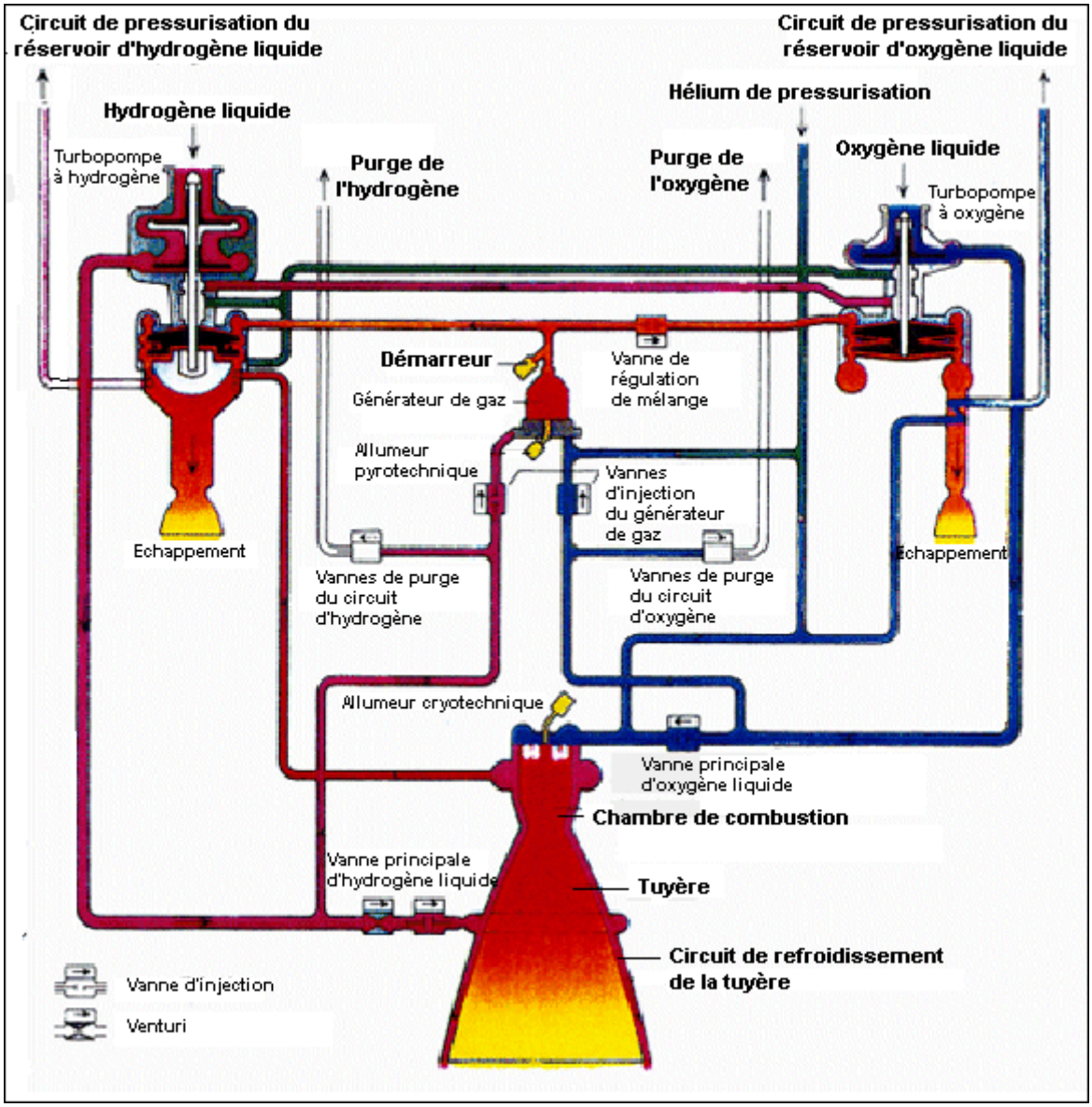


FIGURE 1.1 – Moteur Vulcain (source : http ://eduscol.education.fr)

vitesse (4000 m/s) fournissant ainsi la poussée de 1145 kN (115 tonnes) nécessaire à la propulsion du lanceur.

La phase de démarrage, est le centre d'intérêt de cette thèse. Si le régime permanent des moteurs cryotechniques est bien maîtrisé, le régime transitoire de l'allumage du moteur soulève encore beaucoup de questions. Nous allons maintenant décrire les phases successives de ce régime transitoire afin d'exposer la problématique du sujet.

La figure 1.2 montre une représentation schématique de la phase d'allumage. Lors de celui-ci le circuit d'hydrogène est mis en route avant le circuit d'oxygène liquide afin que ce dernier soit directement atomisé en sortant des pitots évitant ainsi son ruissellement dans la chambre de combustion, en particulier sur les parois qui pourraient être endommagées par de trop hautes températures. Si la pression de la chambre de combustion était supérieure à la pression dans le dôme d'injection, l'hydrogène pourrait alors remonter dans le dôme et poser des problèmes de sécurité. Une fois le circuit LOX ouvert, le mélange du carburant et du comburant présent dans le dôme risquerait de s'enflammer et de causer de sérieux dégâts à la structure. Pour éviter cela, la première étape de l'allumage est donc de mettre sous pression le dôme en y faisant s'écouler un gaz de balayage, l'hélium, GHE, empêchant ainsi toute remontée d'hydrogène depuis la chambre de combustion. La deuxième étape est la mise en route du circuit d'hydrogène. La troisième et dernière étape est la substitution lente et progressive de l'hélium par l'oxygène liquide. Cette étape fait évoluer l'écoulement dans les pitots LOX d'un écoulement 100 % gazeux à 100 % liquide, la phase gazeuse étant constituée d'hélium mais aussi d'oxygène gazeux provenant de l'évaporation LOX. Entre ces deux valeurs, l'écoulement dans les pitots LOX est diphasique pouvant ainsi présenter une zoologie de structures d'écoulement variée. Dans un premier temps nous pouvons donc nous demander quels types de structures d'écoulements diphasiques peuvent se produire dans les pitots LOX par rapport à celles existantes dans la littérature. En découle la question-clé de cette étude, dans quelle mesure la quantité de gaz et la structure d'écoulement qui en résulte impactent les caractéristiques du spray obtenu dans la chambre de combustion, à savoir, ses aspects structurels et sa granulométrie, et au delà affectent la phase d'allumage

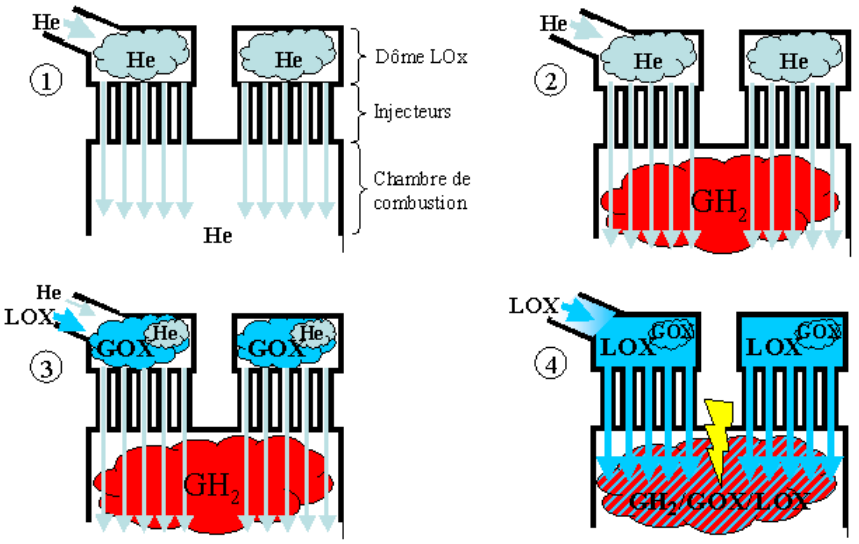


FIGURE 1.2 – Phase d'allumage du moteur

Identifier, créer puis atomiser les différents régimes d'écoulements diphasiques que nous pouvons trouver dans les pitots LOX quand l'écoulement y évolue de totalement gazeux à totalement liquide fut donc une étape majeure de cette thèse. Pour cela, un mélange liquide-gaz a été créé dans un mixeur en amont de l'injecteur. En sortie il a été atomisé par un gaz provenant d'un autre circuit. Ont été étudiées les structures d'écoulements diphasiques avant que celui-ci soit atomisé. Dans la suite du manuscrit il sera appelé écoulement interne ou écoulement diphasique interne. Le gaz qu'il contient sera appelé gaz interne à la différence du gaz atomisant qui sera nommé gaz externe. Les paramètres de contrôle de l'expérience sont les débits du gaz externe, Q_{gext},

du gaz interne,Q_{gint}, et du liquide, Q_l. Ces deux derniers pourront être exprimés en vitesses superficielles notées $U_{gintsup}$ et U_{lsup}. Ces vitesses sont calculées comme si la phase était seule à s'écouler dans la conduite, en utilisant le diamètre de passage de l'écoulement diphasique interne dans l'injecteur. La vitesse du gaz externe, U_{gext} est quant à elle une vitesse débitante basée sur sa section de passage. Nous avons travaillé avec comme fluides de substitution de l'eau et de l'air qui sont moins onéreux et surtout plus simples et plus sûrs à l'utilisation. La question de la transposition des résultats aux fluides réels se pose et sera évoquée au cours du manuscrit. Les expérimentations ont été faites dans des conditions de pression et de température ambiantes.

Revenons maintenant sur les conditions moteur et faisons un point sur les différents régimes d'écoulements diphasiques qui pourraient éventuellement se mettre en place dans les pitots LOX. En régime stationnaire, les vitesses respectives du GH2 et du LOX sont 240 et 10 m/s. La pression de la chambre de combustion est autour des 110 bars. Les densités de l'hydrogène et de l'oxygène liquide étant respectivement 7,7 et 1135 kg/m^3, le rapport des pressions dynamiques, donné par l'équation 1.1, entre la phase gazeuse et la phase liquide est de 4. Cependant selon les différents modèles de moteur il peut monter jusqu'à 16.

$$M = \frac{\rho_g U_g^2}{\rho_l U_l^2}, \tag{1.1}$$

avec ρ_g, ρ_l, U_g et U_l respectivement les densités et vitesse de la phase gazeuse et de la phase liquide.

L'introduction du gaz interne ajoute le paramètre adimensionnel, β, nommé fraction volumique de débit gaz, qui quantifie la quantité de gaz dans la phase liquide. Ce paramètre est défini par l'équation 1.2 :

$$\beta = \frac{Q_{gint}}{Q_{gint} + Q_l}, \tag{1.2}$$

avec Q_{gint} et Q_l respectivement les débits du gaz interne et du liquide en $m^3.s^{-1}$.

β ne sera qu'un paramètre de contrôle indirect puisque calculé à partir des débits du liquide et du gaz interne. Le graphique de la figure 1.3 représente la trajectoire de la fraction volumique de gaz, β, dans les pitots LOX et du rapport des pressions dynamiques entre l'hydrogène gazeux et l'oxygène liquide, M lors du régime transitoire d'allumage du moteur. Sur le graphique nous pouvons voir que celui-ci dure moins de quelques secondes.

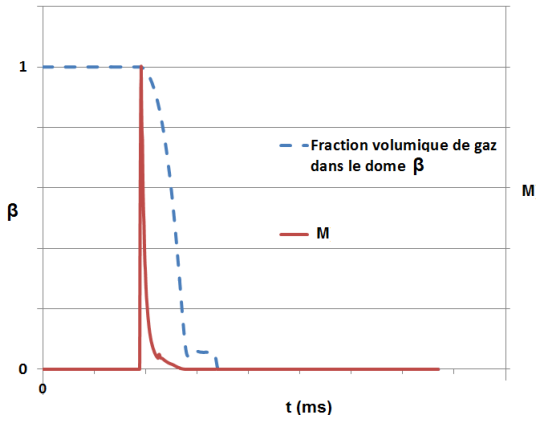


FIGURE 1.3 – Trajectoire d'allumage d'un moteur cryotechnique : β et M en fonction du temps.

Au début de l'allumage n'est présent que l'hélium. La fraction volumique de gaz dans les pitots LOX est donc égale à 1. Ensuite le circuit d'hydrogène est ouvert et dans la foulée celui d'oxygène liquide l'est aussi. Sur le graphique, nous voyons la fraction volumique de gaz commencer à diminuer alors que le rapport de pression dynamique monte en flèche pour atteindre une valeur infinie. En moins de deux secondes ces deux quantités chutent, du fait de l'augmentation de la vitesse de l'oxygène liquide, pour atteindre une valeur quasiment nulle pour la fraction volumique gaz et une valeur comprise entre 4 et 16 pour le rapport des pressions dynamiques.

Pendant ce laps de temps, comme nous l'avons évoqué plus haut, la structure d'écoulement dans les pitots LOX va évoluer conjointement à la fraction volumique de gaz.

Connaître par pitot et en temps réel l'évolution du régime d'écoulement serait l'idéal. Malheureusement, les travaux de thèse de V. Alleaume [1], portant sur la plaque du dôme d'injection du moteur, ont montré que tous les pitots LOX, ne présentaient pas, à un instant t, les mêmes caractéristiques d'écoulement. Les photographies de la réplique de la plaque d'injection (en haut) du dôme expérimental de V. Alleaume figure 1.4 montrent les différences de régimes d'écoulements entre les pitots de la plaque, on peut y voir des écoulements à bouchons et des écoulements annulaires. Sur la série d'images en bas, on voit l'écoulement dans un pitot évoluer dans le temps. Nous y observons les régimes à bulles, à bouchons et la transition à bouchons/annulaire.

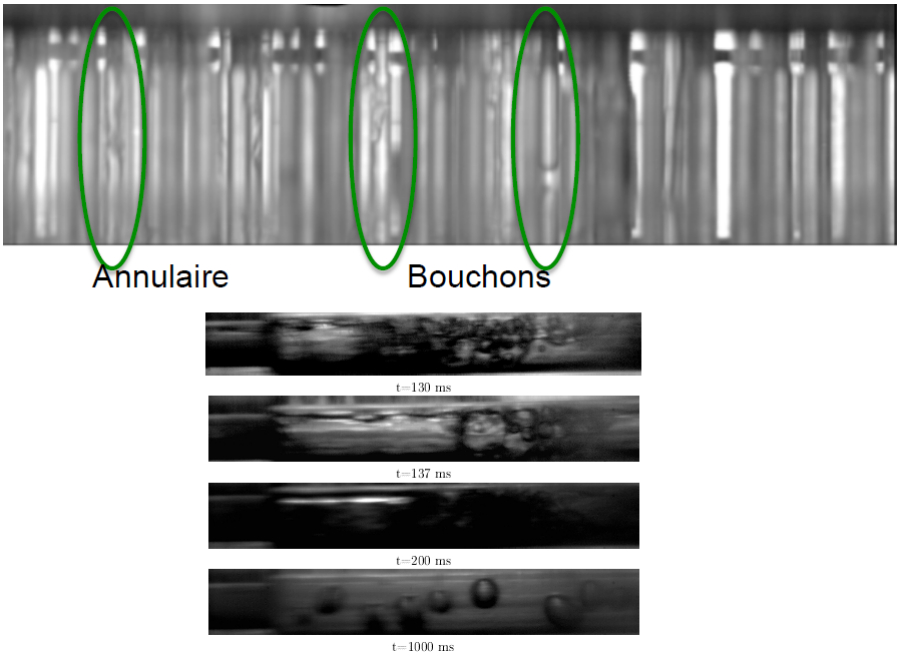


FIGURE 1.4 – Écoulements diphasiques dans une réplique de la plaque du dôme d'injection [1]

Les conditions de microgravité hors de l'atmosphère terrestre rajoutent de la complexité au problème. Nos moyens expérimentaux ne nous permettant pas de travailler en microgravité, nous avons étudié la littérature afin d'identifier les différents régimes d'écoulement diphasique observés dans ces conditions. De nombreuses études ont été réalisées afin de comprendre les mécanismes de transition entre les différents régimes d'écoulement. La plupart de ces études ont été réalisées dans des conditions de microgravité artificielle, soit lors de vols paraboliques [18, 106], soit en utilisant des tubes ayant un diamètre inférieur au diamètre capillaire [26] soit, pour finir, avec la méthode de la tour à chute libre [22]. Zaho et al. [42, 105], ont mené des expériences en microgravité sur la station spatiale internationale Mir sur un tube de 10 mm de diamètre. En faisant évoluer les vitesses superficielles du liquide (du carbogal) et du gaz (de l'air) respectivement de 0,04 à 0,81 m/s et de 0,09 à 6,3 m/s, ils ont établi la cartographie de la figure 1.5 présentant, dans un plan $(U_{gsup}; U_{lsup})$, les différents régimes d'écoulements diphasiques observés :

Sur cette cartographie, sont présents les écoulements à bulles, à bouchons, l'écoulement annulaire et la transition entre ces deux derniers. N'apparait pas l'écoulement à brouillard ("mist"). Cette cartographie, ayant été établie avec des gammes de vitesse superficielle définies, nous ne pouvons pas être certains que les régimes non observés ne se produisent jamais pour d'autres conditions de vitesses superficielles. Situ et al. [90] en 2011 ont établi un tableau récapitulatif des expérimentations en microgravité réalisées depuis les années 70 (cf. annexe A). Dans ce tableau de synthèse, nous trouvons, par auteur, les fluides utilisés, le moyen de mise en microgravité, la géométrie utilisée et pour finir les régimes d'écoulements diphasiques observés. Les régimes à bulles, à bouchons et annulaire sont les plus communs. L'écoulement churn n'a été observé que dans deux cas [84] sur plusieurs centaines d'écoulements analysés, observations qui restent subjectives. Les écoulements brouillard et stratifiés n'apparaissent pas.

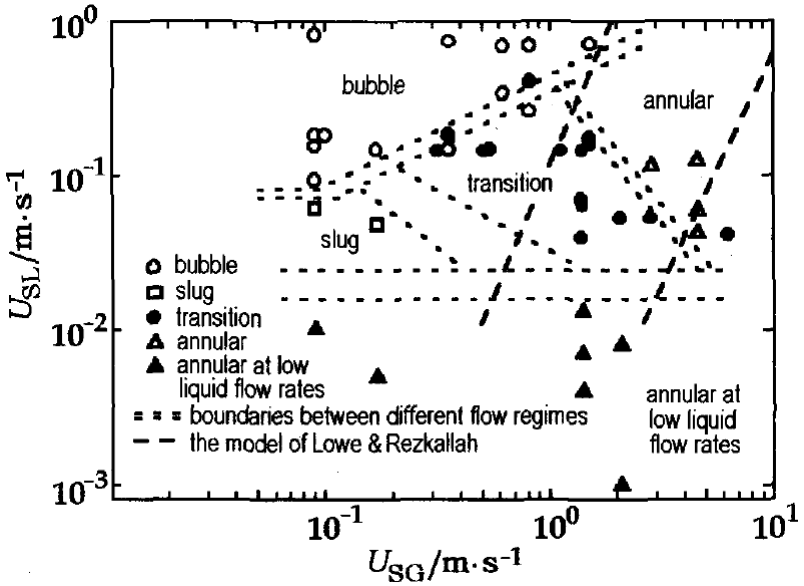


FIGURE 1.5 – Cartographie des régimes d'écoulements diphasiques à bord de la station spatiale Mir dans un tube de 10 mm de diamètre [42] (carbogal et air).

Les experimentations en microgravité (vols paraboliques-en air et eau) de Colin et al. [18] et de Bousman et al. [8] ont montré que le diamètre du tube a un effet d'ordre un sur la transition du régime à bulles au régime à bouchons : le taux de vide critique passe de $0,4$ pour des tubes de diamètre inférieur à 19 mm à $\approx 0,2$ pour un diamètre supérieur à 25 mm. La transition dans les "grands tubes" se produit plus tôt en raison d'une coalescence plus rapide du fait de la turbulence qui augmente la probabilité de collision entre les bulles : la transition est donc affectée par la tension de surface et la viscosité du liquide. Dans les gammes de vitesses superficielles explorées par Bousman et al. [8], la transition à bouchons/annulaire ne semble pas affectée par le diamètre du tube ni par la tension de surface ni par la la viscosité du liquide. Cependant Hanratty [30] indique que la transition à bouchons/annulaire se produit à des vitesses superficielles du gaz U_{gsup} plus faible en microgravité pour des écoulements verticaux ascendants. Il ajoute que l'écoulement annulaire se caractérise différemment selon la valeur de U_{gsup} :

- pour $U_{gsup} > 10$ m/s, l'écoulement annulaire est caractérisé par un fin film liquide perturbé par des vagues de faible amplitude ("disturbances waves").
- pour $U_{gsup} < 10$ m/s, l'écoulement annulaire est caractérisé par un film liquide plus épais parcouru par des vagues de grande amplitude pouvant être de l'ordre du diamètre du tube.

Faisons maintenant un point sur les écoulements diphasiques avec gravité puisque c'est sous l'effet de la gravité que nous allons faire nos expériences. Ghajar et al. [27–29] ont établi des cartographies des régimes d'écoulements diphasiques observés dans un tube de diamètre $12,7$ mm pour différentes orientations. Les cartographies pour les écoulements horizontaux, verticaux ascendants et verticaux descendants sont respectivement données en haut, au milieu et en bas de la figure 1.6. En haut de la figure, nous voyons que les écoulements horizontaux subissent un impact de la gravité : la phase gazeuse se trouve toujours au dessus de la phase liquide. Ces régimes stratifiés ne s'observent pas en microgravité.
Entre écoulements ascendants et descendants, de légères différences s'observent au niveau des régimes communs. Dans les deux cas nous retrouvons les régimes à bulles, à bouchons, annulaire et la transition entre à bouchons annulaire observées sur la cartographie établie sur la station Mir en microgravité (figure 1.5).

Comme en microgravité, un effet du diamètre du tube sur les transitions entre les régimes a été observé. Bhagwat [7], lors de sa thèse, a établi un tableau récapitulatif des études faites sur une configuration d'écoulement vertical descendant (annexe B). Il indique les taux de vide correspondant aux différents régimes d'écoulements pour un couple $(U_{lsup}; U_{gsup})$ donné. Pour les régimes à bulles et à bouchons, les plages d'existence sont larges : pour l'écoulement à bulles $0,06 < \alpha < 0,195$ et pour l'écoulement à bouchons $0,275 < \alpha < 0,49$. Nous retrouvons des valeurs équivalente à celles énoncées plus haut pour le cas de la microgravité. Pour le

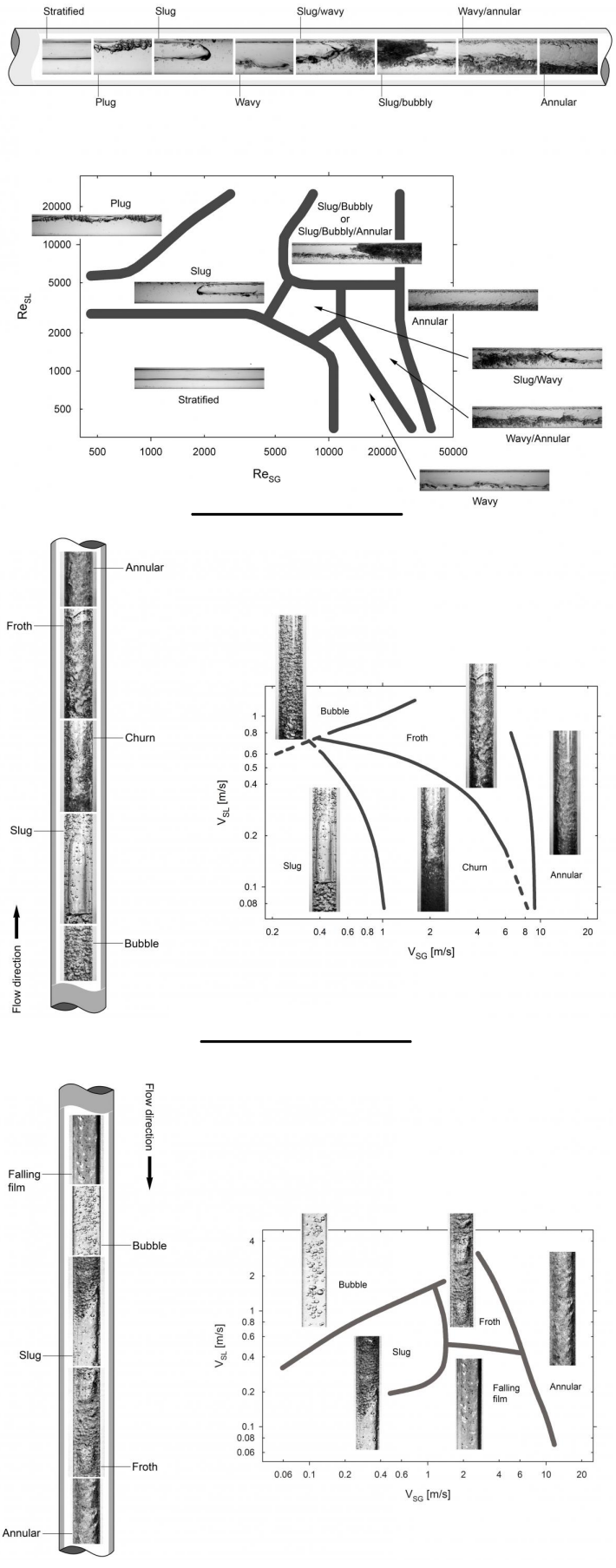


FIGURE 1.6 – Cartographies des régimes d'écoulements diphasiques sous gravité pour $H_l = 12,7$ mm - En haut : horizontal, au milieu : vertical ascendant, en bas : vertical descendant [27]

régime annulaire, la valeur du taux de vide est plus stable : $0,84 < \alpha < 0,93$.

Notre objectif est donc de fabriquer et d'atomiser tous ces régimes d'écoulements. Nous nous proposons maintenant de faire un état de l'art sur l'atomisation et tout particulièrement sur l'atomisation assistée. Toutes ces connaissances serviront de base à notre étude qui vise à analyser comment l'ajout de gaz dans l'écoulement liquide les impacte.

Chapitre 2

État de l'art.

La configuration d'atomisation des moteurs de fusée cryotechnique évoquée dans l'introduction est qualifiée d'assistée. Assistée car le liquide ne s'atomise pas seul, c'est la phase gazeuse, plus rapide, qui l'atomise. S'il est précisé que l'atomisation est assistée par un gaz c'est parce qu'il existe d'autres techniques d'atomisation pour la plupart présentées de manière détaillée dans le livre de Lefebvre [55]. Nous retiendrons 3 modes principaux d'atomisation d'un liquide. L'atomisation sous pression, l'atomisation effervescente et pour finir l'atomisation assistée.

Comme son nom l'indique, l'atomisation sous pression consiste à pressuriser le liquide en amont de l'injecteur. Le liquide sort alors de l'injecteur à haute vitesse avec une forte énergie cinétique. Sa vitesse relative avec le gaz ambiant est élevée engendrant de grands taux de cisaillements. Dans cette configuration le liquide s'atomise par sa propre énergie. Cette méthode se retrouve dans nos vies de tous les jours par exemple dans les moteurs automobiles, dans les aérosols et les pulvérisateurs que nous utilisons dans nos maisons et nos jardins.

L'atomisation effervescente [50] a lieu sans l'aide de gaz extérieur mais grace à un gaz sous pression présent dans le liquide. Par dépressurisation du gaz et flashing, qui en sortant de l'injecteur va, en s'expansant, fragmenter le liquide qui l'entoure en gouttes ou morceaux liquides.
Ces deux modes d'atomisation ne correspondant pas à notre configuration ne seront pas abordés dans ce manuscrit. L'atomisation effervescente n'est pas attendue dans les moteurs de fusée en raison d'un différentiel de pression faible entre le dôme d'injection et la chambre de combustion.

Comme nous l'avons déjà noté, l'atomisation assistée consiste à atomiser le liquide avec un courant gazeux, la plupart du temps co-courant, dont la vitesse est beaucoup plus élevée que celle du liquide. La phase gazeuse transmet de l'énergie cinétique à la phase liquide et en déstabilise l'interface, déstabilisation qui est à la source du processus de création de gouttes. Le liquide peut prendre différentes formes avant de rencontrer le gaz. Lightfoot [59] dans sa classification des procédés d'atomisation propose une classification des géométries que peut prendre la phase liquide dans les injecteurs. Nous en retiendrons le jet cylindrique, la nappe liquide plane, la nappe liquide annulaire et pour finir les morceaux liquides isolés. Dans nos expérimentations et dans les moteurs cryogéniques l'écoulement liquide est sous forme d'un jet cylindrique. Le schéma « a » de la figure 2.1 montre une coupe partielle d'un pitot LOX, où le liquide est sous forme de jet cylindrique. Le schéma « b » de la figure 2.1 représente une coupe du banc d'atomisation expérimentale utilisé au LEGI où la phase liquide se trouve sous la forme d'une nappe plane avec pré-filming, c'est-à-dire que la nappe liquide s'écoule sur une surface plane solide.

Quand le jet à atomiser est composé de deux phases distinctes, une gazeuse et une liquide, nous parlons d'atomisation d'un jet diphasique. Le jet peut présenter toutes les structures d'écoulements diphasiques rencontrées dans la littérature [13, 85], de l'écoulement à bulles dispersées à l'écoulement à gouttes.
Nous allons donc maintenant passer en revue les principales connaissances présentes dans la littérature sur ces configurations d'atomisation assistée. Un point sera fait sur l'atomisation assistée d'un jet monophasique liquide plan et/ou axisymétrique. Nous discuterons les mécanismes de brisure et de création de gouttes ainsi

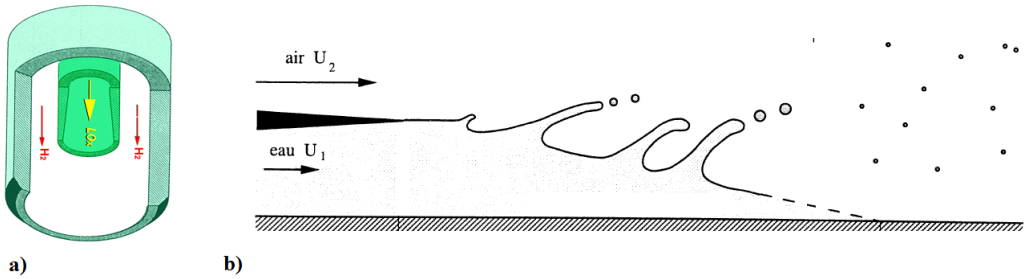


FIGURE 2.1 – a) Injecteur moteur cryotechnique b) Expérimentation plane du LEGI

que les caractéristiques du spray obtenu dans les champs proche et éloigné de l'injecteur. Ensuite nous aborderons l'atomisation assistée de nappes liquides, planes ou annulaires. Pour finir nous ferons un point sur la transposition de résultats de fluides de substitution à fluides réels.

2.1 Atomisation assistée d'un jet liquide cylindrique : mécanismes et principaux résultats.

L'atomisation assistée d'un jet liquide est au cœur des problèmes de combustion où la taille des gouttes est un critère primordial pour obtenir une combustion de qualité, permettant de fragmenter un volume liquide cohésif en une multitude de gouttes et /ou de fragments liquides augmentant ainsi, comme nous l'avons vu, la surface disponible pour les échanges thermiques et de masse. En général plus fines sont les gouttes meilleure est la combustion.

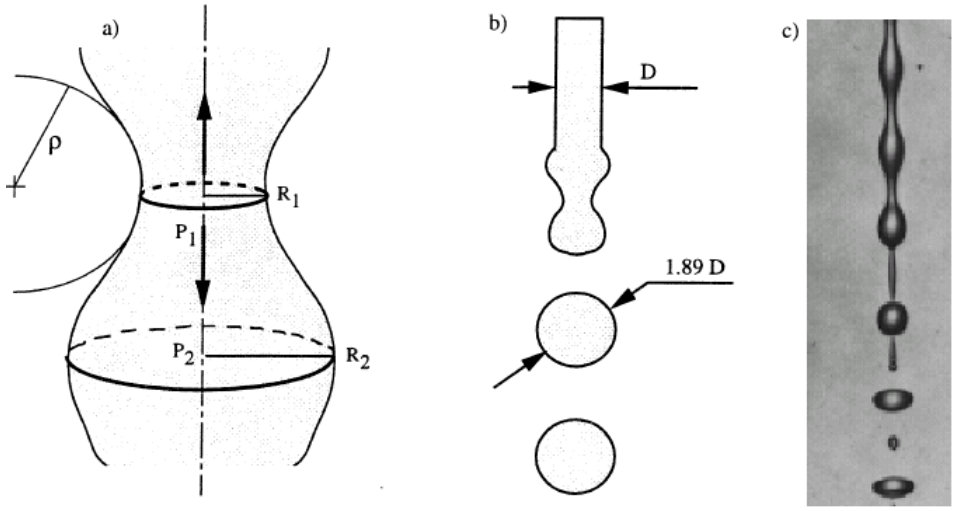
Les premières études ont porté sur les mécanismes de brisure d'un jet liquide dans un gaz au repos [79, 86, 91]. Les chercheurs ont compris que les phénomènes d'instabilités interfaciales étaient responsables de la brisure d'un jet liquide. La tension de surface, σ, qui est responsable de la cohésion d'un volume liquide, c'est-à-dire stabilisante, vit son rôle dans l'instabilité de Rayleigh-Plateau, et donc dans la brisure d'un jet s'écoulant lentement dans un gaz au repos, révélé déstabilisant. Le but de la tension de surface est de minimiser la quantité d'interface : pour un volume donné, la forme sphérique minimise la surface donc une colonne va forcément se briser en gouttes. Sur la figure 2.2 ci-dessous nous voyons une représentation schématique de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Le schéma « a » montre que quand l'interface du jet se courbe de façon axisymétrique, un écoulement se fait des zones où le rayon est diminué (R1 sur le schéma) vers les zones où le rayon est augmenté (R2 sur la figure). Cet écoulement se fait en raison du saut de pression qu'il y a entre deux milieux non miscibles séparés par une interface courbée. Ce saut de pression est donné par la loi de Laplace qui relie la courbure locale de l'interface et la tension de surface à la différence de pression. La loi de Laplace, donnée par l'équation 2.1, indique que la courbure et le saut de pression évoluent dans le même sens : quand la courbure augmente, le saut de pression aussi.

$$\Delta P = P_b - P_a = \sigma(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b}), \tag{2.1}$$

avec ΔP la différence de pression entre les deux milieux a et b, r_a et r_b sont les deux rayons principaux de la surface au point considéré. La surpression est toujours du côté concave.

Sur le schéma "a" de la figure 2.2 la courbure est plus élevée au niveau de R1 que de R2. La pression P1 et donc plus élevée que la pression P2. Le liquide va donc s'écouler de R1 vers R2. Cette instabilité va donc s'amplifier et, comme le montre le schéma « b », va se conclure par la formation de gouttes. Avec une étude d'instabilité linéaire, Rayleigh [91] obtient un diamètre de goutte de l'ordre de 1,89 fois le diamètre du jet.

Par la suite les ingénieurs et chercheurs ont commencé à s'intéresser à l'atomisation d'un jet liquide lent par une phase gazeuse rapide co-courante. Dans cette configuration un autre mécanisme déstabilisant permet



a) mécanisme, b) schéma du modèle théorique, c) photographie.

FIGURE 2.2 – Brisure de Rayleigh-Plateau

d'obtenir des structures liquides plus petites que l'instabilité de Rayleigh-Plateau : ce nouveau mécanisme agit via les forces aérodynamiques du gaz.
En 1992 Chigier et Farago [14] ont établi expérimentalement une classification des modes de désintégration d'un jet liquide cylindrique horizontal dans un courant d'air coaxial pour différentes géométries. Les diamètres liquides (H_l) sont de l'ordre du millimètre et l'épaisseur gaz (H_g) de $\sim$4 mm ce qui fixe le rapport des sections gaz-liquide autour de 10. Dans leur étude, ils reportent dans un plan (We_g-Re_l) respectivement nombre nombre de Weber aérodynamique (relation 2.3) et le nombre de de Reynolds liquide (relation 2.2) (cf. figure 2.3) - N.B. le nombre de Weber aérodynamique sera noté We_g -, trois différents modes de désintégration d'un jet liquide.

$$Re_l = \frac{U_l.H_l}{\nu_l} \tag{2.2}$$

$$We_g = \frac{U_g^2.\rho_g.H_l}{\sigma}, \tag{2.3}$$

avec U_l et U_g respectivement les vitesses du liquide et du gaz, ν_l la viscosité cinématique du liquide et σ la tension de surface de l'interface liquide-gaz.

La figure ci-dessous (figure 2.4) montre, avec une photographie de chaque mode, comment la brisure du jet évolue à mesure que les vitesses des deux fluides augmentent.

La photographie « a » correspond au premier mode de désintégration, le régime de Rayleigh. Les auteurs scindent ce mode en deux, le cas axisymétrique (similaire à la figure 2.2) et le cas non axisymétrique.
Le cas axisymétrique se produit pour des nombres de Weber aérodynamique gaz allant jusqu'à 15. Le mode de brisure de Rayleigh-Plateau axisymétrique présente une déstabilisation de l'interface liquide gaz par le courant gazeux. Les gouttes se créent en aval de l'écoulement du jet liquide sur l'axe de symétrie de l'injecteur pour le cas axisymétrique. Dans ce cas il n'y a pas de déplacement du jet par rapport à l'axe. Les gouttes sont créées uniquement par l'instabilité de Rayleigh-Plateau, comme elles pourraient l'être sans assistance du gaz.

Le cas non axisymétrique (illustré sur la photographie a de la figure 2.4) a lieu pour des nombres de Weber aérodynamique gaz compris entre 15 et 25. Il est considéré comme la frontière entre la brisure de Rayleigh-Plateau classique et la brisure de type membrane. Dans ce mode, le courant gazeux a un impact sur la direction du jet liquide et il y a transfert d'énergie cinétique de la rapide phase gazeuse à la lente phase liquide [55, 60]. Selon Chigier et al. [14], les structures turbulentes présentes dans le gaz déplacent le jet par rapport à son axe, phénomène connu sous le nom de flapping. Malgré ces déplacements, la brisure du jet reste due au mécanisme

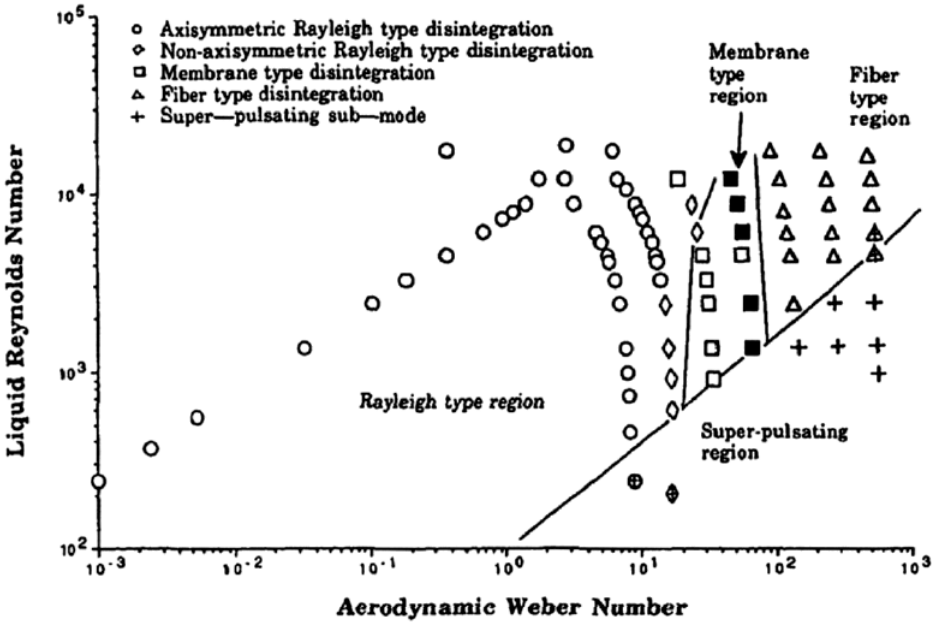
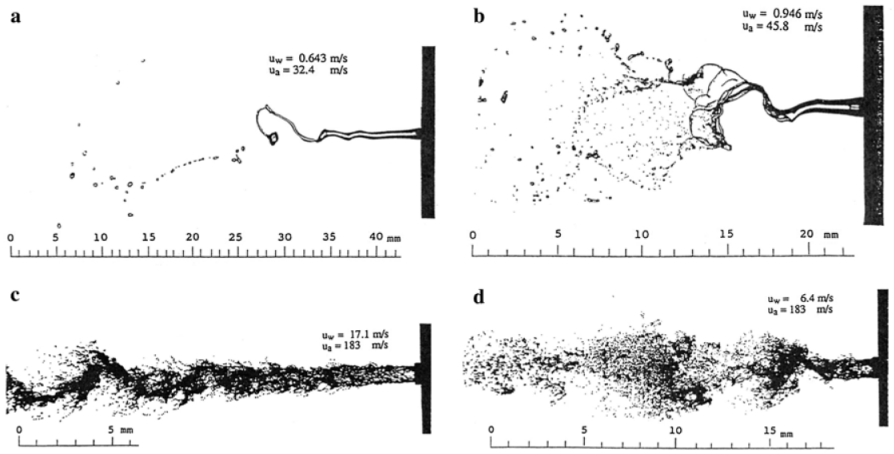


FIGURE 2.3 – Cartographie des modes de désintégration d'un jet liquide par un courant gazeux (Chigier, 1992)



a Non-axisymmetric Rayleigh regime, **b** membrane-type regime, **c** fiber-type regime, **d** superpulsating submode. (from Farago and Chigier (1992))

FIGURE 2.4 – Classification des modes de désintégration d'un jet par un courant gazeux de Chigier et Farago (1992)

de Rayleigh-Plateau.

Pour des nombres de Weber aérodynamiques compris entre 25 et 70 le mode de désintégration est le "membrane type" (photographie « b»). Le type de brisure nommée membrane, porte ce nom car une membrane liquide est créée. Lors du déplacement latéral du jet, celui-ci se courbe permettant ainsi aux vortex de gaz de s'engouffrer dans la courbure. Alors se produit un "bag" breakup, c'est-à-dire qu'une fine membrane liquide va se créer avec en son pourtour un anneau liquide de section cylindrique. La membrane gonfle puis en explosant crée des gouttes de petite taille alors que l'anneau liquide se rompt en gouttes par le mécanisme de Rayleigh-Plateau non axisymétrique. Deux populations de taille de goutte émergent alors : des petites issues de la membrane et des plus grosses issues de l'anneau [97, 103].

Quand le nombre de Weber devient supérieur à 100 le mode de désintégration, illustré sur la photographie «c », est dénommé le "fiber type". Il est nommé comme cela car nous voyons à la surface du liquide des ligaments d'où semblent partir les gouttes. Ce type de désintégration restera prépondérant jusqu'à la valeur maximale de la plage de nombre de Weber étudiée, c'est-à-dire, un peu plus de 500.

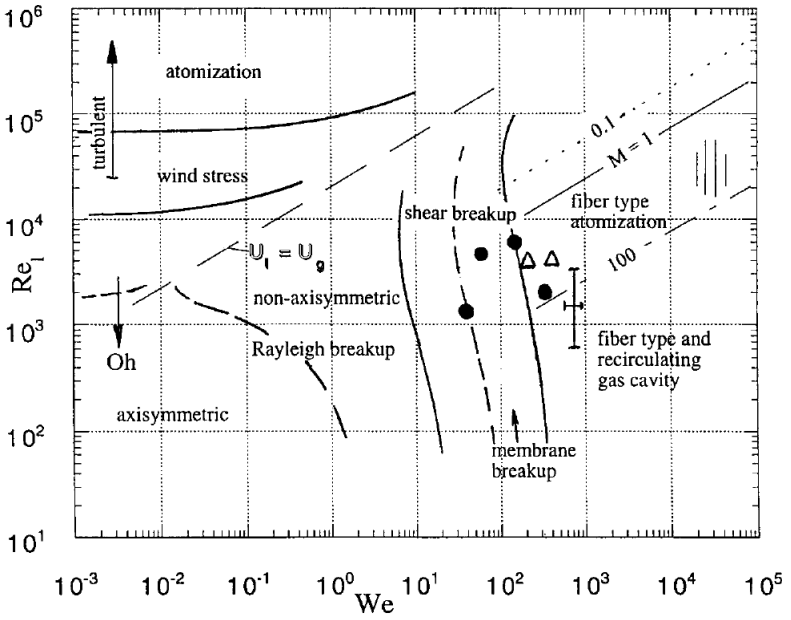
Chacun de ces modes de désintégration a un mécanisme de brisure de jet qui lui est propre. Au sein de chacun de ces modes, les auteurs, suggèrent deux subdivisions, le mode "pulsating" et le mode "super pulsating". Ils qualifient l'aspect pulsating du spray du fait de l'intermittence entre zones dense et moins dense du spray qui correspond au lâcher de paquets liquides dû aux battements latéraux du jet. Le mode "super pulsating" présente une fréquence plus élevée de cette intermittence, il est observable pour un nombre de Weber aérodynamique compris entre 150 et environ 500.

En 2000, Lasheras et Hopfinger [51] ont proposé une cartographie des modes de brisure dans le plan Weber-Reynolds du même type que celle de Chigier et Farago en s'appuyant sur des expérimentations faites sur une géométrie d'injecteur ($Hl = 7,6$ mm et $H_g = 1,7$ mm) dont nous disposons pour cette thèse et que nous appellerons dans la suite "injecteur gros diamètre avec convergent". Sur cette cartographie (figure 2.5), nous pouvons voir que les valeurs des nombres de Weber et de Reynolds auxquelles le mode de brisure en fibre correspond sont celles qui se rapprochent le plus des conditions d'un moteur de fusée (symbolisées par quatre traits verticaux).

Le type de brisure fibre (fiber type) est le type le plus commun dans les problèmes de combustion, c'est pourquoi il a été aussi le plus étudié dans les années qui ont suivi l'article de Chigier et Farago [14].

Ce mode présente une formation de fibres ou de ligaments à l'interface liquide-gaz desquels « sont éjectées » des gouttes. Plus loin en aval le jet liquide ondule et se brise, à plus « grande échelle », en fragments liquides plus grossiers. Ces deux mécanismes constituent l'atomisation primaire. Primaire, car responsable de la formation des gouttes et fragments liquides directement à partir du jet. Une fois arrachés ces morceaux liquides, constituant la phase dispersée du spray, vont continuer d'évoluer dans le courant gazeux. Ils pourront alors, rester tels quels, être brisés en morceaux plus petits, rencontrer d'autres gouttes ou fragments liquides et coalescer ou rebondir et exploser [36, 51, 52]. Nous parlons dans ce cas d'atomisation secondaire.
L'atomisation primaire peut donc avoir lieu aussi bien dans le champ proche de l'injecteur (à une distance axiale de quelques diamètres) que dans le champ éloigné de l'injecteur plus en aval.
Dans notre étude, nous sommes surtout intéressés aux nombres de Weber aérodynamiques élevés, correspondant au type de désintégration en "fibre" car ce sont ceux que nous retrouvons dans les conditions d'un moteur de fusée. Dans la suite du manuscrit nous allons principalement présenter les mécanismes qui se produisent lors de ce mode.

Proche injecteur, le premier mécanisme d'interaction entre les deux phases quand le liquide sort de l'injecteur est son épluchage par le courant gazeux. Ce mécanisme, appelé "stripping", consiste en une succession d'instabilités interfaciales qui aboutissent à la formation de gouttes. Ces instabilités ont été largement étudiées



Lines of constant M are calculated for water-air and $D_l = 7$ mm.
| | |, regime of rocket engines. $M = \rho_g U_g^2 / \rho_l U_l^2$.

FIGURE 2.5 – Cartographie des modes de désintégration d'un jet liquide par un courant gazeux - Lasheras et al. (2000)

depuis les années 90. Des études expérimentales et des études théoriques basées sur des analyses de stabilité linéaire, ont permis de relier taille de goutte, longueur d'onde des instabilités et paramètres physiques par des corrélations et/ ou des modèles théoriques.
Plus loin en aval de l'injecteur, les battements du jet, ou autrement dit ses déplacements latéraux par rapport à l'axe, correspondent au phénomène de "flapping".
Nous voyons sur la photographie de la figure (2.6) que le stripping ne transforme qu'une partie du jet liquide en gouttes. La partie qui reste cohérente continue de s'écouler et le jet finit par se déconnecter de l'injecteur à une certaine distance axiale de l'injecteur (nommée longueur de brisure,L_b), laissant partir des morceaux liquides.

Nous allons maintenant passer en revue les principaux résultats connus concernant les instabilités interfaciales et les caractéristiques du spray en zone proche puis éloignée de l'injecteur.

2.1.1 Proche de l'injection : Le "stripping".

Les mécanismes d'instabilités

Sur la figure 2.7, sont présentées une photographie et un schéma issus des travaux de Marmottant [65,66]. Le jet sur la photographie provient de la même géométrie d'injecteur que celles utilisée par Lasheras et al. en 2000 [51], la "géométrie gros diamètre avec convergent" évoquée dans le paragraphe précédent que nous exploiterons aussi dans notre étude.

Sur la photographie, nous voyons comment les gouttes se forment à partir du jet liquide. Dans un premier temps, par une instabilité de cisaillement, nommée instabilité axiale (car dans le sens de l'écoulement, soit suivant l'axe de symétrie de l'injecteur), le gaz déstabilise l'interface et provoque la naissance de vagues ayant pour longueur d'onde λ_A. Ces vagues croissent et voient leur amplitude, "a" sur le schéma de la figure 2.7, augmenter.
La deuxième instabilité, nommé instabilité transverse, se produit à la crête des vagues issues de l'instabilité de cisaillement. Des corrugations apparaissent faisant ainsi naître des digitations. Sur une coupe transversale du jet, le rayon du jet n'est plus constant mais varie de manière sinusoïdale. La coupe présentée sur le schéma de la figure 2.7 représente l'instabilité transverse avec sa longueur d'onde λ_T et son amplitude «b».
Les digitations, accélérées par les forces aérodynamiques du gaz, deviennent des ligaments liquides qui se

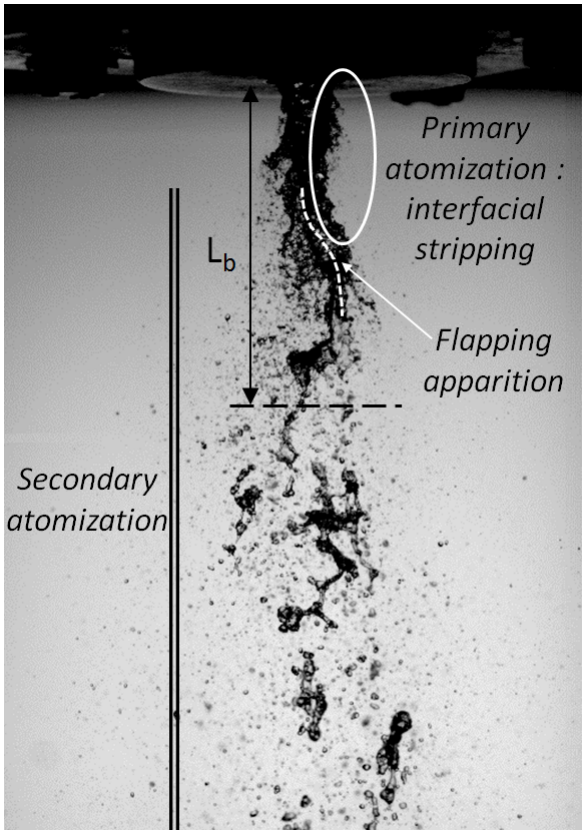


FIGURE 2.6 – Les différents type d'atomisation d'un jet liquide

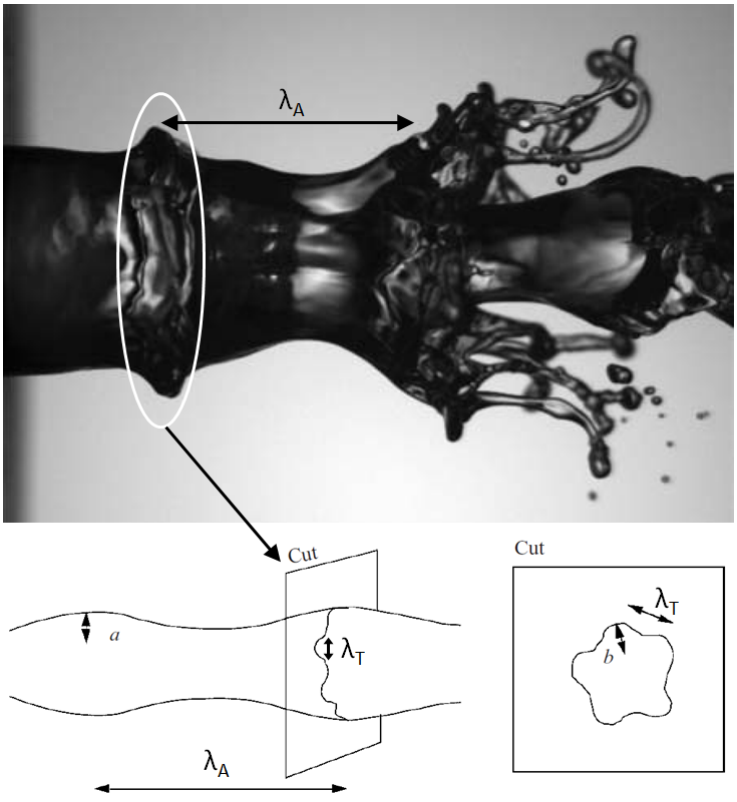


FIGURE 2.7 – Les étapes du stripping [65]

déstabilisent et se brisent en gouttelettes.
Chacune de ces 3 étapes du stripping a donné lieu à des études portant sur des modèles théoriques et des observations expérimentales que nous allons passer en revue maintenant.

Instabilité de cisaillement interfacial : proche injection.

L'instabilité de cisaillement interfacial, a été étudiée théoriquement par des analyses de stabilité linéaire de plus en plus raffinées. Cette succession d'études n'est pas sans raison, elle est justifiée par le manque d'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Lors d'une analyse de stabilité linéaire, une perturbation d'interface de type $U(z) = e^{i(kx+\omega t)}$ (cas plan) est introduite dans les équations gouvernant le mouvement des fluides. Après linéarisation de celles-ci, une relation de dispersion $F(k, \omega)$, est obtenue. La résoudre permet de prédire les caractéristiques de l'instabilité, c'est-à-dire, son taux de croissance, sa longueur d'onde, sa vitesse de phase et sa vitesse de groupe. Il existe trois types de résolution possibles. La résolution spatiale qui considère le nombre d'onde k imaginaire et la pulsation ω réelle. La résolution temporelle qui considère le nombre d'onde réel et la pulsation imaginaire. Pour finir, la résolution spatio-temporelle où aussi bien le nombre d'onde que la pulsation sont considérés imaginaires. Après le choix du type de résolution, se pose la question du choix des hypothèses et des conditions aux limites.
Dans le cas d'une couche de mélange entre 2 fluides s'écoulant de manière co-courante et présentant des vitesses, des densités et des viscosités différentes, plusieurs combinaisons d'hypothèses sont possibles. Le profil de raccords de vitesse entre les 2 phases, la prise en compte ou non de la viscosité et le type de résolution de la relation de dispersion ont été les points majeurs dans l'évolution de cette analyse. Au cours du temps, les analyses se sont complexifiées à travers, entre autres, les profils de vitesse considérés. La figure 2.8 montre les différents types de profils utilisés lors des analyses successives. Chaque profil sera évoqué dans la suite en discutant les résultats qui lui sont liés.

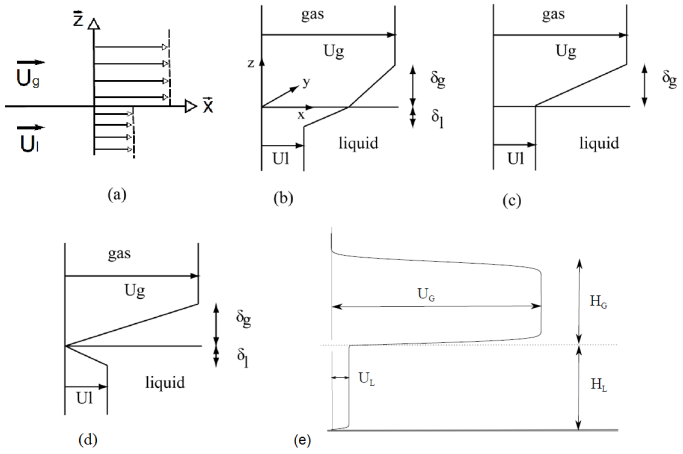


FIGURE 2.8 – Profils de vitesse U(z) utilisés dans les analyses de stabilité linéaire.

Les premiers auteurs à avoir analysé cette l'instabilité de cisaillement furent Von Helmholtz [33] et Kelvin [48]. Ils ont considéré dans leur étude les masses volumiques des deux fluides égales et un saut de vitesse à l'interface (profil a de la figure 2.8). En résolvant la relation de dispersion de façon temporelle ils trouvent un écoulement toujours instable. Dans leur analyse la longueur d'onde dépend de la tension de surface ce qui n'est pas le cas dans les observations expérimentales (Ben Rayana [5]). La discontinuité au niveau du profil de vitesse ne reflète pas la réalité. Il manque donc à ces analyses une échelle de longueur à prendre en compte pour parvenir à des prédictions correctes.
Plusieurs auteurs ont introduit l'épaisseur de vorticité du gaz, δ_g (donnée par l'équation 2.4 [91], entre les 2

fluides afin de relier linéairement les vitesses de chacun.

$$\delta_g = \frac{\Delta U_{max}}{\frac{\partial U}{\partial y_{max}}} \tag{2.4}$$

Rayleigh [81] utilisa le profil c de la figure 2.8 et une résolution temporelle. Le mode le plus instable est alors piloté par δ_g : $\lambda_{max} \sim \delta_g$. Raynal [82] utilisa 2 couches de vorticité (profil b de la figure 2.8), une dans chaque fluide, et un saut de densité. Il trouva un mode piloté par la couche limite liquide, avec $\lambda_{max} \approx \delta_l$, soit une longueur d'onde très petite ce qui ne reflète pas du tout la réalité. Il refit donc l'analyse avec le profil c. Après résolution temporelle il trouva un bon accord avec les tendances qu'il observa expérimentalement au niveau des fréquences mais il constata un facteur $\sim 1.5-2$ entre valeurs absolues expérimentales et théoriques. Toujours avec une résolution temporelle, sans prendre en compte la viscosité, et en utilisant le profil c de la figure 2.8), Marmottant [66] et Ben Rayana [5] trouvèrent, comme Raynal, une dépendance de la fréquence des vagues de l'instabilité de la forme donnée par l'équation 2.5. Utilisant la même méthode, les trois auteurs obtinrent la même relation de dispersion.

$$f_{axiale} = \frac{1}{C_{axi}} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \frac{U_g}{\delta_g}, \tag{2.5}$$

en remplaçant dans (2.5) δ_g par sa dépendance en U_g mesurée expérimentalement par Raynal [82] et Marmottant [65](équation 2.6),

$$\delta_g \propto U_g^{-1/2}, \tag{2.6}$$

on obtient l'équation 2.7 :

$$f_{axiale} \propto U_g^{3/2} \tag{2.7}$$

Comme le montre le graphique de la figure 2.9, même si la tendance est bonne, les modèles des trois auteurs ne réussirent pas à retrouver les valeurs absolues expérimentales. Sont également tracés les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de la thèse de Sylvain Marty [67] et publiés par Matas et al. en 2011 [70]. Ce graphique témoigne bien du fait que la fréquence la plus instable évolue en suivant une puissance 3/2 de la vitesse du gaz. En revanche selon les expérimentations le pré facteur change drastiquement. La fréquence suivant le rapport U_g/δ_g, la variabilité du pré facteur s'explique par les différences au niveau des géométries d'injecteurs utilisées par chacun. L'effet de δ_g étant déjà pris en compte dans le cisaillement, la différence du pré-facteur vient d'une autre échelle de longueur.

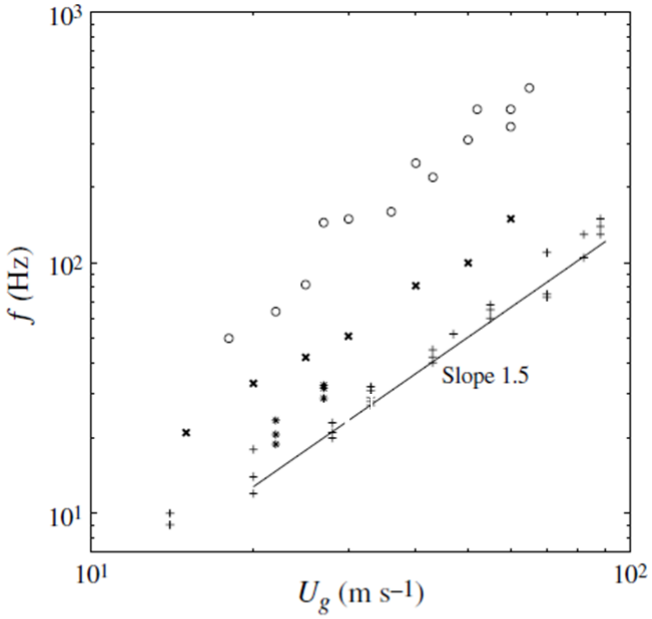
La longueur d'onde et le taux de croissance théorique établis par Raynal [82] puis par Marmottant et Villermaux [65, 66] sont donnés respectivement par les équations 2.35 et 2.36 :

$$\lambda_A \propto \delta_g \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \tag{2.8}$$

$$\omega \sim \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{U_g}{\delta_g} \tag{2.9}$$

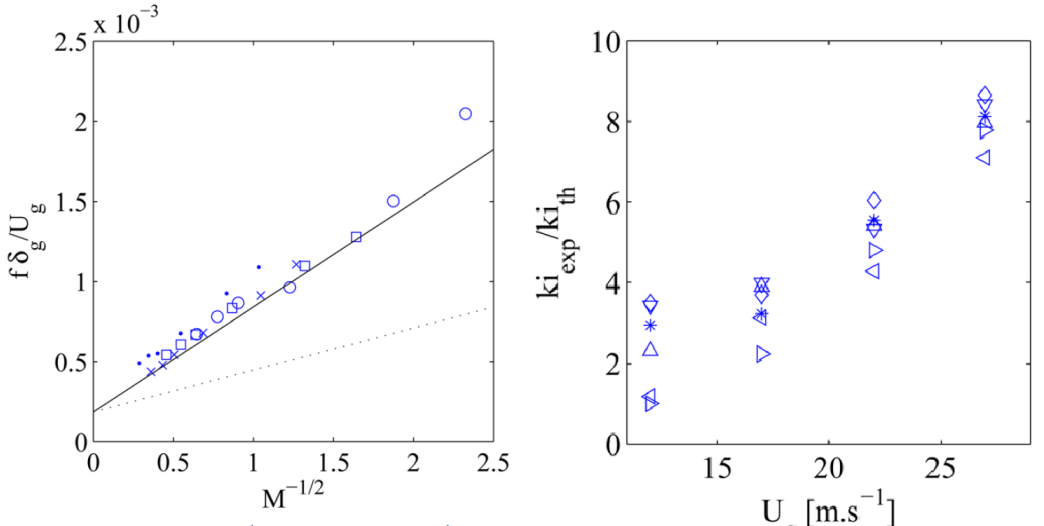
Marmottant et Villermaux comparèrent théorie et expérimentation et constatèrent, entre les 2 valeurs, un facteur 6 pour le taux de croissance, un facteur 3 pour la fréquence et un facteur compris entre 3 et 4 pour la longueur d'onde.

A la suite des données experimentales de Ben Rayana [5], Matas et al. [70], introduisirent un déficit de vitesse entre les 2 phases, afin de modéliser l'effet créé par la lèvre de séparation des deux fluides en sortie d'injecteur (profil d de la figure 2.8), dans une analyse de stabilité spatiale inviscide. Comme le montrent les graphiques de la figure 2.10 la prédiction de la fréquence est très bonne et bien meilleure que celle obtenue avec un profil de vitesse n'incluant que la couche de vorticité du gaz. En revanche celle du taux de croissance ne l'est pas avec un facteur, entre théorie et expérimentation, allant de 4 à 8.



+, Raynal (1997) $M = [4.2 : 2115]$;
∘, Marmottant & Villermaux (2004) $M = [4 : 108]$;
×, Ben Rayana (2007) $M = 16$;
∗, Matas, Marty & Cartellier (2011)
$M = \rho_g U_g^2 / \rho_l U_l^2 = [5 : 14]$.

FIGURE 2.9 – Fréquence de l'instabilité axiale en fonction de U_g pour différentes configurations expérimentales



○: $U_g = 12$ m s^{-1}; □: $U_g = 17$ m s^{-1};
×: $U_g = 22$ m s^{-1}; •: $U_g = 27$ m s^{-1}

*: $U_l = 0.26$ m s^{-1}; ◇: $U_l = 0.31$ m s^{-1};
▽: $U_l = 0.37$ m s^{-1}; △: $U_l = 0.50$ m s^{-1};
◁: $U_l = 0.76$ m s^{-1}; ▷: $U_l = 0.95$ m s^{-1}.

FIGURE 2.10 – Gauche : fréquence adimensionnée par l'épaisseur de vorticité gaz et la vitesse gaz en fonction de $M^{-1/2}$ pour différentes vitesses gaz. La ligne continue représente l'analyse utilisant le profil d de la figure 2.8. La ligne en pointillés représente l'analyse utilisant le profil c de la figure 2.8. La ligne continue a pour équation $f = (r/2\pi)(1 + \frac{5}{2}\sqrt{2}M^{-1/2})$ Droite : rapport des taux croissance expérimentaux et théoriques fonction de la vitesse gaz pour différentes vitesses liquides. [70]

Otto et al. [76] firent une analyse spatio-temporelle, pour des M <1, en prenant en compte les termes visqueux et le profil avec déficit de vitesse (profil d de la figue 2.8). Leur analyse permit de prédire la transition de l'instabilité de convectif à absolue. Cette transition est également observée dans les expériences et dans les simulations numériques (Fuster et al. [25]). Cette transition se manifeste dans le spectre fréquentiel de l'instabilité. Sur les graphiques de la figure 2.11 nous voyons le spectre évoluer à mesure que M augmente. Quand ce dernier est faible, inférieur à 1, le spectre est bruité et présente plusieurs pics fréquentiels. Pour M >1, le spectre présente un pic très amplifié. Cette transition a été interprétée comme la marque d'une transition convectif-absolu, c'est -à-dire la transition entre amplification de bruit et résonance.

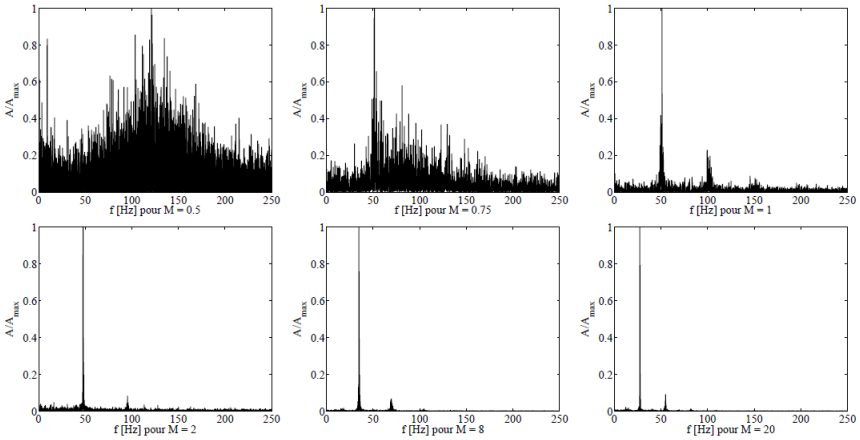


FIGURE 2.11 – Évolution du spectre d'amplitude de vagues expérimental en fonction de M :transition convectif-absolu à M=1 (U_g=20 m/s, H_l=6 mm et Ep_{levre}=0,2 mm - [25] - Expérimentation de Marty [67]

Sur la géométrie plane, l'analyse d'Otto et al. ne permit pas de prédire les fréquences de l'instabilité aussi bien que le fit l'analyse non visqueuse de Matas et al. [70] excepté autour de M=0,93 (ce M n'est pas le rapport des pressions dynamiques, sa définition est donnée figure 2.36) où la prédiction est très bonne (instabilité est absolue). En revanche, en utilisant la longueur d'onde expérimentale, la prédiction du taux de croissance fut bien meilleure que celle des études précédentes et permit d'en capturer les tendances. Sur la géométrie co-axiale, Otto trouva des fréquences plus proches des fréquences expérimentales (que l'instabilité soit convective ou absolue) et de meilleures tendances pour les taux croissance que les analyses non visqueuses de Marmottant et Villermaux [66] et de Matas et al. [70]. Par contre l'analyse d'Otto et al. ne permit pas de déterminer la longueur d'onde théoriquement. Les graphiques de la figure 2.12 témoignent de la bonne capture des tendances du taux de croissance sur la géométrie d'injecteur avec convergent.

Fuster et al. [25], ont identifié trois régimes d'écoulement différents en faisant varier le rapport des pressions dynamiques gaz et le rapport de l'épaisseur de la lèvre séparatrice avec l'épaisseur de vorticité du gaz. La transition convective-absolue de l'instabilité est retrouvée quand le rapport des pressions dynamiques est augmenté en maintenant une vitesse de gaz constante avec comme configuration géométrique une épaisseur de vorticité du gaz plus grande que celle de la lèvre séparatrice ce qui fut la plupart du temps le cas sur les expérimentations menées au LEGI excepté pour quelques expérimentations de Marty [67] et Ben Rayana [5]. À faibles rapports de pressions dynamiques, une large gamme de fréquences est amplifiée, ce qui correspond à une instabilité convective. À forts rapports de pressions dynamiques, une instabilité présentant un unique pic fréquentiel se produit juste en aval de la lèvre séparatrice. Le troisième et dernier régime est observé pour une lèvre séparatrice plus épaisse que la couche de vorticité du gaz. En modifiant le profil de vitesse, la lèvre a un impact significatif sur les fréquences de l'instabilité. Malgré toutes ces avancées, la question de l'estimation de la bonne longueur d'onde axiale se pose toujours.

Dans son article de 2014, Matas [68] a mis en avant le fait que la longueur d'onde de l'instabilité est grande devant toutes les autres échelles de longueur, en particulier, les épaisseurs de gaz et liquide ainsi que leur épaisseur de vorticité et nota que plusieurs auteurs (Juniper, Rees et Healey [31, 32, 45, 83]) avaient dé-

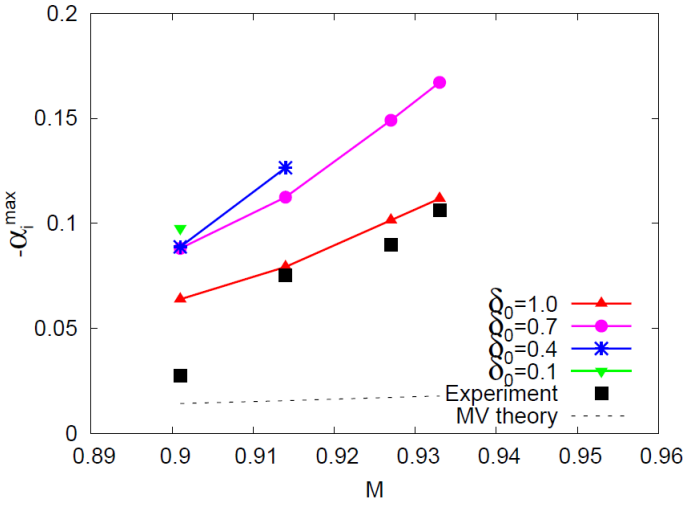


FIGURE 2.12 – Taux de croissance spatial en fonction de $M = \frac{U_g - U_l}{U_g + U_l}$ rapport des pressions dynamiques gaz-liquides. $U_l = 0,94$m/s ; $18 < U_g < 27$m/s. δ_0 est le déficit de vitesse [76].MV : Marmottant-Villermaux - Experiment : Expérimentation de Marty [67].

montré que ce confinement pouvait déclencher l'instabilité absolue en étant responsable de phénomènes de résonance. Matas [68] inclut donc ce confinement dans l'analyse spatio-temporelle. Les fréquences prédites par cette analyse, avec et sans déficit dans le profil de vitesse, sont très proches des fréquences expérimentales.

L'instabilité de cisaillement interfacial, montre, comme nous l'avons vu, une sensibilité à plusieurs paramètres. En premier lieu elle montre une dépendance d'ordre un à la vitesse du gaz et à la géométrie interne d'injecteur par le biais de l'épaisseur de vorticité du gaz. Cette instabilité est très complexe à résoudre théoriquement en raison de son aspect spatio-temporel. Elle présente une transition convectif-absolue fonction du rapport des pressions dynamiques et du rapport de l'épaisseur de lèvre avec l'épaisseur de vorticité gaz. Pour des épaisseurs de fluides inférieures à la longueur d'onde, des effets de confinement peuvent déclencher l'instabilité absolue.

Tout récemment, Matas et al. [71], constatant des écarts entre les mesures expérimentales de Raynal [82], Ben Rayana [5] et Marty [67] (voir figure 2.9), ont révélé un impact du taux de turbulence dans le gaz sur l'instabilité. Expérimentalement ils ont observé la fréquence de l'instabilité passer du simple au double en augmentant le taux de turbulence au centre de la veine gaz de 2 à 10 %. Ces dernières observations mettent en avant l'impact des conditions d'arrivée des fluides sur l'instabilité.

Les analyses de stabilité ont été réalisées en considérant le profil de vitesse tout de suite en sortie d'injecteur juste après la lèvre séparatrice. Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution de l'instabilité en fonction de la distance à l'injecteur.

Instabilité de cisaillement interfacial : éloignée de l'injection.

La solution de l'analyse de stabilité ayant la forme $U(x, y, z, t) = u(z)e^{i(kx+\omega t)}$, la croissance de la vague est attendue exponentielle. Or cette analyse ne tient compte ni de l'évolution du profil de vitesse ni du phénomène d'atomisation.

Dans ses travaux de thèse, Marty a réalisé plusieurs profils d'amplitude de l'interface A(x) à vitesse liquide fixe et à vitesse gaz variable, afin d'étudier l'évolution du taux de croissance avec la distance aval à l'injecteur. L'amplitude A(x) adimensionnée par δ_g est tracée en fonction de la distance aval à l'injecteur sur le graphique de la figure 2.13. L'axe des ordonnées étant en échelle log, une croissance exponentielle doit être représentée par une droite sur le graphique.

Trois zones sont différenciées. La zone 0 où le taux de croissance est très fort mais sans pour autant présenter une évolution complètement linéaire, la zone 1 où l'on trouve une croissance exponentielle comme attendue et pour finir la zone 2 où la croissance n'est plus exponentielle.

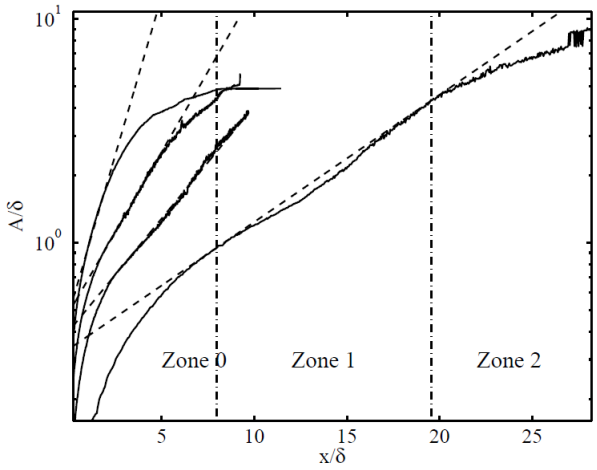


FIGURE 2.13 – Amplitude adimensionnée par l'épaisseur de vorticité gaz en fonction de la distance aval à l'injecteur adimensionnée par l'épaisseur de vorticité gaz. U_l fixe, U_g, de gauche à droite décroit de 27 à 12 m/s.

La perte du caractère linéaire de l'instabilité est due à un phénomène de "saturation" : des effets non linéaires entrent en jeu. La solution exponentielle (qui n'est solution que des équations linéarisées) n'est alors plus une solution du problème. Cela pourrait expliquer la difficulté à capturer le taux croissance par l'analyse de stabilité linéaire.
La théorie linéaire est donc applicable sur une faible distance aval, de $5\delta_g$ à $20\delta_g$ soit à une distance $\leqslant \lambda_A$. Plus loin les mécanismes deviennent non linéaire (Hoepffner et al. [35]).
Intéressons nous maintenant à l'instabilité qui se produit à la crête des vagues issues de l'instabilité de cisaillement interfaciale.

Instabilité transverse.

Cette instabilité est nommée transverse de manière générale mais selon les auteurs qui l'ont étudiée elle peut être considérée de différents types. Marmottant [66] la considère comme une instabilité de type Faraday (accélération radiale) alors que Hong [36] et Varga [96] la considèrent comme une instabilité de type Rayleigh Taylor (accélération axiale). Nous allons présenter en détail le modèle établi parallèlement par Hong [36], Varga [96] et inspiré de Joseph [44]. A partir de l'étude d'une goutte fortement accélérée dans un courant gazeux, une transposition a été faite sur la vague de l'instabilité axiale considérée, dont la crête quand elle pénètre dans le gaz est accélérée par ce dernier. Sur la figure ci-dessous, nous voyons de façon schématique la crête de la vague, considérée comme une nappe liquide d'épaisseur b, se déplaçant à la vitesse U_c être accélérée axialement sous la pression du gaz. La vitesse U_c est la vitesse convective de la vague. Cette vitesse a été déterminée par Dimotakis [21] se basant sur l'équilibre des pressions dynamiques du liquide et du gaz au creux de la vague. Cette hypothèse donne la relation 2.10 qui après transformation donne la vitesse convective de la vague, U_c (équation 2.11).

$$\rho_g(U_g - U_c)^2 = \rho_l(U_l - U_c)^2 \tag{2.10}$$

$$U_c = \frac{\sqrt{\rho_g}.U_g + \sqrt{\rho_l}.U_l}{\sqrt{\rho_g} + \sqrt{\rho_l}} \tag{2.11}$$

L'équation 2.12 donne la longueur d'onde la plus amplifiée de l'instabilité de Rayleigh Taylor calculée par Chandrasekhar [12] :

$$\lambda_{RT} = 2\pi\sqrt{\frac{3\sigma}{\rho_l a}}, \tag{2.12}$$

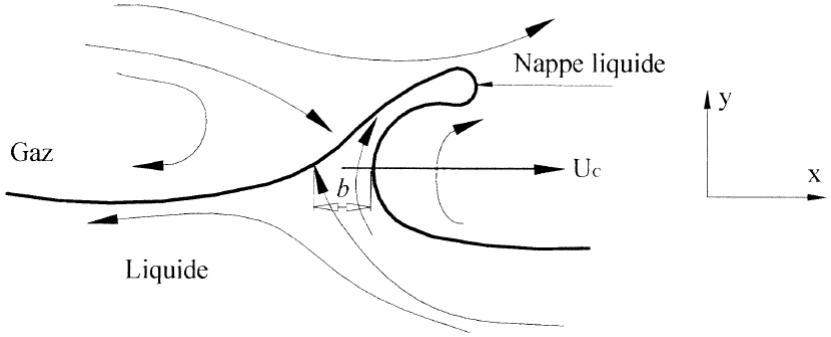


FIGURE 2.14 – Formation de la nappe liquide par l'instabilité de cisaillment.

avec a l'accélération axiale de la nappe liquide donnée par l'équation 2.13

$$a = \frac{dV_n}{dt} = \frac{F}{m_n}, \tag{2.13}$$

avec F, la force aérodynamique appliquée sur la vague :

$$F = \frac{1}{2} C_d \rho_g (U_g - U_c)^2 A_n, \tag{2.14}$$

avec C_d, le coefficient de traînée (constant) et A_n, l'aire sur laquelle le gaz exerce sa pression, utilisée pour calculer la masse de liquide accélérée m_n :

$$m_n = \rho_l A_n b. \tag{2.15}$$

L'accélération est ainsi obtenue par l'équation 2.16 :

$$a = \frac{1}{2} \frac{C_d}{b} \frac{\rho_g}{\rho_l} (U_g - U_c)^2 \tag{2.16}$$

En supposant l'épaisseur de la vague proportionnelle à la longueur d'onde de l'instabilité axiale :

$$b = \alpha_n \times \lambda_A = \alpha_n B \delta_g \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}}, \tag{2.17}$$

avec $\alpha_n \sim 0.1$ (mesuré expérimentalement par Hong [36] et Ben Rayana [5]).
En injectant 2.17 dans 2.16 puis 2.16 dans 2.14 on obtient :

$$\lambda_{RT} = 2\pi \frac{6\alpha_n B}{C_d} \delta_g \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/4} \left(\frac{\rho_g (U_g - U_c)^2 \delta_g}{\sigma}\right)^{-1/2} \tag{2.18}$$

Dans nos problèmes d'atomisation assistée, la phase gazeuse a une vitesse très élevée devant celle de la phase liquide. Nous pouvons donc en considérant $U_g >> U_l$ et $\delta_g \propto U_g^{-1/2}$ (déterminée expérimentalement par Marmottant [65]) simplifier l'équation 2.18 et obtenir le modèle final de la longueur d'onde de l'instabilité transverse :

$$\lambda_{RT} \propto \delta_g (\frac{\rho_l}{\rho_g})^{1/4} We_\delta^{-1/2} \propto \sigma^{1/2} U_g^{-5/4} \tag{2.19}$$

avec We_δ, le nombre de Weber basé sur l'épaisseur de vorticité du gaz :

$$We_\delta = \frac{\rho_g (U_g - U_c)^2 \delta_g}{\sigma}. \tag{2.20}$$

En utilisant une analyse selon l'instabilité de Faraday, Marmottant et al. [65,66] ont établi la relation 2.21 dont le détail est présenté dans son manuscrit de thèse :

$$\frac{\lambda_T}{\delta} = 3\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/3} We_\delta^{-1/3} \tag{2.21}$$

Ils trouvent une dépendance de la longueur d'onde de l'instabilité transverse à une puissance $-1/3$ de We_δ et donc en U_{gext}^{-1} si l'on remplace We_δ par δ_g par leur forme en U_{gext} (relations 3.2 et 2.20).

L'instabilité transverse crée des protubérances à la crête des vagues dues à l'instabilité de cisaillement. Ces protubérances vont être étirées par le gaz externe et former des ligaments. Dans le paragraphe suivant nous allons discuter la dynamique ligamentaire.

Les digitations/ligaments.

La figure 2.15 montre trois photographies où sont particulièrement bien visibles les ligaments pour trois vitesses de gaz différentes.

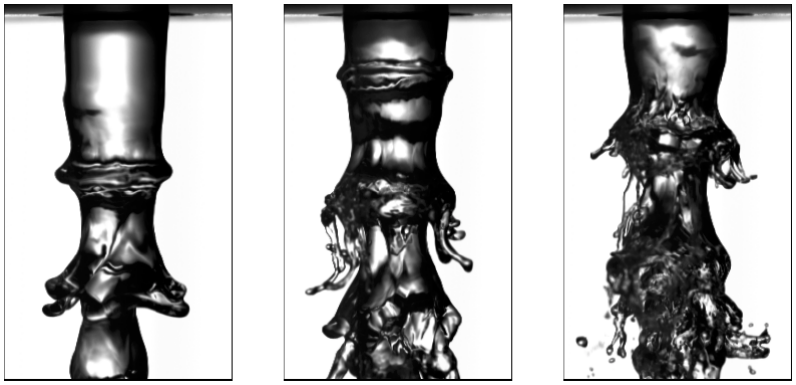


FIGURE 2.15 – Formations des digitations pour trois U_g : 24, 27 et 32 m/s (de gauche à droite) [65].

Marmottant et Villermaux [65, 66] ont étudié le mécanisme d'allongement et de rupture des digitations naissant de l'instabilité transverse. Ils décomposent la rupture d'un ligament en plusieurs étapes. Dans un premier temps ce qu'ils appellent la protubérance initiale est accélérée et étirée par les forces aérodynamiques du gaz créant ainsi le ligament. Ces forces s'appliquent à une surface proportionnelle à λ_T. À mesure que le ligament est étiré, son diamètre diminue. D'un côté il est attaché à la surface du jet liquide, de l'autre il se termine par une boule d'un diamètre supérieur à celui du corps du ligament comme le montre la figure 2.16. Sur cette figure nous avons aussi illustré la récession de l'extrémité du ligament due aux forces capillaires. En présence du courant gazeux, il se produit une compétition entre les forces aérodynamiques du gaz et les forces capillaires responsables de la récession. La traînée aérodynamique, plus élevée au niveau de la boule qui présente une plus grande surface, s'oppose à la capillarité. Ce phénomène constitue la deuxième étape.

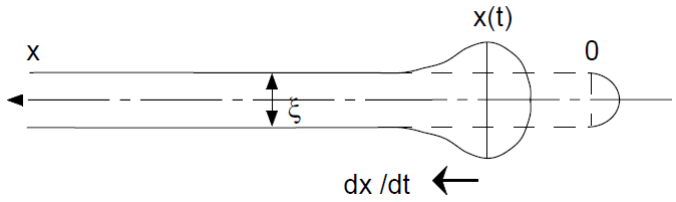


FIGURE 2.16 – Récession d'un ligament

Pour finir le ligament très long devant son diamètre est soumis à une instabilité capillaire, qui en s'amplifiant, le fait se briser en gouttelettes . En raison d'un temps de brisure non nul, une interaction entre les gouttes pendant leur formation se produit, ce qui a pour conséquence une distribution de taille aléatoire. La distribution

des tailles issues des ligaments mesurées expérimentalement rapportées à la taille d_0 du ligament est donnée par le graphique de la figure 2.17 (Marmottant [66]), d_0 n'étant pas le diamètre du ligament mais le diamètre que le ligament aurait s'il était sous la forme d'une boule.

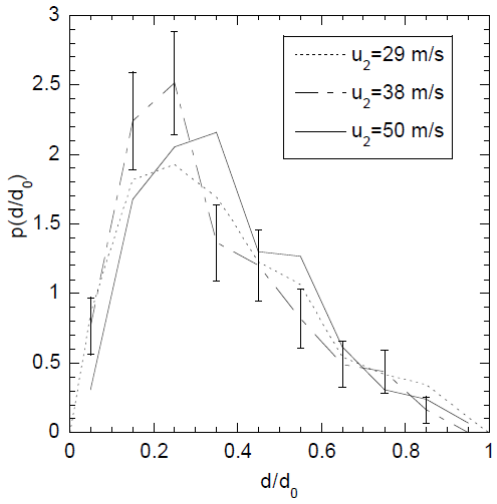


FIGURE 2.17 – Distributions expérimentales des tailles de gouttes rapportées à la taille d_0 du ligament pour plusieurs vitesses d'air [65].

La vitesse du gaz impacte peu la forme des distributions. Cela montre bien que les tailles de gouttes sont determinées par d_0. La taille moyenne est donc proportionnelle à d_0 donc à λ_T.
Mesurées dans le spray, toujours par Marmottant [66] les tailles de gouttes montrent une décroissance exponentielle de la forme :

$$P(d) = \frac{1}{d_m} e^{-d/d_m}, \tag{2.22}$$

comme le montre le tracé de la figure 2.18. d_m correspond à la taille moyenne de goutte.

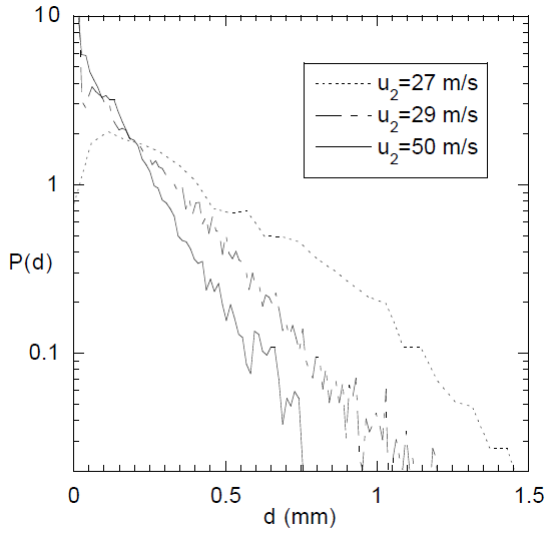


FIGURE 2.18 – Distribution de tailles de gouttes proche injecteur [65].

Comme nous le voyons sur le graphique de la figure 2.19 [36], cette fonction de densité de probabilité, en plus de donner la probabilité d'avoir un diamètre donné dans une population de gouttes mesurées, indique la répartition autour de valeurs d'intérêt, comme la taille la plus probable (d_{peak}), le MMD (Mass Median

Diameter, le (d_{05}), 50% du volume total liquide est contenu dans des gouttes de diamètres inférieurs au MMD), le diamètre moyen (d10), le diamètre moyen de Sauter (d_{32}).

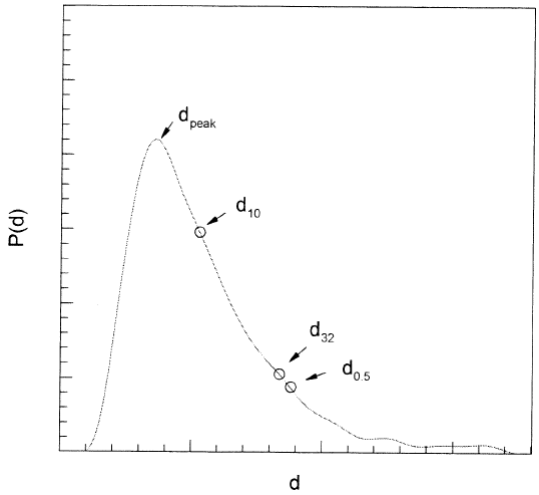


FIGURE 2.19 – Distribution de taille de goutte (pdf)

L'étirement et la brisure des ligaments n'est pas le seul mécanisme responsable de la création de gouttes. Par un moyen que nous allons décrire dans le paragraphe suivant, le gaz va agir sur les vagues de l'instabilité de cisaillement et produire des gouttes.

Catapultage de gouttes.

Un autre mécanisme peut être à l'origine de la création de gouttes à partir des vagues de l'instabilité de cisaillement : il s'agit de l'éjection de gouttes par catapultage mis en avant par les simulations numériques de John Soundar et al. [41]. La figure 2.20 illustre ce mécanisme avec une série temporelle de photographies expérimentales [67] (à gauche) et de représentations schématiques (au milieu) ainsi qu'avec une simulation numérique faite avec Gerris [41](à droite).

Sur ces séquences nous voyons comment la recirculation formée derrière la vague crée une langue liquide (i). Cette dernière croît et la recirculation se détache et devient un tourbillon (ii). Le gaz entraîne la langue liquide vers le bas et nous pouvons voir que des gouttes sont détachées suivant les lignes de courant du gaz (iii et iv). Le gaz s'engouffre plus profondément sous la langue liquide (v) faisant croître et gonfler cette dernière donnant lieu à un mécanisme du type "bag" breakup (vi). Quand cette structure explose, les gouttes sont catapultées radialement (vii).

Taille de goutte.

La taille des gouttes issues de l'atomisation est une caractéristique primordiale du spray dans tous les problèmes de combustion. Le but étant la création de surface afin d'améliorer le rendement de la combustion, il est nécessaire de créer des gouttes les plus fines possible dans le spray. De plus les modèles prédictifs de taille de goutte, qu'ils soient théoriques ou expérimentaux, sont implémentés dans les codes de calcul de combustion permettant ainsi une bonne maîtrise de celle-ci. La taille de goutte peut être exprimée de différentes manières, comme nous l'avons vu sur la figure 2.19. La taille de goutte est le plus souvent caractérisée par le diamètre moyen, d_{10}, et par le diamètre moyen de Sauter, d_{32}, (voir equation 2.23) qui exprime le rapport du volume de fluide sur sa surface. Plus le d_{32} est petit, plus il y a de surface disponible pour les transferts de masse et de chaleur. De nombreuses études ont porté sur la relation entre tailles de goutte et paramètres de contrôle du spray.

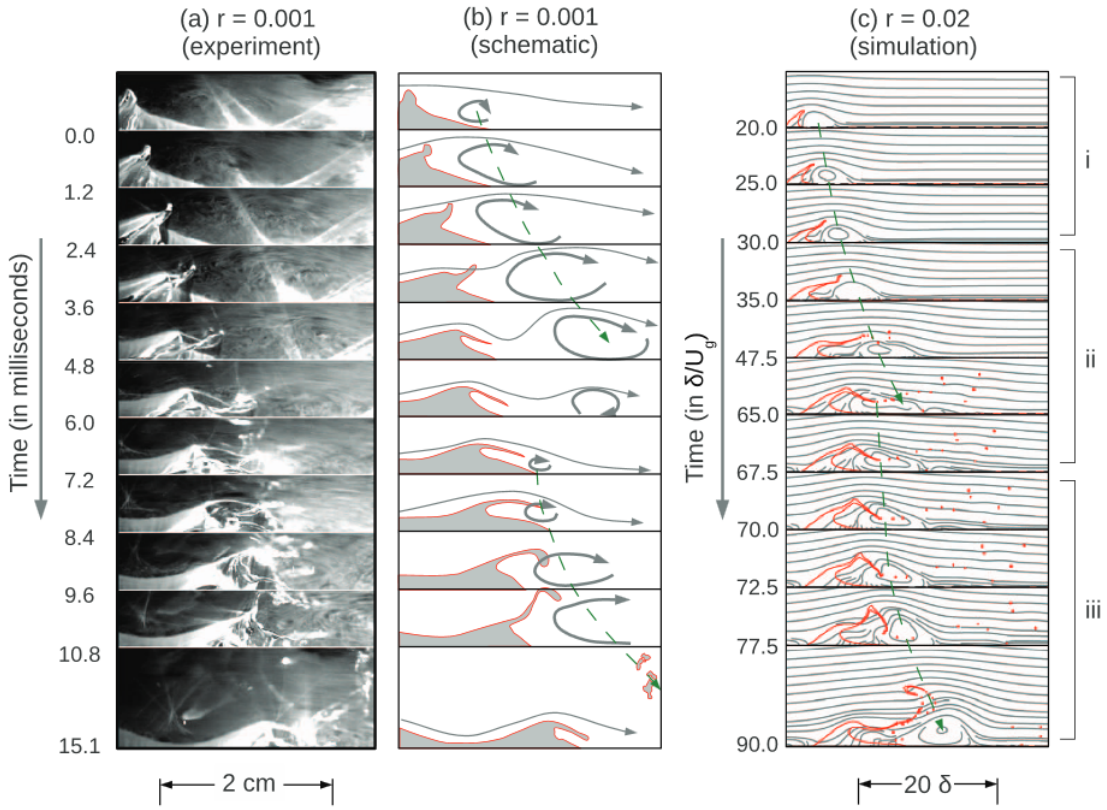


FIGURE 2.20 – Illustration du mécanisme de catapultage par les vortex gazeux. $U_g = 25.5m/s, U_l = 0,23m/s$.

$$d_{ab} = \sum_{i=1}^{n} d_i^a / \sum_{i=1}^{n} d_i^b, \tag{2.23}$$

avec n le nombre de gouttes.

Marmottant et Villermaux [66] ont montré que les tailles des gouttes issues des ligaments sont proportionnelles à la longueur d'onde de l'instabilité transverse λ_T. Cela s'explique par le fait que la taille des gouttes est conditionnée par le volume initial du ligament $v_0 = \pi d_0^3/6$ qui lui-même est proportionnel à λ_T^3. Expérimentalement, en mesurant les gouttes dans la région d'atomisation primaire directement sur des photographies, ils observent $d_0 \approx 0,23\lambda_T$, donnant une taille moyenne de goutte de l'ordre de 0.1 λ_T. Indirectement cela lie la taille de goutte, respectivement, aux puissances négatives $-1/2$ et $-5/4$ du nombre Weber, We_δ, et de la vitesse du gaz, qui pilotent la longueur d'onde de l'instabilité transverse obtenue par le modèle utilisant l'instabilité de Rayleigh-Taylor (modèle de Hong et al. équation 2.19). En utilisant l'instabilité de Faraday, Marmottant obtient une taille de goutte pilotée par $We_\delta^{-1/3}$ et U_g^{-1}, relations qu'il a retrouvée expérimentalement en mesurant les tailles de gouttes par imagerie en zone d'atomisation primaire [65].

Ben Rayana (2007) [5] et Marty (2015) [67] ont aussi réalisé des mesures des tailles de gouttes issues du stripping. Ils ont tous les deux employé la même méthode de mesure, une sonde optique dont le principe de fonctionnement sera expliqué au troisième chapitre du manuscrit. Cette mesure a été faite localement en un point où ne sont supposées être mesurées que des gouttes issues du stripping, point que l'on nommera par la suite point "stripping". Marty [67] trouve, sur la configuration plane, une dépendance de la taille de goutte en U_g^{-n} avec $1 < n < 2$ [67].

Les résultats obtenus par Ben Rayana sont présentés sur le graphique de la figure 2.21 [5]. Nous pouvons observer l'évolution du diamètre de Sauter normalisé par l'épaisseur de vorticité du gaz en fonction du nombre

de Weber, We_δ, ce dernier évoluant de 2 à 30 environ. Ces expérimentations ont été réalisées avec un rapport des pressions dynamiques constant, $M = 16$. Quatre configurations expérimentales sont présentées sur le graphique : trois épaisseurs de jets plans et le cas du jet coaxial obtenu sur l'injecteur avec convergent que nous avons utilisé.

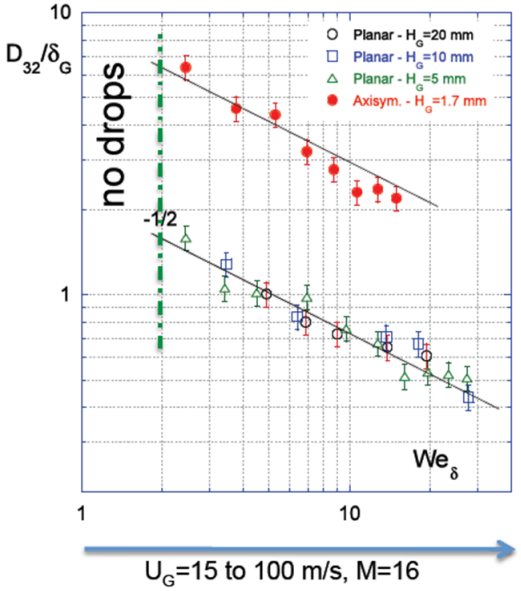


FIGURE 2.21 – Rapport d_{32}/δ_g en fonction de We_δ

Même si il y a quasiment un facteur 10 entre les tailles détectées sur le jet plan et celles détectées sur le jet coaxial, toutes présentent la même dépendance en puissance $-1/2$ du nombre de Weber basé sur l'épaisseur de vorticité du gaz donné par :

$$\frac{d_{32}}{\delta_g} \sim We_\delta^{-1/2} \tag{2.24}$$

Sachant que $\delta_g \sim Re_g^{-1/2}$, on obtient après transformation de l'équation 2.24, une dépendance du d_{32} suivant puissance négative -5/4 de la vitesse du gaz :

$$d_{32} \sim U_g^{-5/4} \tag{2.25}$$

Nous retouvons la dépendance en puissance -1/2 du nombre de Weber basé sur l'épaisseur de vorticité du gaz vue dans l'equation 2.19. Nous avons donc bien une proportionnalité entre les tailles de gouttes et la longueur d'onde de l'instabilité transverse λ_T (équation 2.26) :

$$d \propto \lambda_T \propto \delta_g \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/4} We_\delta^{-1/2} \tag{2.26}$$

Le tableau ci-dessous (tableau 2.1) regroupe les coefficients de proportionnalité expérimentaux mesurés sur la géométrie plane et axisymétrique du LEGI :

Expériences	Plan ($H_l = H_g = 10$ mm)	Axisymétrique ($H_l = 7,6$ mm, $H_g = 1,7$ mm)
d_{32}/λ_T	0.1 +/− 0.01	0,27 +/− 0.05
d_{10}/λ_T	0.02	0.07

TABLE 2.1 – Proportionnalité entre taille de goutte et λ_T

Mesurés sur un des injecteurs que nous allons utiliser, ces résultats sont un des points de départ de notre travail. D'autres études ont porté sur la mesure de tailles de gouttes mais la localisation spatiale du ou des

points de mesure ne visait pas spécialement à la détection des gouttes issues du stripping, un certain nombre d'entre elles ont mesuré les gouttes sur l'axe en aval à plusieurs diamètres de l'injecteur où les tailles de goutte détectées sont plus grandes : ces résultats seront présentés en section

Longueur de dard et flux.

Longueur de dard liquide, L_i (Longueur intacte). Raynal [82] définit la longueur de dard liquide comme « la longueur de la phase liquide non dispersée issue des injecteurs ». Ben Rayana [5] la définit comme « la longueur en aval de l'injection, sur laquelle le jet liquide reste connecté avec l'alimentation, intacte et à 100 % de liquide ». Pour résumer, nous pouvons dire que le dard liquide est la zone spatiale du spray qui reste à 100% liquide en permanence. La figure ci-dessous donne une représentation schématique de celui-ci sur la géométrie d'injecteur plane du LEGI.

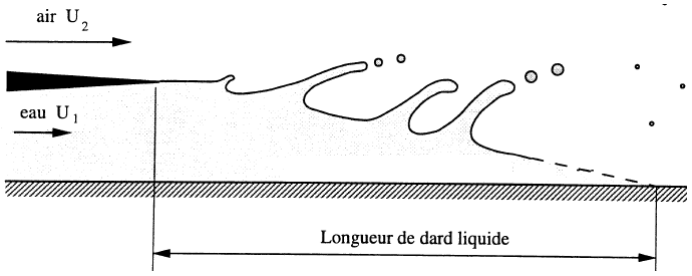


FIGURE 2.22 – Longueur de dard liquide

Raynal [82] ainsi que Lasheras et al. [52] (définissant la longueur intacte comme la distance à l'injecteur où la fraction liquide sur l'axe est proche de 1) ont établi un modèle d'entraînement du jet liquide cylindrique se basant sur le principe de la conservation de la masse entre le débit liquide injecté et la quantité de liquide arraché par le gaz lors de l'atomisation. Raynal [82] l'a fait pour un jet plan alors que Lasheras [52] l'a fait pour un jet cylindrique. Ils obtiennent tous les deux le même résultat final. Nous allons présenter le modèle de Lasheras et al. car il s'applique à une configuration géométrique de même type que celle que nous allons utiliser. Les auteurs posent la relation d'égalité entre les contraintes normales turbulentes à l'interface argumentant que l'entraînement est dû à la pression dynamique locale du gaz due à la turbulence. Cela revient à poser l'égalité suivante :

$$\rho_l u_e^2 = C_e \rho_g u_g^{'2} \tag{2.27}$$

Supposant la vitesse d'entraînement constante sur toute la longueur de l'interface, les auteurs en utilisant la conservation de la masse, posent l'équation :

$$u_e A = U_l \pi H_l^2/4 \tag{2.28}$$

Le terme de gauche correspondant à la quantité de liquide arraché à la surface de l'interface A. Le terme de droite étant la quantité de liquide injecté. La vitesse du liquide étant beaucoup plus faible que celle du gaz, les auteurs ont approximé la vitesse turbulente par :

$$u_g' = \alpha U_g \tag{2.29}$$

Considérant le dard liquide comme un cône, l'expression devient :

$$\frac{L_i}{H_l} = (\frac{\rho_l U_l^2}{4 C_e \rho_g \alpha^2 U_g^2} - \frac{1}{4})^{1/2}, \tag{2.30}$$

en utilisant $\alpha = 0,17$, C_e= 0,25 (estimés à partir de la longueur du cône potentiel dans un jet monophasique) et en négligeant le terme -1/4 la relation finale est :

$$\frac{L_i}{H_l} = \frac{1}{\alpha M^{1/2}} \approx \frac{6}{M^{1/2}} \tag{2.31}$$

La longueur intacte du jet est inversement proportionnelle à la racine du rapport des pressions dynamiques gaz et liquide, M.

Le graphique de la figure 2.23 [5] montre un bon accord jusque $M \approx 30$ entre la tendance en $1/\sqrt{M}$ et les expérimentations sur le jet plan de Raynal et de Ben Rayana. Au-dessus de $M \approx 30$ la tendance n'est plus vérifiée. À partir d'une valeur critique de M (Mc=138), une décroissance très lente de la longueur de dard liquide avec une tendance asymptotique vers la valeur $2H_l$ est constatée. Le modèle établi sur le mode d'entraînement turbulent ne convient plus pour les grandes valeurs du rapport de pressions dynamiques. Ben Rayana explique la tendance asymptotique par une zone de décollement et de recirculation du gaz. Cette zone est décomposée en deux parties. La première présente une recirculation faible alors que la deuxième, en aval de la première, présente une forte recirculation. Pour les valeurs de M supérieur à Mc, la pression dynamique du liquide ne parvient pas à vaincre la pression dynamique du gaz de la zone de forte recirculation. Le liquide est donc bloqué en amont de cette dernière. En revanche dans la zone où le liquide est confiné, c'est-à-dire à une distance de l'injecteur comprise entre zéro et $2H_l$, le gaz, décollé et recirculant peu n'a pas d'impact sur le liquide d'où une stagnation de la longueur de dard liquide.

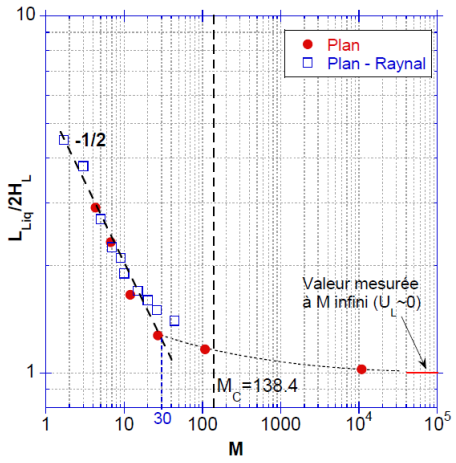


FIGURE 2.23 – Evolution de la longueur de dard liquide adimensionnée par $2H_l$ en fonction de M. $U_g = 30m/s$, $95 < Re_l < 4762$, $We_\delta = 6.4$ [5, 82]

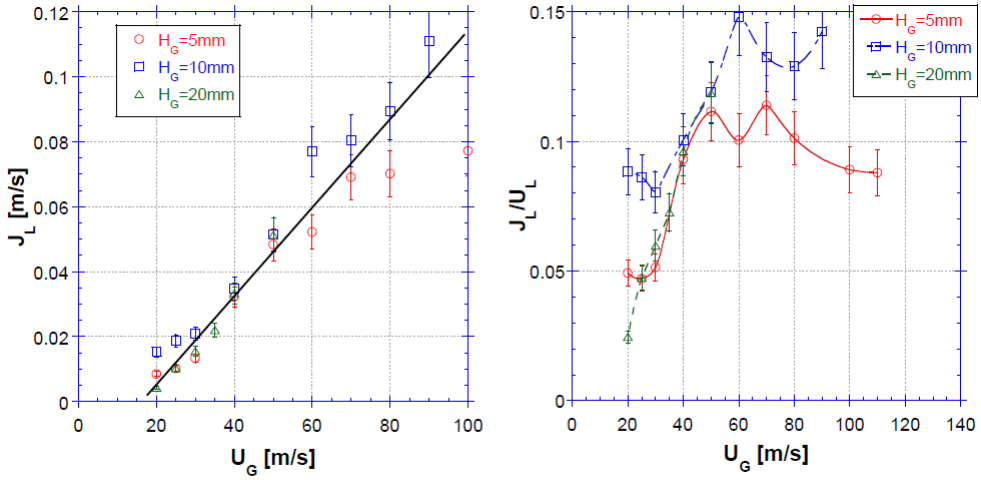
Flux. Tout comme les tailles de gouttes, leur flux est une donnée nécessaire comme conditions initiales des simulations numériques de combustion. Deux types de flux peuvent être utilisés : le flux volumique J_l et le flux numérique ϕ_0.

Le flux volumique J_l correspond à la vitesse d'entrainement u_e déterminée avec le modèle d'entrainement de Raynal [82] ou celui de Lasheras [52] qui vient d'être présenté. En combinant les équations 2.27 et 2.29, nous obtenons [5] :

$$J_l = u_e = \alpha C_e^{1/2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1/2} U_g \tag{2.32}$$

En remplaçant α et C_e par leur valeur respective $0,17$ et $0,25$ (avec pour fluide de l'eau et de l'air), nous obtenons la relation linéaire : $J_l \approx 0.0029 U_g + Cste$. Les graphiques de la figure 2.24 montrent des mesures de flux volumique obtenues par sonde optique réalisées par Ben Rayana [5]. Ces mesures ont été effectuées sur le jet plan, au point "stripping" qui se situe à une distance axiale de l'injecteur égale à la longueur de dard liquide théorique et radialement sous la lèvre séparatrice des deux phases. Pour ces expériences, Ben Rayana a fait varier We_δ de $3,5$ à $38,8$ et maintenu un rapport de pression dynamique constant $M = 16$. Trois épaisseurs

liquides, H_l, ont été testées.
Le graphique de gauche trace l'évolution de J_l en fonction de U_g. Les résultats expérimentaux confirment que J_l croît linéairement avec U_g. Ils montrent aussi un faible impact de H_g sur cette relation.
Le graphique de droite trace l'évolution du rapport J_l/U_l en fonction de U_g. Ce rapport exprime la part de liquide atomisé, ou arraché, passant à la position de mesure considérée. Après une légère diminution en début de gamme de U_g la proportion de liquide atomisé double jusqu'à $U_g = 50 - 60$ m/s. Au delà, la quantité de liquide atomisée passant au point "stripping" stagne.



$Re_\delta = 694 \rightarrow 1551.8$, $We_\delta = 3.5 \rightarrow 38.8$, $Re_L = 1650 \rightarrow 8248$ et $M = 16$

FIGURE 2.24 – Flux volumique J_l (à gauche) et flux volumique adimensionné par la vitesse liquide (à droite) en fonction de la vitesse du gaz pour trois épaisseurs liquides (Ben Rayana, 2008) - Injecteur plan - Sur le graphique de droite la ligne noire représente le modèle théorique.

Le flux numérique ϕ_0 est un flux représentatif de la fréquence de détection de gouttes mais pondéré par la distribution de tailles, il s'exprime en $\sharp.m^{-2}.s{-}1$. Son calcul théorique est donné par la relation 2.33 [5] :

$$\phi_0 = J_l \frac{6}{\pi D_{30}} \approx \alpha' \frac{6}{\pi} C^{1/2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1/2} \frac{U_g}{D_{30}} \propto \frac{U_g}{D_{10}^3} \propto U_g^{19/4} \approx U_g^5 \tag{2.33}$$

Ben Rayana a testé expérimentalement, avec la sonde optique placée au point "stripping", la relation 2.33 [5] sur le banc d'atomisation plan dans les mêmes conditions qu'il l'a fait pour J_l. Les résultats sur le graphique de gauche de la figure 2.25 montrent le bon accord entre théorie et expérimentation. Sur le graphique de droite, les expérimentations de Hong [36] montrent aussi une dépendance de ϕ_0 en U_g^5 à partir de $U_g = 35$ m/s. Ces mesures ont aussi été réalisées à la sonde optique, au point "stripping" pour $M = 16$.

Les flux présentent donc un bon accord entre la théorie et les mesures effectuées dans le cadre de l'atomisation d'un film liquide plan. Plus la vitesse du gaz est élevée, plus les flux augmentent. En revanche, la part de liquide atomisé qui passe au point "stripping" a un comportement asymptotique à partir d'un seuil $U_g = 50 - 60$ m/s.

2.1.2 Plus loin en aval : Le « Flapping ».

Le flapping, est une instabilité large échelle, définie comme le déplacement latéral du jet de plus d'un diamètre liquide (H_l), observée quand le jet liquide (ou une nappe liquide 2D) n'est pas complètement atomisé par le courant de gaz externe. La photographie de la figure 2.26 [72] montre le phénomène de flapping et sa longueur d'onde. Cette dernière plus grande que le diamètre du jet liquide et que la longueur d'onde de l'instabilité de cisaillement justifie l'appellation "instabilité large échelle". Ce phénomène avait été observé par

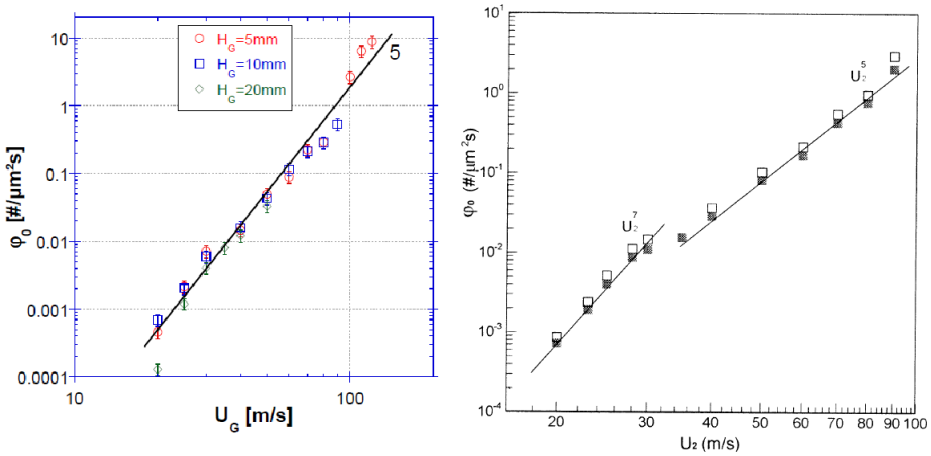


FIGURE 2.25 – Flux numérique ϕ en fonction de la vitesse du gaz mesuré sur l'injecteur plan - à gauche : expérience de Ben Rayana [5] - à droite : expérience de Hong [36] - Les lignes noires représentent les modèles théoriques sur les deux graphiques.

Chigier et al. [14] dans leur mode super pulsating où de gros fragments liquides détachés du jet sont envoyés de façon périodique de part et d'autre de l'axe.

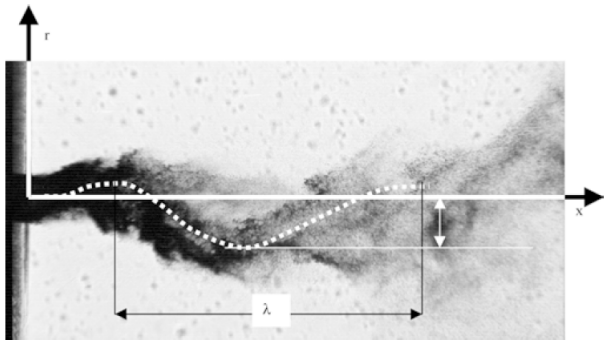


FIGURE 2.26 – Flapping du jet liquide [72]

Les mécanismes d'instabilité

Les mécanismes d'instabilités responsables du flapping sont encore peu connus. Cette instabilité présente cependant visuellement une analogie à celle observée sur une nappe liquide 2D quand celle-ci est atomisée de part et d'autre par un courant gazeux rapide. Mansour et al. [64], Lozano et al . [63] et Matas et al. [69] ont tous montré que la fréquence du battement du jet augmentait avec la vitesse du gaz alors que la vitesse du liquide a une influence minime. Juniper et al. [46] compare cette instabilité à une instabilité de sillage. L'obstacle créant le sillage pourrait, hypothétiquement, être les vagues de cisaillement interfacial. En aval de ces vagues des recirculations du gaz se générer et en déstabilisant le jet liquide seraient responsables du flapping. Ce phénomène ne peut donc avoir lieu que quand les vagues de cisaillement interfacial présentent une asymétrie. La figure 2.27 montre une mesure PIV (Matas et al. [69]) dans la phase gaz autour d'une vague de l'instabilité de cisaillement observée juste en sortie d'injecteur. Nous y voyons un décollement de l'écoulement gaz qui engendre une recirculation en aval de la vague. Jusqu'à présent, il n'y a pas de consensus sur une loi d'échelle portant sur la fréquence du flapping.

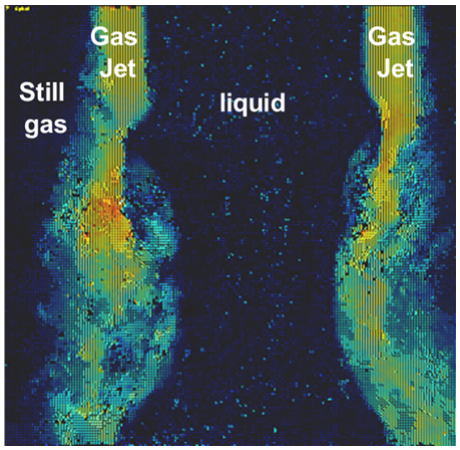


FIGURE 2.27 – Mesures PIV dans la phase gaz autour d'une vague de l'instabilité de cisaillement Kelvin-Helmholtz, observée en sortie de l'injecteur (Matas et al. [69]).

Angle du spray, A_{spray}.

L'angle du spray, noté A_{spray}, est l'angle que forment les contours du spray à partir de l'injecteur [55]. La connaissance de cette caractéristique est essentielle dans le dimensionnement du système d'injection en permettant de placer les injecteurs les uns par rapport aux autres de façon à obtenir une bonne répartition des gouttes dans la chambre de combustion : ni trop dense en cas d'interpénétration des sprays, ni trop disperse dans le cas où les sprays sont trop éloignés les uns des autres. De plus cela permet de placer les injecteurs à une distance évitant le ruissellement de films liquides sur les parois de la chambre qui en s'enflammant l'endommageraient sérieusement.
Les résultats de Raynal [82] de la mesure de l'angle du spray, sur un jet plan avec préfilming, montrent une croissance rapide de l'angle du spray avec l'augmentation de la vitesse du gaz jusqu'à une valeur d'environ 25 m/s puis une décroissance plus lente pour les valeurs supérieures de la vitesse du gaz. À haute vitesse le gaz aurait donc un effet de confinement du spray. Les angles mesurés par Raynal sont compris entre 25 et 55 degrés.
Leroux et al. [56] ont établi un modèle pour l'angle du spray, pour un injecteur coaxial. Ils ont basé leur modèle sur l'hypothèse que la goutte est éjectée suivant une direction déterminée par la vitesse horizontale et la vitesse verticale des vagues. La vitesse de convection U_c (relation 2.11) a été prise comme vitesse horizontale et la vitesse verticale a été supposée égale au produit du taux de croissance temporel (ω_i) par l'amplitude des vagues (λ) dues à l'instabilité de cisaillement : l'amplitude est considérée proportionnelle à la longueur d'onde de l'instabilité. L'angle θ entre la direction des gouttes et l'interface est donné par la relation 2.34 :

$$tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = C.\frac{\omega_i.\lambda}{U_c}, \tag{2.34}$$

avec $C = 0,188$. Leroux et al. [56] ont utilisé les profils "a" et "c" de la figure 2.8. Avec le profil "c", qui nous l'avons vu donne des résultats plus proches de la réalité que le "a", et une analyse de stabilité inviscide, les auteurs ont retrouvé le taux de croissance et la longueur d'onde obtenus par Raynal [82] que nous redonnons ici :

$$\lambda_A = \frac{4\pi}{3}\delta_g\sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \tag{2.35}$$

$$\omega = \frac{\rho_g}{\rho_l}\frac{U_g}{\delta_g} \tag{2.36}$$

La vitesse convective des vagues donnée par relation 2.11 peut être exprimée en terme de pression dynamique gaz-liquide M :

$$U_c = U_l(1 + \sqrt{M}) \tag{2.37}$$

En injectant 2.35, 2.36 et 2.37 dans 2.34, nous obtenons la relation 2.38 :

$$tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = C.\frac{4\pi}{3}.\frac{\sqrt{M}}{1+\sqrt{M}} \tag{2.38}$$

$\theta/2$ est l'angle que forme la direction que prennent les gouttes avec l'interface comme le montre le schéma de la figure 2.28.

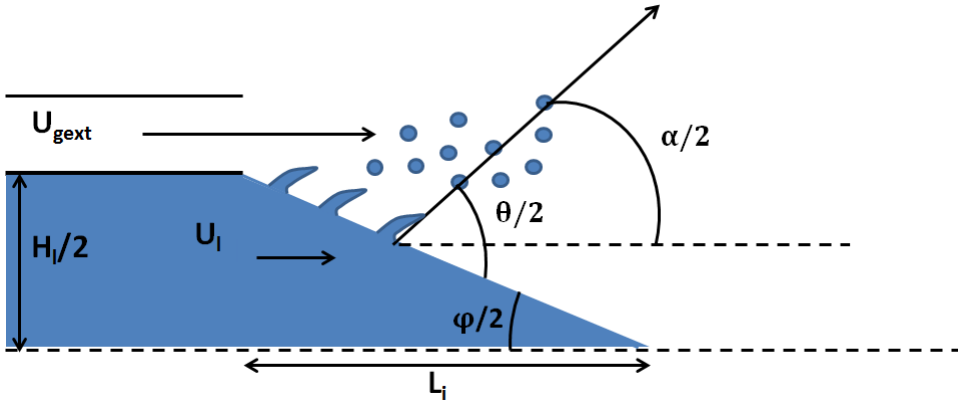


FIGURE 2.28 – Reproduction du schéma de définition des angles de Leroux et al. [56].

L'angle du spray dans le référentiel du laboratoire, α, s'obtient en utilisant les angles α et ϕ qui sont liés à θ par la relation 2.39 :

$$\frac{\alpha}{2} = \frac{\theta}{2} - \frac{\phi}{2} \tag{2.39}$$

En considérant leur modèle pour la longueur de dard liquide (relation 2.38), les auteurs obtiennent la relation 2.40 :

$$\frac{\beta}{2} = \frac{H_l}{2L_i} \approx \frac{\sqrt{M}}{13} \tag{2.40}$$

En injectant les relations 2.38 et 2.40 dans la relation 2.39 la relation 2.41 est obtenue :

$$tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{0,72\sqrt{M}(1-0,1\sqrt{M})}{0,06M+\sqrt{M}+1} \tag{2.41}$$

Le graphique de la figure 2.29 compare les prédictions du modèle de Leroux et al. [56] et des résultats expérimentaux pour différents modes de brisure.

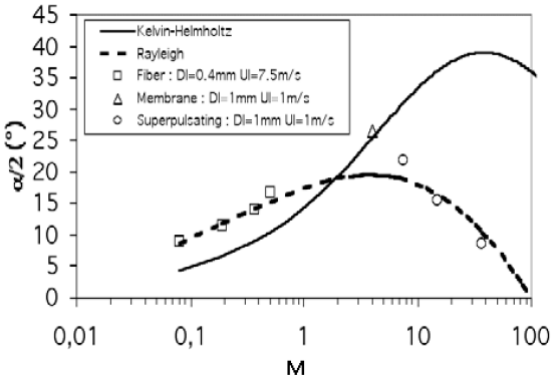


FIGURE 2.29 – Comparaison des prédictions des modèles et de résultats expérimentaux [56]

Le modèle utilisant le profil de type Rayleigh (profil "c" de la figure 2.8) est en bon accord avec les mesures expérimentales en captant bien la succession entre croissance et décroissance de l'angle du spray qui avait aussi été observée par Raynal [82]. Cet accord est assez surprenant car, comme nous l'avons vu, l'analyse de stabilité inviscide avec le profil de type Rayleigh, ne permet pas de prédire correctement le taux de croissance de l'instabilité de cisaillement. Elle capte la dépendance aux paramètres de contrôle mais surévalue les valeurs. Le coefficient d'ajustement doit donc probablement corriger convenablement la valeur de l'angle du spray.

Dans sa thèse, A. Delon [20] a étudié la dépendance de l'angle du spray aux vitesse du gaz et du liquide ainsi qu'à leurs épaisseurs respectives.
Comme les précédents auteurs cités ici, Delon trouve deux régimes de dépendance à la vitesse du gaz. Un régime où l'angle du spray croit avec la vitesse du gaz suivi d'un régime où il décroît.
Ses résultats montrent que la vitesse du liquide et son épaisseur ainsi que l'épaisseur de gaz impactent peu l'angle du spray.

La longueur de brisure, L_b.

La longueur de brisure, tout comme l'angle du spray, est une caractéristique utile pour le dimensionnement de la chambre de combustion. Toute la combustion devant avoir lieu dans la chambre, celle-ci doit être plus longue que la longueur de brisure maximale du jet atomisé.

En 1991 Eroglu et al. [23] ont mené des expérimentations sur un injecteur coaxial de diamètre liquide $1,01$ mm et d'épaisseur de gaz $4,55$ mm avec une vitesse du liquide variant de $1,8$ à 18 m/s et une vitesse de gaz atteignant une valeur maximum de 180 m/s. Ils ont proposé la corrélation 2.42 :

$$\frac{L_b}{H_l} = 0,5 Re_l^{0,6} We^{-0,4}, \tag{2.42}$$

avec Re_l donné par la relation 2.2 et We (relation 2.43) basé sur la différence de vitesse entre les deux fluides :

$$We = \frac{(U_g - U_l)^2 . \rho_g . H_l}{2\sigma}, \tag{2.43}$$

En 1994, Woodward et al. [101] ont effectué des expérimentations sur des injecteurs coaxiaux du type de ceux des moteurs de fusée d'un diamètre liquide de $4,85$ mm et une surface de passage du gaz de $45\ mm^2$, ce qui donne un ratio des surfaces de passage gaz-liquide de $2,5$. Pour mesurer la longueur de brisure ils ont utilisé les rayons X. Comme fluides, ils ont utilisé soit de l'azote soit de l'hélium gazeux pour simuler l'hydrogène gazeux et une solution d'iode de potassium et d'eau, capable d'absorber les rayons X, pour simuler l'oxygène liquide. La vitesse du gaz maximale atteinte est de 250 m/s (donnant un nombre de Weber basé sur l'épaisseur gaz évoluant de 12 à $3,6.10^4$) alors que la vitesse du liquide n'a pris que deux valeurs : 15 et 27 m/s (donnant des nombres de Reynolds basés sur l'épaisseur liquide de $9,5.10^4$ et $1,6.10^5$). La corrélation obtenue à l'issue des expériences est donnée par la relation 2.44

$$\frac{L_b}{H_l} = 0,0095 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{-0,36/Z} . Re_l^{0,68} We^{-0,22/Z}, \tag{2.44}$$

Avec Z=1 pour l'azote et Z=2,89 pour l'hélium.

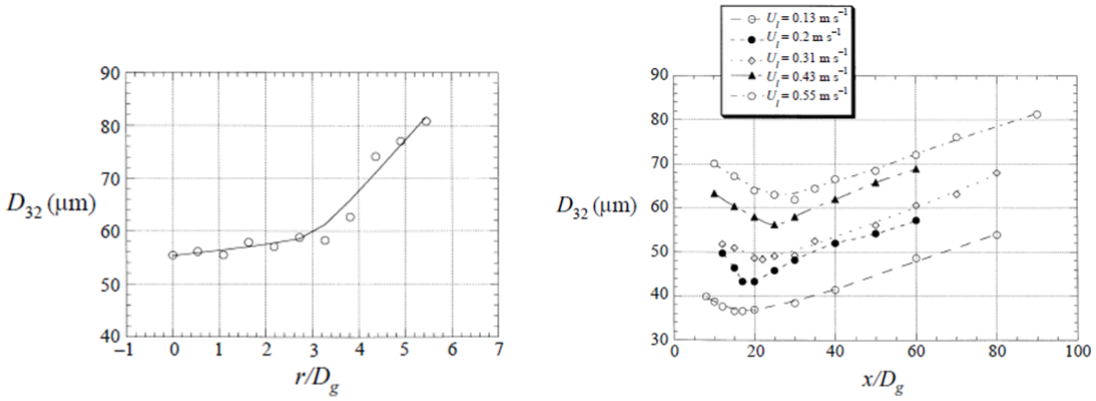
La longueur de brisure est donc dépendante des masses volumiques du gaz et du liquide, de l'épaisseur liquide, de la vitesse du liquide et de la viscosité cinématique (à travers le nombre Reynolds), de la différence des vitesses liquide et gaz et de la tension de surface (à travers le nombre de Weber). Elle diminue avec la vitesse du gaz et augmente avec celle du liquide.

De récents travaux, effectués par A. Delon [20] pendant sa thèse montrent une dépendance de la longueur de brisure à la vitesse du gaz à deux régimes. Un régime, à faibles vitesses gaz, où la longueur de brisure

décroît avec la vitesse du gaz suivie d'un régime nommé "régime asymptotique" où la longueur de brisure devient indépendante de la vitesse du gaz, l'effet du gaz étant arrivé à saturation.

Taille de goutte.

Lasheras et al. [52] ont réalisé un profil axial des tailles de goutte à des distances comprises entre 7 et 90 diamètres liquides ainsi qu'un profil radial à une distance aval de l'injecteur fixée à 30 diamètres en utilisant l'anémométrie phase Doppler (PDPA). À gauche de la figure 2.30 nous voyons sur le profil radial que le d_{32} augmente à mesure que l'on s'éloigne de l'axe : légèrement jusqu'à trois diamètres gaz puis beaucoup plus fortement après jusqu'à prendre quasiment un facteur compris entre 5 et 6 diamètres gaz. Ils expliquent cela par le fait que l'instabilité grande échelle, en faisant battre le jet, envoie les gros morceaux liquides latéralement. A droite de la figure 2.30, le profil axial nous montre qu'après une légère décroissance jusqu'à un minimum de la taille des gouttes celle-ci augmente de manière monotone depuis une distance à l'injecteur de 20 jusqu'au maximum 90 diamètres. Les auteurs attribuent ce phénomène à la prédominance des mécanismes de brisure pour la zone axiale où les tailles diminuent suivie, en aval, de la prédominance de la coalescence qui expliquerait l'augmentation des tailles. Varga et al. en 2003 [96] observeront le même phénomène sur son profil axial de taille de goutte. Notons que cette croissance du diamètre moyen pourrait également être attribué à la disparition des plus fines gouttes sur l'axe par dispersion turbulente.



Gauche : profil de diamètre de Sauter mesuré par Lasheras et al (1998) à une distance aval de 30 diamètres : Ul = 0.23 m/s et Ug = 126 m/s. Les gouttes sont plus larges en périphérie. Droite : variation du D_{32} en fonction de la distance aval, pour différentes vitesses liquide.

FIGURE 2.30 – Mesures de d_{32} effectuées par Lasheras et al. [52] en zone éloignée de l'injecteur pour différents U_l et $U_g = 140$ m/s ($H_l = 3,8$ mm). A gauche : profil radial à $30H_l$ depuis l'injecteur. A droite : mesures effectuées sur l'axe à une distance de l'injecteur comprise entre $7H_l$ et $90H_l$.

Les mesures effectuées par A. Delon dans le cadre du projet européen FIRST [11] ont porté sur les tailles de gouttes en zone éloignée de l'injecteur pour différentes configurations d'injecteur coaxial pour lesquels il a fait varier les épaisseurs liquide et gaz afin d'étudier le rôle de la géométrie. Ces mesures ont été réalisées par sonde optique, sur l'axe, à 10 cm de l'injecteur, distance supérieure à toutes les longueurs de brisure observées dans l'ensemble de ses points de mesure. Sur le graphique de la figure 2.31, nous voyons que les tailles (ici les cordes moyennes détectées par la sonde) présentent globalement une dépendance en puissance négative de la vitesse du gaz égale à ≈ 2. Cependant en observant les différences entre chaque courbe, qui correspondent chacune à une géométrie donnée et à une vitesse liquide donnée, il apparait que l'épaisseur de gaz, donc la géométrie d'injecteur, impacte assez significativement les tailles de goutte (facteur ≈ 10).

Lors de l'atomisation d'un jet liquide cylindrique par un courant gazeux annulaire co-courant, deux mécanismes principaux arrachent des gouttes ou fragments liquides au jet : le stripping ou arrachement et le flapping lié aux forts déplacements radiaux. Dans les deux cas la taille de goutte présente une forte dépendance à la

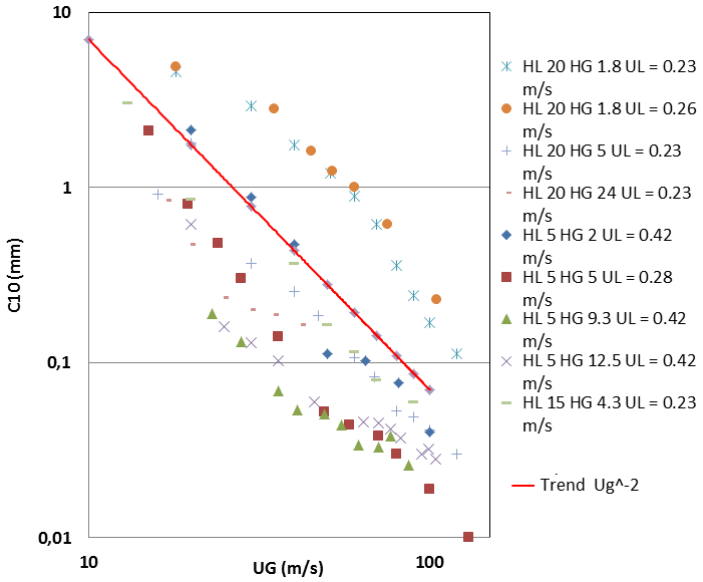


FIGURE 2.31 – Mesures de tailles de goutte à la sonde optique, sur l'axe à 10 cm de l'injecteur [11].

vitesse du gaz. Cette dépendance forte à U_g est aussi observée sur d'autres caractéristiques du spray telles que la longueur de brisure et le flux de goutte.

2.2 Cas de l'atomisation d'une nappe liquide annulaire.

L'atomisation d'une nappe liquide annulaire par deux co-courants gazeux, interne et externe à la nappe, est une méthode d'atomisation très efficace. Pourtant les instabilités et les mécanismes de brisure mis en jeu sont encore mal compris. La preuve en est les difficultés qu'ont les chercheurs à faire converger analyses de stabilité et résultats expérimentaux. Dans cette configuration une nappe liquide annulaire est atomisée par un jet cylindrique gaz interne et/ou par un jet annulaire gazeux externe.

Nous allons scinder la présentation de cette configuration d'atomisation en deux en consacrant la première partie à isoler l'effet du gaz interne sur la nappe annulaire. Dans la deuxième partie, nous discuterons la configuration dans son ensemble, avec la présence des deux gaz.

2.2.1 Mécanismes de brisure.

Atomisation d'une nappe annulaire par un courant gazeux interne.

Selon plusieurs auteurs, le gaz interne est plus déstabilisant que le gaz externe [38, 40, 58, 89]. Différents régimes de rupture de la nappe ont été identifiés et classifiés. Choi et al [15] observent trois modes de rupture. Le mode de "Rayleigh", le mode rupture de bulle et pour finir le mode pulsatoire. Dans le mode de "Rayleigh", nous observons la formation de larges bulles d'un diamètre supérieur à celui de l'injecteur avec à leur surface des structures cellulaires. Ce mécanisme ressemble à la brisure de Rayleigh-Plateau observée sur un jet liquide cylindrique s'écoulant dans un gaz au repos. Dans le mode rupture de bulle, les bulles, au lieu de se refermer, se rompent sous l'effet de la pression dynamique interne. Enfin, dans le mode pulsatoire, la brisure de la nappe se produit très proche de l'injecteur en présentant une pulsation. La figure 2.32 présente une schématisation de ces modes de rupture.

Leboucher dans ses travaux de thèse [53] observe trois modes d'atomisation. Le mode "formation de bulles" qu'il divise en deux catégories, "train de bulles" (qui correspond au mode de Rayleigh de Choi [15]) et "rupture de bulle". Ensuite il observe aussi le mode pulsatoire. Pour finir il observe le mode "arbre de noël" où l'atomisation semble la plus efficace. Il propose une cartographie (figure 2.33) des régimes de brisure dans le plan $(\rho_c U_c A_c, \rho_l U_l A_l)$, où l'indice "c" correspond au gaz interne et l'indice "l" au liquide. Dans cette cartographie figurent les résultats de Leboucher mais aussi ceux de trois autres auteurs [15, 24, 57]. En fonction

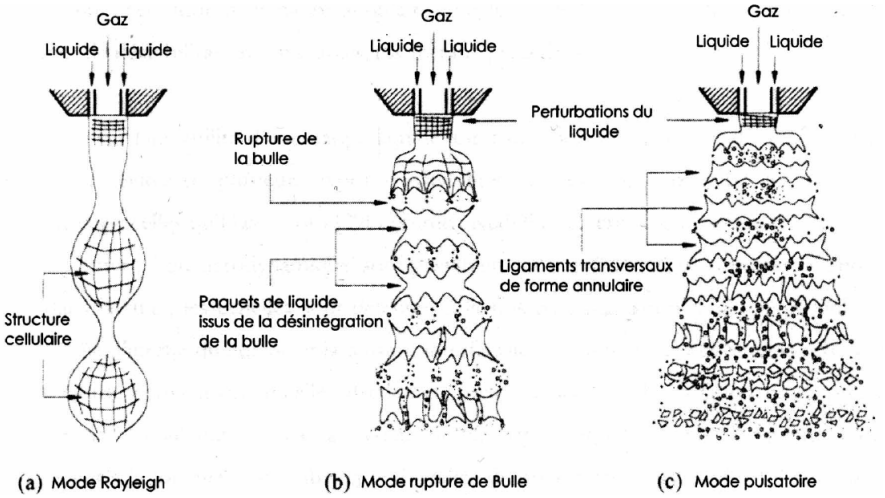


FIGURE 2.32 – Modes de rupture d'une nappe liquide annulaire [15]

de chacun les géométries d'injecteur (épaisseur liquide et épaisseur gaz), les gammes de vitesse des fluides et les conditions de pression ambiante sont variables. Malgré cela les frontières entre chaque régime de brisure sont assez nettes ce qui lui fait dire que "la combinaison de $\rho_c U_c^2 A_c$ et $\rho_l U_l^2 A_l$ est le paramètre fondamental plutôt que le rapport des densités de flux de quantité de mouvement habituellement considéré dans ce "type d'étude" [53].

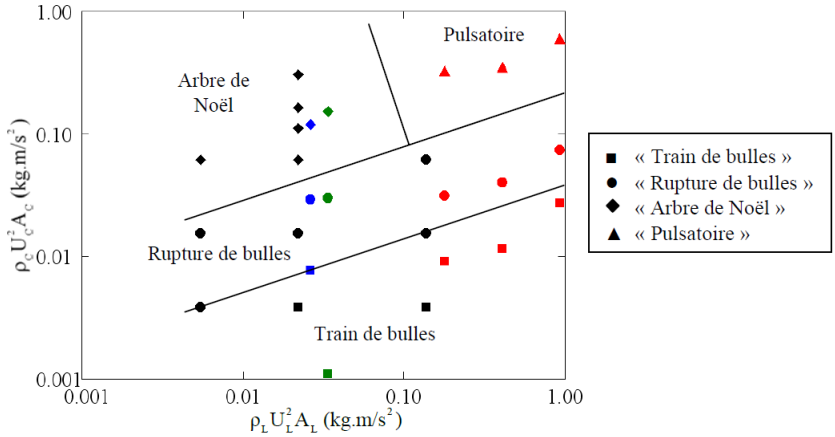


FIGURE 2.33 – Cartographie des différents modes de rupture de Leboucher [53]. En noir : Leboucher - En rouge Choi et Lee [15] - En vert Li et Shen [57] - En bleu Fu et al. [24]

Zaho et al. [104] identifient aussi trois régimes : le régime de brisure à bulles, le régime arbre de Noël et pour finir le régime "fiber break up" qui n'est pas observé par les auteurs cités précédemment. Le régime arbre de noël prend aussi le nom de "cellular" breakup en raison des structures cellulaires que présente la surface de la nappe annulaire. Sur la figure 2.34 nous voyons une représentation schématique ainsi que des photographies de chacun des modes observés par Zhao et al. En comparant celles-ci avec les figures de Choi et al. (figure 2.32) et la visualisation par tomographie rapide d'un arbre de noël de Leboucher (figure 2.35), il nous semble que le "fiber breakup" de Zaho et al correspond à l'arbre de Noël de Leboucher et que l'arbre de Noël de Zaho et al. correspond au pulsatoire de Choi et al.. Qui plus est Leboucher décrit le régime arbre de Noël en disant que des ligaments présents à la surface donnent un aspect arbre de Noël au jet liquide ce qui nous conforte dans notre précédente observation. Dans ce régime les ligaments semblent se briser par capillarité comme dans le cas du jet cylindrique.

Dans leur étude Zhao et al [104], expliquent que pour le regime "cellular breakup", la brisure des cellules

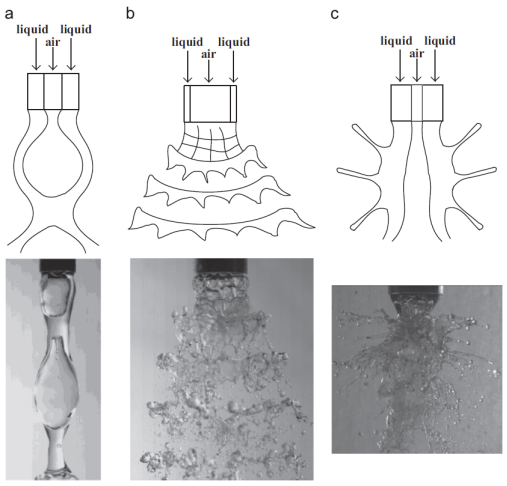


FIGURE 2.34 – Schématisation et photographies des modes de rupture observés par Zhao et al. [104] - a : "bubble breakup (shell breakup)" - b : "chrismas tree breakup (cellular breakup)" - c : "fiber breakup"

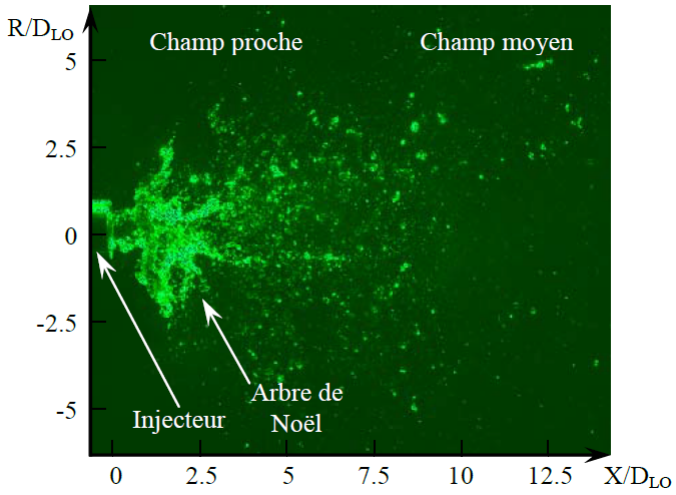


FIGURE 2.35 – Image PIV d'une structure arbre de noel - Jc= 3.1 ; Pa= 0.1 Mpa - Leboucher [53]

est responsable de la brisure de la nappe, l'instabilité de Rayleigh-Taylor étant une instabilité de surface provoquée par la poussée du gaz sur le liquide [92, 93]. L'apparition des cellules est liée à la poussée qu'exerce le gaz sur la nappe liquide. L'échelle de longueur typique d'une cellule est alors égale à la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Par un bilan de force en considérant l'action du gaz sur un morceau de nappe annulaire, les auteurs trouvent une dépendance théorique de la longueur d'onde de cette instabilité proportionnelle à $H_l We^{-1/2}$ (dans leur cas $We = \rho_g (U_g - U_l)^2 H_l/\sigma$ et H_l correspond à l'épaisseur de la nappe liquide). Ils confirment cette dépendance expérimentalement. Toujours pour leur régime arbre de noël mais aussi pour leur régime "brisure de bulles", Zhao et al. déterminent théoriquement, en se basant sur la longueur d'onde adimensionnée de Lozano et al. [62], la longueur d'onde de l'instabilité menant à la formation des bulles (brisure de bulles) et des vagues (arbre de noël). Dans les deux cas ils trouvent : $\lambda = 22.98 D_{b0}^{0.36} H_l^{0.64} We^{-0.34}$ avec D_0 le diamètre de la section de passage du gaz. Les mesures expérimentales qu'ils ont effectuées sont en bon accord avec cette relation.

Ajout du gaz externe.

Les quinze dernières années de recherche ont permis d'avancer sur la compréhension des mécanismes de brisure d'une nappe annulaire en particulier grâce à l'amélioration des moyens de visualisation des écoulements qui aujourd'hui disposent d'une résolution spatio-temporelle élevée. Wahono et al. [98] en 2008, réalise des séquences d'imagerie rapide de la brisure primaire d'une nappe annulaire, d'épaisseur 1 mm, atomisée par deux co-courants gazeux. Le rayon de la veine du gaz interne est de 18 mm, l'épaisseur de l'anneau du gaz externe est de 5 mm. Ils définissent comme paramètres adimensionnels les rapports de pressions dynamiques pondérées par la surface de passage du fluide considéré :

$$MR_g = \frac{\rho_g u_g^2 A_g}{\rho_l u_l^2 A_l}, \tag{2.45}$$

avec l'indice g, le gaz, qui deviendra i quand il sera question du gaz interne et o quand le gaz externe sera évoqué.
Les images sont réalisées avec une vitesse d'acquisition allant de 2000 à 3000 images par seconde. Les photographies figure 2.36 montrent l'écoulement de la nappe annulaire sans écoulement gazeux, ni au centre, ni à l'extérieur de la nappe. L'image de gauche montre l'écoulement pour $U_l = 1$ m/s et $Re_l = 998$. Celle de droite montre la moyenne de 500 images consécutives pour les mêmes paramètres de contrôle. Nous voyons que pour ces conditions d'écoulement l'interface n'est pas perturbée. Selon les auteurs : "Le pincement du jet sous la nappe annulaire est dû à la tension de surface qui agit sur la surface libre de la nappe annulaire réduisant ainsi le diamètre de la nappe à mesure qu'elle s'écoule en aval".

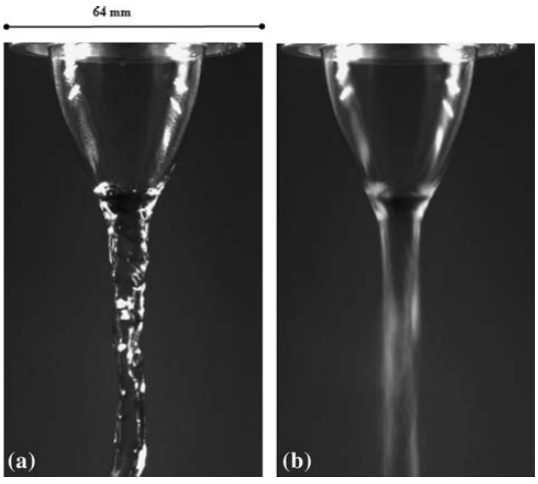


FIGURE 2.36 – Nappe annulaire en sortie d'injecteur - $U_l = 1$ m/s, $H_l = 1$ mm [98].

En appliquant un courant gazeux externe ($U_{gext} = 14,1$ m/s, $U_{gint} = 0$) à cet écoulement, les auteurs

filment les images de la figure 2.37. On y voit l'évolution temporelle de l'instabilité. Le symbole I indique le développement d'une vague asymétrique en amont du pincement du jet, le symbole II indique l'évolution d'un ligament en gouttelettes. Il est intéressant de noter ici que le jet reste connecté à l'injecteur.

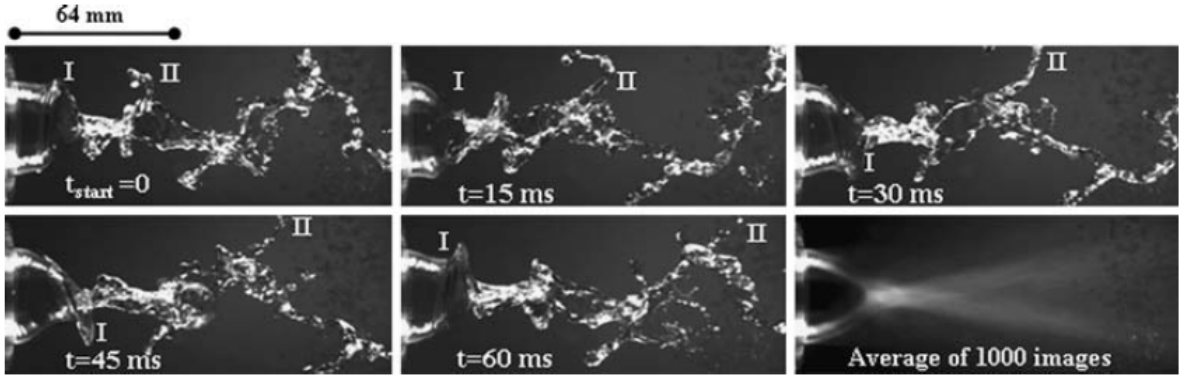


FIGURE 2.37 – $U_l = 1$ m/s, $U_{gext} = 14,1$ m/s, $U_{gint} = 0$ m/s, $MR_i = 0$, $MR_i = 3,43$ - I : vague asymétrique - II : évolution des ligaments [98].

L'augmentation de la vitesse du gaz externe à $U_{gext} = 29,3$ m/s modifie la façon dont la vague évolue. Sur les images, figure 2.38, nous voyons le développement d'une vague axisymétrique, indiquée par le symbole I, ainsi que la formation de ligaments due à la rupture entre la vague et la nappe annulaire (symbole II). Les ligaments se forment sur tout le pourtour de la nappe annulaire. Ces ligaments vont ensuite, par capillarité se briser en gouttelettes. Nous assistons donc comme pour le "stripping" du jet cylindrique liquide à une succession d'instabilités commençant par une instabilité interfaciale et se terminant par une instabilité capillaire.

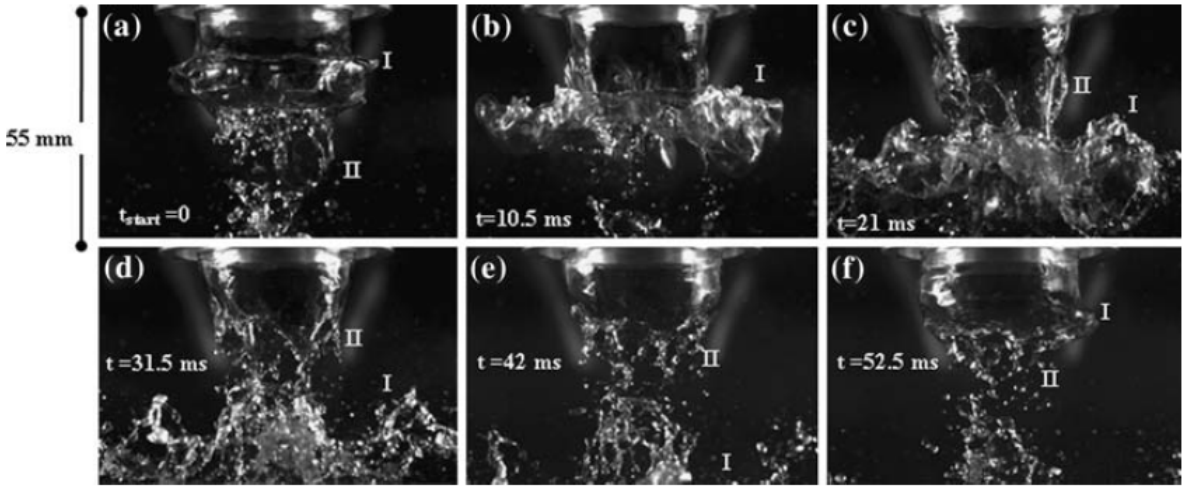


FIGURE 2.38 – $U_l = 1$ m/s, $U_{gext} = 29,3$ m/s, $U_{gint} = 0$ m/s, $MR_o = 0$, $MR_i = 14,82$ - I : vague axisymétrique - II : formation des ligaments [98].

L'ajout du gaz interne, à une vitesse de 14.1 m/s, n'induit pas de changement notable sur les mécanismes de brisure (photographies figure 2.39). Cependant les auteurs précisent que la périodicité des vagues est sensiblement diminuée.

Dans ses travaux de thèse, Leboucher [53] ajoute le gaz externe aux régimes de brisure de la nappe annulaire par le courant gazeux interne et obtient des images des sprays par tomographie rapide. Il utilise un injecteur permettant d'atomiser une nappe annulaire de 1 mm d'épaisseur par un courant gazeux interne de $2,5$ mm de diamètre et un courant gazeux externe de $1,1$ mm d'épaisseur. Le régime train de bulles devient brisure bulle pour une vitesse du gaz externe qu'il qualifie de non négligeable mais sans donner d'ordre de grandeur. Il évoque alors les ligaments arrachés à la nappe annulaire lorsque la bulle se brise. Sur le régime arbre de noël,

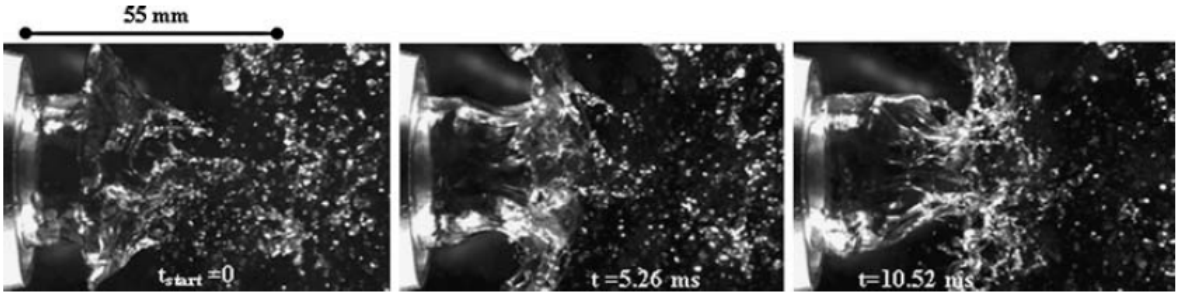


FIGURE 2.39 – $U_l = 1$ m/s, $U_{gext} = 29,3$ m/s, $U_{gint} = 14,1$ m/s, $MR_o = 4,24$, $MR_i = 14,82$ [98].

il utilise $U_l = 2$ m/s, $U_{gint} = 100$ ou 155 m/s et $U_{gext} = 90$ m/s. L'ajout de gaz externe améliore l'atomisation en réduisant le nombre de grosses gouttes. Cependant les mécanismes de brisure ne sont pas décrits.

2.3 Plan de travail.

L'objectif de cette thèse est d'étudier l'atomisation assistée d'un jet cylindrique diphasique air-eau. Ce sujet trouve son application dans le régime transitoire d'allumage d'un moteur de fusée mais il présente aussi un intérêt académique. En effet, dans la littérature, il existe peu ou pas d'études (nous n'en avons pas trouvé) portant sur l'atomisation d'un écoulement diphasique par un courant gazeux co-courant, excepté comme on vient de le voir l'atomisation d'une nappe annulaire forcée par la géométrie. Dans le cas moteur, l'écoulement atomisé passe de 100% gazeux à 100% liquide, ce qui peut donner lieu à une grande variété de régimes d'écoulements dans les pitots LOX [1]. Que ce soit pour le côté académique ou pour l'application nous devons donc être capable de balayer une gamme de Bêta (relation 1.2) la plus large possible qui idéalement permettrait de créer et d'atomiser toutes les régimes d'écoulements diphasiques à l'exception du régime à brouillard ("mist") et du régime stratifié.

En microgravité, l'orientation de l'écoulement n'a pas d'importance. Ces conditions excluent la possibilité d'écoulement stratifié dans le tube quand celui-ci est horizontal. Nos expérimentations, réalisées en laboratoire, sont sujettes à la gravité. L'orientation de l'écoulement a été choisie verticale descendante afin d'aligner sens de l'écoulement et gravité afin d'en minimiser les effets et éviter les écoulements stratifiés. Afin de quantifier dans quelle mesure la gravité impacte nos expérimentations, nous avons calculé, en utilisant nos vitesses superficielles liquides et nos différents H_l, la gamme sur laquelle le nombre de Froude (relation 2.46) évolue. Il passe de 1 pour notre vitesse superficielle liquide la plus faible à 10 pour la plus élevée. En d'autres termes, la gravité n'a un effet que sur une petite partie de nos expériences quand U_{lsup} est faible. Toujours par rapport à l'application, la question de la transposition aux fluides réels se pose. Nos fluides ont des propriétés mécaniques différentes du LOX, du GHE et du GH2. De plus nos conditions d'expériences en température et pression sont ambiantes alors les conditions moteur présentent des conditions de température et de pression très élevées. Lors de l'atomisation des fluides réels dans le moteur la combustion très rapide a un impact sur le spray qu'il nous est impossible de recréer. C'est pourquoi dans cette étude nous ne ferons pas de tentative de transposition de nos résultats aux fluides réels.

$$Fr = \frac{U_{lsup}}{\sqrt{gH_l}} \tag{2.46}$$

Les questions relatives à l'ajout de gaz dans le jet atomisé sont les suivantes :

– Quelle est la sensibilité des caractéristiques du spray formé au régime d'écoulement du jet diphasique ? C'est pour répondre à cette question que nous cherchons à fabriquer et atomiser tous les régimes d'écoulements. Afin de pouvoir atomiser écoulements diphasiques libres (les deux phases se rencontrent en amont de l'injection) et écoulements annulaire forcé (les deux phases ont leur propre circuit avant de se rencontrer à l'injection), deux géométries d'injecteurs distinctes seront utilisées.

- Quelle est la sensibilité des caractéristiques du spray à la proportion de gaz β dans l'écoulement interne ? Nous allons pour y répondre, balayer Bêta sur une plage s'approchant au maximum de $[0; 1]$.
- Quelle est la sensibilité des caractéristiques du spray aux diamètre de l'écoulement interne H_l ? H_l a-t-il un impact sur la transition entre les différents régimes d'écoulement ? Pour cela deux diamètres ont été utilisés $H_l = 3,5$ mm et $H_l = 7,6$ mm.

Les paramètres de contrôle de nos expériences sont les vitesses superficielles du liquide et du gaz interne, respectivement U_{lsup} et $U_{gintsup}$, et la vitesse du gaz externe U_{gext}. Les propriétés des fluides utilisés, l'eau et l'air, c'est à dire les masses volumiques (ρ_l et ρ_g), les viscosités dynamiques μ_l et μ_g et la tension de surface de l'eau (σ) ont été maintenues constantes. Le régime d'écoulement de l'écoulement diphasique est considéré comme une caractéristique interne. Comme nous l'avons dit plusieurs géométries permettant d'atomiser l'écoulement diphasique ont été utilisées avec pour chacune un rôle particulier :

- L'injecteur avec convergent, comme son nom l'indique, présente un convergent au niveau de l'injection de l'écoulement diphasique. Son diamètre final est de l'ordre du centimètre. Cet injecteur est celui qui a été utilisé par Lasheras, Marmottant et Hong [36, 52, 65]. Pour le cas où le jet atomisé est purement liquide, nous disposons donc d'une base de données sur cet injecteur qui servira de point de départ à notre étude.
- L'injecteur à petit diamètre, a un diamètre de l'ordre millimétrique au niveau de l'écoulement diphasique. Cette géométrie permet de se rapprocher des dimensions réelles d'un pitots Lox ainsi que de mesurer l'impact du diamètre de l'écoulement diphasique sur les caractéristiques du spray.
- L'injecteur annulaire permet d'atomiser un écoulement annulaire forcé dont nous pouvons contrôler l'épaisseur de film liquide ainsi que sa longueur de course avant sa rencontre avec le gaz externe. L'intérêt d'un tel injecteur est de pouvoir comparer les caractéristiques d'un spray résultant de l'atomisation d'un jet annulaire pour chacune des géométries.

L'étude cible les mesures suivantes :

- la structure du jet atomisé.
- les tailles de gouttes ou structures liquides dans le spray.
- les flux de goutte.

Dans le chapitre 3, le détail de chacune des géométries, des mixeurs air-eau et du banc expérimental seront présentés ainsi que les moyens de mesure et d'analyse du spray utilisés pendant l'étude. Nous établirons des cartographies des régimes d'écoulements interne accessibles sur nos injecteurs.
Le chapitre 4 sera dédié à l'analyse de l'évolution des structures du jet atomisé en sortie d'injecteur avec Bêta. Nous analyserons leur éventuel lien avec le régime d'écoulement interne.
Dans le chapitre 5 nous étudierons les caractéristiques structurelles du spray, à savoir, sa longueur de brisure, son angle d'ouverture.
Les chapitres 6 et 7 porteront sur les caractéristiques de la phase dispersée du spray : tailles , flux et vitesses des gouttes.

Chapitre 3

Expériences mises en œuvre et outils de mesure des caractéristiques du spray.

Nous allons présenter le banc expérimental qui va permettre la création et l'atomisation de l'écoulement diphasique air-eau. Ensuite nous présenterons les différentes géométries d'injecteur utilisées en précisant leur rôle respectif dans l'étude. Pour finir un point sera fait sur la sonde optique et sur les méthodes de traitement d'images utilisées.

3.1 Banc expérimental.

Le banc expérimental a pour objectif l'atomisation assistée d'un jet diphasique par un courant gazeux. Il est composé d'une structure dont la partie supérieure est une plaque en aluminium sur laquelle peuvent se fixer les différents injecteurs sans avoir à modifier les circuits des deux fluides utilisés c'est-à-dire l'eau et l'air. Une représentation schématique du montage expérimental est visible sur la figure 3.1.

Deux arrivées de gaz provenant du réseau du laboratoire, dont la pression est de sept bars, alimentent le banc expérimental. Une des arrivées est dédiée au gaz interne qui sera mélangé avec l'eau afin de constituer le jet diphasique interne, l'autre est destinée au gaz externe qui atomisera le jet diphasique. Le gaz externe est contrôlé avec une électrovanne alors que le gaz interne est contrôlé d'abord par un régulateur de pression puis par une des trois vannes pointeau qui sont montées en parallèle. En fonction de la valeur du débit désiré la vanne utilisée ne sera pas la même, chacune d'elle ne permettant pas la même finesse de réglage. Le régulateur de pression et les vannes sont placés en série ce qui permet l'obtention d'une très bonne précision du contrôle du débit du gaz interne qui parfois atteint des valeurs très petites et donc requiert un réglage très fin.
La mesure des débits des gaz, qu'ils soient externes ou internes, se fait avec des débitmètres massiques (Brooks instrument). Quatre débitmètres sont utilisés : un pour contrôler le gaz externe, trois pour contrôler le gaz interne. Chaque débitmètre a une gamme d'utilisation qui lui est propre afin de mesurer les débits avec la meilleure précision possible (voir le tableau de la figure 3.2).

Le circuit d'eau est un circuit fermé qui peut fonctionner de deux manières différentes : soit avec une cuve à débordement soit avec une vessie où l'eau est mise sous pression par de l'air.

La cuve à débordement, placée à environ 3 mètres au-dessus du montage expérimental, permet d'alimenter l'expérimentation avec un niveau de pression constant. Sous l'injecteur se trouve une cuve de récupération dans laquelle l'eau est pompée puis renvoyée dans la cuve à débordement. Le trop plein d'eau issu du débordement s'écoule dans la cuve de récupération.

La vessie est composée de deux parties. La partie basse contient la poche à liquide que nous remplissons avec l'eau du réseau. Cette poche comporte donc une entrée et sortie d'eau. La partie haute de la vessie accueille le gaz qui va pressuriser l'eau. Cette partie contient aussi une entrée et une sortie afin de pouvoir pressuriser et dépressuriser à souhait. L'alimentation en eau est donc raccordée à la cuve de récupération d'eau par le biais de la pompe. La sortie est raccordée aux instruments de mesure du débit liquide. Le gaz est collecté par le biais d'une dérivation sur le circuit du gaz externe. Le niveau de pression dans la vessie est contrôlé par

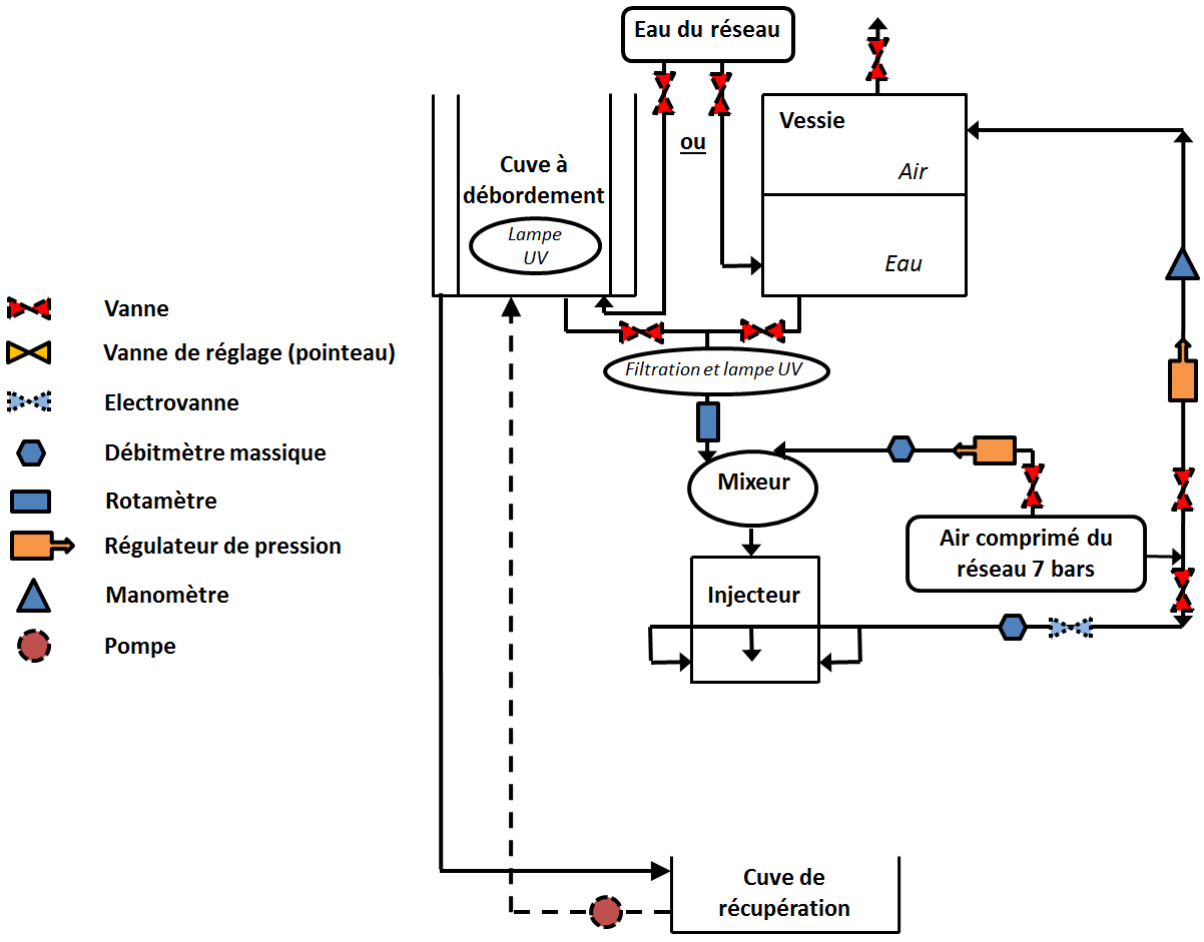


FIGURE 3.1 – Montage experimental

un régulateur de pression placé avant l'entrée gaz de la vessie. Afin de mesurer cette pression un manomètre est placé entre le régulateur et l'entrée de la vessie. A la sortie gaz de la vessie, un simple tuyau muni d'une vanne est installé afin de pouvoir vider le gaz et ne pas laisser la vessie sous pression lorsqu'on ne l'utilise pas. Une vanne est aussi installée entre la dérivation du gaz et le régulateur de pression afin de pouvoir couper l'arrivée gaz de la vessie uniquement. La vessie, comme la cuve à débordement, permet d'amener l'eau au mixeur gaz-liquide sans utiliser de pompe mécanique qui pourrait induire des pulsations ou des vibrations dans l'écoulement liquide avant sa rencontre avec le gaz interne et/ou externe.

Le débit de l'eau est contrôlé avec des rotamètres à flotteur. Deux rotamètres sont à notre disposition avec des gammes d'utilisation différentes toujours dans un souci de précision de la mesure.

Le tableau de la figure 3.2, réunit toutes les plages d'utilisation des appareils de mesure utilisés ainsi que leurs incertitudes.

	Fluide	Débit maximum mesuré	Incertitude
Rotamètre 1 Brooks	Liquide	43 L/h	+/- 3 % de la pleine échelle
Rotamètre 2 Brooks		170 L/h	+/- 2 % de la pleine échelle
Débitmètre massique-Brooks SLA5860S	gaz	5 NL/min	+/- 0,7 % du point de mesure auquel s'ajoute +/- 0,2 % de la pleine échelle
Débitmètre massique-Brooks SLA5861S		50 NL/min	
Débitmètre massique-Brooks SLA5863S		400 NL/min	
Débitmètre massique-Brooks SLA5853S		700 NL/min	+/- 0,2 % entre 0 and 20 % de la pleine échelle , +/-0,1% entre 20 % and 100 % de la pleine échelle

FIGURE 3.2 – Plages d'utilisation et incertitude des instruments de mesure.

Dans un souci de propreté de l'eau, une lampe UV a été installée à demeure dans la cuve à débordement afin d'éviter le développement d'algues ou de bactéries. De plus, juste en amont des rotamètres, sont installés en série sur le circuit eau quatre filtres retenant respectivement les particules de cinquante, vingt, cinq microns et le calcaire. Pour finir avant d'atteindre le rotamètre, l'eau est une nouvelle fois traitée aux UV afin d'arriver la plus propre possible à l'injection. Ce système de traitement de l'eau s'applique que nous utilisions la cuve à débordement ou la vessie.

3.2 Les géométries d'injecteurs.

Quatre géométries d'injecteur distinctes ont été utilisées au cours de cette thèse. Chacune a eu une utilité spécifique.

- La première géométrie est celle, évoquée dans notre état de l'art, utilisée par Marmottant et Villermaux [65, 66] ainsi que par Lasheras et al. [51]. Cette géométrie est assez bien connue en ce qui concerne l'atomisation d'un jet liquide et nous permettra donc de comparer nos résultats. Cette géométrie sera appelée géométrie gros diamètre avec convergent ou injecteur avec convergent.
- La deuxième géométrie, nommée géométrie sans convergent, reprend les mêmes dimensions de sortie que la géométrie gros diamètre avec convergent. La différence entre ces deux géométries, comme leur nom l'indique, est que l'une a un convergent au niveau de l'injection du jet interne, pas l'autre. L'intérêt de cet injecteur est d'étudier dans quelle mesure le convergent a ou non un impact sur les caractéristiques du spray.
- La troisième géométrie, nommée géometrie annulaire, a été réalisée dans le but de forcer puis d'atomiser un écoulement annulaire dont l'épaisseur du film liquide, Ep_{film} ainsi que sa longueur de développement, L_{film} sont contrôlées. Le but est de comparer les caractéristiques du spray entre la géométrie gros diamètre avec convergent et géométrie annulaire pour des mêmes jeux de paramètres de contrôle.
- La quatrième géométrie, nommée géométrie petit diamètre, a des dimensions s'approchant des dimensions réelles d'un pitot LOx qui constitue le dôme d'injection des ergols d'un moteur de fusée cryotechnique.

3.3 Géométrie gros diamètre avec convergent.

La géométrie gros diamètre avec convergent a été largement utilisée par différents chercheurs [36, 51, 65]. De ce fait nous disposons de nombreux résultats issus de l'atomisation d'un jet purement liquide que nous avons évoqués dans l'état de l'art. Nous avons donc utilisé ces résultats comme point de départ de l'étude, en vérifiant dans un premier temps si nous retrouvions les mêmes résultats puis ensuite en analysant comment et dans quelle mesure l'ajout de gaz interne les impactait.

3.3.1 Présentation.

La figure 3.3 présente une coupe verticale et une coupe horizontale de l'injecteur à géométrie gros diamètre avec convergent. Le jet interne cylindrique d'épaisseur $H_l = 7,6$ mm et l'anneau gazeux d'épaisseur $H_g = 1,7$ mm sont séparés par une lèvre d'épaisseur $e_{levre} = 0,2$ mm avant de se rencontrer de manière co-courante en sortie d'injecteur.

L'injecteur présente des convergents au niveau des tuyères liquide et gaz. Ces convergents ont pour but de réduire la turbulence afin d'obtenir des écoulements les plus laminaires possibles en sortie d'injecteur et donc une épaisseur de vorticité, δ_g, fine. Les contractions des sections sont de 6,9 pour le liquide et de 6 pour le gaz.

3.3.2 Epaisseur de vorticité gaz, δ_g.

Nous avons vu dans l'état de l'art que l'épaisseur de vorticité du gaz, δ_g, est un paramètre d'ordre 1 concernant les longueurs d'onde des instabilités axiale et transverse pour un jet monophasique. Marmottant [65] a donc mesuré cette épaisseur afin d'établir ses corrélations expérimentales. La figure 3.4 présente le résultat des mesures réalisées au fil chaud.

Sur le graphique de gauche de la figure 3.4 chaque profil de vitesse correspond à un débit gaz correspondant à des vitesses gaz allant de 2 à 90 m/s. Marmottant a réalisé des profils radiaux juste en sortie de la veine de gaz. Pour chaque profil, l'épaisseur de vorticité est calculée par $\delta_g = (U_{max} - U_{min})/(dU/dy_{max})$ (équation 2.4) . Sur le graphique de droite de la figure 3.4 l'épaisseur de vorticité ainsi calculée est adimensionnée par l'épaisseur de gaz H_g (e sur la figure) et tracée en fonction du nombre de Reynolds, Re_g donné par l'équation 3.1, correspondant aux différentes vitesses gaz utilisées.

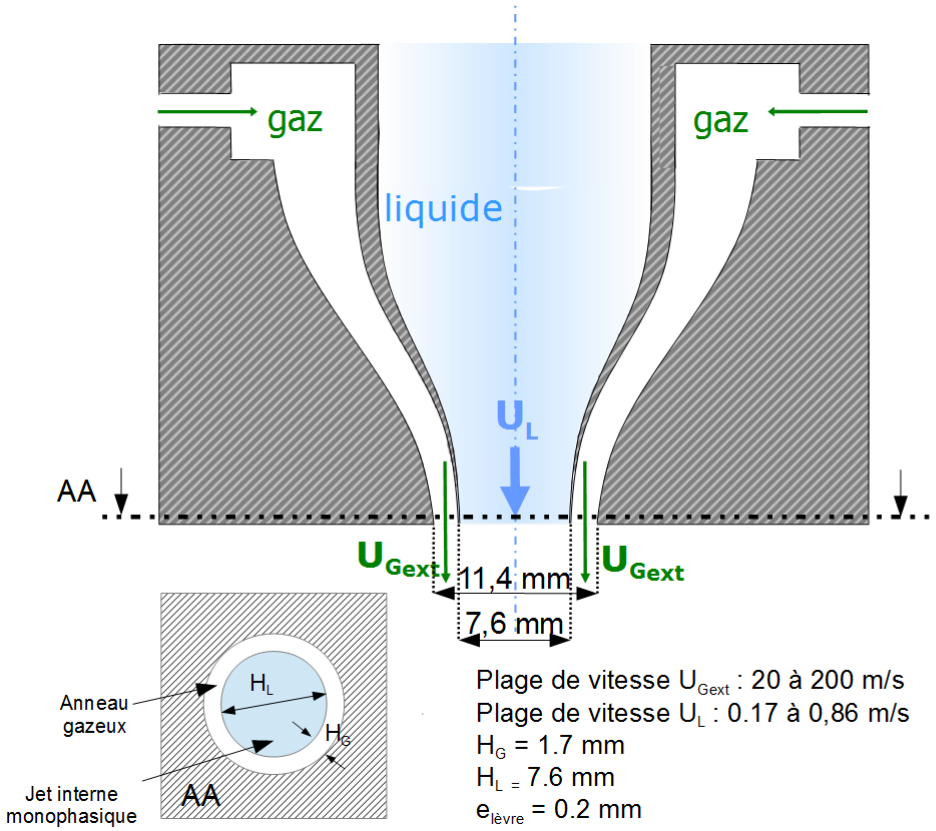


FIGURE 3.3 – Coupe de l'injecteur à géométrie gros diamètre avec convergent.

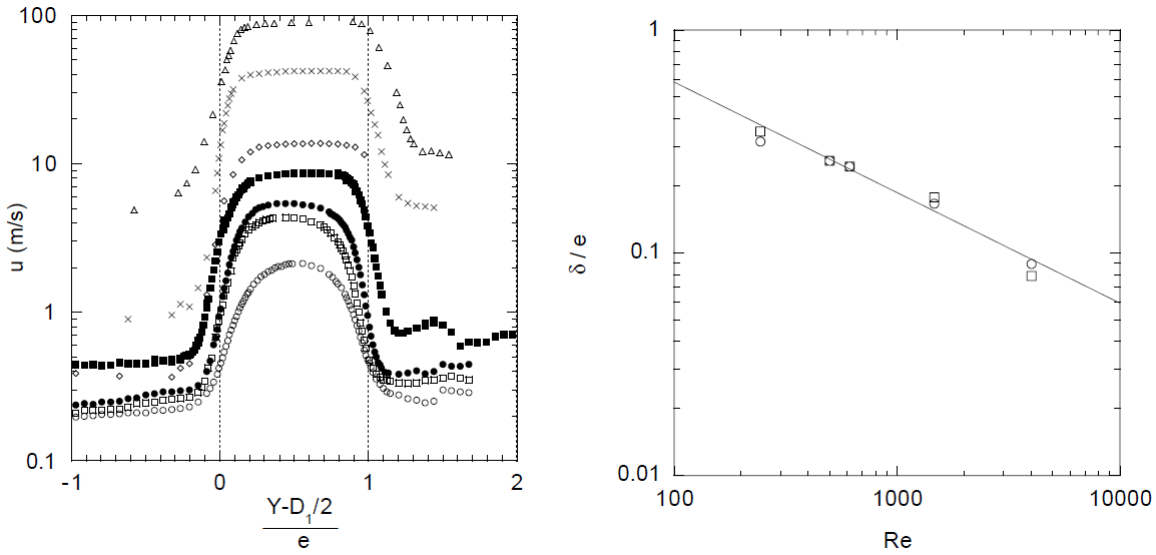


FIGURE 3.4 – Profils de vitesse en sortie de la veine gaz de l'injecteur à géométrie gros diamètre avec convergent - Mesures réalisées au fil chaud par Marmottant [65].

$$Re_g = \frac{U_g.H_g}{\nu_g} \tag{3.1}$$

L'épaisseur de vorticité présente une dépendance de la forme :

$$\frac{\delta_g}{H_g} = \frac{5.6}{\sqrt{Re_g}} \tag{3.2}$$

Ce résultat a été vérifié par A. Delon [20] lors de sa thèse.

3.4 Géométrie gros diamètre sans convergent.

La géométrie d'injecteur gros diamètre sans convergent a été réalisée afin d'étudier un éventuel impact du convergent sur les différentes caractéristiques du spray. Pour ce faire, nous avons réalisé des essais à des points de mesure communs à la géométrie gros diamètre avec convergent.

L'injecteur sans convergent a été réalisé de manière à conserver les dimensions de sortie de l'injecteur avec convergent tout en supprimant le convergent dans la buse d'amenée de l'écoulement diphasique. Comme le montre le plan de la figure 3.5, une pièce mécanique a été dessinée spécialement pour cela. Sur cette pièce se fixe la pièce servant à amener le gaz externe et à former la couronne gazeuse, commune à tous les injecteurs. Nous conservons donc $H_l = 7.6$ mm et $H_g = 1.7$ mm. La forme extérieure de la buse du jet diphasique ayant aussi été conservée, la phase gazeuse externe conserve les mêmes caractéristiques que la géométrie gros diamètre avec convergent, c'est-à-dire la même évolution de l'épaisseur de vorticité donnée par l'équation 3.2.

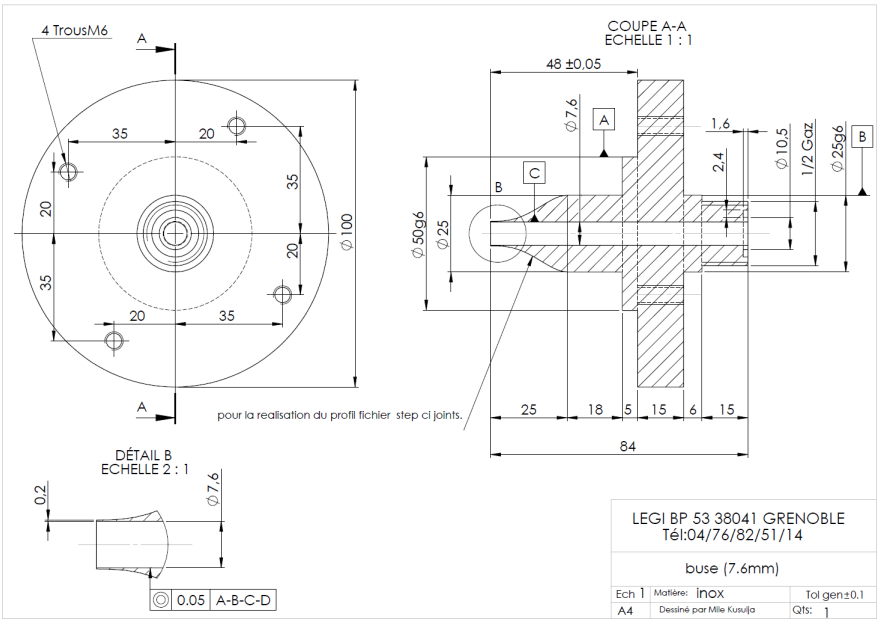


FIGURE 3.5 – Plan de la pièce d'injection de l'écoulement interne de la géométrie sans convergent

Le point que nous n'avons pas pu maintenir à l'identique est l'arrivée de l'écoulement diphasique dans la pièce. Dans la géométrie gros diamètre avec convergent, comme nous l'avons vu, le mélange diphasique arrive par le biais d'un raccord rapide de diamètre intérieur 12 mm. Une fois dans l'injecteur, le diamètre de passage de l'écoulement est de 20 mm. Si nous avions gardé la base géométrique de l'injecteur avec convergent, et que nous avions juste changé la buse, nous aurions eu au sein de l'injecteur un brusque rétrécissement de section. Nous avons donc préféré une solution consistant à venir visser sur l'injecteur une pièce en plexiglas nous permettant d'amener le mélange diphasique sans changement de section en entrée d'injecteur. Cette pièce de section carrée est percée sur toute sa longueur, c'est-à-dire 500 mm, d'un trou de 7,6 mm de diamètre. Du

côté où le mélange diphasique arrive, la pièce est taraudée de manière à pouvoir accueillir un raccord rapide dans lequel vient se loger le mixeur utilisé pour la géométrie avec convergent. Du côté où le mélange diphasique sort pour aller dans l'injecteur, la pièce est taraudée en 1/2 gaz afin d'être vissée sur la géométrie gros diamètre sans convergent.
Le mixeur qui va être présenté dans la section suivante est donc utilisé pour les deux géométries, avec et sans convergent. La différence entre les deux configurations est la distance entre la création de mélange diphasique et la sortie d'injecteur. Cette distance est de 10 cm pour la géométrie gros diamètre avec convergent et de ≈60 cm pour la géométrie sans convergent.

3.5 Mixeur des géométries gros diamètre.

Le mixeur a pour rôle de créer et d'injecter l'écoulement diphasique dans l'injecteur. Pour fabriquer le mixeur nous avons inséré, à l'aide d'un simple té en raccord rapide légèrement modifié, un tube de 4 mm de diamètre dans un tube rigide de 8 mm de diamètre interne et de longueur 792 mm. Le tube de petit diamètre, percé de trous de 0,4 mm de diamètre sur toute sa longueur, amène le gaz dans l'écoulement liquide. La figure 3.6 illustre le mixeur avec une photographie et un schéma.

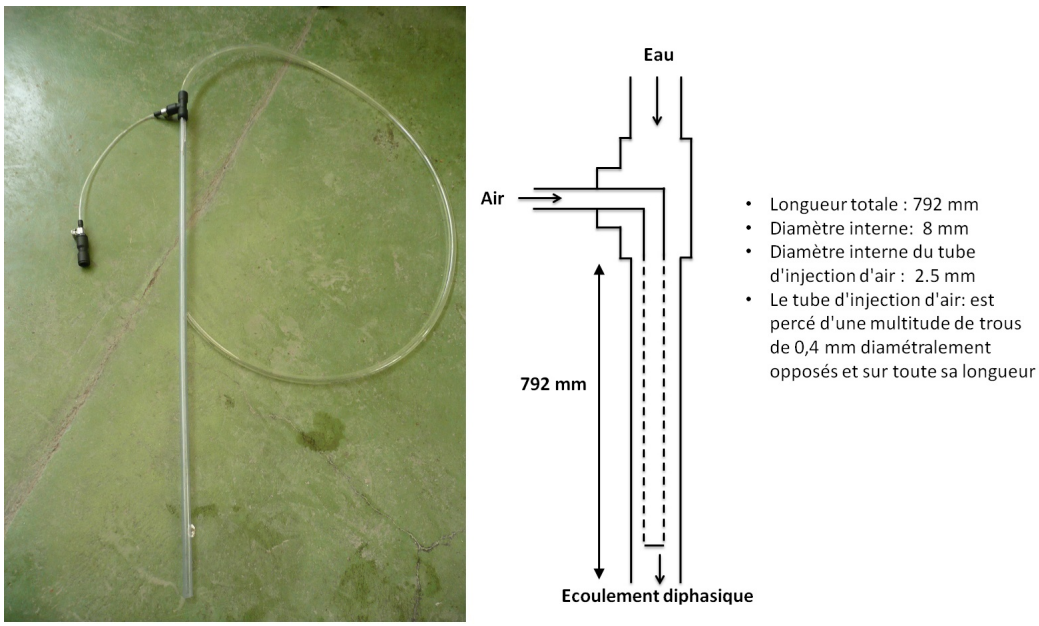


FIGURE 3.6 – Mixeur liquide-gaz

Le mixeur est raccordé à l'injecteur, avec un raccord rapide, comme l'était le tube de 8 mm de diamètre initialement. Le mélange se fait sur toute la longueur de perçage du tube d'arrivé gaz, dont les derniers trous ne sont qu'à une dizaine de centimètres de la sortie de l'injecteur. Nous n'avons pas pris en considération la question de longueur d'établissement de l'écoulement diphasique pour deux raisons. La première est que nous voulions dans un premier temps essayer d'établir une cartographie complète des structures d'écoulement interne en fonction des paramètres de contrôle avec des moyens simples, peu onéreux et avec une contrainte de temps afin de démarrer les expérimentations dans un délai satisfaisant. Comme nous le verrons par la suite, cela a été concluant. La deuxième raison est que nous avons pensé que même si l'écoulement diphasique était bien développé avant d'entrer dans l'injecteur, le changement de section brusque entre le tuyau du mixeur et le diamètre dans l'injecteur gros diamètre avec convergent après le raccord rapide ainsi que le convergent de sortie l'aurait perturbé et aurait fait office de boîte noire. Nous avons donc préféré analyser l'écoulement diphasique en sortie d'injecteur sans la présence de gaz externe afin d'établir notre cartographie. La figure 3.7 représente schématiquement les différents raccordement et changements de section sur les géométries gros diamètre avec et sans convergent.

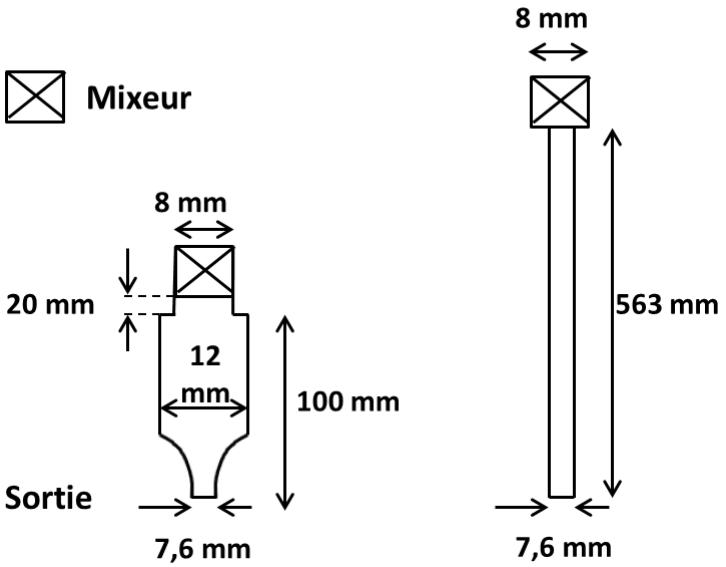


FIGURE 3.7 – Représentation schématique des raccordements et changements de section des géométries gros diamètre. A gauche : avec convergent, à droite : sans convergent

3.6 Géométrie petit diamètre.

La géométrie d'injecteur petit diamètre ayant des échelles de longueur plus petites que celles des géométries avec et sans convergent permettra de tester l'impact de la géométrie d'injecteur sur les caractéristiques du spray en régime diphasique.

3.6.1 Présentation.

La géométrie d'injecteur "petit diamètre" s'approche de la géométrie des injecteurs composant la plaque inférieur du dôme d'injection d'un moteur de fusée cryotechnique. Les plans de la pièce d'injection de l'écoulement diphasique sont donnés ci-dessous :

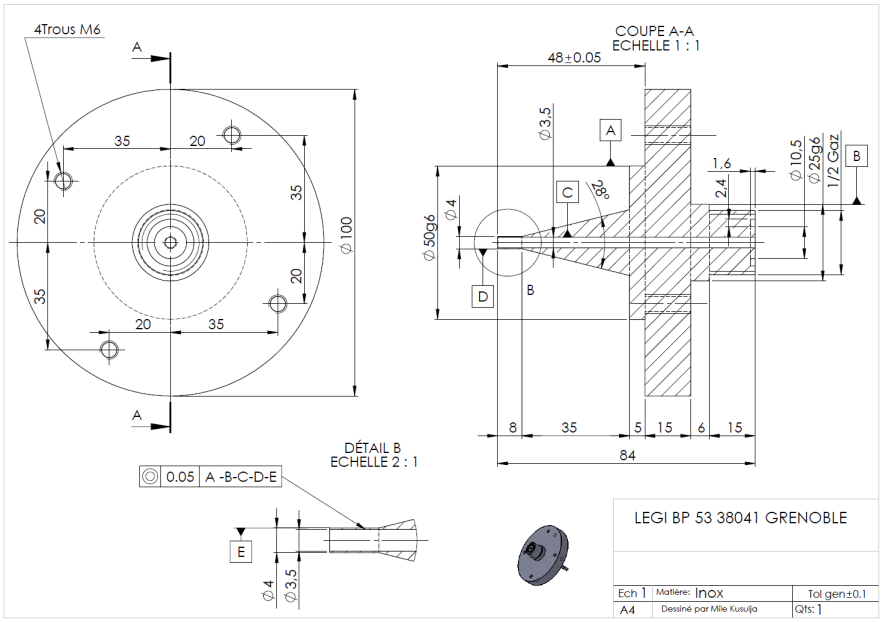


FIGURE 3.8 – Plan de la pièce d'injection de l'écoulement interne de la géométrie petit diamètre.

Une fois la pièce d'amenée du gaz externe montée, nous avons un injecteur dont les dimensions sont $H_l = 3,5$ mm (l'écoulement diphasique se fabriquant et s'écoulant dans cette section, nous avons considéré cette dimension malgré le léger divergent en sortie d'injecteur) et $H_g \approx 3$ mm. L'acheminement du mélange diphasique dans l'injecteur se fait à l'aide d'une pièce en plexiglas similaire à celle utilisée pour la géométrie sans convergent. Elle mesure 500 mm de longueur. Elle est vissée au mixeur, à une extrémité et vissée à l'injecteur de l'autre. Entre les deux extrémités, la pièce est percée sur toute la longueur d'un trou de 3.5 mm de diamètre, dimension qui correspond au diamètre d'entrée de la pièce d'injection de l'écoulement interne.
Comme nous le voyons sur la figure 3.8, la forme extérieure de la buse de l'écoulement interne a une forme différente de celle des géométries avec et sans convergent. La relation 3.2 n'est donc plus valide ici. Nous avons donc effectué des profils de vitesses au fil chaud en sortie de la veine gazeuse afin d'établir la relation entre l'épaisseur de vorticité du gaz et le nombre de Reynolds gazeux propre à cette géométrie d'injecteur.

3.6.2 Épaisseur de vorticité gaz, δ_g.

Le graphique de la figure 3.9 trace les profils de vitesse mesurés au fil chaud en sortie de la conduite de gaz.

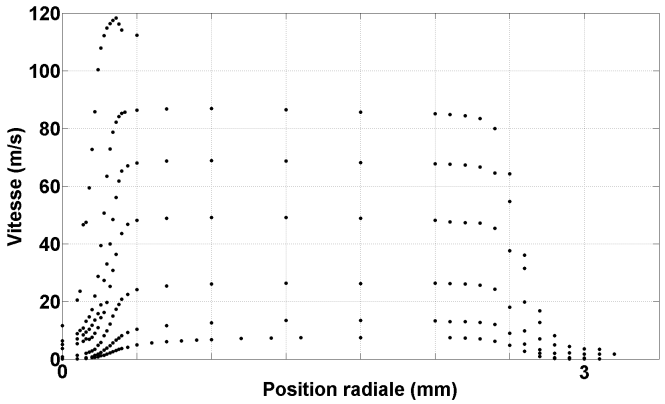


FIGURE 3.9 – Profils de vitesse en sortie de la veine gaz de l'injecteur à petit diamètre.

Le graphique de la figure 3.10 ci-dessous trace en rouge le rapport l'épaisseur de vorticité et de l'épaisseur de la veine du gaz externe en fonction du nombre de Reynolds pour ce même gaz (donné par la relation 3.1).

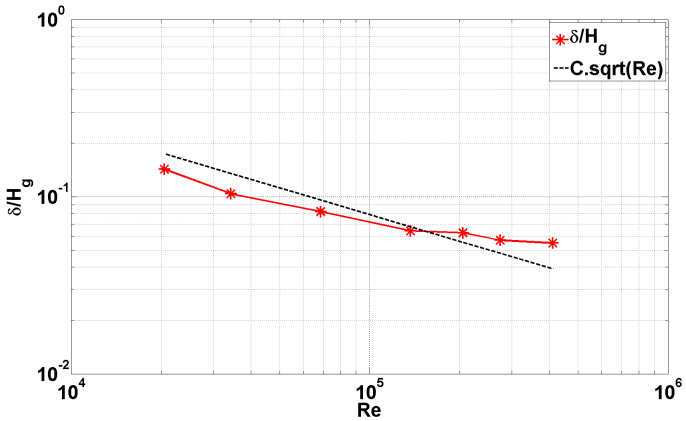


FIGURE 3.10 – Epaisseur de vorticité du gaz externe adimensionnée par H_g en fonction du nombre de Reynolds gaz.

La courbe suit approximativement une tendance en $C/\sqrt{Re_g}$ avec $C = 25$, ce qui donne la relation 3.3

$$\frac{\delta_g}{H_g} = \frac{25}{\sqrt{Re_g}} \tag{3.3}$$

3.7 Mixeur de la géométrie petit diamètre.

Le mixeur de la géométrie est représenté schématiquement à gauche sur la figure 3.11. Il a un diamètre de $3,5$ mm. L'arrivée de l'eau s'y fait par un raccord rapide. Le gaz est injecté de l'extérieur vers l'intérieur du mixeur par huit trous de $0,5$ mm de diamètre munis de raccords rapides. Il y quatre trous de chaque côté du mixeur. Il est raccordé à la pièce d'amenée du mélange diphasique par vissage. La section de passage du mélange est constante du mixeur à la sortie de l'injecteur comme le montre le schéma de droite figure 3.11.

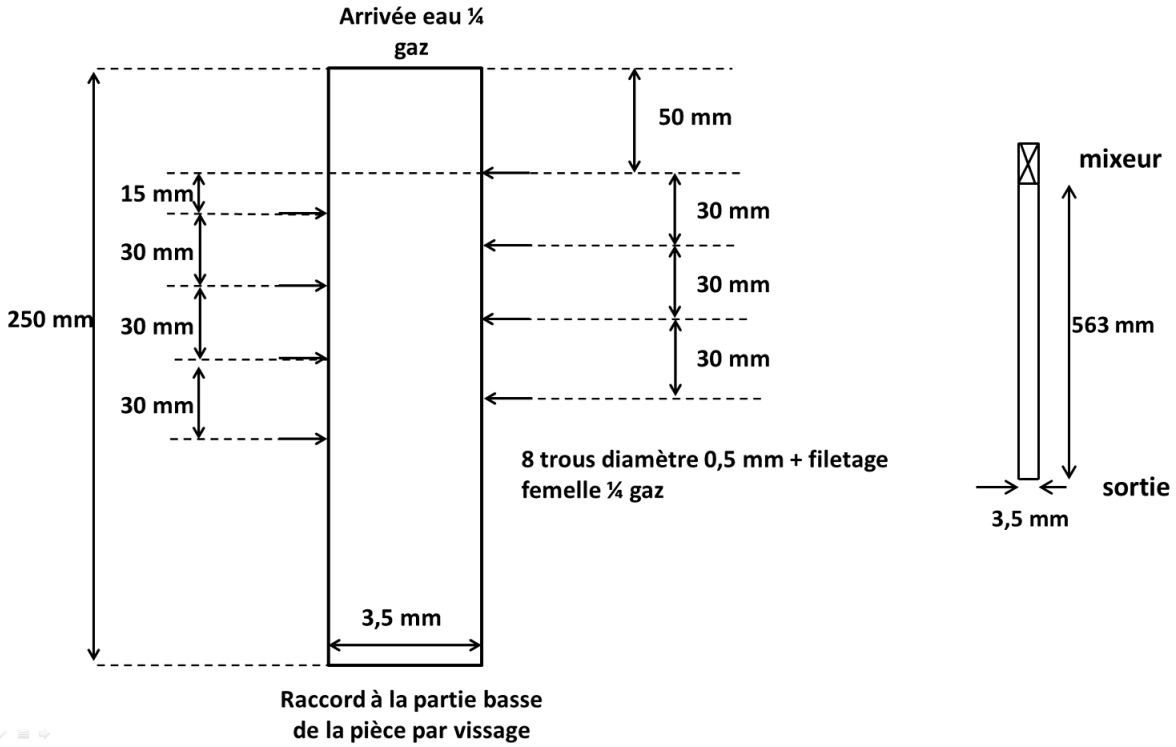


FIGURE 3.11 – Mixeur (à gauche) et raccordement mixeur injecteur (à droite) de la géométrie petit diamètre

Le tableau 3.1 récapitule les dimensions des trois injecteurs qui viennent d'être présentées.

Injecteur	H_l	H_g	e_{levre}	distance mixeur-injecteur
Gros diamètre avec convergent	$7,6$ mm	$1,7$ mm	$0,2$ mm	20 mm
Gros diamètre sans convergent	$7,6$ mm	$1,7$ mm	$0,2$ mm	500 mm
Petit diamètre	$3,5$ mm	≈ 3 mm	$\approx 0,3$ mm	595 mm

TABLE 3.1 – Récapitulatif des dimensions de sortie des injecteurs gros diamètre avec et sans convergent et petit diamètre.

3.8 Géométrie annulaire.

L'injecteur annulaire permet de forcer un écoulement annulaire quelles que soient les valeurs des paramètres de contrôle. Cela va permettre, pour un jeu de paramètres $(U_{lsup};\ U_{gext};\ \beta)$ fixé, de comparer les

caractéristiques d'un spray obtenu par l'atomisation d'un jet diphasique annulaire se produisant naturellement, de manière non contrôlée lors des expériences sur la géométrie gros diamètre avec convergent et les caractéristiques des sprays obtenus par l'atomisation d'un jet annulaire contrôlé.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.12, l'injecteur annulaire est composé de six pièces ayant toutes une fonction particulière.

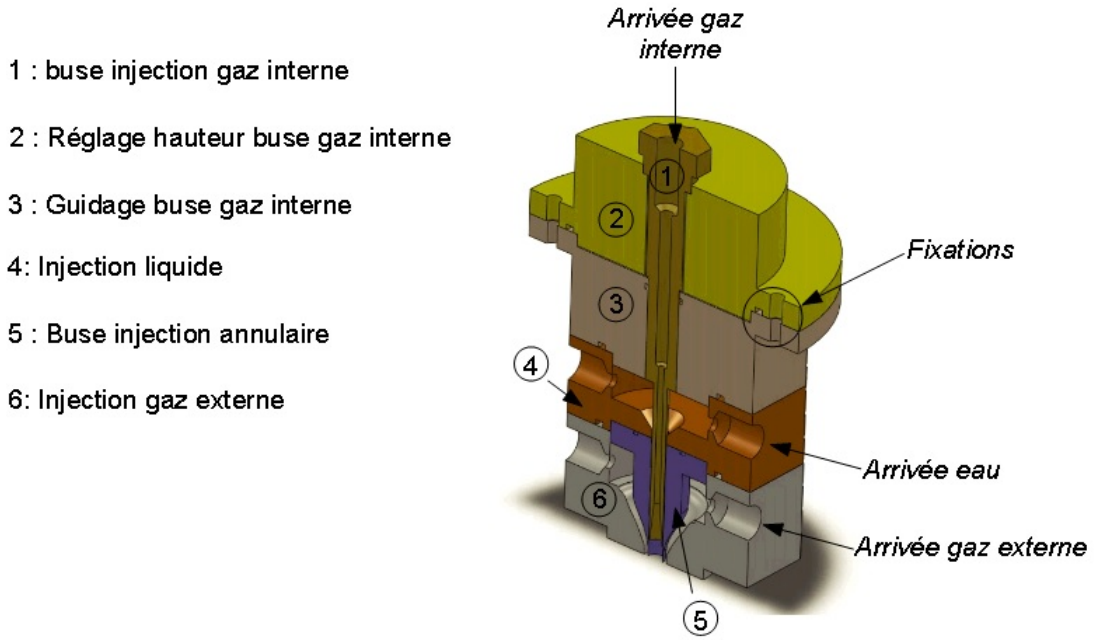


FIGURE 3.12 – Injecteur à géométrie annulaire

La pièce 1 injecte le gaz interne. La pièce 4 sert à l'injection d'eau et à la guider entre la buse d'injection du gaz interne et la pièce 5 nommée buse d'injection annulaire qui a un diamètre de sortie de $7,6$ mm. L'écoulement annulaire liquide se forme entre la pièce 1 et la pièce 5. La pièce 2 comporte un filetage dans lequel vient se visser la buse d'injection de gaz interne qui elle-même est filetée dans sa partie haute. Cette dernière a donc un degré de liberté vertical permettant ainsi de régler, de 0 à 23 mm, la longueur de course L_{film} du film liquide annulaire avant sa sortie d'injecteur. La pièce 3 guide la pièce 1 assurant une bonne coaxialité avec la pièce 5. Cette fonction est primordiale car elle garantit une épaisseur de film liquide régulière. La pièce 6, commune à tous les injecteurs, permet d'amener le gaz externe et de former avec le pièce 5, l'anneau gazeux de $1,7$ mm d'épaisseur. La forme extérieure de la pièce 5 est exactement identique à celle des buses d'injection du jet interne des géométries avec et sans convergent. Nous retrouvons donc ici les mêmes conditions d'arrivée du gaz externe dont l'épaisseur de vorticité est définie par la relation 3.2.
Une fois assemblé, l'injecteur est fixé à la structure du banc expérimental à l'aide des trous de fixations formés par les pièces 2 et 3. Nous disposons de quatre buses d'injection de gaz interne différentes ayant des diamètres extérieurs et intérieurs différents. Elles nous permettent de travailler avec des épaisseurs liquides différentes, à savoir, $0,8$, $0,6$ et $0,3$ mm.
La figure 3.13 donne le détail de la sortie de l'injecteur quand celui-ci est équipé de la buse d'injection de gaz interne permettant d'obtenir une épaisseur de film liquide de $0,3$ mm. Sur la figure la buse est réglée de manière à avoir une longueur de course du film liquide 7 mm.

Le tableau 3.2 récapitule les dimensions des différentes épaisseurs de fluides à la sortie de cet injecteur.

Nous allons maintenant, pour chacune des géométries d'injecteur (excepté l'annulaire), établir des cartographies des régimes d'écoulements diphasiques internes accessibles.

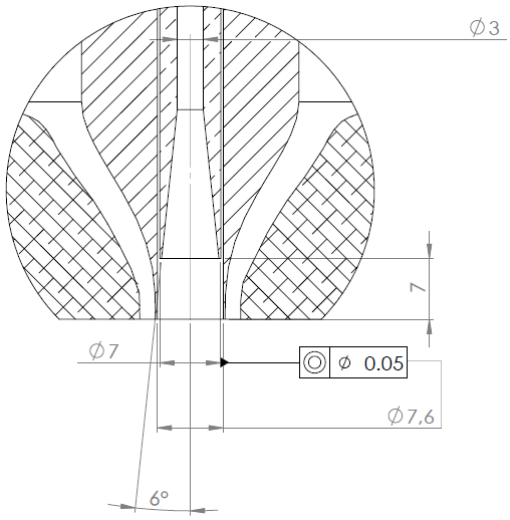


FIGURE 3.13 – Coupe de la sortie de l'injecteur annulaire

Buse	$H_{gint}\ (mm)$	$Ep_{film}\ (mm)$	$L_{film}\ (mm)$	$H_g\ (mm)$	$H_{jet\ annulaire}\ (mm)$
Buse 1	7	$0,3$	$0 \Longrightarrow 23$	$1,7$	$7,6$
Buse 2	$6,4$	$0,6$	$7 \Longrightarrow 23$	$1,7$	$7,6$
Buse 3	6	$0,8$	$7 \Longrightarrow 23$	$1,7$	$7,6$

TABLE 3.2 – Dimensions de la sortie de l'injecteur annulaire.

3.9 Cartographies des écoulements diphasiques internes.

Les écoulements diphasiques, composés d'une phase liquide et d'une phase gazeuse, sont classifiés en régime d'écoulement : le régime caractérise la façon dont les deux phases liquide et gazeuse s'organisent spatialement. Cette zoologie de régime fait des écoulements diphasiques un sujet d'étude très vaste et largement étudié dans la littérature. Les chercheurs se sont intéressés à déterminer, prédire et comprendre les transitions entre les régimes d'écoulement en étudiant les effets des débits injectés, des fluctuations de pression, du diamètre du tube ou de son orientation, de la gravité, des propriétés des fluides. L'article de synthèse de Cheng et al. [13] propose une liste, probablement non exhaustive, d'études réalisées avant 2008. Peu d'études présentent une configuration similaire à la nôtre, c'est-à-dire, des écoulements diphasiques descendants dans un tube cylindrique vertical [4, 6, 7, 27, 29, 49, 54]. Pour notre étude, nous avons identifié les régimes d'écoulements diphasiques internes pour chaque injecteur dans le plan $(U_{lsup}; \beta)$ et $(U_{gsup}; U_{lsup})$. Présentons maintenant les principaux régimes d'écoulement rencontrés dans la littérature que nous cherchons à fabriquer avec notre mixeur et qui sont illustrés sur la figure 3.14 qui reprend la cartographie des régimes d'écoulements verticaux descendants de Ghajar et al. [27] :

- l'écoulement "film tombant" consiste en un film liquide s'écoulant lentement sur les parois du tube alors que la phase gazeuse s'écoule au centre du tube. Nous considérerons ce régime comme un régime annulaire lent ou comme une transition entre les régimes à bouchons et annulaire.
- l'écoulement à bulles est composé d'une phase liquide dans laquelle se trouvent des bulles dont le diamètre est plus petit que le diamètre de la conduite.
- l'écoulement à bouchons se produit quand le taux de vide, c'est-à-dire, la fraction de gaz dans l'écoulement augmente suffisamment pour provoquer la coalescence des bulles. Les poches gazeuses, ou bouchons gazeux, occupent quasiment tout le diamètre du tube, seul un fin film liquide sépare le gaz de la surface intérieure du tube. L'écoulement s'organise en une succession de bouchons gazeux et de bouchons liquides comportant des bulles.
- l'écoulement "churn" (ou "froth") est le régime qui se produit quand l'écoulement à bouchons com-

mence à se briser et à devenir chaotique en raison d'une vitesse gaz plus élevée [34,39]. Cet écoulement est très perturbé et caractérisé par un film liquide très épais et instable, le liquide peut par moment occuper toute la section du tube. Sa complexité fait du régime "churn", l'un des écoulements diphasiques les moins bien compris.

– l'écoulement annulaire, où la phase liquide est sous forme d'un film annulaire. La phase gazeuse s'écoule dans le film liquide de manière co-courante. Ce régime se produit quand la phase gazeuse a une vitesse très élevée. Des gouttes peuvent être arrachées à l'interface liquide et transportées par la phase gazeuse.

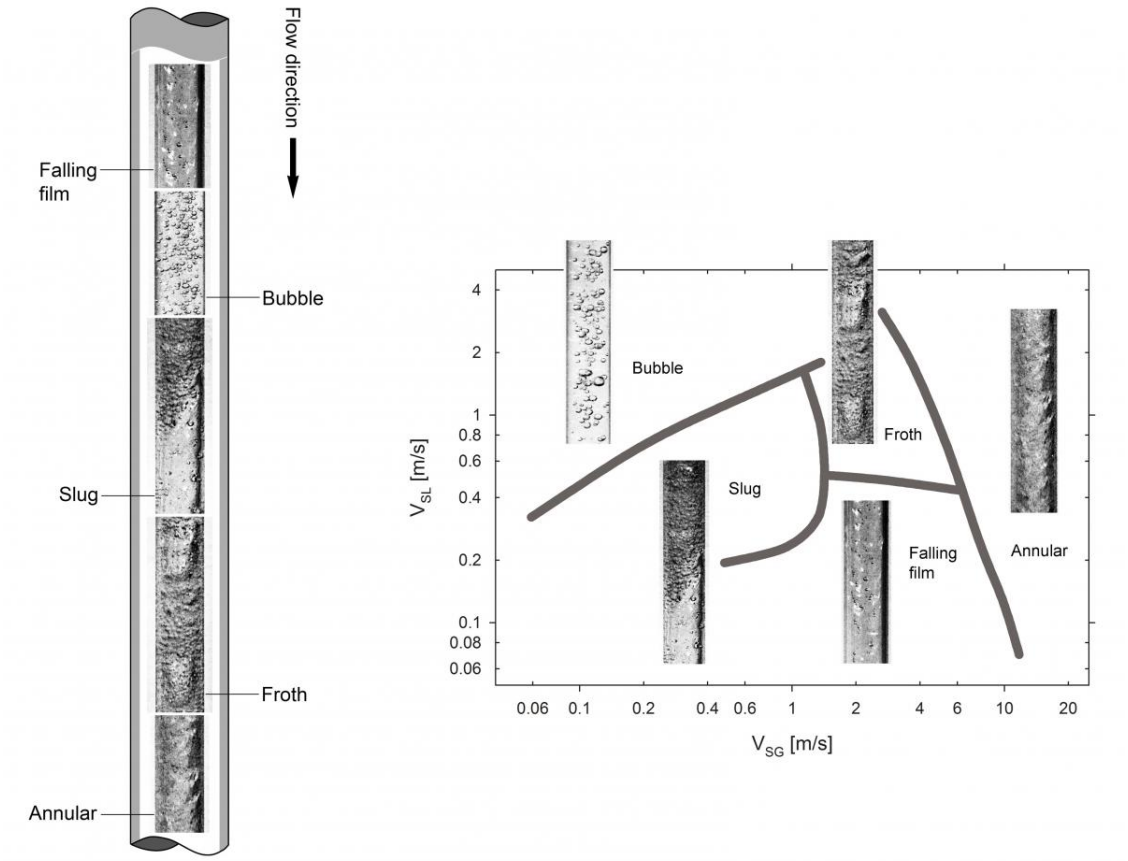


FIGURE 3.14 – Cartographie des régimes d'écoulements diphasiques verticaux descendants, $H_l = 12,7$ mm [27].

Pour créer ces écoulements la difficulté vient du fait de la zoologie vaste où il n'y a pas de critères de transition universel, les transitions étant fonction du développement de l'écoulement et du mode d'injection des deux phases. Notre objectif est donc de fabriquer tous ces régimes d'écoulement (excepté le "mist" qui correspond à l'écoulement de gouttelettes) et d'en vérifier l'existence sur notre installation.

Dans l'introduction du manuscrit, nous avons vu que le film liquide du régime annulaire (et churn) est perturbé par le passage de vagues. Nous allons maintenant faire un point sur ces vagues [94] qui ont intéressé les chercheurs dès le début des années 60. Depuis les études réalisées sur ce sujet étudient pour la plupart un écoulement diphasique vertical ascendant fabriqué en injectant le gaz par le bas du tube et le liquide sous forme d'un film annulaire sur toute la circonférence du tube [3, 78, 88, 94, 99, 107]. Il existe tout de même quelques études où l'écoulement diphasique est vertical descendant, l'injection des fluides se fait alors de la même façon que pour les écoulements ascendants mais par le haut du tube [16, 17, 100, 102]. Webb et al. [100] établissent une classification des différents types de vagues observés dans les écoulements annulaires descendants. Nous ne retiendrons ici que les deux principales classes : les "ripple waves" (ondulations) qui sont des vagues de petite amplitude et de courte durée de vie et les "disturbance waves" caractérisées par une grande vitesse de propaga-

tion, une amplitude quatre à cinq fois plus grande que l'épaisseur moyenne du film liquide. Ces grandes vagues transportent une portion significative du débit liquide total [16,17] et sont axisymétriques [107]. En utilisant un moyen de mesure non invasif, la méthode PLIF (Planar Laser-induced Fluorescence), Zadrazil [102], parvient à faire des images instantanées du film liquide dans un tube de $32,4$ mm de diamètre. La figure 3.15 montre sur les images "a" et "b", respectivement une vague de type "ripple wave" et une vague de type "disturbance wave". δ_s correspond à l'épaisseur du film liquide et δ_w à l'épaisseur du front de vague. La vague de type "disturbance wave" est beaucoup plus épaisse que celle de type "ripple" et transporte plus de liquide.

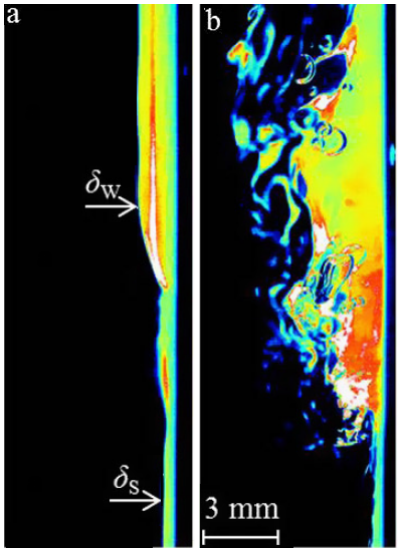


FIGURE 3.15 – Images instantanées obtenues avec la méthode PLIF - (a) "Ripple waves" - (b) "Disturbance waves" - [102]

Dans les écoulements de type "churn", les "disturbance wave" sont aussi observées, cependant des vagues caractérisées par une amplitude et des vitesses plus grandes que celles des "disturbance wave", nommées "huge waves", apparaissent [47, 87, 88, 99]. Parsi et al. [78] ont mesuré le taux de vide à 18 m de l'injection liquide dans un tube de 76.2 mm de diamètre en utilisant un dual wire-mesh sensor. Le dual wire-mesh sensor étant composé de deux couches de maillages de câbles espacées de $1,5$ mm, les auteurs ont réalisé une acquisition spatio-temporelle de la distribution de phase sur la section du tube. Chaque couche est composée de 256 nœuds où les câbles de 0.3 mm de diamètre se croisent perpendiculairement. A chacun de ces nœuds, le taux de vide est mesuré. A partir des données acquises par l'appareil de mesure, des visualisations de l'écoulement sous forme d'empilement d'images tranchées axialement, ont été réalisées et sont montrées sur la figure 3.16. L'axe temporel est vertical. L'échelle du taux de vide correspond au taux de vide moyen sur la section. Le gaz occupe presque la totalité du tube excepté lors du passage des "huge waves". Dans la région gaz, le taux de vide moyen n'atteint pas les 100 % en raison de l'entrainement de gouttes par la phase gazeuse.

Les études discutées ci-dessus sont assez éloignées de la nôtre de par les dimensions des tubes utilisés mais aussi de par la manière dont l'écoulement diphasique est fabriqué. Nous rappelons que nous injectons le gaz directement au sein d'un écoulement liquide cylindrique alors que dans les expérimentations présentées dans la bibliographie le gaz est injecté au cœur d'une injection liquide qui se fait sur la circonférence du tube. Néanmoins, il nous a paru nécessaire de faire un point sur ces configurations et sur les vagues qui y sont observées. Que l'on fabrique l'écoulement diphasique d'une façon ou d'une autre, nous restons dans un cadre où une phase liquide et une phase gazeuse évoluent ensembles et interagissent l'une avec l'autre.

Dans notre étude nous avons en premier lieu identifié les régimes d'écoulements diphasiques internes dans chaque injecteur dans le plan $(U_{lsup}; \beta)$ et $(U_{gsup}; U_{lsup})$. Les injecteurs étant des assemblages de pièces mécaniques en inox, une visualisation directe est impossible. Nous avons donc conçu une pièce de visualisation, fabriquée à partir d'un morceau de plexiglas de section rectangulaire. Cette géométrie de section a été choisie afin d'éviter les problèmes de déformation de l'écoulement à la visualisation liés à une forme cylindrique. Les

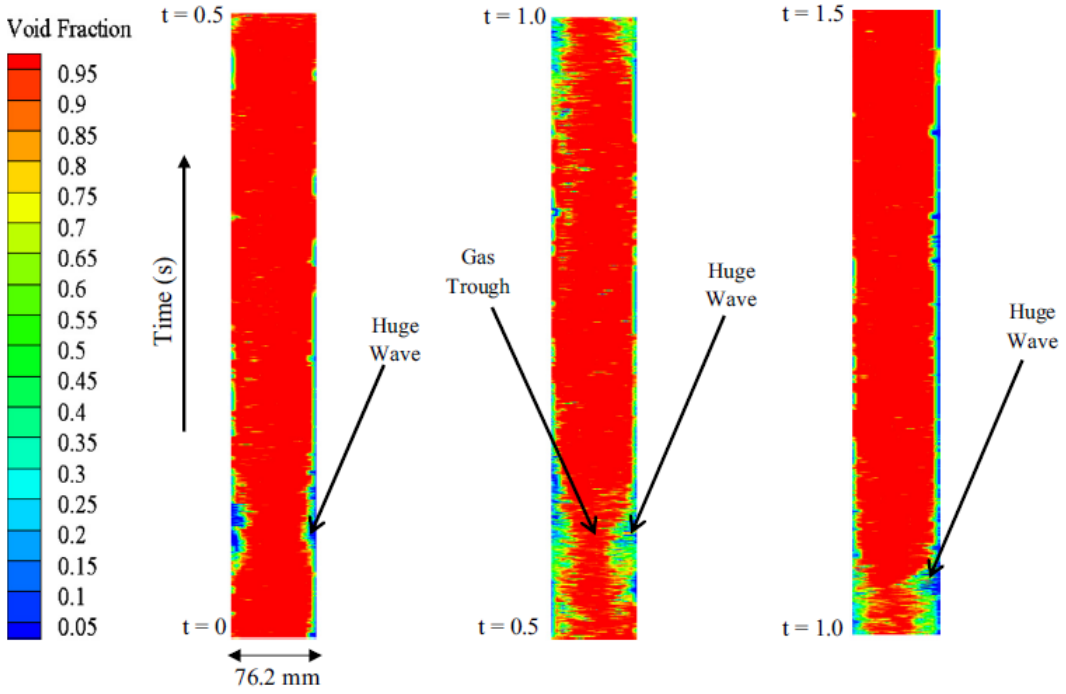


FIGURE 3.16 – Visualisation de "huge waves" dans un écoulement de type "churn" - Empilement d'images tranchées axialement $U_{gsup} = 35$ m/s et $U_{lsup} = 0,76$ m/s [78].

dimensions de la pièce ainsi qu'une photographie de celle-ci montée à la sortie de l'injecteur sont montrées par la figure 3.17. Le diamètre intérieur de la pièce correspond au diamètre intérieur de la buse d'injection de l'écoulement interne afin que l'écoulement ne soit pas perturbé quand il franchit la jonction. Un joint torique est placé dans la gorge se trouvant en haut de la pièce plexiglas afin d'assurer l'étanchéité et la concentricité entre celle-ci et la buse. La pièce est placée sur l'injecteur directement sur le diamètre extérieur de la buse d'injection du jet diphasique, fixée à l'aide d'une pince sur une barre de la structure du banc expérimental passant sous l'injecteur comme le montre la photographie de la figure 3.17. La bonne orthogonalité de la pièce par rapport au plan horizontal est vérifiée avec niveau avant toute prise de vue. Sur la photographie de la figure 3.17 la pièce d'amenée du gaz externe a été démontée afin de pouvoir placer la pièce de visualisation.

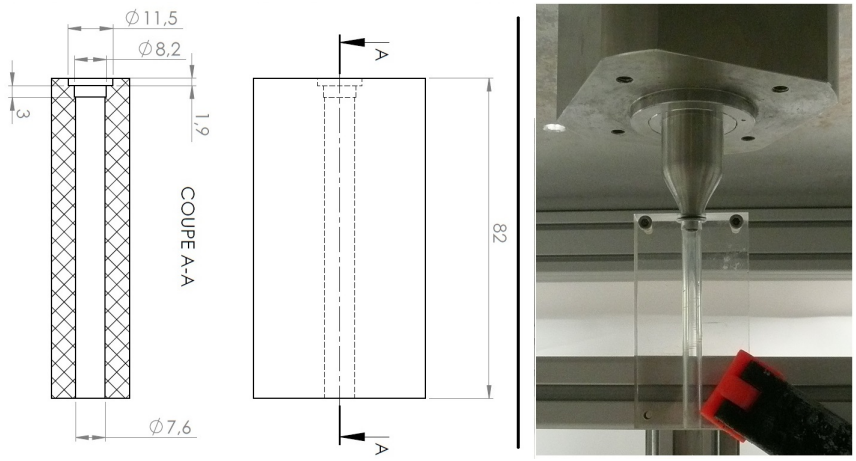


FIGURE 3.17 – Plan de la pièce de visualisation et son montage sur l'injecteur.

3.9.1 Géométrie gros diamètre avec convergent.

Les photographies de la figure 3.18 montrent quelques exemples des visualisations obtenues en filmant l'écoulement interne de l'injecteur à géométrie gros diamètre avec convergent à une vitesse d'acquisition de 50 images par seconde. Nous y observons, de gauche à droite et de haut en bas, des écoulements à bulles plus ou moins denses, l'écoulement à bouchons, l'écoulement "Churn" et pour finir un écoulement annulaire.

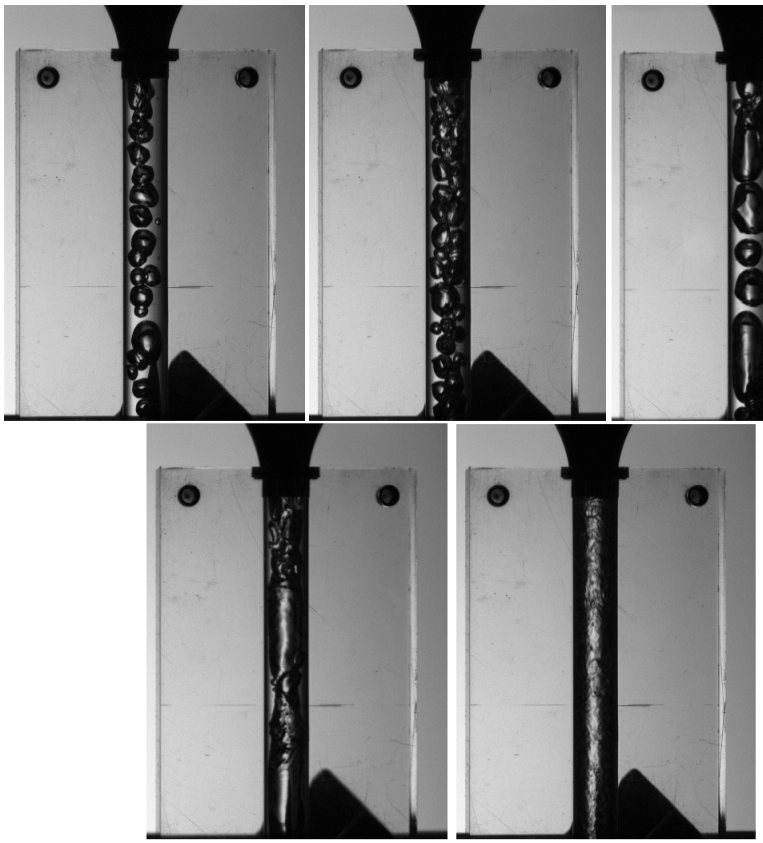


FIGURE 3.18 – Exemple de visualisation de l'écoulement interne sur l'injecteur avec convergent - En haut, de gauche à droite : ($U_{lsup} = 0,86$ m/s ; $\beta = 0,2$; à bulles)- ($U_{lsup} = 0,86$ m/s ; $\beta = 0,4$; à bulles dense)- ($U_{lsup} = 0,36$ m/s ; $\beta = 0,6$; à bouchons)-En bas, de gauche à droite : ($U_{lsup} = 0,61$ m/s ; $\beta = 0,8$; churn)- ($U_{lsup} = 0,36$ m/s ; $\beta = 0,99$; annulaire)

Les figures 3.19 et 3.20 présentent les cartographies de l'écoulement interne de l'injecteur avec convergent dans deux espaces différents. Nous y observons respectivement l'évolution de la structure de l'écoulement diphasique avec U_{gint} (cf. tableau 3.3 et avec Bêta pour les vitesses superficielles du liquide étudiées c'est à dire $0,17$, $0,26$, $0,36$, $0,61$ et$0,86$ m/s. Selon ces dernières, nous n'observons pas les mêmes effets du gaz interne.

$U_{lsup} \downarrow \beta \rightarrow$	**0.2**	**0.4**	**0.6**	**0.8**	**0.9**	**0.95**	**0.97**	**0.99**
0,17 m/s	0,04	0,11	0,26	0,7	1,5	3,2	5,6	17
0,26 m/s	0,06	0,17	0,4	1	2,3	4,9	8,3	25,6
0,36 m/s	0,09	0,24	0,55	1,5	3,3	7	12	36
0,61 m/s	0,15	0,4	0,9	2,4	5,5	11,6	19,8	N.A.
0,86 m/s	0,2	0,6	1,3	3,4	7,7	16,3	N.A.	N.A.

TABLE 3.3 – Valeurs de la vitesse superficielle du gaz interne en fonction de U_{lsup} et β - Géométrie gros diamètre avec convergent.

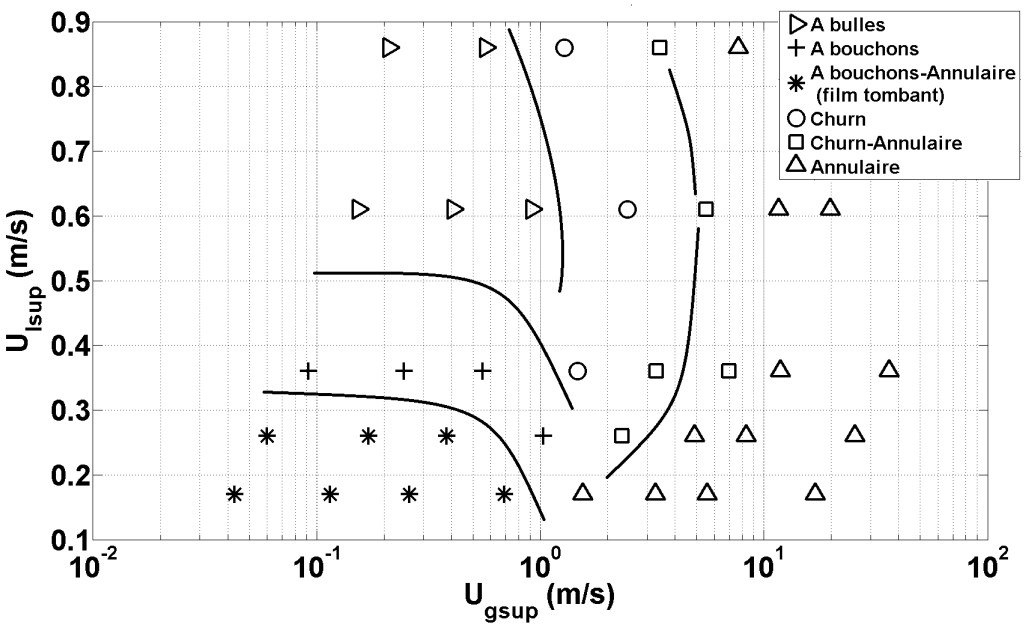


FIGURE 3.19 – Cartographie de l'écoulement diphasique interne de l'injecteur avec convergent dans le plan $(U_{gsup}; U_{lsup})$

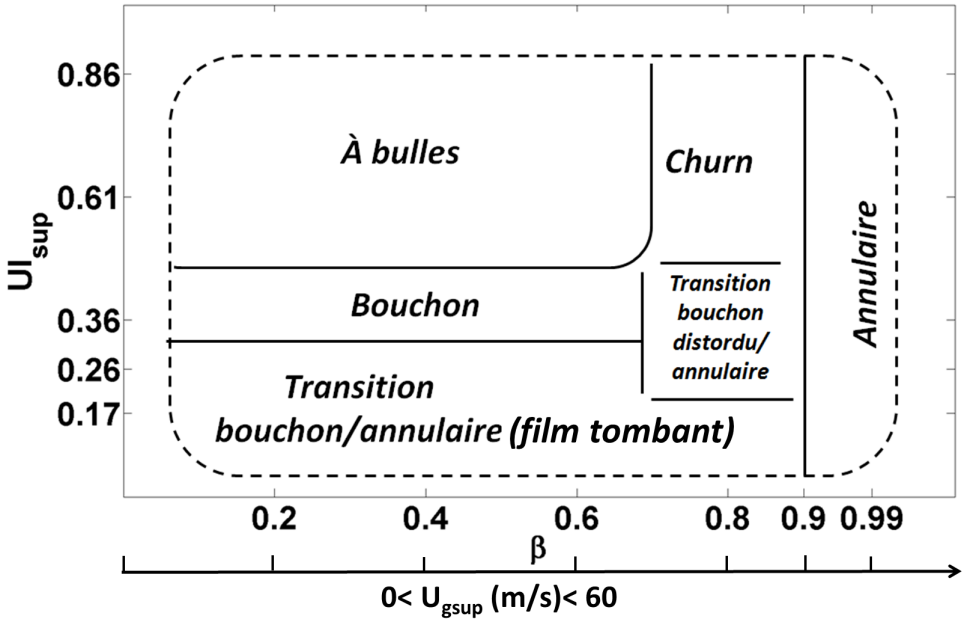


FIGURE 3.20 – Cartographie de l'écoulement diphasique interne de l'injecteur avec convergent dans le plan $(U_{lsup}; \beta)$

Pour les deux vitesses superficielles liquides les plus basses, à savoir $U_{lsup} = 0,17$ et $0,26$ m/s, l'écoulement présente immédiatement ce que nous qualifions de transition à bouchons/annulaire. Cela correspond à l'intermittence entre de très longs bouchons gazeux, enveloppés par un mince film liquide (qui correspond au régime film tombant), et de très courts bouchons liquides. La taille des bouchons gazeux augmente avec Bêta tandis que celle des bouchons liquides diminue jusqu'à disparaître et laisser place à un écoulement purement annulaire pour les Bêtas supérieurs à 0,9. A $U_{lsup} = 0,36$ m/s, l'écoulement à bouchons se produit pour $0,2 < \beta < 0,6$ présentant toujours une intermittence entre bouchon liquide et gaz. A $\beta = 0,8$, l'interface des longs bouchons gazeux est distordue (la même structure est observée pour les conditions ($U_{lsup} = 0,26m/s; \beta = 0,8$)). A partir de $\beta > 0,9$, l'écoulement devient purement annulaire, ce qui est aussi le cas pour les autres valeurs de la vitesse superficielle liquide utilisées dont les deux plus élevées $U_{lsup} = 0,61$ et $0,86m/s$. Ces deux dernières vitesses présentent des écoulement à bulles pour $0,2 < \beta < 0,6$ avec une densité de bulle qui augmente avec Bêta. A $\beta = 0,8$, l'écoulement devient "churn", caractérisé par un écoulement liquide sur les parois du tube, dont l'épaisseur varie fortement, et par une interface très perturbée. En conclusion on fabrique tous les régimes d'écoulement que l'on souhaitait.
La même analyse a été faite sur la géométrie gros diamètre sans convergent.

3.9.2 Géométrie gros diamètre sans convergent.

Les structures observées sur la géométrie sans convergent montrent des différences notables par rapport à celles observées sur la géométrie gros diamètre avec convergent. Les figures 3.21 et 3.22 présentent respectivement les différents régimes d'écoulements diphasiques observés dans les plans $(U_{gint}; U_{lsup})$ et $(U_{lsup}; \beta)$ avec la pièce de visualisation.

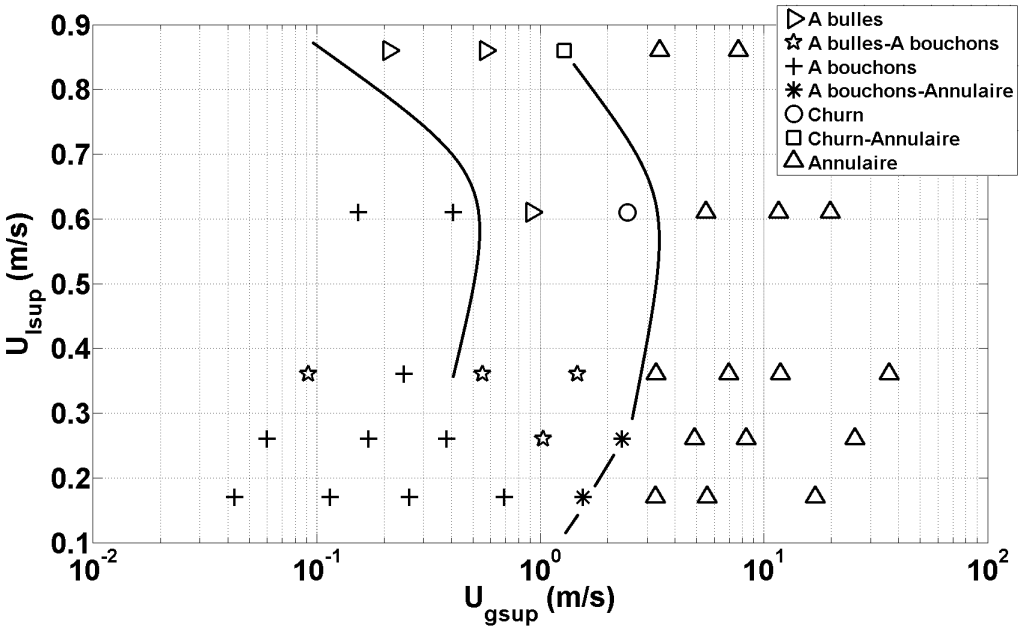


FIGURE 3.21 – Cartographie des régimes de l'écoulement diphasique interne de l'injecteur gros diamètre sans convergent dans le plan $(U_{gint}; U_{lsup})$

Une fois de plus nous allons découper l'analyse en commençant par discuter les deux vitesses superficielles les plus faibles : $U_{lsup} = 0,17$ et $0,26$ m/s. De $\beta = 0,2$ à $\beta = 0,8$, nous sommes en présence d'écoulements à bouchons. Le rapport entre les tailles des bouchons liquides et des bouchons gazeux se réduit à mesure que Bêta augmente menant quasiment à une transition bouchon/annulaire à $\beta = 0,6$.

A $\beta = 0,8$, la taille des bouchons gazeux diminue et ces derniers peuvent être séparés par différentes structures telles que de fins films, de petits bouchons liquides, des séries de bouchons gazeux plus petits ou encore par des séries de bulles ayant un diamètre équivalent à celui du tube. A $\beta = 0,9$, se produit la tran-

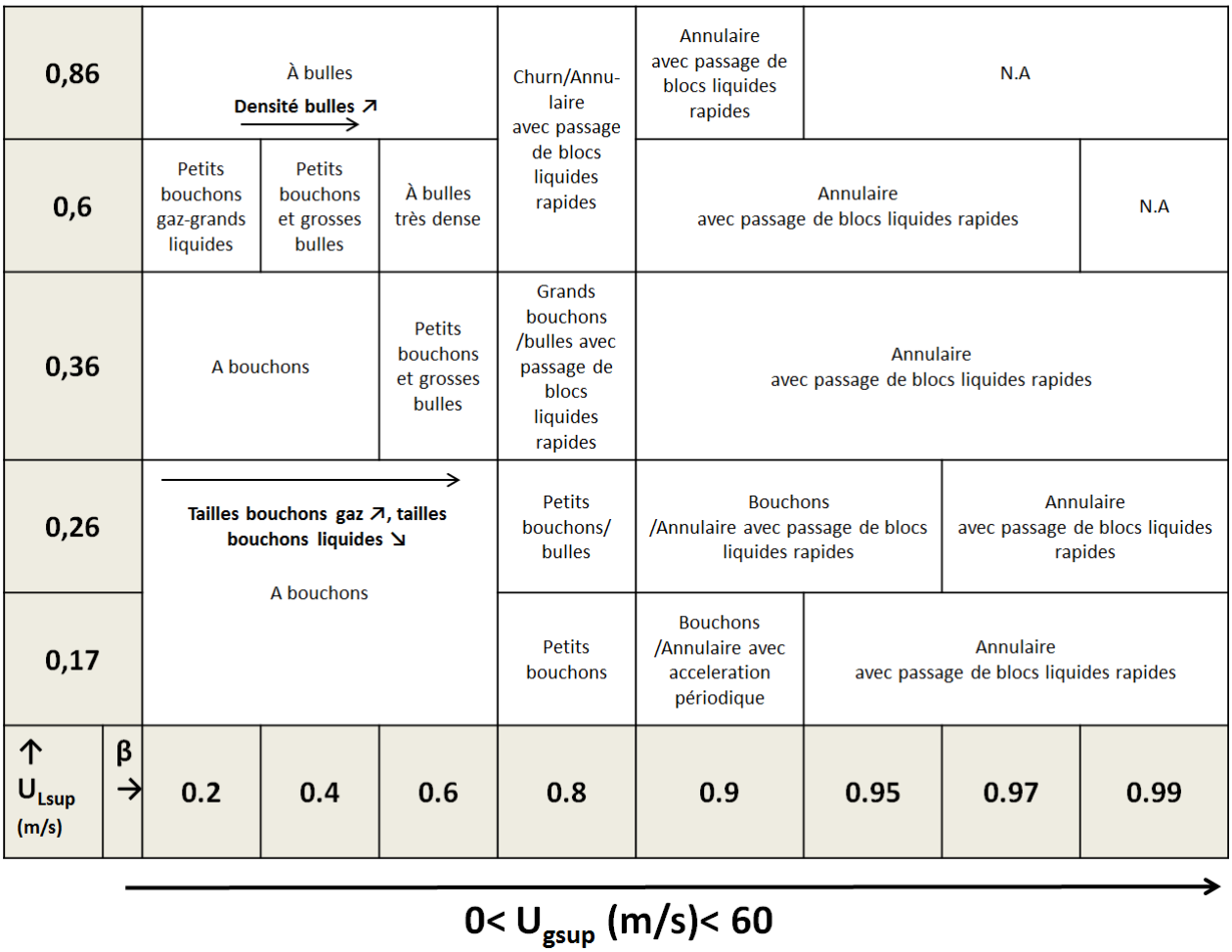


FIGURE 3.22 – Cartographie des régimes de l'écoulement diphasique interne de l'injecteur gros diamètre sans convergent dans le plan $(U_{lsup}; \beta)$

sition bouchons/annulaire ainsi que l'apparition d'accélérations périodiques de l'écoulement correspondant à des augmentations de l'épaisseur du film liquide de l'écoulement annulaire où encore au passage de bouchons liquides comme le montrent les photographies de la figure 3.23 extraites d'une vidéo acquise avec une cadence de 500 images par seconde et un temps d'ouverture de 20 μs. Sur la photographie "a", nous voyons un écoulement annulaire (ou le passage d'un très long bouchon gazeux). En "b" et "c", un bouchon liquide comportant de petites bulles passe. En "d", l'écoulement redevient annulaire. Sur les images statiques, il n'est pas possible de détecter une accélération de l'écoulement lors du passage du bouchon liquide alors que lors du visionnage de la vidéo celle-ci se voit très bien. En revanche ces images montrent bien la fluctuation temporelle du débit liquide.

Aux $\beta > 0,9$, nous observons des accélérations périodiques dans les écoulements annulaires lors de l'épaississement du film liquide qui pourraient correspondre au passage de vagues de perturbation, ce qui justifierait l'accélération de l'écoulement à ce moment là. Ces vagues, caractérisées par une vitesse et une amplitude beaucoup plus élevées que celles du film liquide [3, 107], sont responsables de transport de masse. La série de photographies de la figure 3.24 illustre le passage d'une perturbation. La photographie "a" montre un écoulement annulaire. En "b", nous voyons l'arrivée d'une zone plus foncée correspondant à la perturbation. Elle traverse le tube (c,d,e) pour laisser place à l'écoulement annulaire (f). L'amplitude de la perturbation montrée en "c","d" et "e" est grande par rapport à l'épaisseur du film, observation confirmant que nous sommes en présence d'une vague de perturbation ("disturbance wave" dans la littérature).

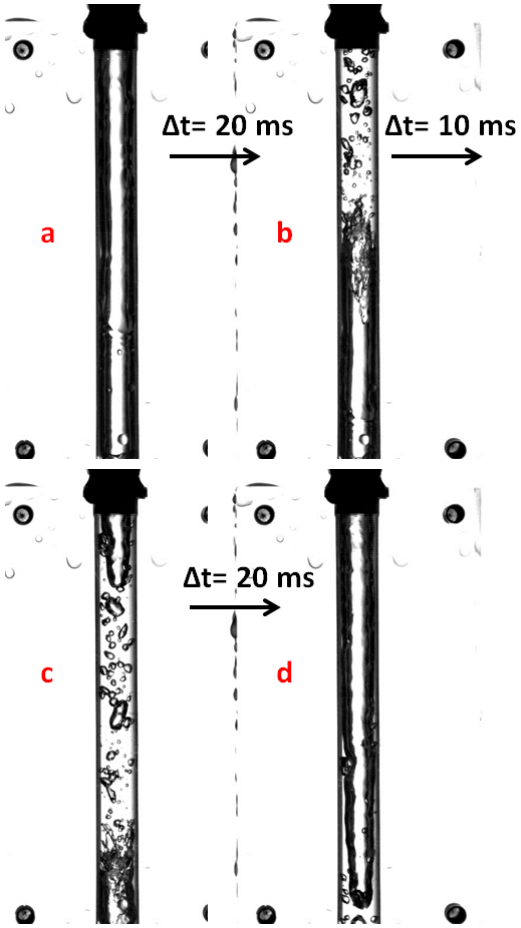


FIGURE 3.23 – Illustration d'un passage de bouchon liquide - $U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,9$, $U_{gint} = 2,3$ m/s.

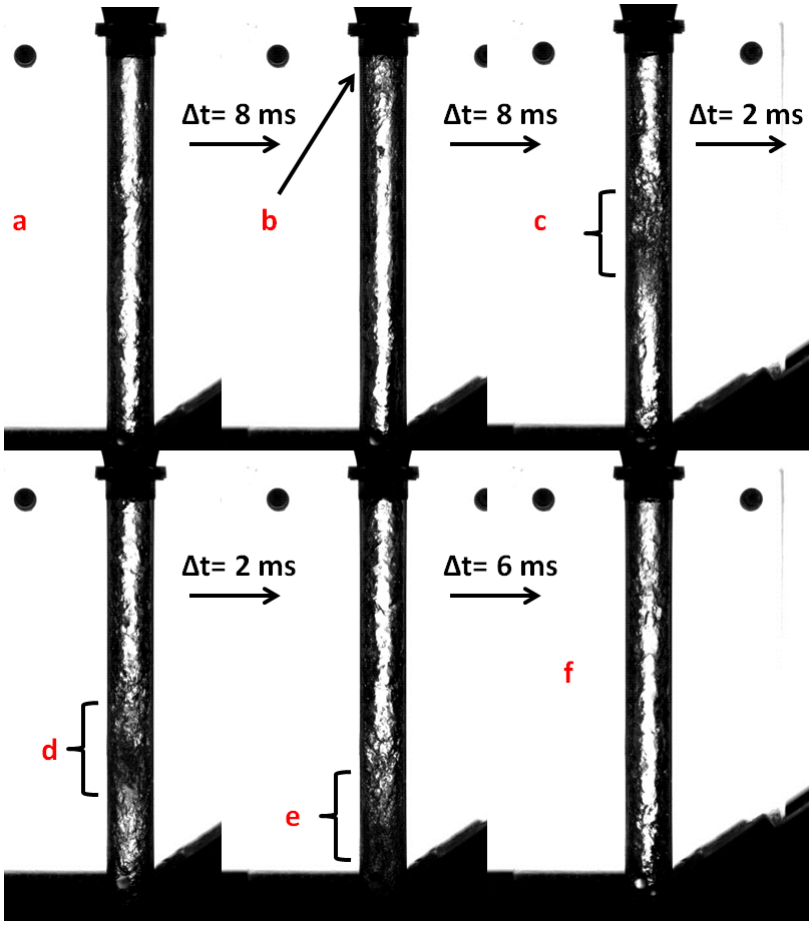


FIGURE 3.24 – Illustration du passage d'une vague de perturbation - $U_{lsup} = 0,61$ m/s, $\beta = 0,97$, $U_{gint} = 19,8$ m/s.

3.9.3 Géométrie petit diamètre.

Pour la géométrie petit diamètre, trois vitesses superficielles liquides ont été utilisées : 0.2, 1 et 2 m/s. Pour chacune nous avons fait varier Bêta de 0 à $0,97$ excepté pour $U_{lsup} = 2$ m/s où nous n'avons pu atteindre que $\beta = 0,9$. Comme pour les autres géométries d'injecteur, l'écoulement interne a été étudié avec la pièce de visualisation. Le tableau 3.4 donne les valeurs de la vitesse superficielle du gaz interne en fonction de celle du liquide et de Bêta.

$U_{lsup} \downarrow \beta \rightarrow$	**0.2**	**0.4**	**0.6**	**0.8**	**0.9**	**0.95**	**0.97**
0.2 m/s	0.05	0.13	0.3	0.8	1.8	3.8	6.5
1 m/s	0.25	0.67	1.5	4	9	19	32.5
2 m/s	0.5	1.3	3	8	18	N.A.	N.A.

TABLE 3.4 – Valeurs de la vitesse superficielle du gaz interne en fonction de U_{lsup} et β - Géométrie petit diamètre.

Au sein de l'injecteur à géométrie à petit diamètre (cartographies figures 3.25 et 3.26), quelle que soit U_{lsup}, l'écoulement interne présente successivement trois types de structure à mesure que Bêta augmente : à bulles, "churn" et annulaire.

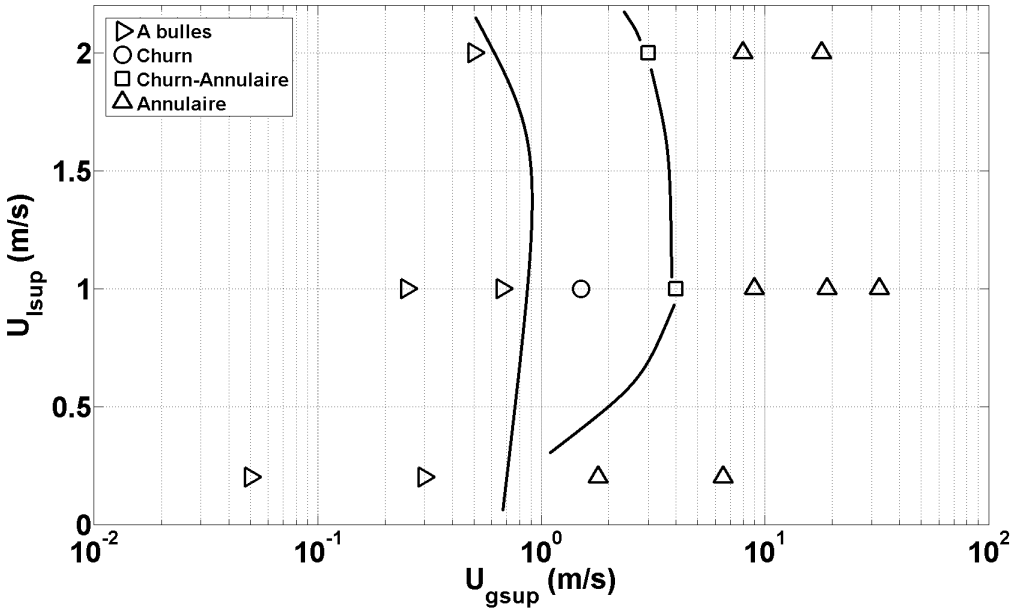


FIGURE 3.25 – Cartographie des structures de l'écoulement diphasique interne de l'injecteur à petit diamètre dans le plan $(U_{gint}; U_{lsup})$

La densité numérique des bulles augmente avec Bêta comme pour les autres géométries d'injecteur. Cette structure d'écoulement se produit jusqu'à $\beta = 0,6$ quand $U_{lsup} = 0,2$ m/s et jusqu'à $\beta = 0,4$ aux U_{lsup} supérieures. Au delà l'écoulement devient "churn" jusqu'à $\beta = 0,9$. La figure 3.27 montre, en exemple, une série de photographies de ce type d'écoulement pour les paramètres de contrôle $(U_{lsup} = 1; \beta = 0,8)$. La photographie "a" montre un écoulement annulaire : 6 ms plus tard, l'écoulement devient "churn" ("b") caractérisé par de grands ponts liquides (accolade en "c").

La figure 3.28 illustre un écoulement annulaire pour $(U_{lsup} = 1; \beta = 0,97)$. A première vue cet écoulement ressemble à celui qui vient d'être décrit figure 3.27. Nous voyons encore un écoulement annulaire en "a". En "b", l'épaisseur du film liquide est augmentée par l'arrivée d'une vague, qui 2 ms plus tard a disparu ("c"). Sur les photographies "d" et "e", une vague (ou un pont liquide) perturbe encore l'écoulement. La différence

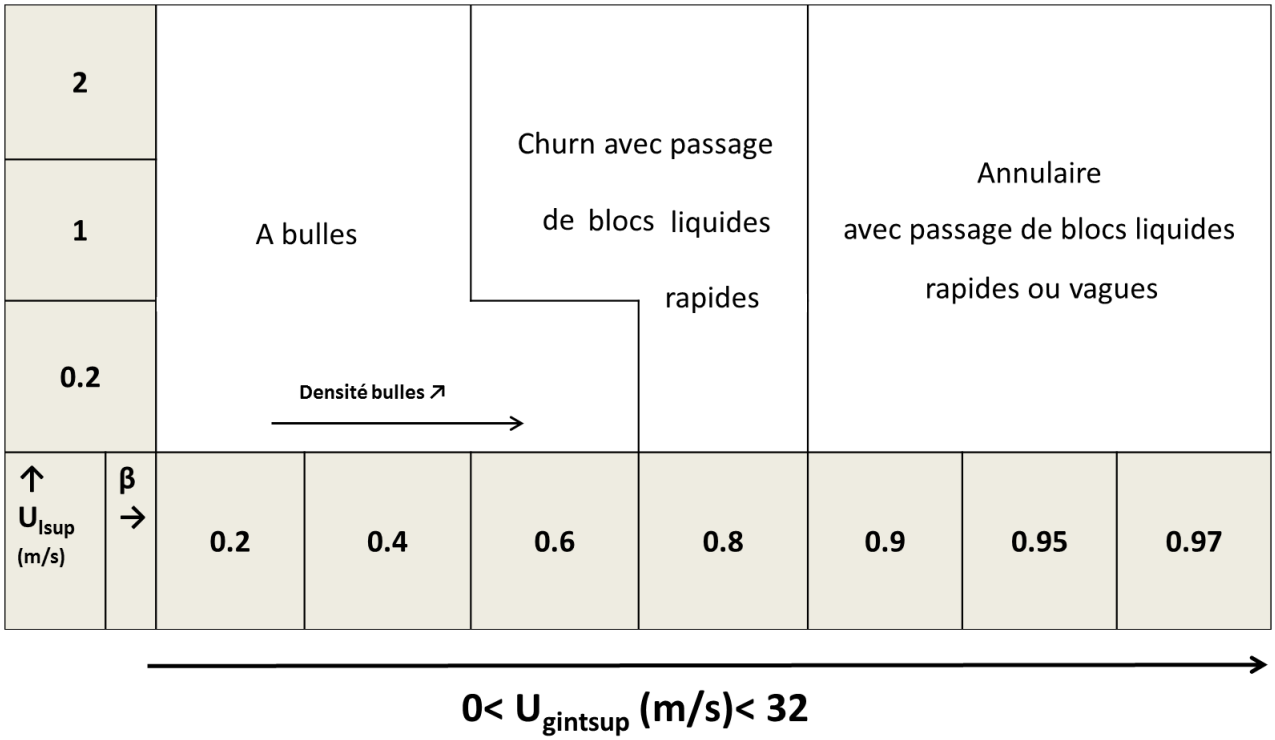


FIGURE 3.26 – Cartographie des structures de l'écoulement diphasique interne de l'injecteur à petit diamètre dans le plan $(U_{lsup}; \beta)$

avec l'écoulement de la figure 3.27 est la vitesse plus grande avec laquelle passent les perturbations.

Il est difficile, spécialement sur des images figées, de constater des différences entre un écoulement "churn" ou "annulaire" entre nos trois U_{lsup}, c'est d'ailleurs pourquoi seule $U_{lsup} = 1$ m/s a été illustrée. En revanche, quand le jet interne sort de l'injecteur, l'effet du gaz interne s'exprime de façon plus nette : à Bêta fixé, le débit de gaz interne et donc sa vitesse superficielle augmente avec U_{lsup} (cf. tableau 3.4). En analysant des séquences du jet sortant de l'injecteur sans la pièce de visualisation, nous allons montrer comment cette augmentation impacte la structure du jet.

Par rapport aux géométries gros diamètre nous observons que :

– l'écoulement à bouchons ne se produit pas.
– l'écoulement "churn" se produit plus tôt pour $U_{lsup} = 1$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s.
– l'écoulement annulaire commence à apparaitre à partir de $\beta = 0,9$.

Sur l'ensemble de nos injecteurs, nous sommes capables d'atomiser les principaux régimes d'écoulements diphasiques rencontrés dans la littérature (excepté le "mist"). Nous retrouvons les régimes observés sur des écoulements verticaux descendants dans la littérature avec des différences au niveau des transitions certainement liées à H_l et/ou à la façon de créer l'écoulement diphasique. La présence de perturbations dans les écoulements "churn" et annulaire qui sont responsables de fluctuations du débit liquide en sortie d'injecteur est observée. Nous constatons un impact de la géométrie sur les régimes d'écoulements observés :

– Sur la géométrie gros diamètre sans convergent le régime "à bouchons/annulaire" ne se produit pas alors qu'il est présent sur la géométrie gros diamètre avec convergent pour les deux U_{lsup} les plus faibles et les $U_{gint} < 1$ m/s. Cette différence est probablement liée au diamètre plus élevé en amont du convergent où $H_l \approx 20$ mm. Le régime doit se créer dans cette partie de l'injecteur où pour un même débit liquide U_{lsup} est plus faible et donc plus propice à ce régime d'écoulement. Ensuite le régime un fois installé persiste lors du passage du convergent. Sur la géométrie sans convergent le mélange diphasique se fait directement dans un tube dont le diamètre est $H_l = 7,6$ mm : pour un même débit liquide $U_{lsup}(H_l = 7,6 \text{ mm}) > U_{lsup}(H_l = 20 \text{ mm})$ et est probablement trop élevée pour que le régime à bouchons/annulaire puisse se produire.

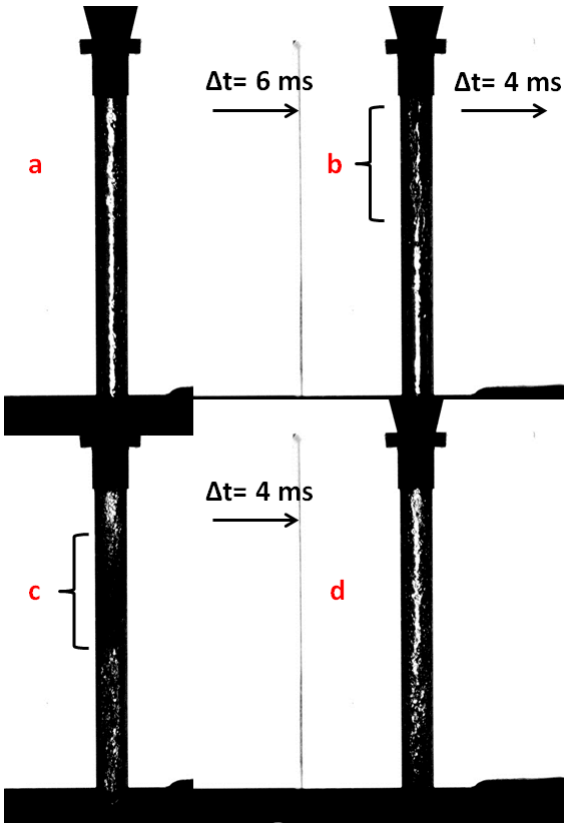


FIGURE 3.27 – Visualisation à $U_{lsup} = 1$ m/s, $\beta = 0,8$, $U_{gint} = 4$ m/s.

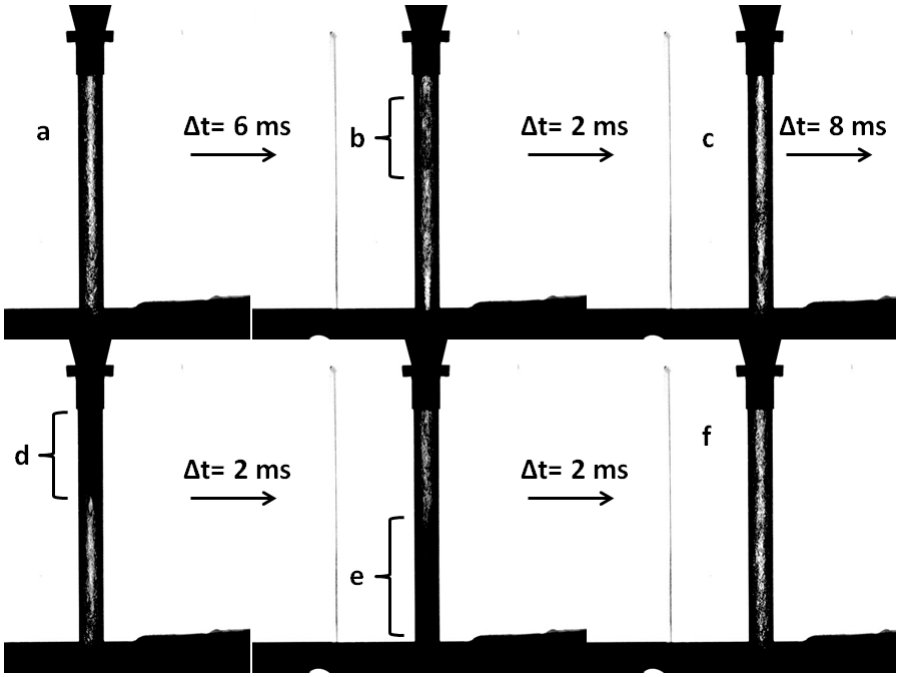


FIGURE 3.28 – Visualisation à $U_{lsup} = 1$ m/s, $\beta = 0,97$, $U_{gint} = 32,5$ m/s.

– Sur la géométrie petit diamètre nous n'observons ni l'écoulement à bouchons ni le film tombant. Quelle que soit U_{lsup} pour les faibles U_{gint} ce sont des écoulements à bulles qui se produisent. La transition à bulles-churn se fait à des U_{gint} sensiblement inférieurs sur cette géométrie comparé à la géométrie gros diamètre avec convergent. En revanche le passage en annulaire se fait à des U_{gint} équivalents pour les trois géométries

Nous retrouvons donc un effet de la géométrie sur les transitions des régimes à bulles/à bouchons et à bulles/churn alors que le seuil en U_{gint} du passage à l'annulaire y semble peu sensible.

3.10 Outils (et méthodologies) de mesure des caractéristiques du spray.

3.10.1 La sonde optique.

Présentation et fonctionnement.

Pour étudier les caractéristiques de la phase dispersée dans le spray nous avons utilisé une sonde optique monofibre de type 1C. Son fonctionnement est donné en détails dans la thèse de Hong [36]. Nous n'allons donc ici en donner que les éléments principaux. La sonde est fabriquée à partir d'une fibre optique multimode. Comme le montre l'agrandissement de la photographie de la figure 3.29, l'extrémité de la sonde est taillée en forme de cône (d'où l'appellation 1C, C pour conique) et a un diamètre total (cœur de la sonde et manteau) de $125\mu m$. Cette forme géométrique permet une bonne pénétration des gouttes sur la sonde et évite ainsi tout phénomène d'explosion à l'impact [37] et rend cet instrument de mesure modérément intrusif. A son autre extrémité, la sonde est couplée à une fourche en "Y". Une des branches reçoit la lumière émise par un laser, l'autre branche récupère la lumière réfléchie au niveau du cône afin qu'elle soit transformée en signal analogique par un amplificateur/convertisseur. Ce signal est ensuite numérisé et enregistré par une carte d'acquisition haute fréquence NI-6115 puis traité par des routines Matlab.

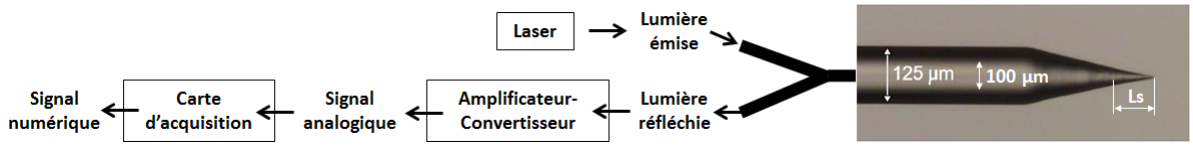


FIGURE 3.29 – Agrandissement au microscope de la sonde optique et chaine d'acquisition.

L'indice de réfraction de la lumière au niveau du cône est fonction du milieu dans lequel il se trouve. L'intensité de lumière réfléchie, qui conditionne la réponse électrique de la sonde, ne sera donc pas la même que ce milieu soit gazeux ou liquide. Sur la figure 3.30 se trouve un exemple du signal final obtenu lorsque la sonde est en fonctionnement dans un spray. On y voit deux niveaux de tensions extremums. Le niveau le plus élevé, V_G, correspond à la réponse en tension de la sonde lorsqu'elle est dans le gaz. Le moins élevé, V_L, est la réponse quand la sonde est dans le liquide. Chaque événement où le signal fluctue entre ces deux niveaux représente une goutte qui passe sur la sonde.

La figure 3.31 présente le signal correspondant au passage d'une goutte avec des photographies illustrant chaque étape clé du traitement.

Quand la sonde est dans le gaz, le signal a une tension élevée, V_G, représentée par la ligne discontinue rouge sur le graphique. A $t = t_{p1}$, la goutte entre en contact avec la sonde, le niveau de tension chute alors de V_G vers V_L, c'est la phase de mouillage. Entre $p2$ et $p3$, la partie sensible de la sonde, dont la longueur est notée L_S, est totalement immergée dans le liquide. Le signal présente un plateau dont la durée correspond au temps passé par la sonde dans le liquide : $T_L = t_{p3} - t_{p1}$. A $t = t_{p3}$, la goutte commence a quitter la sonde. A mesure que l'interface liquide-gaz de la goutte se déplace sur la partie sensible de la sonde, le signal remonte de V_L à V_G et atteint le point $p4$ qui correspond à l'instant où la sonde est de nouveau complètement dans le gaz. C'est la phase de démouillage dont la durée, appelée temps de montée, T_M, est donnée par l'écart entre $t = t_{p3}$ et $t = t_{p4}$. T_M est le temps qu'il faut à l'interface de la goutte pour parcourir L_S, il est donc une image de la vitesse de la goutte [10, 37] donnée par la relation 3.4 :

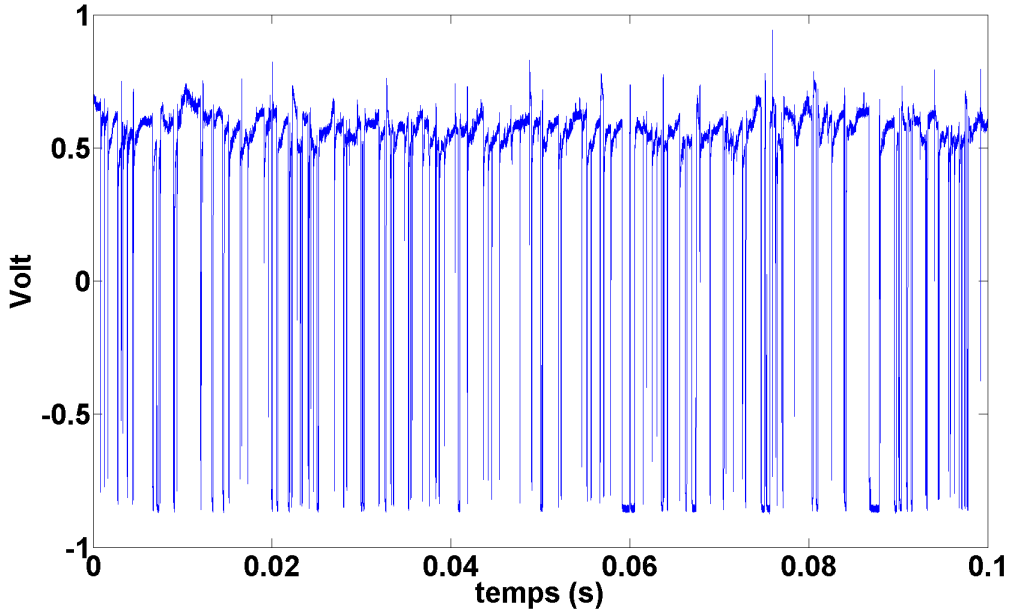


FIGURE 3.30 – Signal type obtenu lors du fonctionnement de la sonde dans un spray.

$$V_{goutte} = L_S.T_M^{-1} \tag{3.4}$$

De cette vitesse et du temps de résidence liquide T_L est déduite la corde de la goutte selon la relation 3.5 :

$$C_{goutte} = V_{goutte}.T_L. \tag{3.5}$$

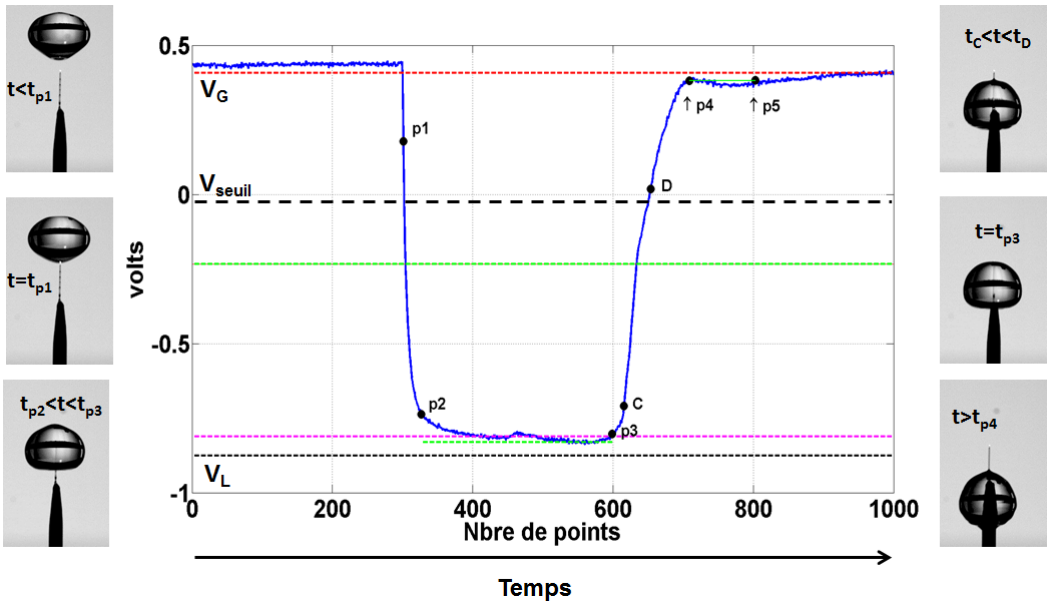


FIGURE 3.31 – Signal type obtenu lors du du passage d'une goutte sur la sonde.

Si le niveau de tension liquide est stable, celui du gaz l'est beaucoup moins car il est d'une part sujet à du bruit et d'autre part peut évoluer dans le temps (présence d'eau résiduelle). Il est donc nécessaire de traiter le signal en prenant compte de ces évolutions sans quoi la qualité des résultats peut en être affectée.

Traitement et post-traitement.

L'algorithme de traitement de signal, codé sous Matlab, est basé sur un principe de détection de goutte par seuillage [37]. Quand le niveau de tension passe sous un certain seuil, V_{detect}, indiqué par la ligne discontinue noire sur la figure 3.31, une routine est déclenchée afin d'identifier l'ensemble des points caractéristiques d'une goutte discutés plus haut.
Lors du traitement, le premier point $p1$, correspond à la première goutte qui impacte la sonde. C'est le premier point hors du bruit gaz défini à partir de la tension seuil,V_{detect}, qui est elle même définie à partir de la dynamique du signal, $V_{dyn} = V_G - V_L$. Le bruit gaz est déterminé à l'aide de deux constantes qui définissent un maximum et un minimum de bruit admissible. Le niveau de tension de $p1$ a peu d'impact sur le calcul de T_L car le mouillage est un processus très rapide, il faut donc très peu de temps au signal pour atteindre $p2$.
Les points $p2$ et $p3$ sont déterminés à partir de l'évolution du gradient du signal en entrée et en sortie de goutte. Le point $p3$ est déterminant dans la mesure de T_L, un mauvais placement peut entrainer une erreur sur la mesure.
Les points $p3$ et $p4$ sont, sur le principe, les points à utiliser pour calculer T_M et donc V_{goutte}. Cependant après $p3$ et avant $p4$ le signal présente des courbures dues au démouillage qui sortent du cadre de la fonction linéaire régissant la vitesse de la goutte (cf. relation 3.4). Pour estimer cette dernière en s'affranchissant de ces courbures et en utilisant uniquement la partie purement linéaire du front de montée, T_M est calculé en faisant la différence entre t_D et t_C. Ces deux points, indiqués sur la figure 3.31, sont placés en utilisant une loi, dite d'étalonnage, qui fixe leur distance par rapport à la tension de référence liquide V_L en pourcentage de la valeur V_{dyn}. Par exemple si la loi $10-70$ est utilisée, cela signifie que C et D seront placés sur le front montant respectivement à des tensions égales à $V_L + 0,1 V_{dyn}$ et $V_L + 0,7 V_{dyn}$. La loi d'étalonnage peut prendre différentes valeurs : 10 ou 20 pour le point C et 60, 70, 80 ou 90 pour le point D. Le choix de ces valeurs est fonction de la qualité du signal.
Dans des conditions d'écoulement où la phase gazeuse est lente, il se peut que le front de montée soit perturbé soit par un démouillage lent ou partiel. Dans ce cas, le front de montée présente une réduction drastique de pente en fin de front comme le montre la figure 3.32. Si la loi d'étalonnage utilisée n'est pas judicieusement choisie, le point D peut alors se retrouver dans une zone qui ne correspond pas au front de montée réel. Dans cet exemple, D, placé à 90% de V_{dyn} à partir de V_L, est à une position plus éloignée dans le temps qu'il ne l'aurait été dans de bonnes conditions de démouillage : T_M est donc surestimé et V_{goutte} sous-estimée. En utilisant une loi $10-60$, le point D serait resté dans la partie non perturbée du front montant, et T_M et V_{goutte} mieux estimés.
Les longueurs sensibles correspondant à chaque loi d'étalonnage, sont déterminées lors de l'étalonnage de la sonde après sa fabrication.

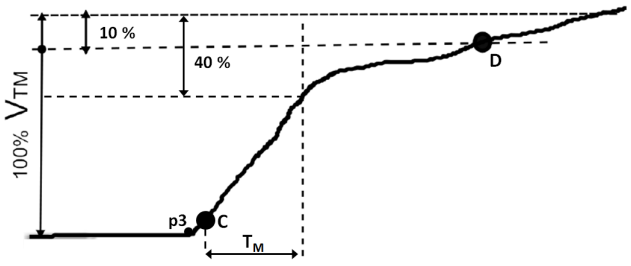


FIGURE 3.32 – Signal typique d'un démouillage lent ou partiel.

A partir des T_M et T_L obtenus par le traitement, le post-traitement calcule les caractéristiques de la phase dispersée du spray :

– la concentration liquide ou taux de présence liquide α :

$$\alpha = \sum_{i=1}^{N} \frac{T_{L_i}}{T_t} \tag{3.6}$$

Avec T_t la durée totale de la mesure et N le nombre de gouttes détectées.

– la distribution de vitesses p(V) où la vitesse de la goutte i vaut :

$$V_i = \frac{L_S}{T_{M_i}} \tag{3.7}$$

dont on obtient la vitesse moyenne des inclusions $\overline{V}$.

– la distribution de cordes p(C) où la corde i est donnée par :

$$C_i = T_{L_i} \times V_i \tag{3.8}$$

– le flux volumique local J_l :

$$J_l = \sum_{i=1}^{N} \frac{C_i}{T_t} = \sum_{i=1}^{N} \frac{T_{L_i} \times V_i}{T_t} = \left(\frac{\sum_{i=1}^{N} T_{L_i} \times V_i}{\sum_{i=1}^{N} T_{L_i}} \right) \times \frac{\sum_{i=1}^{N} T_{L_i}}{T_t} = \overline{V_{pl}} \times \alpha \tag{3.9}$$

Avec $\overline{V_{pl}}$ la vitesse moyenne phasique :

$$\overline{V_{pl}} = \frac{\sum_{i=1}^{N} T_{L_i} V_i}{\sum_{i=1}^{N} T_{L_i}} \tag{3.10}$$

J_l est donc calculé à partir de données brutes de la sonde. En comparant les flux volumiques mesurés entre une méthode de prélèvement du liquide et ceux mesurés par la sonde optique, Hong [36] et Marty [67] ont évalué l'incertitude de la sonde pour la mesure du flux volumique local. Les deux auteurs trouvent tous les deux une incertitude de 15%.

– la fréquence de détection :

$$N_d = \frac{N}{T_t} \tag{3.11}$$

– le flux numérique ϕ_0 :

$$\phi_0 = \frac{4N_d}{\pi d_{20}}, \tag{3.12}$$

Avec d_{20} le diamètre surfacique (voir sa définition relation 2.23) qui est obtenu à partir de l'histogramme des diamètres, lui-même obtenu par l'inversion cordes-diamètres lors du post-traitement des données acquises par la sonde. Dans cette étude, nous n'avons pas travaillé avec les tailles de gouttes issues de l'inversion cordes-diamètres, nous avons préféré travailler avec les mesures brutes effectuées par la sonde, c'est-à-dire les cordes. Nous ne présenterons donc pas ici la méthode d'inversion déjà très bien détaillée dans les manuscrits de thèse de Hong [36], Ben Rayana [5] et Marty [67].

Longueur sensible, L_S.

La longueur sensible de la sonde est la caractéristique sur laquelle est basée toute la mesure. Lors de sa thèse, S. Marty [67] a constaté que L_S pouvait varier dans le temps ce qui induit alors un biais sur la mesure. La figure 3.33 présente deux expériences que Marty a effectuées afin de montrer que l'encrassement de la sonde est responsable de la variation de L_S. Dans la première expérience (graphique de gauche), S. Marty a mesuré l'évolution de la longueur sensible d'une sonde neuve dans le temps en effectuant des étalonnages successifs. De $t = 0$ à $t = 350$ min L_S subit de grandes variations de plus de 40 %. Cette phase correspond au rodage de la sonde dont la pointe, neuve, s'érode sous l'écoulement. Le premier nettoyage à $t = 350$ min fait chuter L_S de 25 à 15 μm. Ensuite L_S remonte jusqu'à $t = 450$ min. Le nettoyage à $t = 550$ min fait revenir L_S à 15 μm. Ensuite L_S recommence à augmenter. Afin de confirmer l'hypothèse avançant que l'encrassement est responsable des variations de L_S à partir de $t = 350$ min S. Marty, dans la deuxième expérience, analyse l'évolution de la moyenne de T_M et de V_G pour $U_l = 0,8$ m/s et $U_g = 50$ m/s. L'écoulement étant fixé, T_M est une bonne image de L_S. Sur le graphique de droite figure 3.33 T_M moyen (acquisition d'une minute afin que T_M moyen soit bien convergé) varie dans le temps. Entre les nettoyages, symbolisés par des lignes discontinues verticales, on constate une augmentation de T_M moyen dans le temps qui semble correspondre à l'augmentation de L_S observée sur le graphique de gauche à partir de $t = 350$ min. En parallèle V_G moyen augmente. Jusqu'à $t = 136$ min, le nettoyage permet à T_M moyen et V_G moyen de retrouver leurs valeurs initiales. Le quatrième cycle présente une augmentation de T_M moyen plus élevée en raison d'un changement dans les conditions expérimentales. Pour ce cycle le circuit de refroidissement de la soufflerie a été coupé afin d'atomiser le liquide avec du gaz chaud. Cela a pour un impact sur la population de petites gouttes qui s'évaporent plus vite et provoque un assèchement de la sonde plus rapide. Cette grande augmentation sort donc du cadre de l'expérience et ne doit pas être pris en considération ici.

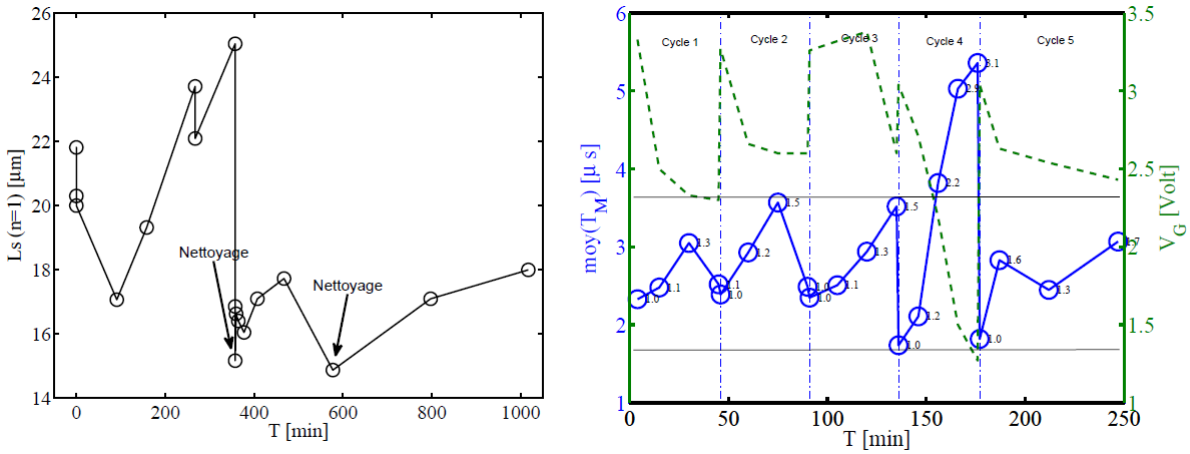


FIGURE 3.33 – Expériences de S. Marty sur les variations de L_S [67]. A gauche : $L_S(t)$ pour une sonde neuve : $U_l = 1$ m/s, $U_g = 100$ m/s - A droite T_M moyen et V_G moyen en fonction du temps pour une sonde déjà utilisée : $U_l = 0,8$ m/s, $U_g = 50$ m/s. T_M : lignes continues bleues, V_G : traits discontinus verts, cycles de nettoyage : lignes discontinues verticales. Les lignes continues horizontales encadrent les variations tolérables pour une bonne mesure.

L'encrassement étant un problème récurrent, la sonde doit donc être nettoyée régulièrement. Jusqu'ici le nettoyage se faisait mécaniquement en frottant la sonde sur du papier optique imbibé d'alcool. Cette méthode, bien qu'efficace, est néanmoins dangereuse pour l'intégrité physique de la sonde. Cette dernière étant très fragile, le risque de briser la partie sensible lors de l'opération est élevé. Nous avons donc cherché des solutions pour minimiser l'encrassement de la sonde et la nettoyer de façon plus sûre. Minimiser l'encrassement de la sonde revient à minimiser l'encrassement de l'eau qui circule en circuit fermé sur nos expérimentations. Nous avons donc équipé le circuit liquide des filtres à particules et des lampes UV présentés dans la section 3.1. Les filtres retiennent les particules alors que les lampes détruisent les bactéries. Pour le nettoyage de la sonde nous avons opté pour un spray dentaire haute pression. La sonde est nettoyée en dirigeant le spray selon son axe.

Afin de tester l'efficacité des filtres nous avons laissé une sonde neuve sous un spray ($U_l = 0,61$ m/s, $U_g = 71$ m/s) pendant plusieurs heures et réalisé plusieurs acquisitions d'une minute au fil de la journée. Le graphique de gauche de la figure 3.34 donne l'évolution de T_M moyen en fonction du temps. Nous voyons une baisse de $20\,\%$ de T_M moyen les 100 premières minutes qui correspond probablement au rodage de la sonde comme nous l'avons vu sur le graphique de gauche figure 3.33. Ensuite T_M moyen reste stable pendant presque 200 min. Sur les graphiques figure 3.33 la période de stabilité est bien plus courte. A partir de $t = 280$ min, T_M moyen augmente puis redevient assez stable ensuite. Après le point à $t = 420$ min la sonde a été nettoyée avec le spray dentaire : T_M moyen revient à $\approx 2,4\mu s$. Bien que la sonde semble s'encrasser entre $t = 280$ et $t = 300$ min, cette expérience est concluante et montre le gain en stabilité de T_M, et donc de L_S, apporté par l'installation des filtres ainsi que l'efficacité du spray dentaire pour le nettoyage.

Pour nos mesures nous avons adopté le protocole suivant : avant, pendant et après chaque série de mesure nous nous plaçons à un point de référence dont la position et la valeur des paramètres de contrôle sont fixes ($z = 1,2$ cm, $x = 5$ mm, $U_l = 0,36$ m/s, $U_g = 43$ m/s, $\beta = 0$). Nous y effectuons une acquisition d'une minute que nous traitons immédiatement. Cela permet de contrôler la stabilité de T_M au cours de la série et donc la reproductibilité de la mesure. Le graphique de droite figure 3.34 donne un exemple d'une série de points de contrôle effectués au cours d'une journée d'expérimentation. Le contrôle est en général effectué lorsque les paramètres de contrôle ou la position de la sonde sont changés. Sur le graphique on constate qu'au cinquième contrôle T_M moyen augmente de presque $50\,\%$ après avoir été stable jusque là. La série de mesure a donc été mise en attente afin de régler le problème. Entre les contrôles 5 et 6 nous avons juste joué sur la connexion entre le laser et la sonde. T_M moyen restant au même niveau nous avons nettoyé la sonde avec le spray dentaire puis effectué le point de contrôle 7 où nous avons constaté une nouvelle augmentation de T_M moyen. Avant de procéder à un nouveau contrôle, nous avons pulvérisé un anti-calcaire sur la sonde puis l'avons nettoyée avec le spray dentaire après avoir laissé agir le produit. Ce mode opératoire de nettoyage a permis de retrouver la valeur initiale de T_M moyen, nous l'avons donc conservé pour chaque nettoyage pendant toute la durée de la thèse. A la suite de cette expérience, un filtre anti-calcaire a été ajouté à la série de filtres à particule.

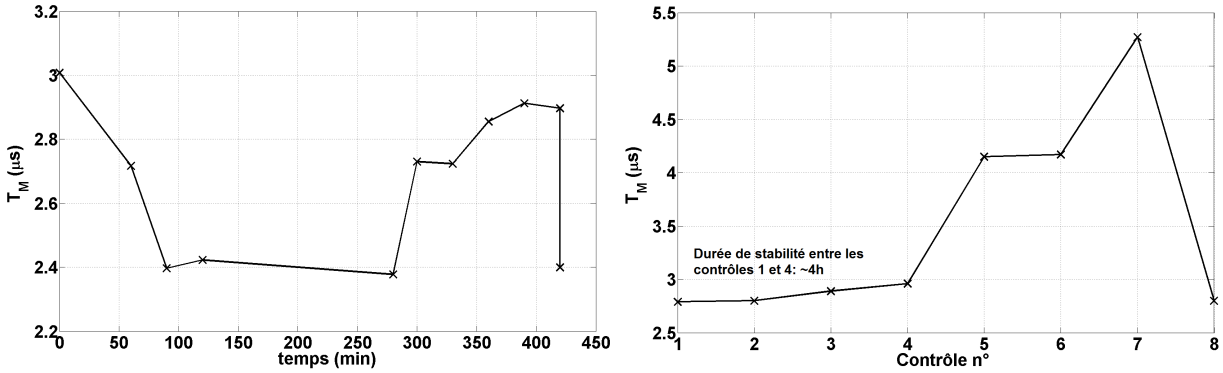


FIGURE 3.34 – A gauche : T_M moyen en fonction du temps pour une sonde neuve : $U_l = 0,61$ m/s, $U_g = 71$ m/s, nettoyage de la sonde à $t = 420$ min - A droite : T_M moyen en fonction en fonction des points de contrôle effectués lors du protocole expérimental.

Ce protocole expérimental permet à la fois un bon contrôle de la fiabilité de la mesure mais aussi un bon suivi de l'évolution de la sonde. Au-delà des problèmes d'encrassement, il se peut que la sonde continue de s'éroder, lentement, au cours de son utilisation. Dans ce cas un nettoyage n'est pas suffisant et il faut alors la ré-étalonner.

3.10.2 Méthodes de traitement d'images.

La camera utilisée pour filmer les écoulements est une Phantom Miro M310 capable de produire $3,2$ gigapixels par seconde. Sa résolution maximum est de 1280×800 à 3200 images par seconde. A résolution minimale (non donnée par la fiche constructeur) la cadence d'acquisition maximale est de 650000 images par seconde.

Longueur de brisure, L_b

Lors des expérimentations visant à la mesure de la longueur de brisure du jet, le spray a été filmé à une fréquence de 60 images par secondes afin d'avoir des images décorrélées les unes des autres. Pour chaque point de fonctionnement deux mille images ayant une échelle de niveau de gris codée sur huit bits ont été acquises. Nous avons mesuré L_b sur chacune de ces images en utilisant une routine Matlab comportant trois étapes que nous pouvons suivre en image sur la figure 3.35 :

- pour commencer une image acquise sans spray est soustraite à l'image à traiter afin d'isoler le jet. Ensuite les contours du jet sont repérés grâce à un filtre de Canny. Les contours sont ajoutés deux fois à l'image afin de les prononcer. La deuxième image de la figure 3.35 est le résultat de cette étape du traitement. En la comparant à l'image de base (première image de la figure), on constate que le contraste entre le jet et le reste de l'image est fortement augmenté.
- la deuxième étape consiste à binariser l'image avec une fonction de seuillage des niveaux de gris : Un seuil de niveau de gris est choisi, au dessus de ce seuil le pixel devient noir, en dessous il devient blanc. Les éléments en dessous du seuil non attachés au jet par plus de quatre pixels sont assimilés à du fond et deviennent noirs. L'image résultant de la binarisation, illustrée par la troisième image figure 3.35, n'est composée que de deux niveaux de gris, 0 et 256.
- Pour finir, le traitement mesure L_b sur chaque image comme la distance verticale entre la sortie de l'injecteur et la fin du jet. Ces valeurs sont ensuite moyennées sur les deux mille images.

Ce traitement est nommé "automatique".
Pour les hautes valeurs de Bêta, ce traitement ne s'effectue pas correctement : en raison d'un contraste entre le jet et le fond de l'image moins fort, la détermination de la position des contours du jet est moins précise voire erronée. Nous avons donc utilisé pour ces points une méthode plus basique, nommée "manuelle", qui a aussi été utile pour vérifier la validité de la méthode "automatique". La méthode "manuelle" consiste à mesurer L_b directement sur les images. Pour chaque point de fonctionnement, L_b a été mesuré manuellement sur cinq cent images, nombre suffisant pour atteindre une bonne convergence de L_b. Cette convergence a été vérifiée pour chaque point de mesure. Pour les conditions où les deux méthodes peuvent être appliquées, les résultats sont en bon accord.

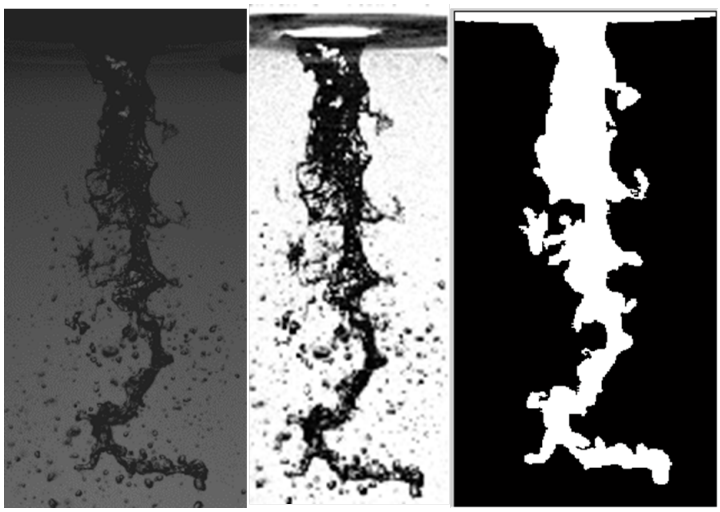


FIGURE 3.35 – Évolution d'une image au cours du traitement d'obtention de L_b - De gauche à droite : image brute, image sans fond, image binarisée.

Angle du spray, A_{spray}

Pour déterminer l'angle du spray nous avons, pour chacun des points de fonctionnement, enregistré 2000 images à une cadence de 60 images par seconde. A ces images le traitement suivant a été appliqué :

– pour commencer, le fond (image sans spray) de chaque image lui est soustrait. Ensuite les deux mille images sont superposées. Au préalable elles sont converties en uint8 afin que le niveaux de gris des pixels puissent s'additionner sans saturer à 255. La première image de la figure 3.36 illustre le résultat de l'opération. Dans la zone blanche, correspondant au spray, les niveaux de gris varient d'un pixel à l'autre. Dans la zone noire, le niveau de gris est égal à zéro.
– Pour chaque ligne horizontale de l'image obtenue par la superposition, un histogramme des niveaux de gris est tracé. Celui est normalisé par le nombre total d'images. Cela explique pourquoi les valeurs en ordonnée sont inférieures à 5 sur l'exemple d'histogramme en deuxième position figure 3.36.
– Pour chacune des lignes, donc pour chaque histogramme de niveaux de gris, deux sommes cumulées des niveaux de gris sont effectuées (troisième image figure 3.36) : une qui part du bord gauche de l'image et une qui part du bord droit. Sur chacune d'elle la position correspondant à 98 % du maximum de la somme est considérée comme le bord du spray. Nous ne prenons pas le maximum de la somme cumulée afin d'éliminer les petites gouttes satellites qui ne délimitent pas vraiment le spray (qui correspondent aux 2 % d'événements les plus éloignés de l'axe pour une ligne donnée). Cette étape permet de connaitre par ligne la position des bords du jet. Nous obtenons donc pour chacun une ligne, illustrée sur la dernière image 3.36.
– la dernière étape consiste à approximer ces deux lignes par des fonctions polynomiales et à déterminer la valeur de l'angle que chacune d'elles forme avec l'axe de l'injecteur. Les deux angles additionnés donnent l'angle du spray.

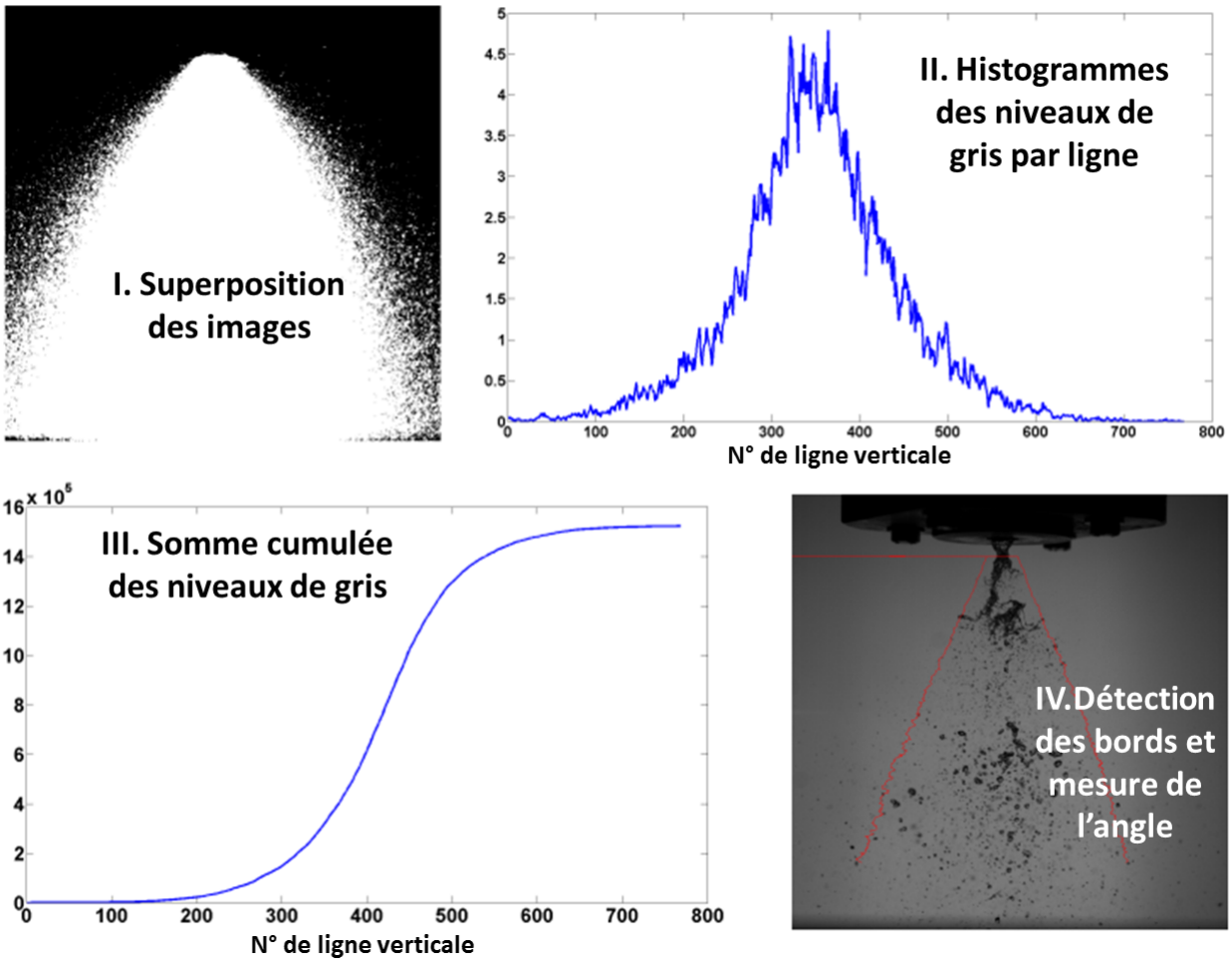


FIGURE 3.36 – Étapes du traitement pour définir l'angle du spray.

Fréquence de l'instabilité de cisaillement, F_{axiale}

La fréquence des vagues d'instabilité de cisaillement a été obtenue par comptage directement sur des séries de 5000 images acquises à 1000 Hz. Les vagues ont été comptabilisées uniquement si elles atteignaient une localisation spatiale définie comme un seuil de comptage.

Fréquence de pulsation, F_{puls}

La fréquence de pulsation ou de passage des blocs liquides a été déterminée sur des séries de 5000 images acquises avec une cadence de 1000 image par secondes. Pour chaque image, les niveaux de gris ont été moyennés dans une zone placée directement sous l'injecteur (tracée en blanc sur l'image de gauche figure 3.37). En résulte un signal temporel de niveau de gris moyen. En appliquant une transformée de Fourier à ce signal nous obtenons la fréquence avec laquelle passent les zones de spray plus denses (exemple à droite figure 3.37). La largeur de la zone est prise égale à H_l afin de capter uniquement le jet qui sort de l'injecteur et non les morceaux liquides éjectés radialement qui parasiteraient le signal. La longueur de la zone a été prise égale à $7H_l$ afin de moyenner le niveau de gris sur une surface suffisamment grande.

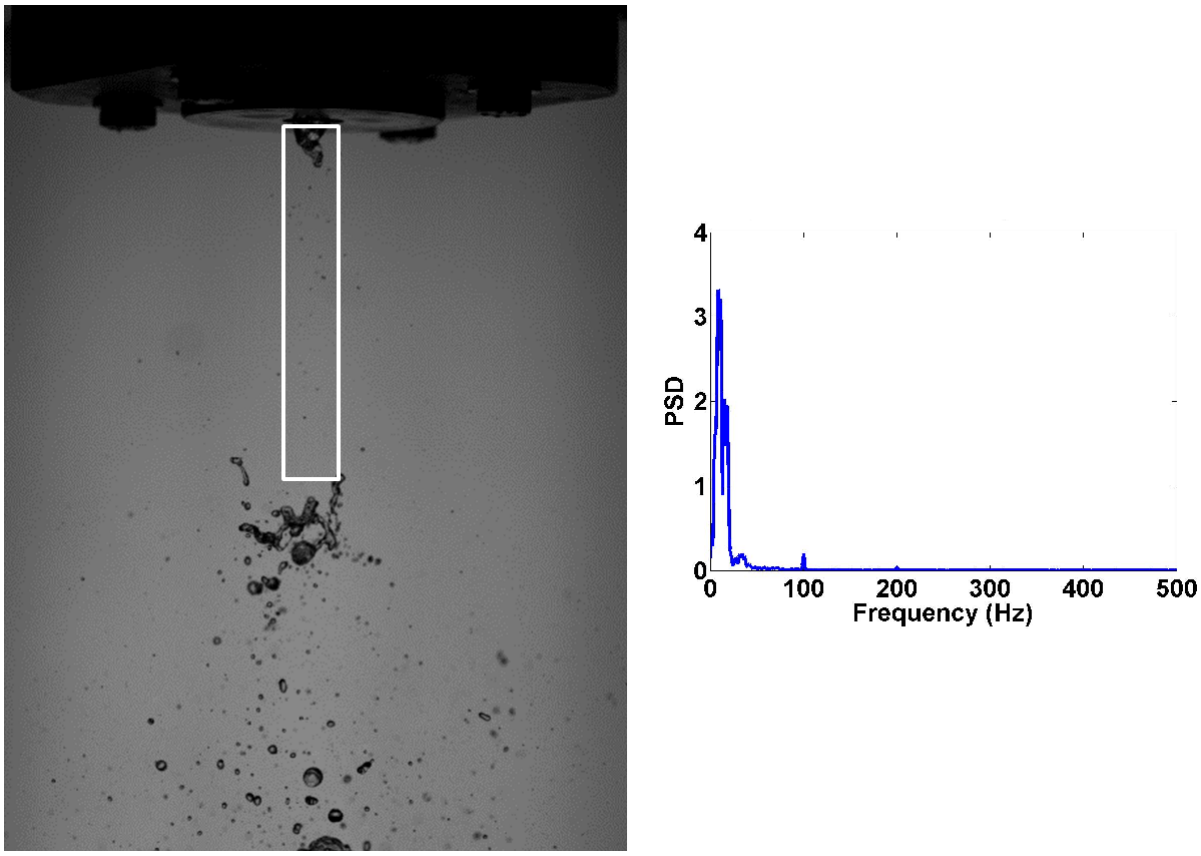


FIGURE 3.37 – Zone moyennée en niveau de gris.

Chapitre 4

Structures atomisées et intermittence.

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'impact du régime d'écoulement interne sur la structure du jet atomisé. Pour cela les structures observées en sortie d'injecteur avec et sans écoulement de gaz externe vont être analysées pour nos différents injecteurs et comparées aux régimes d'écoulement interne. Nous analyserons aussi dans quelle mesure les perturbations de débit observées dans l'écoulement interne lors des régimes "churn" et annulaire se répercutent dans le spray.

4.1 Géométrie gros diamètre

Pour la géométrie gros diamètre avec convergent, deux campagnes de mesure ont été effectuées. L'une où le rapport des pressions dynamiques a été maintenu constant à seize et une autre où la vitesse superficielle du liquide a été fixée à $0,61$ m/s alors que la vitesse du gaz externe a été variée (M variable).
Lors de la campagne à $M = 16$, cinq couples de vitesses $(U_{lsup}; U_{gext})$ ont été utilisés, ces deux vitesses évoluent donc ensembles. Pour chaque couple $(U_{lsup}; U_{gext})$, nous avons fait varier Bêta. Les valeurs du couple $(U_{lsup}; U_{gext})$, ainsi que celles des paramètres adimensionnels (définis dans l'état de l'art excepté $Re_g = \frac{U_{gext}.H_g}{\nu_g}$) de l'écoulement et de l'épaisseur de vorticité du gaz externe, δ_g, sont consignées dans le tableau 4.1.

N^o set	U_{lsup}	U_{gext}	Re_{lsup}	Re_{gext}	$\delta_g(\mu m)$	We_δ	We_g	Plage β
Set 1	0,17	20	1283	2153	205	1.2	49	0$\longmapsto$0,99
Set 2	0,26	30	1947	3269	166	2.3	110	0$\longmapsto$0,99
Set 3	0,36	43	2773	4655	139	3.8	227	0$\longmapsto$0,99
Set 4	0,61	71	4623	7760	108	8.3	620	0$\longmapsto$0,97
Set 5	0,86	100	6472	10864	91	13.7	1206	0$\longmapsto$0,95

TABLE 4.1 – Valeurs des paramètres expérimentaux

Les plages de Bêta étudiées sont plus petites pour les sets 4 et 5. Ces expérimentations ont été faites en utilisant la cuve à débordement car nous ne disposions pas de la vessie lors de cette campagne de mesure. À Bêta très élevé, la pression de l'eau obtenue avec la cuve n'était pas suffisante pour atteindre les vitesses superficielles liquides des sets 4 et 5.
Lors de la campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s, Bêta a été varié de 0 à $0,97$. Pour chaque couple $(U_{lsup}; \beta)$, U_{gext} a été variée de 30 à 200 m/s.

4.1.1 Évolution de la structure du jet atomisé avec Bêta.

Nous allons commencer par analyser, visuellement sur des séquences d'imagerie rapide (filmées à une cadence de 5100 images par seconde avec un temps d'ouverture de 40 μs), comment l'ajout puis l'augmentation de la quantité de gaz interne modifient l'aspect du jet et en tirer des enseignements sur les mécanismes de

brisure. De ces observations une cartographie des structures périodiques du spray sera établie. C'est à partir de cette cartographie que nous tenterons d'établir un lien entre régimes d'écoulement interne, structures du jet sans écoulement de gaz externe et structures du spray (avec gaz externe).

La description des changements apportés par l'introduction de gaz interne puis par son augmentation est une tâche relativement difficile car ces changements sont progressifs et de nouvelles structures observées s'ajoutent parfois à celles déjà existantes. À la lecture de cette description il faut donc bien garder à l'esprit que différents mécanismes et structures coexistent pour un point de fonctionnement donné. Au fil de la description nous évoquerons les nouvelles structures et/ou mécanismes sans forcément toujours revenir sur ceux évoqués en amont même s'ils sont toujours présents.

La description va s'organiser en se basant sur la cartographie de l'écoulement interne présentée sur la figure 3.20. Nous allons donc présenter par bloc les sets présentant les mêmes évolutions quant à leurs structures d'écoulements internes. Cela revient à discuter 3 blocs. Nous commencerons par les sets ($U_{lsup} = 0,17\ m/s; U_{gext} = 20\ m/s$) et ($U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s$) qui voient leur écoulement interne passer de la transition bouchon/annulaire à annulaire. Ensuite nous présenterons le set ($U_{lsup} = 0,36\ m/s; U_{gext} = 43\ m/s$) qui est le seul à présenter un écoulement à bouchons. Pour finir nous parlerons des sets ($U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s$) et ($U_{lsup} = 0,86\ m/s; U_{gext} = 100\ m/s$) dont les écoulements internes évoluent de à bulles à annulaire en passant par le "churn". Pour chacun de ces blocs, nous commencerons par présenter le cas $\beta = 0$ afin d'en identifier son mode de désintégration et le comparer aux modes observés par Chigier et al. [14]. Ensuite nous décrirons les évolutions structurelles du jet à mesure que Bêta augmente.

<u>Sets 1 et 2</u> ($U_{lsup} = 0,17\ m/s; U_{gext} = 20\ m/s$) et ($U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s$)

Les photographies de la figure 4.1 montrent le spray obtenu pour le set ($U_{lsup} = 0,17\ m/s; U_{gext} = 20\ m/s$) à $\beta = 0$. Sur la série de gauche, nous identifions aisément la rupture de type membrane de la classification de Chigier et al. [14]. La membrane, attachée à un anneau liquide, se gonfle puis explose en fines gouttelettes alors que l'anneau liquide lui se brise en gouttes plus grosses par l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Proche de la sortie d'injecteur des vagues dues à l'instabilité de cisaillement se produisent : leur crête n'est pas déstabilisée par le gaz externe. De fines gouttes sont créées soit par l'explosion du "bag break-up" soit par les instabilités grandes échelles donnant lieu à de plus grands morceaux liquides comme le montrent les photographies de la série de droite figure 4.1.

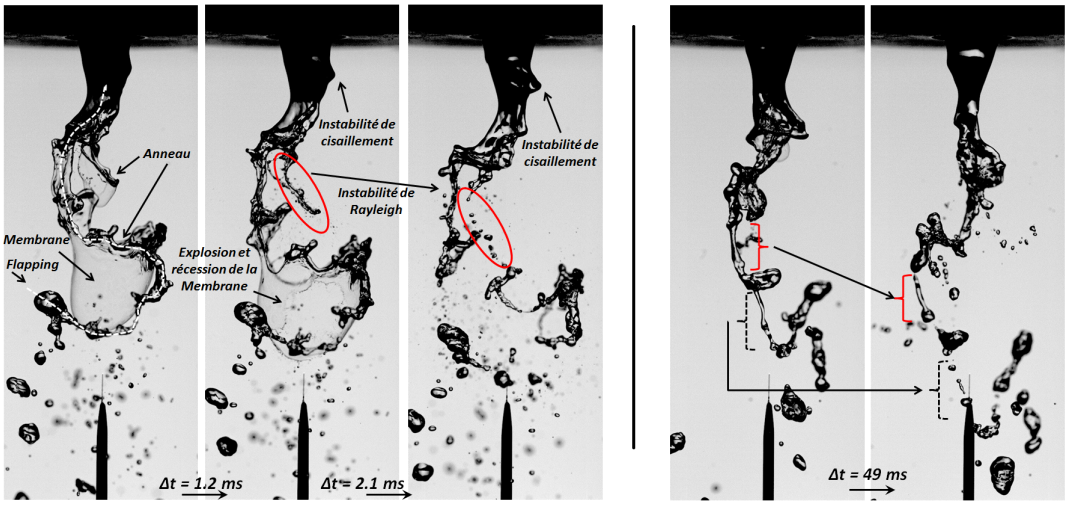


FIGURE 4.1 – $U_l = 0,17 m/s; U_{gext} = 20 m/s; \beta = 0$ - M=16 - géométrie gros diamètre avec convergent.

En augmentant la vitesses superficielle du liquide à $0,26$ m/s (cf. photographies figure 4.2) le spray arrive à la transition entre la brisure de type membrane et la brisure de type fibre de Chigier [14]. Même s'ils n'apparaissent pas sur cette série d'images, des événements de type "bag" breakup se produisent toujours sur le jet.

Nous pouvons voir encerclé en traits continus rouge sur les photos de la série de gauche de la figure 4.2 que les vagues de l'instabilité de cisaillement interfaciale sont maintenant sources de petits "bag breakup". Nous observons aussi la formation de quelques ligaments au bout des vagues d'instabilités de cisaillement interfacial. Plus loin en aval, nous assistons toujours au flapping et à la brisure du jet par le mécanisme de Rayleigh-Plateau (serie de droite figure 4.2).

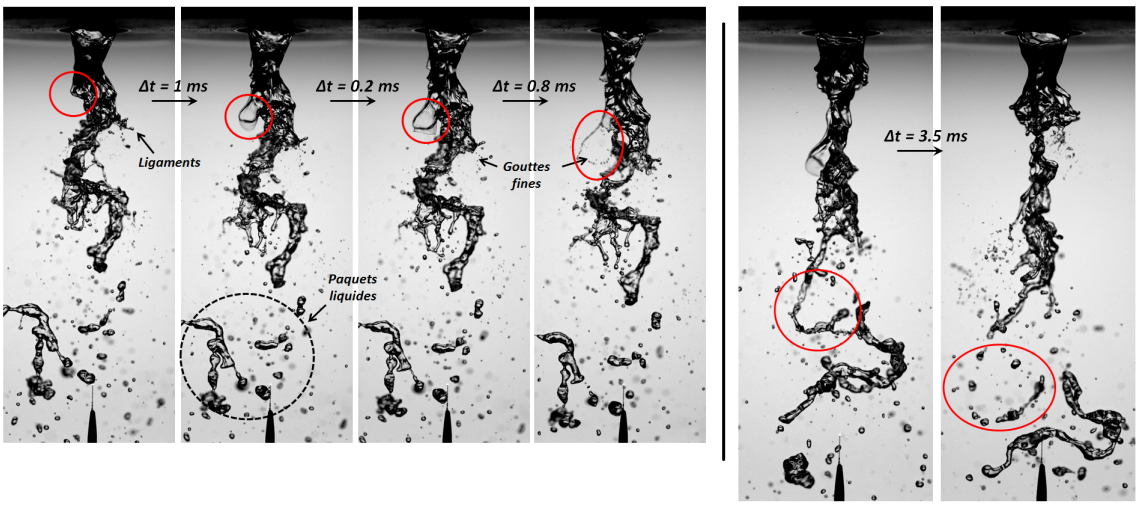


FIGURE 4.2 – $U_l = 0,26m/s; U_{gext} = 30m/s; \beta = 0$ - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

A $\beta = 0$, nous retrouvons donc les modes de désintégration classiques d'un jet liquide monophasique quand celui ci est atomisé par un courant gazeux : en observant sur la cartographie de Lasheras (figure 2.5) à quels modes de désintégration nos valeurs de Re_{lsup} et We_g correspondent, nous retrouvons par set les modes de désintégration observés expérimentalement.
Dès que $\beta = 0,2$, les modifications de la structure du jet sont tout de suite très marquées. Le set 1 montre une structure qui évolue périodiquement dans le temps. Le jet peut, par moments, être parfaitement identique au cas $\beta = 0$ et présenter des vagues de faible amplitude n'étant pas source de gouttes ainsi que des "bag break-up" plus loin en aval dans le jet, comme le montre la première photographie de la série du haut de la figure 4.3. Dans le temps, deux mécanismes succèdent à cette vague de faible amplitude :

- une augmentation de l'amplitude des vagues illustrée par la série du haut de la figure 4.3. Si nous la comparons aux vagues d'instabilité de cisaillement de la figure 4.1 du cas $\beta = 0$, nous constatons une amplitude plus grande mais surtout un devenir différent. Ici la vague évolue en un "bag break-up" et donc devient source de gouttelettes. Nous pouvons aussi noter la façon donc le jet se pince après le passage de la vague et comment il s'écoule en suivant l'axe sans subir le phénomène de "flapping" que nous avons observé à $\beta = 0$.
- Un nouveau mode de brisure du jet illustré par la série temporelle du bas de la figure 4.3 donnant lieu à des longueurs de brisure beaucoup plus petites. Sur la figure, on voit la brisure se produire proche de l'injecteur ainsi qu'une intermittence du débit du jet. L'intervalle de temps entre deux photographies a été volontairement choisi non constant dans un souci de choisir des photographies explicites. Sur les deuxième et troisième photographies de la série du bas de la figure 4.3, nous voyons l'interface se déchirer. Cette déchirure donne lieu à un écoulement non axisymétrique. À partir de t= 9 ms, le débit liquide diminue et nous pouvons voir sur les photographies une série d'événements où le jet se brise très proche de l'injecteur et/ou le liquide ne s'écoule que faiblement sous la forme d'une langue liquide comme le montre les deux premières photographies de la ligne du bas. Durant l'intervalle de temps qui sépare la première et la dernière photographie de la ligne du bas, c'est-à-dire 111 ms, le débit liquide est quasiment nul. La dernière photographie de la série, à t=143 ms, montre la reprise de l'écoulement liquide.

Ces deux mécanismes semblent se produire sur une poche de gaz accrochée à l'injecteur.

A partir de $\beta = 0,4$, les sets 1 et 2 montrent encore la même périodicité des caractéristiques structurelles

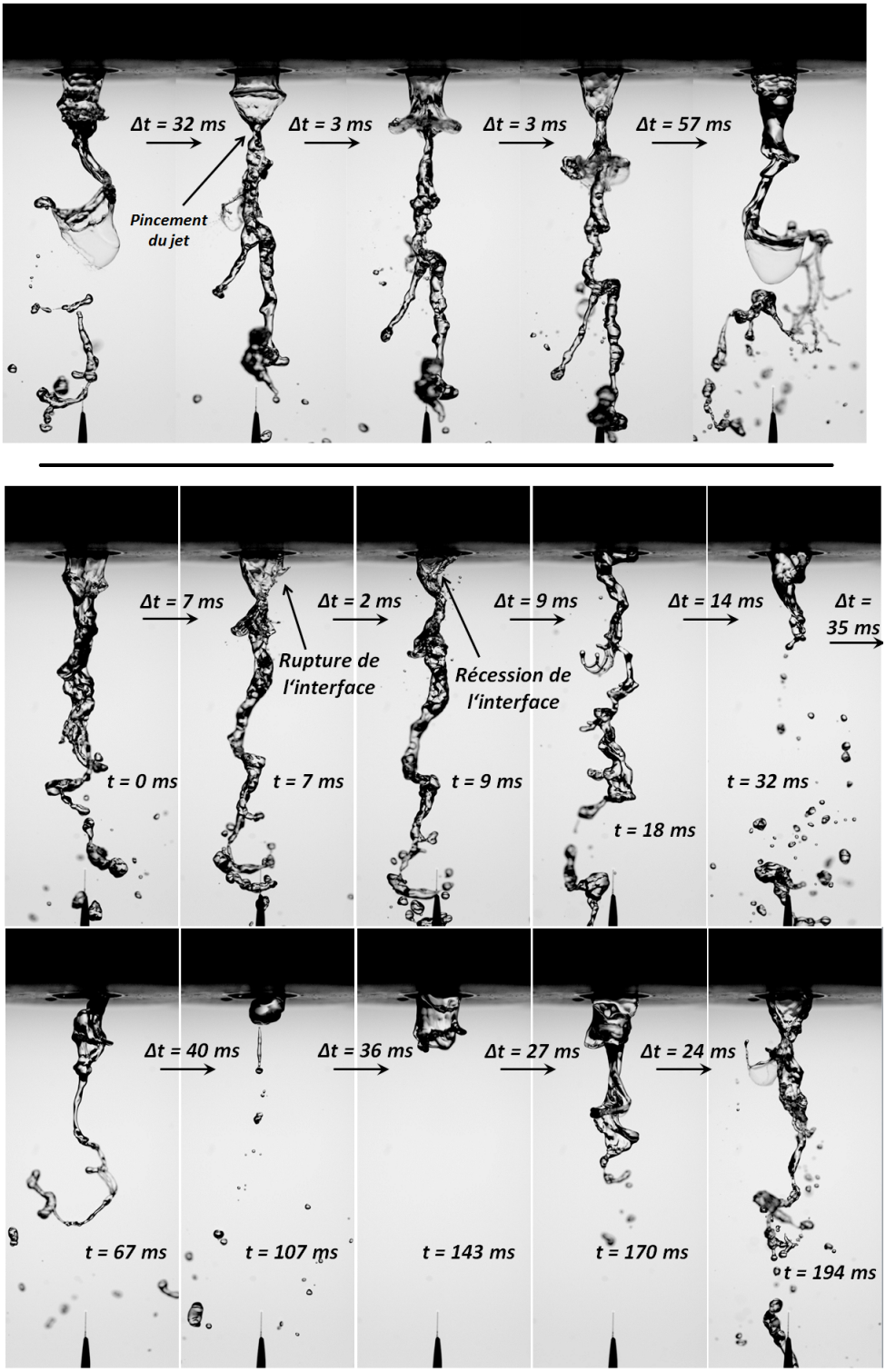


FIGURE 4.3 – Vagues (en haut) et brisure du jet (en bas) aux conditions $U_{lsup} = 0,17m/s; U_{gext} = 20m/s; \beta = 0,2$ - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

du jet que nous venons de voir. A $\beta = 0,4$ une augmentation de l'amplitude des vagues est constatée ainsi qu'un début de pincement du jet après leur passage. Ces vagues, axisymétriques, prennent la forme de grands "parapluies".

A $\beta = 0,6$, ce phénomène s'amplifie. La figure 4.4 montre une série temporelle de photographies pour les conditions du set 2 à $\beta = 0,6$. L'intervalle de temps entre chaque image est compris entre 1,6 et 4 ms. Cette série nous montre des structures présentes depuis l'injection de gaz interne (à partir de $\beta = 0,2$) mais aussi de nouvelles qui sont parfois responsables de la rupture du jet.

Pour décrire la figure nous allons utiliser les lettres présentes sur les images. Les flèches entre ces dernières permettent de suivre l'évolution des vagues de type "parapluie". "a" et "b" indiquent la présence de "bag breakup" sur les vagues. Le pincement, en "c", observé est ici plus prononcé qu'à $\beta = 0,4$. Nous voyons en "d" que le jet peut rester connecté au niveau du pincement, et continuer de s'écouler en suivant l'axe de symétrie de l'injecteur, mais aussi s'y briser (voir "e" et "g"), ce qui constitue un nouveau mécanisme de brisure. Dans le premier cas, le phénomène de flapping est alors très réduit. Dans le deuxième cas la notion n'a plus lieu d'être puisque le jet est déconnecté de l'injecteur. En "f", des ligaments se forment à la crête des vagues de type "parapluie". Les paquets liquides issus de la brisure de la vague détachée en "g" continuent leur course en suivant l'axe, soumis à l'atomisation secondaire comme le montre la zone référencée "h".

La fréquence des événements où la brisure du jet a lieu au niveau du pincement augmente avec bêta. Parallèlement, le jet qui, la plupart du temps, se refermait sur lui-même au niveau du pincement aux $\beta < 0,6$ reste maintenant de plus en plus souvent ouvert après la brisure du jet. Ce phénomène est illustré par les photographies du cas $\beta = 0,9$ en haut figure 4.5 où nous voyons, en "a", le jet se briser après le passage de la vague puis en "b" ce dernier rester ouvert sous la pression dynamique du gaz interne. A partir de $\beta = 0,9$ le jet commence à pulser : nous observons le passage de "blocs liquides", le débit du jet devient instationnaire (ce phénomène sera illustré et analysé en détails par la suite).

Aux Bêtas supérieurs, le jet reste toujours ouvert et nous assistons à l'atomisation d'une nappe annulaire. La nappe liquide annulaire constituant cet écoulement forme encore des vagues de type "parapluie" à $\beta = 0,97$ (illustrées sur la série du milieu figure 4.5) alors qu'à $\beta = 0,99$, la nappe liquide est atomisée dès sa sortie de l'injecteur et les vagues ne sont plus visibles (illustrées sur la série du bas figure 4.5).

Les observations faites sur l'évolution structurelle du jet pour les sets 1 et 2 à mesure que la quantité de gaz interne augmente ont montré que, indépendamment de la vitesse du gaz externe, la structure de l'écoulement diphasique interne a un impact fort sur la structure du jet diphasique une fois celui-ci sorti de l'injecteur. Nous avons aussi pu remarquer que, pour une même structure d'écoulement interne, l'augmentation de bêta donc de la quantité de gaz interne continue de faire évoluer la structure du jet. Voyons maintenant comment évolue le jet pour le set 3.

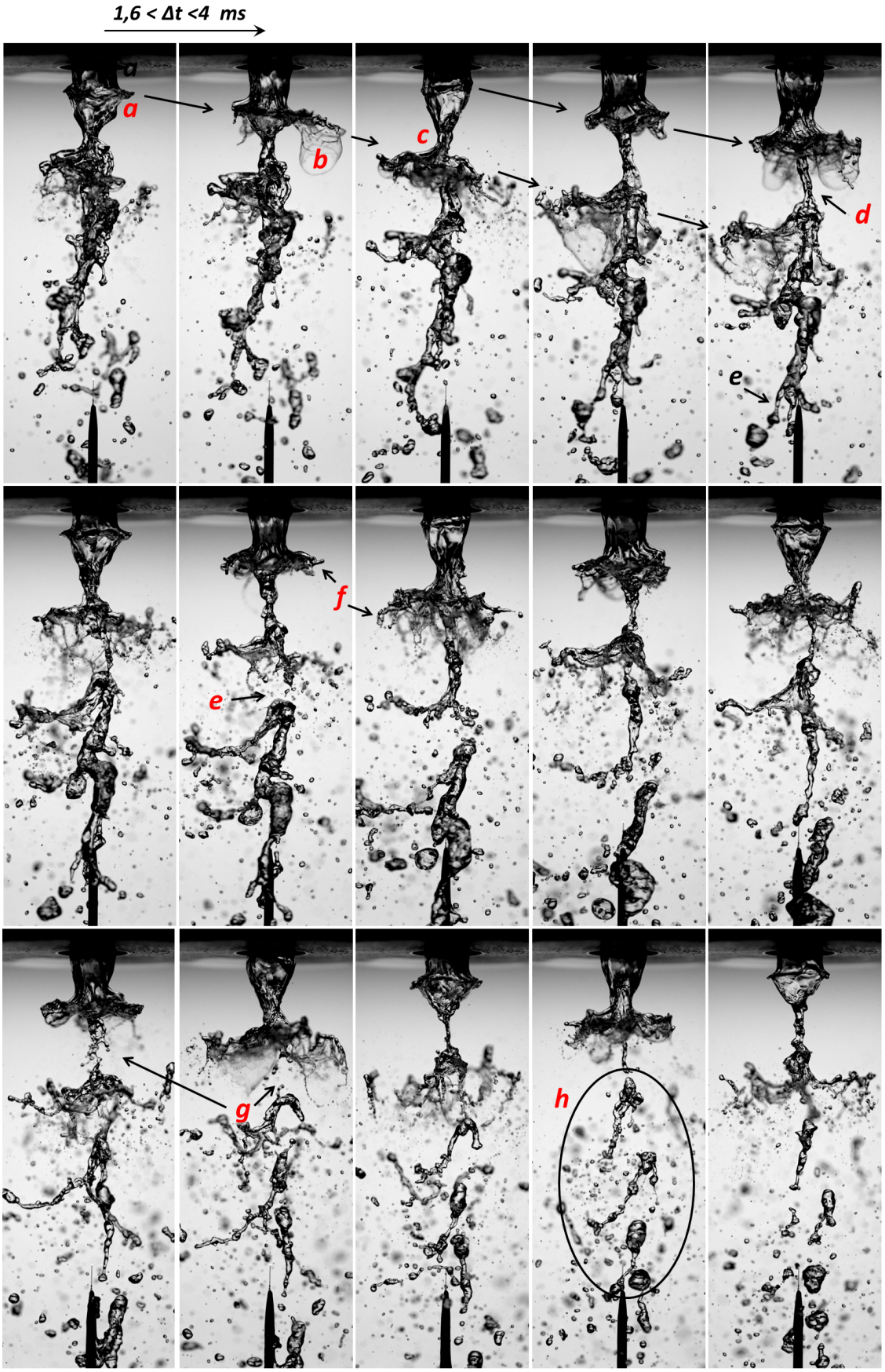


FIGURE 4.4 – Série temporelle du set 2 ($U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s; \beta = 0,6$) - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

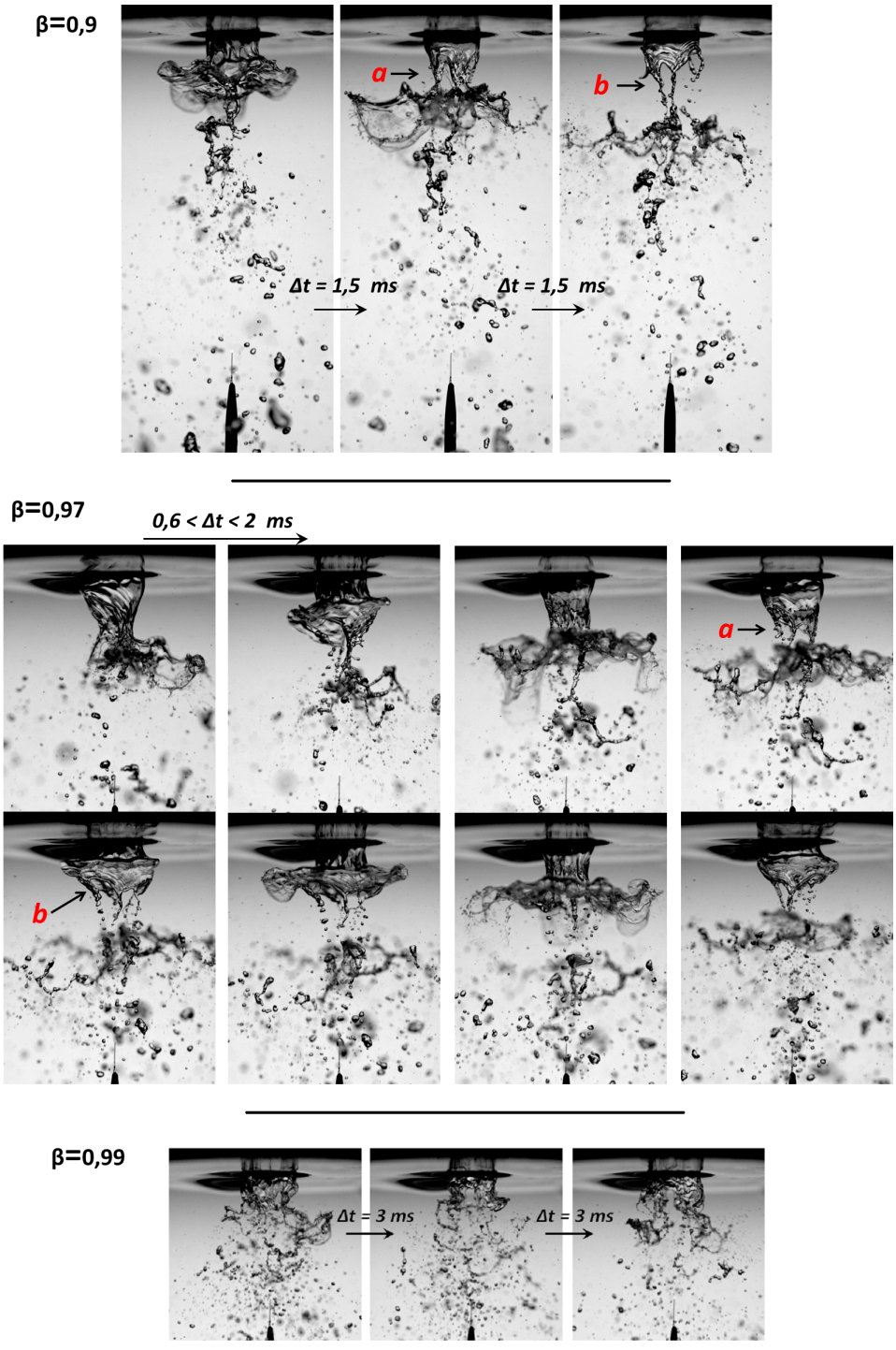


FIGURE 4.5 – Set 2 ($U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s$) - En haut : $\beta = 0,9$, Au milieu : $\beta = 0,97$, En bas : $\beta = 0,99$ - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

Set 3 ($U_{lsup} = 0,36\ m/s; U_{gext} = 43\ m/s$)

A $\beta = 0$, les conditions du set ($U_{lsup} = 0,36\ m/s; U_{gext} = 43\ m/s$) nous font entrer dans le régime type fibre. La photographie de la figure 4.6 nous montre clairement, en zone proche injecteur, le phénomène de "stripping" : des vagues avec à leurs crêtes des ligaments desquels sont issues de fines gouttes. Sur les photographies de la figure 4.7, nous observons toujours, plus loin en aval, le "flapping" responsable de la brisure du jet et du lâché de gros morceaux liquides qui s'écoulent suivant l'axe.

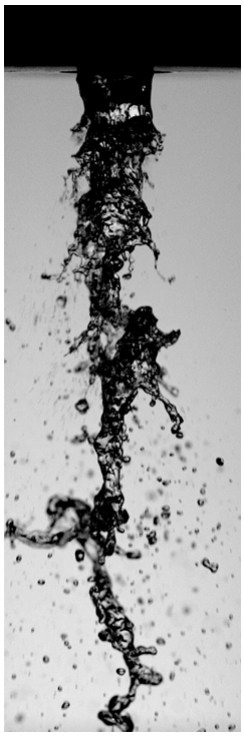


FIGURE 4.6 – $U_l = 0,36m/s; U_{gext} = 43m/s; \beta = 0$ - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

A $\beta = 0,2$, l'unique changement structurel marqué est la réduction de la longueur de brisure. Nous voyons en effet à l'analyse des images (non présentées ici) beaucoup d'événements où le jet se brise plus près de l'injecteur que pour le cas $\beta = 0$.

A $\beta = 0,4$, commence la périodicité structurelle du jet observée pour les sets 1 et 2, c'est à dire, l'alternance d'une phase où la structure correspondant au cas monophasique et d'une phase où des vagues de type "parapluie" se forment. Lors de cette dernière phase, le jet se rompt au niveau du pincement. Au niveau des vagues de type "parapluie" nous notons que les phénomènes de "bag breakup", remplacés par le stripping, sont moins prépondérants qu'aux sets 1 et 2.
A mesure que Bêta augmente nous observons la même alternance mais la structure similaire au cas $\beta = 0$, c'est à dire un jet atomisé par stripping et flapping, devient de plus en plus rare. Nous commençons à observer des événements où le jet reste ouvert au niveau du pincement après le passage de vagues de type "parapluie". Les gouttes créées à leur crête semblent être éjectées de plus en plus radialement et naître de plus en plus proches de l'injecteur augmentant ainsi l'angle du spray comme le montre la série de photographie de la figure 4.8 où nous voyons l'évolution du jet pour $\beta = 0,\ 0,4,\ 0,8$ et $0,95$. A partir de $\beta = 0,9$, le jet commence à pulser.

Pour les $\beta > 0,95$, nous observons encore l'atomisation d'une nappe annulaire.

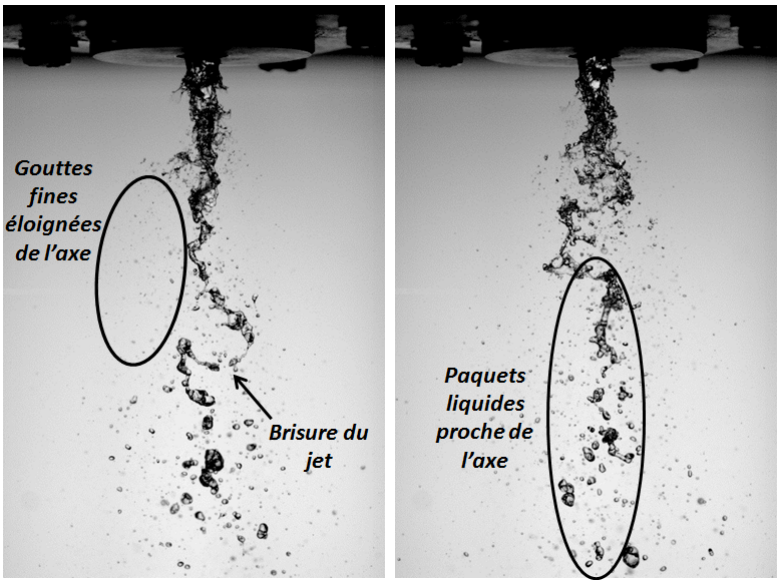


FIGURE 4.7 – $U_l = 0,36\ m/s; U_{gext} = 43\ m/s; \beta = 0$ - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

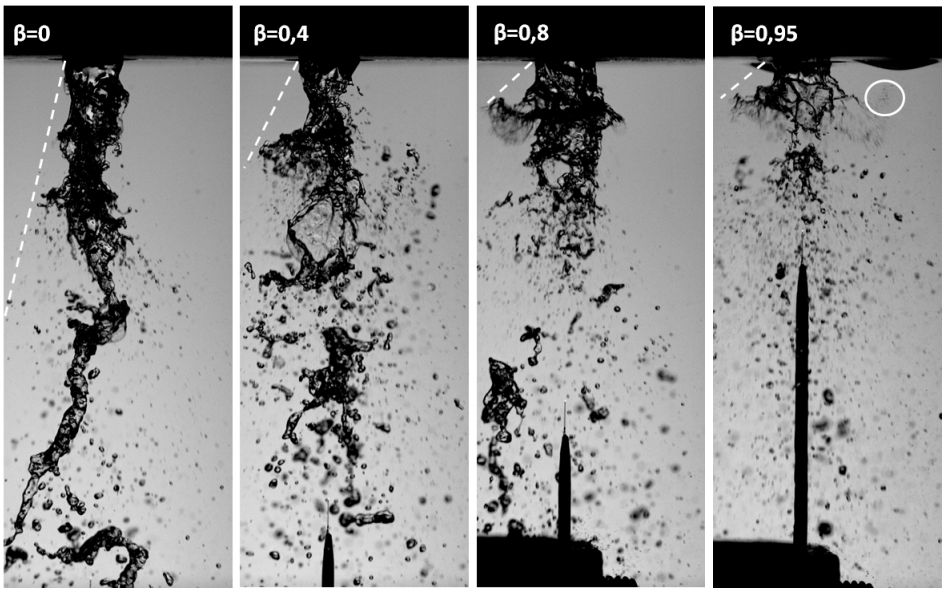


FIGURE 4.8 – $U_l = 0,36\ m/s; U_{gext} = 43$ m/s - De gauche à droite : $\beta = 0 - \beta = 0,4 - \beta = 0,8 - \beta = 0,95$. - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

<u>Set 4 et 5</u> ($U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s$) et ($U_{lsup} = 0,86\ m/s; U_{gext} = 100\ m/s$)

A $\beta = 0$, les sets 4 et 5 présentent le mode de désintégration de type "fibre" mais avec le caractère "pulsating" de Chigier. Sur les photographies 4.9, le "stripping" se produit proche injection et le jet se brise au niveau de la courbure induite par le phénomène de "flapping" indiqué en ligne pointillée sur les photographies. Cette courbure changeant alternativement de sens, des paquets liquides sont lâchés avec intermittence de part et d'autre de l'axe. L'évolution de la structure du jet et des mécanismes de brisure avec l'augmentation de Bêta est la même pour les deux sets 4 et 5. Seul le set 4 sera illustré car les vitesses du liquide et du gaz y étant moins élevées, les images sont plus nettes.

De $\beta = 0,2$ à $\beta = 0,6$, la structure du jet ne change pas de manière notable. Le "stripping" est toujours présent et le "flapping" est toujours responsable de la brisure du jet. Néanmoins sur les photographies de la figure 4.10 qui illustrent le cas $\beta = 0,6$, nous voyons un jet qui se brise plus proche de l'injecteur qu'au cas $\beta = 0$. De plus les paquets liquides qui se détachent du jet, entourés en rouge sur les photographies, se désintègrent plus rapidement qu'ils ne le font au cas $\beta = 0$. Ce phénomène se voit très bien en comparant les photographies du bas de la figure 4.9, où les paquets liquides qui se détachent du jet restent cohésifs, avec les deux photographies de droite de la figure 4.10. La zone du jet entourée en rouge la plus proche de l'injecteur sur la troisième photographie de la figure 4.10 se désintègre avant même d'être complètement détachée du jet. C'est le cas $\beta = 0,6$ qui a été illustré ici car les mécanismes qui viennent d'être décrits y sont le plus marqués. Cependant ces mécanismes apparaissent graduellement depuis $\beta = 0,2$.

Les photographies de la figure 4.11 montrent l'apparition des vagues de type "parapluie" déjà observées aux sets $(U_{lsup}; U_{gext})$ précédents. Leur amplitude semble moins grande et le pincement du jet après leur passage n'est plus aussi marqué que pour les sets $(U_{lsup}; U_{gext})$ précédents. Des fluctuations de débit (pulsations) apparaissent.

A mesure que Bêta augmente, le "flapping" disparait pour laisser place à l'atomisation d'un jet annulaire qui présente toujours des fluctuations de débit comme l'illustre la série de photographies de la figure 4.12. Sur la première photographie le jet annulaire est atomisé très proche de l'injecteur. Sur la deuxième photographie, un "bloc" liquide sort de l'injecteur, le gaz externe ne réussit à en atomiser qu'une petite partie. Sur la troisième photographie, le jet annulaire revient, le liquide recommence à être atomisé très proche de l'injecteur.

Cette description nous a donc permis d'établir la cartographie des structures périodiques du spray de la campagne $M = 16$ présentées dans la partie suivante. Une cartographie équivalente a été faite pour la campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s en se basant aussi sur une analyse d'images acquises à haute fréquence.

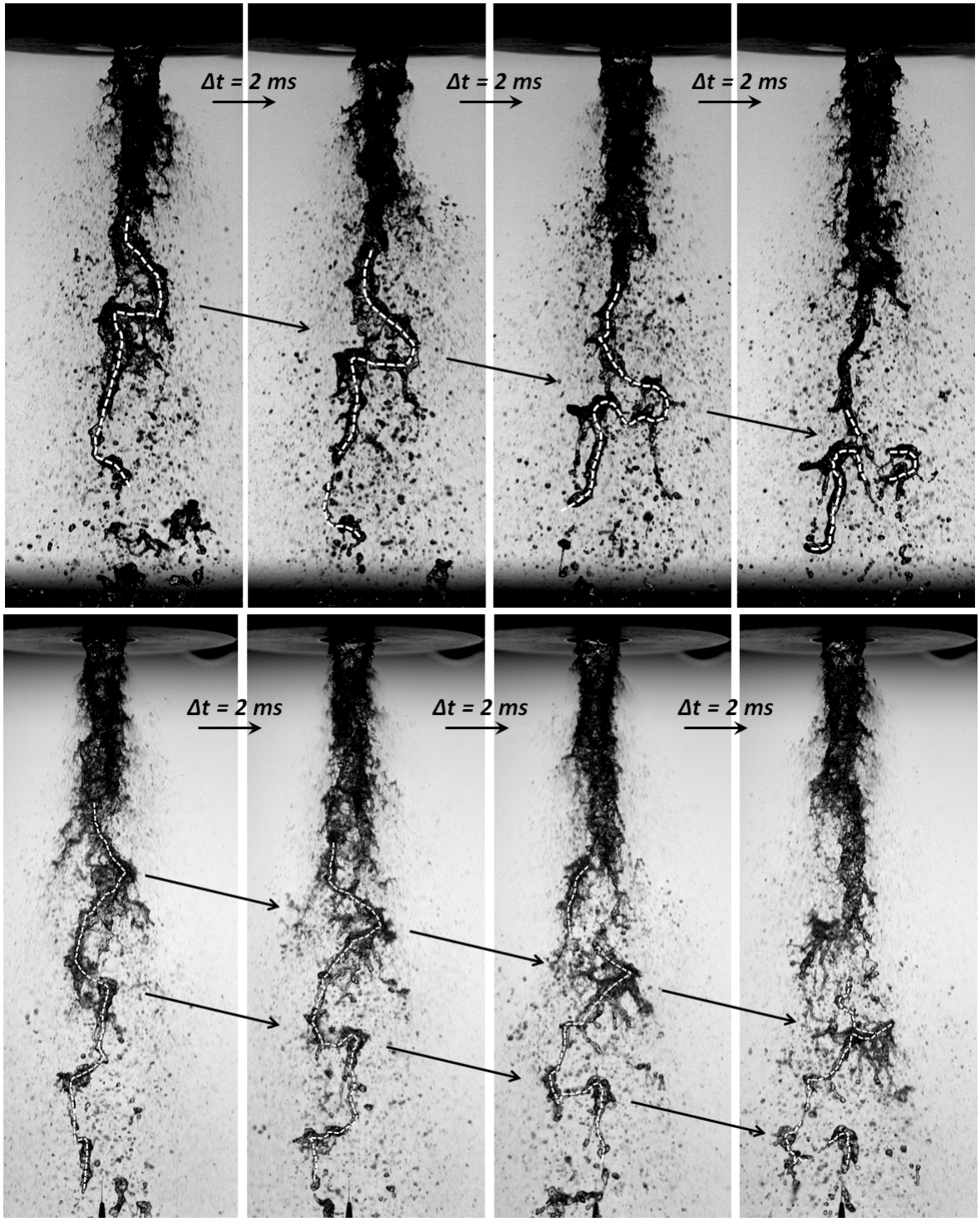


FIGURE 4.9 – En haut : $U_l = 0,61m/s; U_{gext} = 71m/s; \beta = 0$ - En bas : $U_l = 0,86m/s; U_{gext} = 100m/s; \beta = 0$ - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

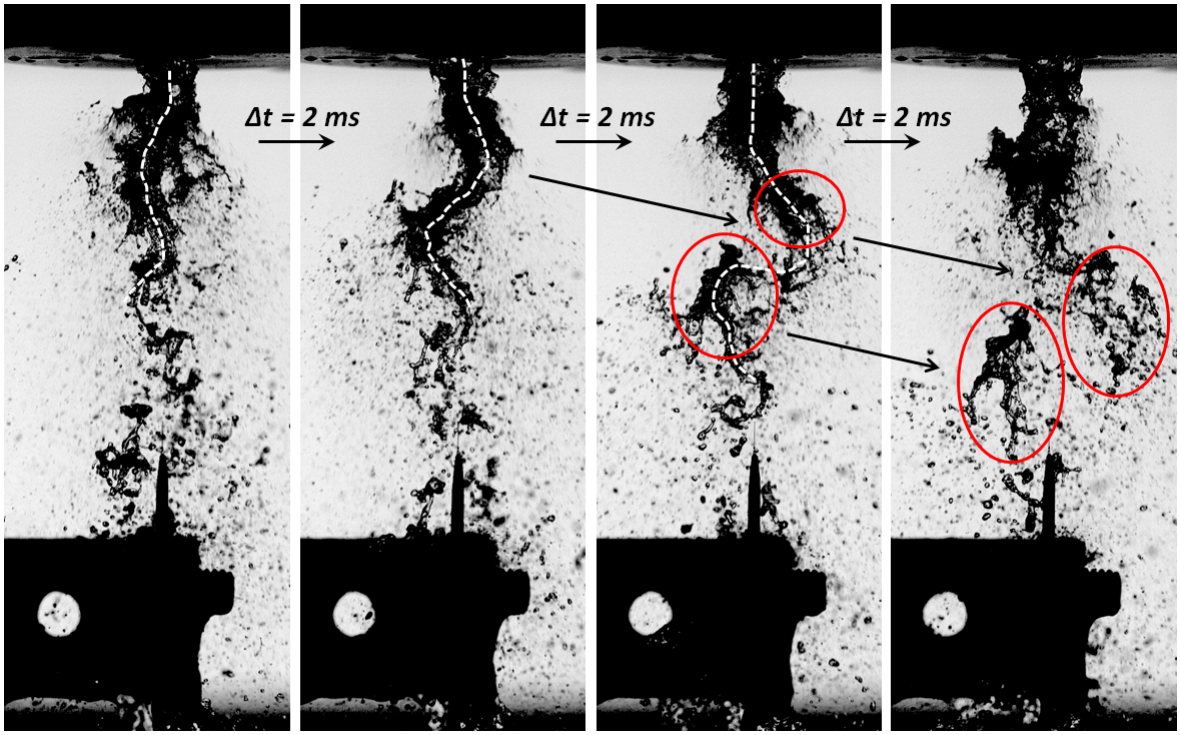


FIGURE 4.10 – $U_l = 0,61m/s; U_{gext} = 71m/s; \beta = 0,6$ - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

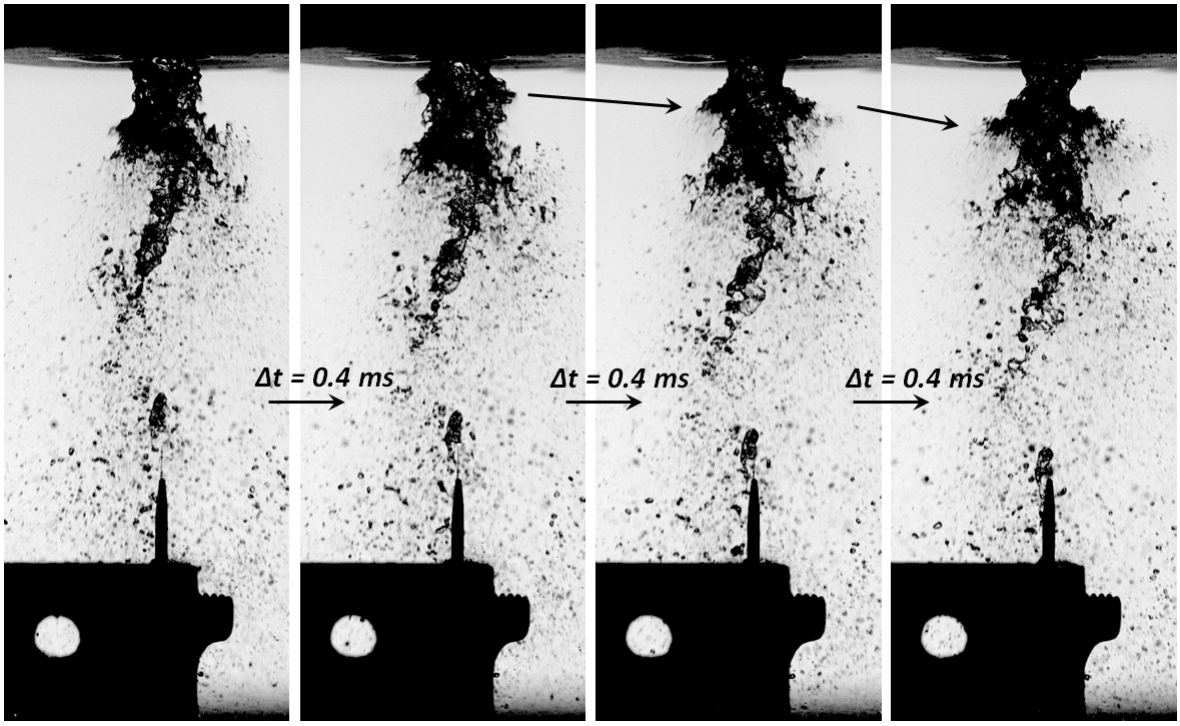


FIGURE 4.11 – $U_l = 0,61m/s; U_{gext} = 71m/s; \beta = 0,8$ - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

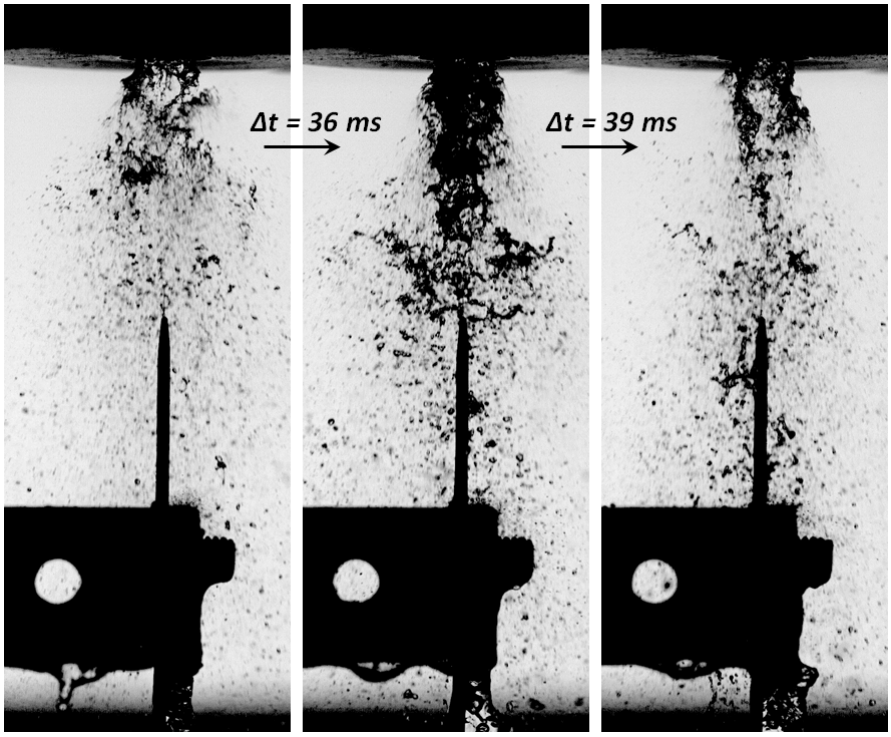


FIGURE 4.12 – $U_l = 0,61m/s; U_{gext} = 71m/s; \beta = 0,97$ - $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent.

4.1.2 Les structures périodiques du spray.

Récapitulons les structures périodiques observées lors de la description structurelle du jet atomisé qui vient d'être faite :

- Les vagues de cisaillement interfaciale sont l'expression de l'instabilité qui porte le même nom. Cette instabilité a été largement largement décrite dans la partie de l'état de l'art qui lui est consacrée (2.1.1).
- Le flapping ou l'instabilité large échelle du jet correspond aux grandes ondulations que fait le jet avant de se briser (cf. illustration figure 2.26). On considère qu'il y a flapping du jet quand celui-ci effectue des déplacements radiaux depuis l'axe de plus de H_l.
- Les vagues de types "parapluies" ne s'observent qu'après ajout de gaz dans l'écoulement interne. Comme il a été vu dans les descriptions de la structure du jet, ces vagues sont caractérisées par une grande amplitude,elle se déploient normalement à l'axe du jet (cf. illustration figure 4.4). Nous maintiendrons donc l'appellation vagues d'instabilité interfaciale pour les vagues qui sont à l'origine du stripping et vagues de type "parapluie" pour ces vagues de grande amplitude afin de bien les différencier. Comme le montrent les schémas de la légende de la cartographie figure 4.14, les vagues de types "parapluie" peuvent au niveau du pincement du jet soit rester attachées à l'injecteur , soit être arrachées.
- La nappe annulaire ouverte est un régime où le jet est atomisé très proche de l'injecteur tout en battant radialement.
- A partir de $\beta \approx 0,9$, les blocs liquides, sortant de l'injecteur périodiquement en transportant une masse de liquide plus élevée que l'écoulement moyen, donnent un caractère fortement pulsatile au spray.

Le tableau figure 4.13 présente la schématisation de ces structures (excepté le passage de blocs liquides qui traduisent une très large fluctuation de débit liquide).

Les cartographies figure 4.14 indiquent, en fonction des points de fonctionnement explorés, la ou les structure(s) périodique(s) *du spray* se produisant. Celle du haut correspond à la campagne $M = 16$ et indique donc les structures en fonction des valeurs du couple $(U_{lsup}; U_{gext})$ et de Bêta. Celle du bas qui correspond à la campagne $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) donne les structures en fonction de U_{gext} et de β. Si l'on compare les conditions $(U_{lsup} = 0,61; U_{gext} = 71)$ m/s sur les deux cartographies, on retrouve les mêmes structures

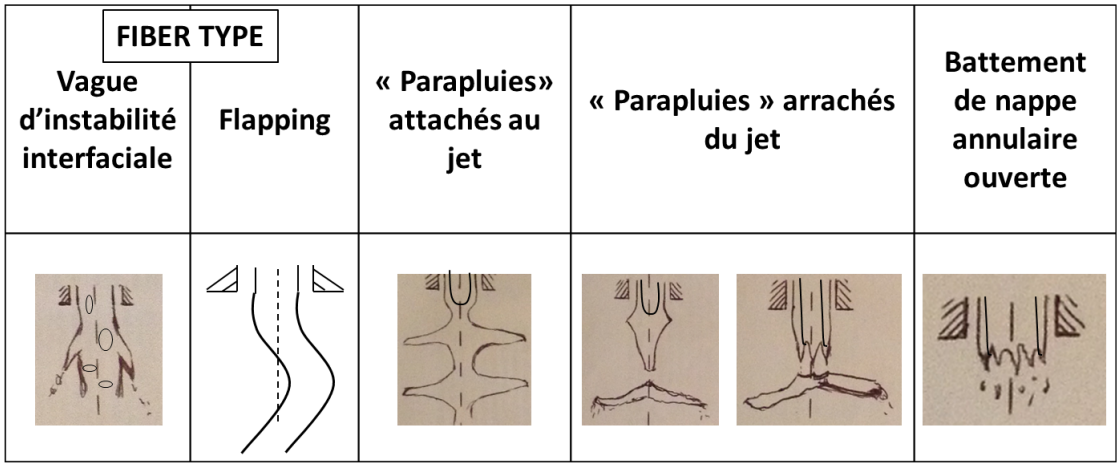


FIGURE 4.13 – Schématisation des structures périodiques du spray.

périodiques pour un même Bêta (notons que moins de Bêtas ont été testés pour la campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s fixé). A $U_{lsup} = 0,61$ m/s nous voyons que, pour un Bêta donné, les structures périodiques ne sont impactées ni par U_{gext} donc ni par M ce qui constitue un résultat important. L'unique effet notable de ce paramètre s'observe sur le flapping qui disparait à partir d'une valeur seuil de U_{gext}, cette valeur est fonction de Bêta. Pour la suite nous nous concentrerons donc uniquement sur la cartographie du haut de la figure 4.14, puisque pour l'espace des paramètres exploré, la valeur de M ou de U_{gext} n'a pas d'impact. Nous pouvons donc passer à une cartographie des structures périodiques avec U_{lsup} comme seul paramètre en ordonnée.

La plupart du temps les frontières entre les différentes structures ne sont pas nettes : en effet à certains points de fonctionnements plusieurs types de structures cohabitent, dans ce cas les symboles correspondant à chacune d'elles sont superposés sur la cartographie. Sur cette dernière, il est difficile de faire ressortir la proportion avec laquelle chaque type de structure est présente. Globalement, pour $(U_{lsup}; U_{gext})$ fixé, quand une nouvelle structure commence à cohabiter avec une ou d'autres structure(s), elle devient prédominante avec Bêta croissant alors que la ou les autres commence(nt) à disparaitre. Cela se vérifie surtout pour les transitions entre les quatre types de vagues : d'instabilité interfaciale, "parapluies" attachés au jet, "parapluies" arrachés du jet, et battement de nappe annulaire. Le flapping s'observe tant qu'il y a des événements où un jet suffisamment long reste connexe à l'injecteur : plus Bêta augmente moins il y a d'événements de ce type.

La cartographie en haut figure 4.15 propose une version simplifiée de la cartographie des structures périodiques du spray où ne sont tracées que les frontières entre les catégories de structures dominantes observées lors de la campagne à $M = 16$ (en haut figure 4.14) qui s'avèrent valable pour M variable puisque ce paramètre n'impacte pas les structures. Sur cette nouvelle carte seul U_{lsup} figure en ordonnée. Cela permet de faciliter la lecture de la cartographie mais aussi de la comparer plus facilement à la celle des régimes d'écoulements interne qui se trouve juste en dessous, en bas figure 4.15. Nous constatons que certaines frontières entre les régimes d'écoulements internes et celles entre les grandes catégories de structures périodiques du spray coïncident :

- La frontière en trait plein rouge de la cartographie des structures périodiques (en haut figure 4.15) correspond sur la cartographie des régimes d'écoulements internes (en bas figure 4.15) à la frontière qui sépare les écoulements 100 % liquide ainsi que les écoulements à bulles du reste des régimes. En d'autres termes, par rapport au cas monophasique, le régime à bulles ne perturbe pas de façon notable la structure du spray atomisé ni les mécanismes de brisure : nous retrouvons le stripping et le flapping du "fiber type".
- Au centre de la cartographies des structures périodiques nous trouvons les vagues de type "parapluie". La zone où l'on observe des "parapluies" qui restent attachés à l'injecteur correspond aux régimes d'écoulement interne qui présente un film liquide peu ou pas perturbé c'est-à-dire les régimes à bou-

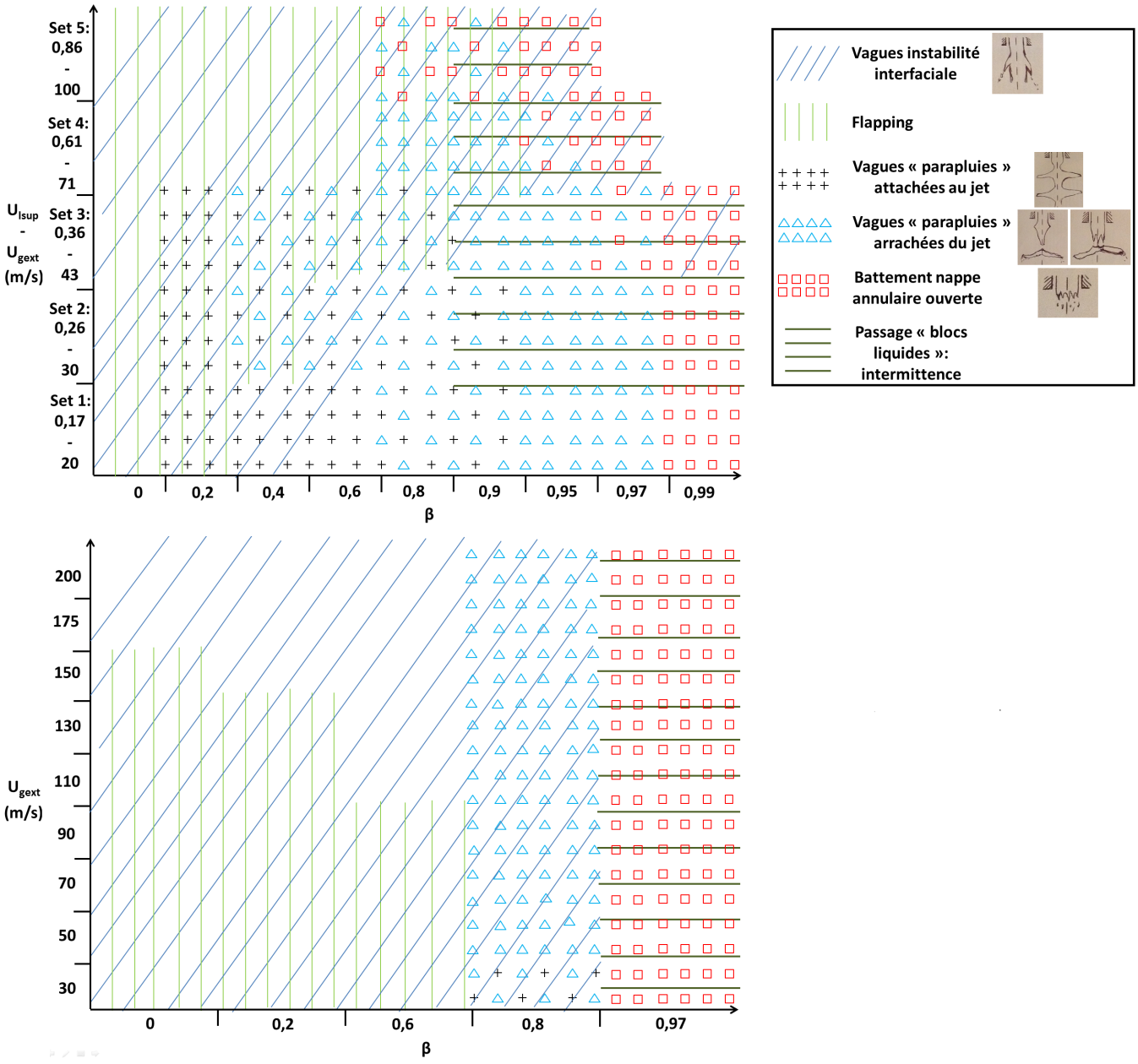


FIGURE 4.14 – En haut : cartographie des structures liquides périodiques, campagne $M = 16$- En bas : cartographie des structures liquides périodiques, campagne $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) - Injecteur gros diamètre avec convergent.

chons et à la transition à bouchons/annulaire. La zone où l'on observe que des "parapluies" arrachés du jet correspond à la zone où les régimes d'écoulements internes commencent à présenter un film liquide instable c'est à dire les régimes churn et annulaire.

- Lorsque le régime d'écoulement interne est annulaire la structure du jet atomisé peut être soit des parapluies arrachés du jet soit une nappe annulaire atomisé proche de l'injecteur. La frontière entre ces deux régimes, symbolisée par la ligne discontinue bleue sur la carte des structures périodiques (en haut figure 4.15), n'apparait pas sur la cartographie des écoulements internes (en bas figure 4.15). On remarque toutefois que ce sont les régimes annulaires correspondant à la valeur maximale de Bêta atteinte pour chaque set $(U_{lsup}; U_{gext})$ (à droite de la ligne discontinue bleue) qui correspondent au cas où le jet atomisé est sous la forme d'une nappe annulaire se brisant très proche de l'injecteur.
- En traits discontinus verts est représentée la limite d'existence du flapping. A droite de cette ligne, le flapping disparait : même si le jet continue de se déplacer radialement, il le fait avec une amplitude inférieure à H_l.

Nous allons maintenant analyser sur des images acquises à haute fréquence les différentes évolutions et structures qui ont été évoquées ci-dessus. L'analyse va débuter par les conditions où le spray est peu impacté par le gaz interne et où la structure du spray est proche du cas monophasique. Ensuite le cas que nous qualifions d'atomisation de nappe annulaire sera décrit. Pour finir nous nous intéressons à la zone centrale de la cartographie du haut de la figure 4.14 où les vagues de types "parapluie" se produisent.

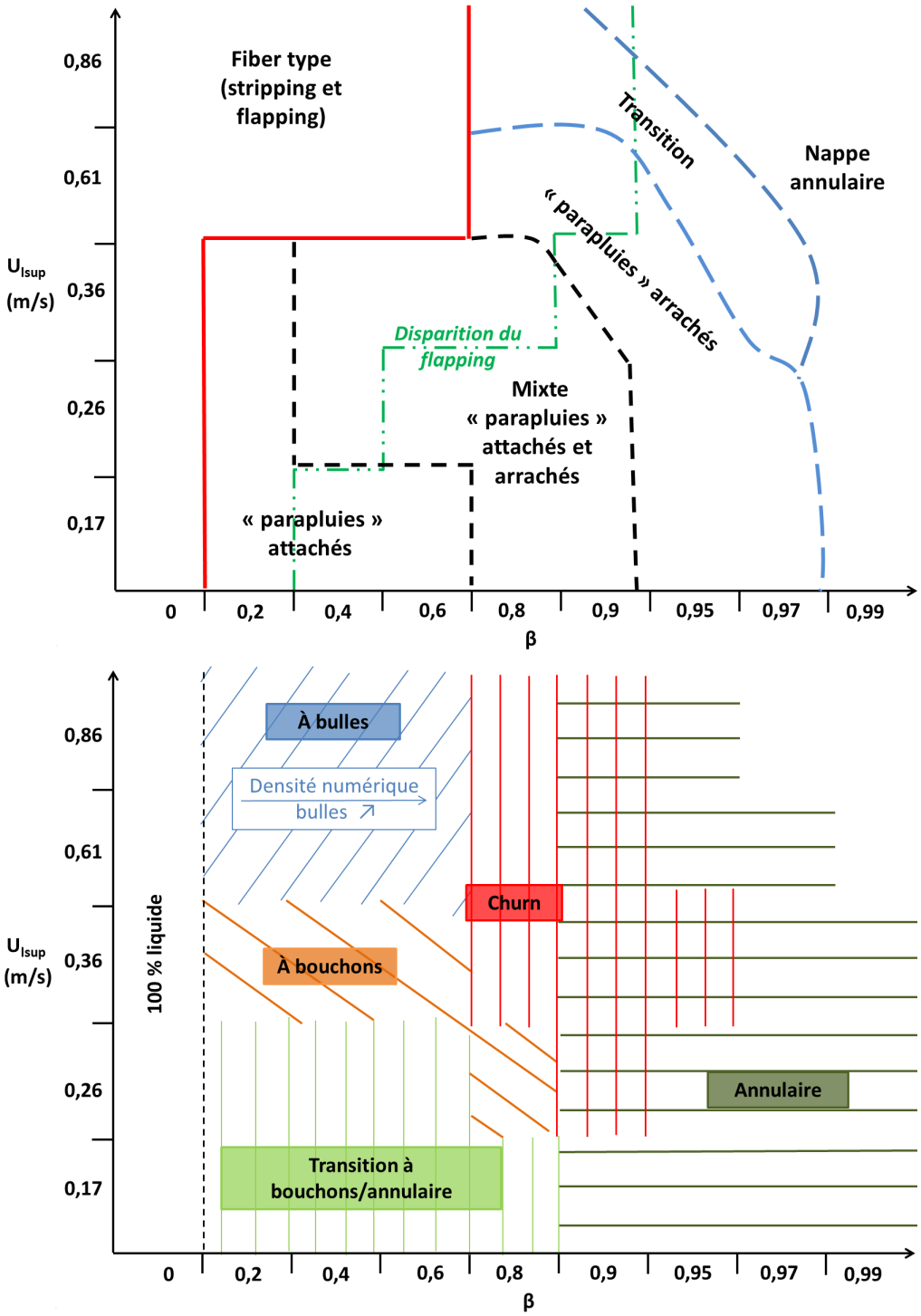


FIGURE 4.15 – En haut : Cartographie simplifiée des structures liquides périodiques du spray - En bas : Cartographie des régimes d'écoulement interne avec pièce de visualisation - Géométrie gros diamètre avec convergent.

Jet à bulles

Les cartographies des structures périodiques du spray et celle des régimes d'écoulements internes figure 4.15 ont montré que l'écoulement à bulles est le seul régime d'écoulement qui, une fois atomisé, a un comportement proche de celui du cas monophasique. Ce régime se produit pour $0,2 \leqslant \beta \leqslant 0,6$ pour $U_{lsup} \geqslant 0,61$ m/s. Les photographies de la figure 4.16 montrent que sans la présence du gaz externe, l'écoulement à bulles sort de l'injecteur sous forme d'un jet bullé dont la densité numérique de petites bulles ($< H_l$) augmente avec Bêta. Ce type d'écoulement ne présente pas de fluctuations de débit liquide notable et l'interface liquide est assez peu perturbée. Une fois le gaz externe ajouté, nous observons sur ces écoulements l'épluchage de l'interface et le déplacement grande échelle comme pour un jet $100\ \%$ liquide, les déplacements radiaux étant toutefois moins amples (cf. figure 4.3).

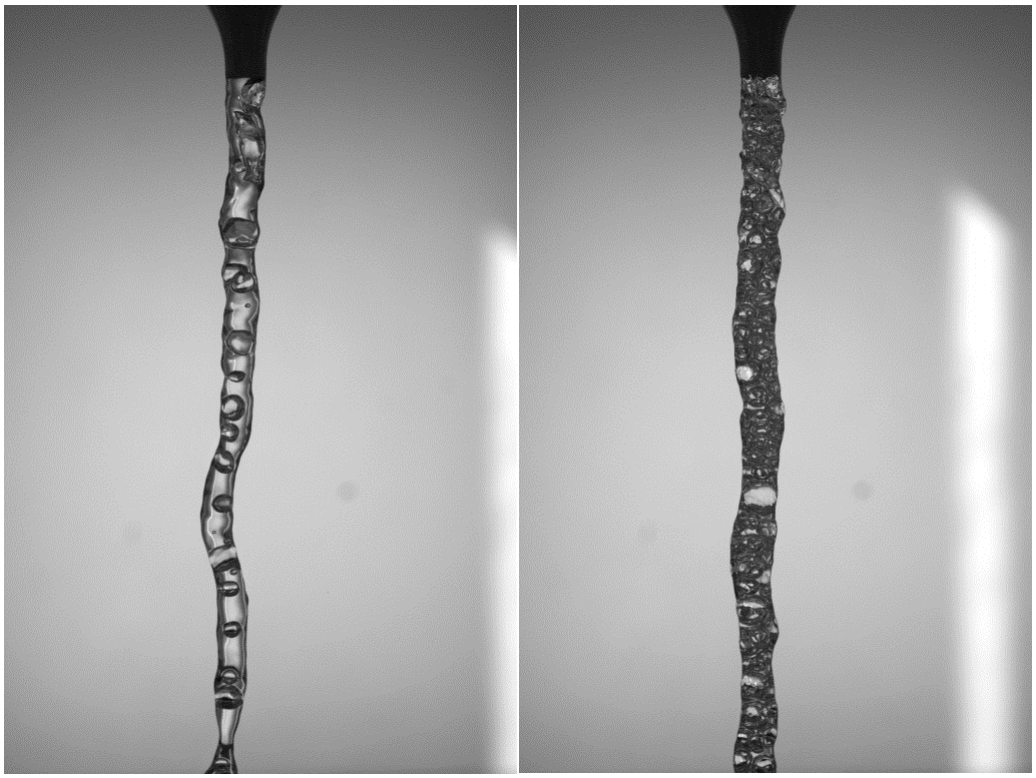


FIGURE 4.16 – Écoulements à bulles sortant de l'injecteur sans la présence de gaz externe - A gauche $U_{lsup} = 0,86$ m/s, $\beta = 0,2$ - A droite : $U_{lsup} = 0,86$ m/s, $\beta = 0,6$ - Géométrie gros diamètre avec convergent.

L'analyse des images de l'écoulement interne avec pièce de visualisation a permis d'établir la cartographie du haut de la figure 4.15. Pour appuyer cette analyse subjective et identifier de façon plus quantitative la frontière entre écoulements à bulles et écoulements à bouchons, nous avons mesuré la taille moyenne des inclusions gazeuses pour chaque jeu de paramètres de la campagne $M = 16$. Pour cela nous avons utilisé la sonde optique en la plaçant au centre de la conduite juste en amont de la sortie de l'injecteur. Le graphique figure 4.17 montre l'évolution de ces tailles, L_{gaz} avec Bêta. La ligne horizontale discontinue représente H_l. Nous retrouvons bien des tailles caractéristiques des régimes d'écoulement présentés sur la cartographie du bas figure 4.15. Les régimes à la transition à bouchons/annulaire de $U_{lsup} = 0.17$ m/s et $U_{lsup} = 0.26$ m/s présentent de très grands bouchons gazeux (entre 20 mm et 10 cm de longueur). Les écoulements à bulles de $U_{lsup} = 0.61$ m/s et $U_{lsup} = 0.86$ m/s ont bien des tailles moyennes d'inclusions gazeuses nettement inférieures à H_l. Seuls les cas $\beta = 0,4$ et $\beta = 0,6$ de $U_{lsup} = 0.36$ m/s ne montrent pas des $L_{gaz} > H_l$ alors que le régime d'écoulement de ces points de fonctionnement est à bouchons. L_{gaz} étant une moyenne, nous avons tracé les histogrammes de L_{gaz} pour ces deux points et pour un point où le régime est à bulles afin d'en approfondir l'analyse. En haut figure 4.18 l'histogramme du point ($U_{lsup} = 0.86$ m/s, $\beta = 0.4$) où le régime est à bulles montre des tailles d'inclusion gazeuse toutes inférieures à H_l (représentée par le ligne discontinue verticale). Au milieu

et en bas de la figure, les histogrammes correspondant respectivement à $(U_{lsup} = 0.36m/s, \beta = 0,4)$ et $(U_{lsup} = 0.36m/s, \beta = 0,6)$ montrent la même chose : nous voyons des tailles d'inclusions gazeuses réparties des deux cotés de la ligne discontinue représentant H_l. A gauche de la ligne, se trouvent les tailles de bulles qui séparent les bouchons gazeux dans l'écoulement, elles sont plus nombreuses et plus petites. A droite de la ligne sont représentées les tailles des bouchons gazeux qui peuvent aller, pour de très rares événements, jusqu'à 6 cm pour le cas $(U_{lsup} = 0.36m/s, \beta = 0,4)$.
Sur le graphique figure 4.17, L_{gaz} augmente pour tous les U_{lsup} à partir de $\beta = 0,8$ quand les écoulements internes deviennent churn et/ou annulaires. Rappelons que les mesures effectuées lorsque le régime est annulaire donnent l'échelle séparant les ponts liquides ou les gouttes détectées au centre de la conduite.

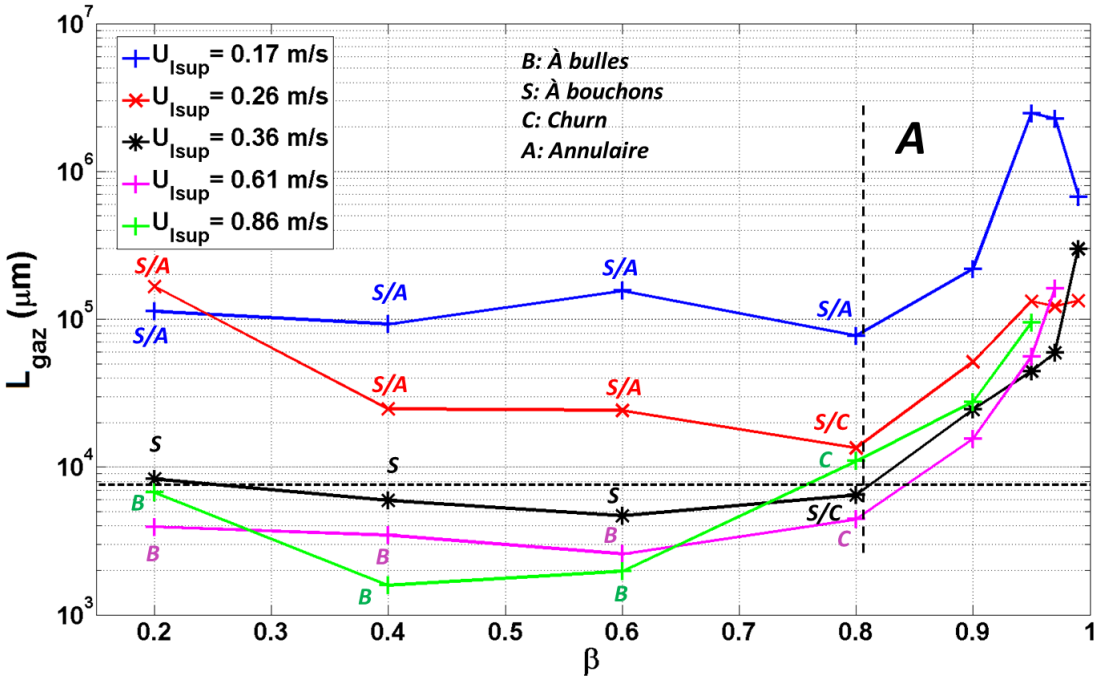


FIGURE 4.17 – Taille axiale moyenne des inclusions gazeuses dans l'écoulement interne en fonction de Bêta - Sonde sur l'axe, 1 mm avant la sortie de l'injecteur - Géométrie gros diamètre avec convergent - La ligne discontinue horizontale représente H_l.

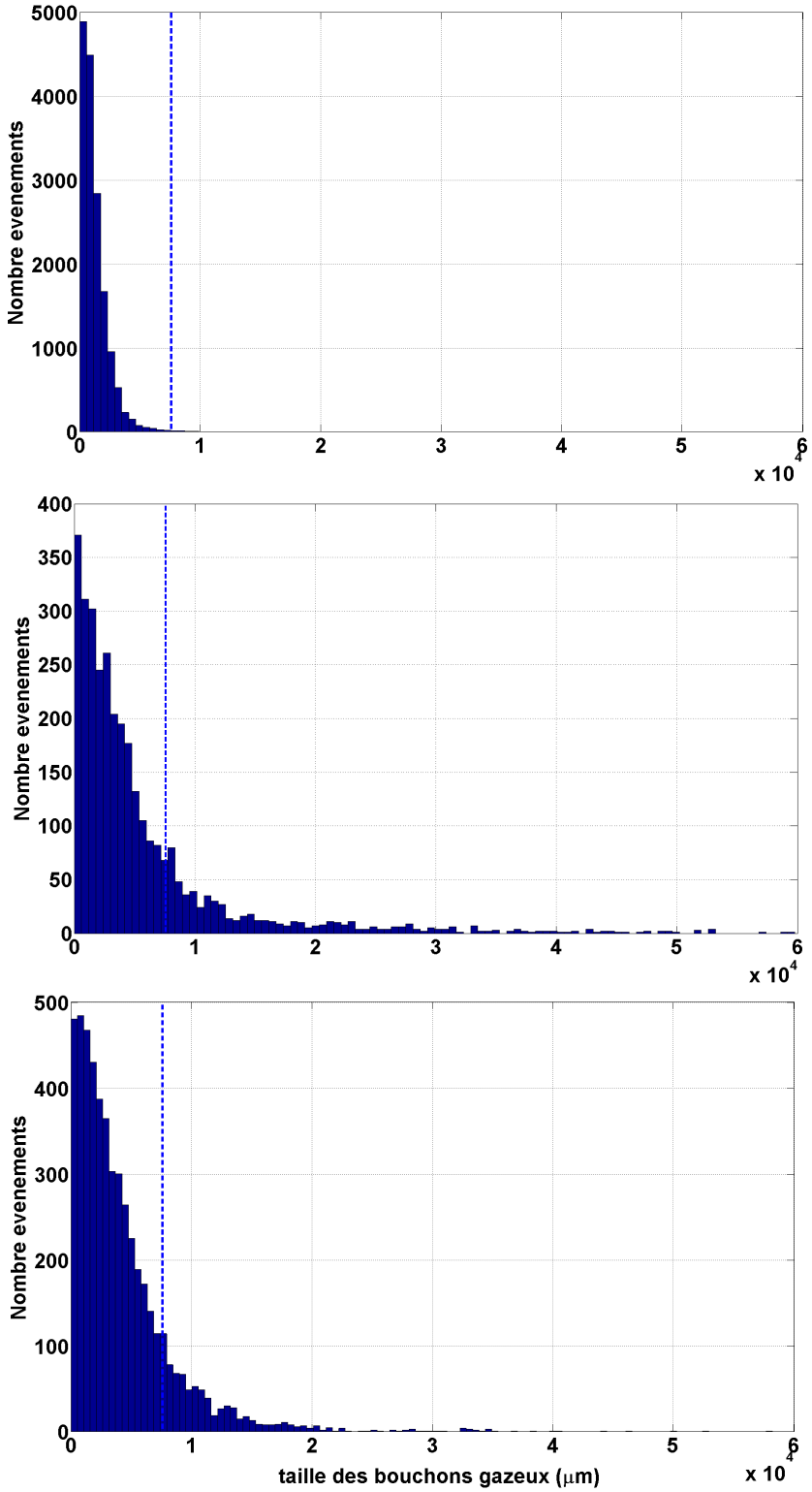


FIGURE 4.18 – Histogrammes des tailles des inclusions gazeuses - En haut : $U_{lsup} = 0.86$ m/s, $\beta = 0.4$ (à bulles) ; Au milieu : $U_{lsup} = 0.36$ m/s, $\beta = 0.4$ (à bouchons) ; En bas : $U_{lsup} = 0.36$ m/s, $\beta = 0.6$ (à bouchons) - La ligne discontinue verticale représente H_l - Géométrie gros diamètre avec convergent.

Nappe annulaire

Pour aller plus loin dans l'analyse et comprendre la transition entre parapluies arrachés et atomisation d'une nappe annulaire proche injecteur nous avons établi la cartographie des structures du jet interne observées en sortie d'injecteur sans écoulement de gaz externe sur laquelle sont superposées les frontières de la carte des structures du jet atomisé (en haut figure 4.15). Sur cette nouvelle cartographie, donnée par la figure 4.19, nous observons les régimes suivants :

- Le jet bullé que nous venons d'évoquer.
- Le régime "train de bulles", déjà présenté dans l'état de l'art, qui est un régime où de "grandes" bulles se forment en sortie d'injecteur. Comme le montrent les deux schémas de la légende figure 4.19, ces bulles peuvent naître plus ou moins éloignées de l'injecteur.
- Le régime "train de bulles bullées", qui est une variante du régime "train de bulles" où de petites bulles sont présentes dans le film liquide des grosses bulles qui se forment en sortie d'injecteur.
- Le régime "explosion de bulles", qui se produit quand les grandes bulles ne parviennent pas à se former complètement. Elles explosent avant de se refermer sur elles-mêmes.
- Le régime "atomisation d'une "nappe annulaire" qui se produit à très hauts Bêtas. La nappe liquide annulaire est atomisée très proche injecteur par le gaz interne.

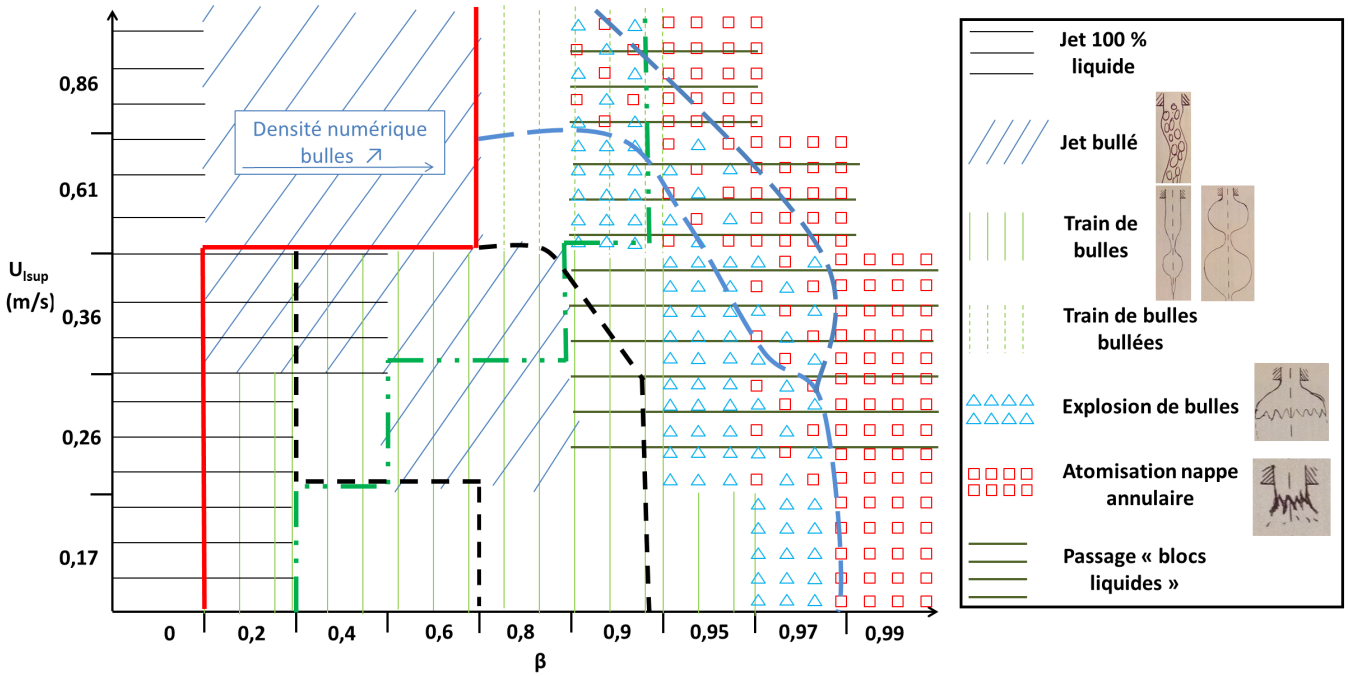


FIGURE 4.19 – Cartographie des structures du jet diphasique en sortie d'injecteur sans écoulement de gaz externe - Géométrie gros diamètre avec convergent.

Le tableau figure 4.20 propose une schématisation de ces structures (excepté le train de bulle bullé).

Cette cartographie apporte d'ores et déjà une réponse à la question qui se posait quant à la transition entre "parapluies" arrachés du jet et atomisation d'une nappe annulaire proche injecteur : la frontière en traits discontinus bleus de la cartographie des structures périodiques du spray (en haut figure 4.15) coïncide avec le passage des régimes explosion de bulles à atomisation de nappe annulaire observés en sortie d'injecteur sans la présence de gaz externe (figure 4.19). L'atomisation de la nappe annulaire se produit donc avec ou sans gaz externe. Le Bêta seuil pour lequel ce régime est atteint dépend de U_{lsup} : il est compris entre $\beta = 0,9$ et $\beta = 0,99$ et diminue à mesure que U_{lsup} augmente. Sur les photographies de la figure 4.21, l'écoulement annulaire du point de fonctionnement ($U_{lsup} = 0,36$ m/s ;$\beta = 0,99$) sort de l'injecteur alors que le gaz externe est absent. La nappe annuaire est bien atomisée par le courant gazeux interne. Cela explique pourquoi nous

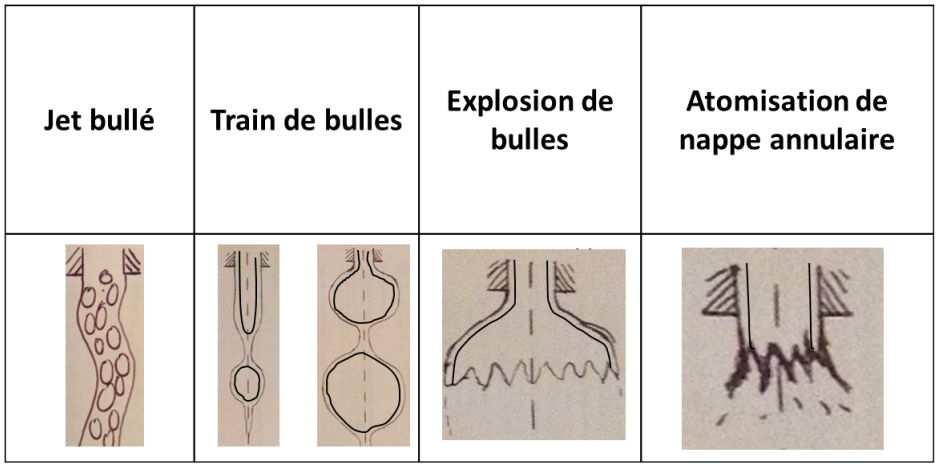


FIGURE 4.20 – Schématisation des structures du jet en sortie d'injecteur sans écoulement de gaz externe.

n'observons ce régime qu'aux hauts Bêtas et que la valeur seuil de Bêta pour laquelle nous entrons dans ce régime diminue à mesure que U_{lsup} augmente : en consultant le tableau 3.3 qui donne $U_{gintsup}$ en fonction des points de fonctionnement de la campagne à $M = 16$, on constate que le véritable seuil est une valeur de $U_{gintsup}$ plutôt que de Bêta. Cette valeur de l'ordre de 10 m/s. Pour les U_{lsup} les plus élevés, $U_{gintsup} \approx 10$ m/s ne permet que d'entrer dans la transition entre les régimes explosion de bulles et atomisation de nappe annulaire (le régime purement atomisation de nappe annulaire est atteint pour $U_{gintsup} > 15$ m/s) alors que pour les U_{lsup} les plus faibles elle est suffisante pour atteindre directement le régime atomisation d'une nappe annulaire. Nous comprenons maintenant pourquoi cette transition n'apparait pas sur la cartographie des régimes d'écoulement interne (en bas figure 4.15) qui est tracée dans le plan (β, U_{lsup}).

FIGURE 4.21 – Écoulement annulaire sortant de l'injecteur sans présence de gaz externe - $U_{lsup} = 0,36$ m/s, $\beta = 0,99$, $U_{gint} = 36$ m/s - Géométrie gros diamètre avec convergent.

Les cartographies figure 4.14 montrent de plus que dans la zone de l'espace des paramètres de contrôle où $\beta > 0,9$, le passage de blocs liquides rend l'écoulement instationnaire. Les figures 4.22 et 4.23 illustrent un exemple du passage d'un bloc liquide respectivement avec et sans gaz externe pour les mêmes conditions d'écoulement à savoir ($U_{lsup} = 0,36$ m/s ;$\beta = 0,99$). Quand le gaz externe est présent, sa vitesse est de 43 m/s. Avec ou sans gaz externe les étapes de la série de photographies sont les mêmes :

– Sur la première image de chacune des figures ("a" et "a1"), la nappe liquide annulaire est atomisée très proche de l'injecteur. Entourée en noir et en rouge, la phase dispersée en aval est, à l'œil, relativement homogène en tailles de structures liquides. Dans le cas avec gaz externe (figure 4.23) la sonde, sur l'image "b1", repérée par une flèche rouge, mesure les inclusions liquides issues de l'atomisation de la nappe.
– Les images "b" et "c1", montrent l'arrivée du bloc liquide. Sur les images "c1" et "d1", malgré la présence du gaz externe le bloc liquide reste compact et impacte la sonde.
– Les zones encerclées en "e" et "e1", respectivement en noir et en rouge sur les figures 4.22 et 4.23, montrent que le passage du bloc, sans ou avec gaz externe, modifie la distribution de taille des structures liquides : par rapport aux images "a" et "a1", nous observons des structures liquides beaucoup plus grandes.

L'échelle mm/pix entre les deux figures est différente ce qui donne l'illusion que le bloc liquide est plus petit sur la figure 4.22. En réalité les blocs sont de tailles similaires.

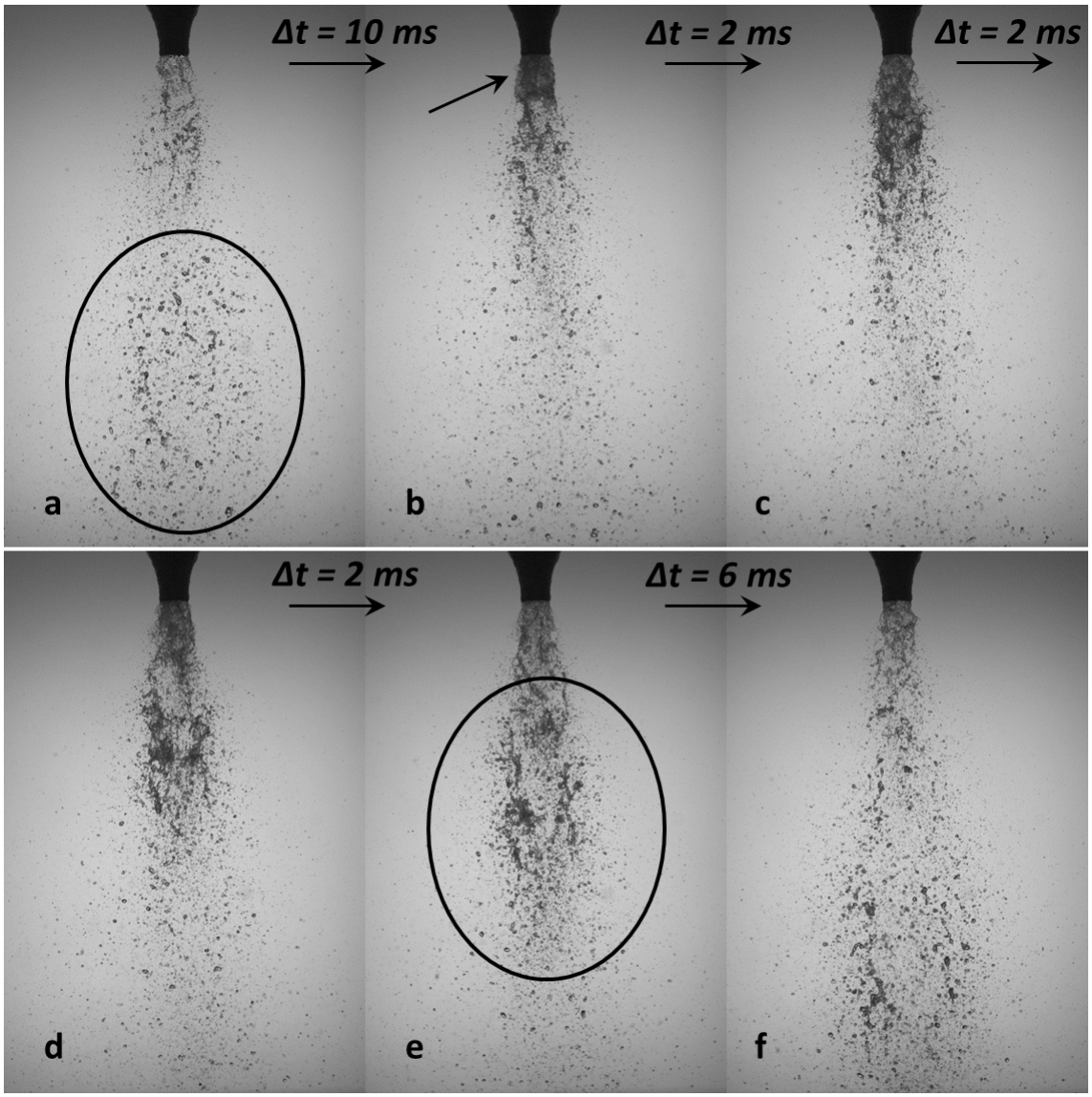


FIGURE 4.22 – Écoulement annulaire sortant de l'injecteur sans présence de gaz externe : passage d'un bloc liquide - $U_{lsup} = 0,36$ m/s, $\beta = 0,99$ - Géométrie gros diamètre avec convergent.

La cartographie des structures périodiques du spray (en haut figure 4.14), montre qu'aux sets 3, 4 et 5, les vagues d'instabilité interfaciale sont encore présentes à hauts Bêtas. Pour ces points de fonctionnement, elles

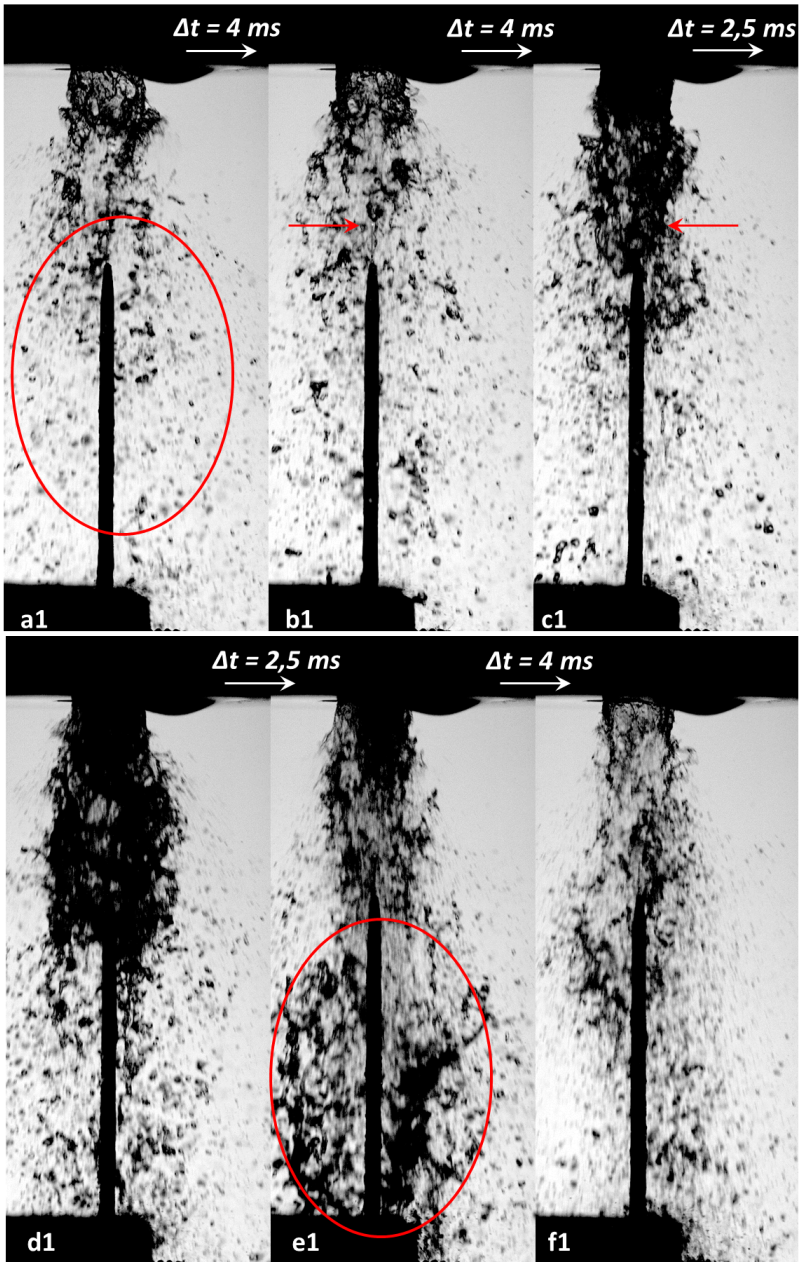


FIGURE 4.23 – Écoulement annulaire sortant de l'injecteur avec présence de gaz externe : passage d'un bloc liquide - $U_{lsup} = 0,36$ m/s, $\beta = 0,99$, $U_{gext} = 43$ m/s - La flèche rouge indique la sonde optique - Géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$.

se forment uniquement sur les blocs liquides. Les photographies de la figure 4.24 illustrent ce phénomène en montrant le passage d'un bloc liquide pour les conditions ($U_{lsup} = 0,36$ m/s ;$\beta = 0,99$;$U_{gext} = 43$ m/s). En zone proche injecteur, de fines gouttes sont produites à la crête de vagues ces dernières ayant une amplitude petite par rapport au diamètre du jet. Le mécanisme ici nous semble être du stripping.

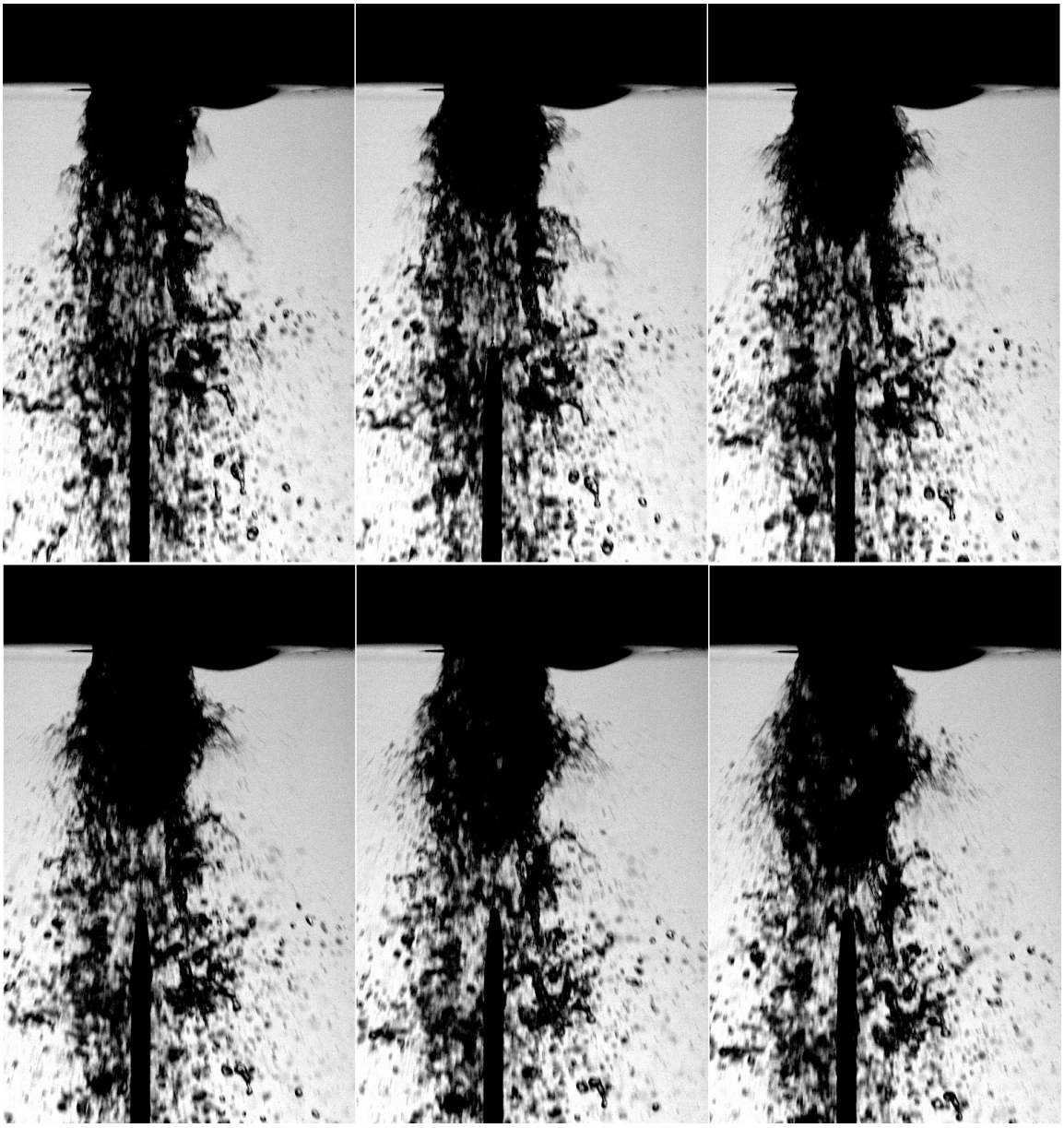


FIGURE 4.24 – Illustration du stripping sur un bloc liquide - Entre les images $\Delta t = 0.2$ ms - $U_{lsup} = 0,36$ m/s, $\beta = 0,99$, $U_{gext} = 43$ m/s - Géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$.

Formation des vagues de types "parapluie"

Analysons maintenant la zone centrale de la cartographie des structures périodiques (en haut figure 4.14). Ici le centre de la discussion sera les vagues de type "parapluies". En comparant les cartographies de structures périodiques du spray et celles des régimes d'écoulements internes, il s'est avéré que ces vagues se créent quand l'écoulement interne présente un film liquide : film liquide des bouchons gazeux de l'écoulement à bouchons ou films liquides des écoulements "churn" et annulaire. De plus la ressemblance flagrante de ces vagues avec celles observées par Wahono et al. [98] lors de l'atomisation d'une nappe liquide annulaire renforce l'idée que ces vagues naissent en présence de films annulaires (cf. figures 2.38 et 2.39. Notons que dans les expériences de Wahono et al. [98] les vagues de type "parapluies" se forment même quand $U_{gint} = 0$ m/s.

Sans gaz externe, la cartographie figure 4.19 montre que les points de fonctionnement où les "parapluies" apparaissent (attachés ou arrachés au jet) correspondent bien à des régimes où une structure composée d'un film liquide annulaire sort de l'injecteur : les régimes "train de bulles" et "explosion de bulles". Ces deux régimes sont illustrés sur la figure 4.25. En haut nous voyons le régime train de bulles pour ($U_{lsup} = 0,17$ m/s,$\beta = 0,6$) et ($U_{lsup} = 0,36$ m/s,$\beta = 0,9$). La différence entre les deux cas est l'endroit où se crée la bulle : à ($U_{lsup} = 0,17$ m/s,$\beta = 0,6$) elle se crée au niveau de la flèche, en aval d'un film annulaire liquide assez stable. Entourée sur l'image, on voit la bulle qui vient d'être produite tomber sous l'effet de la gravité. Pour les conditions ($U_{lsup} = 0,36$ m/s,$\beta = 0,9$), la bulle se crée directement en sortie d'injecteur. L'image rend bien compte de l'effet train de bulles. En bas de la figure 4.25, le régime explosion de bulles est illustré pour ($U_{lsup} = 0,26$ m/s,$\beta = 0,95$) et ($U_{lsup} = 0,36$ m/s,$\beta = 0,95$) : sur les deux images la bulle explose avant d'achever sa formation. Pour ces quatre points de fonctionnement, et malgré une évolution différente des bulles, un film liquide annulaire est présent à la sortie de l'injecteur.

Avec deux expériences supplémentaires, nous avons vérifié si les vagues de type "parapluies" se forment bien sur un film liquide annulaire. Premièrement, nous avons réalisé sur l'injecteur gros diamètre sans convergent des essais illustrant parfaitement bien l'alternance entre vagues d'instabilité interfaciale et vagues de types parapluies lors du passage successif d'un bouchon liquide et d'un bouchon gazeux. Pour cela, la distance entre le mixeur et l'injecteur a été accrue en passant de 0.5 à 3 mètres, longueur pendant laquelle les deux phases ont le temps de s'organiser en très longs bouchons liquides et gazeux. Ensuite, un comparatif a été effectué pour un point de fonctionnement commun entre l'injecteur gros diamètre avec convergent et l'injecteur annulaire.

Les figures 4.26 et 4.27 présentent la première expérience où la distance mixeur-injecteur a été portée à 3 mètres. La figure 4.26 montre une série temporelle d'images de l'écoulement à bouchons sortant de l'injecteur sans la présence de gaz externe acquises à 400 images par seconde. Les conditions sont $U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,9$. La figure 4.27 montre ce même écoulement atomisé par un gaz externe à 30 m/s. Pour cette seconde série, la fréquence d'acquisition est de 7000 images par seconde. Les deux figures montrent une période complète du phénomène périodique suivant : passage du bouchon liquide, passage du bouchon gazeux, rupture du débit. En comparant les deux figures, nous pouvons analyser l'impact du gaz externe sur chacune de ces structures.

Sur les images "a" à "c" de la figure 4.26 le bouchon liquide, dont le front est repéré par une flèche, sort de l'injecteur et met 15 ms à traverser le champ de la camera. Il continue de s'écouler pendant 50 ms puis on voit apparaitre sur l'image "d" une déformation de l'interface liquide qui correspond à une poche de gaz : le bouchon liquide cède la place au bouchon gazeux. Sur l'image suivante le jet est plus clair, indiquant un affinement du film liquide permettant à la lumière de passer en plus grande quantité à travers le film. La sortie de l'injecteur du bouchon gazeux donne lieu à un régime "train de bulle". Il est intéressant de noter que, alors que le bouchon gazeux met 15 ms pour traverser le champ de la camera, le front d'une bulle (indiqué par une flèche en "f" et "g") met $27,5$ ms pour parcourir la moitié de ce champ. Cela démontre la grande instationnarité du débit liquide que présente cet écoulement. Sur l'image "h", l'écoulement s'arrête (ou est juste un fin ligament liquide), il subsiste une bulle résiduelle à la sortie de l'injecteur. Elle se rompt quelques ms plus tard. Il va ensuite se passer 500 ms avant qu'un bouchon liquide n'arrive de nouveau à la sortie de l'injecteur ("i").

Ajoutons le gaz externe et analysons en l'effet sur la figure 4.27. Sur la première image nous sommes en fin de phase où le débit liquide est nul ou très faible, le gaz externe atomise le peu de liquide qui sort de l'injecteur. La flèche indique l'arrivée du bouchon liquide. Pendant environ 50 ms, celui-ci s'écoule et voit son interface légèrement déstabilisée. En comparant avec la photographie de la figure 4.2, qui montre le spray pour les mêmes

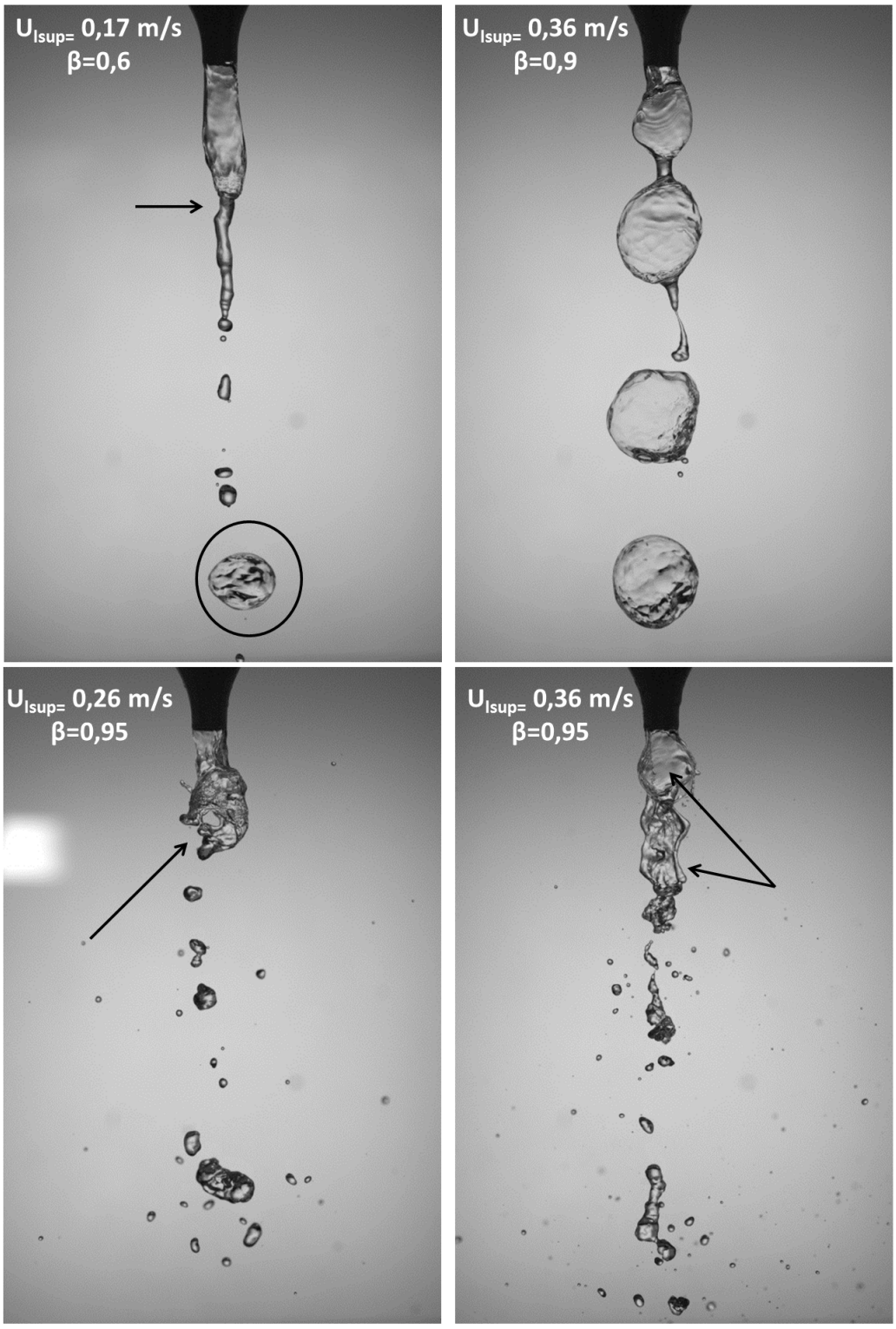


FIGURE 4.25 – Illustration des régimes d'écoulement en sortie d'injecteur sans écoulement de gaz externe - En haut : train de bulles - En bas : explosion de bulles - Géométrie gros diamètre sans convergent - $M = 16$.

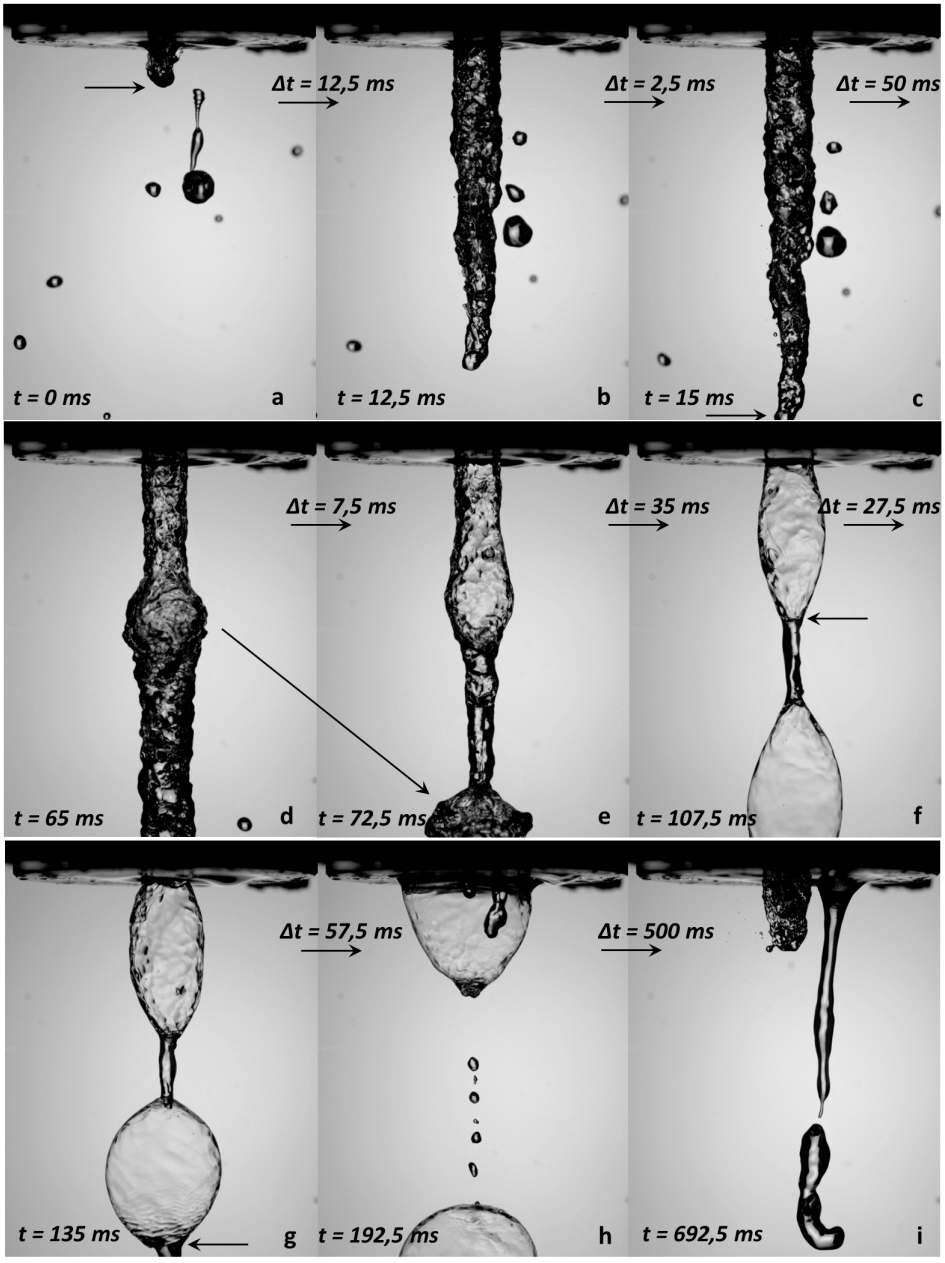


FIGURE 4.26 – Séquence temporelle de la sortie d'un écoulement à bouchons sans gaz externe - $U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,9$ - Géométrie gros diamètre sans convergent (distance mixeur-injecteur$=$ 3 m).

U_{lsup} et U_{gext} mais avec $\beta = 0$, on voit que la structure est totalement différente. Ici nous voyons une colonne de liquide dont l'interface est légèrement déstabilisée alors que dans le cas purement monophasique, le jet liquide présente stripping et flapping : U_{gext} étant fixe, seule U_{lsup} peut expliquer cette différence : le bouchon liquide a une vitesse bien plus élevée que le jet monophasique du cas $\beta = 0$. Ici la période totale du passage des deux bouchons, liquide et gazeux, est de 500 ms. Le temps de passage moyen du bouchon liquide est de 50 ms. Donc, si U_l est la vitesse débitante, le liquide étant présent $1/10$ de la période, le U_l effectif pendant le passage du bouchon liquide est ≈ 2 m/s ce qui montre bien que ces blocs liquides ont une vitesse bien plus grande que U_{lsup}. Sur l'image "c", la flèche indique l'arrivée du bouchon gazeux : le changement d'opacité du jet est nette. En "d", le "train de bulles" commence à se former. La surface des bulles est déstabilisée par le gaz externe (images "d" à "f"). A partir de l'image "f", le régime change et les vagues de type "parapluie" apparaissent. Nous supposons que ce changement de régime est dû à une diminution de la vitesse relative entre le gaz externe et la nappe annulaire liquide du bouchon gazeux : en "d" et "e" cette dernière subissait probablement encore l'entrainement du bouchon liquide elle était donc plus rapide et moins déstabilisée par le gaz externe dont la vitesse est constante. La rupture de bulle se produisant sur les images "f" et "g" déconnecte le bouchon liquide. Après cet événement, seul le régime de formation de "parapluies" est observé. Les gouttes sont alors produites au rythme des vagues jusqu'au temps où le débit devient proche de zéro à $t = 134,2$ ms. L'écoulement reprend 85 ms plus tard avec l'arrivée d'un nouveau bouchon liquide.

Après avoir montré l'effet de la transition entre un bouchon liquide et un bouchon gazeux sur la structure du jet atomisé, nous allons, pour un même point de fonctionnement ($U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,6$, et $U_{gext} = 30$ m/s quand le gaz externe est présent), comparer maintenant les structures observées respectivement sur l'injecteur gros diamètre avec convergent et sur l'injecteur annulaire.

Sans le gaz externe (figure 4.28), le régime d'écoulement en sortie d'injecteur est de type "train de bulles" pour les deux géométries : les bulles se forment en aval d'une poche gazeuse accrochée à l'injecteur. A ce point de fonctionnement, l'écoulement interne de l'injecteur gros diamètre avec convergent, à la transition à bouchons/annulaire, est constitué de très longs bouchons gazeux et de petits bouchons liquides contenant parfois quelques petites bulles. Le régime "train de bulles" pour cet injecteur n'est donc observé que lorsqu'un bouchon gazeux quitte l'injecteur. C'est ce qui est illustré sur la partie haute de la figure 4.28. On y voit un bouchon gazeux quittant l'injecteur pendant une durée de 110 ms. Pendant ce laps de temps une poche de gaz reste accrochée à l'injecteur. Sur l'injecteur annulaire (en bas figure 4.28), le gaz se vidange à quelques H_l en aval de l'injecteur laissant ainsi une poche de gaz constante à la sortie de l'injecteur. En 88 ms, seule la longueur axiale de la poche gazeuse évolue légèrement.

Une fois le gaz externe ajouté (photographies figures 4.29), les vagues de types parapluies sont observées sur les deux géométries avec des évolutions temporelles similaires. Leur évolution en aval est différente mais malgré cela nous pouvons affirmer que ces structures se forment bien sur un film liquide annulaire.

Nous allons maintenant nous intéresser aux différentes évolutions que peuvent présenter les vagues de types "parapluie" en fonction des valeurs des paramètres de contrôle. Les cartographies des structures périodiques du spray (figure 4.14) montrent que les vagues de type "parapluie" peuvent :

- soit rester attachées au jet au niveau du pinching.
- soit être arrachées du jet au niveau du pinching. Dans ce cas il existe deux cas de figure : le jet se referme ou non au niveau du pinching.

Au début du chapitre dans la section 4.1.1, ces évolutions ont été notées mais les mécanismes qui mènent à la brisure n'ont pas été décrits en détail. Dans un souci de clarté, ces trois modes de désintégration des parapluies vont être discutés dans trois paragraphes distincts.

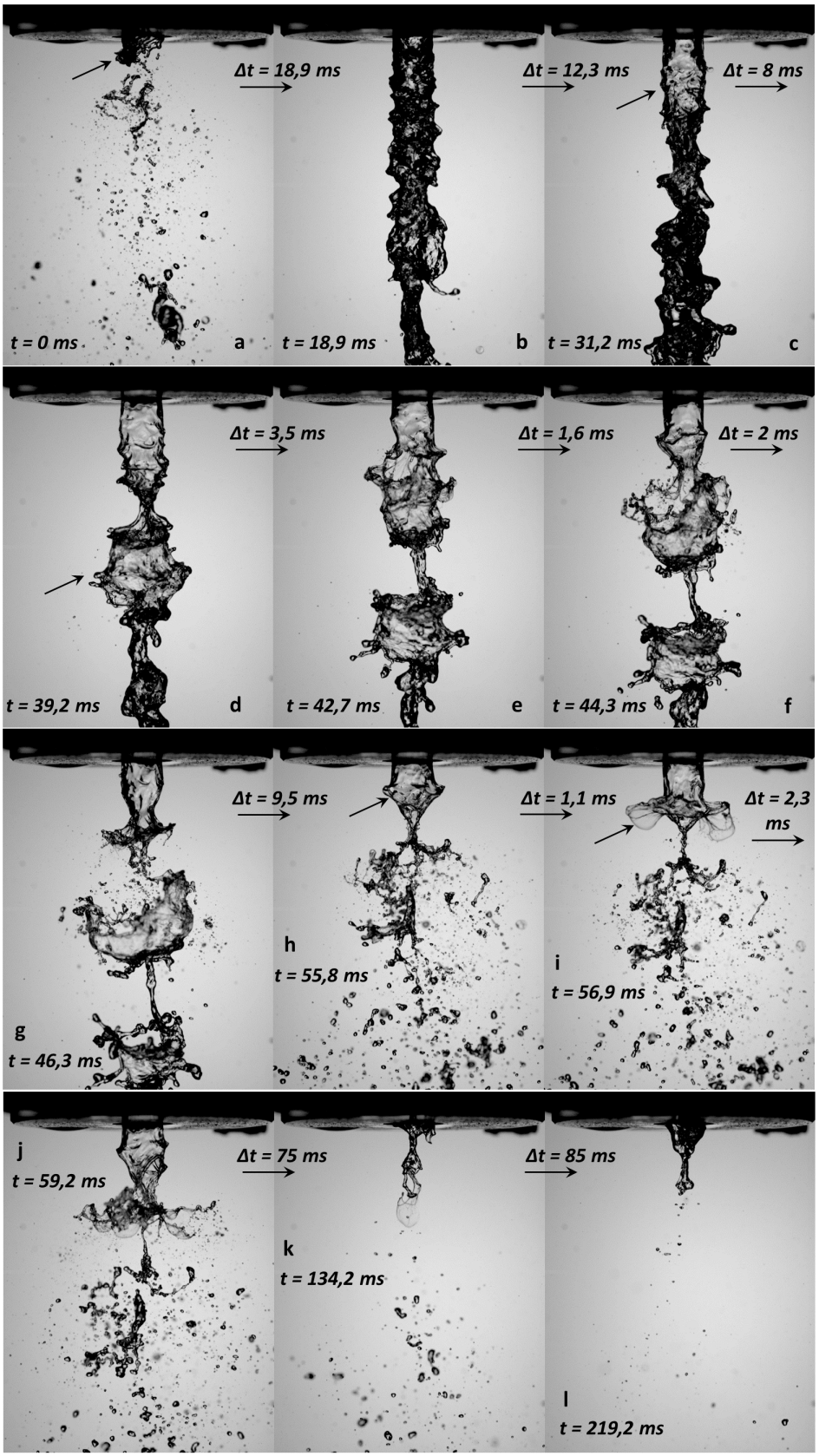


FIGURE 4.27 – Séquence temporelle de l'atomisation d'un écoulement à bouchons - $U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,9$, $U_{gext} = 30$ m/s - Géométrie gros diamètre sans convergent (distance mixeur-injecteur= 3 m).

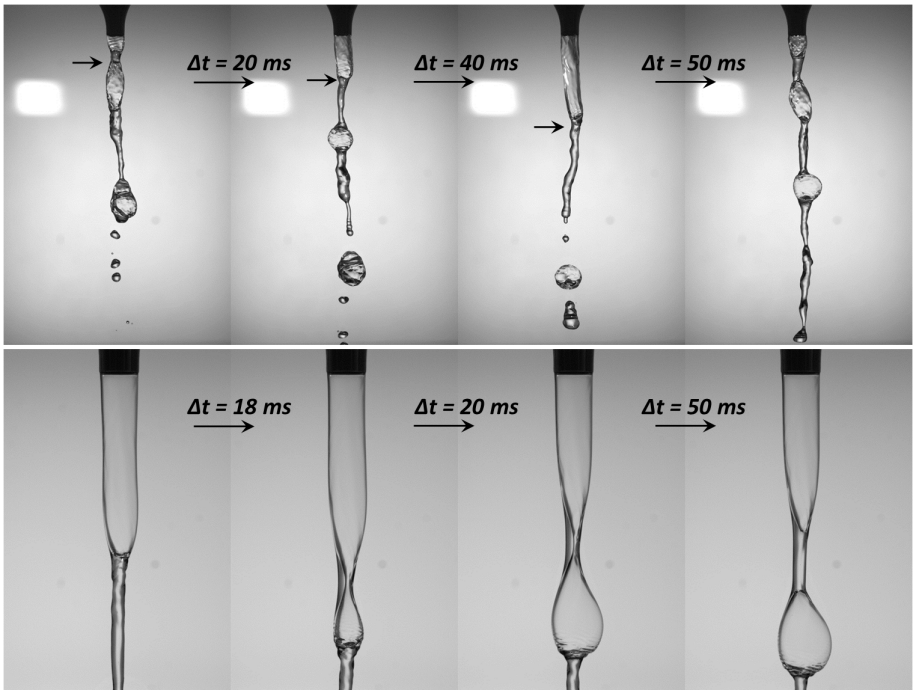


FIGURE 4.28 – Comparaison du jet diphasique en sortie d'injecteur sans la présence du gaz externe - $U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,6$, $U_{gintsup} = 0,38$ m/s - En haut : Géométrie gros diamètre avec convergent - En bas : Géométrie annulaire ($H_l = 0,3$ mm, $L_{film} = 0$).

"Parapluies" restant connexes à l'injecteur En "a" sur les photographies du bas figure 4.29 ($U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,6$, $U_{gext} = 30$ m/s, injecteur annulaire), les deux flèches montrent un "parapluie" qui se forme en sortie d'injecteur alors qu'un autre est encore accroché au jet au niveau du pinching. La figure 4.30 donne une représentation schématique de l'évolution de l'instabilité sur le film liquide entourant la poche de gaz "bloquée" en sortie d'injecteur ainsi que des trois écoulements en présence. Cette vague semble être le résultat d'une instabilité interfaciale de cisaillement. Afin de tester cette hypothèses la vitesse des vagues de types parapluies a été mesurée graphiquement sur des images acquises à haute fréquence (> 2000 Hz) pour trois Bêtas aux conditions $U_{lsup} = 0,26$ m/s, $U_{gext} = 30$ m/s sur la géométrie grand diamètre avec convergent et sur la géométrie annulaire. Ensuite nous avons comparé les valeurs expérimentales mesurées sur la géométrie annulaire à la vitesse convective des vagues issues de l'instabilité de cisaillement interfaciale, U_c, calculée à partir de la relation 2.11 de Dimotakis [21]. Pour calculer U_c la vitesse liquide débitante basée sur la section de passage du film annulaire de la géométrie annulaire ($U_l = 1,7$ m/s) a été utilisée. La vague de type parapluie a été "décomposée" en deux pour la mesure. Nous avons mesuré séparément l'instabilité à l'origine que l'on voit sur le schéma de gauche figure 4.30 et la structure parapluie une fois développée (schéma de droite figure 4.30). Les résultats du calcul et des mesures sont consignés dans le tableau figure 4.31. Trois remarques peuvent être faites :

- Les vitesses expérimentales mesurées sur la géométrie annulaire et la vitesse prévue par Dimotakis sont proches, comprises entre 2 et 3 m/s. Cela renforce l'hypothèse émise sur une instabilité interfaciale de cisaillement à l'origine des parapluies.
- Les vitesses sont plus faibles sur la géométrie gros diamètre avec convergent que sur la géométrie annulaire. Le film liquide non contrôlé sur la géométrie gros diamètre avec convergent, a une épaisseur et donc une vitesse inconnues qui sont probablement différentes de celles de la géométrie annulaire. Nous restons néanmoins dans le même ordre de grandeur.
- Accélérée par le gaz externe, la structure parapluie formée est globalement plus rapide que les vagues d'instabilité interfaciale de cisaillement.

Les conditions ($U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,6$, $U_{gext} = 30$ m/s) correspondent aux schémas de la figure 4.30 où les parapluies se forment sur une poche de gaz attachée à l'injecteur. Aux autres conditions la poche de gaz est

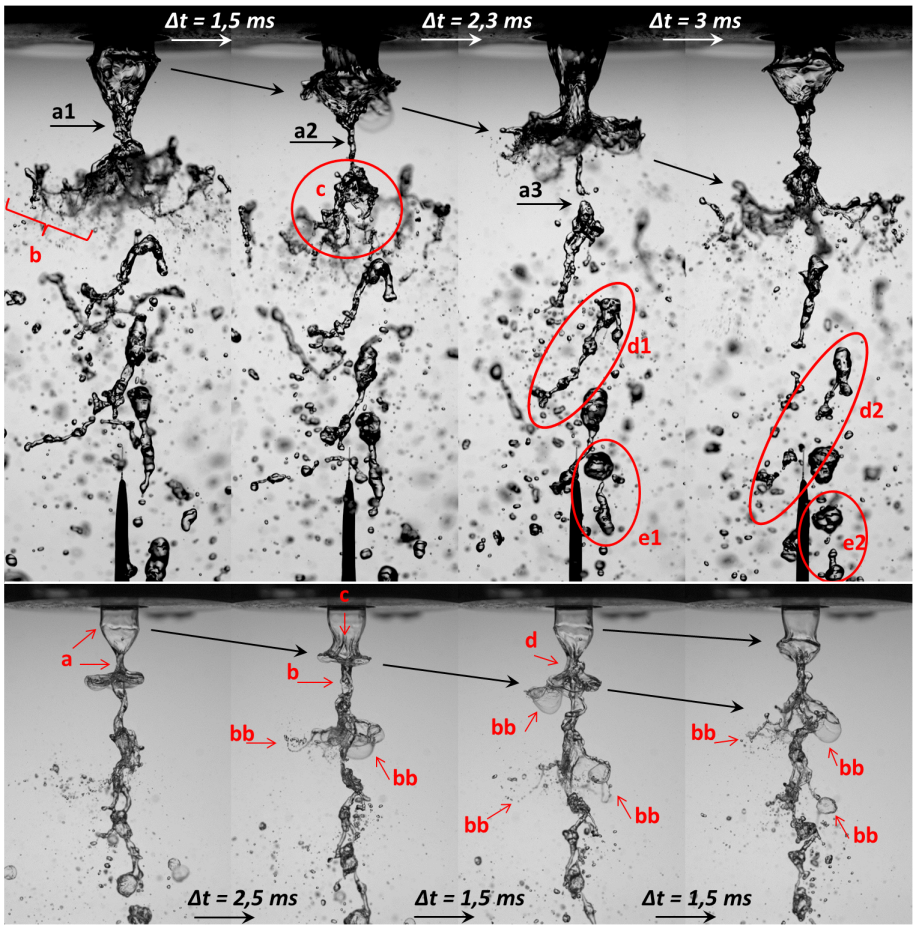


FIGURE 4.29 – Comparaison du jet diphasique en sortie d'injecteur avec le gaz externe - $U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,6$, $U_{gext} = 30$ m/s - En haut : Géométrie gros diamètre avec convergent - En bas : Géométrie annulaire ($H_l = 0,3$ mm, $L_{film} = 0$).

généralement ouverte ce qui explique l'accroissement de la vitesse convective avec le débit du gaz interne, et qui démontre que le gaz interne a aussi une contribution dans cette instabilité.

Poursuivons la description des phénomènes. En suivant les flèches obliques bas figure 4.29, on observe un parapluie depuis sa formation jusqu'à sa brisure. Une fois cette dernière amorcée le parapluie continue d'évoluer vers l'aval sans se décrocher de l'injecteur. En "c", le pinching se produit après le passage de la vague. Cette zone présente des rides sur tout le pourtour de la surface du liquide faisant penser à l'instabilité transverse du stripping. En "b", le parapluie précédent est toujours accroché au jet. La zone "d" montre que le jet s'est totalement refermé sur lui même au niveau du pinching alors qu'une nouvelle vague arrive. Toutes les zones notées "bb" montrent comment le mécanisme de "bag" breakup atomise le parapluie sans impacter la zone du jet se trouvant sur l'axe. Les gouttes sont donc issues de l'explosion de la membrane, qui s'affine en s'étirant, et de la brisure de l'anneau par capillarité. La partie du jet qui reste sur l'axe se brise en aval, aussi par capillarité, en morceaux liquides plus gros ; ce mécanisme se produisant plus loin en aval n'apparait pas bien sur les images.

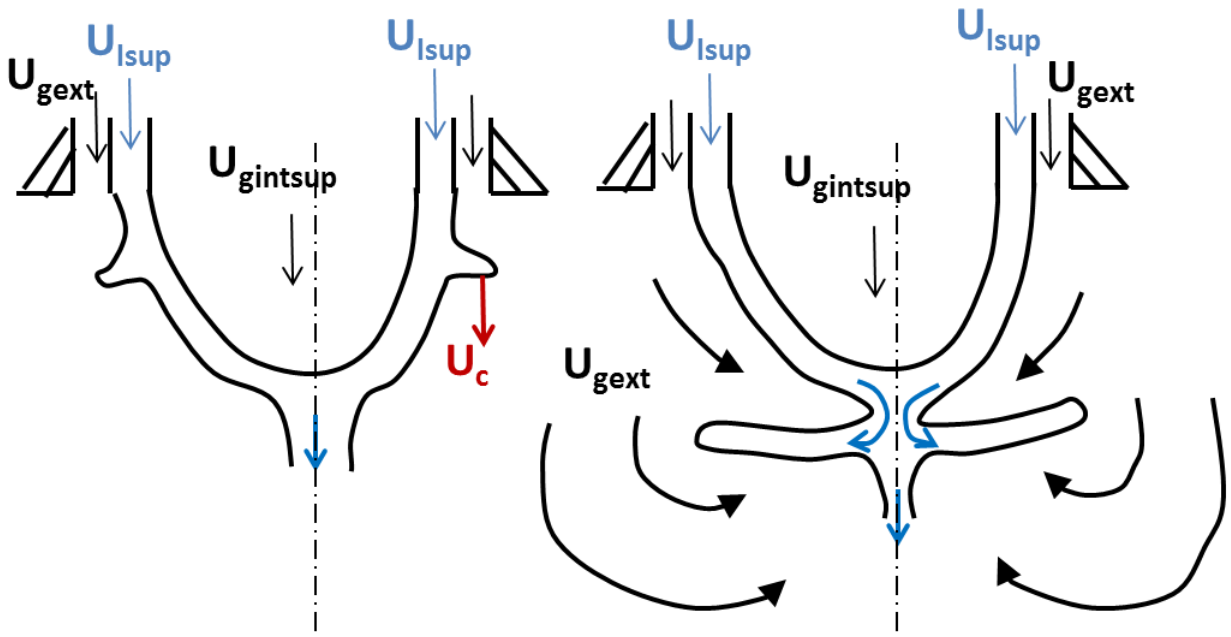


FIGURE 4.30 – Schématisation de l'évolution d'une vague de type "parapluie".

"Parapluies" arrachés au jet au niveau du pinching avec le jet qui reste fermé. Les photographies du haut figure 4.29 ($U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,6$, $U_{gext} = 30$ m/s, géométrie gros diamètre avec convergent) les zones "a1", "a2" et "a3" exposent la progression de l'arrachement du "parapluie" du jet au niveau du pinching alors que le jet est totalement refermé sur lui-même. Alors qu'il est encore connecté, un "bag breakup" atomise la zone radiale "b" du parapluie. Des ligaments peuvent se former à la crête des vagues. Un résidu de grosse taille, "c", subsiste sur l'axe. En suivant les zones "d1" à "d2" et "e1" à "e2" nous voyons des résidus de parapluies précédents se briser en gros morceaux par capillarité alors qu'ils s'écoulent vers l'aval.

"Parapluies" arrachés au jet au niveau du pinching avec le jet qui reste ouvert. Les images figure 4.32 présentent le spray pour le jeu de paramètres ($U_{lsup} = 0.26$ m/s, $\beta = 0,97$ et $U_{gext} = 30$ m/s) sur l'injecteur gros diamètre avec convergent. Sur la première photographie, le parapluie se forme proche injecteur ("a"). Quand il croît, nous voyons, comme lors des descriptions précédentes, des rides se former sur l'interface qui sont probablement le résultat d'une instabilité transverse qui suit l'instabilité axiale ("c"). En raison du grand rayon de courbure de l'interface ("d"), ces rides s'observent très bien dans le reflet du jet en haut de l'injecteur ("c"). Entre ces rides se trouvent des membranes liquides difficilement repérables sur les images. Le parapluie

	U_{lsup}=0,26 m/s U_{gext}=30 m/s β=0,6		U_{lsup}=0,26 m/s U_{gext}=30 m/s β=0,9		U_{lsup}=0,26 m/s U_{gext}=30 m/s β=0,97		Dimotakis $U_c = \frac{\sqrt{\rho_{gext}}U_{gext} + \sqrt{\rho_l}U_l}{\sqrt{\rho_{gext}} + \sqrt{\rho_l}}$
	Gros diamètre avec convergent	Annulaire	Gros diamètre avec convergent	Annulaire	Gros diamètre avec convergent	Annulaire	
Vague	1,74 m/s	1,95 m/s	1,7 m/s	2,37 m/s	1,2 m/s	3,2 m/s	2,64 m/s
Structure parapluie	1,74 m/s	2,31 m/s	2,57 m/s	3,2 m/s	2,67 m/s	3,6 m/s	

FIGURE 4.31 – Vitesse convective des vagues à l'origine des parapluies et vitesse des parapluies formés pour trois Bêtas - $U_{lsup} = 0,26$ m/s, $U_{gext} = 30$ m/s - Géométrie gros diamètre avec convergent et géométrie annulaire.

ici aussi est atomisé par des phénomènes de "bag break-up" ("e"). En "f" l'anneau du "bag" break up se retrouve seul après l'explosion de la membrane. C'est en "g" que nous trouvons la première différence par rapport aux deux descriptions précédentes : à mesure que le parapluie s'éloigne de l'injecteur, les rides sont étirées. La membrane située entre deux rides se rompt et se rétracte vers les rides qui l'entourent. Notons au passage, qu'en "h", le reflet des rides s'est atténué, probablement en raison de leur affinement et de leur distance à l'injecteur plus élevée. En "i" la membrane rétractée a épaissi les rides qui prennent alors la forme d'un bourrelet liquide. Entre "i" et "m" le bourrelet remonte légèrement vers l'amont. Dans le même temps une nouvelle vague arrive ("k"). Cela a pour effet de contracter la zone située entre le bourrelet liquide et la nouvelle vague : à la surface de cette zone des rides orthogonales à l'axe apparaissent. En "i" et en "o", le reflet des rides transversales réapparait. Une fois le parapluie arraché, les rides deviennent des ligaments dont une extrémité est libre ("n"). Le parapluie évolue encore en deux partie : la zone "j", atomisée par "bag break-up" et la zone "b1,b2,b3" qui une fois décrochée en "b4" va se rompre en gros morceaux par capillarité ou atomisation secondaire plus loin en aval.

Quel que soit le mécanisme de détachement du "parapluie", le "bag" breakup parait être toujours responsable de l'atomisation de la partie amplifiée de la vague.

Paramètres influents sur les vagues de type "parapluie" Si l'évolution des "parapluies" diffère selon les valeurs des paramètres de contrôle, ils semblent se former systématiquement sur un film liquide annulaire. La question qui se pose maintenant est quels sont les paramètres influents sur les caractéristiques de ces vagues ? Nous n'avons pas mené d'étude paramétrique complète mais par une campagne de visualisation sur l'injecteur annulaire nous sommes en mesure de proposer quelques pistes concernant leur formation et leur détachement du jet. Une étude de la fréquence de formation a aussi été réalisée.

Formation Sur l'injecteur gros diamètre avec convergent et sur l'injecteur annulaire, nous avons fixé $U_{lsup} = 0,26$ m/s et $U_{gext} = 30$ m/s. Seul Bêta a été varié de $0,2$ à $0,99$. Sans gaz externe le régime d'écoulement en sortie d'injecteur est "train de bulles" jusqu'à $\beta = 0,95$ inclus. Au delà le régime devient "brisure de bulles". Les photographies du haut figure 4.33 montrent l'évolution du régime d'écoulement sans gaz externe pour trois valeurs de Bêta : $0,4$, $0,8$ et $0,97$ (respectivement $U_{gintsup} = 0,17$, $U_{gintsup} = 1$ et $U_{gintsup} = 8,3$ m/s). A mesure que Bêta augmente, le pinching se produit de plus en plus proche de l'injecteur. Entre $\beta = 0,4$ et $\beta = 0,8$, la taille des bulles quittant la poche de gaz augmente. A $\beta = 0,97$, le mécanisme de pinching commence dès la sortie de l'injecteur ("a"). L'interface liquide, contrairement aux Bêtas précédents, se déplace radialement d'environ $H_l/2$ ("b"). Un "bag break-up" se crée localement sur la surface de la bulle "c". En "d", nous assistons à la fin de l'éclatement de la bulle précédente.

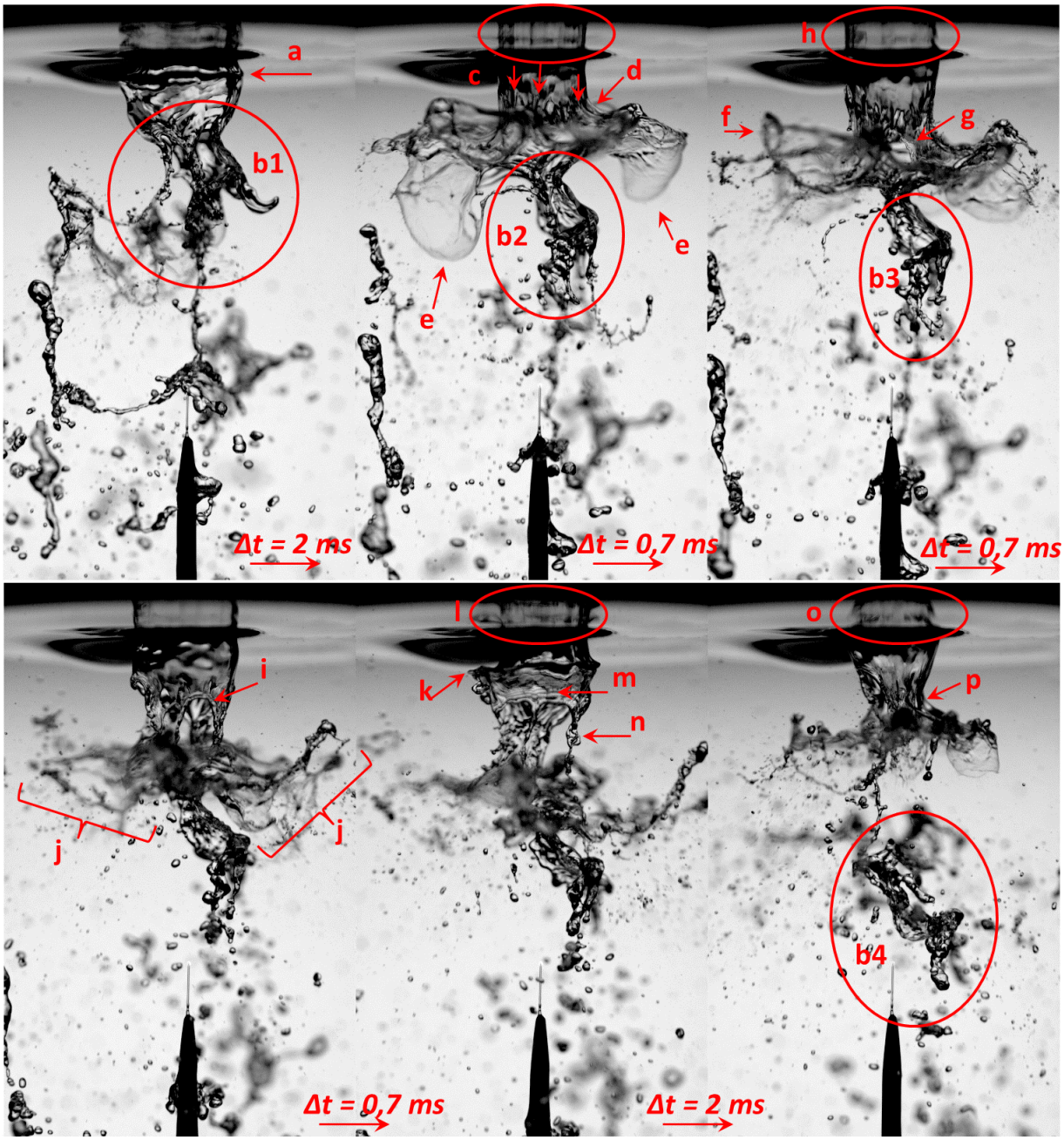


FIGURE 4.32 – Évolution d'une vague de type "parapluie" - $U_{lsup} = 0.26$ m/s, $\beta = 0,97$ et $U_{gext} = 30$ m/s - Géométrie gros diamètre avec convergent.

Regardons l'effet de l'ajout du gaz externe pour ces trois conditions d'écoulement (images du bas figure 4.33). Pour choisir ces trois images, nous avons choisi comme critère commun l'instant où la membrane du "bag break-up" explose. En fixant ce critère, nous espérons être au même stade de l'évolution du jet pour les trois conditions et ainsi pouvoir les comparer entre elles. Les flèches horizontales montrent que la vague se forme de plus en plus proche de l'injecteur à mesure que Bêta augmente. Les flèches verticales délimitent radialement les parapluies qui à ce stade sont censés avoir atteint leur taille maximale puisque la prochaine étape de leur évolution est la brisure de l'anneau. Si l'amplitude du parapluie du cas $\beta = 0,4$ est nettement plus petite que les autres, il n'y a pas de différence notable entre $\beta = 0,8$ et $\beta = 0,97$. Pour finir nous voyons sur chacune de ces images un mode de détachement du parapluie différent : à $\beta = 0,4$ il reste attaché au jet, à $\beta = 0,8$ il se détache au pinching alors que la nappe annulaire se referme, à $\beta = 0,97$ le parapluie se détache au pinching alors que la nappe annulaire reste ouverte sous l'effet du gaz interne qui l'empêche de se refermer.

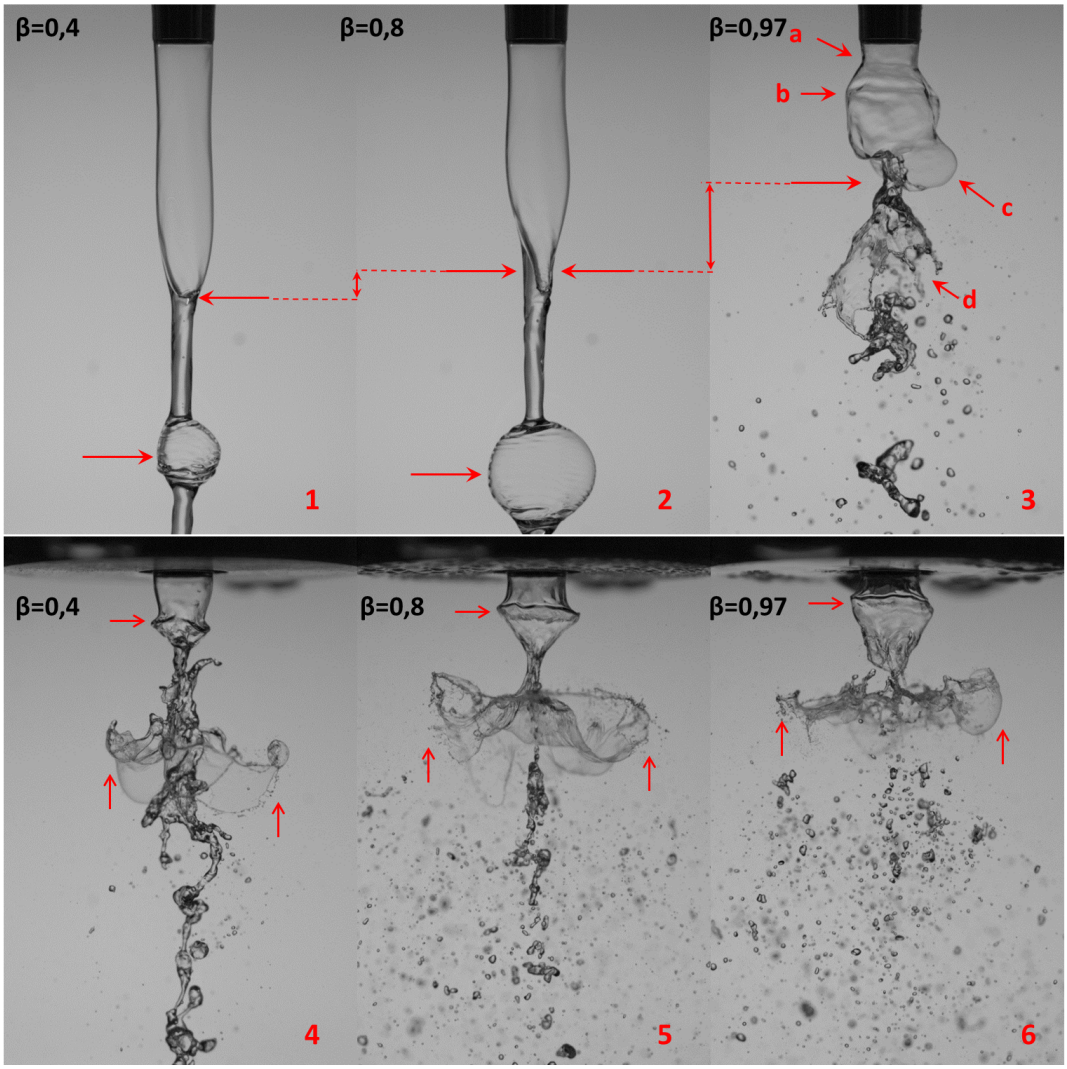


FIGURE 4.33 – Évolution de la nappe liquide annulaire avec Bêta - En haut : $U_{lsup} = 0,26$ m/s et $U_{gext} = 0$ m/s - En bas : $U_{lsup} = 0,26$ m/s et $U_{gext} = 30$ m/s - Géométrie annulaire ($H_l = 0,3$ mm et $L_{film} = 0$).

Le gaz interne, seul paramètre variable, est indéniablement responsable des évolutions constatées. La question est comment ?
En l'absence de gaz externe, la formation des bulles est due à une instabilité de type Rayleigh-Plateau décrite au début de la partie bibliographique 2.1. La courbure de l'interface liquide déclenche cette instabilité. Dans le cas de la nappe annulaire s'écoulant sans écoulement gazeux, la tension de surface provoque la diminution du diamètre de la nappe et son pincement en aval de l'injecteur [98]. Après le pincement, le liquide continue à

s'écouler sous la forme d'un jet liquide de section tortueuse. Pour justifier l'apparition du pinching de plus en plus proche de l'injecteur à mesure que Bêta augmente nous proposons l'hypothèse suivante : lorsque le gaz interne est ajouté, il semble, à une distance donné de l'injecteur, augmenter le taux de croissance de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Celle-ci est ensuite encore amplifiée par l'écoulement de gaz au sein de la nappe de la zone où la pression est plus élevée vers les zones où la pression est moins élevée. La nappe collapse au niveau du pincement et la poche gazeuse en aval de celui-ci est emportée par le jet liquide. L'augmentation de la vitesse du gaz interne et donc de son débit provoque un gonflement plus rapide de la nappe annulaire et donc l'apparition d'une courbure plus proche de l'injecteur.

Penchons nous maintenant sur l'amplitude des "parapluies". Comme pour les vagues sources du stripping, une instabilité de cisaillement semble être à la source des vagues de types parapluies. Ici une instabilité nait au creux des vagues (en amont de la vague) et est le lieu, quand la vitesse du gaz est suffisante, de l'arrachement du parapluie. Cette instabilité ressemble à celle qui nait à la crête des vagues dans le cas du stripping. Le point commun entre la nappe annulaire et la crête d'une vague, est la faible épaisseur du film liquide à l'endroit où nait l'instabilité. Les vagues de type "parapluies" sont atomisées par "bag break-up" du fait de leur grande amplitude et donc de la grande surface qu'elles exposent au courant gazeux externe. Pourquoi une telle amplitude et pourquoi cette amplitude croit avec Bêta (ou la vitesse du gaz interne) ? Nous avons réfléchi à une hypothèse qui pourrait expliquer ces grandes amplitudes observées.

Dans le cas d'un jet liquide cylindrique, la figure 2.15 qui illustre le stripping, montre un rétrécissement du diamètre du jet au creux de la vague d'instabilité de cisaillement. Ce rétrécissement, est probablement dû à l'action des forces aérodynamiques du gaz combinée à un écoulement du liquide vers la vague. Le liquide, peu compressible, fait que ce rétrécissement sature. Dans le cas de la nappe annulaire, le rétrécissement du diamètre de la nappe est beaucoup plus marqué, il n'y a au centre de la nappe que de l'air pour lui résister. La configuration géométrique entre le gaz externe et l'interface liquide est modifiée. L'instabilité de Rayleigh-Taylor est déclenchée par l'accélération de la phase lourde par la phase légère [92, 93]. Ce mécanisme, qui se produit à la crête des vagues et y déclenche l'instabilité dans le cas du stripping, se produit ici au creux des vagues : cela expliquerait la formation des rides qui s'y produisent. De plus les recirculations du gaz externe se produisant en aval des vagues (illustrées sur le schéma figure 4.30 et observées lors du stripping par PIV [69]) contribuent probablement à ralentir la vague axialement et à l'accélérer radialement.

Détachement du jet Nous avons vu trois modes de rupture du jet en présence des "parapluies". Le cas où la nappe annulaire reste ouverte après l'arrachement du "parapluie" se produit à haut Bêta, donc pour des vitesses de gaz interne non négligeables : dans le cas de l'illustration figure 4.33, $U_{gintsup} = 8,3$ m/s ($\beta = 0,97$). A cette vitesse il est probable que la pression dynamique du gaz empêche la nappe de se refermer sur elle-même.

Pour les deux autres modes de rupture le pincement de la nappe annulaire a lieu après le passage d'un parapluie. A $U_{gintsup} = 0,17$ m/s ($\beta = 0,4$), le jet reste accroché au niveau du pincement, à $U_{gintsup} = 1$ m/s ($\beta = 0,8$), il s'y détache. Dans notre expérience, U_{lsup} et U_{gext} sont fixes, ils ne devraient donc pas avoir de rôle particulier dans cette différence de comportement. Nous proposons deux hypothèses qui peuvent si elles sont correctes être connectées :

- A faible Bêta, l'amplitude des "parapluies" et donc la surface exposée au gaz externe sont plus petites qu'aux Bêtas supérieurs. La force exercée par le gaz sur le petit "parapluie" ne doit pas être suffisante pour arracher sa base et briser le jet.
- La seconde hypothèse est qu'à plus hauts Bêtas et donc à plus hauts U_{gint} (dans notre cas $U_{gintsup} = 1$ m/s) l'effet du gaz interne sur l'interface intérieure de la nappe est plus prononcé qu'à $U_{gintsup} = 0,17$ m/s. Le profil de vitesse du film liquide peut avoir changé ainsi que son épaisseur. Nous n'avons fait aucune recherche sur ces deux sujets, nous émettons simplement l'idée que la modification de ces deux variables pourrait avoir un impact sur la dynamique du jet au niveau du pincement.

Fréquence Sur l'injecteur annulaire, pour le point de fonctionnement $U_{lsup} = 0,26$ m/s et $U_{gext} = 30$ m/s, nous avons mesuré par comptage la fréquence de formation des structures liquides sans et avec gaz externe.

Sans gaz externe, nous mesurons la fréquence de formation des bulles puis à $\beta = 0,99$, la fréquence de battement de la nappe annulaire. Avec gaz externe, nous mesurons la fréquence de formation des vagues de type "parapluie" (par comptage). L'évolution des fréquences mesurées en fonction de $U_{gintsup}$ est donnée par le graphique figure 4.34.
Les deux courbes, avec ou sans gaz externe, ont une évolution proche. La fréquence augmente linéairement avec $U_{gintsup}$ à partir d'un certain seuil. Cela montre que, pour ces conditions d'écoulement, le gaz interne est un moteur de la fréquence de l'instabilité. L'ajout du gaz externe à 30 m/s fait plus que doubler la fréquence pour $\beta \leqslant 0.97$ ou $U_{gintsup} \leqslant 8,3$ m/s. A $\beta = 0,99$ ($U_{gintsup} = 25,6$ m/s), l'ajout du gaz externe a un impact légèrement moindre mais toujours fort. Cela montre que le gaz externe a lui aussi un rôle de premier ordre dans l'instabilité quel que soit $U_{gintsup}$. Cela corrobore l'observation faite sur l'étude de Wahono et al. [98] où des vagues très ressemblantes à nos parapluies se forment sur une nappe annulaire sans présence d'écoulement de gaz interne. Si le gaz interne joue un rôle sur la fréquence des "parapluies", il n'est pas forcement nécessaire à leur formation. Sur l'injecteur à gros diamètre il est indispensable pour créer le film annulaire lors des régimes à bouchons, "churn et annulaire. Sur une géométrie où l'on force l'existence d'une nappe annulaire il n'est pas indispensable. En revanche la présence de gaz externe est une condition nécessaire à la formation de "parapluies" quelle que soit la géométrie d'injecteur.

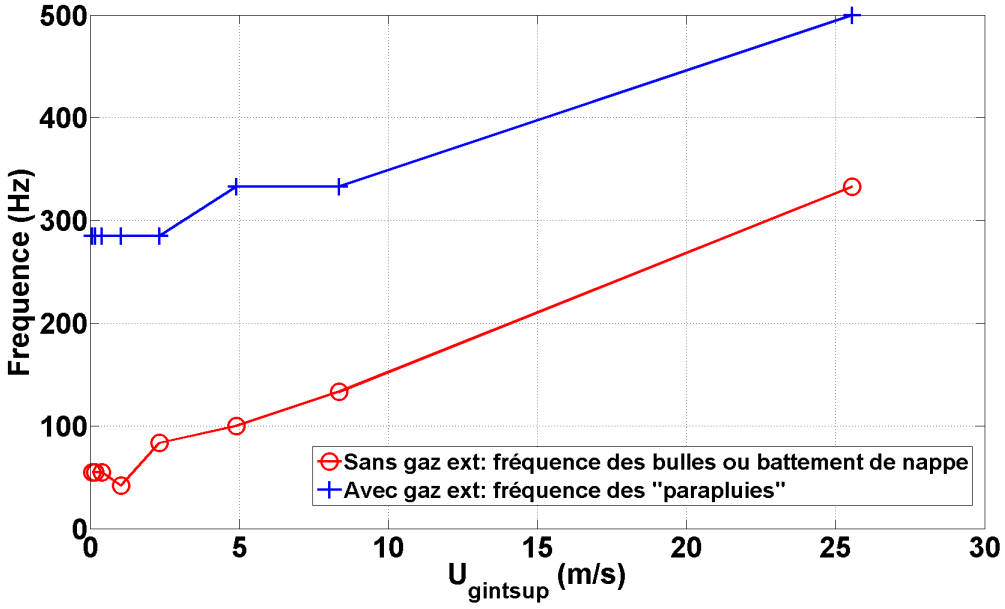


FIGURE 4.34 – Fréquence de passage des structures liquides avec (parapluie) et sans gaz externe (bulles et battement de nappe annulaire) en fonction de $U_{gintsup}$ - $U_{lsup} = 0,26$ m/s et $U_{gext} = 30$ m/s - Géométrie annulaire ($H_l = 0,3$ mm, $L_{film} = 0$)

L'hypothèse a été émise que l'instabilité sur le film entourant la grosse bulle se formant en sortie d'injecteur puisse être de type Kelvin-Helmholtz. Pour tester cela, les fréquences de formation des vagues ont également été mesurées sur la géométrie gros diamètre avec convergent pour les sets 1 à 3. Cette mesure a été faite par comptage. Tous les types de vagues (d'instabilité interfaciale et de type "parapluie") ont été comptabilisés sans distinction particulière. Le graphique de la figure 4.35 montre l'évolution de la fréquence des vagues entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,9$ sur la géométrie gros diamètre avec convergent (figure 4.35) quand l'écoulement interne passe de monophasique liquide à annulaire et donc que les vagues passent d'instabilité de cisaillement interfaciale au sens stripping à une prédominance des vagues de type "parapluies". On constate une augmentation légère de la fréquence moyenne qui évolue avec Bêta de façon lisse sans saut de fréquence. Cette évolution douce est donc réminiscente de l'instabilité de type Kelvin-Helmholtz observée en monophasique. Cette évolution monotone est valable pour les régimes "à parapluies". Elle l'est aussi pour le cas $U_{lsup} = 0,61$ m/s pour lequel l'écoulement interne est à bulles (jusqu'à $\beta = 0,6$) et donc atomisé par stripping et flapping. Cela appuie

l'hypothèse avançant que les "parapluies" naissent aussi d'une instabilité interfaciale de cisaillement. L'instabilité à l'origine des vagues parapluies a donc les caractéristiques d'une instabilité de cisaillement interfaciale à deux niveaux : la vitesse convective (cf. tableau figure 4.31 et la fréquence.
A partir de $\beta = 0,95$ l'augmentation de la fréquence des vagues devient beaucoup plus forte pour chacun des sets. Si l'on compare le cas $U_{lsup} = 0,26$ m/s et $U_{gext} = 30$ m/s entre l'injecteur gros diamètre avec convergent (figure 4.35) et l'injecteur annulaire (figure 4.34) nous voyons qu'à $\beta = 0,99$ ($U_{gintsup} = 25,6$ m/s sur l'injecteur annulaire), où seul le battement de la nappe annulaire atomisée en sortie d'injecteur est présent, la fréquence est la même : 500 Hz. En revanche, pour $0,9 \leqslant < \beta < 0,99$ ($2,3 \leqslant < U_{gintsup} < 25,6$ m/s sur l'injecteur annulaire), quand le régime interne est annulaire sur les deux géométries et donc que l'on s'attend à avoir des fréquences équivalentes, celles mesurées sur la géométrie gros diamètre avec convergent sont plus faibles. Nous proposons deux explications à cela :

- des caractéristiques de film liquide différentes puisque contrôlées sur la géométrie annulaire alors que non contrôlées sur la géométrie gros diamètre.
- l'instationnarité du débit liquide sur cette géométrie : pendant les phases où le débit est interrompu ou très faible, aucune vague ne se forme ce qui réduit leur fréquence moyenne. Sur l'injecteur annulaire, le débit liquide est stationnaire, les vagues sont donc produites sur toute la durée de la mesure.

Nous allons maintenant comparer les fréquences de passage des bouchons gazeux pour des points de fonctionnement où le régime d'écoulement interne est à la transition à bouchons/annulaire aux fréquences de passage des vagues une fois le gaz externe ajouté. En ces points, les vagues de types "parapluie" sont la structure dominante hors injecteur alors que les bouchons gazeux constituent la structure dominante dans l'injecteur. Cette comparaison permet donc d'évaluer le nombre de vagues de type "parapluies" produites pour un bouchon gaz. Le tableau figure 4.36 montre que quel que soit le point de fonctionnement considéré, les tailles moyennes des bouchons gazeux sont globalement plus grandes d'un facteur 100 comparées à celles des bouchons liquides : ≈ 10 cm contre ≈ 1 mm de sorte que, pour ces conditions, les bouchons gaz sont prépondérants. De même, ce sont des parapluies qui sont observés la majorité du temps. La comparaison des fréquences d'arrivée des vagues et d'arrivée des bouchons gazeux présentée dans le tableau (figure 4.36) indique un rapport supérieur à 5 et allant jusqu'à 20 : plusieurs vagues de type "parapluie" se forment donc sur un bouchon gaz. Si l'on considère la longueur d'onde des "parapluies" mesurées sur les images figure 4.4 qui est ≈ 10 mm et que toutes les structures liquides détectées correspondent à des parapluies (et non à des vagues ou à des gouttes) alors un bouchon gaz de ≈ 10 cm permet la formation d'environ une dizaine de structures parapluies. Ceci indique que le liquide se vidange par le film autour de la bulle. Concernant le gaz, dans le cas ou il y a pincement du jet, le gaz contenu dans la bulle se vidange soit quand un bouchon liquide arrive, soit par déchirement de l'interface du fait d'une pression interne devenant trop forte. A haut Bêta ($\beta > 0,9 - 0,97$), les parapluies se forment sur une nappe annulaire qui reste ouverte sous l'effet du gaz interne : le gaz interne se vidange continuement.

Blocs liquides et intermittence

Les blocs liquides sont une expression de l'intermittence de débit dans l'écoulement interne qui se répercute sur le spray en sortie d'injecteur. Ces blocs transportent une quantité de liquide souvent plus grande que l'écoulement moyen, à une vitesse plus élevée et cela de façon périodique : c'est ce qui donne au spray son caractère pulsatile pour certaines conditions d'écoulement. D'après les visualisations de l'écoulement interne présentées section 3.9, les blocs liquides proviennent soit de bouchons liquide (à bouchons et "churn") soit d'épaississements du film liquide liés aux vagues internes sur le film liquide ("churn" et annulaire).

Nous avons vu dans la partie descriptive des régimes d'écoulement interne section 3.9 une illustration de ces phénomènes. A titre d'exemple nous reprenons les conditions ($U_{lsup} = 0.26$ m/s; $\beta = 0.9$) et ($U_{lsup} = 0.61$ m/s; $\beta = 0.97$) dont les visualisations de l'écoulement interne sont données figures 3.23 et 3.24 : pour le premier jeu de paramètres on observe le passage d'un bouchon liquide, pour le deuxième jeu on observe le passage d'une perturbation du film liquide. Sur les figures 4.37 et 4.38 nous voyons ces mêmes écoulements sortir de l'injecteur sans la présence de gaz externe. Dans les deux cas, un bloc liquide sort de l'injecteur et modifie la structure de l'écoulement qui était en cours.

Nous avons analysé à l'imagerie rapide le passage des blocs liquides sur nos deux géométries gros diamètre et mesuré leurs fréquences de passage (consignées dans le tableau figure 4.39). Les fréquences aug-

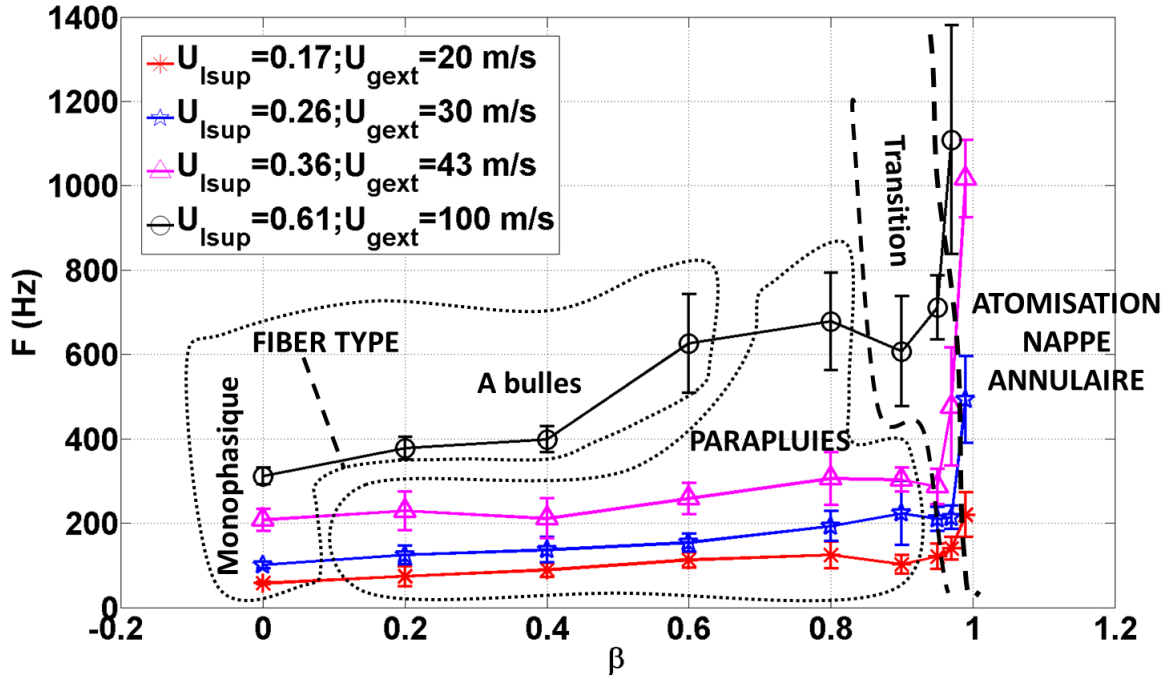


FIGURE 4.35 – Fréquence moyenne des vagues (tous types confondus) en fonction de Bêta - Géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$.

Tailles en µm Fréquences en Hz		Tailles moyennes bouchons liquides	Tailles moyennes bouchons gaz	Fréquence bouchons gaz	Fréquence vagues avec gaz externe	Ratio $F_{vagues}/F_{bouchons}$
β=0,2	U_{lsup}= 0,17 m/s (U_{gext}= 20 m/s)	1948	$1{,}13.10^5$	4	74	≈18
	U_{lsup}= 0,26 m/s (U_{gext}= 30 m/s)	3089	$1{,}66.10^5$	10	124	≈12
β=0,4	U_{lsup}= 0,17 m/s (U_{gext}= 20 m/s)	575	$9{,}26.10^4$	5	88	≈18
	U_{lsup}= 0,26 m/s (U_{gext}= 30 m/s)	991	$2{,}47.10^4$	20	136	≈7
β=0,6	U_{lsup}= 0,17 m/s (U_{gext}= 20 m/s)	969	$1{,}56.10^5$	5	112	≈22
	U_{lsup}= 0,26 m/s (U_{gext}= 30 m/s)	1077	$2{,}42.10^4$	25	153	≈6

FIGURE 4.36 – Tableau comparatif des fréquences de passage des bouchons gazeux dans l'écoulement interne et des fréquences de passage des vagues (type "parapluie" dominant) - Géométrie gros diamètre avec convergent.

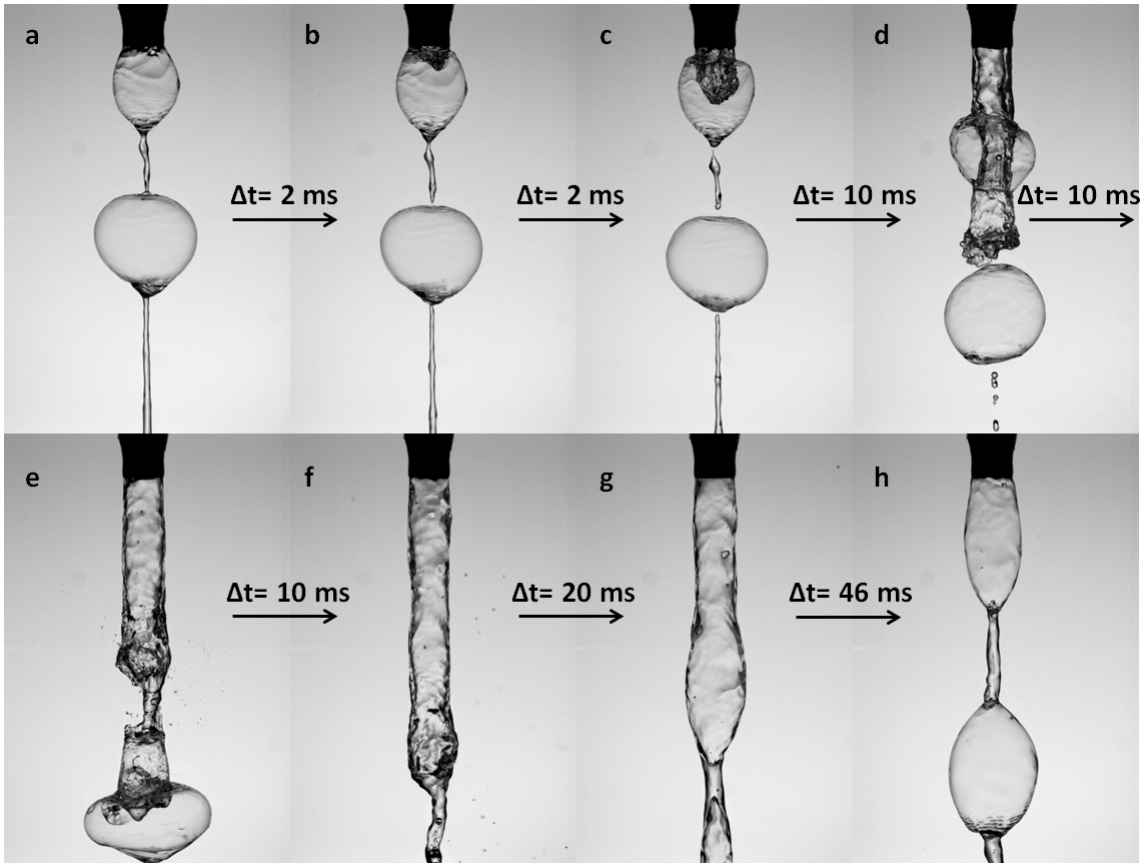
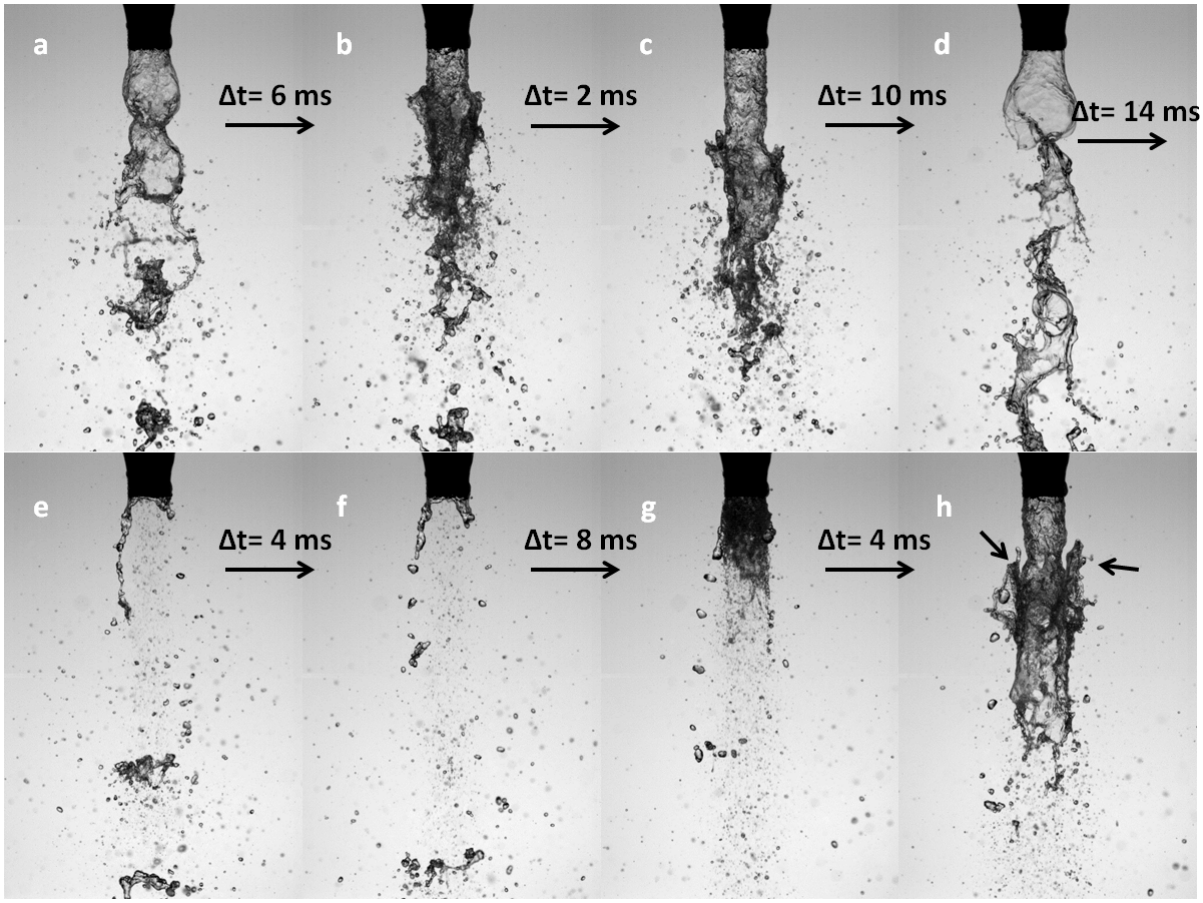


FIGURE 4.37 – Illustration de l'intermittence : $U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,9$ - Injecteur gros diamètre sans convergent. Distance mixeur-injecteur= 50 cm.



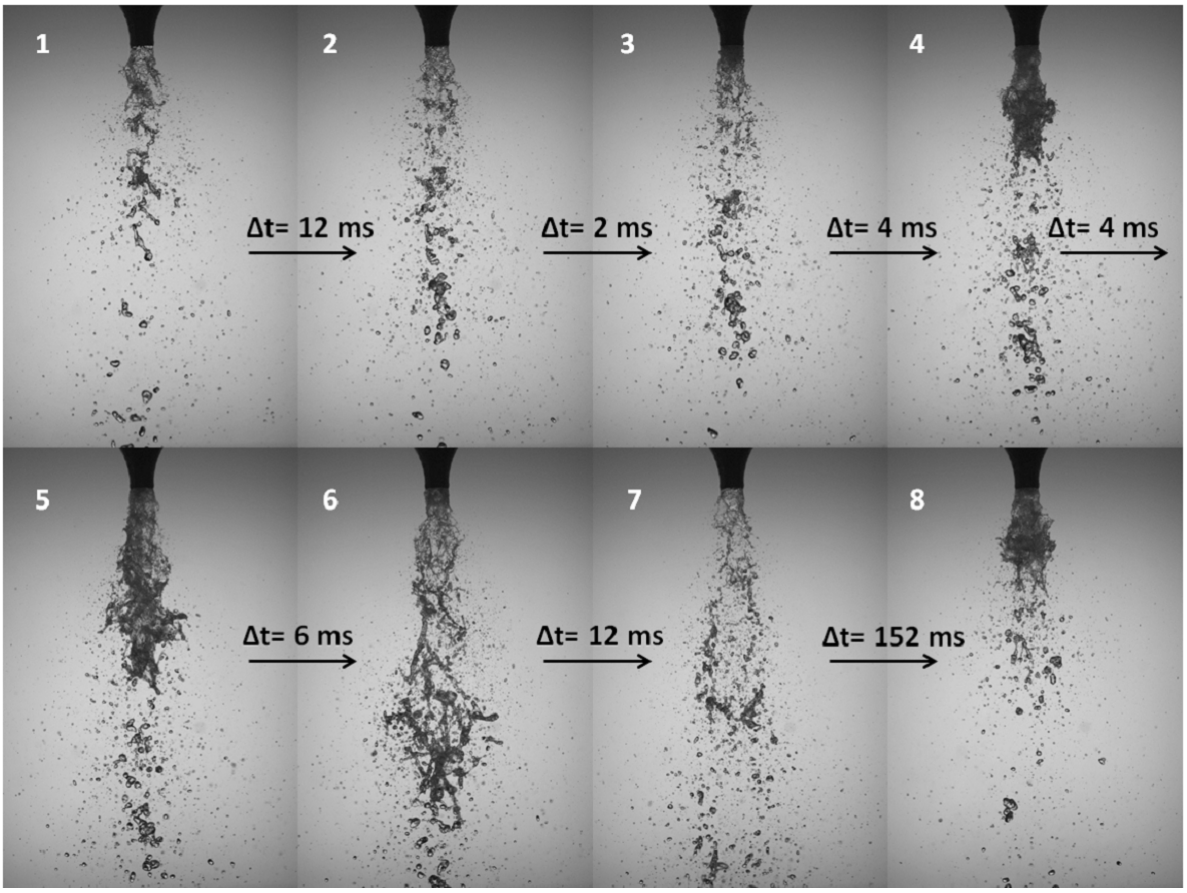


FIGURE 4.38 – Illustration de l'intermittence - En haut : $U_{lsup} = 0,61$ m/s, $\beta = 0,97$ - Injecteur gros diamètre sans convergent. Distance mixeur-injecteur= 50 cm - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s, $\beta = 0,97$ - Injecteur gros diamètre avec convergent. Distance mixeur-injecteur= 10 cm.

mentent en toutes fins de gammes de Bêta ($\beta > 0,97$) mais restent néanmoins du même ordre sur toute la plage de mesure : elles évoluent entre 5 et 20 Hz .

Les fréquences ont aussi été mesurées sur l'injecteur gros diamètre sans convergent pour les mêmes conditions d'écoulement (cf. tableau figure 4.39). Comparé à l'injecteur avec convergent, les valeurs des fréquences sont du même ordre même si légèrement plus élevées sur la géométrie sans convergent. Cependant, au visionnage des images il est apparu que ces intermittences étaient plus "violentes" sur la géométrie sans convergent alors que les jeux de paramètres testés étaient strictement identiques à ceux de la géométrie gros diamètre avec convergent. Cette différence est illustrée pour le point ($U_{lsup} = 0,61$ m/s ; $\beta = 0,97$) figure 4.38. La photographie "h" témoigne bien de la vitesse élevée avec laquelle le liquide sort de l'injecteur gros diamètre sans convergent : les structures indiquées par les deux flèches sont orientées vers l'injecteur, dans le sens inverse de l'écoulement, montrant une vitesse relative du liquide élevée par rapport au gaz au repos qui l'entoure. Sur la série du bas figure 4.38, les images 4 et 5 montrent le passage d'un bloc et l'image 8 le passage d'un second bloc. Sur ces images n'apparaissent pas les structures indiquées par les flèches sur l'image "h". De plus nous n'observons pas de phase de rupture de débit aussi prononcée que sur les images "e" et "f" du cas sans convergent. Ces différences viennent probablement de la quantité de liquides contenue dans les vagues (ou ponts liquide) et/ou de son débit.

	U_{lsup}=0,26 m/s U_{gext}=30 m/s					U_{lsup}=0,61 m/s U_{gext}=71 m/s			
β	0,8	0,9	0,95	0,97	0,99	0,8	0,9	0,95	0,97
Avec convergent	N.A.	4,3	4,5	3,3	6,4	N.A.	6,5	2,8	10
Sans convergent	8,3	6,9	8,9	11,4	15,5	8	7,8	14,8	17,6

FIGURE 4.39 – Tableau comparatif des fréquence de passage des blocs liquides entre les géométries gros diamètre avec et sans convergent pour les sets 2 et 4 (($U_{lsup} = 0,26$ m/s ; $U_{gext} = 0,30$ m/s) et ($U_{lsup} = 0,61$ m/s ; $U_{gext} = 0,61$ m/s)

Puisque les caractéristiques de la structuration entre tailles des bouchons liquides et tailles des bouchons gaz compte, nous avons tenté d'obtenir de plus long bouchons gazeux en modifiant la longueur de course de l'écoulement diphasique. La distance entre le mixeur gaz-liquide et la sortie de l'injecteur a été augmentée de 50 cm et 3 m.

Pour les deux distances mixeur-injecteur, les écoulements internes ont été filmés avec la pièce de visualisation afin d'en connaitre leurs structures. Un impact drastique de la longueur de course a été constaté à $\beta = 0,8$. Les tailles moyennes de goutte ont été mesurées dans le spray sur l'axe à $z = 15$ cm. La fréquence de passage des bouchons liquides a été mesurée en sortie d'injecteur avec et sans la présence du gaz externe en utilisant la méthode décrite en section 3.10.2.
Le tableau 4.2 indique les structures observées avec la pièce de visualisation dans l'écoulement interne en fonction du point de fonctionnement et de la distance entre mixeur et injection. L'augmentation de la longueur entre mixeur et injection a pour effet d'augmenter fortement la taille des bouchons liquides.

Les modifications de structure se retrouvent sur les fréquences et les puissances spectrales mais de façon

	50 **cm**	3 **m**
$\beta = 0,8$	Petits bouchons gazeux ($4H_l$ max) et petites bulles, le liquide est juste sous forme de film entre bulles et bouchons gazeux	Grands bouchons gazeux ($\approx 50H_l$) et grands bouchons liquides ($\approx 50H_l$)
$\beta = 0,9$	Très grands bouchons gazeux (jusqu'à $1000H_l$) avec épaississements ponctuels du film liquide, petits bouchons liquides ($\approx 10H_l$)	Très grands bouchons gazeux ($\approx 500H_l$) et grands bouchons liquides ($\approx 40H_l$)

TABLE 4.2 – Caractéristiques des bouchons gaz et liquides en fonction de Bêta et de la distance mixeur-injection - $U_{lsup} = 0,26$ m/s - Géométrie gros diamètre sans convergent.

plus ou moins prononcée selon la valeur de Bêta. Les figures 4.40 et 4.41 donnent respectivement les évolutions des spectres fréquentiels en fonction des différentes configurations pour $\beta = 0,8$ et $\beta = 0,9$.
A $\beta = 0,8$ la différence de régime d'écoulement entre les deux longueurs d'injection est très marquée. Les bouchons gazeux de l'injection courte, beaucoup plus petits, sont séparés par des bulles collées les unes aux autres : en sortie d'injecteur (sans la présence de gaz externe), la photographie de gauche figure 4.42 montre que l'écoulement est intermittent et évolue entre de grosses bulles, qui correspondent aux bouchons gazeux, et blocs liquides chargés de petites bulles. A droite figure 4.42 l'image montre un long bouchon liquide correspondant toujours à $\beta = 0,8$ mais pour l'injection longue. Le traitement effectue la transformée de Fourier du signal temporel de la moyenne des niveaux de gris dans une zone sous l'injecteur (cf. partie 3.10.2) : il est plus adapté à une intermittence plus franche où il y a une réelle alternance entre bouchon purement liquide et bouchon purement gazeux comme c'est le cas pour les trois autres points de fonctionnement testés. Cela se voit sur les spectres de fréquences de $\beta = 0,8$ figure 4.40. Les spectres correspondant à la distance mixeur-injecteur courte sont bruités, présentent une large gamme de fréquence sans pic vraiment isolé. Au contraire, ceux de la distance longue présentent des pics marqués avec des puissances de densité spectrales élevées (supérieures d'un ordre de grandeur à celles la distance mixeur-injecteur courte). A distance mixeur-injecteur fixée, les spectres ont des gammes fréquentielles identiques avec et sans gaz externe ainsi que des puissances de densité spectrales du même ordre.

A $\beta = 0,9$ (cf. figure 4.41), la différence entre les deux distances mixeur-injecteur est moins marquée probablement du fait que les régimes d'écoulement leur correspondant sont proches (cf. tableau 4.2). L'injection longue présente tout de même un spectre doté d'un pic plus net, d'une gamme de fréquence plus réduite ($< 5 - 10$ Hz)et d'une puissance de densité spectrale plus élevée que l'injection courte. Là encore l'ajout de gaz externe n'a pas d'impact notable sur le spectre. Cette observation montre bien que le caractère intermittent de l'écoulement interne se répercute sur le spray.

Soulignons que les spécifications de la succession bouchon gaz-bouchon liquide se manifeste aussi sur la taille moyenne des gouttes (C_{10}). Les résultats consignés dans le tableau 4.3 montrent que l'impact du régime d'écoulement est très marquée : à jeu de paramètres fixé, le C_{10} correspondant à la distance mixeur-injecteur longue est plus de deux fois plus grand à $\beta = 0,8$ et une fois et demi plus grand à $\beta = 0,9$. Les grands bouchons liquides, qui se forment pendant les trois mètres qui séparent le mixeur de l'injecteur, peu déstabilisés par le gaz externe (cf. images "c" et "d" figure 4.27), s'écoulent directement sur la sonde et font augmenter la moyenne de taille des inclusions liquides. Si l'on compare au cas monophasique dont C_{10} a été mesuré uniquement pour la distance mixeur-injecteur courte, on voit là encore un impact fort des bouchons liquides qui se manifeste par une augmentation du C_{10} à $\beta = 0,9$. Entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,8$, C_{10} ne montre pas de variation marquée.
Il serait intéressant dans une éventuelle suite à ces travaux, d'effectuer une analyse conditionnelle où l'on mesure séparément les tailles correspondant à l'atomisation des blocs liquides et les tailles correspondant à l'atomisation de la nappe annulaire.

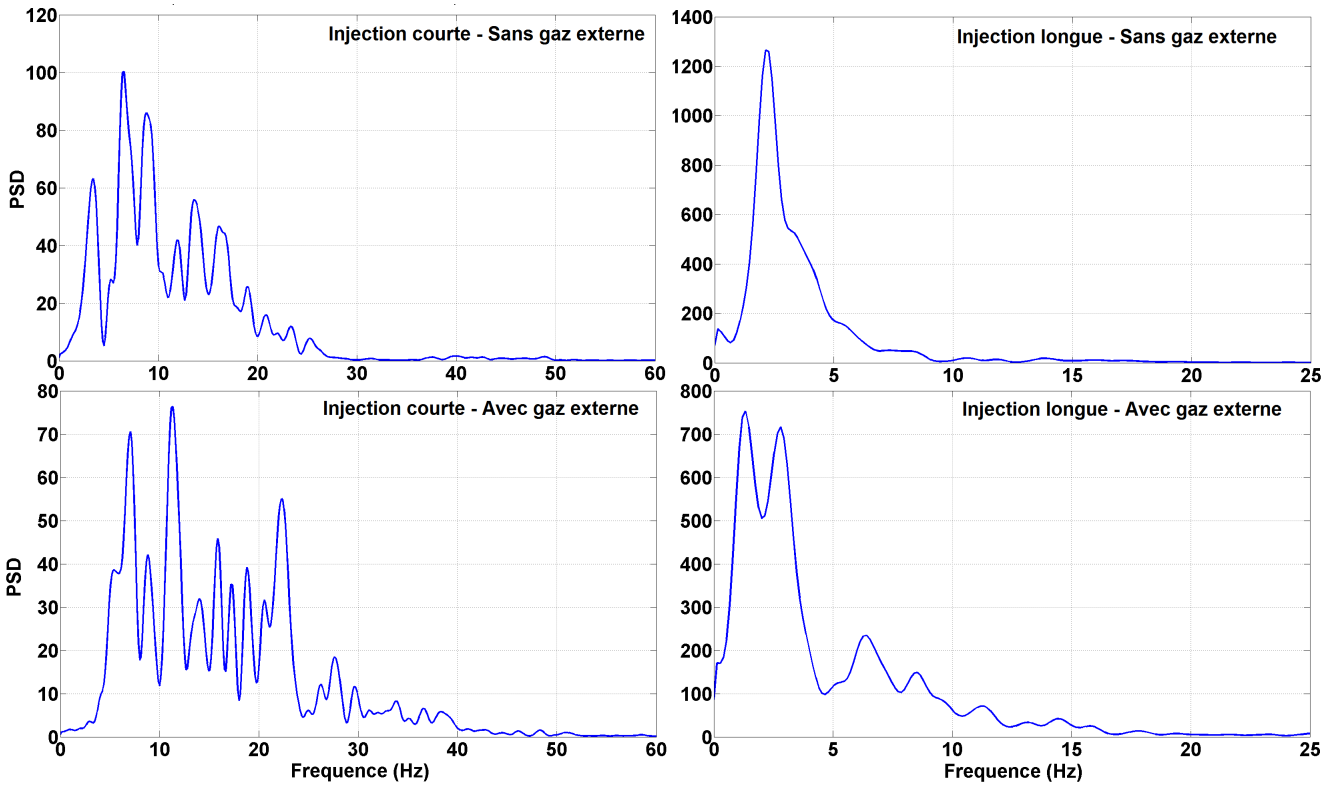


FIGURE 4.40 – Spectre fréquentiel des structures liquides en sortie d'injecteur pour deux longueurs de course de l'écoulement diphasique interne avant l'injection, avec et sans gaz externe ($U_{gext} = 30$ m/s) - Injection longue : 3 m - Injection courte : 50 cm - $U_{lsup} = 0.26$ m/s et $\boldsymbol{\beta = 0,8}$ - Géométrie gros diamètre sans convergent.

	$\boldsymbol{\beta = 0}$	$\boldsymbol{\beta = 0,8}$	$\boldsymbol{\beta = 0,9}$
50 cm	2378 μm	2510 μm	3238 μm
3 m		5711 μm	5455 μm

TABLE 4.3 – $C_{10}(\beta)$ pour deux distances mixeur-injecteur - $U_{lsup} = 0.26$ m/s et $U_{gext} = 30$ m/s - Mesurés sur l'axe à $z = 15$ cm - Géométrie gros diamètre sans convergent.

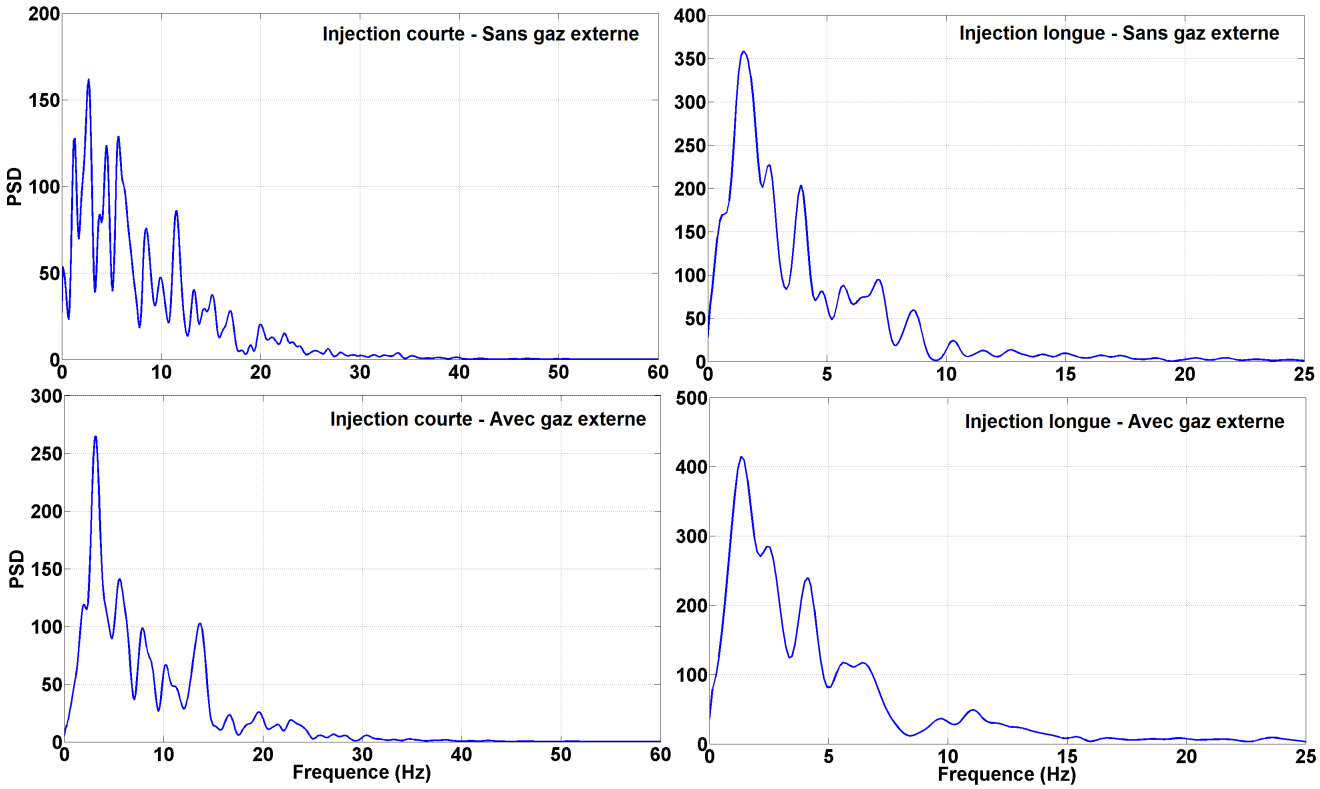


FIGURE 4.41 – Spectre fréquentiel des structures liquides en sortie d'injecteur pour deux longueurs de course de l'écoulement diphasique interne avant l'injection, avec et sans gaz externe ($U_{gext} = 30$ m/s) - Injection longue : 3 m - Injection courte : 50 cm - $U_{lsup} = 0.26$ m/s et $\boldsymbol{\beta = 0,9}$ - Géométrie gros diamètre sans convergent.

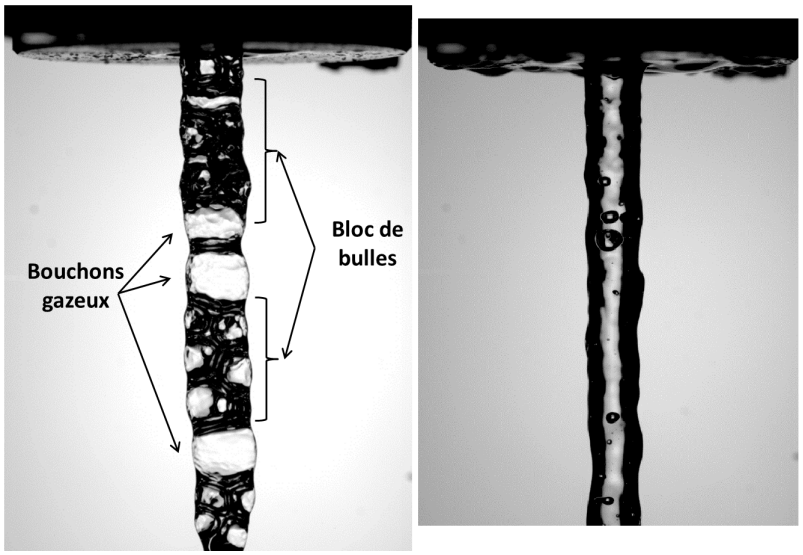


FIGURE 4.42 – Écoulement sans gaz externe pour l'injection courte (50 cm) (à gauche) et pour l'injection longue (à droite) - $U_{lsup} = 0,26$ m/s, $\beta = 0,8$ - Géométrie gros diamètre sans convergent.

Dans cette section, nous avons démontré le lien étroit entre le régime de l'écoulement diphasique du jet central et les structures liquides qui se développent à la sortie de l'injecteur que ce soit en présence d'un forçage de gaz externe co-courant ou non. En particulier,

– le régime à bulles donne lieu à des jets liquides chargés de petites bulles (c'est-à-dire de taille inférieure au diamètre du jet) restant cohérents, qui, sous l'action du gaz externe, se comportent de manière similaire au cas du jet monophasique. Sont en particulier retrouvés des processus d'épluchage de l'interface et aussi de battement grande échelle.
– les régimes pour lesquels les bulles grossissent suffisamment pour former des bouchons (que ces derniers soient lisses ou distordus) produisent des trains de larges bulles (de taille supérieure au diamètre d'injection), bulles qui, soumises à l'action du gaz externe, produisent des structures en parapluie de grande extension radiale. Quelques éléments quantitatifs montrent que ces parapluies se forment suite à des instabilités interfaciales de type cisaillement sur le film liquide délimitant les larges bulles. Par ailleurs, nous avons montré que la cadence de formation des parapluies est largement supérieure à celle d'arrivée des bouchons gaz, de sorte que le liquide s'évacue continument par l'écoulement dans le film délimitant les grosses bulles. Ce flux, combiné à la recirculation du gaz externe, est probablement à l'origine de la forte extension radiale de ces structures. Ces parapluies soumis au fort courant gazeux produisent des gouttes principalement via un mécanisme du type "bag break-up". Par ailleurs, ces trains de larges bulles alternent avec des portions de jets liquides plus ou moins chargées de petites bulles et qui restent cohérents : lorsque le gaz externe interagit avec ces portions de jets bullés, ce sont des mécanismes de type d'épluchage qui président à la formation des gouttes. Pour ces régimes, l'intermittence est donc très marquée : au delà des fortes pulsations du débit liquide, nous pouvons anticiper aussi de fortes fluctuations sur les tailles des gouttes du fait des évolutions temporelles des mécanismes de brisures.
– le régime annulaire, atteint aux très grandes fractions de débit gaz, produit des films liquides minces en sortie d'injecteur. Les mécanismes de déstabilisation correspondent ici à de l'épluchage par le gaz externe avec une contribution plus ou moins marquée de l'écoulement de gaz interne, ainsi qu'au battement grande échelle du film mince.

La carte présentée en haut figure 4.15 résume ces observations et propose des frontières entre structures. La plage de conditions d'écoulements explorée pour établir cette carte est assez large : Bêta a balayé la plage $0 - 0,99$, la vitesse superficielle liquide a été variée entre $0,17$ et $0,86$ m/s pour $M = 16$, et la carte intègre aussi les observations effectuées à $U_{lsup} = 0,61$ m/s pour M variant de ≈ 3 à ≈ 130.

La carte mentionnée ci-dessus a été établie pour une géométrie fixée (diamètre du jet interne $= 7,6$ mm, épaisseur de la couronne de gaz externe $= 1,7$ mm) ainsi que pour une distance mixeur-injecteur fixée.
Concernant la distance mixeur-injecteur, cette dernière affecte principalement la transition écoulement à bulles/écoulements à bouchons. Toutefois, pour un régime d'écoulement donné, les mêmes structures liquides en sortie d'injecteur que celles prédites par la carte proposée sont bien observées. En revanche, la dimension des bouchons formés étant aussi dépendante de la distance mixeur-injecteur, la fréquence des pulsations va être modifiée. Un effet sur les tailles de goutte a d'ailleurs été constaté.
Pour évaluer le rôle éventuel du diamètre du jet central, nous allons maintenant analyser les structures liquides formées avec un injecteur de plus petit diamètre intérieur.

4.2 Petit diamètre

Sur la géométrie petit diamètre trois vitesses superficielles du liquide ont été utilisées : $0,2$, 1 et 2 m/s. Bêta a été varié de 0 à $0,97$ excepté pour $U_{lsup} = 2$ m/s où nous n'avons pu atteindre que $\beta = 0,9$. Pour les différentes combinaisons $(U_{lsup}; \beta)$, la vitesse du gaz externe a été variée de 30 à 129 m/s. Nous allons maintenant analyser comment β et U_{gext} impactent la structure du jet une fois sorti de l'injecteur.

4.2.1 Évolution de la structure du jet atomisé avec Bêta.

Sur cette géométrie, nous identifions deux structures liquides types en fonction des paramètres de contrôle :
- Le "fiber type" de Chigier et al. [14], qui correspond au processus d'atomisation largement discutés jusqu'ici, où la production de gouttes se fait par stripping et flapping. Ce régime se produit aux faibles Bêtas quand l'écoulement interne est "à bulles" (cf. figure 3.26). Lors de ce régime, l'écoulement ne présente pas de fluctuation de débit.
- A plus hauts Bêtas, les fluctuations de débit sont associées au passage des perturbations dans les écoulements internes de type "churn" et annulaire (cf. figure 3.26) qui en sortant de l'injecteur s'expriment par le passage de blocs liquides. Le gaz externe atomise donc successivement une nappe liquide annulaire (avec production de parapluie) et un bloc liquide. Quand la nappe annuaire est atomisée, le débit est très faible.

Par rapport à la géométrie gros diamètre avec convergent dont les structures liquides périodiques observées sont regroupées dans le tableau figure 4.13, nous n'observons pas les vagues de types "parapluie" attachés au jet. Par contre bien que celles arrachées du jet soient observées sur la géométrie petit diamètre, elles le sont beaucoup moins fréquemment que sur la géométrie gros diamètre.

Afin d'illustrer les régimes observés, des images leur correspondant vont être exposées. Dans un premier temps nous allons faire un point rapide sur le régime "fiber type" (stripping et flapping).

Ce régime se produit pour les trois U_{lsup} à faible β. Cependant le stripping est faible ou inexistant à $U_{gext} = 30$ m/s puis devient de plus en plus efficace à mesure que U_{gext} augmente. Nous avons choisi d'illustrer cette évolution avec $U_{lsup} = 2$ m/s. Sur la première image de la figure 4.43, on constate que pour $U_{lsup} = 2$ m/s, le gaz externe n'a pas une vitesse suffisante pour déclencher le stripping du jet. Ensuite à mesure que U_{gext} augmente, on voit nettement le stripping devenir de plus en plus efficace. Il y a donc des nuances entre chaque U_{gext} mais il n'y a pas de changement drastique tel que l'apparition de nouveaux mécanismes de brisure : quelle que soit la vitesse du gaz externe, le "stripping" se fait proche injection et le "flapping" se produit plus loin en aval.
Pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s, le flapping disparait à partir de $U_{gext} = 81$ m/s : le jet, qui se brise proche de l'injecteur, n'est plus assez long pour effectuer des déplacements radiaux de plus de H_l. Malgré tout le jet continue de battre, avec une petite amplitude, et continue à lâcher des gouttes de part et d'autre de l'axe. Pour $U_{lsup} = 1$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s le même effet de U_{gext} est constaté sur le flapping mais uniquement pour des grandes vitesses du gaz externe (respectivement 81 et 129 m/s). Pour $U_{lsup} = 1$ m/s, nous avons observé qu'à $\beta = 0,4$, le flapping disparait par moment. Une illustration de ce phénomène est proposée figure 4.44. Les images du haut correspondent à $\beta = 0$, celles du bas à $\beta = 0,4$. Le pas de temps entre les images, de 5 ms, est constant.

A $\beta = 0$, les mouvement de flapping du jet sont repérés par la ligne discontinue. A $\beta = 0,4$, le jet, qui globalement suit l'axe finit soit par se déstabiliser en aval de l'injecteur soit par couler directement sur la sonde comme on le voit dans la zone encerclée de la dernière image suit l'axe. Sur la géométrie gros diamètre avec convergent, cette "non-brisure" et cette disparition du flapping du jet se produisent quand une vague de type "parapluie" se propage sur le jet or ici ce n'est pas nous l'avons vu illustré sur les images du haut figure 4.3. A ce stade de l'étude, nous n'avons pas d'explication à proposer.

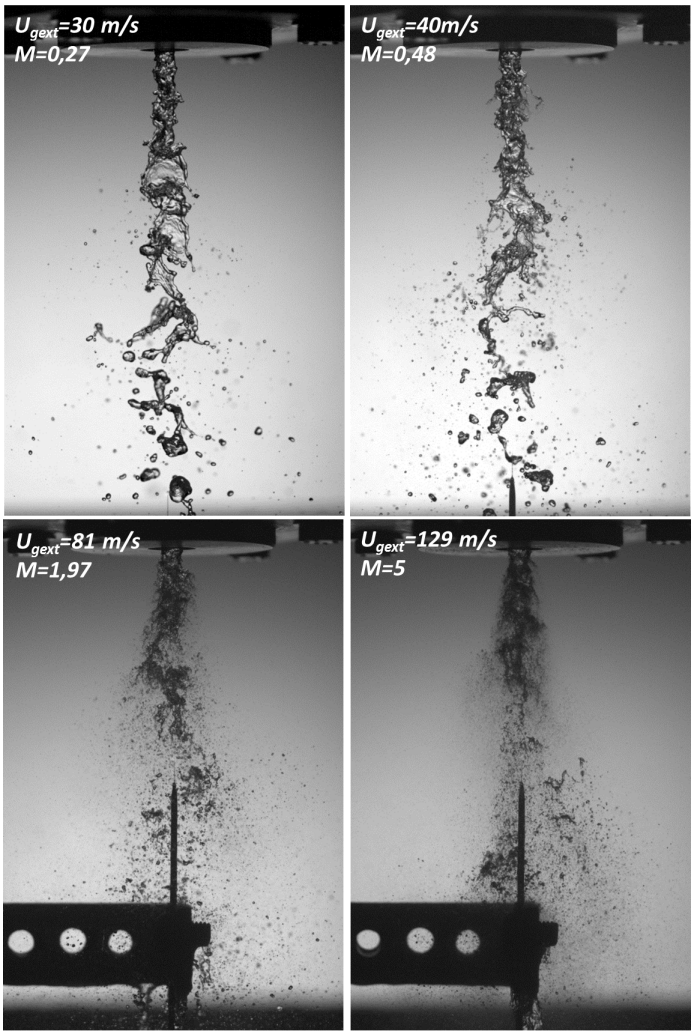


FIGURE 4.43 – Illustration de la structure du jet du cas $\beta = 0$ - $U_{lsup} = 2$ m/s- Géométrie petit diamètre.

A partir de $\beta = 0,6$ ($\beta = 0,8$ pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s), la structure du jet change fortement. L'écoulement interne qui devient de type "churn" commence à pulser. Une fois le gaz externe ajouté, nous assistons à une intermittence entre atomisation d'un jet annulaire et atomisation d'un "bloc" liquide et réduction, voire arrêt, du débit liquide instantané. La figure 4.45 montre, avec une série temporelle de photographies, l'alternance entre l'atomisation d'un jet annulaire et le passage de "blocs" liquides.

Nous allons maintenant établir une cartographie des structures périodiques du spray et la discuter parallèlement avec celles de l'écoulement interne avec et sans pièce de visualisation.

4.2.2 Les structures périodiques du spray.

La cartographie des structures liquides périodiques dans un plan $(\beta; U_{gext})$ pour chaque U_{lsup} est donnée par la figure 4.46. Elle présente, respectivement de haut en bas, les cartographies de $U_{lsup} = 1$ m/s, $U_{lsup} = 0,2$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s.

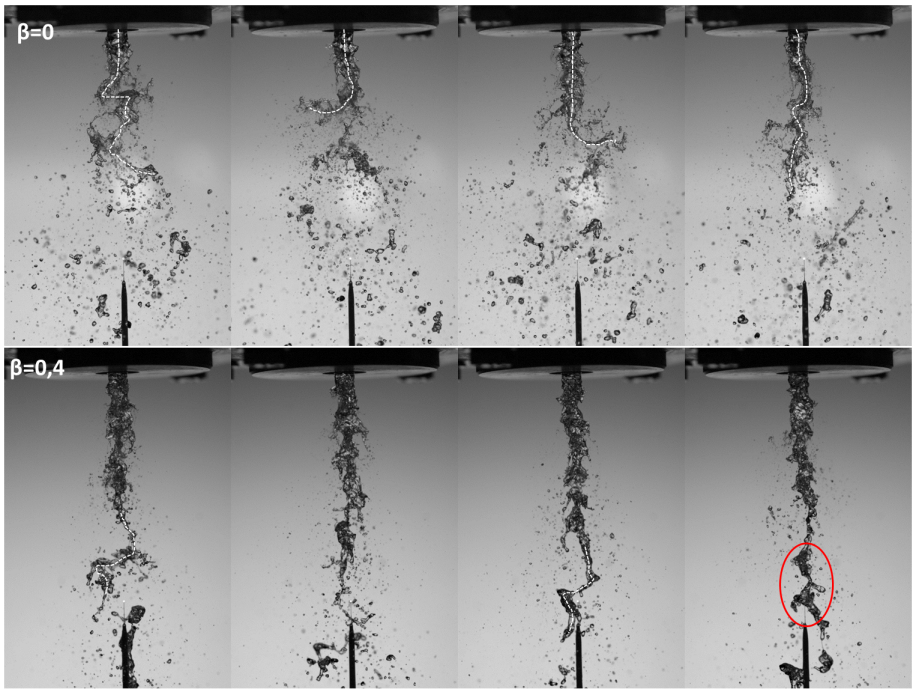


FIGURE 4.44 – Illustration de la diminution du flapping en régime diphasique - Entre les images $\Delta t = 5$ ms - $U_{lsup} = 1$ m/s et $U_{gext} = 40$ m/s - En haut : $\beta = 0$ - En bas : $\beta = 0,4$ - Géométrie petit diamètre.

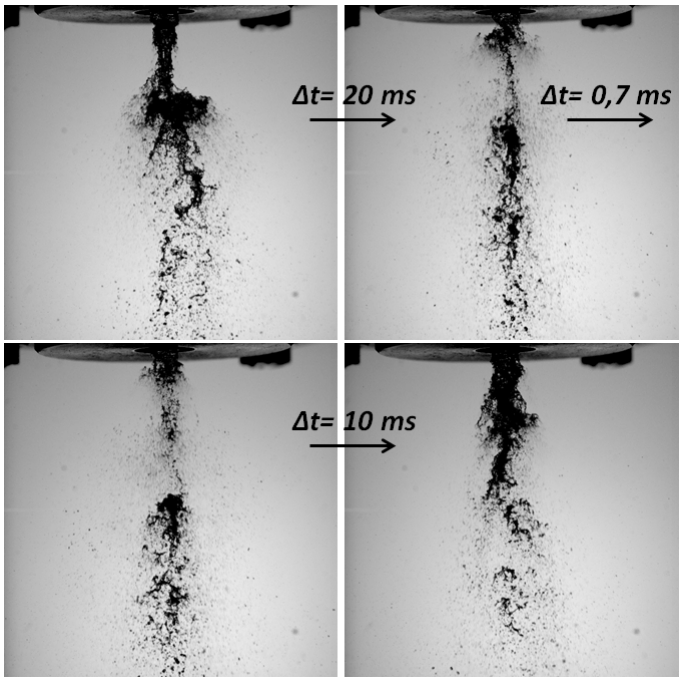


FIGURE 4.45 – Illustration de la structure du jet du cas $\beta = 0,6$ - $U_{lsup} = 1\ m/s; U_{gext} = 82\ m/s; M = 8$ - Géométrie petit diamètre.

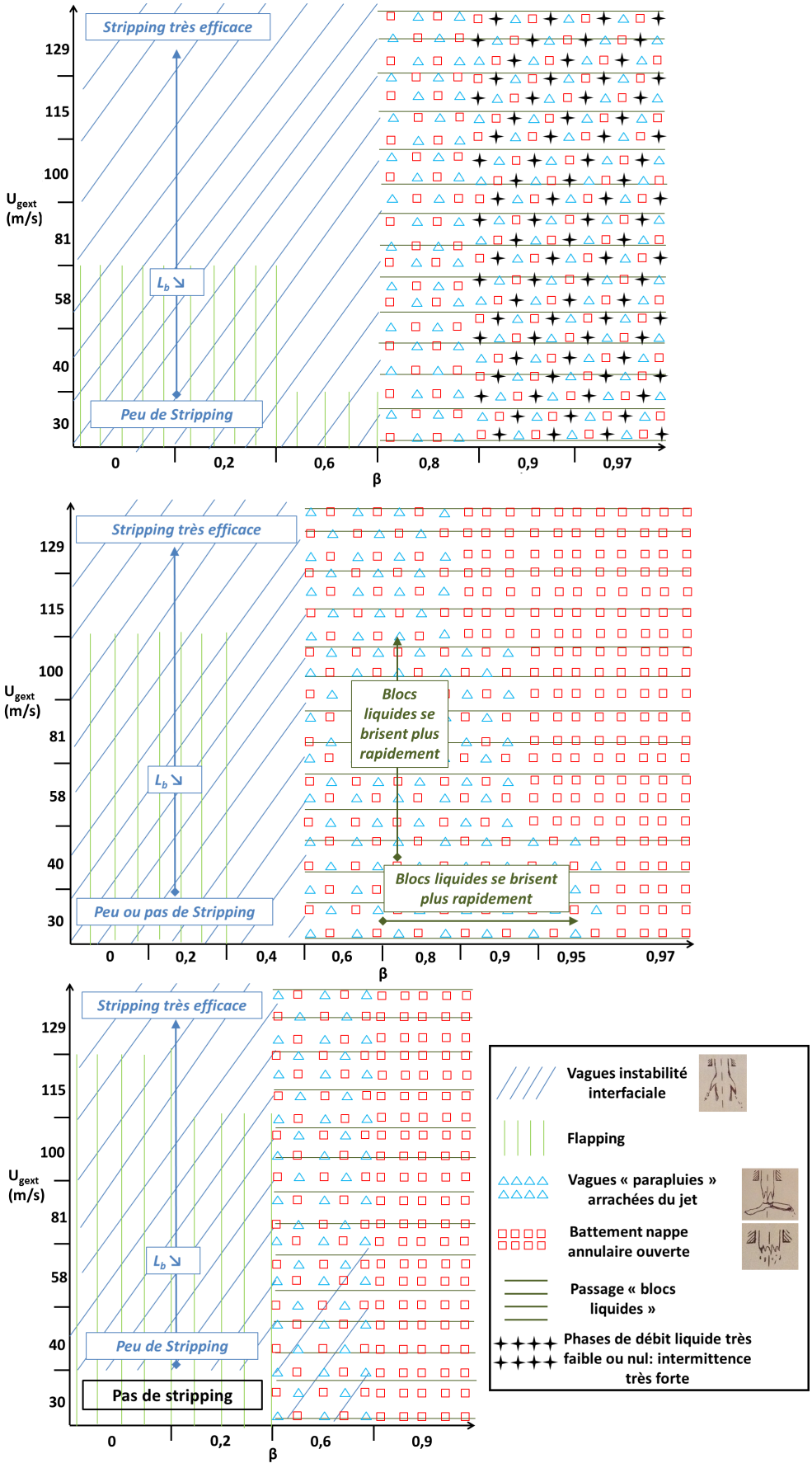


FIGURE 4.46 – Cartographie des structures liquides périodiques du spray - En haut : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, Au milieu : $U_{lsup} = 1$ m/s, En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s - Géométrie petit diamètre.

Nous y retrouvons les mêmes structures que celles observées sur la géométrie gros diamètre, c'est-à-dire :
- les vagues d'instabilité interfaciale (au sens stripping) et le flapping constituant le "fiber type",
- les vagues de type "parapluie",
- la nappe annulaire atomisée proche de l'injecteur,
- les blocs liquides provoquant l'intermittence du débit.

Sur la cartographie correspondant à $U_{lsup} = 0,2$ m/s au milieu figure 4.46, sont indiquées les zones où le débit liquide peut devenir nul ou très faible. Pour les deux autres U_{lsup}, l'intermittence du débit liquide a lieu mais sans arrêt total du débit.

En comparant les trois cartographies de la figure 4.46 entre elles nous observons les mêmes structures mais avec des frontières qui se déplacent selon U_{lsup} (tous les Bêtas n'ont pas été testés pour tous les U_{lsup}). En les comparant à celles de la géométrie gros diamètre (figure 4.14) nous retrouvons la même allure que la cartographie à $U_{lsup} = 0,61$ m/s (en bas figure 4.14) : ici aussi U_{gext} (et M) a peu d'impact sur les structures excepté sur trois points :
- le flapping qui disparait là encore à partir d'un U_{gext} seuil,
- le Bêta seuil pour lequel le régime atomisation d'une nappe annulaire apparait pour $U_{lsup} = 1$ m/s,
- Quand U_{gext} augmente, le gaz externe atomise le liquide de plus en plus proche de l'injecteur jusqu'à un point où les vagues de type "parapluie" n'ont plus le temps de se développer.

Une version synthétisée et simplifiée des cartographies de la figure 4.46 où n'apparaissent que les frontières a été établie. Elle est donnée en haut figure 4.47. Même si les frontières varient légèrement, les cartographies de la géométrie petit diamètre sont similaires et consistantes à celle de la géométrie gros diamètre (cf. en haut figure 4.15), seule une différence au niveau de l'étendue de la zone correspondant à l'atomisation des écoulements à bulles est notable.

Faisons maintenant un point sur le lien entre les structures périodiques du spray et les régimes d'écoulements internes donnés par la cartographie en bas figure 4.47. Comme pour la géométrie gros diamètre nous constatons que certaines frontières coïncident :
- Pour les trois U_{lsup}, l'atomisation d'un régime à bulles se fait par stripping et flapping (jusqu'à une certaine valeur de U_{gext} pour le flapping). Là encore, ce régime d'écoulement interne ne perturbe pas ou peu les mécanismes de brisure par rapport au cas monophasique.
- L'atomisation des régimes d'écoulement présentant un film liquide, c'est-à-dire le "churn" et l'annulaire, donne lieu soit à un mélange de vagues de types "parapluie" arrachées du jet et de nappe annulaire atomisée soit à seulement une nappe annulaire atomisée. Dans les deux cas l'écoulement est fortement intermittent en raison du passage des blocs liquides. La frontière entre ces deux régimes ne se retrouve pas sur la cartographie des régimes d'écoulements internes.

Comme précédemment nous avons aussi examiné les structures du jet sortant de l'injecteur sans écoulement de gaz externe. Ces structures indiquées sur la cartographie figure 4.48, peuvent être divisées en deux catégories :
- Les jets liquides ou bullés qui ne présentent pas de fluctuations de débit marquées,
- Les écoulements intermittents correspondant à la sortie d'écoulements internes de type "churn" et annulaire qui sur les géométries avec et sans convergent ont montré une intermittence entre nappe annulaire et bloc liquide ayant pour conséquence des fluctuations du débit liquide. La géométrie petit diamètre présente la même dynamique que les géométries gros diamètre avec des différences notables au niveau des blocs liquides que nous allons présenter dans la suite du manuscrit. En comparant les structures du jet avec et sans écoulements de gaz externe nous constatons que l'intermittence se produit dans les deux cas.

En résumé nous retrouvons sur cette géométrie une cohérence entre régimes d'écoulement interne figure (en bas 4.47), structures du jet sortant de l'injecteur sans écoulement de gaz externe (figure 4.48) et structures du jet atomisé (en haut figure 4.47) : les frontières sont globalement les mêmes.

Nous allons commencer par présenter le cas des jets bullés qui perturbe peu les mécanismes d'atomisation par rapport au cas monophasique. Ensuite nous discuterons conjointement l'atomisation de la nappe annulaire

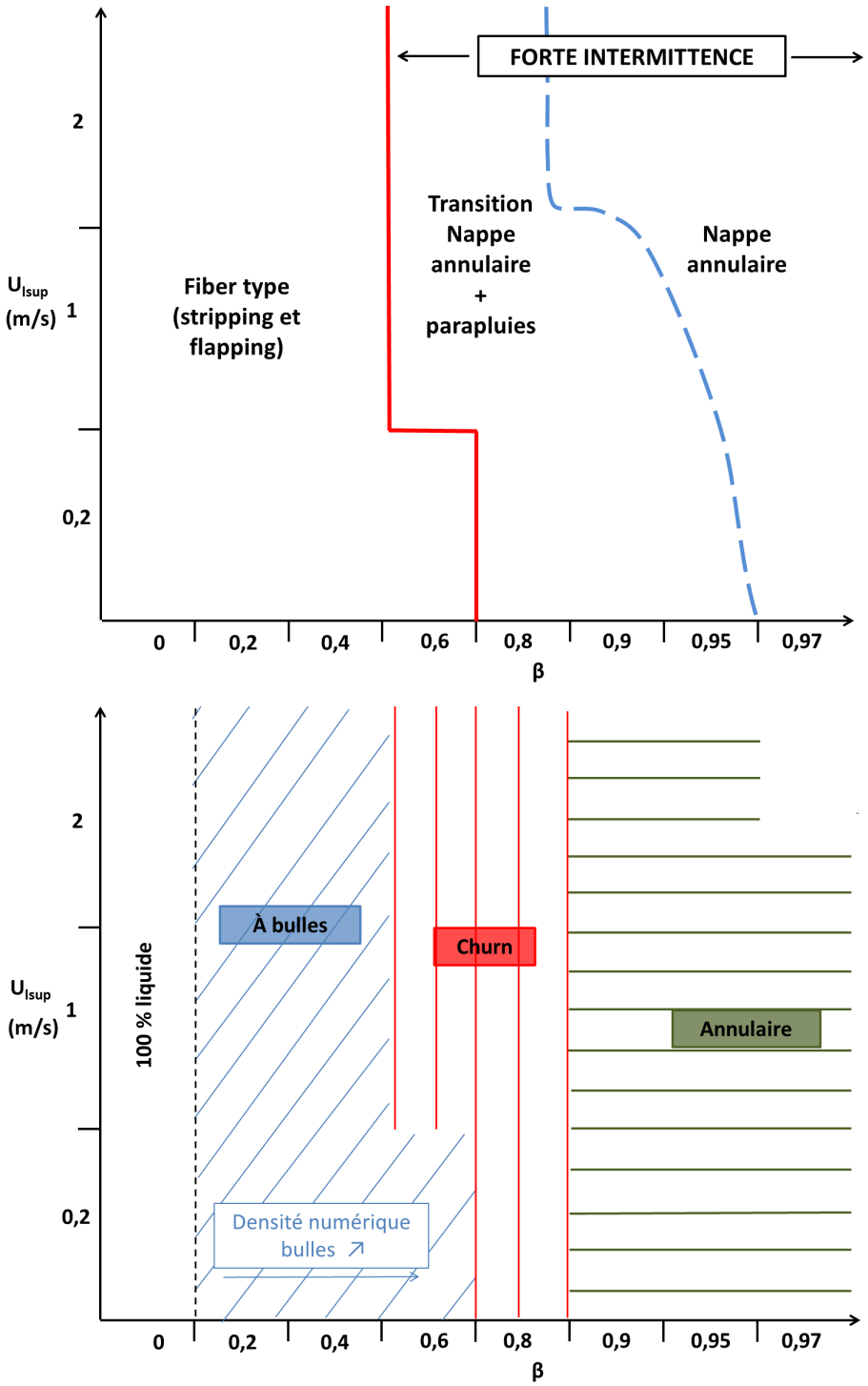


FIGURE 4.47 – En haut : Cartographie simplifiée des structures liquides périodiques du spray - En bas : Cartographie des régimes d'écoulements interne - Géométrie petit diamètre.

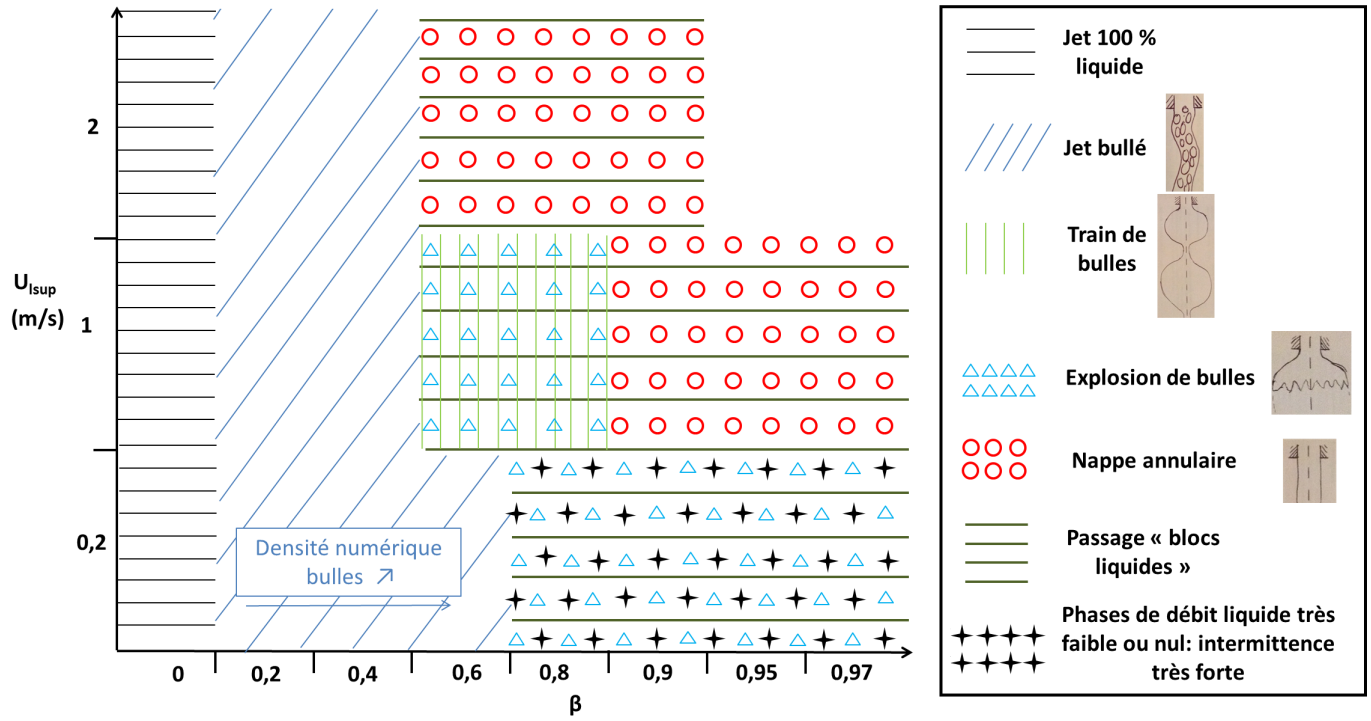


FIGURE 4.48 – Cartographie des structures du jet diphasique en sortie d'injecteur sans écoulement de gaz externe - Géométrie petit diamètre.

et le passage des blocs liquides sur lesquels nous insisterons car ils se produisent de façon très prononcée sur cette géométrie.

Jet bullé

Les jets bullés voient la densité numérique de bulles qu'ils contiennent augmenter avec Bêta pour U_{lsup} fixée. Ce qui n'avait pas encore été observé jusqu'ici c'est l'évolution de la surface libre du jet pour Bêta fixé. La figure 4.49 montre l'évolution d'un jet bullé à $\beta = 0,2$ quand U_{lsup} passe de $0,2$ m/s (à gauche) à 2 m/s (à droite). A $U_{lsup} = 0,2$ m/s l'interface du jet n'est pas du tout corruguée alors qu'à $U_{lsup} = 2$ m/s elle l'est du fait des déplacements radiaux du jet. L'augmentation de U_{lsup} accroît la vitesse relative du jet par rapport au gaz ambiant au repos : le cisaillement interfacial devient plus fort, le jet se déstabilise.

L'atomisation de ces jets par le gaz externe se fait, comme pour le cas monophasique, par stripping et flapping. Le stripping se produit peu ou pas à $U_{gext} = 30$ m/s, puis devient de plus en plus efficace à mesure que U_{gext} augmente. Les cartographies figure 4.46 rappellent que le flapping disparait à partir d'une valeur seuil de U_{gext}. Cette valeur augmente avec U_{lsup} : elle passe de 81 à 129 m/s quand U_{lsup} passe de $0,2$ à 2 m/s. A partir de cette valeur seuil, le jet continue de se déplacer radialement mais avec une amplitude inférieure à H_l, ces déplacements ne correspondent donc plus à notre définition du flapping.

Nappe annulaire et blocs liquides

Commençons par observer l'**écoulement en sortie d'injecteur sans gaz externe**. Sur la cartographie des structures du jet en sortie d'injecteur sans écoulement de gaz externe, figure 4.48, nous voyons dans la zone où les écoulements sont intermittents ($\beta > 0,6 - 0,8$) que tous les U_{lsup} présentent le passage de blocs liquides. En revanche la forme que prend la nappe annulaire en sortie d'injecteur entre deux blocs liquides diffère selon U_{lsup}.

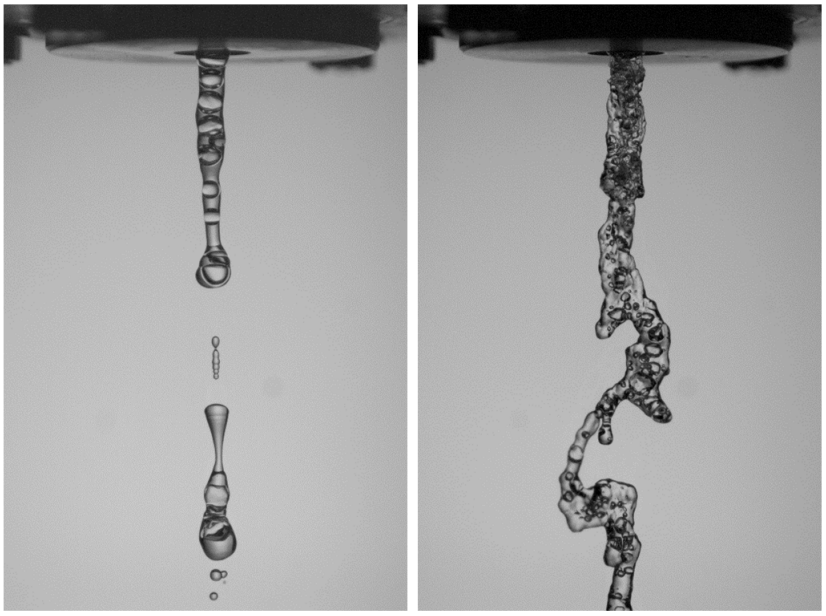


FIGURE 4.49 – Jet bullé - A gauche : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $\beta = 0,2$ - A droite : $U_{lsup} = 2$ m/s, $\beta = 0,2$.

$U_{lsup} = 0,2$ m/s Une illustration des conditions où nous observons l'alternance entre explosions de larges bulles, blocs liquides et ruptures du débit liquide ($U_{lsup} = 0,2\ m/s; \beta = 0,9; U_{gintsup} = 1,8$ m/s) est donnée par les photographies figure 4.50. Ces conditions correspondent au régime d'écoulement diphasique interne "annulaire" (cf. figure 4.47). Sur la photographie "a", un "bloc" liquide, repéré par une accolade, sort de l'injecteur laissant place à la nappe annulaire. Cette dernière gonfle ("b"), puis explose ("c"). 6 ms plus tard, le débit liquide est totalement interrompu ("d") et le restera 20 ms jusqu'au retour d'un "bloc" liquide que l'on voit sortir de l'injecteur sur la photographie "e". Notons qu'il met 12 ms pour atteindre le milieu du champ de la camera.
Ce régime, qui se produit pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s de $\beta = 0,8$ à $\beta = 0,97$ (cf. cartographie figure 4.48), est donc caractérisé par une forte intermittence du débit liquide.

$U_{lsup} = 1$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s Pour un Bêta donné, l'augmentation de U_{lsup} modifie la structure du jet (cf. cartographie figure 4.48). L'intermittence de débit est moins prononcée et les structures liquides évoluent.

Après avoir observé le cas ($U_{lsup} = 0,2\ m/s; \beta = 0,9; U_{gintsup} = 1,8$ m/s) ci-dessus, augmentons les vitesses superficielles des fluides d'un facteur 10 et passons aux conditions ($U_{lsup} = 2\ m/s; \beta = 0,9; U_{gintsup} = 18$ m/s (figure 4.51) où l'écoulement interne est toujours annulaire. Sur les photographies "a", "e" et "f" la nappe annulaire ne gonfle pas et garde donc un diamètre constant. Elle s'écoule en aval de l'injecteur à une distance équivalente à quelques H_l (plus loin qu'à $U_{lsup} = 0,2$ m/s) avant de se briser en lambeaux liquides. Nous ne sommes donc plus en présence d'un régime explosion de bulles. Sur la photographie "b", un "bloc" liquide apparait, plus foncé que le reste de l'écoulement, au centre de la nappe annulaire. Entre les images "b" et "e", ce bloc, aux dimensions bien plus importantes que celles observées à ($U_{lsup} = 0,2\ m/s; \beta = 0,9; U_{gintsup} = 1,8\ m/s$), met 6 m/s à traverser l'intégralité du champ de la caméra. L'image "e" montre les résidus du bloc décomposé en lambeaux liquides. A Bêta fixé, l'augmentation de U_{lsup} provoque le passage de "blocs" liquides transportant une masse liquide plus importante et plus rapide.

Regardons maintenant l'effet de Bêta et/ou de la vitesse superficielle du gaz interne en fixant $U_{lsup} = 1$ m/s et en faisant évoluer Bêta de $0,6$ à $0,97$. En comparant les séries temporelles de photographies figure 4.52 qui illustre $\beta = 0,6$ (ligne du haut), $\beta = 0,8$ (ligne du milieu) et $\beta = 0,97$ (ligne du bas), plusieurs observations peuvent être faites :

- Entre $\beta = 0,6$ et $\beta = 0,8$ le "bloc" liquide grossit et gagne en vitesse : les intervalles de temps entre les images sont quatre fois plus petits pour $\beta = 0,8$. A cette valeur de Bêta, on observe sur la photographie

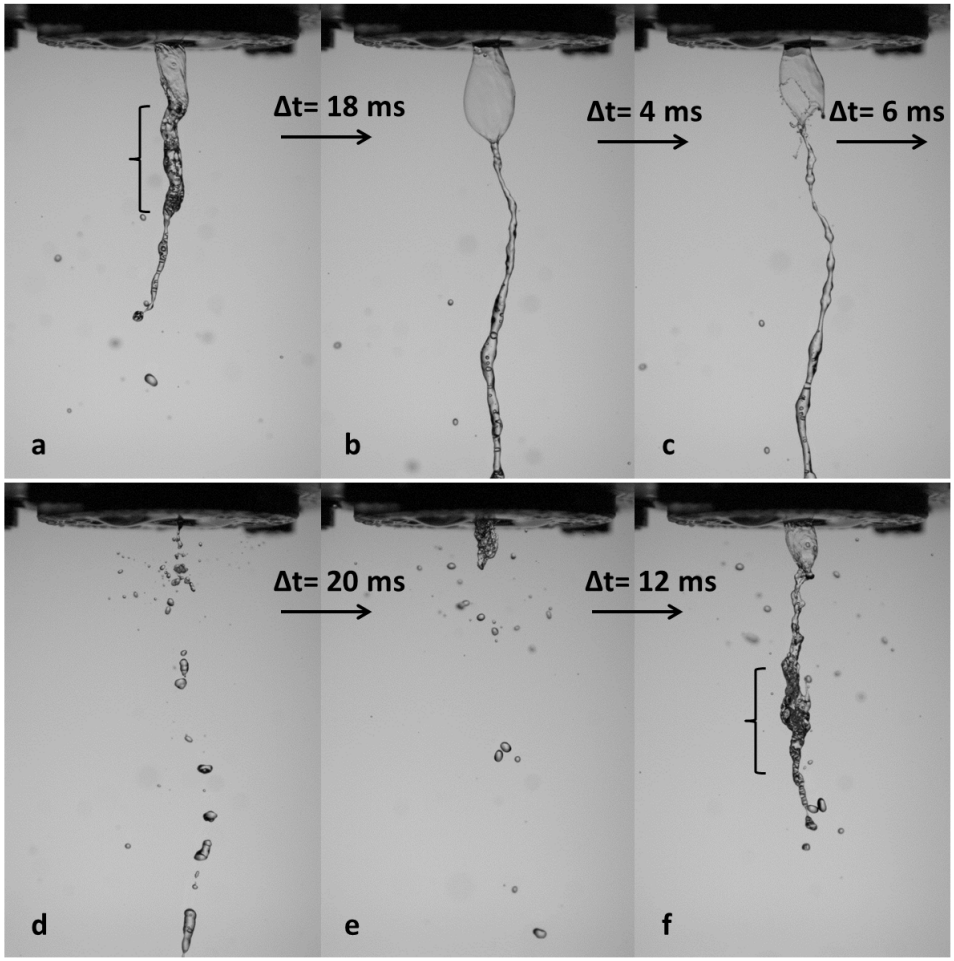


FIGURE 4.50 – Illustration de l'intermittence : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $\beta = 0,9$, $U_{gintsup} = 1,8$ m/s.

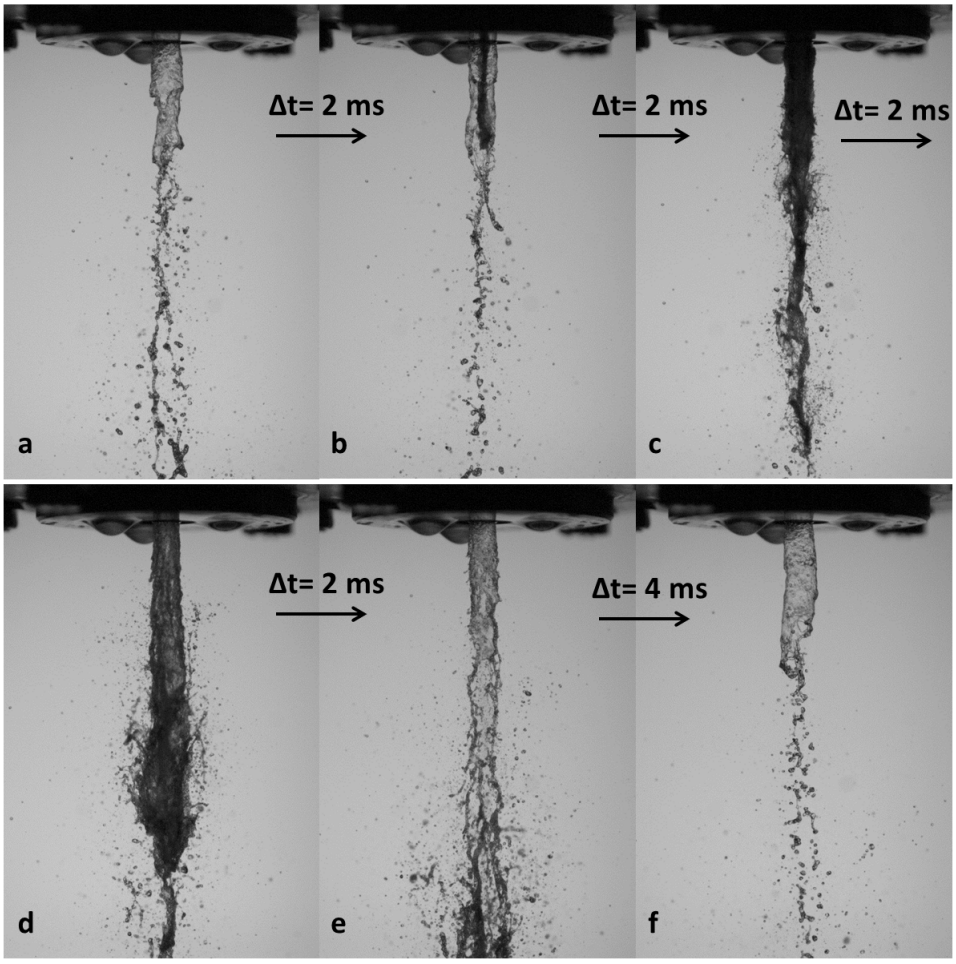


FIGURE 4.51 – Illustration de l'intermittence sans assistance du gaz externe : $U_{lsup} = 2$ m/s, $\beta = 0,9$, $U_{gintsup} = 18$ m/s.

"6" des ligaments qui se forment sur le pourtour du "bloc" comme si un courant gazeux était dirigé vers l'injecteur : la vitesse du "bloc" est donc assez élevée pour que cet effet se produise ($U_{gext} = 0$ m/s). A $\beta = 0,6$, nous voyons une bulle se former à la sortie de l'injecteur avant et après le passage du bloc indiquant que le régime est "train de bulles". A cette valeur de Bêta ainsi qu'à $\beta = 0,8$, il se produit aussi des événements où la bulle explose.

– A $\beta = 0,97$, une traînée, indiquée par une flèche sur les images 7 et 8, apparait. Le passage de fines gouttes trop rapides pour qu'elles puissent apparaitre nettes sur les images est responsable de cet effet visuel. Le "bloc" de l'image "8" est plus fin que celui de l'image "5" et semble contenir moins de masse liquide. En comparant les images "8" et "9", il apparait que le bloc des conditions ($U_{lsup} = 1\ m/s; \beta = 0,97$;$U_{gintsup} = 32\ m/s$) est plus fragmenté que celui de ($U_{lsup} = 1\ m/s; \beta = 0,8$;$U_{gintsup} = 4\ m/s$). Sur l'image "9", indiqué par l'accolade, se trouvent des ligaments liquides qui ne se forment pas à $\beta = 0,8$. Ces ligaments semblent être le résultat de l'entrainement rapide du bloc par le gaz interne dont la vitesse est de 32 m/s. Après le passage du bloc la nappe annulaire s'écoule sur quelques H_l avant d'être décomposée en lambeaux liquides.

Pour expliquer la différence entre $\beta = 0,8$ et $\beta = 0,97$, nous formulons l'hypothèse suivante : à $\beta = 0,8$, l'écoulement interne est "churn", les ponts liquides y sont épais. A $\beta = 0,97$, le film liquide de l'écoulement annulaire est parcouru par des vagues dont l'épaisseur est moins grande que celle des ponts liquides d'un écoulement "churn" si l'on se base sur les observations faites dans la littérature [30].

Pour $U_{lsup} = 1$ et $U_{lsup} = 2$ m/s, les blocs liquides ont un caractère "plus violent" qu'à $U_{lsup} = 0,2$ m/s, quand ils quittent l'injecteur ils donnent l'impression d'une petite explosion.

Une fois le gaz externe ajouté, l'alternance des structures qui vient d'être décrite se retrouve et cela pour toutes les vitesses du gaz externe. Pour les trois U_{lsup} nous observons encore la présence (figure 4.46) de vagues de types "parapluies". Cependant leur fréquence d'apparition est beaucoup plus faible que sur les géométries gros diamètre et on ne les observe que sur de courts laps de temps, au moment où la nappe annulaire cède la place au bloc liquide. Nous les avons tout de même indiquées sur les cartographies pour signaler leur présence mais ce phénomène n'est responsable que d'une petite portion des gouttes produites.

Pour $U_{lsup} = 1$ m/s, les figures 4.53 et 4.54 correspondent respectivement à $\beta = 0,8$ et à $\beta = 0,97$. Sur chacune des figures, la ligne du haut correspond au cas ($U_{gext} = 81\ m/s - M = 8$), la ligne du bas au cas ($U_{gext} = 129\ m/s - M = 20$). Ces figures permettent donc de juger à la fois de l'effet de β et de celui de la vitesse du gaz externe sur la structure du jet.
En comparant les deux figures, nous voyons que la masse liquide n'a pas le même comportement. A $\beta = 0,8$, la vague naissante proche de l'injecteur évolue très rapidement en un gros paquet liquide s'expansant radialement à mesure qu'il s'éloigne de l'injecteur. A $\beta = 0,97$, le "bloc" liquide sortant de l'injecteur évolue totalement différemment : il se déchire en lambeaux liquides à mesure qu'il progresse vers l'aval mais sans trop s'écarter de l'axe. En comparant les photographies du haut et celles du bas de la figure 4.53, du cas $\beta = 0,8$, il n'apparait pas de différences marquées dues à la vitesse du gaz externe. En revanche, en faisant la même comparaison sur la figure 4.54, du cas $\beta = 0,97$, il apparait que le "bloc" liquide n'évolue pas de la même façon à $U_{gext} = 82$ m/s et à $U_{gext} = 129$ m/s. A $U_{gext} = 82$ m/s, le liquide se fragmente proche de l'axe depuis l'injecteur. A $U_{gext} = 129$ m/s, le liquide se fragmente plus bas en aval, après une zone ou le jet semble rester cohésif.

Intermittence, fréquence des blocs liquides. La fréquence de passage des blocs liquides a été mesurée avec et sans présence de l'écoulement de gaz externe pour $\beta = 0,9$ de $U_{lsup} = 0,2$, $U_{lsup} = 1$ et $U_{lsup} = 2$ m/s. Le tableau 4.4 consigne les résultats pour $U_{gext} = 0$ m/s, $U_{gext} = 30$, $U_{gext} = 81$ et $U_{gext} = 129$ m/s. Nous avons choisi ces vitesses qui balaient la gamme de U_{gext} avec comme objectif de déceler un éventuel impact du gaz externe sur la fréquence de passage des blocs liquides. A la lecture du tableau deux tendances s'observent :

– Pour un U_{lsup} donné le spectre fréquentiel évolue sur la même gamme de fréquence. Cela montre encore que U_{gext} n'est pas un paramètre affectant la fréquence des blocs liquides qui sont bien des structures issues de l'écoulement diphasique interne,

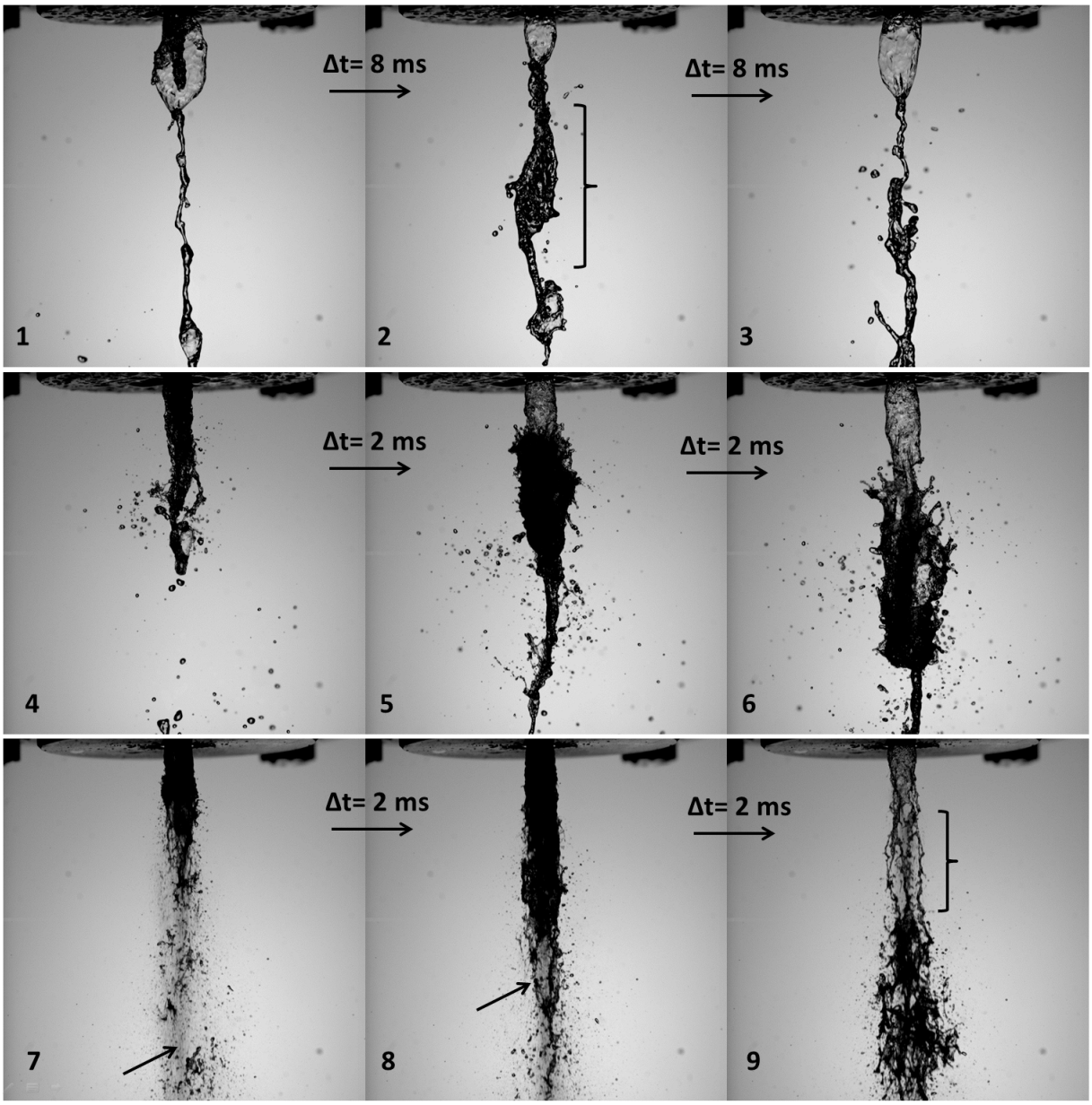


FIGURE 4.52 – Illustration de l'intermittence sans assistance du gaz externe : $U_{lsup} = 1$ m/s - Ligne du haut : $\beta = 0,6$, $U_{gintsup} = 1,5$ m/s - Ligne du milieu : $\beta = 0,8$, $U_{gintsup} = 4$ m/s - Ligne du bas : $\beta = 0,97$, $U_{gintsup} = 32$ m/s.

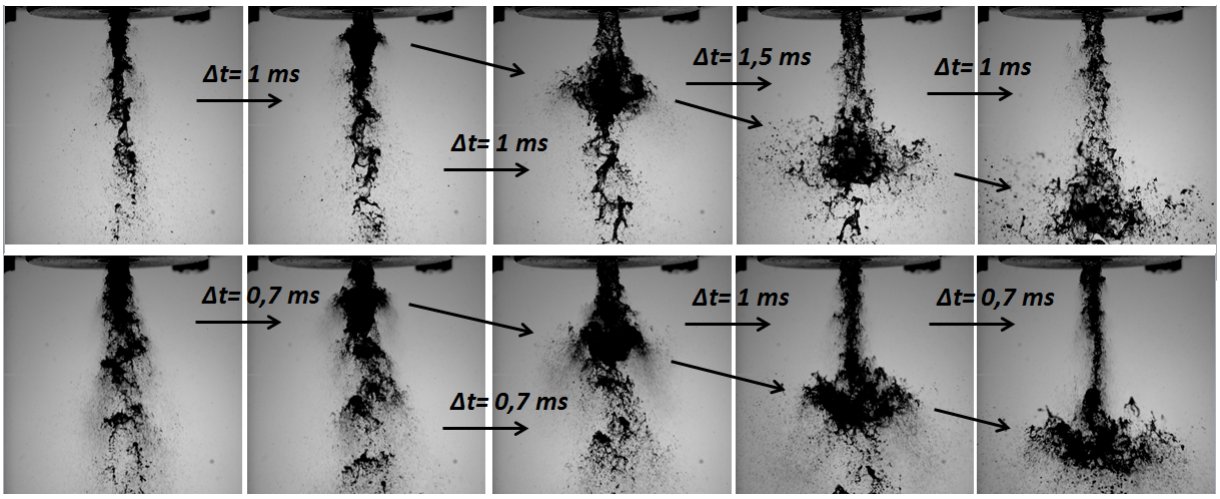


FIGURE 4.53 – Illustration de l'évolution du "bloc" liquide lors de la pulsation - $U_{lsup} = 1$ m/s - En haut : $\beta = 0,8$ - $U_{gext} = 82\ m/s; M = 8$ - En bas : $\beta = 0,8$ - $U_{gext} = 129\ m/s; M = 20$ - Géométrie petit diamètre.

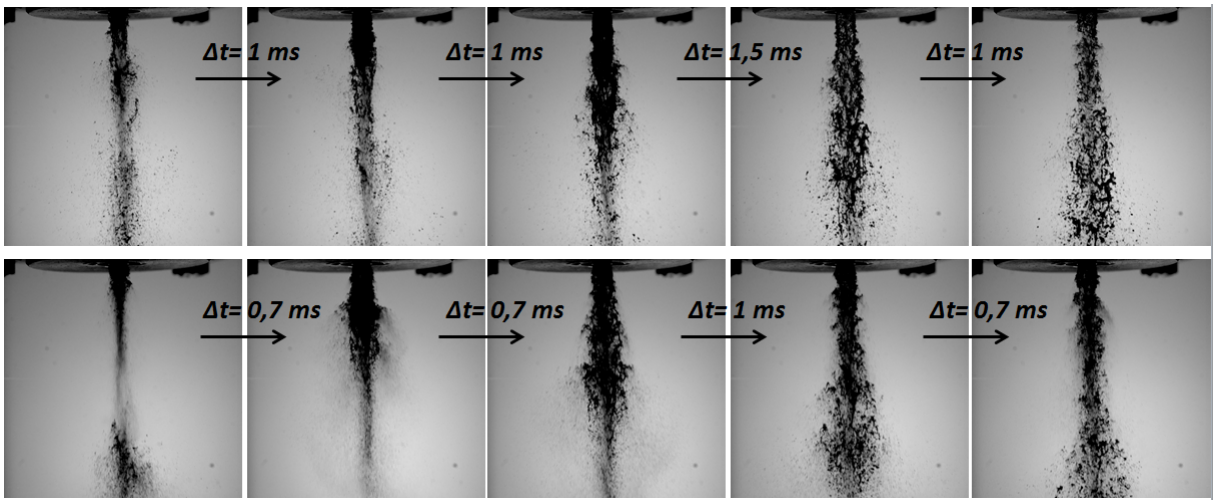


FIGURE 4.54 – Illustration de l'évolution du "bloc" liquide lors de la pulsation - $U_{lsup} = 1$ m/s - En haut : $\beta = 0,97$ - $U_{gext} = 82\ m/s; M = 8$ - En bas : $\beta = 0,97$ - $U_{gext} = 129\ m/s; M = 20$ - Géométrie petit diamètre.

– Pour un Bêta fixé, ici $0,9$, l'augmentation de U_{lsup} et donc de U_{gint} (cf. tableau 3.4) a pour effet d'augmenter la fréquence de passage des blocs liquides.

	$\boldsymbol{U_{gext} = 0}$ **m/s**	$\boldsymbol{U_{gext} = 30}$ **m/s**	$\boldsymbol{U_{gext} = 81}$ **m/s**	$\boldsymbol{U_{gext} = 129}$ **m/s**
$\boldsymbol{U_{lsup} = 0,2}$ **m/s,** $\boldsymbol{\beta = 0,9}$**,** $\boldsymbol{U_{gintsup} = 1,8}$ **m/s**	$2,5 - 35$ Hz	$2,5 - 40$ Hz	$2,5 - 30$ Hz	$2,5 - 40$ Hz
$\boldsymbol{U_{lsup} = 1}$ **m/s,** $\boldsymbol{\beta = 0,9}$**,** $\boldsymbol{U_{gintsup} = 9}$ **m/s**	$20 - 75$ Hz	$20 - 50$ Hz	$20 - 70$ Hz	$20 - 50$ Hz
$\boldsymbol{U_{lsup} = 2}$ **m/s,** $\boldsymbol{\beta = 0,9}$**,** $\boldsymbol{U_{gintsup} = 18}$ **m/s**	≈ 100 Hz	$25 - 100$ Hz	$25 - 150$ Hz	$25 - 150$ Hz

TABLE 4.4 – Gammes de fréquences de passage des blocs liquides en Hertz - Géométrie petit diamètre.

Pour les blocs liquides nous faisons les constats suivants :

– A (U_{lsup}; β) fixés, l'augmentation de U_{gext} rend la brisure du bloc plus rapide.

– A (U_{lsup}; U_{gext}) fixés, la variation de Bêta joue sur différentes caractéristiques des blocs liquides, c'est-à-dire, leurs fréquences, leurs tailles, leurs vitesses et leurs évolutions en sortie d'injecteur, ces deux dernières caractéristiques étant liées. Nous n'avons pas évalué les tailles et les vitesses des blocs ni la quantité de liquide qu'ils transportent. En revanche, l'analyse des images a permis de constater que l'évolution d'un bloc, en plus d'être liée à U_{gext}, est fortement impactée par $U_{gintsup}$. La formation d'un bloc liquide étant très probablement issue des perturbations se propageant sur le film liquide de l'écoulement interne, $U_{gintsup}$ est donc un paramètre moteur dans ces mécanismes. Tous U_{lsup} confondus, la gamme de $U_{gintsup}$ où les blocs se produisent est $[0,8$ m/s; $32,5$ m/s$]$. Avec U_{lsup} qui varie d'un facteur 10 sur sa gamme et $U_{gintsup}$ d'un facteur 40, on s'attend à avoir une zoologie de perturbation du film liquide très variée aux niveaux des quantités de liquide transportées ainsi qu'au niveau des vitesses.

En résumé, sur la géométrie petit diamètre nous constatons encore un fort lien entre régime d'écoulement interne et structure du jet atomisé :

– quand l'écoulement interne est à bulles, la structure du jet et les mécanismes de brisure sont similaires au cas monophasique,

– l'atomisation des écoulements "churn" et annulaire présente encore une alternance entre atomisation d'une nappe annulaire, donnant lieu aux parapluies, et de passage de blocs liquides.

Si quel que soit le diamètre de l'injecteur, le lien écoulement interne/jet atomisé est avéré, des différences notables ont été observées avec la variation de géométrie.

4.3 Comparaison entre gros et petit diamètres

En comparant les cartographies des structures périodiques du jet atomisé entre gros (cf. en haut figure 4.15) et petit diamètre (cf. en haut figure 4.47) nous constatons que :

– A faible U_{lsup} ($\approx 0,2$ m/s) la zone correspondant à l'atomisation d'écoulements à bulles n'apparait que sur l'injecteur petit diamètre. Sur l'injecteur gros diamètre, les écoulements atomisés sont à la transition à bouchons/annulaire. La transition entre les régimes à bulles et à bouchons est probablement retardée dans le petit diamètre du fait d'un mouvement relatif entre les bulles moins important. Notons que la façon dont l'écoulement diphasique est fabriqué, qui diffère d'une géométrie à l'autre, peut aussi avoir un rôle dans ce décalage de transition.

– Les zones correspondant aux structures de types parapluies et aux nappes annulaires sont équivalentes sur les deux géométries.

Même si les frontières varient légèrement, les cartographies de la géométrie petit diamètre sont comparables à celle de la géométrie gros diamètre Les différences entre géométries gros et petit diamètres ont été constatées au niveau de l'atomisation des régimes churn et annulaire. Lors de ces régimes, le passage des blocs liquides

est beaucoup marqué (avec ou sans écoulement de gaz externe) sur la géométrie petit diamètre. Ils y sont plus difficiles à atomiser comme l'illustre la figure 4.53. De plus, toujours à U_{lsup} équivalents (0.86 m/s sur le gros diamètre et 1 m/s sur le petit) les blocs liquides sont plus fréquents sur la géométrie petit diamètre : sur cette dernière leur fréquence pour ce U_{lsup} évolue entre 20 et 75 Hz alors que sur l'injecteur à gros diamètre elle est < 20 Hz.

Nous avons aussi constaté que les vagues de type parapluies se produisaient de façon moins fréquente sur le petit diamètre. Sur la géométrie gros diamètre, ce type de vagues se forme et s'observe très bien lors de l'atomisation des régimes à bouchons et à la transition à bouchons/annulaire qui donne un régime train de bulle en sortie d'injecteur quand l'écoulement de gaz externe est absent. Sur la géométrie petit diamètre les inclusions gazeuses sont plus courtes du fait du confinement, les blocs liquides sont plus fréquents et le régime train de bulle ne se produit que pour deux points de fonctionnement. Les "parapluies" ne peuvent donc se former que sur le film liquide des régimes "explosion de bulle" et "nappe annulaire". Lors de ces deux régimes, le temps de présence du film liquide est court puisqu'il est très vite chassé par l'arrivée d'un bloc liquide.

Notons enfin que la distribution de taille de goutte devrait être sensible à l'intermittence donc être sensible au diamètre de l'injecteur. Cette supposition sera testée dans les chapitres 6 et 7.

4.3.1 Résumé sur les structures du jet diphasique.

L'analyse conjointe des régimes d'écoulements internes et des structures liquides du jet en sortie d'injecteur avec et sans écoulement de gaz externe a mis en évidence le lien fort entre l'organisation spatiale des deux phases dans l'écoulement interne et la forme des structures liquides produites juste en aval de l'injecteur. En particulier :

- L'atomisation assistée d'écoulements à bulles produit des jets chargés en bulles dont le comportement sous assistance gaz est similaire au cas monophasique : ces jets présentent en effet les structures caractéristiques des mécanismes de stripping et de flapping.
- Les régimes présentant des inclusions gazeuses de grande extension axiale par rapport au diamètre du jet, c'est-à-dire pour des écoulements à bouchons lisses, pour des écoulements de type "Churn" et à la transition – assez mal définie - entre "Churn/annulaire" produisent des structures liquides en "parapluie" qui se forment sur une poche de gaz accrochée à l'injecteur. Nous avons montré que ces structures en "parapluie" correspondent au passage de bouchons gazeux et se forment donc en présence d'un film liquide. Ces régimes donnent tous lieu à une intermittence marquée provenant de la rupture de la poche de gaz et/ou du passage régulier de blocs liquides qui décrochent la poche de gaz. Les caractéristiques de l'intermittence évoluent avec la fraction de débit de gaz interne mais elles sont aussi affectées par les tailles caractéristiques des structures liquides et gaz dans l'écoulement : nous avons en particulier montré l'effet de ces dernières sur l'intermittence en variant la distance mixeur-injecteur ou en modifiant le diamètre.
- pour les régimes annulaires, le système conduit dans la limite des très fortes fractions de débit gaz, à une nappe annulaire soumise à un écoulement gazeux sur ses deux faces. Dans cette limite, le gaz interne atteint une vitesse suffisante pour contribuer à déstabiliser et atomiser la nappe de l'écoulement annulaire dès sa sortie de l'injecteur.

Puisque nous avons montré que la vitesse du gaz externe a un impact mineur sur les structures liquides types, ces dernières ont été cartographiées dans le plan $(\beta; U_{lsup})$ (cf haut figure 4.15) : à ces structures sont associés des mécanismes (ou des combinaisons de mécanismes) d'atomisation distincts. Globalement, la carte reste applicable aux deux diamètres analysés à l'exception de la zone de jet chargé en bulles (correspondante au régime à bulles), plus étendue pour l'injecteur de faible diamètre à faible vitesse liquide.

Chapitre 5

Effet du gaz interne sur les caractéristiques structurelles du spray.

Dans ce chapitre nous analysons dans quelle mesure la proportion de gaz dans l'écoulement interne impacte les mécanismes de brisure du jet diphasique et les caractéristiques structurelles du spray c'est-à-dire sa longueur de brisure, son angle d'ouverture, le phénomène de flapping et le caractère pulsatile que peut présenter le spray pour certaines valeurs des paramètres de contrôle.

5.1 Longueur de brisure moyenne, $< L_b >$

L'objectif de cette section est d'étudier l'impact qu'ont le gaz interne et le régime de l'écoulement diphasique interne sur la longueur de brisure $< L_b >$. Nous voulons aussi mesurer leur impact respectif sur la dépendance qu'a la longueur de brisure à la vitesse du liquide et à la vitesse du gaz externe.
Pour cela nous avons mesuré les longueurs de brisure dans le cadre de différentes campagnes où nous explorons notre espace à trois paramètres de contrôle U_{lsup}, β ($U_{gintsup}$) et U_{gext} de différentes façons :

- Pour évaluer spécifiquement l'impact de U_{gext} sur $< L_b >$ et en étudier l'évolution avec β, deux campagnes à rapport des pressions dynamiques gaz-liquide (M) variables ont été réalisées. La vitesse du liquide y est maintenue constante puis, pour un Bêta donné, la vitesse du gaz externe est variée. Ces campagnes permettent donc aussi d'observer l'impact de β sur la longueur de brisure. Afin de tester le rôle de la géométrie sur les résultats, l'une de ces campagnes a été effectuée sur la géométrie gros diamètre avec convergent, l'autre sur la géométrie petit diamètre.
- Sur l'injecteur avec convergent nous avons utilisé la campagne à $M = 16$ où nous avons aussi fait évoluer β pour cinq jeux de paramètres $(U_{lsup}; U_{gext})$. U_{lsup} et U_{gext} évoluant ensemble, cette campagne se focalise sur le rôle de β. Pour deux jeux $(U_{lsup}; U_{gext})$, nous avons réalisé des mesures sur l'injecteur sans convergent afin d'étudier l'impact éventuel de cette modification de géométrie.

La figure 5.1 donne une représentation graphique de la manière dont nous avons exploré l'espace de paramètres de contrôle $(U_{lsup}; U_{gint}; U_{gext})$.

Nous allons commencer par présenter les résultats en fonction de la vitesse du gaz externe. Ensuite nous les présenterons en fonction de Bêta. Dans les deux cas nous analyserons les histogrammes des longueurs de brisure ramenés à l'épaisseur liquide L_b/H_l, l'évolution de la longueur de brisure moyenne $< L_b >$ et l'écart-type de la longueur de brisure dimensionnelle (σ_{L_b}).

Les images ont été acquises à une cadence de soixante images par seconde afin qu'elles soient décorrélées les unes des autres. Pour un point de mesure, où les paramètres $(U_{lsup}; U_{gext}, \beta)$ sont fixés, la longueur de brisure a été mesurée sur cinq cent images.

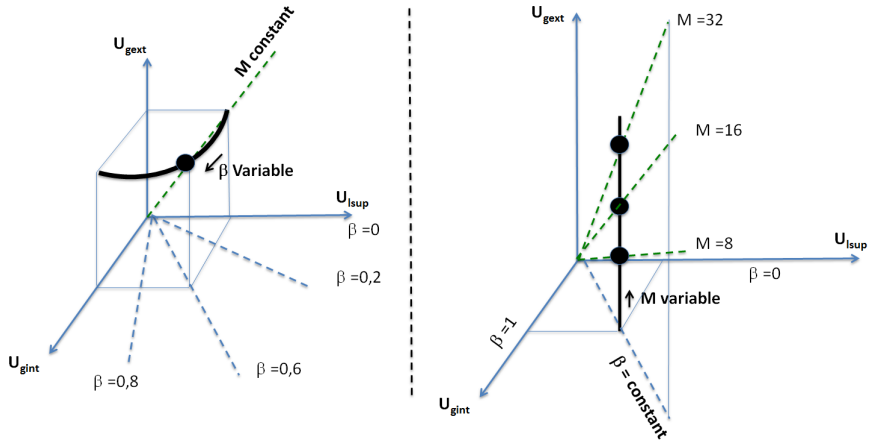


FIGURE 5.1 – Trajectoires des campagnes de mesure dans l'espace des paramètres de contrôle $(U_{lsup}; U_{gint}; U_{gext})$

5.1.1 Effet de la vitesse du gaz externe

Selon les géométries d'injecteur, les campagnes à M variable n'ont pas été menées avec les mêmes valeurs des paramètres de contrôle :

- Sur la géométrie gros diamètre avec convergent, nous avons fixé $U_{lsup} = 0,61$ m/s. Pour chaque valeur de β, évoluant de 0 à $0,97$, nous avons fait varier la vitesse du gaz externe de 30 à 200 m/s ($3 < M < 129$).
- Sur l'injecteur à petit diamètre, nous avons utilisé trois U_{lsup} : $0,2$, 1 et 2 m/s. Pour chaque valeur de $(U_{lsup}; \beta)$, Bêta évoluant toujours de 0 à $0,97$ ($\beta = 0,9$ pour $U_{lsup} = 2$ m/s), nous avons fait varier la vitesse du gaz externe de 58 à 129 m/s.

La figure 5.2 montre cinq graphiques où sont superposés les histogrammes de L_b/H_l obtenus pour chaque valeur de Bêta. Par Bêta, nous comparons les histogrammes, superposés entre eux, afin d'estimer l'impact de la vitesse du gaz externe.

A $\beta = 0$, l'augmentation de la vitesse du gaz externe a pour effet de décaler les histogrammes vers des valeurs du rapport L_b/H_l de plus en plus petites. Les valeurs minimales et maximales du rapport L_b/H_l passent respectivement d'environ 6 à $3,5$ et d'environ 17 à 9 quand la vitesse du gaz externe augmente de 30 m/s à 200 m/s. L'augmentation de la vitesse du gaz externe réduit donc nettement la longueur de brisure. Pour les deux vitesses de gaz externe les plus élevées, $U_{gext} = 130$ m/s et $U_{gext} = 200$ m/s, les histogrammes nettement plus fins, montrent qu'à ces vitesses, la plage de variation de la longueur de brisure diminue.
A $\beta = 0,2$, nous observons, par rapport au cas $\beta = 0$, une réduction de la valeur minimale de la longueur de brisure et une augmentation de la valeur maximale, ce qui a pour conséquence un élargissement des histogrammes montrant une augmentation de la gamme de variation de la longueur de brisure due à l'ajout de gaz interne. Les histogrammes présentent entre eux toujours de grandes différences au niveau de leurs formes ce qui montre que le gaz externe a un impact fort sur la longueur de brisure.
A $\beta = 0,6$, nous assistons à une réduction des valeurs maximales et de la gamme de variation du rapport L_b/H_l. L'effet du gaz externe sur la forme des histogrammes est considérablement réduit. Excepté l'histogramme correspondant au cas $U_{gext} = 30$ m/s, tous les autres convergent vers une même forme.
En passant à $\beta = 0,8$, cette tendance s'accentue et l'histogramme correspondant au cas $U_{gext} = 30$ m/s rejoint les autres. Le gaz externe a perdu de son impact. Les longueurs de brisure minimales quant à elles ont encore été réduites par l'augmentation de la quantité de gaz interne.
Sur le dernier graphique, correspondant au cas $\beta = 0,97$, le nombre d'événements où le jet se brise très proche de l'injecteur, à moins de $1H_l$, augmente. Les valeurs maximales des longueurs de brisure diminuent quelle que soit la vitesse du gaz. La plage de valeurs du ratio L_b/H_l est encore réduite.

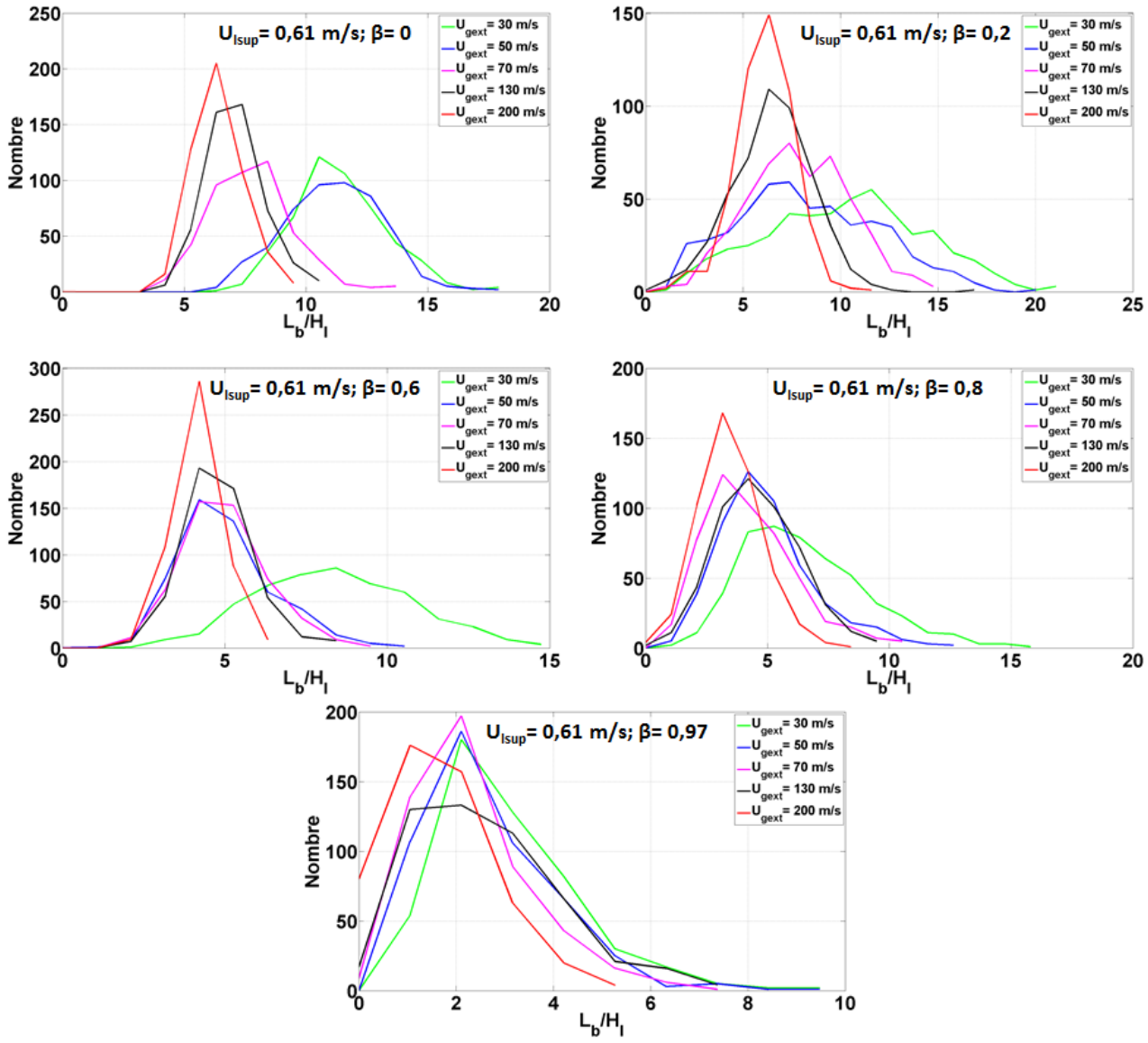


FIGURE 5.2 – Superposition des histogrammes des longueurs de brisure ramenées à l'épaisseur liquide (L_b/H_l) en fonction de la vitesse du gaz externe (U_{gext}) pour différents Bêtas (β) - $U_{lsup} = 0,61$ m/s - géométrie gros diamètre avec convergent $H_l = 7,6.10^{-3}$ m - M variable.

Regardons maintenant sur la figure 5.3 la superposition des histogrammes de L_b/H_l issus des expériences sur la géométrie petit diamètre à $U_{lsup} = 1$ m/s.

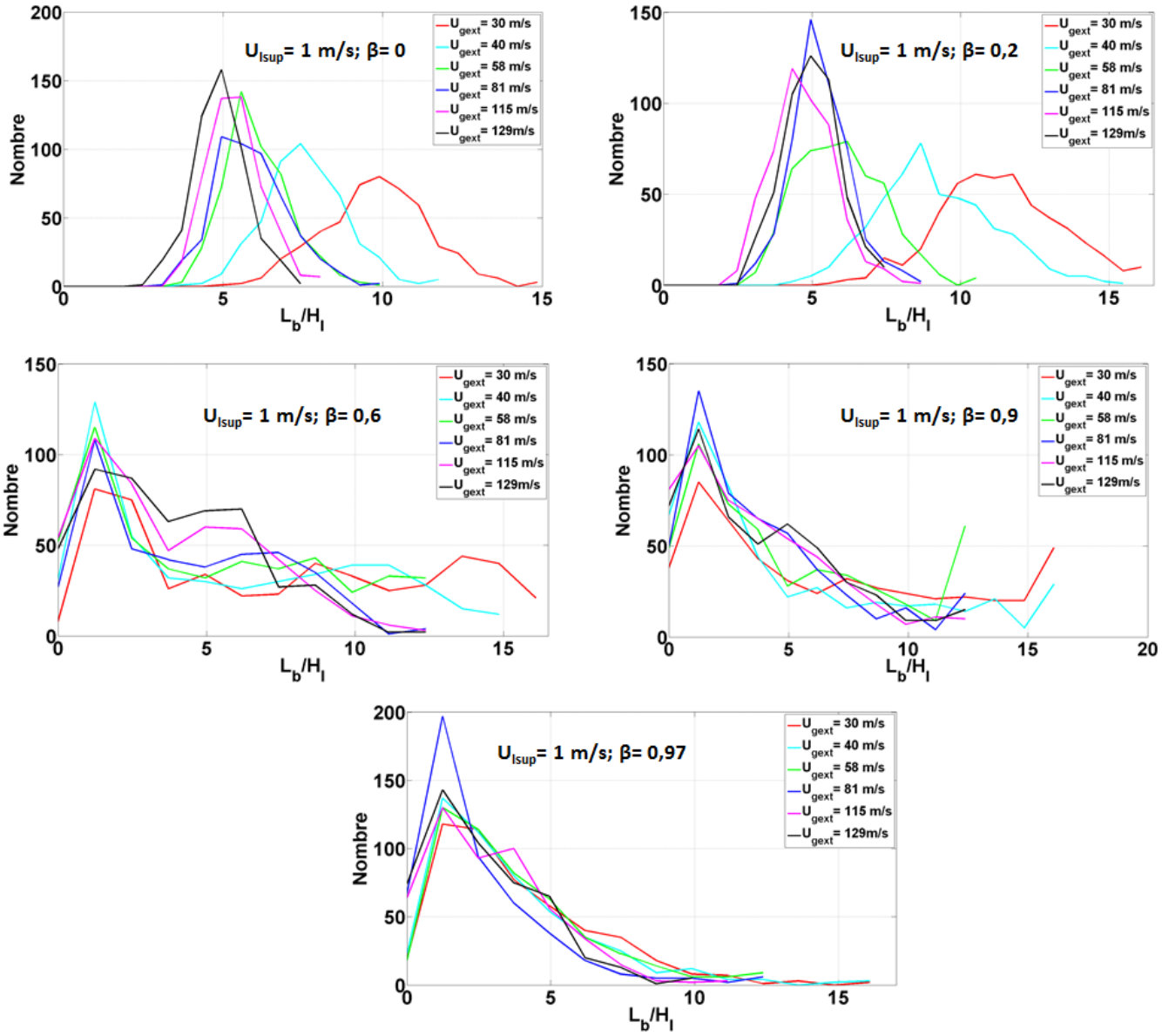


FIGURE 5.3 – Superposition des histogrammes L_b/H_l en fonction de U_{gext} pour différents β - $U_{lsup} = 1$ m/s - Géométrie petit diamètre $H_l = 3,5.10^{-3}$ m - M variable.

Sur les graphiques des cas $\beta = 0$ et $\beta = 0,2$, nous voyons :

- des histogrammes larges proposant une grande plage de L_b pour $U_{gext} = 30$ et $U_{gext} = 40$ m/s (et $U_{gext} = 58$ m/s pour $\beta = 0,2$). Notons qu'entre $U_{gext} = 30$ et $U_{gext} = 40$ m/s les histogrammes se déplacent vers des valeurs de L_b inférieures.
- des histogrammes plus fins, avec un pic plus net, proposant donc une plage de L_b réduite par rapport à $U_{gext} = 30$ et $U_{gext} = 40$ m/s. Ces histogrammes, correspondant aux $U_{gext} > 40$ m/s, présentent des valeurs de L_b équivalentes entre elles mais inférieures à celles de $U_{gext} = 30$ et $U_{gext} = 40$ m/s.

Aux Bêtas supérieurs, les largeurs des histogrammes augmentent pour tous les U_{gext} et particulièrement pour $U_{gext} = 30$ et $U_{gext} = 40$ m/s. Cette augmentation est certainement due au passage des blocs liquides décrits dans le chapitre 4. A $U_{gext} = 30$ et $U_{gext} = 40$ m/s, le gaz externe n'a pas une vitesse suffisante pour atomiser les blocs, ils restent donc intact et connectés à l'injecteur plus longtemps que pour les $U_{gext} > 40$ m/s.
La vitesse du gaz externe ne semble donc avoir un impact sur la plage de valeurs de la longueur de brisure que

pour les premiers U_{gext} de la plage explorée.
Afin d'approfondir ces observations, nous avons tracé, pour chacune des deux géométries, l'évolution de la longueur de brisure moyenne en fonction de la vitesse du gaz externe (figure 5.4). Devant chaque courbe, qui correspond à un Bêta donné, est indiquée le régime d'écoulement interne en reprenant le code couleur de la légende. L'évolution de l'écart-type de la longueur de brisure en fonction de la vitesse du gaz externe a aussi été tracée (figure 5.5).

Sur la figure 5.4 graphique du haut, qui correspond à la géométrie gros diamètre avec convergent, à $\beta = 0$, la longueur de brisure décroit d'un tiers de sa valeur, de $\approx 12H_l$ à $8H_l$ entre $U_{gext} = 30$ m/s et $U_{gext} = 70$ m/s. Ensuite de $U_{gext} = 70$ m/s à $U_{gext} = 200$ m/s, elle décroit légèrement, d'un peu moins de $2H_l$, comme si l'effet du gaz externe saturait. Les courbes correspondant aux Bêtas supérieurs présentent la même évolution : une baisse d'environ un tiers de la valeur de la longueur de brisure entre $U_{gext} = 30$ m/s et $U_{gext} = 70$ m/s puis une décroissance très légère au-delà. Bêta n'a pas d'impact sur l'effet que la vitesse du gaz externe a sur la longueur de brisure. Nous retrouvons les deux régimes d'évolution de la longueur de brisure avec la vitesse du gaz externe que Delon [20] a mis en évidence dans sa thèse : tout d'abord un régime où une augmentation de la vitesse du gaz externe réduit la longueur de brisure puis ensuite un régime, nommé régime "asymptotique", où la longueur de brisure est quasiment indépendante de la vitesse du gaz externe.
Sur les trois graphiques suivants de la figure 5.5, le cas de la géométrie à petit diamètre montre, quel que soit U_{lsup} le même effet de U_{gext} sur $< L_b >$ que sur la géométrie gros diamètre : $< L_b >$ est réduit par U_{gext} jusqu'à une valeur seuil U_{gext}. Au delà de cette valeur, U_{gext} n'a qu'un léger impact sur $< L_b >$. Sur la géométrie gros diamètre avec convergent, le passage au régime "asymptotique" a lieu entre $U_{gext} = 50$ et $U_{gext} = 70$ m/s. Sur l'injecteur à petit diamètre, la valeur de U_{gext} pour laquelle le régime asymptotique est atteint dépend de U_{lsup} : elle évolue entre $U_{gext} = 58$ et $U_{gext} = 81$ m/s. En comparant les trois U_{lsup} de la géométrie petit diamètre nous notons que $< L_b >$ croît avec U_{lsup}.

Examinons maintenant la variabilité de la longueur de brisure en analysant les courbes de la figure 5.5 qui montrent l'évolution de l'écart-type de la longueur de brisure en fonction de la vitesse du gaz externe.

Le graphique du haut de la figure 5.5 correspond à la géométrie gros diamètre avec convergent. Globalement l'écart-type diminue avec la vitesse du gaz externe excepté pour le cas $\beta = 0,97$ où il diminue très légèrement jusque $U_{gext} = 70$ m/s puis augmente ensuite.
Les cas $\beta = 0,2$, $\beta = 0,6$ et $\beta = 0,8$ décroissent plus fortement entre $U_{gext} = 58$ m/s et $U_{gext} = 50 - 70$ m/s qu'aux vitesses de gaz supérieures.
Le cas de la géométrie petit diamètre, présenté sur les trois graphiques suivants de la figure 5.5 montre aussi une décroissance de σ_{L_b} avec U_{gext} qui ralentit autour de $U_{gext} = 81$ m/s. Seul les cas $\beta = 0,6$ et $\beta = 0,9$ de $U_{lsup} = 2$ m/s présentent une tendance différente : σ_{L_b} augmente en début de plage de U_{gext} puis diminue ensuite.
La vitesse du gaz externe semble donc avoir un impact sur l'écart-type, qui décroit avec U_{gext}, mais qui arrive rapidement à saturation entre $U_{gext} = 58$ m/s et $U_{gext} = 81$ m/s.
Les valeurs et évolutions de l'écart-type figure 5.5 sont données en mètres. Elles ne donnent donc pas d'informations sur la variabilité de la longueur de brisure relativement à sa valeur moyenne. Cette information n'est pourtant pas de moindre importance. Un écart-type de 2 cm n'a pas la même signification que la longueur de brisure moyenne soit de 10 cm ou de 3 cm. Nous avons donc tracé, pour chaque campagne discutée dans cette section, l'évolution de l'écart-type de la longueur de brisure rapporté à la longueur de brisure moyenne. La figure 5.6 présente les résultats obtenus.
Globalement la vitesse du gaz externe ne semble pas impacter de façon notable et régulière le rapport $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ même si l'on observe des jeux $(U_{lsup}; \beta)$ pour lesquels des variations sont observées : $\beta = 0,2$, $\beta = 0,6$ et $\beta = 0,8$ de la géométrie gros diamètre avec convergent et $(U_{lsup} = 2$ m/s $; \beta = 0,6)$ $(U_{lsup} = 2$ m/s $; \beta = 0,9)$ de la géométrie petit diamètre. Ces variations restent néanmoins légères et marginales.

En résumé, la vitesse du gaz externe réduit la longueur de brisure dans un premier temps pour ensuite voir son effet saturer. Cette observation reste vraie quel que soit Bêta. Si l'écart-type de la longueur de brisure

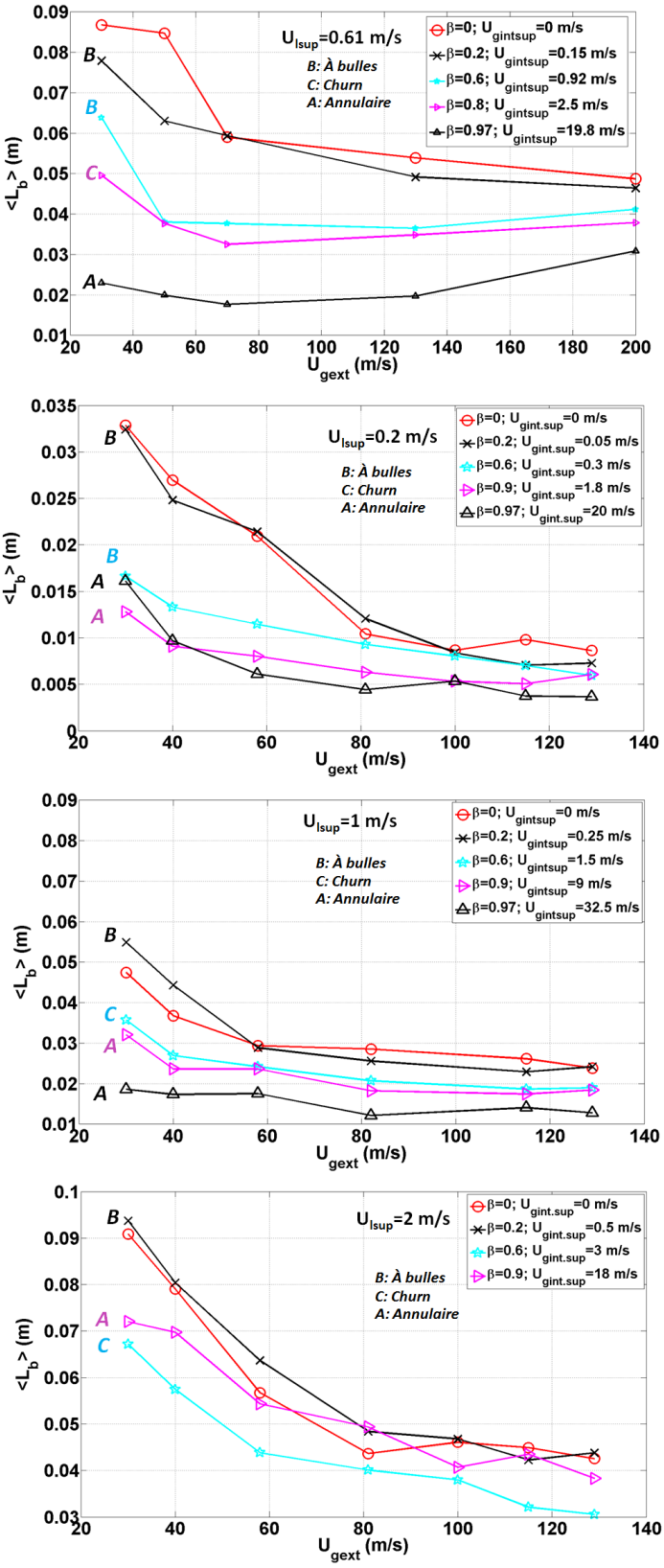


FIGURE 5.4 – Longueur de brisure moyenne $< L_b >$ en fonction de la vitesse du gaz externe U_{gext} - M variable - En haut : $U_{lsup} = 0,61$ m/s - géométrie gros diamètre avec convergent $H_l = 7,6.10^{-3}$ m - Deuxième graphique : $U_{lsup} = 0,2$ m/s - troisième graphique : $U_{lsup} = 1$ m/s - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s - Géométrie petit diamètre $H_l = 3,5.10^{-3}$ m - M variable. Les régimes d'écoulement interne sont indiqués devant chaque courbe en reprenant le code couleur de la légende.

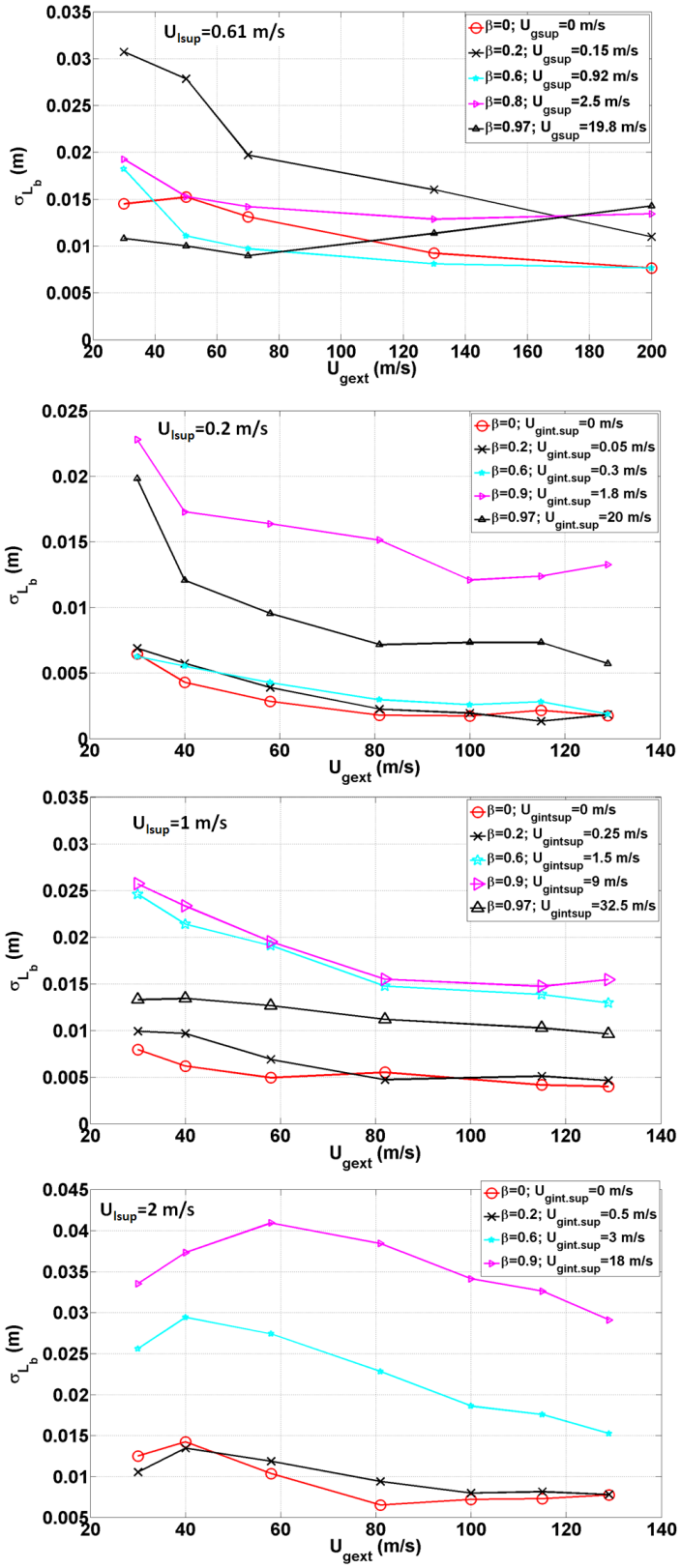


FIGURE 5.5 – Écart-type de la longueur de brisure σ_{L_b} en fonction de la vitesse du gaz externe U_{gext} - M variable - En haut : $U_{lsup} = 0,61$ m/s - géométrie gros diamètre avec convergent $H_l = 7,6.10^{-3}$ m - Deuxième graphique : $U_{lsup} = 0,2$ m/s - troisième graphique : $U_{lsup} = 1$ m/s - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s - Géométrie petit diamètre $H_l = 3,5.10^{-3}$ m - M variable.

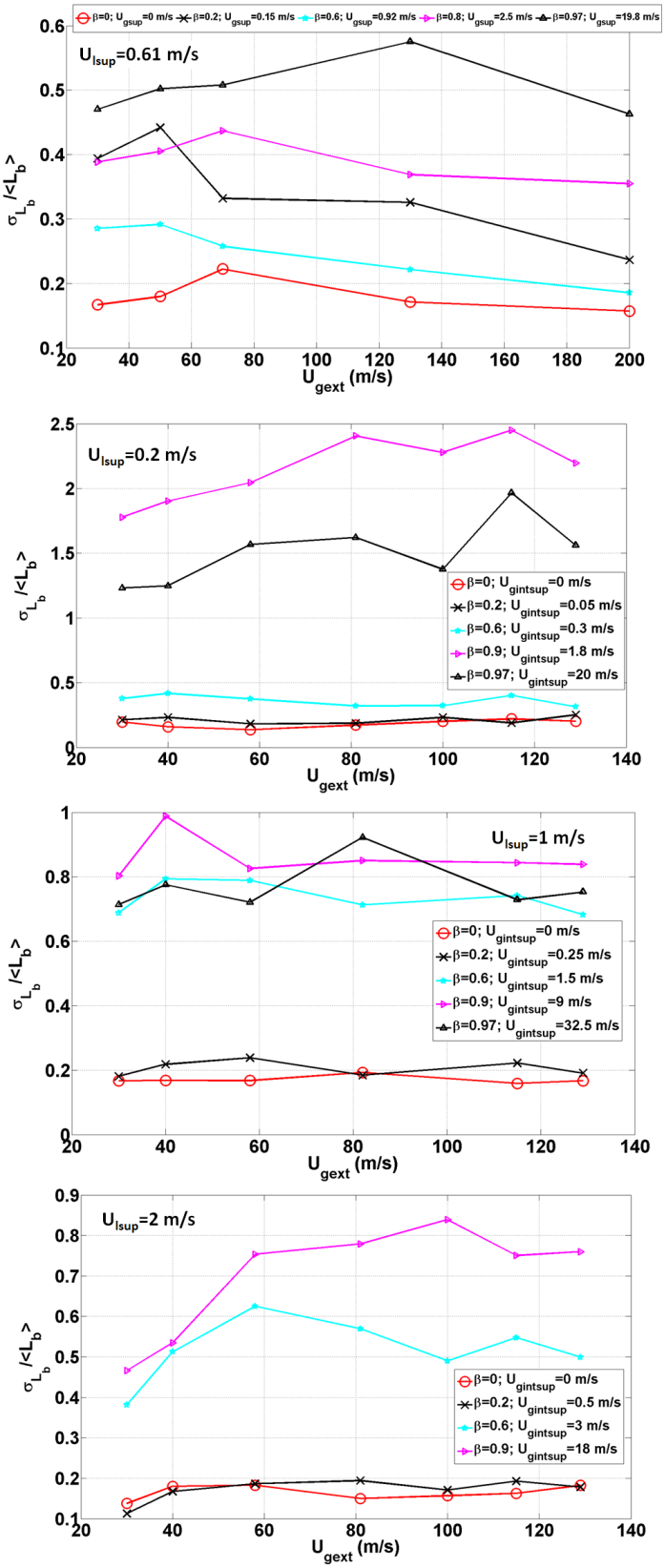


FIGURE 5.6 – $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ en fonction de la vitesse du gaz externe U_{gext} - En haut : $U_{lsup} = 0,61$ m/s - géométrie gros diamètre avec convergent - M variable - En bas : $U_{lsup} = 1$ m/s Géométrie petit diamètre - M variable.

montre une légère décroissance avec la vitesse du gaz externe, le rapport $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ ne lui montre quasiment pas de dépendance.

5.1.2 Effet de la quantité de gaz interne, β.

Cette partie est consacrée à l'effet de Bêta sur la longueur de brisure et sur sa variabilité. A travers Bêta, nous allons aussi étudier l'impact du régime d'écoulement interne. Les histogrammes du rapport L_b/H_l seront donc tracés pour U_{lsup} et U_{gext} fixés tandis que Bêta sera variable.

La figure 5.7 présente des d'histogrammes de longueurs de brisure adimensionnées par l'épaisseur liquide obtenus aux conditions $(U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s); M = 16$ pour quatre valeurs de Bêta évoluant de 0 à 0,99. L'étude de ces histogrammes nous permet de voir, pour un set $(U_{lsup}; U_{gext})$ donné, comment évolue la plage de variation de la longueur de brisure ainsi que ses valeurs minimale et maximale avec Bêta.

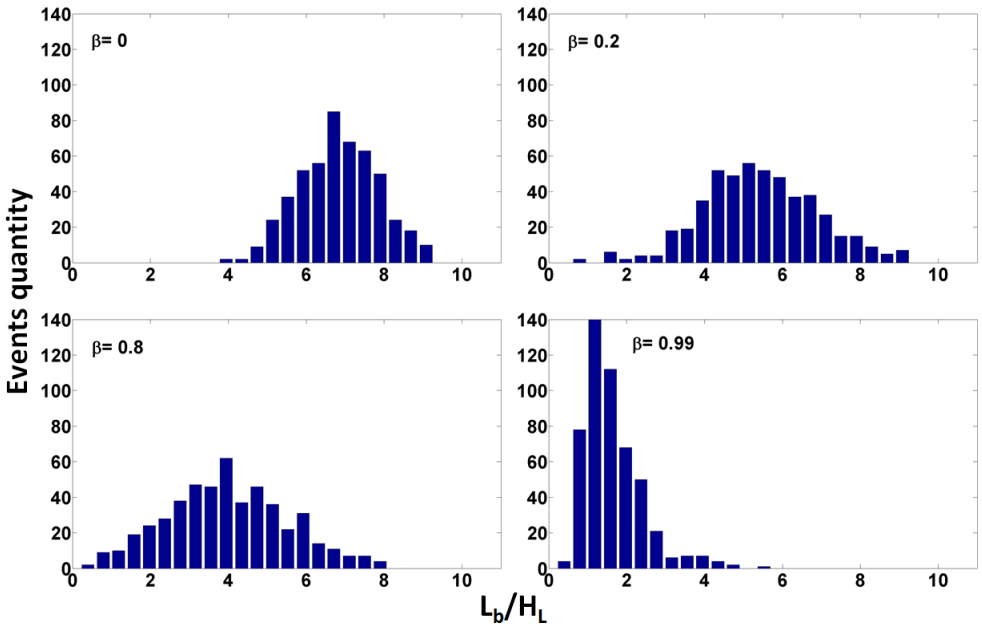


FIGURE 5.7 – Histogrammes des longueurs de brisure pour différentes valeurs de Bêta aux conditions $(U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s)$ - géométrie gros diamètre avec convergent $H_l = 7,6.10^{-3}$ m - $M = 16$

En comparant les histogrammes des cas $\beta = 0$ et $\beta = 0,2$, nous voyons que l'ajout de gaz interne a un effet immédiat. A $\beta = 0$, les valeurs de la longueur de brisure sont comprises entre $4H_l$ et $9H_l$. Dès que nous injectons du gaz dans le liquide, nous voyons sur l'histogramme correspondant au cas $\beta = 0,2$ qu'apparaissent de nouveaux événements où le jet se brise très proche de l'injecteur, à des distances inférieures à trois épaisseurs liquides. Les événements où le jet se brise à une distance de l'injecteur comprise entre $3H_l$ et $4H_l$ deviennent assez nombreux (environ 8%). Ces courtes longueurs de brisure correspondent au mécanisme observé sur la série de photographies en bas figure 4.3 qui montrent une déchirure de l'interface suivie d'un laps de temps où le débit liquide est ralenti voire interrompu. L'histogramme devient donc plus large montrant une plus grande variabilité des valeurs de la longueur de brisure.
A mesure que Bêta augmente les valeurs minimale et maximale de la longueur de brisure diminuent et le nombre d'événements où le jet se brise proche de l'injecteur augmente. A $\beta = 0,99$, la longueur de brisure est comprise entre $0H_l$ et $5H_l$. Cependant, la longueur de brisure est surtout concentrée entre $0,5H_l$ et $3H_l$. A haut Bêta, la variabilité de la distance de l'injecteur à laquelle se brise le jet se réduit donc fortement.

La figure 5.8 regroupe tous les histogrammes de la campagne à rapport de pression dynamique gaz-liquide fixé à 16 effectuée sur la géométrie gros diamètre avec convergent. Par set $(U_{lsup}; U_{gext})$ nous avons tracé les histogrammes correspondant à chaque valeur de Bêta étudiée sur un même graphique.

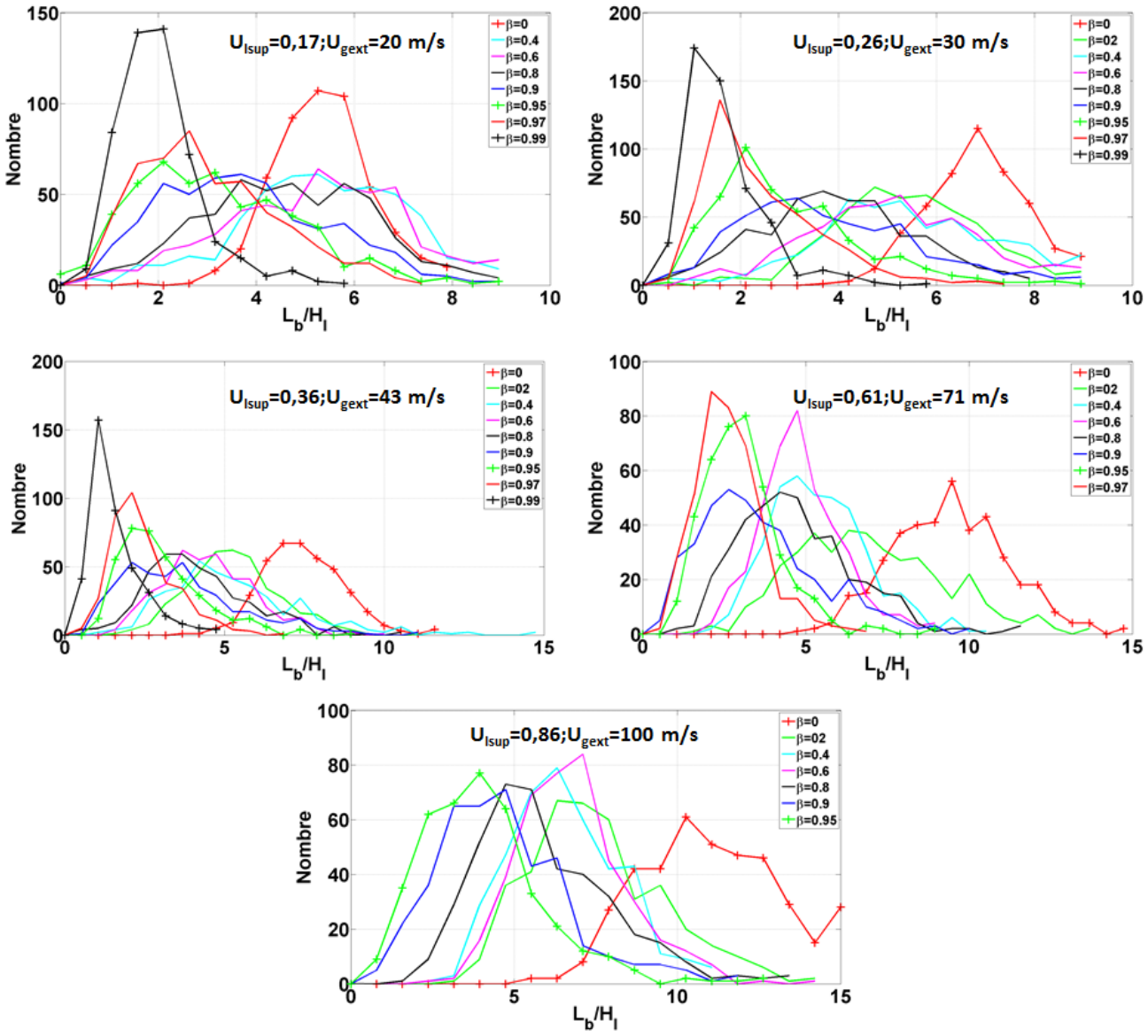


FIGURE 5.8 – Superposition des histogrammes L_b/H_l en fonction de β pour chaque set $(U_{lsup}; U_{gext})$ - géométrie gros diamètre avec convergent $H_l = 7,6.10^{-3}$ m - $M = 16$

Globalement, l'évolution de la forme des histogrammes présente les mêmes tendances pour les cinq jeux de paramètres $(U_{lsup}; U_{gext})$, :

- Les histogrammes du cas $\beta = 0$ sont toujours le plus à droite du graphique c'est-à-dire centrés sur des valeurs de la longueur de brisure plus élevées que ne le sont les histogrammes correspondant aux autres valeurs de Bêta. Leur largeur, croissante avec l'augmentation des valeurs du set $(U_{lsup}; U_{gext})$, évolue entre $5H_l$ et $8H_l$.
- A $\beta = 0,2$, les histogrammes se décalent vers les longueurs de brisure plus petites. Les valeurs minimales de ces dernières sont réduites fortement par rapport au cas monophasique tandis que leurs valeurs maximales présentent des variations beaucoup moins marquées. Les histogrammes s'élargissent et s'aplatissent, témoignant ainsi d'une augmentation de la variabilité des valeurs de la longueur de brisure (excepté pour les sets $(U_{lsup} = 0,61$ m/s$; U_{gext} = 71)$ m/s et 5 où les courbes se décalent juste vers des longueurs de brisure inférieures mais sans que leurs formes ne soient modifiées).
- De $\beta = 0.2$ à $\beta = 0.9$, les histogrammes restent larges et plats par rapport au cas Bêta nul (excepté pour les sets $(U_{lsup} = 0,61$ m/s$; U_{gext} = 71)$ m/s et $(U_{lsup} = 0,86$ m/s$; U_{gext} = 100)$ m/s).
- Aux $\beta > 0,9$, les histogrammes prennent des formes de pics de plus en plus fins à mesure que Bêta augmente tout en se décalant vers des valeurs très petites. La longueur de brisure maximale se réduit drastiquement.

Les évolutions des histogrammes avec Bêta montrent l'effet des nouveaux mécanismes de brisure décrits dans le chapitre 4. Pour les $\beta < 0,9$, les longueurs de brisure très courtes correspondent à la rupture de l'interface gaz-liquide (série du bas figure 4.3) ou à la brisure au niveau du pincement du jet ("g" sur la figure 4.4). Ces modes de brisure se produisent lors de passages de bouchons gazeux, ils sont donc intermittents. C'est pourquoi à ces valeurs de Bêtas, les histogrammes sont larges. En effet, quand un bouchon liquide passe, la brisure se fait plus loin en aval.

Sur les histogrammes de la figure 5.9 obtenus à partir des longueurs de brisure mesurées sur la géométrie gros diamètre avec convergent lors de la campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) nous voyons les mêmes effets de Bêta. Quelle que soit la vitesse du gaz externe nous observons :

- Le même décalage des histogrammes vers des valeurs de plus en plus petites à mesure que Bêta augmente.
- De $\beta = 0$ à $\beta = 0,2$, l'ajout de gaz interne fait croître drastiquement la variabilité de la longueur de brisure en augmentant de quasiment un facteur 1,5-2 la plage de variation.
- A mesure que Bêta augmente, les histogrammes deviennent plus fins (excepté pour le cas $U_{gext} = 200$ m/s).

Sur la figure 5.10, les mesures effectuées lors de la campagne à $U_{lsup} = 1$ m/s sur la géométrie petit diamètre, nous observons deux formes d'histogramme bien distinctes et cela pour toutes les valeurs de la vitesse du gaz externe :

- Les histogrammes représentant les cas $\beta = 0$ et $\beta = 0,2$ forment des pics centrés sur une valeur de longueur de brisure comprise entre $5H_l$ et $6H_l$. Le rapport L_b/H_l évolue d'environ $2 - 3H_l$ à des valeurs comprises entre $8H_l$ et $10H_l$ ($5H_l$ et $15H_l$ pour $U_{gext} = 30$ et $U_{gext} = 40$ m/s).
- Pour les Bêtas supérieurs, $0,6$, $0,9$ et $0,97$, les histogrammes présentent des gammes de longueurs de brisure beaucoup plus grandes allant de $0H_l$ et $12H_l$ voire $12H_l$ pour $U_{gext} = 30$ et $U_{gext} = 40$ m/s. Les différences de forme entre les trois histogrammes, déjà peu marquées pour $U_{gext} < 58$ m/s, s'atténuent avec l'augmentation de la vitesse du gaz externe.

Nous retrouvons la forte hausse de la variabilité de la longueur de brisure qui semble induite par les pulsations de l'écoulement interne quand le régime y est "churn" ou annulaire.

L'analyse des histogrammes des figures 5.7, 5.8, 5.9 et 5.10 met en évidence, qualitativement, la réduction de la longueur de brisure avec Bêta. Cette analyse montre aussi, toujours qualitativement, l'impact de Bêta et de certains régimes d'écoulement interne sur la variabilité de la longueur de brisure. Passons à une analyse plus

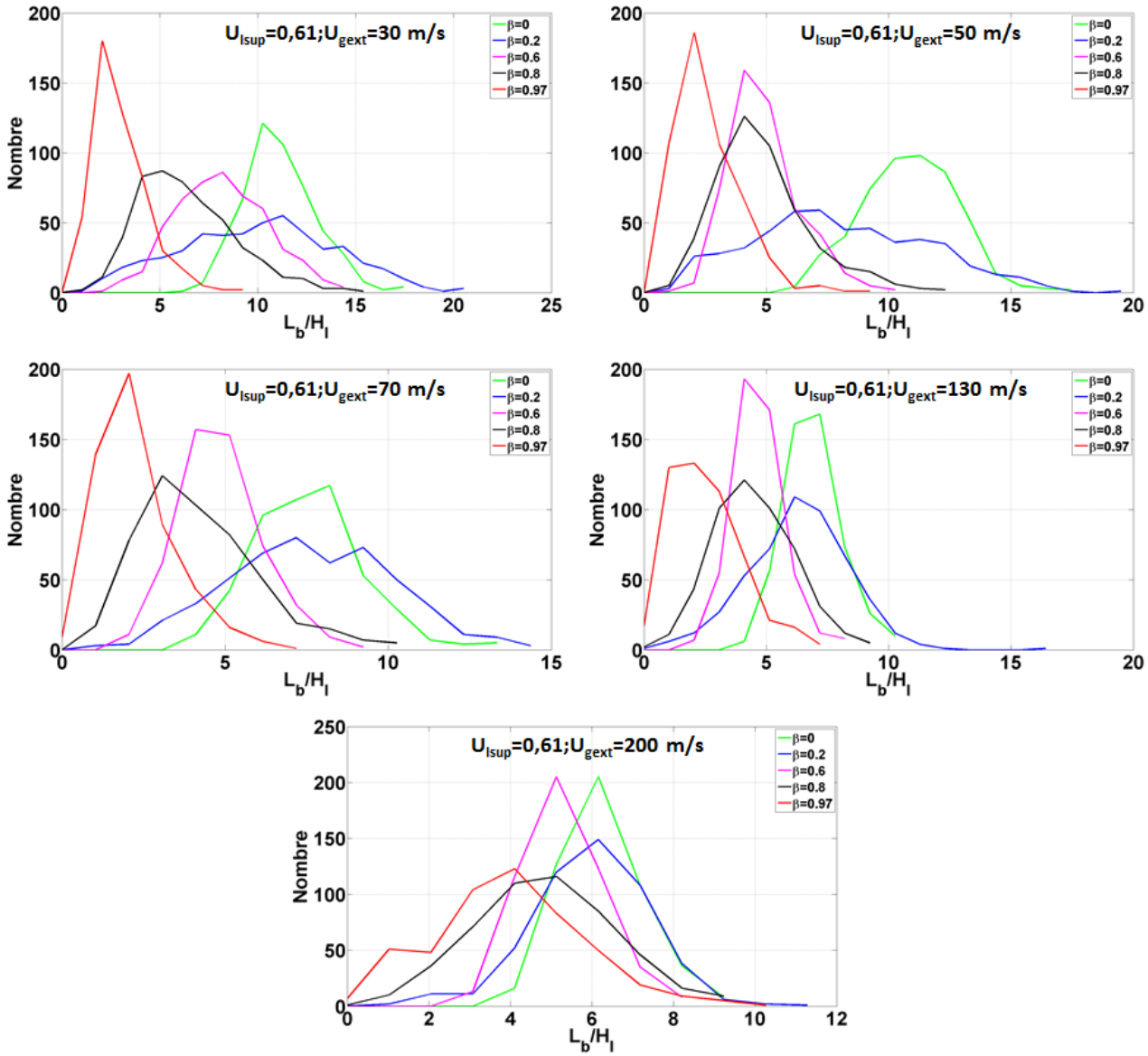


FIGURE 5.9 – Superposition des histogrammes L_b/H_l en fonction de β pour différents U_{gext} = - $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) - géométrie gros diamètre avec convergent $H_l = 7,6.10^{-3}$ m.

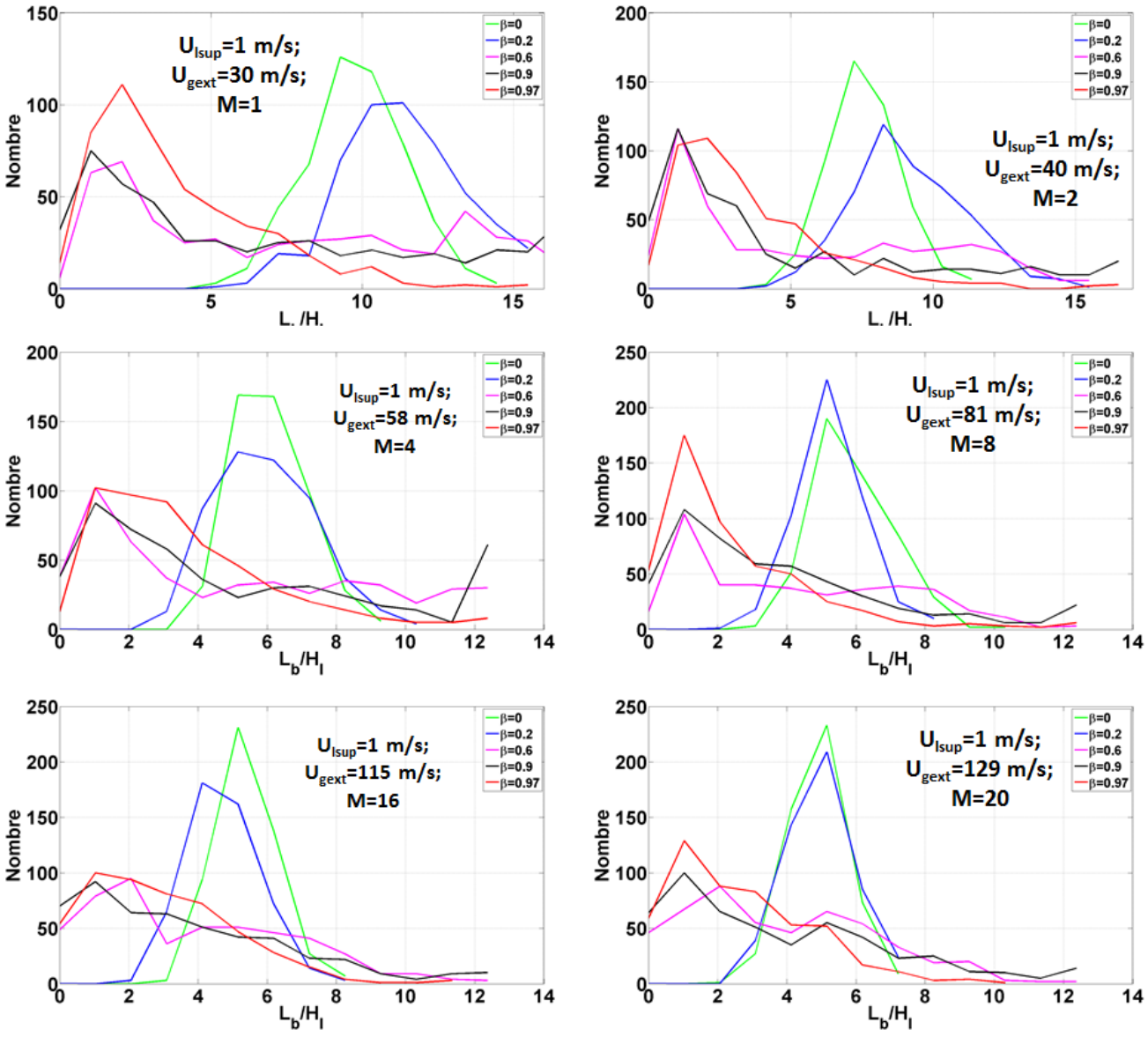


FIGURE 5.10 – Superposition des histogrammes L_b/H_l en fonction de β pour différents U_{gext} - $U_{lsup} = 1$ m/s (M variable) - Géométrie petit diamètre $H_l = 3,5.10^{-3}$ m.

quantitative en nous intéressant à l'évolution de la longueur de brisure moyenne et de son écart-type avec Bêta.

Les graphiques des figures 5.11 et 5.12 présentent l'évolution des longueurs de brisure moyennes ramenées à l'épaisseur liquide en fonction de Bêta mesurées lors des campagnes à $M = 16$ (en haut figure 5.11) et à $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) (en bas figure 5.11) de la géométrie gros diamètre avec convergent et lors des campagnes à $U_{lsup} = 0.2$, $U_{lsup} = 1$ et $U_{lsup} = 2$ m/s de la géométrie à petit diamètre, respectivement en haut, au milieu et en bas figure 5.12. Nous avons indiqué sur les graphiques les régimes de l'écoulement interne correspondant à chacun des points de mesure afin de détecter leur éventuel impact sur la longueur de brisure. La campagne à $M = 16$, à la différence des campagnes à U_{lsup} fixé (M variable), voit, pour un Bêta donné, les régimes d'écoulement interne évoluer d'un couple $(U_{lsup}; U_{gext})$ à l'autre. Pour cette campagne nous avons donc repris les couleurs de la légende des courbes correspondant aux couples $(U_{lsup}; U_{gext})$ pour pouvoir différencier les régimes d'écoulement observés pour un même Bêta. Pour les campagnes à M variable, la vitesse superficielle du liquide étant fixée, nous observons les mêmes régimes d'écoulement interne pour un Bêta donné. La structure d'écoulement est donc notée en noir sur la verticale correspondant à un Bêta donné.

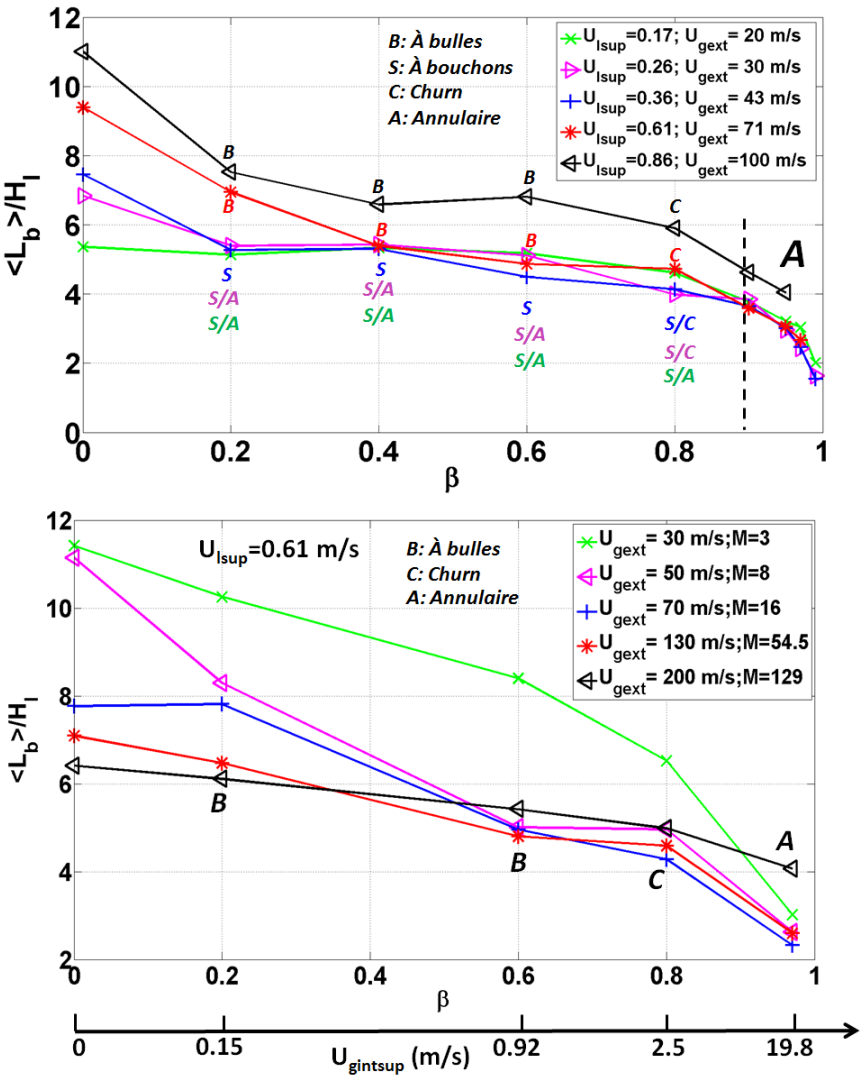


FIGURE 5.11 – $< L_b > /H_l$ en fonction de β - Géométrie gros diamètre avec convergent ($H_l = 7,6.10^{-3}$ m) - En haut : $M = 16$ - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable).

Sur le graphique du haut figure 5.11 (campagne à $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent) regardons par set $(U_{lsup}; U_{gext})$, l'évolution de $< L_b >$ avec l'augmentation de Bêta. Les cinq courbes suivent une même tendance que nous pouvons décomposer en trois phases distinctes. Dans un premier temps, nous

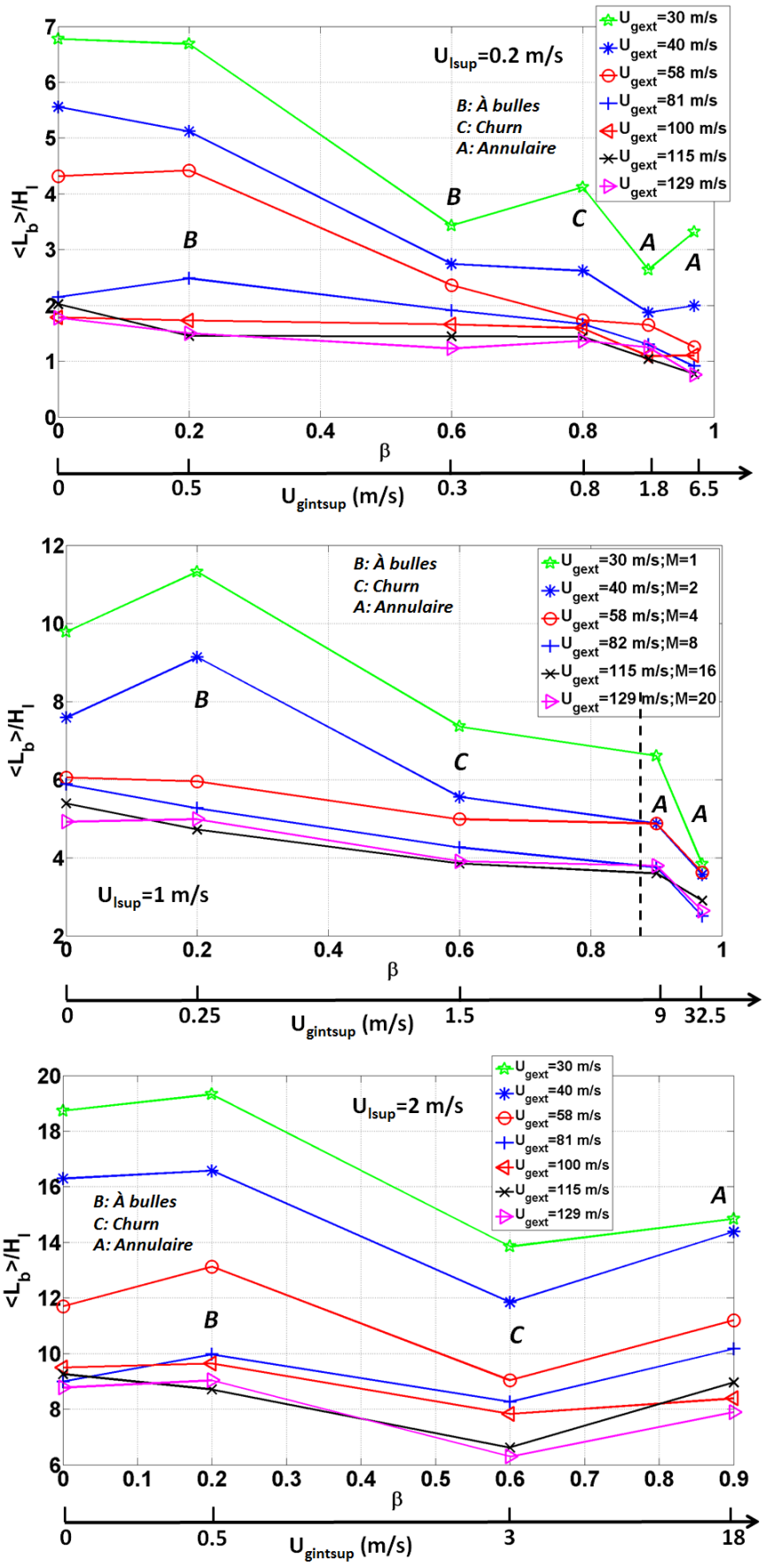


FIGURE 5.12 – $< L_b > /H_l$ en fonction de β - Géométrie petit diamètre ($H_l = 3,5.10^{-3}$ m) - En haut : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, M variable - Au milieu : $U_{lsup} = 1$ m/s, M variable - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, M variable. Les régimes d'écoulement interne sont fixes pour un Bêta donné, ils sont donc indiqués par la lettres sur la verticale du Bêta.

constatons une décroissance marquée entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,2$ (excepté pour le set 1où la décroissance est faible). Ensuite $< L_b >$ diminue très légèrement, voir même stagne parfois, jusque $\beta = 0,6 - 0,8$. Enfin, à partir de $\beta = 0,9$, $< L_b >$ chute, atteignant des valeurs d'environ $2H_l$ (excepté pour le set ($U_{lsup} = 0,86$ m/s; $U_{gext} = 100$) m/s pour lequel nous n'avons pas pu dépasser $\beta = 0,95$). Cette évolution commune montre que :

- la vitesse du liquide n'a pas un impact notable sur l'effet qu'a Bêta sur la longueur de brisure.
- mis à part l'écoulement annulaire, les structures de l'écoulement interne ne semblent pas jouer de rôle majeur dans l'évolution de la longueur de brisure.

Sur le graphique du milieu (campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) - géométrie gros diamètre avec convergent), à $\beta = 0$, les longueurs de brisure diminuent continument d'environ $11H_l$ à $6H_l$ à mesure que la vitesse du gaz externe augmente.
Mis à part pour le cas $U_{gext} = 30$ m/s, les courbes convergent vers des valeurs de la longueur de brisure comprises entre $5H_l$ et $6H_l$ quand β est égal à $0,6$. Elles restent ensuite groupées et suivent la même évolution jusque $\beta = 0,97$ où elles atteignent des valeurs de la longueur de brisure comprises entre $2H_l$ et $3H_l$. Pour les valeurs de Bêta supérieures à $0,8$, nous voyons une diminution plus prononcée de la longueur de brisure pour les conditions d'écoulement où la structure interne est annulaire.

Voyons maintenant sur les graphiques figure 5.12, les campagnes à U_{lsup} fixé (M variable) réalisées sur l'injecteur à petit diamètre. Comme observé sur la géométrie gros diamètre avec convergent, la longueur de brisure est réduite par l'augmentation de Bêta quelle que soit U_{lsup}. La décroissance plus forte pour $\beta > 0,9$ quand l'écoulement interne devient annulaire n'est observée que pour $U_{lsup} = 1$ m/s. A$U_{lsup} = 0,2$ m/s, le jet atteint vite des $< L_b >$ faibles ($< 4H_l$) du fait du débit liquide peut élevé ($\approx$ 13 L/h). Le jet est donc rapidement atomisé par le gaz externe d'autant plus quand il est diphasique. A $U_{lsup} = 2$ m/s, nous n'avons pas pu atteindre des valeurs de Bêta supérieures à $0,9$ en raison des limites du banc expérimental. l'effet est inverse. Pour cet U_{lsup}, il se produit une légère augmentation de $< L_b >$ entre $\beta = 0,6$ et $\beta = 0,9$. Là encore les fortes pulsations du spray doivent en être responsables.

Afin de comprendre la physique des évolutions que nous venons de décrire, nous devons comprendre comment l'ajout de gaz dans le liquide modifie les paramètres physiques dont dépend la longueur de brisure. Nous pouvons immédiatement écarter la densité et la vitesse du gaz externe puisqu'ils ne sont en rien affectés par le gaz interne. En revanche ce dernier peut impacter la densité ou la concentration de l'écoulement interne et la vitesse du liquide. En injectant du gaz dans la phase liquide, nous réduisons la masse volumique du mélange diphasique.
Dans la partie 4, nous avons vu que le phénomène de "flapping", en déplaçant le jet radialement, est responsable de sa brisure (voir figure 4.9). Avec un jet plus léger le "flapping" pourrait se faire en amont, plus proche de l'injecteur, et/ou plus efficacement ce qui aurait pour conséquence une réduction de la longueur de brisure. Cependant, il a été noté dans la partie 4 que le "flapping" pouvait être diminué voire stoppé à certains points de mesure où l'écoulement interne est à bouchons ou à la transition à bouchons/annulaire (cf. série de photographies en haut figure 4.3). Pour ces conditions ce sont les nouveaux mécanismes (rupture de l'interface proche injecteur et la rupture au niveau du pincement du jet) qui sont surtout responsables des courtes longueurs de brisure. Ensuite à hauts Bêtas où les écoulements internes sont annulaires, nous avons vu que le "flapping" n'existait plus, remplacé par la brisure du jet annulaire proche injecteur (cf. photographies figure 4.5). L'hypothèse formulée sur un "flapping" responsable de brisures plus proches de l'injecteur nous semble donc adaptée uniquement aux cas où l'écoulement interne est "à bulles" qui présente une densité de mélange homogène et un débit régulier. En observant de nouveau les graphiques de la figure 5.11 nous voyons que la longueur de brisure moyenne diminue de façon monotone avec Bêta tant que l'écoulement interne est "à bulles", le jet de plus en plus léger se déstabilisant radialement de plus en plus facilement. Quand l'écoulement interne est intermittent, c'est-à-dire à bouchons ou à la transition à bouchons/annulaire, la valeur de la longueur de brisure moyenne est stable autour d'une valeur qui est la même quelles que soient les valeurs du couple (U_{lsup}; U_{gext}). Les nouveaux mécanismes de brisure liés à ces structures d'écoulement interne se produisent proche injecteur

indépendamment de la valeur de Bêta ou des valeurs du couple $(U_{lsup}; U_{gext})$. A mesure que Bêta augmente ces nouveaux mécanismes, se produisant plus souvent, devraient engendrer une baisse de la longueur de brisure moyenne. A l'inverse, l'augmentation de Bêta devrait avoir pour effet une augmentation de la vitesse physique du liquide qui elle engendre une augmentation de la longueur de brisure moyenne. La stagnation de cette dernière pourrait donc être due à un équilibre entre ces deux effets. Quand l'écoulement interne devient annulaire, la forte diminution de la longueur de brisure moyenne témoigne d'un mécanisme de brisure encore différent correspondant à la brisure d'un jet annulaire (ou d'une nappe annulaire), dans ce cas c'est l'épaisseur liquide H_l qui se trouve fortement réduite.
En fonction du régime d'écoulement interne, les mécanismes de brisure sont donc différents et induisent des longueurs de brisure moyennes caractéristiques de ces mécanismes.

Dans cette analyse nous avons tenté de comprendre physiquement pourquoi nous observons ces évolutions de la longueur de brisure moyenne sans discuter l'évolution de la variabilité de la longueur de brisure relevée lors de la description des histogrammes des figures 5.7, 5.8, 5.9 et 5.10. Nous allons maintenant nous y intéresser.

Afin d'étudier quantitativement la variabilité de L_b le rapport $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ a été tracé en fonction de la vitesse du gaz externe (figures 5.13 et 5.14). les écarts-types dimensionnels ont été tracés aussi et sont consultables en annaxe C). Ici aussi, nous avons indiqué sur les graphiques les régimes d'écoulement interne correspondant à chacun des point de mesure dans l'optique de déceler leur éventuel effet sur la variabilité de L_b.

Sur le graphique du haut figure 5.13 (campagne à $M = 16$ - géométrie gros diamètre avec convergent), les courbes montrent de toutes autres évolutions que celles observées pour l'écart-type dimensionnel (graphique du haut figure C.1 en annexe C). Globalement entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,9 - 0,95$, l'écart type ramené à $< L_b >$ augmente d'environ 0,2 jusqu'à un maximum d'environ 0,5. Cette augmentation ne se fait pas de la même manière selon les valeurs du set $(U_{lsup}; U_{gext})$:

- Pour les sets 1 et 2, l'augmentation est monotone jusqu'à $\beta = 0,95$.
- Le set 3 présente une augmentation jusqu'à $\beta = 0,4$ suivie d'une décroissance jusqu'à $\beta = 0,6$ puis une nouvelle augmentation jusqu'à $\beta = 0,9$.
- Les sets 4 et 5 voient l'écart type de la longueur de brisure ramené à la longueur de brisure moyenne augmenter légèrement de $\beta = 0$ à $\beta = 0,2$. Après cela le rapport diminue très légèrement de $\beta = 0,2$ à $\beta = 0,4$ pour ensuite raugmenter de $\beta = 0,6$ à $\beta = 0,9 - 0,95$.
- Au delà de $\beta = 0,9 - 0,95$, les sets voient $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ décroître. Seul le set 3 montre une réaugmentation entre $\beta = 0,95$ et $\beta = 0,99$.

L'augmentation observée de $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ peut s'expliquer par deux caractéristiques que peuvent présenter les écoulements internes :

- Pour les trois vitesses superficielles $0,17$, $0,26$ et $0,36$ m/s et les Bêta inférieurs à $0,9$, nous atomisons des écoulements soit à bouchons soit à la transition bouchons/annulaire. Dans les deux cas, ces régimes d'écoulement présentent de l'intermittence entre des bouchons gazeux et des bouchons liquides. Le gaz externe atomise donc alternativement un jet cylindrique et une nappe annulaire qui, en se basant sur les hypothèses émises précédemment, ont des masses volumiques différentes. La longueur de brisure va être impactée par cette intermittence.
- A partir de $\beta \approx 0,8$, et ce pour tous les sets $(U_{lsup}; U_{gext})$, l'écoulement interne, et donc le spray, commencent à pulser. Dans l'écoulement interne, le passage de "blocs" liquides rapides sous forme de bouchons ou de vagues donne lieu à des événements où le gaz externe atomise un jet plus dense et plus rapide qui se brisera plus loin de l'injecteur que le jet issu de l'écoulement interne "moyen" (c'est-à-dire sans les pulsations).
- Pour finir faisons un point sur les sets 4 et 5 pour rappeler que, jusque $\beta = 0,6$ inclus, leurs écou-

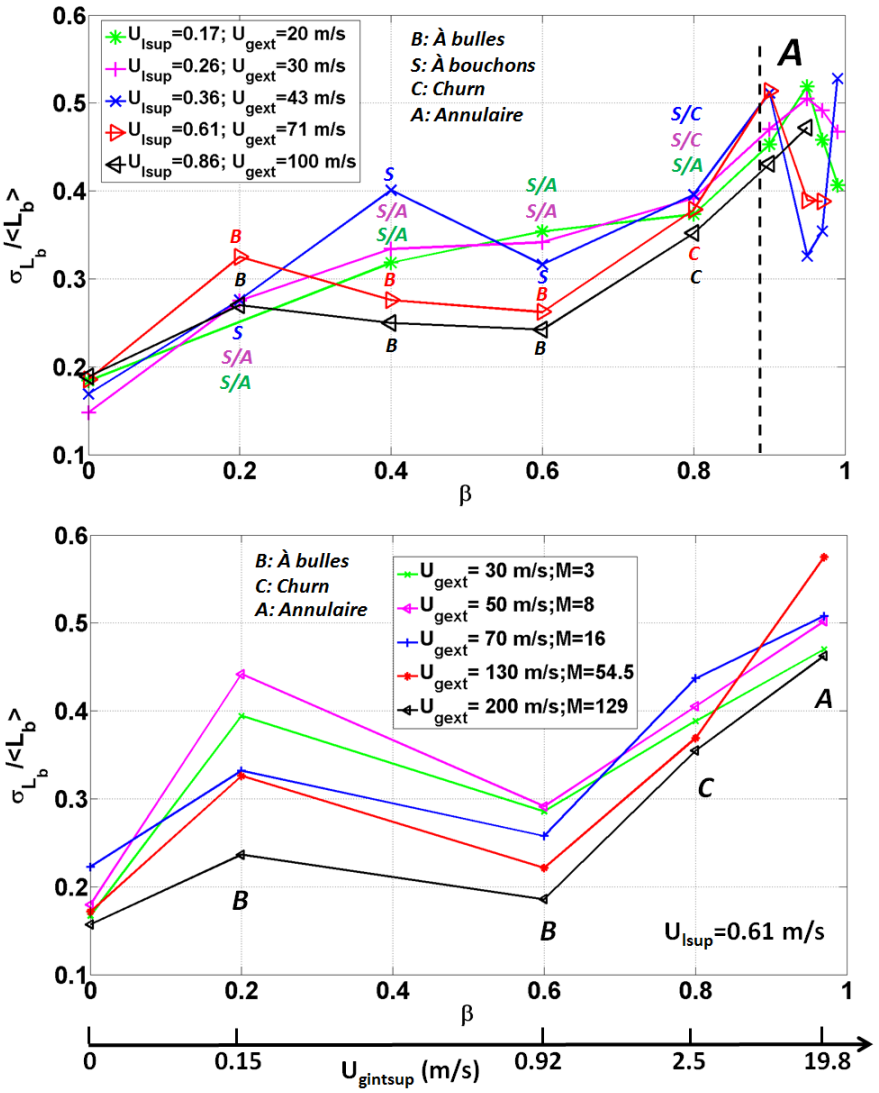


FIGURE 5.13 – $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ en fonction de β - Géométrie gros diamètre avec convergent ($H_l = 7,6.10^{-3}$ m) - En haut : $M = 16$ - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s, M variable.

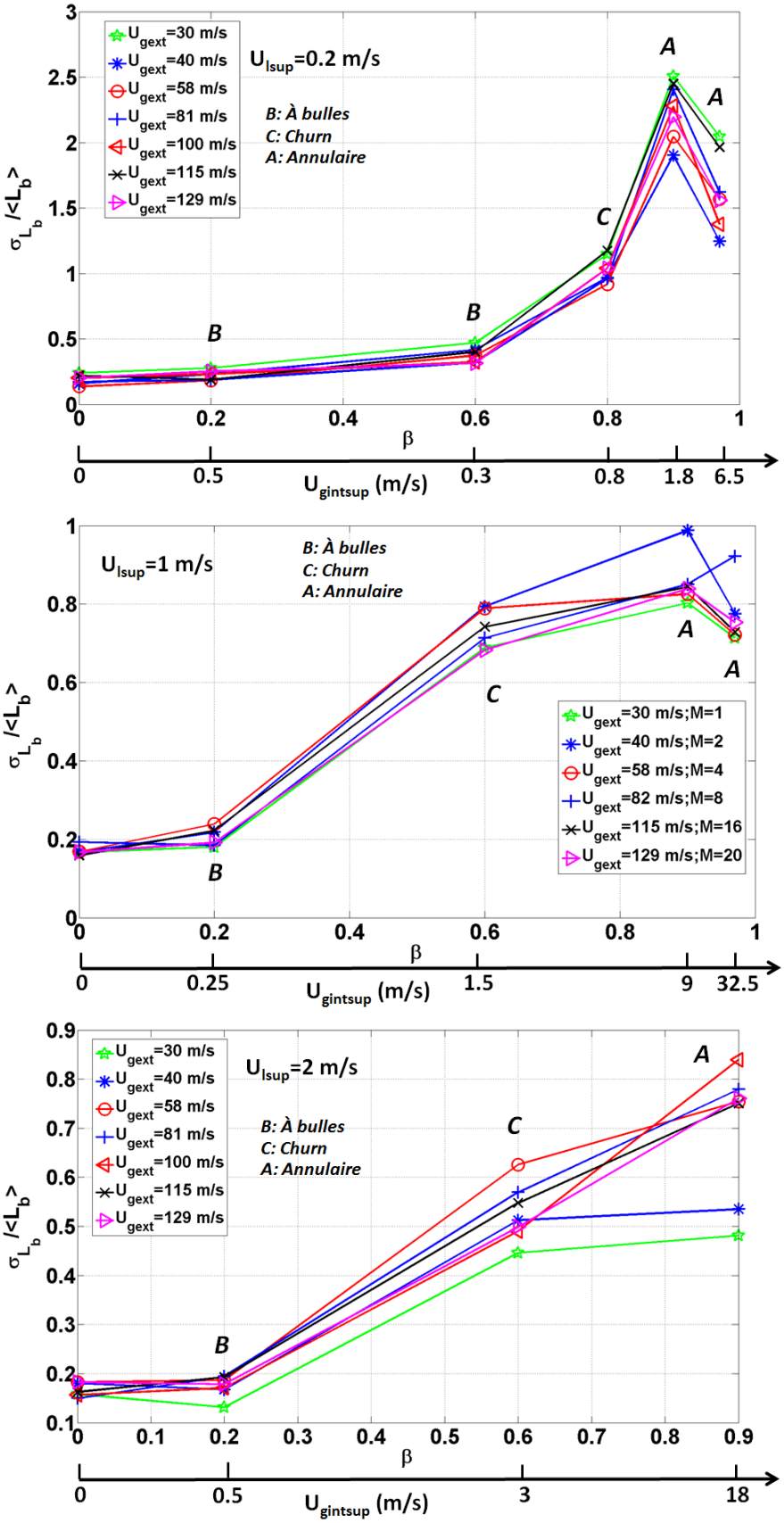


FIGURE 5.14 – $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ en fonction de β - Géométrie petit diamètre ($H_l = 3,5.10^{-3}$ m) - En haut : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, M variable - Au milieu : $U_{lsup} = 1$ m/s, M variable - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, M variable.

lements internes sont à bulles et donc ne présentent pas d'intermittence. Cela peut donc expliquer la faible évolution de la variabilité de la longueur de brisure par rapport à sa moyenne pour ces points de mesure.

Sur le graphique du bas figure 5.13 (campagne à M variable - géométrie gros diamètre avec convergent), nous voyons qu'indépendamment de la vitesse du gaz externe, toutes les courbes suivent la même tendance : $\sigma_{L_b}/ < L_b >$augmente entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,2$, puis, diminue légèrement entre $\beta = 0,2$ et $\beta = 0,6$ et augmente ensuite. Nous avons montré précédemment que cette variabilité est probablement liée au régime d'écoulement dans l'injecteur. La vitesse superficielle liquide étant fixée dans cette campagne, la structure d'écoulement interne suit exactement la même évolution pour chaque courbe. Il n'est donc pas étonnant que ces dernières montrent les mêmes tendances.
Globalement $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ augmente d'un facteur compris entre deux et trois quand Bêta passe de 0 à $0,97$.

Sur les graphiques figure 5.14 (campagnes à M variable - géométrie petit diamètre) les courbes sont plus proches les unes des autres témoignant d'un effet très faible du gaz externe sur le ratio $\sigma_{L_b}/ < L_b >$. Nous retrouvons les mêmes tendances que celles suivies par l'écart-type dimensionnel (graphiques figure C.2) : l'apparition des pulsations dans l'écoulement interne quand celui-ci devient de type "churn" fait augmenter $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ d'un facteur allant de ≈ 2 à ≈ 4 selon U_{lsup}. Cette augmentation se poursuit de manière beaucoup jusqu'à $\beta = 0,9$. De $\beta = 0,9$ à $\beta = 0,97$, la décroissance de l'écart-type est moins marquée ici quand ce dernier est relatif à la longueur de brisure moyenne.

Sur la figure 5.15 nous retrouvons $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ (en bas) tracés en fonction Bêta mais par structure d'écoulement interne pour toutes géométries et toutes campagnes confondues.

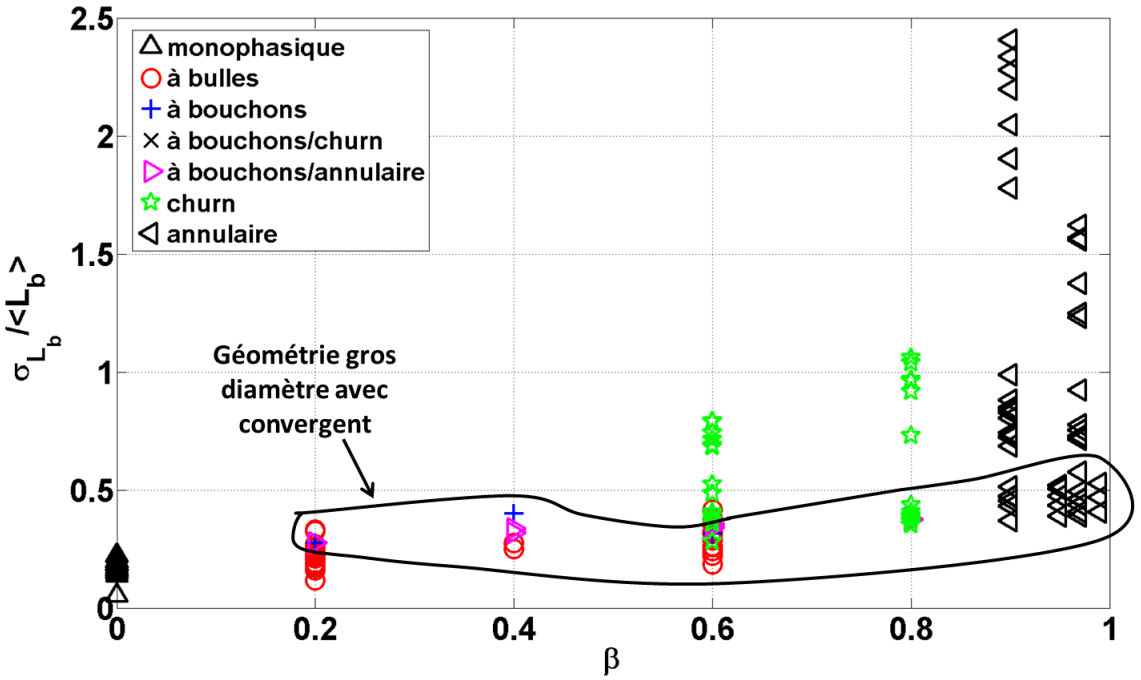


FIGURE 5.15 – $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ en fonction de Bêta par régime d'écoulement - Toutes campagnes et toutes géométries.

Les points sur le graphique se regroupent par régime d'écoulement. Cette tendance confirme l'impact du régime d'écoulement interne sur les fluctuations de longueur de brisure. Dans l'ordre croissant du rapport $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ nous trouvons : les écoulements à bulles, les écoulements bouchons et à la transition bouchon/annulaire, les écoulements de type "churn" et pour finir les écoulements annulaires. Nous avons donc bien des fluctuations de la longueur de brisure par rapport à sa moyenne de plus en plus élevées à mesure que l'écoulement interne présente un caractère intermittent puis pulsatile. Les résultats obtenus pour $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ sur la

géométrie gros diamètre sont entourés en noir : leur valeurs de $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ aux conditions où l'intermittence se produit sont bien inférieures à celle de la géométrie petit diamètre. H_l a un impact fort sur l'intermittence. Ce résultat confirme l'aspect plus marqué, plus violent du passage des blocs liquides discuté au chapitre 4.

Pour les géométries gros et petit diamètre, une réduction drastique de la longueur de brisure quand Bêta évolue de 0 à $0,95-0,99$ a été observée. De nouveaux mécanismes de brisure, liés aux structures d'écoulement interne, sont responsables de cette diminution. De plus les caractères intermittent et pulsatile que peut présenter l'écoulement interne ont pour conséquence une augmentation de la variabilité de la longueur de brisure. Enfin, nous avons vu que l'ajout de gaz interne réduit l'effet de la vitesse liquide sur la longueur de brisure.
Avec ces cinq campagnes, une à M fixé et quatre à M variable, nous avons étudié comment l'ajout de gaz interne faisait évoluer la longueur de brisure ainsi que sa dépendance aux vitesses du gaz externe et du liquide. En utilisant deux géométries d'injecteur différentes nous avons pu juger de l'impact de l'épaisseur liquide sur les tendances suivies par la longueur de brisure à mesure que la quantité de gaz interne est augmentée.
Un paramètre géométrique n'a cependant pas été discuté ici : le convergent. Afin de tester l'impact éventuel de ce dernier sur les évolutions de longueur de brisure, nous avons réalisé quelques points de mesure sur la géométrie d'injecteur sans convergent avec des jeux de paramètres de contrôle communs à ceux utilisés sur la géométrie gros diamètre avec convergent.

5.1.3 Effet du convergent

Nous avons étudié l'effet du convergent en comparant les résultats obtenus pour des jeux de paramètres communs sur les deux géométries gros diamètre avec et sans convergent. L'entière discussion est proposée en annexe D. Les résultats ont montré peu d'impact de la géométrie sur $< L_b >$. En revanche σ_{L_b} présente des valeurs plus élevées sur la géométrie sans convergent du fait de régimes d'écoulement interne et donc de structures du jet différents : les passages de blocs liquides sont plus marqués du fait d'une taille supérieure donnant lieu a un intermittence plus forte.

5.1.4 Réflexions sur les lois d'échelle de $< L_b >$

Les essais menés sur les deux injecteurs à U_{lsup} fixée indiquent clairement que la longueur de brisure augmente de façon monotone avec la vitesse débitante liquide comme le montrent les graphiques figure 5.16. Cette tendance apparaît aussi nettement sur les essais menés à M fixé sur l'injecteur gros diamètre (cf. figure 5.11). Cette tendance persiste quel que soit le régime de l'écoulement interne. Notons qu'un tel comportement est attendu puisque U_{lsup} affecte directement le temps convectif depuis la sortie de l'injecteur jusqu'au point de rupture du jet.

Nous avons vu (figure 5.4) que la longueur de brisure est aussi une fonction décroissante de la vitesse du gaz externe, avec une stabilisation au delà d'un U_{gext} critique qui dépend des conditions d'écoulement. Là encore, ce comportement s'observe sur les deux géométries. La décroissance suivie d'un plateau est bien marquée pour les régimes à bulles ainsi que pour les régimes à bouchons. Toutefois la sensibilité à U_{gext} diminue lorsque Bêta augmente, et, dans la limite du régime annulaire, la longueur de brisure devient quasiment indépendante de U_{gext}.

Dans ce contexte, nous avons testé si les données en conditions diphasiques s'éloignent ou pas de la corrélation proposée par Eroglu [23] pour des jets cylindriques liquides. La corrélation, donnée dans l'état de l'art, s'écrit :

$$\frac{L_b}{H_l} = 0,5 Re_l^{0,6} We^{-0,4} \tag{5.1}$$

Elle traduit bien l'accroissement de L_b avec U_{lsup} (la relation (5.1) donne $L_b \approx U_{lsup}^{0,6}$) et la diminution de L_b avec la vitesse gaz externe (la relation (5.1) donne $L_b \approx (U_{gext} - U_{lsup})^{-0,8}$).
Nous avons d'abord testé l'expression d'Eroglu sur nos données en monophasique de toutes campagnes de

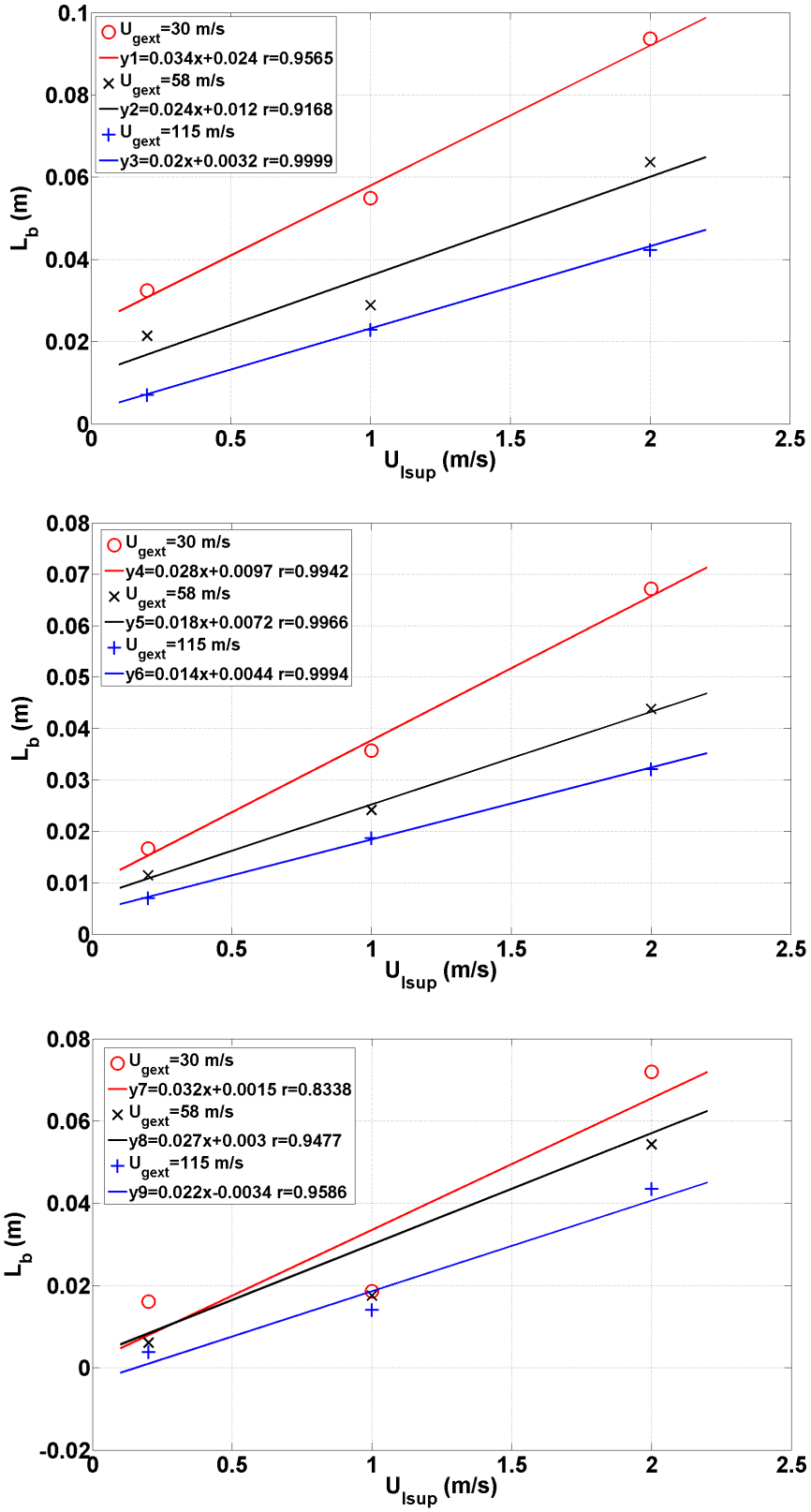


FIGURE 5.16 – $< L_b >$ (U_{lsup}) pour trois vitesses du gaz externe (30 , 58 et 115 m/s) en régime à bulles ($\beta = 0,2$) figure du haut ; en régimes à bulles haute densité numérique ou churn ($\beta = 0,6$) figure du milieu et en régime annulaire ($\beta = 0,97$) figure du bas. Géométrie de petit diamètre. (NB les données pour $U_{lsup} = 2$ m/s en régime annulaire correspondent à $\beta = 0,9$ et non $0,97$)

mesure et de toutes géométries confondues. La corrélation fonctionne assez bien mais avec des écarts relatifs significatifs de l'ordre de $\pm 40\ \%$ (et atteignant presque $50\ \%$ pour 2 conditions).

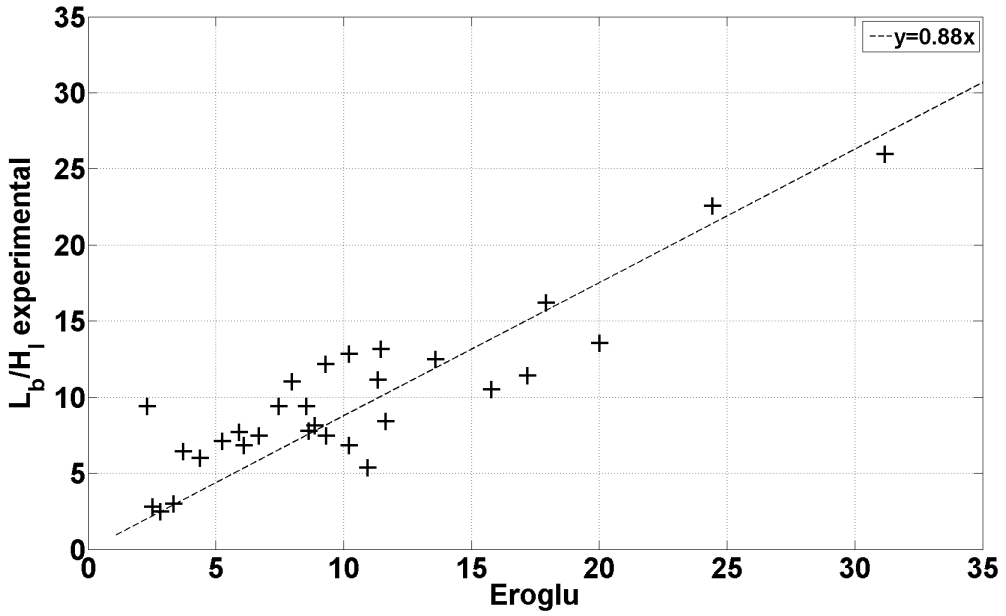


FIGURE 5.17 – Longueur de brisure mesurée comparée à la prédiction par la corrélation d'Eroglu [23]. Données pour le cas monophasique ($\beta = 0$) sur petit et grand diamètre.

Nous avons aussi effectué cette comparaison en conditions diphasiques en distinguant les trois principaux régimes (figure 5.18).

- En régime à bulles, la proposition d'Eroglu fonctionne assez bien avec un préfacteur réduit $(0,84)$ qui correspond bien à ce qui a été déjà vu à savoir une longueur de brisure inférieure à sa valeur en monophasique aux mêmes vitesses de liquide et de gaz externe. Les écarts au nouveau fit sont de $\pm 35\ \%$.
- En régime à bouchons-churn, les longueurs de brisure sont plus faibles qu'en régime à bulle. Le scaling d'Eroglu fonctionne assez bien avec un préfacteur moyen réduit à $0,62$. Les écarts au nouveau fit sont de $-23\ \%/+30\ \%$.
- En régime annulaire, la proposition d'Eroglu n'est pas applicable : la dispersion des points sur la figure est d'ailleurs très forte. En régime annulaire, c'est l'épaisseur du film qui compte et non pas la dimension de l'orifice de sortie de l'injecteur. Plusieurs propositions existent dans la littérature pour des nappes minces. Mentionnons en particulier la corrélation d'Arai et Hasimoto [2] qui a été confirmée par B. Déjean [19] sur des expériences récentes. Nous n'avons toutefois pas testé ces propositions car elles requièrent la connaissance de l'épaisseur du film liquide : or cette grandeur n'a pas été mesurée ici. De plus, elle évolue très probablement avec les conditions d'écoulement $U_{gintsup}$ et U_{lsup}, de sorte que la tendance prédite par ces corrélations, qui est en $L_b \approx U_{lsup}^{0,6} U_{gext}^{-1}$, ne peut être sérieusement testée.

En perspectives une analyse plus fine pour les régimes à bulles et à bouchons/"churn" serait souhaitable. En particulier, l'effet de comportement asymptotique de L_b avec U_{gext} n'est pas pris en compte dans la proposition d'Eroglu alors que c'est un élément central du comportement des jets monophasiques [20], et aussi en diphasique comme nous venons de le voir.

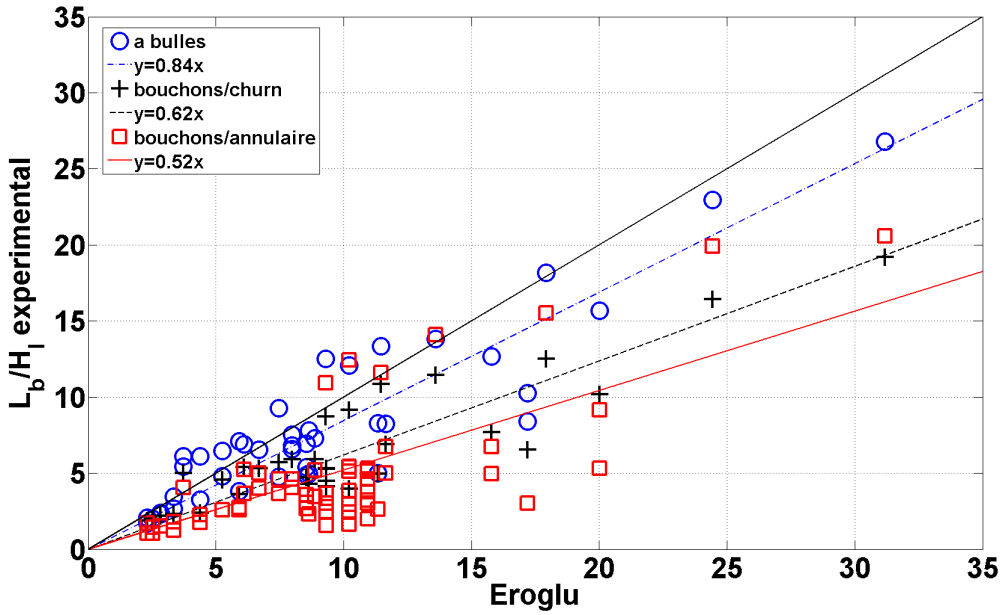


FIGURE 5.18 – Longueur de brisure mesurée comparée à la prédiction par la corrélation d'Eroglu. Données pour les conditions diphasiques sur petit et grand diamètre, organisées selon les régimes d'écoulement interne observés.

Conclusion sur les longueurs de brisure

Quelle que soit la géométrie, nous avons constaté un comportement asymptotique de $< L_b >$ avec U_{gext} : jusqu'à une valeur seuil de U_{gext} comprise entre ≈ 60 et ≈ 80 m/s, $< L_b >$ diminue, au-delà l'effet du gaz externe sature.
Quelle que soit la géométrie, il apparait que la longueur de brisure mesurée dans le cas diphasique est plus courte que celle du cas monophasique à mêmes U_{lsup} et U_{gext}. Sur la géométrie gros diamètre, $< L_b >$ décroit avec Bêta dans la zone des écoulements à bulles, ensuite pour les régimes à bouchons et "churn", $< L_b >$ est relativement stable avec Bêta. Sur la géométrie petit diamètre $< L_b >$ ne décroît avec Bêta qu'à partir du régime "churn" (ou à bulles avec un Bêta relativement élevé $\approx 0,6$). Pour les deux géométries, le passage en régime annulaire diminue encore $< L_b >$ ($< 4H_l$), dans ce cas il s'agit de l'atomisation d'une nappe dont l'échelle caractéristique est bien plus petite que H_l. Au premier ordre L_b/H_l est donnée par une corrélation de type de celle d'Eroglu (avec tout de même une forte dispersion, typiquement ± 40 %), le préfacteur décroit de $0,88$ en monophasique à $0,84$ en écoulements à bulles, puis à $0,62$ en écoulements à bouchons/"churn".
La variabilité de $< L_b >$ que nous avons mesurée par l'intermédiaire de $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ montre une grande sensibilité au régime d'écoulement interne et surtout à l'intermittence observée pour les régimes "churn" et annulaire. Étant piloté par l'écoulement interne, $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ est donc très peu sensible à U_{gext}. En revanche $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ croît nettement avec Bêta et cet effet est d'autant plus marqué que le diamètre est petit, résultat d'une forte intermittence.

5.2 Angle du spray, A_{spray}

L'angle du spray a été mesuré sur deux des quatre géométries : les géométries gros diamètre avec convergent et petit diamètre. Sur la géométrie gros diamètre avec convergent, l'angle du spray a été mesuré lors de la campagne à $M = 16$, ce qui, pour rappel, consiste à fixer les valeurs du couple $(U_{lsup}; U_{gext})$ et à faire varier Bêta (voir représentation de gauche de la figure 5.1). Les mesures sur la géométrie petit diamètre ont été réalisées pour $U_{lsup} = 1$ m/s (M variable). Comme pour la longueur de brisure, nous allons commencer par présenter l'évolution de l'angle du spray en fonction de la vitesse du gaz externe et/ou de M puis ensuite en fonction de

Bêta.

5.2.1 Effet de U_{gext} (et de M)

Le graphique de la figure 5.19 trace l'évolution de l'angle du spray, mesuré lors de la campagne à $M = 16$ de la géométrie gros diamètre avec convergent, en fonction de la vitesse du gaz externe. Cette façon de faire évoluer les paramètres de contrôle n'isole pas l'effet de la vitesse du gaz externe puisque la vitesse du liquide évolue avec elle. Cependant tracer ce graphique permet de discuter le modèle (relation 2.41) énoncé dans l'état de l'art qui montre une dépendance de l'angle du spray à M. De plus Delon [20], lors de ses expérimentations en monophasique, n'a constaté qu'un impact faible de la vitesse du liquide sur l'angle du spray. Nous pouvons donc supposer que le graphique de la figure 5.19 devrait montrer l'impact de la vitesse du gaz externe sur l'angle du spray. La tendance suivie par la plupart des courbes est une augmentation de l'angle du spray quand la vitesse du gaz externe augmente de 20 à $30 - 43$ m/s suivie d'une décroissance pour les vitesses de gaz supérieures : cette tendance a aussi été observée par Raynal [82] et Delon [20]. Cette observation ne va donc pas dans le sens de la relation 2.41 de Leroux et al. [56], qui pour un M constant devrait donner un angle du spray constant. Deux cas sortent de la tendance : le cas $\beta = 0$, qui montre un angle de spray qui ne varie pas autant que les cas des autres Bêta, et le cas $\beta = 0,99$ où l'angle du spray décroît avec la vitesse du gaz externe.

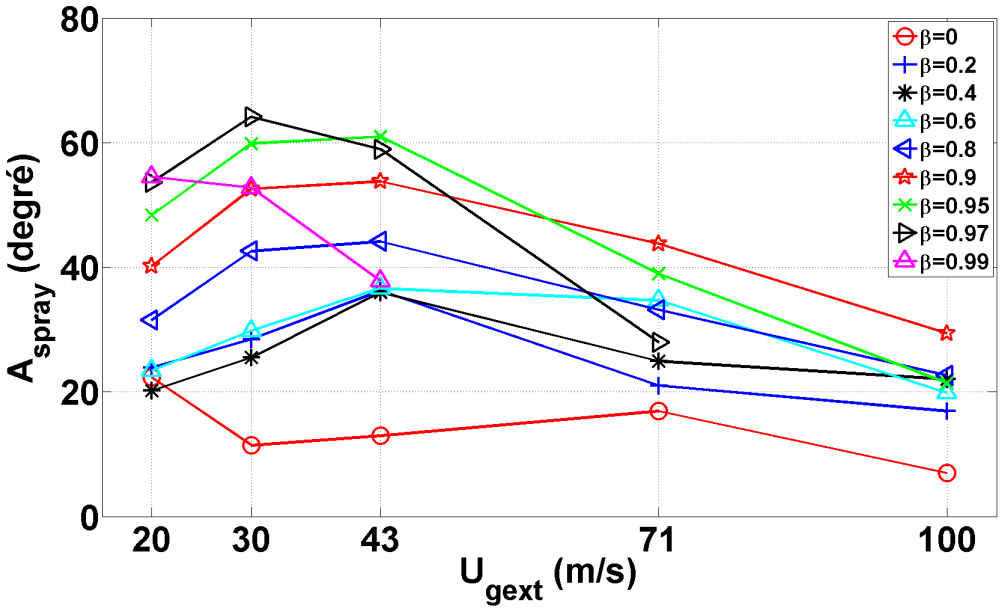


FIGURE 5.19 – Angle du spray en fonction de U_{gext} - Géométrie gros diamètre - $M = 16$.

Le graphique de la figure 5.20 trace l'évolution de l'angle du spray en fonction de la vitesse du gaz externe pour la géométrie petit diamètre. Là encore, et cela quel que soit Bêta, l'angle du spray augmente avec U_{gext} en début de gamme, jusqu'à $U_{gext} = 58$ m/s puis diminue ensuite. Bien que ce comportement de A_{spray} s'observe pour tous les Bêta, il est de plus en plus atténué à mesure que Bêta augmente : pour $\beta > 0,95$ l'effet de U_{gext} devient faible. Cette effet n'a pas été observé sur la géométrie gros diamètre. Le U_{gext} seuil pour lequel le régime de croissance de l'angle du spray prend fin est supérieur ici comparé à la géométrie gros diamètre : 58 m/s contre 43 m/s. Que ce soit dans l'étude de Raynal [82] ou celle de Delon [20], ce U_{gext} seuil est toujours inférieur à 60 m/s.

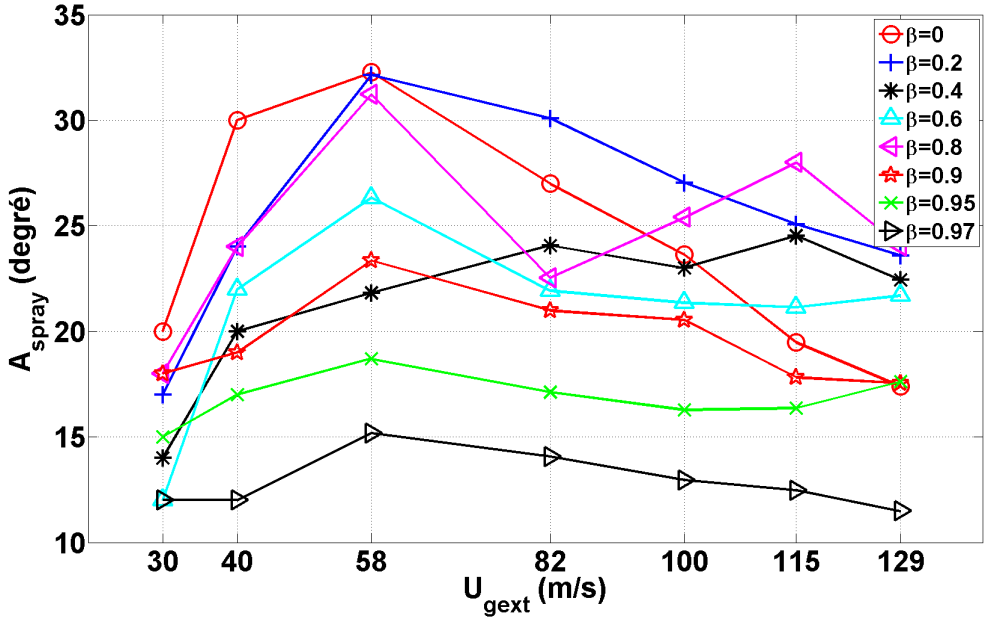


FIGURE 5.20 – Angle du spray en fonction de U_{gext} - géométrie petit diamètre - $U_{lsup} = 1$ m/s (M variable).

5.2.2 Effet de Bêta

Concernant l'effet de Bêta sur l'angle du spray, deux tendances différentes ont été observées en fonction de la géométrie d'injecteur.
Sur la géométrie gros diamètre avec convergent, il a été observé, lors de la campagne à $M = 16$ deux régimes de dépendance de l'angle du spray à Bêta. Le graphique de la figure 5.21 montre ces deux régimes. Le premier régime est une augmentation de l'angle du spray avec Bêta, le deuxième présente une diminution de l'angle avec Bêta. Cette diminution ramène l'angle du spray à des valeurs qui restent supérieures à celle du cas $\beta = 0$. Même si ces deux régimes sont valables pour tous les couples $(U_{lsup}; U_{gext})$, il existe des nuances entre les évolutions respectives des courbes :

- Les angles du spray des sets $(U_{lsup} = 0,17$ m/s$; U_{gext} = 20$ m/s), $(U_{lsup} = 0,26$ m/s$; U_{gext} = 30$ m/s) et $(U_{lsup} = 0,36$ m/s$; U_{gext} = 43$ m/s) augmentent de $\beta = 0$ à $\beta = 0,2$, présentent un plateau jusqu'à $\beta = 0,6$ puis, au-delà, augmentent fortement jusqu'à $\beta = 0,95 - 0,97$, valeurs de Bêta pour lesquelles nous entrons dans le deuxième régime.
- Les angles du spray des sets $(U_{lsup} = 0,61$ m/s$; U_{gext} = 71)$ m/s, $(U_{lsup} = 0,86$ m/s$; U_{gext} = 100$ m/s) augmentent continuement de $\beta = 0$ à $\beta = 0,9$ avant de décroître.

Les vagues de grande amplitude de type "parapluies" discutées lors de la description de l'évolution des structures du jet (avec présence de gaz externe) avec Bêta dans le chapitre 4 sont probablement à l'origine de l'augmentation de l'angle du spray. Ces vagues sont, rappelons-le, caractérisé par une grande amplitude et un développement orthogonal au jet. Les gouttes y sont majoritairement produites par "bag breakup" mais aussi par la formation de ligament a la périphérie de la vague. Du fait de la vitesse radiale de la vague, une partie des gouttes est projetée radialement.
La décroissance de l'angle du spray observée aux hauts Bêtas, ne se produit pas aux mêmes valeurs de Bêta en fonction du couple $(U_{lsup}; U_{gext})$. Dans le tableau de la figure 5.22 sont consignées les valeurs de la vitesse superficielle du gaz interne pour chaque point de mesure de la campagne à $M = 16$. Excepté le couple $(U_{lsup} = 0,17$ m/s$; U_{gext} = 20$ m/s) qui ne présente pas de décroissance de l'angle du spray, tous les couples $(U_{lsup}; U_{gext})$ voient la décroissance se produire à partir de valeurs de la vitesse superficielle du gaz interne du même ordre (en rouge dans le tableau), comprises entre 5 et 9 m/s. Il est plausible qu'à partir de ces valeurs seuils, le gaz interne inhibe la croissance de l'angle du spray.

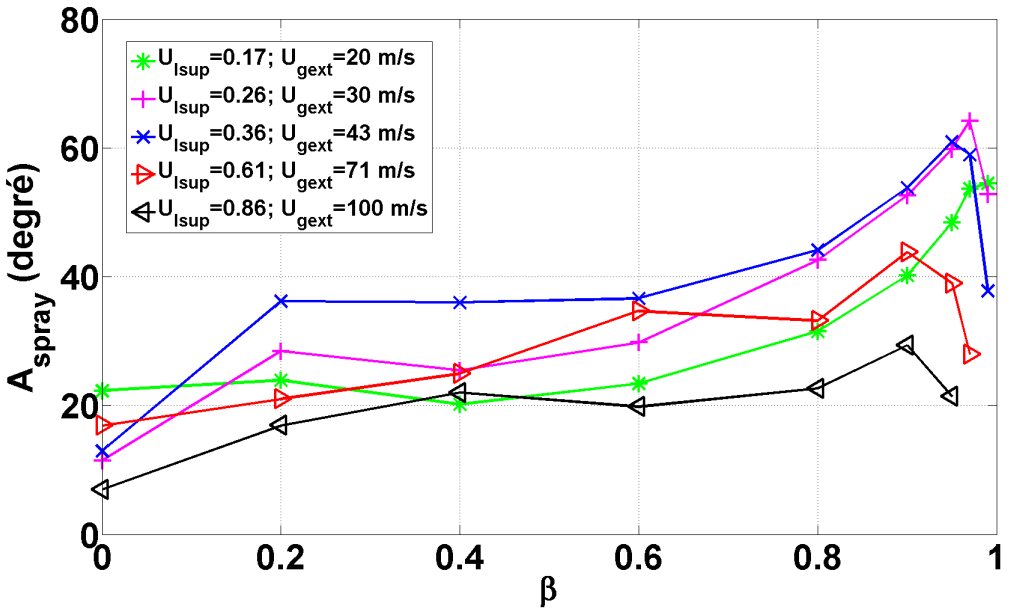


FIGURE 5.21 – Angle du spray en fonction de β - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

U_{gext} (m/s) ↓	U_{lsup} (m/s) ↓ / β→	0,2	0,4	0,6	0,8	0,9	0,95	0,97	0,99
20	**0,17**	0,04	0,11	0,26	0,7	1,5	3,2	5,6	17
30	**0,26**	0,06	0,17	0,4	1	2,3	4,9	8,3	25,6
43	**0,36**	0,09	0,24	0,55	1,5	3,3	7	12	36
71	**0,61**	0,15	0,4	0,9	2,4	5,5	11,6	19,8	
100	**0,86**	0,2	0,6	1,3	3,4	7,7	16,3		

FIGURE 5.22 – Tableau des valeurs de la vitesse superficielle du gaz interne en m/s pour la campagne $M = 16$ sur la géométrie gros diamètre avec convergent.

Le graphique de la figure 5.23, représentant l'évolution de l'angle du spray avec Bêta sur la géométrie petit diamètre montre une diminution de l'angle du spray lorsque Bêta passe de 0 à $0,97$. Cette décroissance n'est pas monotone. Toutes les courbes ont globalement la même évolution présentant diverses phases de croissance et de décroissance entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,8$. Nous avons vu lors de l'analyse des structures du spray atomisé au chapitre 4 que sur cette géométrie les vagues de type "parapluie" sont moins fréquentes que sur la géométrie gros diamètre ce qui pourrait expliquer l'absence de croissance monotone de A_{spray}. Sa diminution constatée à $\beta = 0,4$ est probablement liée à la réduction du flapping qui a été observée à ce point de fonctionnement. A partir de $\beta = 0,6$, les blocs liquides font leur apparition. A $\beta = 0,8$, ces structures se développent radialement contribuant ainsi à l'augmentation de A_{spray} (cf. illustration figure 4.53). A $\beta = 0,97$, leur évolution est différente. Sur les images figure 4.54, nous voyons un bloc liquide atomisé en lambeaux liquides qui s'écoule vers l'aval en ne s'écartant que peu de l'axe. Cela explique la décroissance qui amène l'angle du spray à des valeurs inférieures à 15 degrés. Cette décroissance finale débute entre $\beta = 0,8$ et $\beta = 0,9$, points de mesure pour lesquels la vitesse superficielle du gaz interne vaut respectivement 4 et 9 m/s.

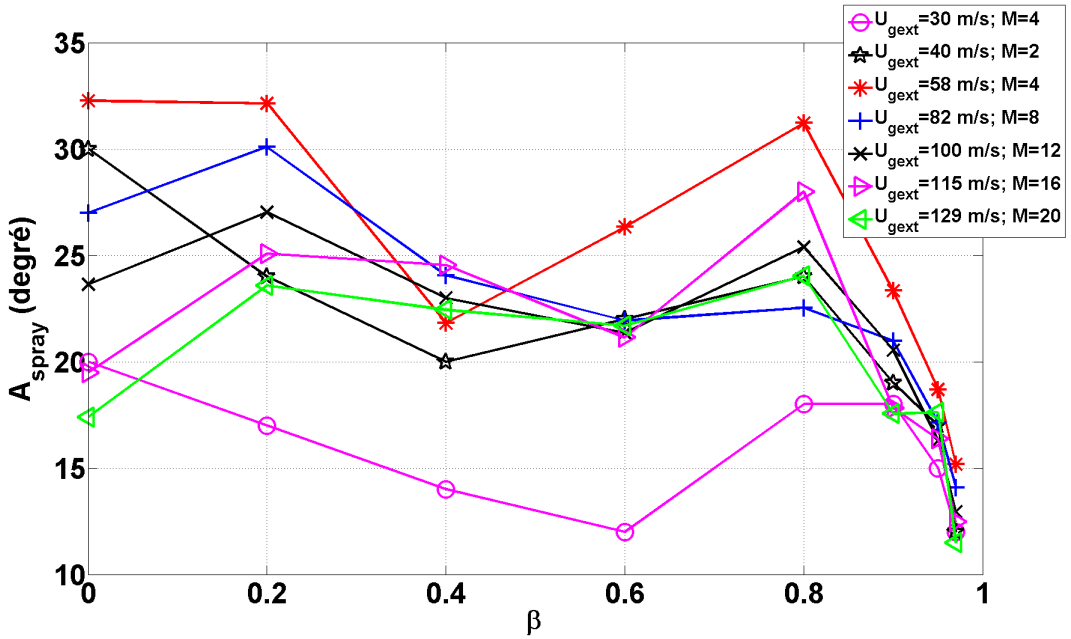


FIGURE 5.23 – Angle du spray en fonction de β - géométrie petit diamètre - $U_{lsup} = 1$ m/s (M variable).

Conclusion sur l'angle du spray

L'angle du spray présente deux régimes avec U_{gext}. Il croît jusqu'à une valeur de U_{gext} qui s'est avérée sensible à H_l puis décroît ensuite. Sur la géométrie gros diamètre Bêta a peu d'impact sur ce comportement alors que sur la géométrie petit diamètre U_{gext} perd son effet à mesure que Bêta augmente.

L'effet de Bêta sur l'angle du spray dépend de la géométrie et des structures liquides qu'on y rencontre. Les parapluies se produisant sur la géométrie gros diamètre semblent contribuer à l'augmentation de A_{spray}. Sur la géométrie petit diamètre les blocs liquides peuvent, selon leur évolution, contribuer à l'augmentation ou à la réduction de A_{spray}.

L'augmentation de la quantité de gaz dans l'écoulement interne, en modifiant les régimes d'écoulement, montre un impact fort sur la longueur de brisure et l'angle du spray. Nous allons maintenant nous intéresser aux caractéristiques de la phase dispersée du spray.

Chapitre 6

Effet du gaz interne sur les gouttes produites - Géométrie gros diamètre avec convergent ($\emptyset = 7,6\ mm$).

Dans ce chapitre, composé de trois parties, nous allons aborder les caractéristiques de la phase dispersée du spray, c'est-à-dire les caractéristiques des gouttes ou morceaux liquides arrachés du jet. L'objectif est d'analyser dans quelle mesure l'ajout de gaz dans le jet liquide impacte les tailles de gouttes, les flux, les vitesses et leurs répartitions spatiales.

Dans la première partie nous allons présenter les résultats de mesures effectuées en **zone proche** injecteur en utilisant la géométrie gros diamètre avec convergent ($\emptyset = 7,6$ mm). C'est dans cette zone que se produit l'atomisation primaire avec le stripping, mécanisme qui épluche l'interface liquide et pour lequel nous disposons de corrélations entre des caractéristiques du spray (tailles de gouttes et flux) et la vitesse du gaz externe dans le cas où le jet atomisé est purement liquide. Ces corrélations ont été validées par des expérimentations sur un jet plan [5, 36] mais aussi sur notre géométrie gros diamètre avec convergent [5, 65]. Dans les deux cas le rapport des pressions dynamiques, M, était fixé à 16. L'objectif ici est d'étudier comment, et dans quelle mesure, l'ajout de gaz interne va impacter ces corrélations et donc le stripping. Nous avons donc effectué des expérimentations, à $M = 16$ et Bêta variable, durant lesquelles nous avons mesuré les caractéristiques des gouttes en un point de l'espace. Pour un unique set $(U_{lsup}; U_{gext})$, des profils radiaux ont aussi été réalisés en faisant varier Bêta.

Dans la deuxième partie du chapitre, on s'intéresse à la **région lointaine**, à deux "grandes" distances en aval en restant sur l'axe de l'injecteur :

- A $z = Lb + Lb_{STD}$, distance correspondant à la longueur de brisure moyenne à laquelle est ajouté un écart type de la longueur de brisure. Cette distance est donc propre à chaque point de fonctionnement.
- En zone plus éloignée de l'injecteur, en une position fixe localisée à une dizaine de centimètres de celui-ci.

A ces deux distances, les tailles de gouttes et les flux ont été analysés, et des profils radiaux ont été faits. Afin de déceler un éventuel impact du convergent, nous avons procédé à quelques points de mesure communs entre la géométrie gros diamètre avec convergent et celle sans convergent. Ces points se trouvent sur l'axe à $z = 15$ cm.
Pour compléter les expériences sur la géométrie gros diamètre avec convergent, nous avons réalisé une campagne à M variable, avec comme unique paramètre fixé la vitesse superficielle du liquide U_{lsup}. Les mesures par sonde ont été faites sur l'axe à 15 cm de l'injecteur.

Le schéma de la figure 6.1 récapitule toutes les positions de mesure prises par la sonde. En rouge sont représentées les positions où des mesures locales ont été faites pour tous les jeux de paramètres des campagnes respectives de chaque injecteur (voir tableau 4.1). Les points noirs correspondent aux profils radiaux qui ont

été effectués seulement pour certains points de fonctionnement.

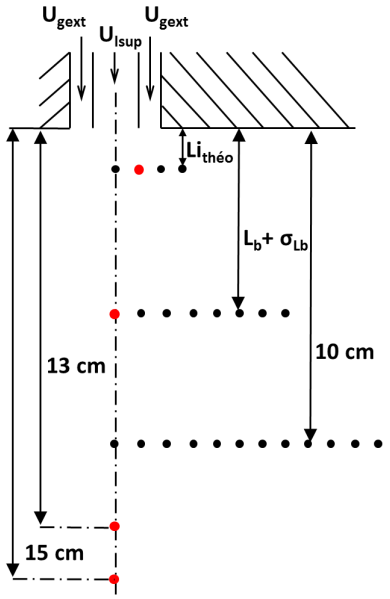


FIGURE 6.1 – Représentation des positions de la sonde optique - Campagnes avec géométrie gros diamètre avec et sans convergent.

6.1 Zone proche injecteur.

Les corrélations sur la taille moyenne des gouttes issues de l'épluchage d'un jet purement liquide ont été obtenues en réalisant des mesures à la sonde optique localement à une position, appelée "point stripping", où l'on s'attend à ne détecter que des gouttes issues du stripping. Radialement, ce point se trouve à $x = 4$ mm, sous la lèvre qui sépare le gaz externe et l'écoulement interne. Axialement il se trouve à une distance de l'injecteur correspondant à la longueur de dard liquide théorique donnée par la relation, $L_i/H_l \approx 6/M^{-1/2}$ (relation 2.31). A géométrie fixée, cette valeur est donc constante pour M constant. Pour notre géométrie gros diamètre avec convergent et $M = 16$, $L_i = 1.1$ cm.
Dans l'état de l'art, nous avons aussi vu que les corrélations obtenues par les mesures sonde en ce point, sont en bon accord avec les modèles théoriques. Nous les rappelons ici :

- Les relations 2.24 et 2.25 montrent respectivement une dépendance du d_{32}/δ_g en $We_\delta^{-1/2}$ et donc du d_{32} en $U_{gext}^{-5/4}$ (vérifiées sur le jet plan et le jet axisymétrique de notre géométrie gros diamètre avec convergent (Hong [36], Ben Rayana [5]). Marty [67] sur le jet plan trouve une dépendance de la taille de goutte en U_g^{-n} avec $1 < n < 2$.
- $d_{32}/\delta \propto We_\delta^{-1/3}$ et $d_{32} \propto U_g^{-1}$, déterminées en mesurant les gouttes par imagerie en zone d'atomisation primaire sur notre géométrie gros diamètre avec convergent (Marmottant [65]).
- Le flux volumique, J_l croît linéairement avec U_{gext} avec un coefficient de proportionnalité d'environ 0.0029 avec la vitesse du gaz externe (relation 2.32) (jet plan [5]).
- Le flux volumique ramené à la vitesse du liquide, J_l/U_l augmente avec la vitesse du gaz puis stagne quand cette dernière atteint une valeur de $50 - 60$ m/s (jet plan [5]).
- Le flux numérique, ϕ_0, évolue selon une loi puissance de type U_{gext}^n avec $n = 5$ (jet plan [5]).

Afin de vérifier la validité de ces corrélations sur la géométrie gros diamètre avec convergent puis d'en étudier l'évolution avec l'ajout de gaz interne, nous avons fixé le rapport des pressions dynamiques, M, égal à 16 et placé la sonde au "point stripping", à $x = 4$ mm et $z = 11$ mm. Pour chaque set $(U_{lsup}; U_{gext})$, nous avons fait varier β de 0 à la valeur maximale admise par le circuit liquide/gaz. Nous remettons ici un tableau

récapitulatif des valeurs prises par U_{lsup} et U_{gext} pour chacun des sets ainsi que les We_δ et les gammes de Bêta qui leur sont associés (tableau 6.1).

N^o set	U_{lsup}	U_{gext}	We_δ	Plage β
Set 1	0,17	20	1.2	0$\longmapsto$0,99
Set 2	0,26	30	2.3	0$\longmapsto$0,99
Set 3	0,36	43	3.8	0$\longmapsto$0,99
Set 4	0,61	71	8.3	0$\longmapsto$0,97
Set 5	0,86	100	13.7	0$\longmapsto$0,95

TABLE 6.1 – Récapitulatif des sets $(U_{lsup}; U_{gext})$ pour la campagne $M = 16$.

6.1.1 Pdfs de cordes.

Pour la mesure des tailles de gouttes, la valeur moyenne de la corde avec laquelle la goutte traverse la sonde optique, C_{10}, a été analysée. La relation 6.1 [9], montre que le C_{10} est une bonne image du d_{32} puisqu'il lui est proportionnel.

$$d_{32} = \frac{3}{2} C_{10} \tag{6.1}$$

Pour vérifier la validité de ce choix, les Pdfs de cordes centrées sur C_{10} ont été tracées. Ces courbes permettent d'analyser la distribution des cordes par rapport au C_{10} et donc de juger si ce dernier représente bien l'évolution des tailles de gouttes quel que soit le jeu de paramètres de contrôle. Sur tous les graphiques de Pdfs qui seront présentés, la ligne noire représente la limite de fiabilité de la sonde appelée longueur de coupure, L_{coup}. Les points à gauche de cette ligne sont mesurés avec une incertitude élevée. Ben Rayana et al. [5, 80] ont montré que la sonde optique détecte et mesure de façon précise les cordes $\geqslant L_s/2$ et que jusqu'à une limite $\approx L_s/5$, la mesure gardait une incertitude acceptable. En dessous de cette longueur, un biais statistique est introduit sur la mesure du fait que la sonde ne détecte pas toutes les gouttes.

Les graphiques de la figure 6.2 présentent les Pdfs de cordes centrées sur C_{10} pour les couples $(U_{lsup} = 0,36\ m/s; U_{gext} = 43\ m/s)$ (set 3) et $(U_{lsup} = 0,86\ m/s; U_{gext} = 100\ m/s)$ (set 5), respectivement graphique du haut et graphique du bas. Chaque courbe représentant une valeur de Bêta, ces graphiques permettent de juger de l'impact de celui-ci sur les Pdfs. Les Pdfs centrées sont superposées montrant très peu de sensibilité aux variations à Bêta. Seul le cas $\beta = 0,99$ du set 3 montre une différence assez marquée pour les cordes inférieures à $0,1C_{10}$. Dans ce cas, la vitesse du gaz interne, égale à 36 m/s est très proche de la vitesse du gaz externe, égale à 43 m/s. Le gaz interne, au même titre que le gaz externe, atomise l'écoulement annulaire ce qui fait la particularité de ce point de mesure par rapport aux autres.

Les graphiques de la figure 6.3 tracent les Pdfs centrées sur C_{10} pour des valeurs du couple $(U_{lsup}; U_{gext})$ variables à Bêta fixé. De haut en bas, les graphiques correspondent respectivement aux cas $\beta = 0$, $\beta = 0,8$ et $\beta = 0,95$. Pour un même Bêta, les différences entre les courbes sont marquées au niveau des petites cordes, inférieures à $C_{10}/30$. Au delà, les courbes se superposent. Notons que les courbes se décalent légèrement vers des valeurs de plus en plus grandes du rapport $Corde/C_{10}$ à mesure que les valeurs du couple $(U_{lsup}; U_{gext})$ augmentent mais la forme des courbes reste très peu sensible aux variations de $(U_{lsup}; U_{gext})$.

La quasi insensibilité aux variations de Bêta et la faible sensibilité aux variations de $(U_{lsup}; U_{gext})$ des Pdfs centrées sur C_{10}, montrent qu'il n'y a pas de changement drastique de l'évolution de la répartition des cordes autour de leur moyenne. C_{10} est donc une bonne représentation des tailles de cordes détectées par la sonde optique. Nous allons pouvoir analyser l'évolution de ce moment en fonction de la vitesse du gaz externe. Ensuite nous analyserons sa sensibilité à deux paramètres adimensionnels : le nombre de Weber basé sur l'épaisseur de vorticité du gaz externe et Bêta.

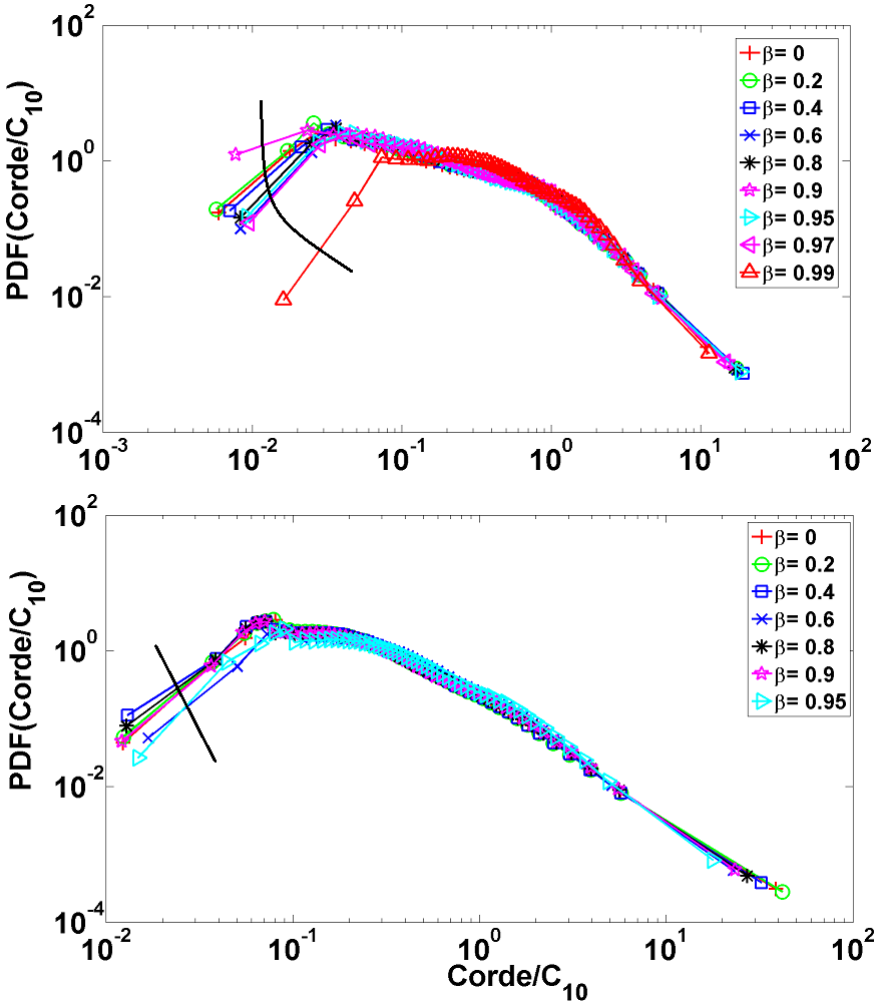


FIGURE 6.2 – Pdf de cordes normalisées par C_{10} pour Bêta variable - En haut : ($U_{lsup} = 0,36\ m/s; U_{gext} = 43\ m/s$) (set 3), en bas : ($U_{lsup} = 0,86\ m/s; U_{gext} = 100\ m/s$) (set 5) - Mesure à $x = 4$ mm, $z = 1.1$ mm - Géométrie gros diamètre avec convergent.

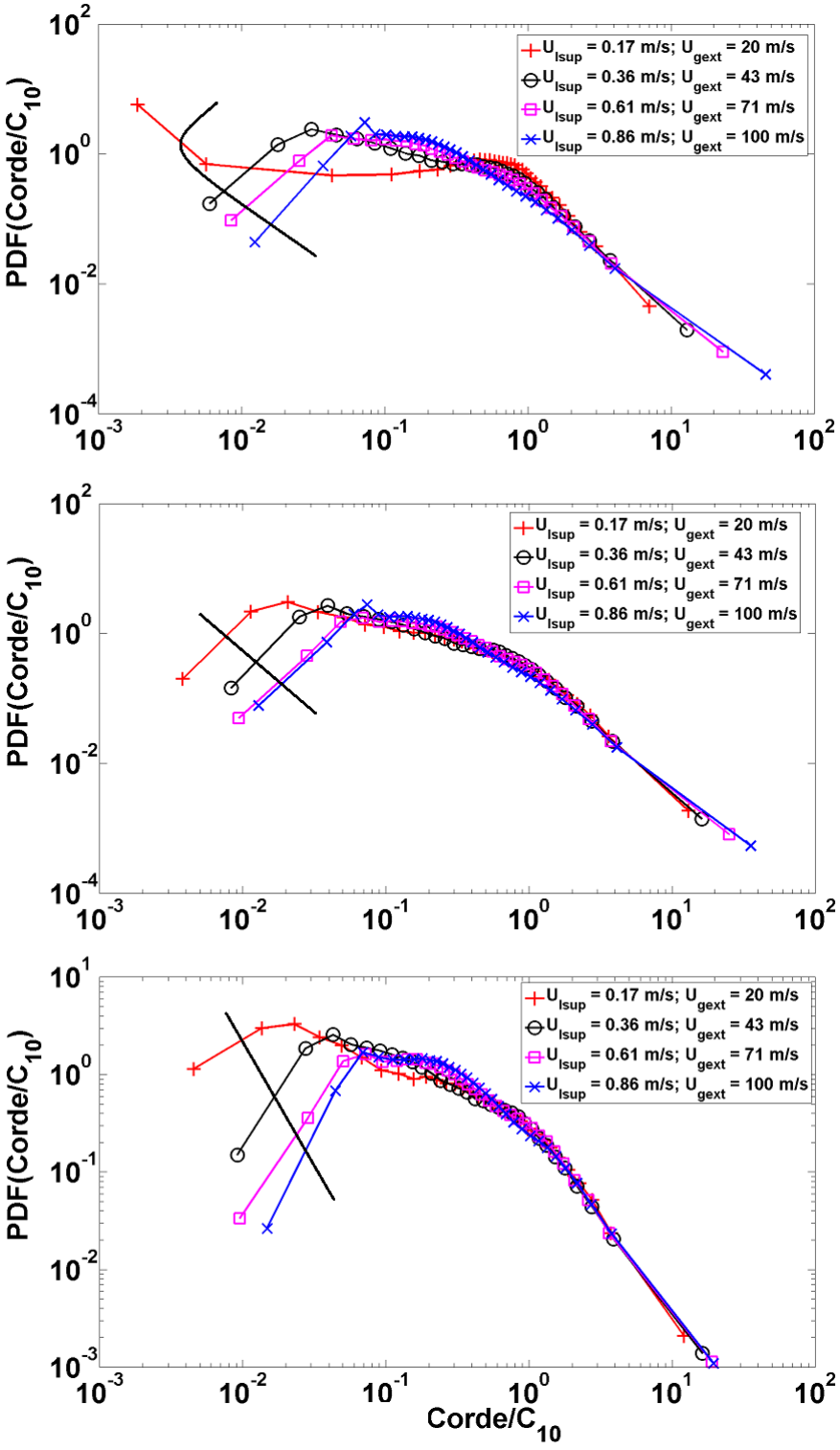


FIGURE 6.3 – Pdfs de corde centrées par C_{10} pour U_{gext} variable - En haut : $\beta = 0$, au milieu : $\beta = 0,8$, en bas : $\beta = 0,95$ - Mesure à $x = 4$ mm, $z = 1.1$ mm - Géométrie gros diamètre avec convergent.

6.1.2 Mesures au point "stripping".

Cette section est organisée en deux sous-parties. La première porte sur l'effet de la vitesse du gaz externe sur les tailles de gouttes et sur le flux. La deuxième concerne l'effet de Bêta sur ces deux caractéristiques. Pour toutes les mesures locales qui vont suivre dans le manuscrit cette manière de présenter les résultats sera conservée.

Effet de la vitesse du gaz externe U_{gext}.

Tailles. Le graphique de la figure 6.4 représente l'évolution du C_{10} en fonction de la vitesse du gaz externe pour les différentes valeurs de Bêta étudiées.

A $\beta = 0$, la dépendance en $U_{gext}^{-5/4}$ prédite par le modèle de la relation 2.19, et confirmée par les résultats expérimentaux de Hong [36] et Ben Rayana [5], est retrouvée si l'on prend en compte toute la gamme de vitesse de gaz externe balayée. Or à $U_{gext} = 20$ m/s, le stripping n'a pas lieu. Seul le flapping et le phénomène de "bag break-up" sont responsables de la production de gouttes : les photographies de la figure 6.11 montrent que la sonde, placée au point stripping, ne détecte que des vagues. En ne considérant que les vitesses de gaz externe où des gouttes sont produites par stripping, soit de U_{gext} de 43 m/s à 100 m/s, la relation reliant la taille de goutte à $U_{gext}^{-5/4}$ n'est pas vérifiée. Dans cette gamme, les tailles de gouttes montrent une dépendance à la vitesse du gaz externe plus proche de celle proposée par Marmottant [65], c'est-à-dire en U_{gext}^{-1}.

Sur la gamme de U_{gext} où le stripping se produit, il est difficile de conclure sur l'impact de l'ajout du gaz interne sur la dépendance des tailles de gouttes à la vitesse du gaz externe. Les courbes subissent une réduction de pente démontrant une perte de dépendance du C_{10} à U_{gext}. Cependant, le rapport des pressions dynamiques M étant fixe, cette dépendance n'est pas véritablement qu'un effet de U_{gext} puisque quand U_{gext} évolue, la vitesse superficielle du liquide évolue aussi.

A mesure que U_{gext} augmente, les courbes convergent vers des valeurs de C_{10} proches les unes des autres indiquant une perte de sensibilité à Bêta à mesure que U_{gext} augmente. Cet effet sera rediscuté plus loin. Le seul cas qui fait exception est le cas, $\beta = 0,99$ qui produit des gouttes bien plus fines ($\approx 100 - 200\ \mu m$) probablement en raison du rôle du gaz interne dans cette configuration annulaire.

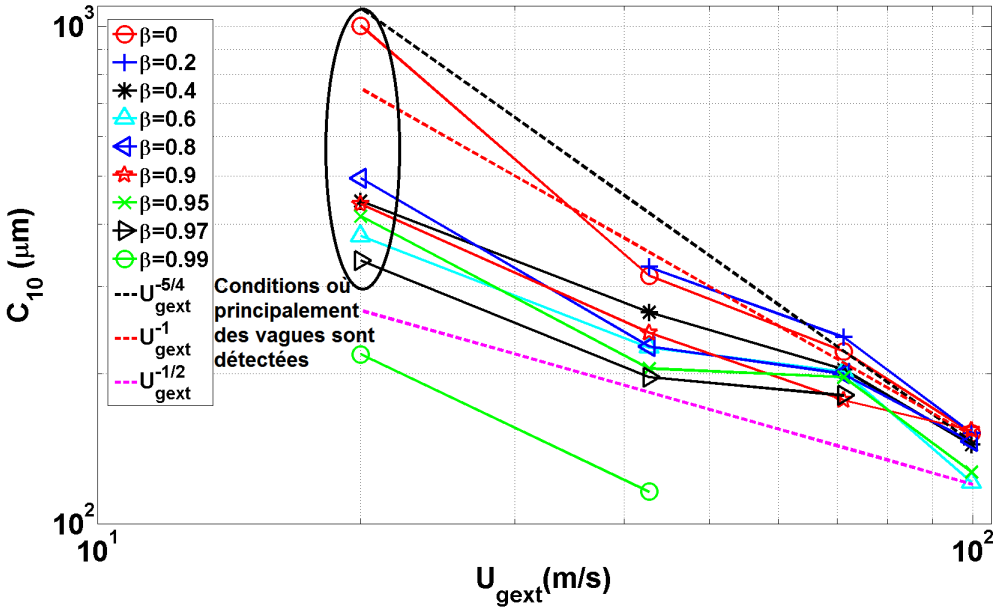


FIGURE 6.4 – Cordes moyennes en fonction de la vitesse du gaz externe - mesure au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

Pour tester si les lois d'échelles identifiées pour un jet liquide restent valables, considérons la figure 6.5 qui présente la dépendance du rapport du C_{10}/δ_g au nombre de Weber basé sur l'épaisseur de vorticité du gaz

externe. A $\beta = 0$, une dépendance de C_{10}/δ_g à We_δ proche de $We_\delta^{-1/2}$ (voir figure 2.21) est trouvée mais là encore en tenant compte du point de fonctionnement correspondant à $U_{gext} = 20$ m/s qui correspond à $We_\delta = 1,2$. En ne considérant que les We_δ supérieurs, la dépendance du rapport du C_{10}/δ_g se rapproche plus de $We_\delta^{-1/3}$.

A mesure que Bêta augmente, il se produit une perte de dépendance à We_δ. Pour les $\beta > 0,9$, les courbes deviennent plates montrant une indépendance du C_{10} à We_δ. En d'autres termes, We_δ (dans lequel U_{gext} est le paramètre prédominant) influence peu la taille de goutte alors que c'est un paramètre central quand le jet est monophasique : il se produit donc une différence de comportement notable après ajout du gaz interne. Pourquoi cette différence de comportement ? Qu'est-ce qui change entre les cas monophasique et diphasique ? La dépendance du C_{10} à U_{gext} diminue mais de façon beaucoup moins marquée que la dépendance à We_δ. Les paramètres le composant (relation 2.20) qui peuvent être impactés par l'injection du gaz interne sont l'épaisseur de vorticité du gaz externe δ_g, U_{gext} et U_c, la vitesse convective des vagues (relation équation 2.11). U_c est négligeable devant U_{gext} nous l'écartons donc. Il reste δ_g et U_{gext}. L'impact de U_{gext} sur C_{10} diminue dans une moindre mesure par rapport à celle de We_δ ce qui nous amène à nous interroger sur δ_g que nous avons vu être de premier ordre dans la détermination de la longueur d'onde transverse, λ_{RT} et donc dans le phénomène de stripping. Dans le cas monophasique, le gaz externe, en sortant de l'injecteur, rencontre une interface liquide peu corruguée : les vitesses du liquide et du gaz sont ainsi orientées dans la même direction. Avec l'ajout de gaz interne, cette configuration est perturbée. L'interface du liquide peut subir, en fonction des points de fonctionnement, de grandes déformations . Ces déformations peuvent apporter des changements par rapport à la configuration monophasique :

- les deux phases ne sont plus co-courantes.
- l'épaisseur de vorticité du gaz externe pourrait avoir une évolution spatialement différente en raison d'une interaction gaz-liquide modifiée par rapport au cas monophasique.

L'action que le gaz a sur le liquide va en être impactée. Si l'épaisseur de vorticité du gaz externe a un rôle moteur dans des conditions monophasiques (ou à faible Bêta), nous doutons que ce soit le cas à haut Bêta.

Nous avons établi un comparatif entre nos résultats, ceux de Ben Rayana [5] et ceux de Marmottant [65,66]. Marmottant a exprimé les tailles de gouttes en d_{10}/δ_g et Ben Rayana en d_{32}/δ_g. Pour tout convertir en C_{10}/δ_g la relation liant le C_{10} et le d_{32} (relation 6.1) et les relations liant le d_{32} ainsi que le d_{10} à la longueur d'onde de l'instabilité transverse λ_{RT} (cf. tableau 2.26) ont été utilisées. Les résultats sont consignés dans le tableau 6.2. Notre étude et celle de Ben Rayana ont été menées avec des paramètres de contrôles similaires et avec le même outil de mesure. Malgré tout, nous mesurons des tailles légèrement supérieures. Marmottant a utilisé deux vitesses liquides pour lesquelles il a fait varier U_{gext} et une analyse d'image pour déterminer les tailles de gouttes. Ses valeurs de taille sont plus élevées mais restent du même ordre. Nous trouvons donc des ordres de grandeur de taille équivalents en situation diphasique et monophasique mais une dépendance de la taille à U_{gext} plus faible qu'en monophasique.

	Gamme We_δ	M	U_l	$max(C_{10}/\delta) \longmapsto min(C_{10}/\delta)$
Notre étude	$1.2 \longmapsto 13.7$	16	variable	$\approx 4.9 \longmapsto \approx 1.7$
Ben Rayana [5]	$\approx 2.5 \longmapsto \approx 15$	16	variable	$\approx 4 \longmapsto \approx 1.3$
Marmottant [65,66]	$\approx 1.8 \longmapsto \approx 10$	$0.5 \longmapsto 21$	$U_{l1} = 0.45, U_{l2} = 0.94$	$\approx 7.6 \longmapsto \approx 2$

TABLE 6.2 – Comparaisons des mesures en zone "stripping" géométrie gros diamètre avec convergent.

Flux. Les mesures locales du flux au point "stripping" ont été tracés sous les mêmes formes que celles discutées dans la partie bibliographie, c'est à dire, $J_l(U_{gext})$, $\frac{J_l}{U_l}(U_{gext})$ et $\phi_0(U_{gext})$.

L'évolution de J_l en fonction de U_{gext} est présentée figure 6.6. Comme sur le jet plan, J_L croît linéairement avec U_{gext}. Cependant, que l'on tienne compte ou pas des points à $U_{gext} = 20$ m/s, le préfacteur $0,0029$ du modèle d'entrainement turbulent (relation 2.32) n'est pas aussi proche des expérimentations que dans le cas du

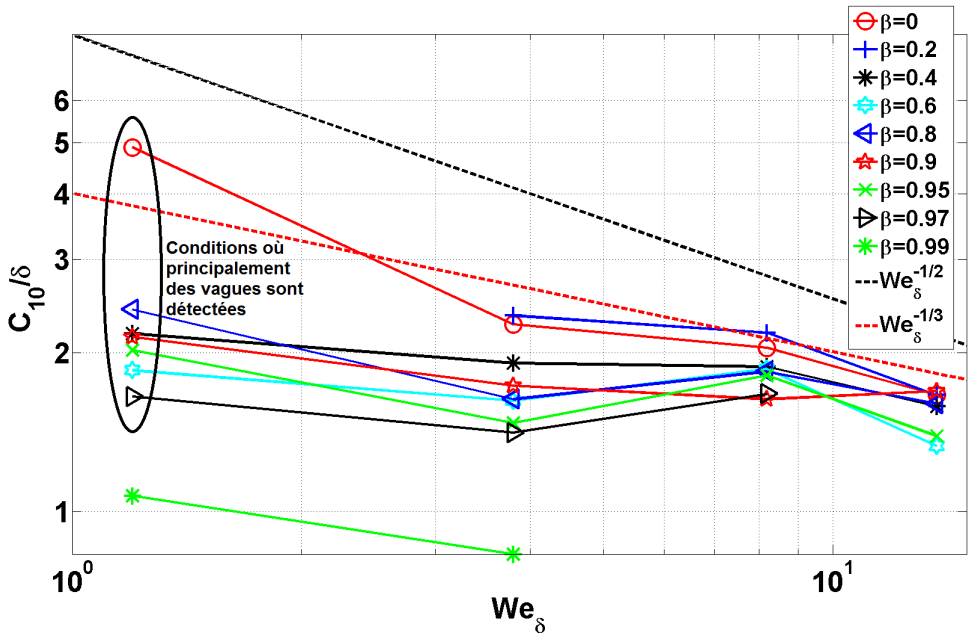


FIGURE 6.5 – Cordes moyennes adimensionnées par l'épaisseur de vorticité du gaz externe (δ_g) en fonction du nombre de Weber basé sur δ_g - Mesure au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

jet plan (graphique figure 2.24). Le coefficient est ici plus proche de 0,004 et il n'est pas impacté par Bêta. J_l, sur l'ensemble de la gamme U_{gext}, a des valeurs supérieures à celles mesurées sur l'injecteur plan.

Le graphique figure 6.7 montre l'évolution du flux volumique J_l rapporté à U_{lsup} en fonction de U_{gext}. L'avantage d'analyser ce rapport est que l'on s'affranchit de l'effet de U_{lsup}, ce qui est intéressant dans cette campagne où M est fixé et par conséquent où U_{lsup} évolue avec U_{gext}. Cela permet donc d'une certaine manière d'isoler l'effet de U_{gext} sur la quantité de liquide atomisé. Nous retrouvons l'augmentation de la part de liquide atomisé avec U_{gext} suivie d'une légère décroissance/stagnation pour $U_{gext} > 71$ m/s : l'effet de la vitesse du gaz externe sature, à partir d'une valeur seuil de U_{gext}, le gaz externe ne parvient plus à arracher plus de liquide. L'ajout de gaz interne, et ce quelle que soit sa proportion (à part pour $\beta = 0,9$) n'y change rien.

Les flux mesurés ici, ramenés ou non à la vitesse superficielle du liquide, sont environ quatre fois supérieurs à ceux mesurés sur l'injecteur plan en monophasique (cf. figure 2.24), effet probablement lié au changement de géométrie. Pour un jet cylindrique, quand le jet atomisé est diphasique, la part de liquide atomisé est donc plus élevée (d'un facteur ≈ 4) que dans le cas d'un jet monophasique pour l'ensemble de la gamme de U_{gext} explorée (cf. figure 2.24).

Le flux numérique numérique ϕ_0 croît avec une fonction de type U_{gext}^n(graphique figure 6.8) mais avec une valeur de n inférieure à celle donnée par l'expérience sur le jet plan et par le modèle d'entrainement (relation 2.33) qui est $n = 5$. Ici, sans considérer $U_{gext} = 20$ m/s, nous avons $n \approx 2$. La vitesse du gaz externe a un impact plus faible ici. A $U_{gext} = 43$ m/s, nous mesurons $0,05$ gouttes par $\mu m^2.s$ contre $0,01$ sur le jet plan avec préfilming. A $U_{gext} = 100$ m/s, nous mesurons $0,5$ gouttes par $\mu m^2.s$ contre 2 sur le jet plan. Le cas $\beta = 0$ présente les valeurs de ϕ_0 les plus faibles de la gamme de Bêta jusqu'au set 3 inclus ($U_{gext} = 43$ m/s). Au delà, le cas $\beta = 0$ ne se démarque plus des autres Bêtas en présentant une valeur de ϕ_0 n'étant ni minimale, ni maximale.

Dans le cas de l'atomisation d'un jet purement liquide, les dépendances des tailles de gouttes et des flux à la vitesse du gaz externe que nous trouvons sont du même type que celles obtenues par nos prédécesseurs. Cependant, les coefficients n des lois puissances des tailles de gouttes et des flux numériques diffèrent de façon notable. A $\beta = 0$, par rapport aux mesures effectuées sur le jet plan, nous mesurons des flux volumiques plus élevés alors que nos flux numériques sont plus faibles : qu'est ce qui provoque cette évolution ? Est-ce la détection de gouttes plus grosses ou celle de paquets liquides issus du flapping ou du passage des blocs

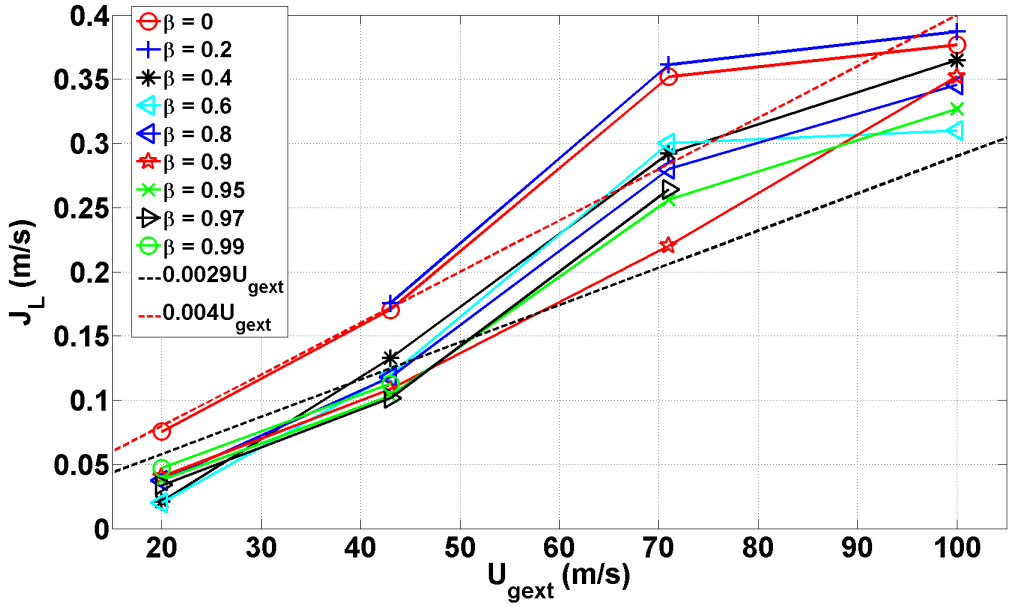


FIGURE 6.6 – Flux volumique fonction de la vitesse du gaz externe - Mesure au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

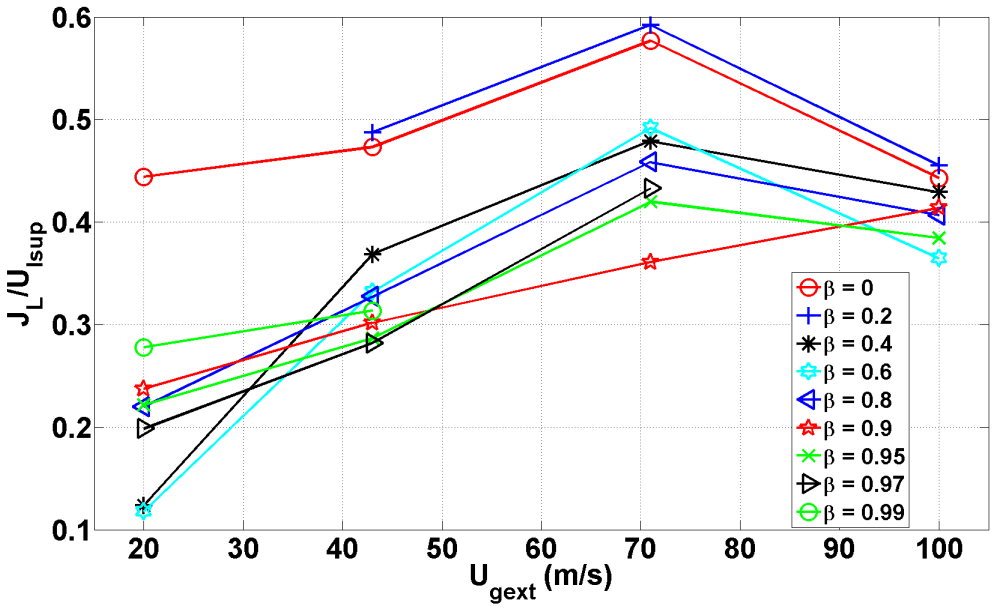


FIGURE 6.7 – Flux volumique ramené à la vitesse superficielle du liquide fonction de U_{gext} - Mesure au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

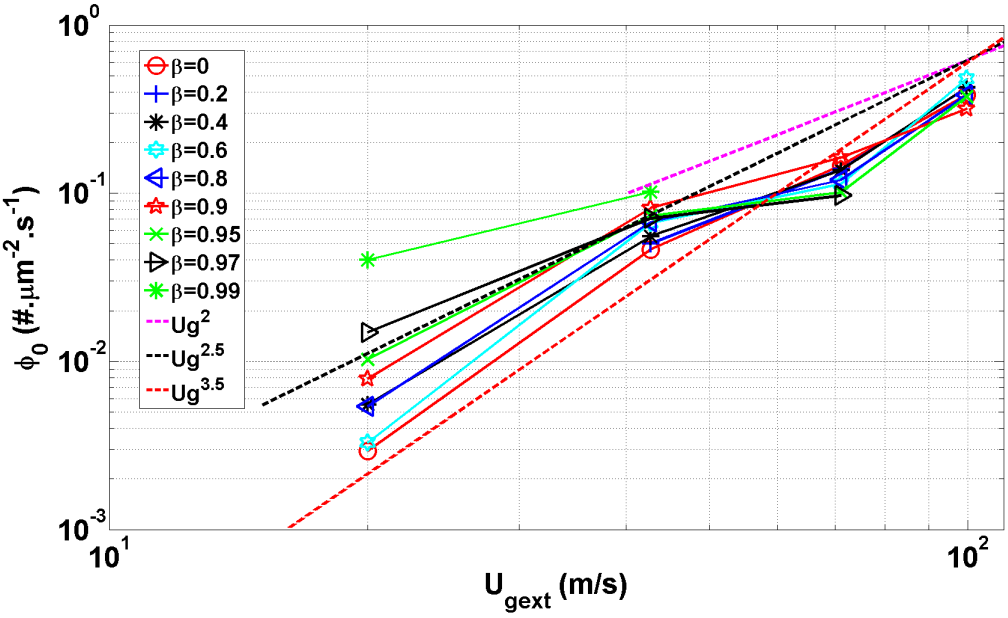


FIGURE 6.8 – Flux numérique en fonction de la vitesse du gaz externe - Mesure au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

liquides ?
La position de mesure, le "point stripping", place la sonde à une distance axiale de l'injecteur égale à la longueur de dard liquide théorique donnée par la relation 2.31 où H_l correspond au diamètre liquide qui pour nous est de $7,6$ mm ce qui à $M = 16$ donne une longueur de dard liquide théorique de ≈ 1.14 cm. La relation 2.31 a été établie sur un modèle qui suppose que la totalité du liquide est arraché au jet par entrainement turbulent. Cela est vrai dans la configuration plane où le jet liquide d'un coté s'écoule sur une paroi solide et de l'autre est atomisé par un courant gazeux. Il a d'ailleurs été démontré expérimentalement sur le banc d'atomisation plane que ce modèle fonctionne très bien jusqu'à $M = 30$ (cf figure 2.23).
Dans notre configuration, celle d'un jet liquide coaxial, ce modèle ne prend pas en compte le fait qu'une partie du liquide est atomisé par le flapping du jet. Il n'y a dans la configuration coaxiale aucune paroi qui empêche le jet liquide de se déplacer radialement. Celui-ci bat donc de part et d'autre de l'axe, l'interaction entre le gaz et le liquide est donc différente entre les configurations plane et coaxiale. Ces observations soulèvent des questions sur la transposition de cette position de mesure de la configuration plane à la configuration coaxiale. De récentes études menées en parallèle de cette thèse, ont montré en effet que la longueur de dard liquide ne suit effectivement pas la loi en $6/\sqrt{M}$ (thèse d'Antoine Delon en cours [20], [74]). D'après ces études, elle est plutôt de l'ordre de quelques H_l. Nous avons donc mesuré plus près que prévu.

Effet de la quantité de gaz interne β

Tailles. Analysons maintenant l'évolution des tailles de gouttes et des flux avec la quantité de gaz interne. Les figures 6.9 et 6.10 montrent l'impact de Bêta sur C_{10} de deux manières. Le graphique de la figure 6.9 trace de façon brute C_{10} en fonction de Bêta alors que la figure 6.10 exprime l'évolution du C_{10} en fonction de Bêta relativement à sa valeur à $\beta = 0$ ce qui permet une comparaison plus directe avec le cas monophasique.

Commençons l'analyse par la figure 6.9. A l'exception du couple $(U_{lsup} = 0,17\ m/s; U_{gext} = 20\ m/s)$ (set 1) dont le C_{10} est diminué de plus de la moitié entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,4$, tous les couples $(U_{lsup}; U_{gext})$ voient C_{10} diminuer lentement à mesure que Bêta augmente de $\beta = 0$ à $\beta = 0,9$. La décroissance devient ensuite plus marquée au delà de $\beta = 0,9 - 0,95$. Pour les sets 1 et 3 pour lesquels $\beta = 0,99$ a pu être atteint, nous voyons une réduction drastique du C_{10} entre $\beta = 0,95$ et $\beta = 0,99$. A cette dernière valeur de β, les vitesses superficielles du gaz interne, qui sont quasiment des vitesses physiques, sont de l'ordre de la vitesse du gaz externe (voir tableau de la figure 5.22) : le liquide est alors un film qui est atomisé des deux cotés.

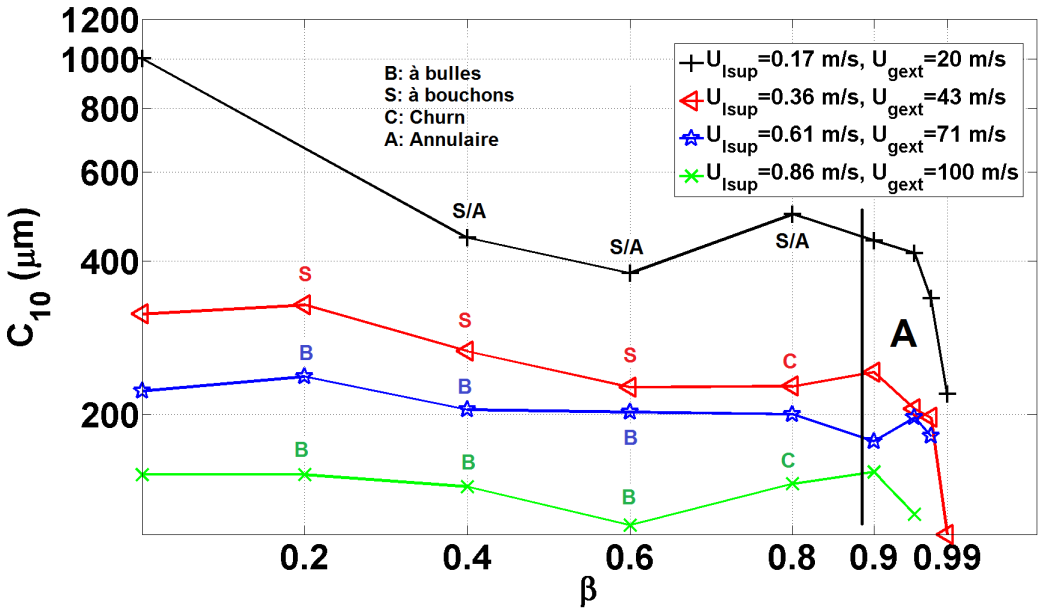


FIGURE 6.9 – Cordes moyennes en fonction de Bêta - Mesure au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

L'évolution du rapport $C_{10}/C_{10_{\beta=0}}$ en fonction de Bêta (figure 6.10) est différente selon les valeurs de $(U_{lsup}; U_{gext})$. $C_{10}/C_{10_{\beta=0}}$ du set 1 présente une chute de quasiment 60% entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,4$ puis subit une deuxième perte de 20% entre $\beta = 0,95$ et $\beta = 0,99$. $C_{10}/C_{10_{\beta=0}}$ correspondant au set 3 diminue de 30% entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,6$ puis rediminue de 30% entre $\beta = 0,9$ et $\beta = 0,99$. Pour les sets 4 et 5 la corde moyenne perd jusqu'à 20% de sa valeur pour $\beta = 0$.

Afin de comprendre ces différentes évolutions du C_{10} analysons des images des écoulements en observant ce que la sonde détecte. Les images ont toutes été prises en même temps que la sonde effectuait la mesure.

La figure 6.11 montre des séries temporelles de photographies pour $\beta = 0$ (en haut), $\beta = 0,4$ (au milieu) et $\beta = 0,95$ (en bas) du set 1. La figure 6.12 présente une photographie du cas $\beta = 0,99$. Nous avons choisi d'illustrer ces valeurs de Bêta car elles représentent des seuils dans l'évolution du C_{10}.

A $\beta = 0$, la sonde détecte des vagues et non des gouttes. Il a d'ailleurs été vu lors de la description des structures qu'à ces valeurs de $(U_{lsup}; U_{gext})$ il n'y avait pas de "stripping".

A $\beta = 0,4$, les structures de type "parapluie" se produisent périodiquement. La sonde voit alors passer des membranes correspondant aux événements de "bag break-up" issus du "parapluie" comme le montrent les photographies de la figure 6.11. Ces membranes sont plus fines que les vagues du cas $\beta = 0$. A ces valeurs des paramètres de contrôle, comme vu au chapitre 4, l'écoulement interne présente une intermittence entre bouchons gazeux et courts bouchons liquides. Dans l'analyse des mécanismes, nous avons montré que les vagues de type "parapluie" se forment sur le film des bouchons gazeux. Quand l'écoulement interne est atomisé, il se produit donc une intermittence entre vagues de type "parapluie", correspondant aux bouchons gazeux, et vagues correspondant au cas monophasique observées sur les photographies de la ligne du haut de la figure 6.11. Cette intermittence des structures détectées par la sonde explique la réduction d'environ 60% du C_{10} entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,4$: plus Bêta est élevé, plus les bouchons gazeux sont longs et/ou fréquents donc plus il y a d'événements où sont mesurées des membranes de "parapluies", plus fines que les vagues formées sur les bouchons liquides.

A $\beta = 0,95$, les photographies de la ligne du bas montrent que le jet se brise proche de l'injecteur : les "parapluies" se forment mais sont arrachés du jet très rapidement par le gaz externe. La sonde ne détecte plus du tout de vagues puisque l'écoulement interne est maintenant annulaire. Les structures mesurées ici peuvent

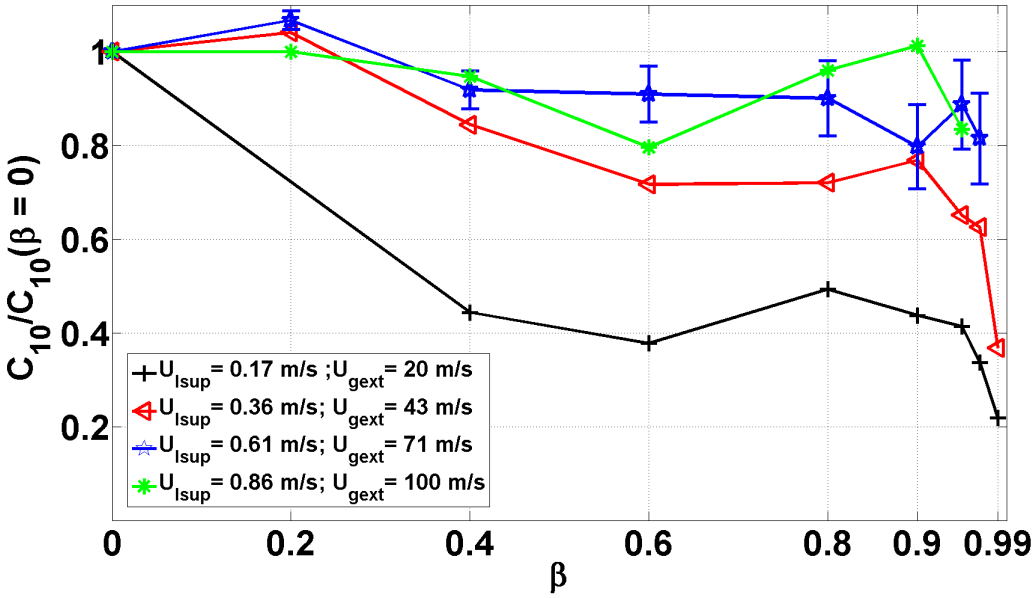


FIGURE 6.10 – Cordes moyennes ramenées au cordes moyennes du cas monophasique en fonction de la fraction de débit de gaz interne - Mesure au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

être soit des membranes, soit des gouttes, soit des "blocs" liquides issus des pulsations du jet (cf. chapitre 4).

A $\beta = 0,99$, le jet se brise encore plus proche de l'injecteur donc plus loin en amont de la sonde comme le montre la figure 6.12. Les morceaux liquides arrachés à l'écoulement annulaire sortant de l'injecteur ont le temps d'être brisés en gouttes dans une proportion plus grande qu'à $\beta = 0,95$ et $\beta = 0,97$. Il en résulte un C_{10} encore plus petit.

Examinons maintenant le cas du set 3 sur la figure 6.13 qui présente des photographies pour les cas $\beta = 0$ (ligne du haut) et $\beta = 0,6$ (ligne du bas). Pour ce jeu de paramètres, le stripping est effectif.
Les photographies du cas $\beta = 0$, montrent que la sonde mesure deux types de structure. Sur les deux premières photographies, un petit paquet liquide, indiqué par une flèche, se créé puis se détache de la vague et impacte la sonde. Sur les deux photographies de droite, c'est la crête d'une vague qui impacte la sonde.
Avec l'ajout de gaz interne apparaissent les vagues de types "parapluies". La sonde mesure alors moins de vagues et plus de membranes comme pour le set 1. La longueur de brisure diminuant avec Bêta, la sonde détecte de moins en moins de vagues et de plus en plus de gouttes à mesure que Bêta augmente. Les photographies de la ligne du bas de la figure 6.13 illustrent ce phénomène : la déstabilisation de la crête des vagues et donc la naissance des gouttes se produisent plus près de l'injecteur qu'à $\beta = 0$.
Pour les Bêta élevés, l'évolution est la même que celle décrite pour le set 1.

Les cas des sets 4 et 5 sont très proches. Ils présentent une décroissance du rapport $C_{10}/C_{10_{\beta=0}}$ avec Bêta moins forte que pour les sets 1 et 3. Nous avons choisi arbitrairement d'illustrer le set 5 avec les figures 6.14 et 6.15. La figure 6.14 présente les cas $\beta = 0$ et $\beta = 0,9$, la figure 6.15 le cas $\beta = 0.95$. Quel que soit Bêta, les photographies des deux figures montrent que la sonde détecte en alternance gouttes et vagues. Il n'y a pas d'évolution des structures décelable à l'œil comme pour les sets 1 et 3.

En résumé, Bêta a un impact fort sur l'allure et les tailles des structures dans les conditions où le stripping n'a pas lieu : au lieu de détecter des vagues, la sonde mesure les nouvelles structures engendrées par l'ajout de gaz interne. Quand les conditions d'écoulement sont propices au stripping, cet impact se réduit fortement, réduction qui est de plus en plus forte à mesure que la vitesse du gaz externe augmente. Néanmoins, à $\beta = 0,99$, le gaz interne permet une forte réduction des tailles de gouttes. Nous n'avons pas pu tester la véracité de cette affirmation pour les deux vitesses de gaz externe les plus élevées, $U_{gext} = 71$ et 100 m/s, en raison des limites imposées par notre banc expérimental.

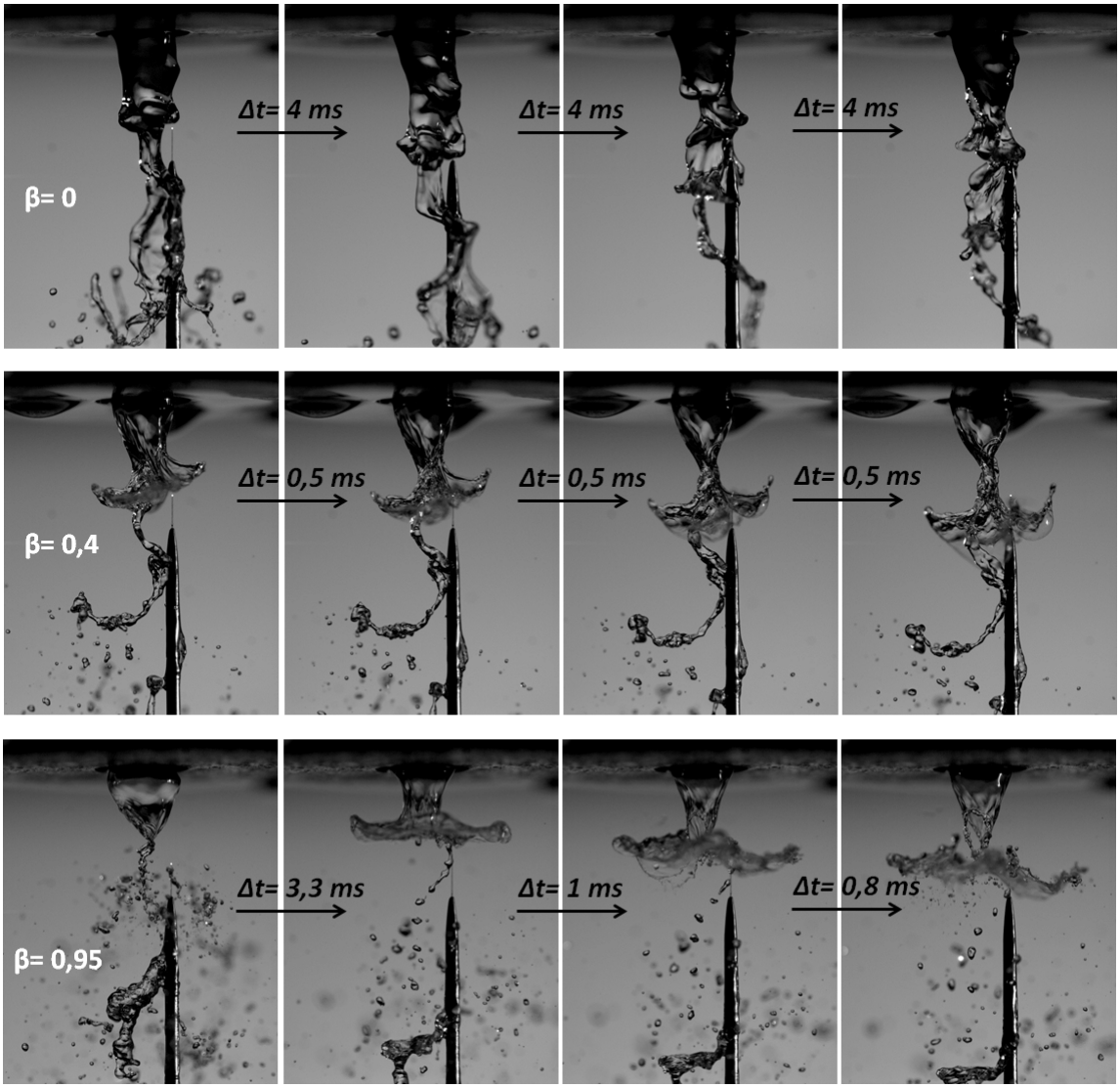


FIGURE 6.11 – Mesure au point "stripping" pour le jeu de paramètres ($U_{lsup} = 0,17\ m/s; U_{gext} = 20\ m/s$) (set 1) - En haut : $\beta = 0$ - Au milieu : $\beta = 0,4$ (Régime d'écoulement interne : Transition à bouchons/annulaire) - En bas : $\beta = 0,95$ (Régime d'écoulement interne : Annulaire) - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

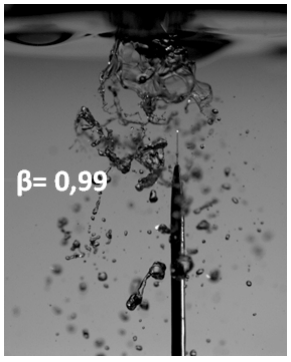


FIGURE 6.12 – Mesure au point "stripping" pour le jeu de paramètres ($U_{lsup} = 0,17\ m/s; U_{gext} = 20\ m/s$) (set 1) - $\beta = 0,99$ (Régime d'écoulement interne : Annulaire) - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

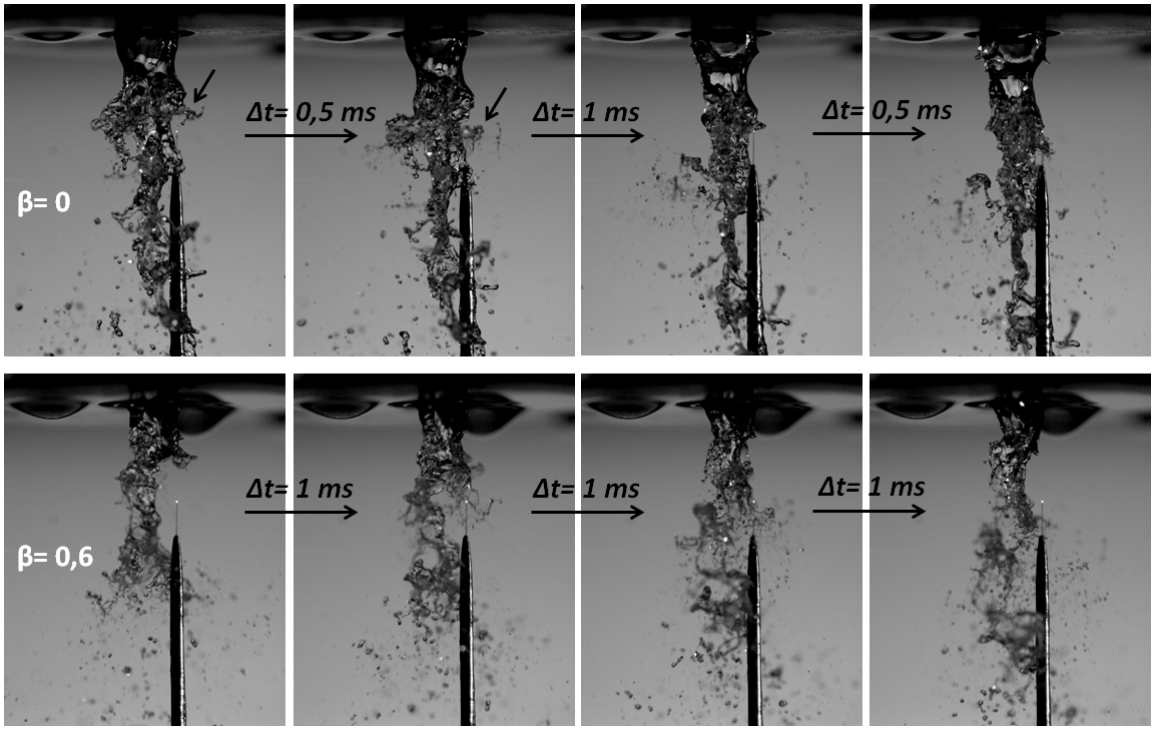


FIGURE 6.13 – Mesure au point "stripping" pour le jeu de paramètres ($U_{lsup} = 0,36\ m/s; U_{gext} = 43\ m/s$) (set 3) - En haut : $\beta = 0$ - En bas : $\beta = 0,6$ (Régime d'écoulement interne : A bouchons) - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

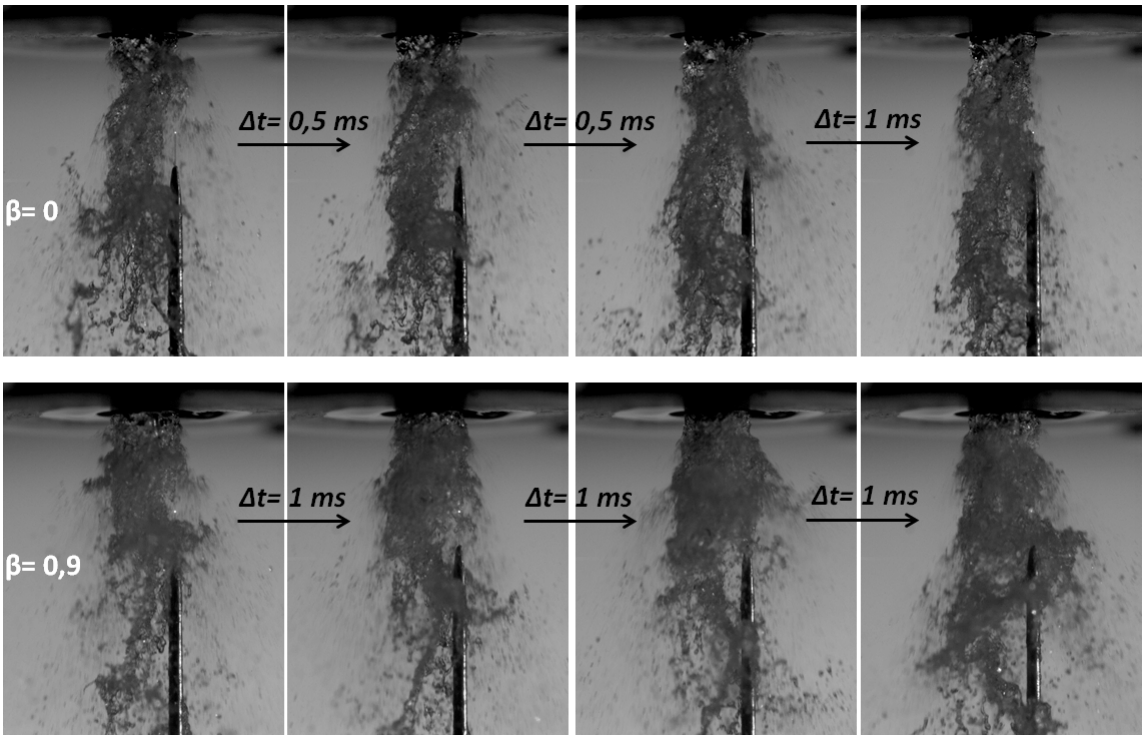


FIGURE 6.14 – Mesure au point "stripping" pour le jeu de paramètres ($U_{lsup} = 0,86\ m/s; U_{gext} = 100\ m/s$) (set 5) - En haut : $\beta = 0$ - En bas : $\beta = 0,9$ (Régime d'écoulement interne : Annulaire) - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

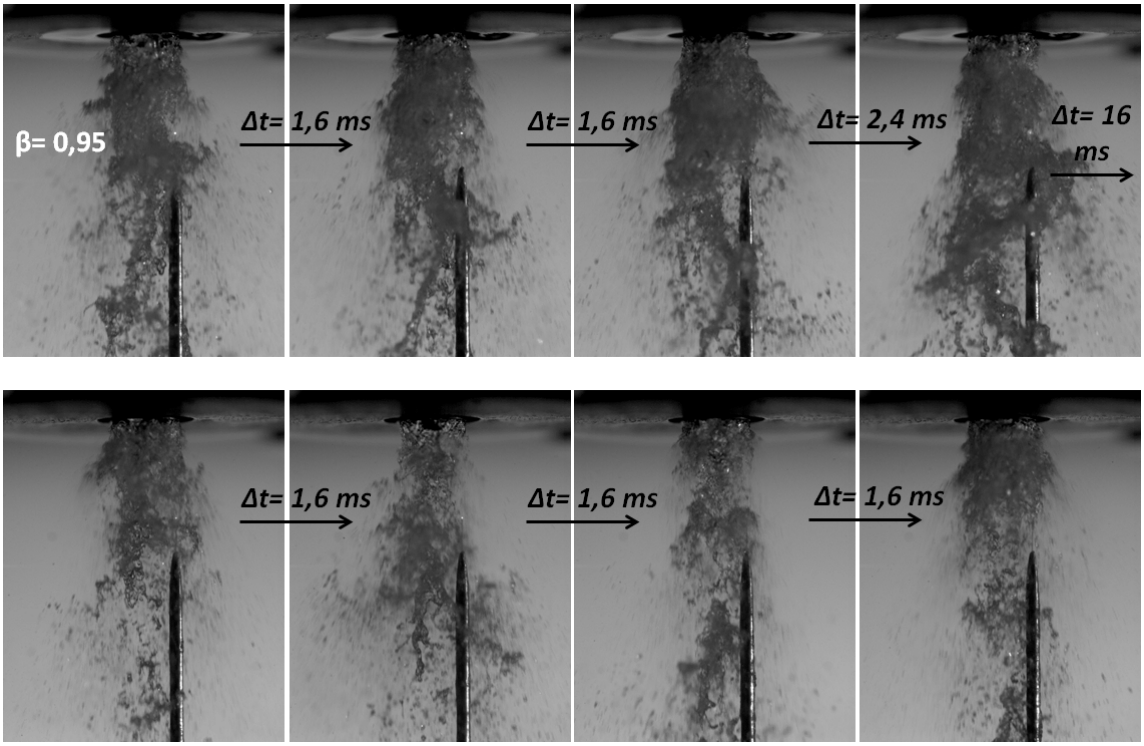


FIGURE 6.15 – Mesure au point "stripping" pour le jeu de paramètres $(U_{lsup} = 0,86\ m/s; U_{gext} = 100\ m/s)$ - $\beta = 0,95$ - géométrie gros diamètre avec convergent (Régime d'écoulement interne : Annulaire) - $M = 16$

Flux. Analysons maintenant l'effet du gaz interne sur le flux de liquide. Sur la figure 6.16 le rapport J_l/U_{lsup} diminue avec Bêta sauf en fin de gamme de Bêta où il augmente pour les sets 1, 3 et 4. Lors de la présentation de la sonde, il a été vu que $J_l = \alpha V_{pl}$ (relation 3.9). Les graphiques figures 6.17 montrent respectivement en haut et au milieu l'évolution de la concentration liquide, α, et de la vitesse moyenne phasique du liquide, V_{pl} (relation 3.10), en fonction de Bêta. Jusqu'aux hauts Bêtas ($\beta = 0,95$), V_{pl} est quasiment constante, la chute de α se répercute alors directement sur J_l. A hauts Bêtas, la forte augmentation V_{pl} compense la forte chute de α et permet une légère augmentation de J_l. Cette augmentation mène à des valeurs de flux qui restent cependant faibles par rapport à celles mesurées en monophasique.
Les sets 3 et 4 subissent une réduction maximale d'environ 20% de la part de liquide atomisé alors que le set 5 ne subit une perte que d'environ 10%. Pour le set 1 nous ne pouvons pas parler de part de liquide arraché pour les Bêtas faibles et modérés car à ces conditions une grande partie des événements mesurés sont des vagues ou des membranes de "bag" break up. Ces mesures étant locales il est difficile de les interpréter sans savoir comment évoluent les flux dans la section voisine.
Il est intéressant de noter que la vitesse moyenne phasique V_{pl} (figure 6.17) et la vitesse moyenne des gouttes $\overline{V_{gouttes}}$ (en bas figure 6.17) présentent la même évolution avec Bêta : stables jusqu'à $\beta = 0,9-,095$ elles augmentent au-delà. En revanche leurs valeurs sont différentes, $\overline{V_{gouttes}}$ est plus grande que V_{pl} d'un facteur compris entre $1,5$ et 2. Cela montre qu'il n'y a pas une décorrélation totale entre vitesses et tailles de gouttes car si c'était le cas nous aurions $V_{pl} = \overline{V_{gouttes}}$ [36].

Intéressons nous maintenant au flux numérique ϕ_0 qui est défini par $\phi_0 = F/(\pi\overline{R^2})$ (relation 3.12) ou la fréquence F, si elle est donnée par $F = N/T_{total}$ avec N le nombre d'événements, peut aussi être évaluée par : $F = \pi\phi_0 R^2$. De l'expression de J_l, on a $4\pi\phi_0\overline{R^3}/3 = \alpha\overline{V}$ d'où $F = \alpha\overline{V}\,\overline{R^2}/4\pi\overline{R^3} = 3\alpha\overline{V}/2D_{32}$ [36]. R, le rayon de la goutte étant une image de la taille de la structure.
Sur la figure 6.18, l'impact de Bêta sur ϕ_0 évolue en fonction des valeurs du couple $(U_{lsup}; U_{gext})$ et donc en fonction de l'intensité avec laquelle se produit le stripping.

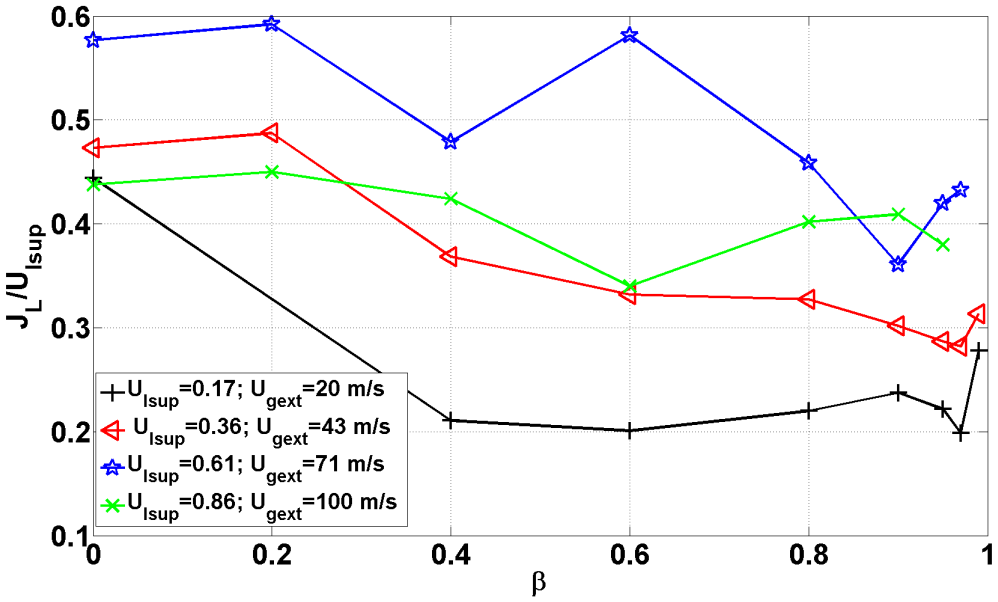


FIGURE 6.16 – Flux volumique ramené à la vitesse superficielle du liquide fonction de Bêta au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

Pour le set 1, où le stripping est absent, l'augmentation de Bêta jusqu'à $0,8$ fait croître légèrement ϕ_0. Ce dernier augmente ensuite drastiquement à mesure que Bêta passe de $0,8$ à $0,99$. Cela n'est pas surprenant puisque l'on passe d'un régime où la sonde ne détecte que des vagues (de type "parapluie" ou non) pour $0 \leqslant \beta \leqslant 0,97$, dont la fréquence augmente avec Bêta, à un régime où la sonde détecte des gouttes arrachées à une nappe annulaire liquide quand $\beta = 0,99$.
Pour le set 3, le stripping a lieu mais de manière moins efficace qu'aux sets 4 et 5, la preuve en est les valeurs de flux inférieures aux conditions du set 3. A ces conditions, Bêta a donc encore un impact en augmentant le flux numérique. Aux conditions 4 et 5, où le stripping devient très efficace, ϕ_0 étant déjà élevé, Bêta n'a pas d'influence sur ϕ_0. Ces évolutions s'expliquent du fait que jusqu'à $\beta = 0,95$, la vitesse moyenne des gouttes $\overline{V_{gouttes}}$ reste stable (cf. graphique en bas figure 6.17). La stabilité de la fréquence (cf. graphique figure 6.19) est donc due à un effet compensatoire entre la diminution de α (cf. en haut figure6.17) et celle de C_{10} (cf. figure 6.9). Pour $\beta > 0,95$, l'augmentation de $\overline{V_{gouttes}}$ et la diminution plus rapide de C_{10} compensent la diminution de α et font augmenter la fréquence de détection. L'évolution de ϕ_0 suit l'évolution de F.

En résumé, l'ajout de gaz externe réduit le flux volumique local au "point stripping" par rapport au cas monophasique excepté quand il est injecté en grande quantité (régime d'écoulement interne annulaire). Est-ce que ces deux quantités diminuent car moins de liquide est arraché du jet ou est-ce que le flux passe ailleurs qu'au point stripping ? L'étude de l'évolution du profil radial que nous allons maintenant présenter peut apporter une réponse.

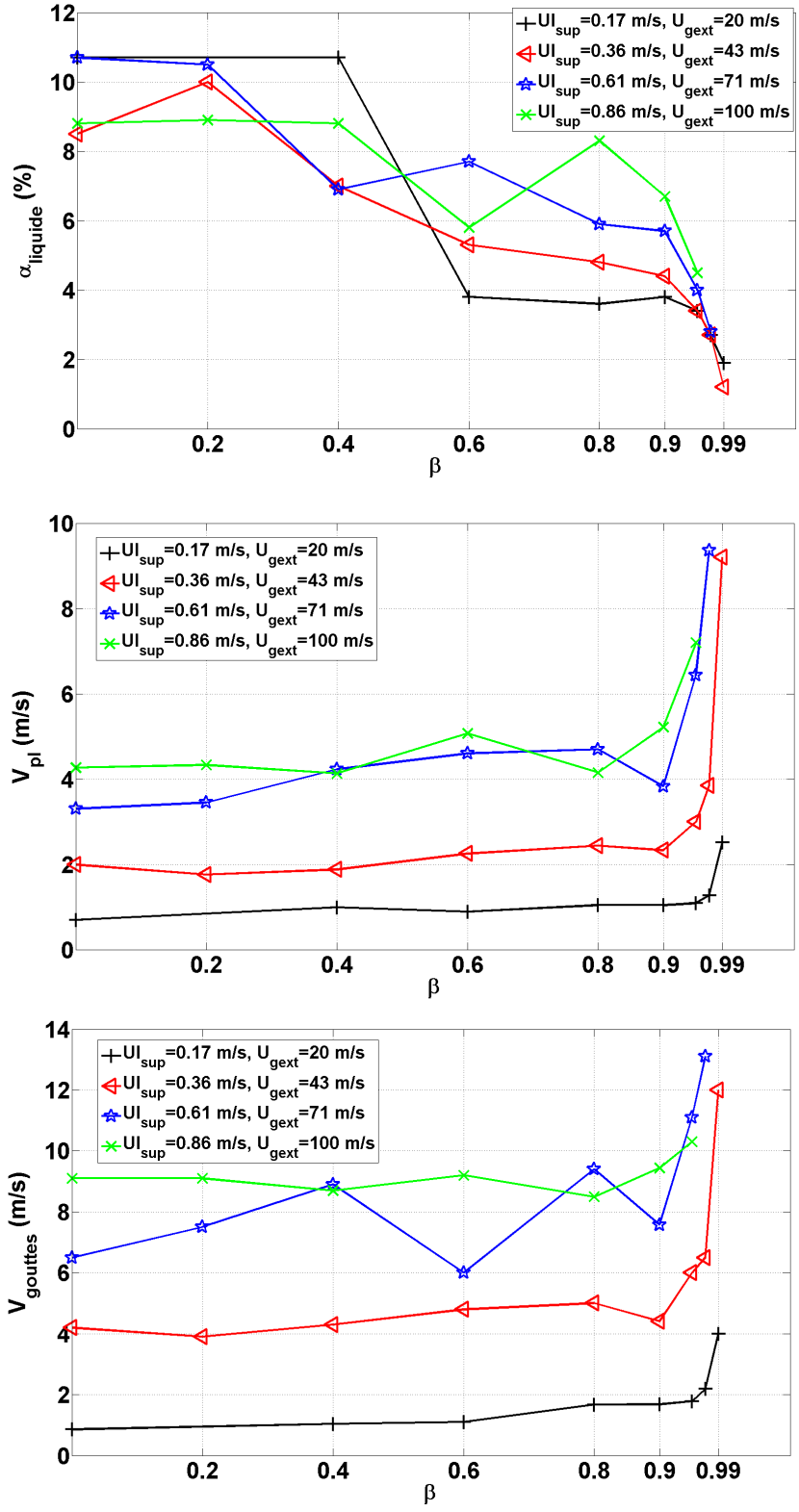


FIGURE 6.17 – Concentration liquide, Vitesse moyenne phasique et Vitesse moyenne des gouttes en fonction de la fraction de débit de gaz interne au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

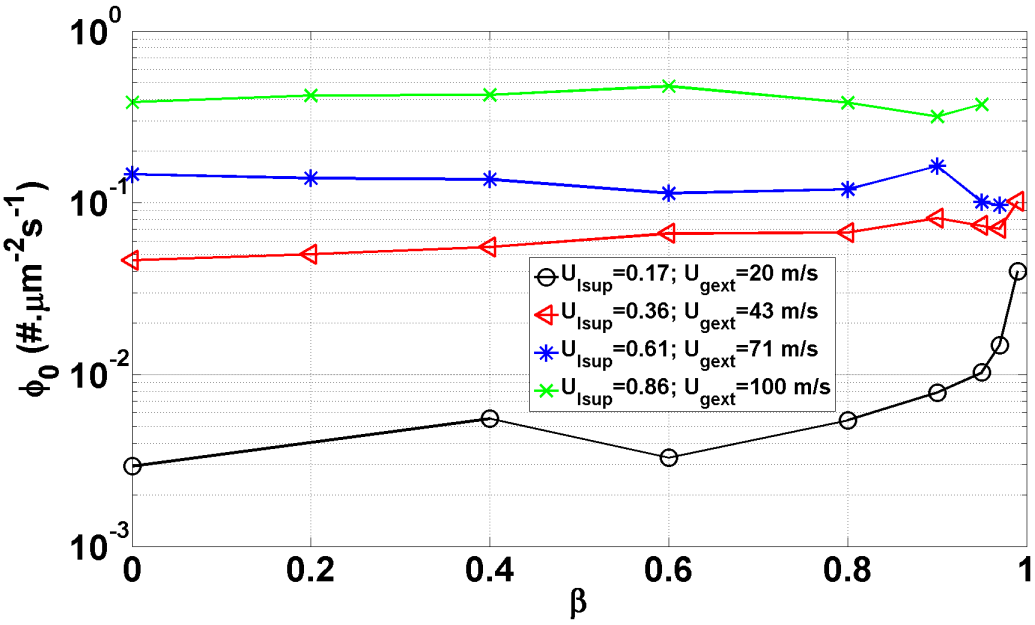


FIGURE 6.18 – Flux volumique en fonction de Bêta - Mesure au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

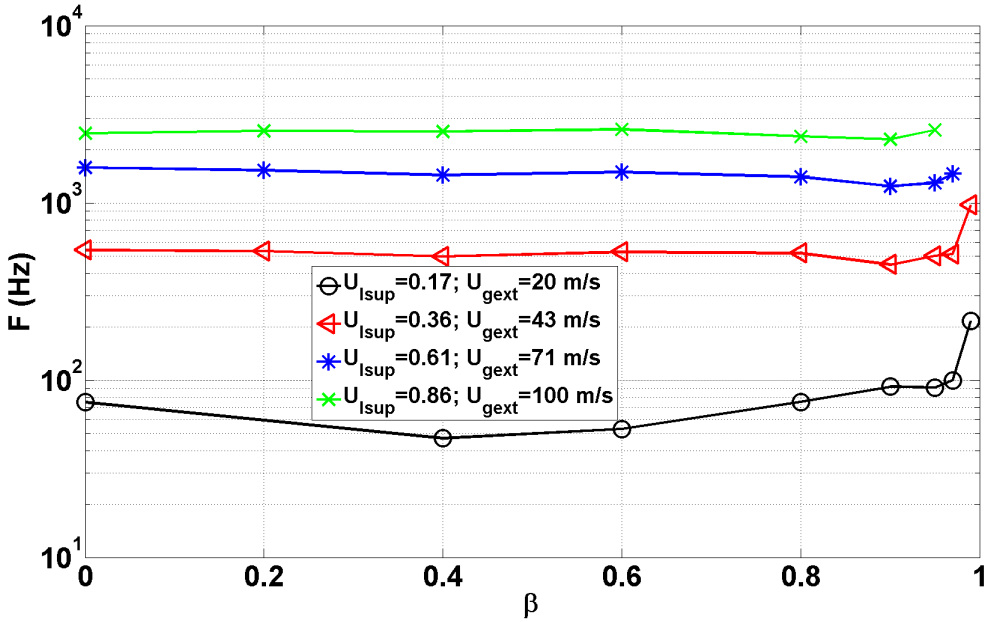


FIGURE 6.19 – Fréquence de détection (Hz) fonction de β au point stripping - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$

6.1.3 Profils radiaux.

La figure 6.20 présente les profils radiaux réalisés à $z = L_{i_{theorique}}$: le graphique du haut montre les profils de taille de gouttes, celui du milieu le flux volumique et celui du bas le flux numérique. Les conditions de vitesses utilisées sont $U_{lsup} = 0,61$ m/s et $U_{gext} = 71$ m/s (set 4). Bêta évolue de 0 à $0,97$. La résolution spatiale de la mesure est de 2 mm excepté sous la veine gaz où un point intermédiaire a été fait.

Tailles

Au niveau des tailles de gouttes, deux grandes tendances s'observent : la taille moyenne des gouttes diminue à mesure que l'on s'éloigne de l'axe et l'augmentation de Bêta aplatit le profil. Le profil peut être divisé en trois zones :

- La zone 1, sous le rayon de l'écoulement interne (0 mm $< x <$ 4 mm) où l'on retrouve les plus gros morceaux liquides. C'est dans cette zone que les différences sont les plus marquées entre les différents profils.
- La zone 2, sous la veine gaz (4 mm $< x <$ $5,8$ mm) est la zone où les pentes des profils se réduisent. Il est intéressant de noter que dans cette zone, l'effet de Bêta s'inverse. Jusqu'à $x = 4$ mm Bêta a pour effet de réduire C_{10}. Au delà de $x = 4,9$ mm, l'effet est contraire, l'augmentation du gaz interne a globalement pour effet d'augmenter C_{10}. Cela fait de cette zone une zone très sensible où l'effet de Bêta évolue rapidement.
- La zone 3 éloignée de l'axe ($x >$ $5,8$ mm) est la zone où C_{10} continue (de manière asymptotique) de diminuer avec x. Quel que que soit x et quel que soit Bêta, les C_{10} sont compris entre 60 et 90 μm. Cette zone ne subit pas d'impact notable de Bêta.

A $\beta = 0$, le profil, si on le symétrise par rapport à l'axe, est en forme de "cloche". De gros morceaux liquides, de l'ordre du millimètre, se trouvent dans la zone 1 proche de l'axe. En allant vers la zone 2, leur taille diminue fortement atteignant des valeurs autour des 100 μm une fois sous la veine gaz ($4\ mm\ < x <$ $5,8$ mm). Au delà, C_{10} décroît lentement.

Sur l'axe, les C_{10} mesurés diminuent drastiquement, et de façon monotone, entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,97$ en passant là encore de l'ordre du millimètre à un peu plus de 100 μm. A $x = 4$ mm, les C_{10} de chaque Bêta convergent vers des valeurs voisines autour de 100 μm. La décroissance du C_{10}, de l'axe à $x = 4$ mm, observée au cas $\beta = 0$ se retrouve donc mais celle-ci est de moins en moins forte à mesure que Bêta augmente. A $\beta = 0,97$, C_{10} reste constant entre l'axe et $x = 4$ mm.

L'étude de ces profils montre que l'ajout de gaz interne a un impact qui croît à mesure que Bêta augmente. Si les cas $\beta = 0$, $\beta = 0,2$ et $\beta = 0,4$ présentent des profils assez proches, les cas des Bêtas supérieurs sont très différents. L'ajout d'une grande quantité de gaz interne permet d'assurer une bonne homogénéisation de la distribution radiale des tailles moyennes de gouttes en zone proche injection.

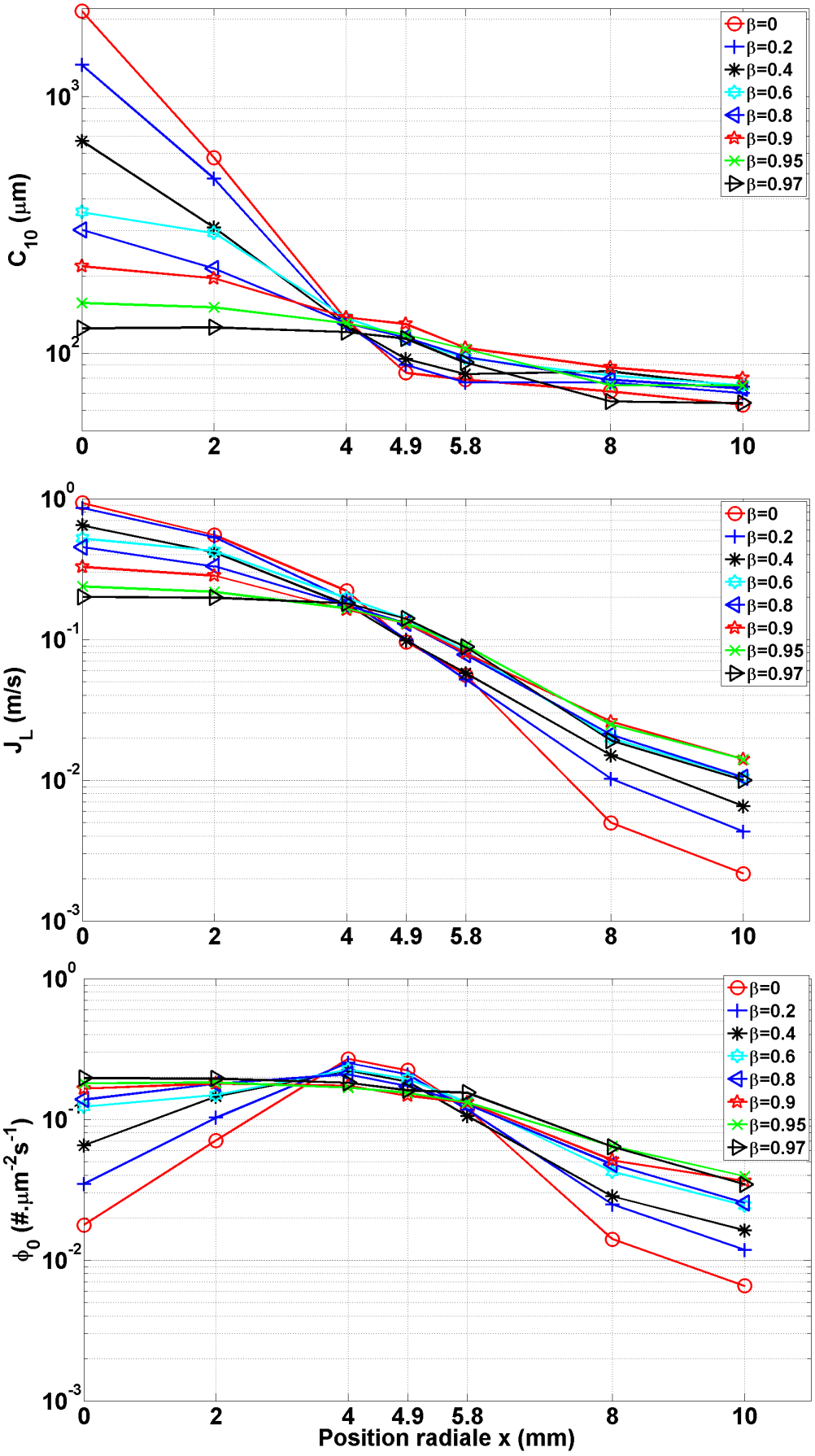


FIGURE 6.20 – Profils radiaux à $L_{i_{theorique}}$, $z = 11$ mm - $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$ (set 4) - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$ - En haut : Cordes moyennes - Au milieu : Flux volumique - En bas : Flux numérique

Flux volumique

Deux zones se distinguent : la zone $0 \leqslant x \leqslant 4$ mm où J_l diminue fortement, de façon monotone, avec Bêta et la zone $x > 4$ mm où J_L globalement augmente avec Bêta. Cette dynamique a pour effet d'homogénéiser le flux volumique sur l'ensemble du profil à mesure que l'on atteint les Bêtas les plus élevés : entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,97$, le rapport $J_l(x = 0\ mm)/J_l(x = 10\ mm)$ passe de ≈ 500 à 20. Entre $x = 0$ mm et $x = 10$ mm, J_l passe de 1 m/s à $\approx 2.10^{-3}$ m/s pour $\beta = 0$, de 0.4 m/s à 0.01 m/s quand $\beta = 0,8$ et de 0.2 m/s à 0.01 quand $\beta = 0,97$. L'angle du spray aux conditions $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$, augmente jusqu'à $\beta = 0,9$ puis diminue ensuite (voir graphique de la figure 5.21). Si du liquide est projeté plus loin radialement, il n'est pas surprenant de voir le flux aux positions les plus éloignées de l'axe augmenter. Il est d'ailleurs intéressant de noter ici qu'aux positions $x = 8$ mm et $x = 10$ mm, le cas $\beta = 0,9$ est celui qui présente le flux volumique le plus élevé : cela est cohérent avec la valeur maximale d'angle du spray mesurée pour ce Bêta. Le flux perdu dans la zone $0 \leqslant x \leqslant 4$ mm se répartit aux positions telle que $x > 4$ mm. Cela explique aussi la baisse de J_l constatée précédemment au point stripping.

Flux numérique

Le graphique du bas figure 6.20, sur lequel sont tracés les profils radiaux du flux numérique, montre une augmentation globale de ce dernier avec Bêta. En faisait la moyenne arithmétique des ϕ_0 de toutes les positions des profils un Bêta donné, on obtient $\approx 0,10$ gouttes par μm^2 et par seconde à $\beta = 0$ contre ≈ 0.14 à $\beta = 0,97$, soit une augmentation d'environ 40%. Cependant cette augmentation n'est pas vérifiée dans la zone se situant sous la veine gaz ($4\ mm \leqslant x < 5,8$ mm) qui est la zone de production principale de gouttes quand le jet interne est purement liquide. Ici, l'ajout de gaz interne réduit sensiblement la production de gouttes. Bêta, en augmentant cette production continuement à mesure qu'il augmente, aplatit le profil radial et rend ainsi la production de gouttelettes beaucoup plus homogène.
On passe donc d'une production de goutte localisée sous la veine gaz à une production plus élevée et mieux répartie sur l'ensemble du profil radial.

En résumé, en redistribuant le liquide plus loin radialement, en augmentant le nombre de structures liquides produites sous la conduite de l'écoulement interne et en réduisant leurs tailles, le gaz interne fait chuter le flux volumique qui était maximal sur cette portion du profil. Sur le profil, nous obtenons à mesure que Bêta augmente, une meilleure répartition des flux ainsi qu'une taille moyenne de goutte plus homogène et plus faible : en d'autres termes une meilleure atomisation.
A ce stade de l'étude, il est difficile de constater un impact notable du régime d'écoulement sur les caractéristiques du spray hors régime annulaire. Le passage de l'écoulement interne en régime annulaire a pour effet, une forte réduction des tailles, et une forte augmentation des vitesses. En revanche l'impact sur les flux n'est pas drastique.

L'évolution des valeurs moyennes des quantités mesurées en fonction des paramètres de contrôle ne montre pas le caractère intermittent du spray qui apparait avec l'ajout de gaz interne pour un certain nombre de points de fonctionnement. Ce caractère intermittent, en fonction du point de fonctionnement, peut s'exprimer de différentes façons à travers différents phénomènes :

- les "parapluies" qui se produisent de façon périodique.
- les pulsations du spray caractérisées par le passage de "blocs" liquides en sortie d'injecteur.

6.1.4 Résumé des évolutions dues à l'ajout de gaz interne en zone proche injecteur.

Les caractéristiques des gouttes ou des structures liquides détectées dans la zone proche (11 mm en aval) de l'injecteur de grand diamètre ont été mesurées lors d'une campagne à M fixe (= 16). Les distributions centrées des tailles de ces structures liquides s'avèrent quasiment insensibles aux conditions d'écoulement, c'est-à-dire U_{lsup}, U_{gext} et $U_{gintsup}$. En revanche la taille moyenne est affectée par le caractère diphasique du jet central. Alors que pour un jet monophasique la taille moyenne des gouttes issues de l'épluchage décroit comme U_{gext}^{-1}, cette dépendance s'atténue lorsque la fraction de gaz présent dans le jet augmente. La perte de dépendance du rapport C_{10}/δ_g à We_{delta_g} est encore plus marquée : elle devient même quasiment nulle pour des fractions de gaz au delà d'environ $40\ \%$. Ce résultat traduit un changement drastique dans les mécanismes d'atomisation : il intervient d'ailleurs à la frontière écoulements à bulles/écoulements à bouchons ou "churn" et correspond à l'apparition des structures en forme de "parapluie" identifiées au chapitre 4.
Globalement, la présence de gaz dans le jet central fait décroitre la taille des structures liquides en comparaison au cas monophasique. Pour la plus basse vitesse ($U_{lsup} = 0,17$, $U_{gext} = 20$ m/s), la taille moyenne diminue très fortement ($\approx 60\ \%$) dès $\beta = 0,4$. A plus hautes vitesses, cette réduction reste modérée ($\approx 20-30\ \%$). Enfin, lorsque la fraction de gaz excède $0,9-0,95$, le régime annulaire est atteint : le gaz interne contribue alors à la déstabilisation de la nappe liquide et la taille moyenne des structures liquide diminue à nouveau ($\approx 30\ \%$).
L'analyse du flux de liquide a montré que, comme en monophasique, le flux volumique croît linéairement avec U_{gext}. En revanche, le flux numérique est régit par une loi du type U_{gext}^n avec $n \approx 2$ alors qu'en monophasique n est proche de 5. Dans tous les cas, la fraction de gaz dans le jet interne n'a pas d'impact marqué sur ces flux. Enfin, le flux volumique est légèrement inférieur (typiquement $25\ \%$) à sa valeur en monophasique dés lors que $\beta \geqslant 0.4$.
L'étude des profils radiaux effectués à $z = 1,1$ cm a montré que l'ajout de gaz externe en combinant des effets à la fois sur les tailles, sur le flux volumique et sur le flux numérique, homogénéise radialement ces caractéristiques ce qui améliore la qualité l'atomisation en zone proche injecteur.

6.2 Zone éloignée de l'injecteur.

En zone éloignée de l'injecteur, deux campagnes expérimentales ont été menées : celle à $M = 16$ et une campagne où M est variable.
Lors de la campagne $M = 16$, le spray a été sondé localement à deux positions : sur l'axe à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ et à $z = 13$ cm. Le tableau 6.3 donne les valeurs $z = L_b + L_{b_{STD}}$ en fonction de chacune des conditions d'écoulement considérées. Pour le jeu de paramètres $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$ (set 4) des profils radiaux à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ et à $z = 10$ cm ont aussi été réalisés. Lors de la campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s, la position de mesure se trouve sur l'axe à $z = 15$ cm.
A $z = 13$ cm et $z = 15$ cm, nous sommes à une distance axiale qui est au minimum le double de la longueur de brisure (excepté pour quelques points de fonctionnement pour restent néanmoins éloignés de la brisure de plus de 5 cm).

Pour la campagne à M variable, la vitesse superficielle du liquide a été fixée à $0,61$ m/s. La gamme de Bêtas explorée s'étend de 0 à $0,97$. Dans cette gamme nous avons choisi cinq valeurs de Bêta qui correspondent chacune à un régime d'écoulement interne différent (rappelé dans le tableau 6.3). Pour $(U_{lsup}; \beta)$ fixés, la vitesse du gaz externe a été variée de 30 à 200 m/s ce qui en terme de rapport des pressions dynamiques donne des valeurs allant de $M = 3$ à $M = 129$. Les mesures par sonde ont été effectuées sur l'axe, à 15 cm de l'injecteur.

$(U_{lsup}; U_{gext})$ en m/s	$\beta = 0$	$\beta = 0,2$	$\beta = 0,4$	$\beta = 0,6$	$\beta = 0,8$	$\beta = 0,9$	$\beta = 0,95$	$\beta = 0,97$	$\beta = 0,99$
(0, 17; 20) set 1	4.85 (M)	5.2 (S/A)	5.3 (S/A)	5.3 (S/A)	4.8 (S/A)	4.2 (A)	3.7 (A)	3.3 (A)	2.1 (A)
(0, 26; 30) set 2	5.9 (M)	5.2 (S/A)	5.5 (S/A)	5.2 (S/A)	4.2 (S)	4.3 (C/A)	3.3 (A)	2.7 (A)	1.8 (A)
(0, 36; 43) set 3	6.6 (M)	5.1 (S)	5.6 ()	4.4 (S)	4.3 (S)	4.1 (C)	2.2 (C/A)	2.1 (A)	1.7 (A)
(0, 61; 71) set 4	8.4(M)	7 (B)	5.2 (B)	4.6 (B)	4.9 (C)	4.1 (C/A)	3.2 (A)	2.8 (A)	NA
(0, 86; 100) set 5	9.9 (M)	7.2 (B)	6.25 (B)	6.45 (B)	6.1 (C)	5 (C/A)	4.45 (A)	NA	NA

TABLE 6.3 – Valeurs de $z = L_b + L_{b_{STD}}$ (cm) et rappel du régime d'écoulement interne dominant en fonction des paramètres de contrôle - M : Monophasique liquide ; B : à bulles ; S : à bouchons ; C : churn ; A : annulaire

6.2.1 Pdfs de cordes.

Comme pour la mesure au point "stripping", une analyse des Pdfs de cordes centrées sur C_{10} est nécessaire pour vérifier le bien fondé du C_{10} comme choix de variable d'étude pour les tailles de gouttes. Les graphiques de la figure 6.21 présentent les Pdfs correspondant aux cinq couples $(U_{lsup}; U_{gext})$ de la campagne $M = 16$ (tableau 4.1). Les positions de mesure n'ayant que peu d'impact sur le comportement des Pdfs, seul un échantillon de celles obtenues à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ pour trois Bêtas différents seront discutées ici. Nous rappelons que les traits noirs sur les graphiques représentent la limite de fiabilité de la sonde optique.

De haut en bas, les graphiques correspondent respectivement aux cas $\beta = 0$, $\beta = 0,8$ et $\beta = 0,95$. Quelle que soit la valeur de Bêta les Pdfs présentent deux zones :

- La zone où $C > 0,2\ C_{10}$ où les pdfs globalement collapsent ne montrant ainsi aucune sensibilité à la variation des valeurs du couple $(U_{lsup}; U_{gext})$.
- La zone où $C < 0,2\ C_{10}$ où l'on observe des différences sensibles entre les pdfs.

Les différences observées dans la zone où $C < 0,2\ C_{10}$ se réduisent à mesure que Bêta augmente mais sans pour autant complètement disparaitre. La valeur minimale $(Corde/C_{10})_{min}$ est une image de C_{10} puisque la valeur de corde minimale pouvant être détectée est fixe. Ce rapport ne sera donc pas discuter car il ne reflète pas la variation de la gamme sur laquelle la corde évolue. La valeur maximale $(Corde/C_{10})_{max}$ passe d'un intervalle de [5 C_{10}-11 C_{10}] pour $\beta = 0$ à [9 C_{10}-20 C_{10}] pour $\beta = 0,95$.

La figure 6.22 montre l'évolution des Pdfs avec Bêta pour le set 1 (en haut) et pour le set 5 (en bas). Si les Pdfs du set 1 montrent un léger impact de Bêta pour les $C < 0,02 - 0,05\ C_{10}$, avec des maximums de probabilité différents en fonction de Bêta, l'augmentation des valeurs de $(U_{lsup}; U_{gext})$ a gommé ces différences sur les Pdfs du set 5 qui collapsent sur l'ensemble de la gamme des tailles de cordes. $(Corde/C_{10})_{max}$ passe d'un intervalle de [4 C_{10}-10 C_{10}] pour le set 1 contre [8 C_{10}-15 C_{10}] pour le set 5. Entre ces deux sets il y a tout de même une différence de forme notable : les Pdfs du set 1 présentent un plateau, entre $0,05\ C_{10}$ et $0,7\ C_{10}$ mais pas le set 5. Ce dernier présente plutôt une bosse entre $0,02\ C_{10}$ et $0,5\ C_{10}$. L'analyse des Pdfs des sets intermédiaires 2,3 et 4 (non présentées ici), montre que le passage du plateau à la bosse se fait de façon douce et progressive à mesure que les valeurs de $(U_{lsup}; U_{gext})$ augmentent. Cette évolution n'est donc pas lié à un régime d'écoulement interne puisqu'elle se produit quel que soit Bêta. Cette effet semble donc plutôt lié à U_{gext}.

Les figures 6.23 et 6.24, présentent respectivement l'évolution de Pdfs centrées sur C_{10} en fonction de U_{gext} et β pour les mesures à $z = 15$ cm de la campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable).

Le graphique du haut figure 6.23 montre l'évolution des Pdfs avec U_{gext} pour $\beta = 0$, alors que le graphique du bas montre cette évolution à $\beta = 0,97$. A $\beta = 0$, les Pdfs correspondant à $U_{gext} = 30$ m/s et à $U_{gext} = 50$ m/s n'ont pas la même forme que les autres au niveau des petites classes de cordes. Cette différence

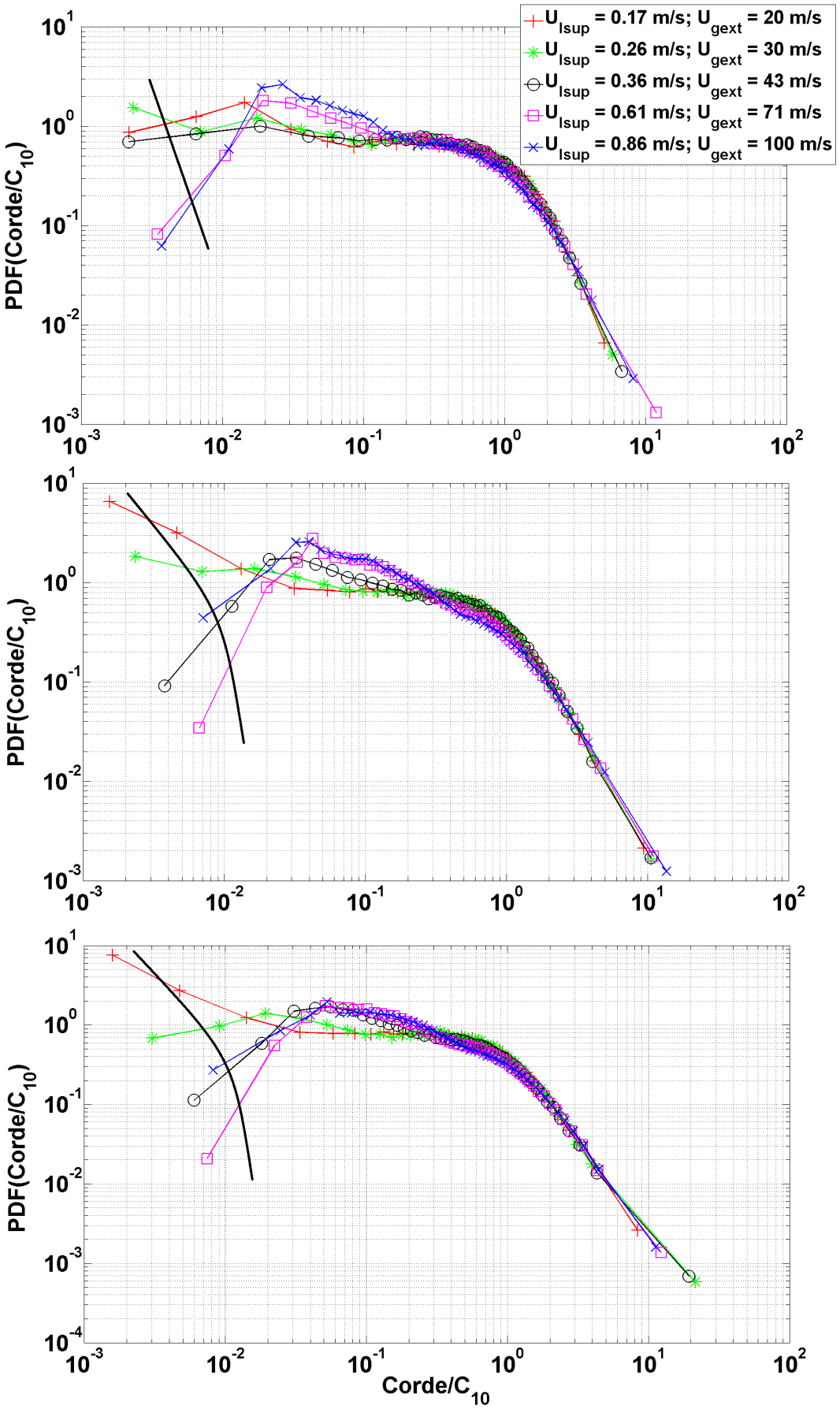


FIGURE 6.21 – Pdfs de corde centrées sur C_{10} pour $(U_{lsup}; U_{gext})$ variable - En haut : $\beta = 0$- Au milieu : $\beta = 0,8$ - En bas : $\beta = 0,95$ - $z = L_b + L_{b_{STD}}$, $M = 16$.

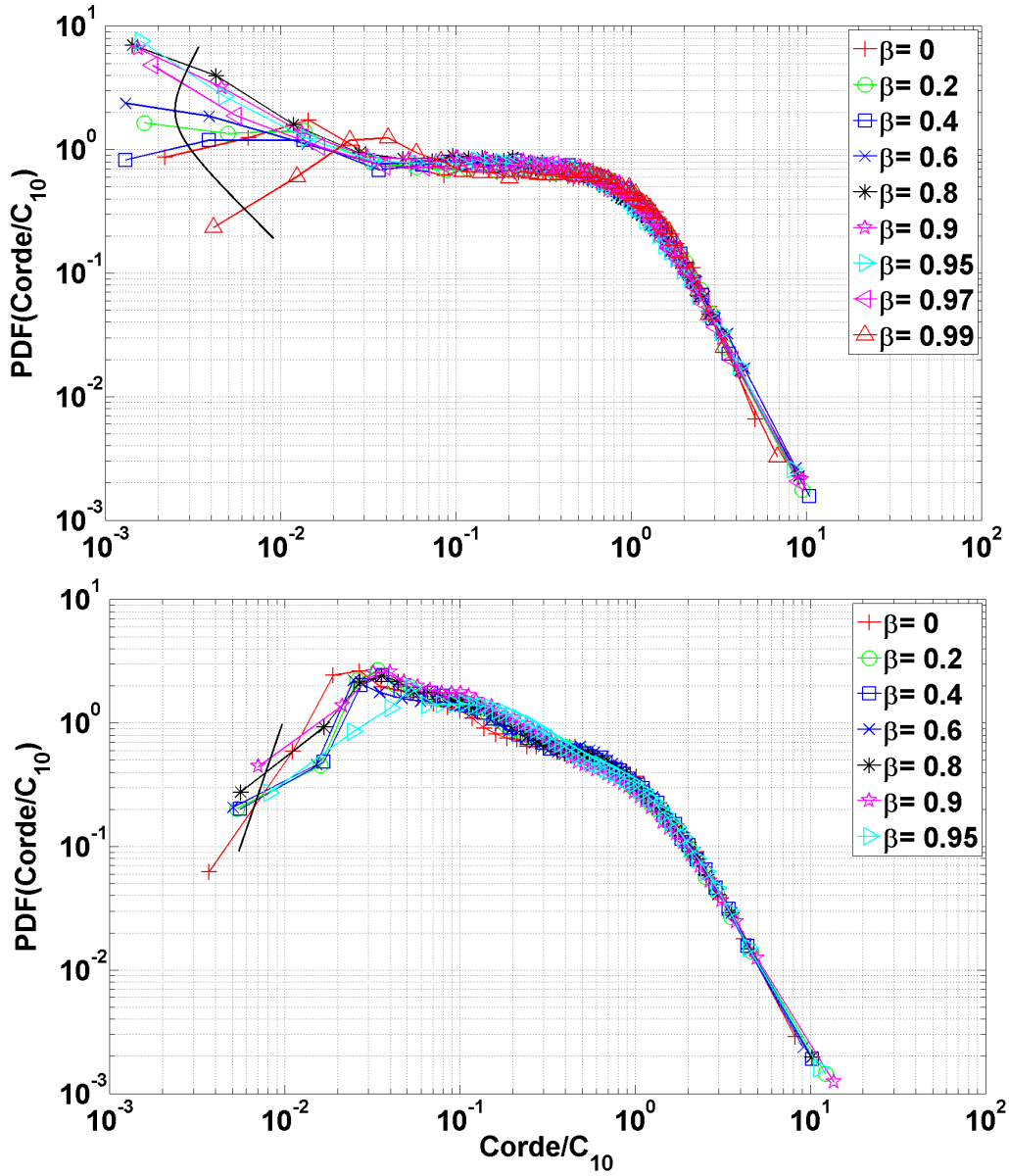


FIGURE 6.22 – Pdfs de corde centrées sur C_{10} pour Bêta variable - En haut : $(U_{lsup} = 0,17\ m/s; U_{gext} = 20\ m/s)$ (set 1) - En bas : $(U_{lsup} = 0,86\ m/s; U_{gext} = 100\ m/s)$ (set 5)- $z = L_b + L_{b_{STD}}$, $M = 16$.

s'estompe à mesure que Bêta augmente. L'impact de Bêta sur $(Corde/C_{10})_{max}$ évolue peu en passant d'un intervalle de [4 C_{10}-15 C_{10}] pour $\beta = 0$ à [5 C_{10}-13 C_{10}] pour $\beta = 0,97$.

Les graphiques figure 6.24 présentent l'evolution des Pdfs avec Bêta pour $U_{gext} = 30$ m/s, $U_{gext} = 50$ m/s et $U_{gext} = 200$ m/s. A $U_{gext} = 30$ m/s, la Pdf du cas $\beta = 0,97$ se démarque des autres. Sa forme se rapproche des formes observées aux U_{gext} supérieures. Avec l'augmentation de U_{gext}, les Pdfs des cas $\beta \neq 0$ voient leurs premières classes C/C_{10} augmenter pour atteindre des valeurs équivalentes à celle de $\beta = 0,97$. A $U_{gext} = 200$ m/s toutes les Pdfs collapsent. Entrer les trois U_{gext} nous constatons une évolution au niveau de la forme : le plateau à $u_{gext} = 30$ m/s disparait à mesure que U_{gext} augmente pour laisser la place à une forme plus piquée à $U_{gext} = 200$ m/s. Au niveau de l'impact de U_{gext} sur les gammes de $Corde/C_{10}$ on observe que : $(Corde/C_{10})_{max}$ passent d'un intervalle de [5 C_{10}-7 C_{10}] pour $U_{gext} = 30$ m/s à [9 C_{10}-16 C_{10}] pour $U_{gext} = 200$ m/s.

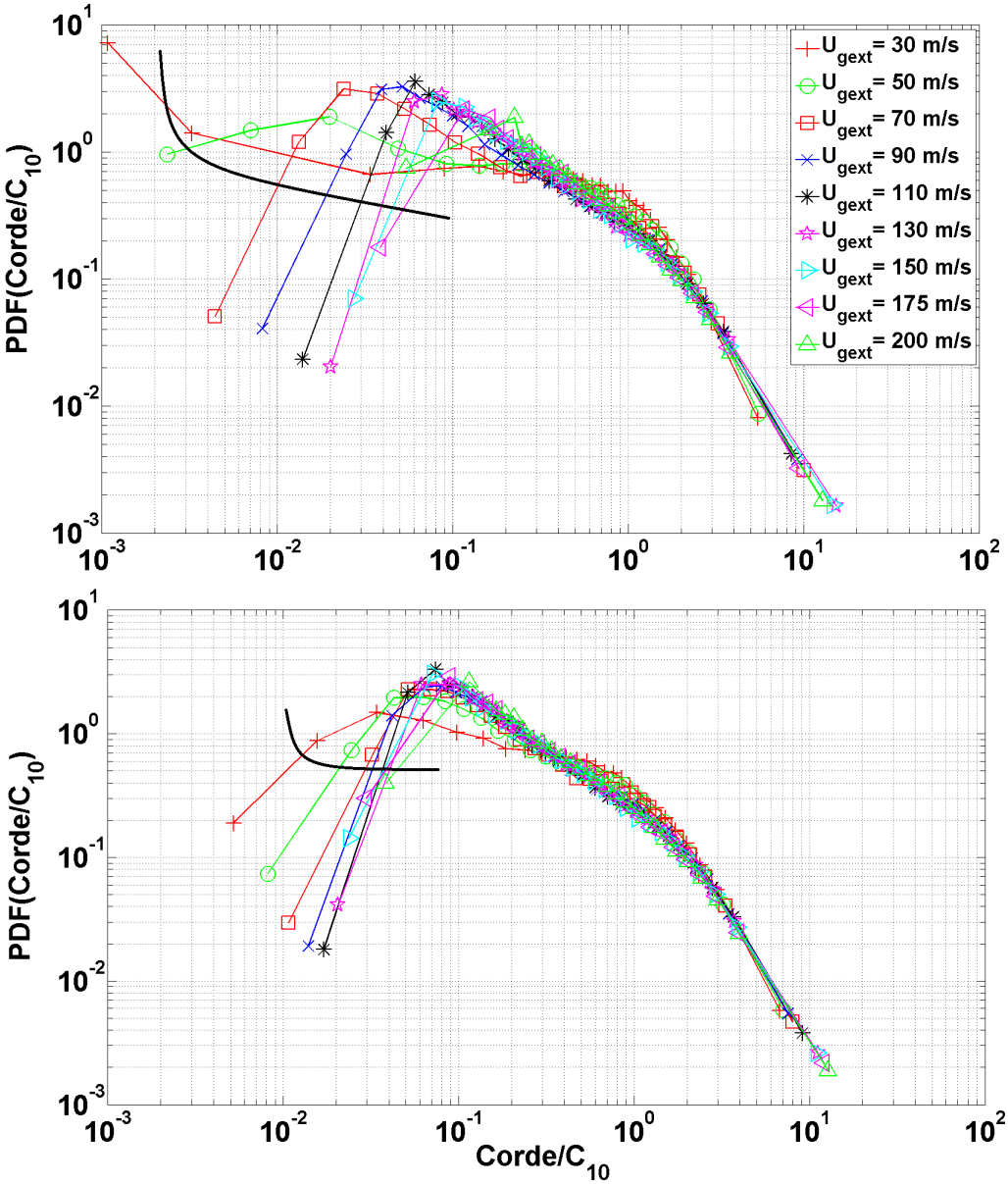


FIGURE 6.23 – Pdfs de corde centrées sur C_{10} en fonction de U_{gext} - En haut : $\beta = 0$ - En bas : $\beta = 0,97$ - Mesure sur l'axe à $z = 15$ cm, $U_{lsup} = 0,61$ m/s, $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable).

Sur toutes les planches de Pdfs présentées nous avons constaté des variations de la plage sur laquelle le

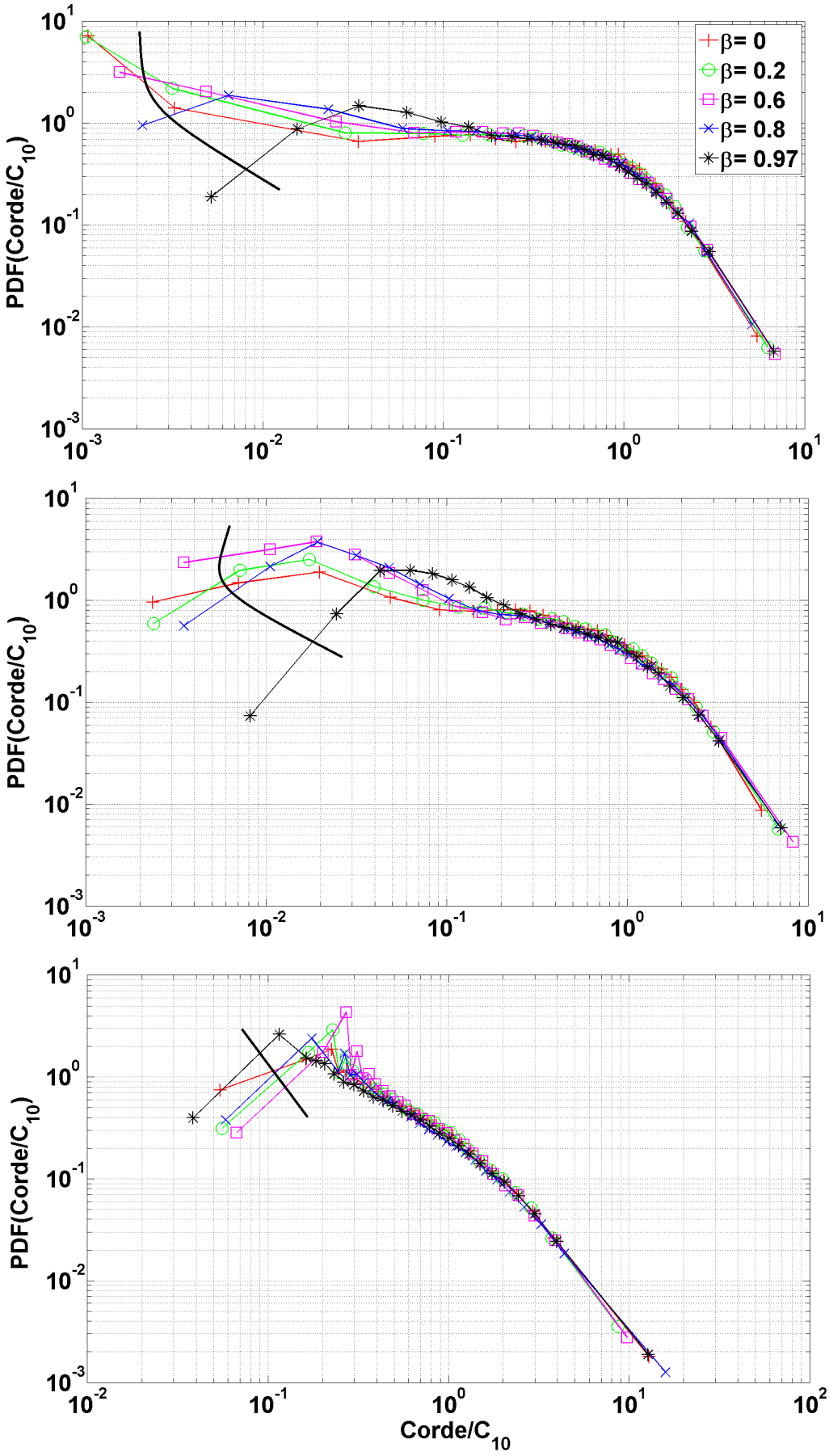


FIGURE 6.24 – Pdfs de corde centrées sur C_{10} en fonction de Bêta - En haut : $U_{gext} = 30$ m/s - Au milieu : $U_{gext} = 50$ m/s - En bas : $U_{gext} = 200$ m/s - Mesure sur l'axe à $z = 15$ cm, $U_{lsup} = 0,61$ m/s, $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable).

rapport $(Corde/C_{10})_{max}$ avec le paramètre variable. Cependant si on considère sur chacune d'elles la probabilité 10^{-2} qui renvoie à des rapport $(Corde/C_{10})$ élevés en queue des pdfs, on constate que leur valeur évolue peu ou pas avec Bêta et/ou les valeurs de $(U_{lsup}; U_{gext}$. La variation de nos paramètres de contrôle induit une variation de la plage des tailles mais ne change pas la probabilité d'avoir d'obtenir des grandes tailles.

En résumé :

- La plage de variation des tailles d'inclusions liquide autour de leur valeur moyenne est typique de $\approx 10^{-2}$ à 20 quels que soient les conditions d'écoulement (c'est-à-dire (U_{lsup},U_{gext} et $U_{gintsup}$).
- La forme des pdf centrées est quasiment insensible à la fraction volumique de gaz (β) pour un couple $(U_{lsup}; U_{gext})$ fixé.
- En revanche les pdf évoluent avec les vitesses d'injection $(U_{lsup}; U_{gext})$. A faibles vitesses U_{lsup} et U_{gext}, les distributions présentent un plateau marqué (typiquement entre $0,04$ et $0,7$ C10) puis les distributions deviennent de plus en plus piquées à mesure que les vitesses $(U_{lsup}; U_{gext})$ augmentent le couple avec un maximum qui se forme au voisinage de $0,1$ C_{10}. Il difficile sur ces séries de mesure d'identifier si c'est la vitesse gaz externe, la vitesse liquide ou les deux qui sont responsables de ces changements de forme. Les essais sur l'injecteur petit diamètre présentés au chapitre 7 permettrons de préciser cet aspect.

Malgré les légères évolutions de forme des distributions, le C10 est encore un quantificateur relativement pertinent des tailles de goutte. Cependant, dans le souci de rendre compte des différences constatées, nous avons accompagné chaque point de mesure d'une séquence d'imagerie rapide permettant d'analyser visuellement ce que la sonde détecte.

6.2.2 Caractéristiques du spray

Les impacts respectifs de la vitesse du gaz externe et de Bêta sur divers moments (taille des gouttes, flux...) vont maintenant être analysés. Dans cette sous-section les mesures sur l'axe à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ et à $z = 13$ cm de la campagne à $M = 16$ ainsi que les mesures sur l'axe à $z = 15$ cm de la campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) sont discutées en parallèle.

Tailles de gouttes.

Les graphiques figure 6.25 présentent l'évolution de la corde moyenne des gouttes (C_{10}) avec la vitesse du gaz externe pour les trois positions de mesure. Sur chacun d'eux, nous avons placé des courbes de tendance en U_{gext}^{-1} et $U_{gext}^{-1,8}$ afin de guider l'œil et permettre une meilleure lecture de l'évolution de la dépendance de C_{10} à U_{gext}. Rappelons que U_{gext}^{-1} est la référence du cas monophasique au point stripping et $U_{gext}^{-1,8}$ est la tendance observée pour la taille moyenne de gouttes en zone éloignée.

L'analyse macroscopique des trois graphiques figure 6.25 montre que, quelle que soit la position de mesure ou la façon dont a été exploré l'espace des paramètres (M fixe ou U_{lsup} fixée), C_{10} décroît de façon monotone avec U_{gext} :

- A $M = 16$, mesuré à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ et à $z = 13$ cm, C_{10} passe de valeurs supérieures au millimètre quand ($U_{lsup} = 0,17\ m/s; U_{gext} = 20\ m/s$) (set 1) à $200 - 500\ \mu m$ pour ($U_{lsup} = 0,86\ m/s; U_{gext} = 100\ m/s$) (set 5).
- A U_{lsup} fixée à $0,61$ m/s (M variable), mesuré à $z = 15$ cm, C_{10} passe, là encore, de valeurs supérieures au millimètre quand $U_{gext} = 30$ m/s à $\approx 200\ \mu m$ pour $U_{gext} = 100$ m/s puis à $\approx 50\ \mu m$ quand $U_{gext} = 200$ m/s.
- Ces tendances sont valides quel que soit le régime d'écoulement. Toutefois en régime annulaire pour Bêtas les plus extrêmes ($\beta = 0,99$) on obtient des tailles de gouttes bien plus faibles.

Il est utile de commenter ici la perte de sensibilité du C_{10} à la vitesse du gaz externe en fin de gamme de U_{gext} observée à $z = L_b + L_{b_{STD}}$. Elle est peu prononcée à $z = 13$ cm et inexistante à $z = 15$ cm. A cette dernière position, pour un Bêta donné, C_{10} diminue de la même façon sur toute la gamme de U_{gext}. Cette différence d'évolution ne semble pas liée à une sensibilité au régime d'écoulement interne : en effet la réduction de l'effet de U_{gext} (graphique du haut) de même que la décroissance continue avec U_{gext} (graphique du bas) observé à forte vitesse gaz ont lieu pour des régimes d'écoulement internes variés qui évoluent de à bulles à annulaire. La principale différence entre la campagne $M = 16$ et celle à M variable est l'évolution de U_{lsup} qui respectivement évolue avec U_{gext} puis est fixée à $0,61$ m/s. Il est donc fort probable que la saturation de l'effet de U_{gext} à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ soit causée par l'augmentation de U_{lsup} qui lui est associée.

Les deux graphiques du haut figure 6.25, de la campagne $M = 16$, montrent une zone grisée. Ces zones indiquent des conditions pour lesquelles se produisent les "parapluies". Comme on l'a vu dans le chapitre 4, ils peuvent soit restés attachés au jet, soit en être arrachés. Dans le cas où ils restent attachés, il se produit un écoulement liquide suivant l'axe du fait de l'atténuation du flapping. Quand ils sont arrachés, la partie restant cohérente s'écoule suivant l'axe. Dans les deux cas, les vitesses de gaz externes considérées à ces conditions, à savoir $U_{gext} = 30$ et 40 m/s, ne sont pas suffisantes pour atomiser ces grosses structures liquides en fines gouttes. La conséquence est donc un accroissement du C_{10} par rapport au cas monophasique qui s'observe très bien sur les deux graphiques du haut de la figure 6.26 qui trace le rapport $C_{10}/C_{10_{\beta=0}}$ fonction de β pour cette campagne à $M = 16$.

Pour $U_{gext} \geqslant 43$ m/s, même s'il existe encore des conditions où les parapluies se forment, la vitesse du gaz externe est suffisante pour briser les grosses structures liquides avant qu'elles n'impactent la sonde. D'ailleurs, nous pouvons voir sur les deux graphiques du haut de la figure 6.26 qu'à partir de $U_{gext} \geqslant 43$ m/s, C_{10} décroît globalement de façon monotone avec Bêta.

Les cas où $\beta > 0,9$, où la structure d'écoulement interne est annulaire, présentent jusqu'à $U_{gext} = 43$ m/s une dépendance du C_{10} à U_{gext} plus forte que les autres Bêtas en suivant $U_{gext}^{-1.8<n<-2}$. Au delà cet effet se calme. Pour ces Bêtas élevés nous voyons aussi bien sur les deux graphiques du haut figure 6.25 que sur ceux 6.26 que l'impact de Bêta s'accroit provoquant une chute drastique du C_{10}.

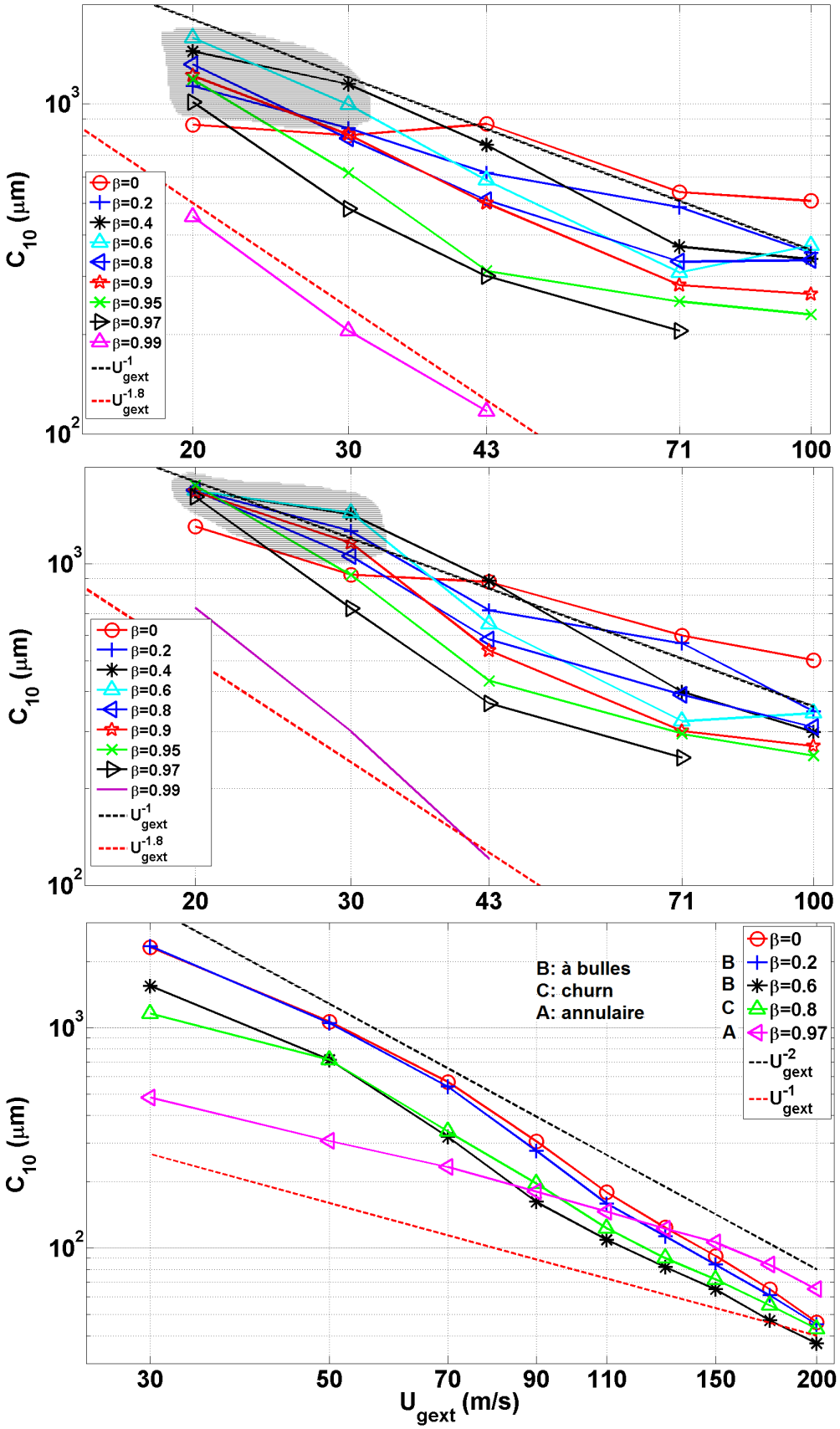


FIGURE 6.25 – Cordes moyennes en fonction de la vitesse du gaz externe - En haut : $M = 16$, mesuré à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - Au milieu : $M = 16$, mesuré à $z = 13$ cm - Les zones grisées correspondent à des zones de formations de parapluies - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) - mesuré à $z = 15$ cm - géométrie gros diamètre avec convergent.

Le cas $\beta = 0,99$ est particulier : il montre à la fois la sensibilité à U_{gext} la plus forte mais aussi les C_{10} les plus petits. A M constant, la vitesse superficielle du gaz interne, $U_{gintsup}$, évolue avec $(U_{lsup}; U_{gext})$ pour un Bêta fixé. A $\beta = 0,99$, $U_{gintsup}$ croit de 17 m/s à 36 m/s entre le set 1 et le set 3 ce qui équivaut à la vitesse du gaz externe pour chacun des sets. A $\beta = 0,99$, C_{10} est donc sensible à U_{gext} et à $U_{gintsup}$. La réduction drastique des C_{10} dans une configuration d'atomisation d'une nappe annulaire par deux courant gazeux ne nous surprend pas. Leboucher [53] a montré que, lors de l'atomisation d'une nappe annulaire par un courant gazeux interne, l'apport d'un courant gazeux externe réduisait fortement les tailles de gouttes.

Le graphique du bas figure 6.25 montre que lorsque U_{lsup} est fixée à $0,61$ m/s, la taille moyenne de goutte évolue avec une loi en U_{gext}^{-n}. Pour $0 < \beta < 0.2$, les courbes sont très proches, le gaz interne n'a pas ou peu d'impact sur la valeur de l'exposant n qui est proche de 2. Les cas $\beta = 0,6$ et $\beta = 0,8$ présentent des dépendances à U_{gext} légèrement réduites mais qui témoignent toujours d'un fort effet de U_{gext} sur C_{10}. Enfin, à $\beta = 0,97$, la courbe montre une décroissance du C_{10} avec U_{gext} moins forte qui tend vers U_{gext}^{-1}. Cette perte de dépendance s'explique par le fait qu'à cette valeur de Bêta, le gaz interne atomise déjà le liquide sans assistance de gaz externe comme l'illustre la dernière image de la série figure 6.27 où l'on voit l'évolution du jet en sortie d'injecteur sans assistance de gaz externe à mesure que Bêta augmente. Seul le cas $\beta = 0,97$ présente déjà un spray. Une fois ajouté, le gaz externe rencontre des gouttes déjà formées, d'où les valeurs de C_{10} basses dès $U_{gext} = 30$ m/s. A cette vitesse, les courbes ayant des valeurs de C_{10} assez éloignées les unes des autres montrent une décroissance de ce dernier avec Bêta. A mesure que U_{gext} augmente vers 200 m/s, les courbes convergent vers des valeurs de C_{10} proches tout en se croisant indiquant un changement de l'effet que Bêta a sur C_{10}. Clairement en augmentant la vitesse du gaz externe la taille de goutte devient progressivement peu sensible au régime d'écoulement diphasique. En particulier sur le cas de l'atomisation d'une nappe annulaire, à $\beta = 0,97$, la vitesse du gaz interne a un impact sur la taille de goutte jusque vers $8_{gext} = 130$ m/s, au-delà c'est le gaz externe qui pilote la décroissance de la taille.

En regardant de plus près l'effet de Bêta sur C_{10} en bas figure 6.26 on constate que celui s'inverse à partir de $\beta = 0,6$ pour certaines valeurs de U_{gext} :

- de $\beta = 0,2$ et $\beta = 0,6$ l'atomisation d'écoulements à bulles montre une décroissance de C_{10} à mesure que Bêta augmente quel que soit U_{gext}.
- Pour les trois $U_{gext} < 90$ m/s, nous constatons une réduction de 60 à 80% du $C_{10_{\beta=0}}$ entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,97$. Cette réduction est plus marquée entre $\beta = 0,8$ et $\beta = 0,97$ quand l'écoulement interne devient annulaire. Le cas $U_{gext} = 90$ m/s représente la transition entre les deux comportements : de $\beta = 0$ à $\beta = 0,6$, C_{10} diminue puis, à partir de là, il stagne jusqu'à $\beta = 0,97$.
- Pour les cinq $U_{gext} > 90$ m/s, C_{10} chute toujours, de 20 à 40% entre $\beta = 0$ à $\beta = 0,6$. Au delà, il augmente, et cela d'autant plus que U_{gext} est élevée : aux trois U_{gext} les plus élevés de la gamme, C_{10} atteint, à $\beta = 0,97$, des valeurs supérieures à $C_{10_{\beta=0}}$.

Nous constatons donc ici de deux effets complètement opposés de l'augmentation sur la taille moyenne de gouttes alors que le jet atomisé, constitué d'une intermittence entre nappe annulaire et passage de bloc liquide, est le même. Nous voyons ici l'effet de la vitesse du gaz externe sur l'évolution des blocs liquides discutée au chapitre 4 se matérialise ici sur les tailles de goutte. L'évolution axiale de ces blocs liquides entre le moment où ils quittent l'injecteur et celui où ils impactent la sonde diffère selon la vitesse du gaz externe. Afin d'illustrer cela, observons les trois figures 6.28, 6.29 et 6.30 qui présentent respectivement l'évolution du spray entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,97$ pour les vitesses $U_{gext} = 30$ m/s, $U_{gext} = 90$ m/s et $U_{gext} = 200$ m/s. Illustré sur les photographies du bas sur chacune des figures, le cas $\beta = 0,97$ représente le passage d'un "bloc" liquide depuis sa sortie d'injecteur à son arrivée sur la sonde. Sur toutes les photographies, la sonde est symbolisée par le point rouge en bas du cadre.
A $U_{gext} = 30$ m/s et $\beta = 0$ (cf. figure 6.28), la sonde détecte de grandes structures issues du flapping. A $\beta = 0,97$, le bloc liquide après sa sortie de l'injecteur se disperse radialement à mesure qu'il avance axialement. A l'œil, il est simple de constater que les gouttes qui impactent la sonde sur la dernière photographie du

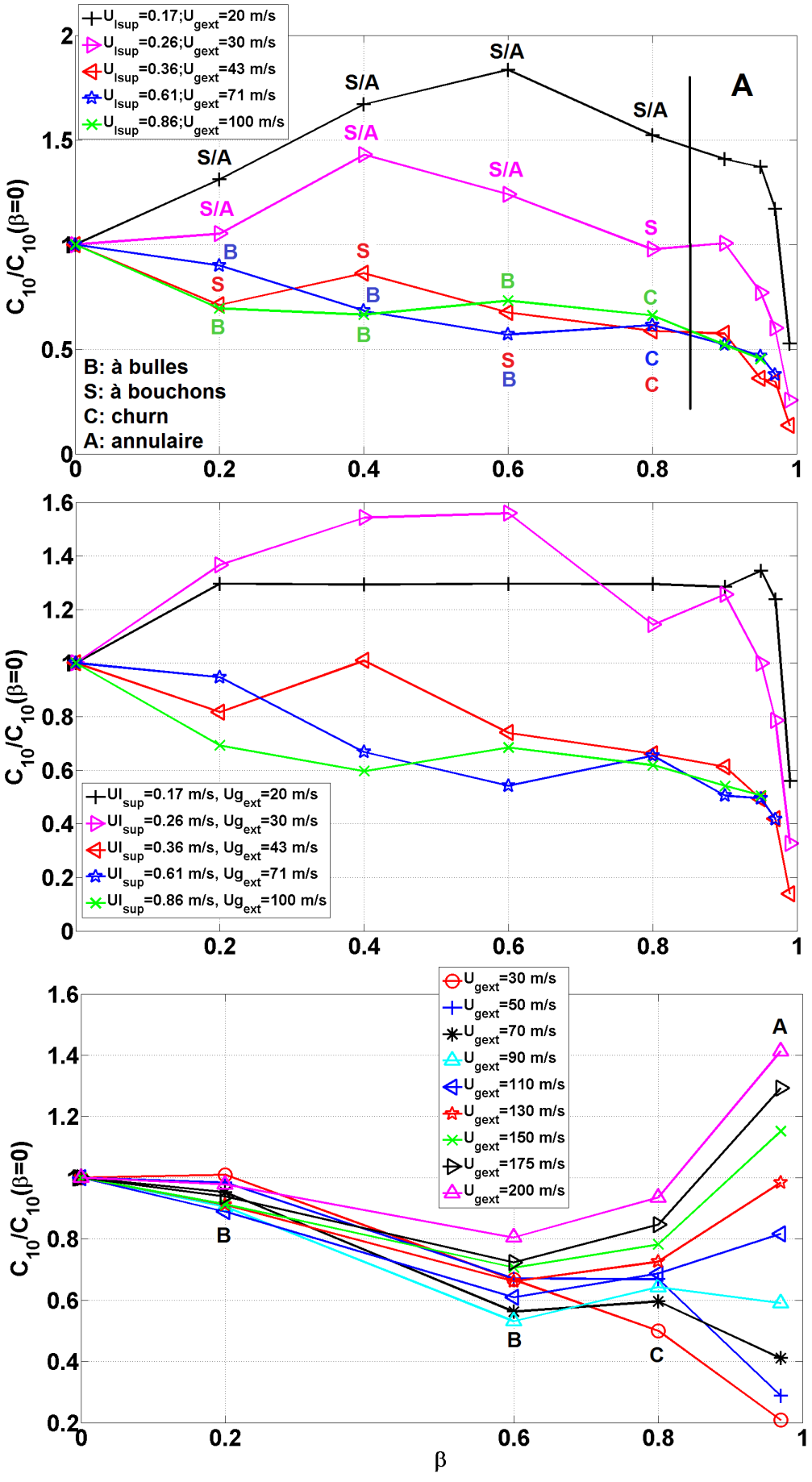


FIGURE 6.26 – Cordes moyennes ramenées au cordes moyennes du cas monophasique en fonction de la fraction de débit de gaz interne - En haut : $M = 16$, mesuré à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - Au milieu : $M = 16$, mesuré à $z = 13$ cm - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable), mesuré à $z = 15$ cm - géométrie gros diamètre avec convergent.

cas $\beta = 0,97$ sont beaucoup plus petites que n'importe quelle structure liquide visible sur les photographies du cas $\beta = 0$: nous retrouvons visuellement l'évolution constatée sur le graphique du bas de la figure 6.26 à $U_{gext} = 30$ m/s entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,97$.
Sur la figure 6.29, correspondant à $U_{gext} = 90$ m/s, les photographies du haut montrent que le jet, à $\beta = 0$ se brise plus proche de l'injecteur. Les partie du jet notées "a" et "b" se brisent en gouttes en quelque millisecondes. A $\beta = 0,97$, le "bloc" liquide, comme à $U_{gext} = 30$ m/s, se disperse radialement à mesure qu'il avance axialement. Ici il n'est pas possible, sur les images, d'établir une comparaison entre les gouttes détectées par la sonde entre les cas $\beta = 0$ et $\beta = 0,97$.
Pour $U_{gext} = 200$ m/s, nous avons choisi arbitrairement l'intervalle de temps entre les photographies du cas $\beta = 0$, ligne du haut de la figure 6.30. A cette vitesse du gaz externe, la sonde voit passer un nuage de gouttelettes qui, sur les images, paraissent très fines. A $\beta = 0,97$, les plus gros morceaux liquides issus du "bloc" restent plus proches de l'axe qu'à $U_{gext} = 30$ m/s et/ou $U_{gext} = 50$ m/s (non illustré). La sonde détecte, à ce moment là des structures liquides plus grandes que celles détectées à $\beta = 0$. Ces structures font augmenter C_{10}. Nous avons illustré ici le cas $U_{gext} = 200$ m/s car les images de ce point de fonctionnement sont les plus adaptées pour illustrer le phénomène. Cependant ce dernier se produit pour les quatre U_{gext} les plus élevés mais de façon moins de moins en prononcée à mesure que U_{gext} décroît.

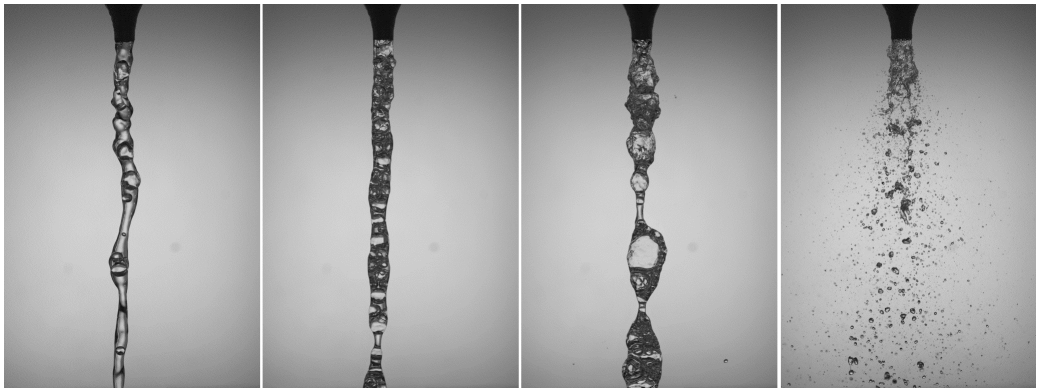


FIGURE 6.27 – Illustrations de l'écoulement interne en sortie d'injecteur sans gaz externe - $U_{lsup} = 0,61$ m/s - de gauche à droite : $\beta = 0,2$ (à bulle), $\beta = 0,6$ (à bulle dense), $\beta = 0,8$ (churn), $\beta = 0,97$ (annulaire).

En revenant sur l'évolution du rapport $C_{10}/C_{10_{\beta=0}}$ en fonction de Bêta pour chacune des campagnes donné par les graphiques figure 6.26 faisons un récapitulatif des tendances observées sur C_{10} avec l'évolution de Bêta en les liant aux structures identifiées dans la partie 4 :

- lors de l'atomisation d'écoulement à bulles, qui rappelons-le se fait par des mécanismes de stripping et de flapping, l'augmentation de Bêta a pour effet de diminuer les tailles moyennes de gouttes.
- l'atomisation des régimes à bouchons, à la transition à bouchons/annulaire, "churn" et annulaire dont les structures résultantes comportent des parapluies, attachés au jet ou arrachés du jet, provoque si la vitesse du gaz externe n'est pas suffisante, l'écoulement de grosses structures liquides vers l'aval, d'où une taille moyenne supérieure à celle du cas monophasique. Si la vitesse du gaz externe est suffisante ces structures sont brisées avant d'être détectées par la sonde sur l'axe.
- l'atomisation d'une nappe annulaire (cas des très forts Bêtas) donne lieu à de fines gouttes surtout lorsque la vitesse du gaz interne devient de l'ordre de celle du gaz externe. Néanmoins le passage de structures de type blocs liquides se produisant pour ce type d'écoulement peut selon, la façon dont elles évoluent en s'écoulant vers l'aval et selon la taille moyenne initiale du cas monophasique, provoquer une augmentation de la taille moyenne de goutte par rapport au cas monophasique. Ces deux critères sont une fonction de la vitesse du gaz externe.

En résumé, si l'on considère des conditions où U_{lsup} est fixé, les tailles moyennes de gouttes gardent une dépendance à la vitesse du gaz externe en suivant une loi en U_{gext}^{-n}. Cependant, n qui vaut ≈ -2 pour le cas

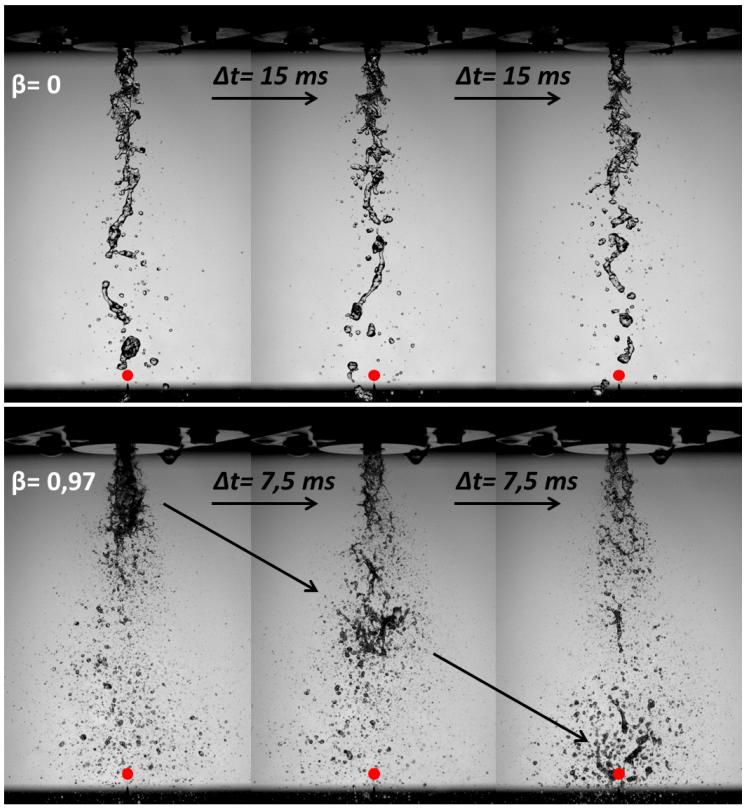


FIGURE 6.28 – Évolution du spray entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,97$ - $U_{gext} = 30$ m/s - géométrie gros diamètre avec convergent - $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable).

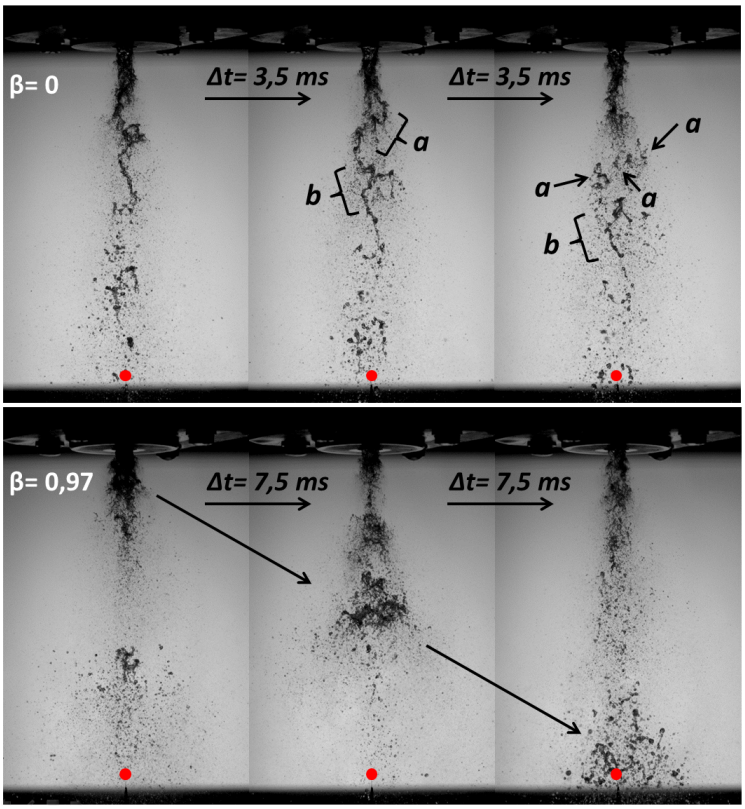


FIGURE 6.29 – Évolution du spray entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,97$ - $U_{gext} = 90$ m/s - géométrie gros diamètre avec convergent - $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable).

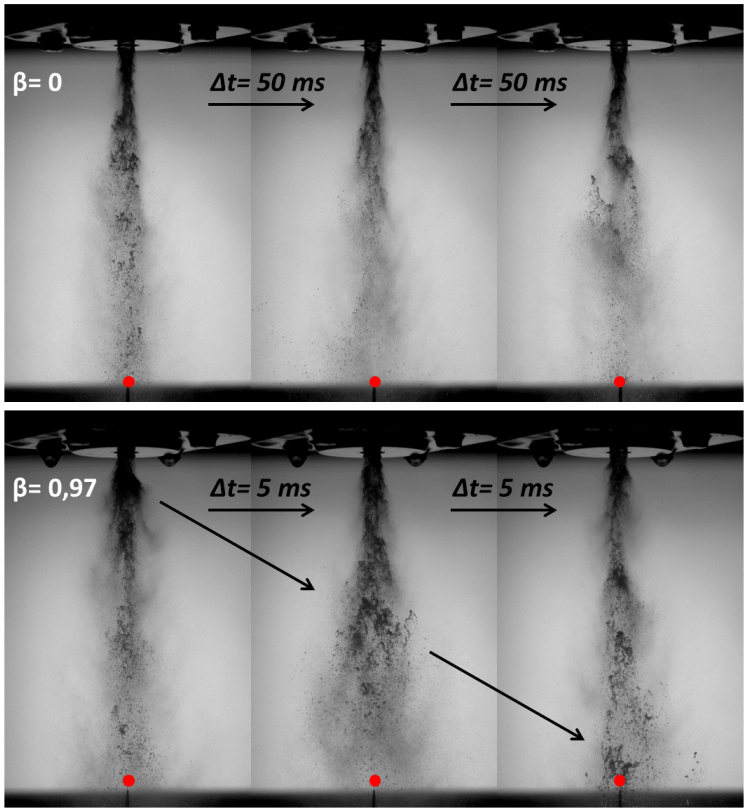


FIGURE 6.30 – Évolution du spray entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,97$ - $U_{gext} = 200$ m/s - géométrie gros diamètre avec convergent - $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable).

monophasique diminue légèrement en début de gamme de Bêta pour atteindre ≈ -1 quand Bêta devient très élevé. Globalement l'augmentation de Bêta a pour effet de réduire les tailles moyennes de gouttes par rapport au cas monophasique, excepté dans certains cas lorsque celles-ci sont déjà très fines du fait d'une grande vitesse du gaz externe. Le passage des blocs liquides se produisant quand l'écoulement interne est annulaire est source de grandes structures liquides qui vont accroître la tailles moyenne.

Éléments de réflexion sur la physique de l'atomisation des écoulements à bulles Les écoulements à bulles, ne présentent pas de fluctuations de débits remarquables. A $\beta = 0,2$ la présence de quelques bulles dans l'écoulement interne ne nous éloigne que peu de la configuration monophasique. A $\beta = 0,6$, les bulles, plus dense numériquement, sont plus rapprochées les unes aux autres et réparties de façon plus homogène dans le jet central, créant ainsi un jet constitué d'une multitude de ponts liquides. L'écoulement interne est donc plus léger et se brise plus tôt quand le gaz externe l'atomise (cf. figure 5.11). Deux raisons pourraient alors expliquer la réduction du C_{10} :

- Avec l'accroissement de Bêta la longueur de brisure diminue donc la distance entre la sonde fixe et le lieu de brisure du jet augmente. Les morceaux liquides issus du flapping du jet ont donc plus de temps pour se briser. Cette hypothèse ne peut pas être seule à justifier la réduction du C_{10} avec Bêta. Si elle l'était, des évolutions différentes auraient été observées entre les mesures à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ et à $z = 13$ cm de la campagne $M = 16$. Les mesures à $z = L_b + L_{b_{STD}}$, puisque faites juste en dessous de la brisure du jet, n'auraient pas montré une telle décroissance de la taille de goutte. Cela nous amène à la deuxième hypothèse.
- Le jet central est préalablement fragmenté par le gaz interne. Cette fragmentation est causée par la présence des bulles qui avec Bêta, deviennent de plus en plus nombreuses et occupent de plus en plus d'espace. Une mesure au centre de l'écoulement interne avec la sonde optique a été réalisée afin de quantifier une taille de pont liquide moyenne et son évolution avec Bêta. Cette mesure nous donne aussi la fréquence d'arrivée des bulles qui est une image de leur densité numérique dans la veine de l'écou-

lement interne. Le graphique figure 6.31 montre que le nombre croissant de bulles dans l'écoulement interne avec Bêta s'accompagne d'une réduction de la taille moyenne des ponts liquides. Le phénomène de flapping ne produit donc non plus des morceaux liquides mais des morceaux diphasiques qui vont, sous l'effet du gaz externe, se décomposer en morceaux liquides plus petits.

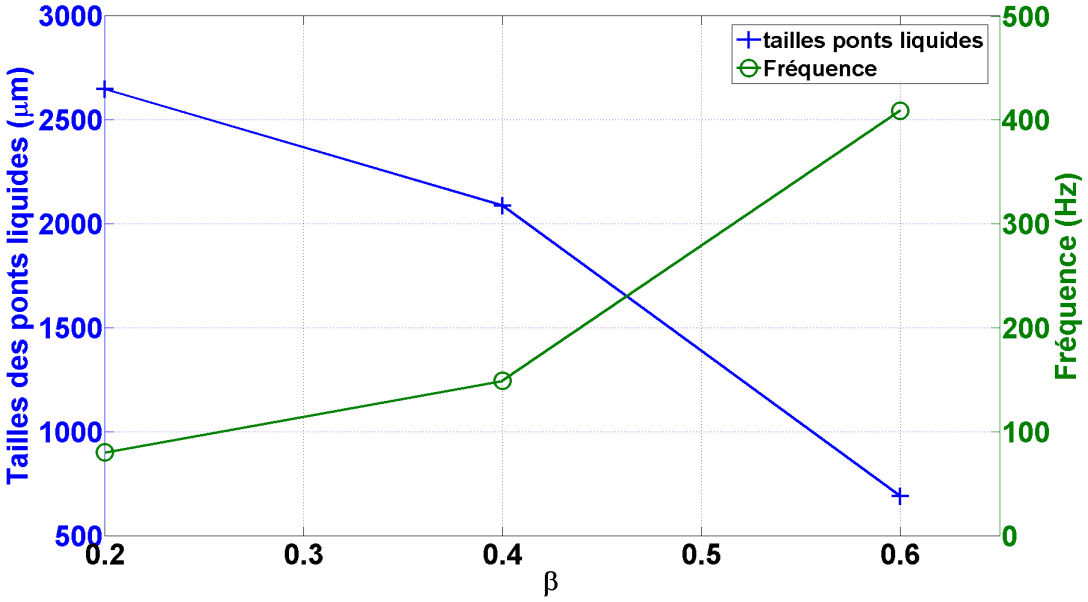


FIGURE 6.31 – Évolution de la taille moyenne des ponts liquides dans les écoulements à bulles en fonction de Bêta et évolution de la fréquence de passage des bulles avec Bêta - géométrie gros diamètre avec convergent - $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable).

Flux.

Nous allons maintenant analyser le comportement des flux mesurés sur l'axe. Les trois graphiques figure 6.32 présentent l'évolution du flux volumique J_l en fonction de la vitesse du gaz externe.

Pour les campagnes réalisées à M fixe, le flux volumique augmente de manière quasiment linéaire avec la vitesse du gaz externe. Ce comportement est valide quelle que soit la fraction de débit de gaz interne. Il est net pour les mesures réalisées à $z = L_b + L_{b_{STD}}$. Des déviations à la linéarité apparaissent toutefois lors des mesures réalisées à distance fixe ($z = 13$ cm) de l'injecteur (graphique du milieu figure 6.32) lorsque la vitesse du gaz externe est faible. Entre la position $z = L_b + L_{b_{STD}}$ (qui évolue avec les conditions d'écoulements) et la position fixe ($z = 13$ cm) située plus en aval, la valeur de J_l décroit d'un facteur 2 à 20 selon les conditions considérées. Cette diminution provient de la brisure des structures liquides (non achevée à la distance de brisure $z = L_b + L_{b_{STD}}$) et de la dispersion radiale des gouttes résultantes entre les deux positions. En conséquence, et excepté pour le cas monophasique $\beta = 0$, le coefficient de linéarité entre J_l et U_{gext} est réduit de moitié entre $z = L_b + L_{b_{STD}}$ et $z = 13$ cm.

Pour la campagne réalisée à $U_{lsup} = 0,61$ m/s (donc avec M variable) le comportement de J_l en fonction de U_{gext} n'est plus monotone (graphique du bas figure 6.32). Deux comportements apparaissent :

- à faibles vitesses du gaz externe, le flux est fortement décroissant (diminution d'un facteur deux) pour β compris entre 0 et $0,8$, c'est-à-dire en monophasique, en régime à bulles et en régimes slug-churn où se produisent les parapluies. Au delà d'une vitesse seuil, J_l augmente avec U_{gext}.
- pour un régime correspondant à l'atomisation d'une nappe (cas $\beta = 0,97$), J_l reste croissant, faiblement en deçà de $U_{gext} = 50$ m/s puis fortement au delà : les flux deviennent d'ailleurs plus élevés que dans les autres régimes. A très large vitesse gaz, J_l se stabilise.

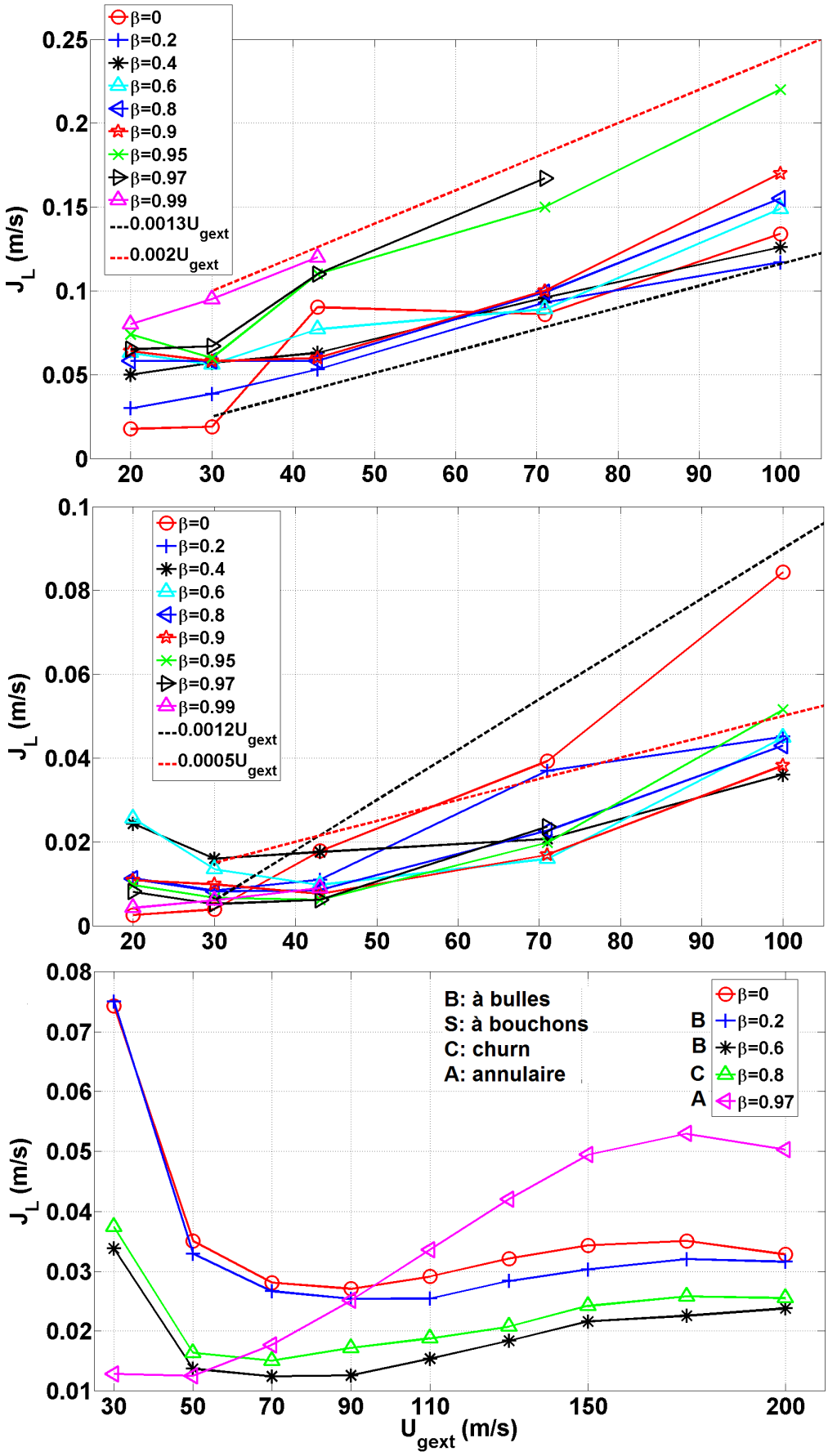


FIGURE 6.32 – Flux volumique en fonction de la vitesse du gaz externe - En haut : $M = 16$, mesuré à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - Au milieu : $M = 16$, mesuré à $z = 13$ cm - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable), mesuré à $z = 15$ cm - géométrie gros diamètre avec convergent.

Pour comprendre ces évolutions, et puisque $J_l = \alpha.V_{pl}$, analysons les évolutions respectives de la concentration liquide α et de la vitesse phasique moyenne V_{pl}.

- Pour les cas $\beta = 0$ à $\beta = 0,8$, α (en haut figure 6.33) perd quasiment un ordre de grandeur entre $U_{gext} = 30$ m/s et $U_{gext} = 70$ m/s. En parallèle, V_{pl} (au milieu figure 6.33) augmente d'un facteur ≈ 3 mais ce n'est pas suffisant pour compenser l'ordre de grandeur perdu par α : J_l diminue donc. A partir d'environ $U_{gext} = 70$ m/s, α se stabilise pour devenir quasiment constant alors que V_{pl} continue de croître : J_l suit cette même évolution. Notons que pour toutes ces conditions la vitesse $U_{gintsup}$ ne dépasse pas 3 m/s. Les évolutions de V_{pl} et de la vitesse des gouttes $V_{gouttes}$ (en bas figure 6.33) avec la vitesse du gaz externe sont identiques pour tous les β entre 0 et $0,8$, ce qui montre bien que le gaz interne a un impact négligeable sur la vitesse des gouttes produites.
- A $\beta = 0,97$, la concentration α évolue peu entre $U_{gext} = 30$ m/s et $U_{gext} = 70$ m/s (elle est d'ailleurs nettement plus faible qu'aux autres Bêtas) puis se met à croître au delà. Comme pour les autres conditions, la vitesse moyenne de phase V_{pl} augmente régulièrement avec U_{gext}. Toutefois, sa valeur absolue, tout comme celle de la vitesse des gouttes $V_{gouttes}$ (en bas figure 6.33), est bien plus élevée (facteur allant de 2 à 3) que pour les conditions $\beta \leqslant 0,8$. Ceci résulte de l'action du gaz interne qui participe à l'atomisation et accroit la vitesse initiale des gouttes : en effet, pour ces conditions, U_{gint} atteint $20,4$ m/s. Par conséquent, J_l augmente d'abord légèrement et puis fortement avant de plafonner à une valeur dépassant sensiblement celles observées pour les autres régimes.

La différence de comportement du flux entre les essais à M fixé et à U_{lsup} fixé provient donc essentiellement du comportement de la concentration α qui est pilotée par la dilution du mélange. A U_{lsup} fixé, augmenter U_{gext} conduit à un spray s'élargissant plus fortement. A M fixé, l'accroissement conjoint des vitesses liquide et gaz réduit cet effet de dilution : c'est ce qui explique le comportement monotone de J_l avec U_{gext} sur les graphiques du haut et du milieu figure 6.32.

Pour évaluer l'efficacité de l'atomisation, nous avons ramené le flux J_l, à la vitesse du liquide U_{lsup}. Une mesure correcte nécessiterait d'intégrer des profils pour quantifier la fraction de débit liquide arrachée au jet. Ici, nous ne disposons que de valeurs locales. La figure 6.34 donne le rapport J_l/U_{lsup} en fonction de U_{gext} pour chacune des campagnes de mesure.

Lors des campagnes à $M = 16$, la vitesse du liquide augmente en proportion de la vitesse gaz, de sorte que la croissance observée du flux avec la vitesse du gaz externe disparaît (cas des mesures à la position $z = L_b + L_{b_{STD}}$ graphique du haut) ou est fortement atténuée (cas des mesures en position fixe $z = 13$cm graphique du milieu). A $z = L_b + L_{b_{STD}}$, on retrouve l'effet des très grandes langues liquides produites à faibles vitesses du gaz externe, qui induisent des valeurs du rapport J_l/U_{lsup} élevées, comprises entre $0,1$ et $0,5$. A $z = 13$cm, et en raison de la brisure des larges fragments liquide, le rapport diminue fortement, avec des valeurs dans la gamme $0,02 - 0,2$.

Pour la campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s, le rapport J_l/U_{lsup} a la même allure que le flux puisque la vitesse liquide reste constante. Les valeurs sont comprises entre $0,01$ et $0,12$, ce qui est consistant avec la campagne à $M = 16$.

Comparons maintenant l'efficacité d'atomisation des jets mono- et diphasiques. Pour cela, nous ne considérons que les positions suffisamment éloignées ($z = 13$ cm et $z = 15$) pour que les processus de brisure primaire soient achevés. Globalement, à l'exception du cas de la nappe annulaire à $\beta = 0,97$, le flux est toujours plus élevé en conditions monophasiques qu'en conditions diphasiques. On retrouve ici le comportement observé très proche de l'injecteur (cf. figure 6.16). Les régimes à bulles s'avèrent très proches du cas monophasique alors que les régimes à bouchons et "churn" donnant lieu à la formation de parapluies et de blocs liquides correspondent à des flux nettement inférieurs. Des exceptions apparaissent à faible vitesse gaz où les conditions diphasiques peuvent conduire à des flux atomisés significativement plus grands qu'en monophasique. Il est possible que cet effet soit lié à la disparition des battements de grande amplitude qui, en monophasique, distribuent latéralement les inclusions liquides et vident dont la zone de l'axe. L'autre exception concerne le régime purement annulaire avec formation d'une nappe liquide que nous avons déjà évoqué.

Examinons maintenant le flux numérique ϕ_0 sur l'axe. Cette grandeur qui représente le nombre d'inclusions liquide par mètres carrés et par seconde détectée en un point de l'écoulement, est directement reliée au

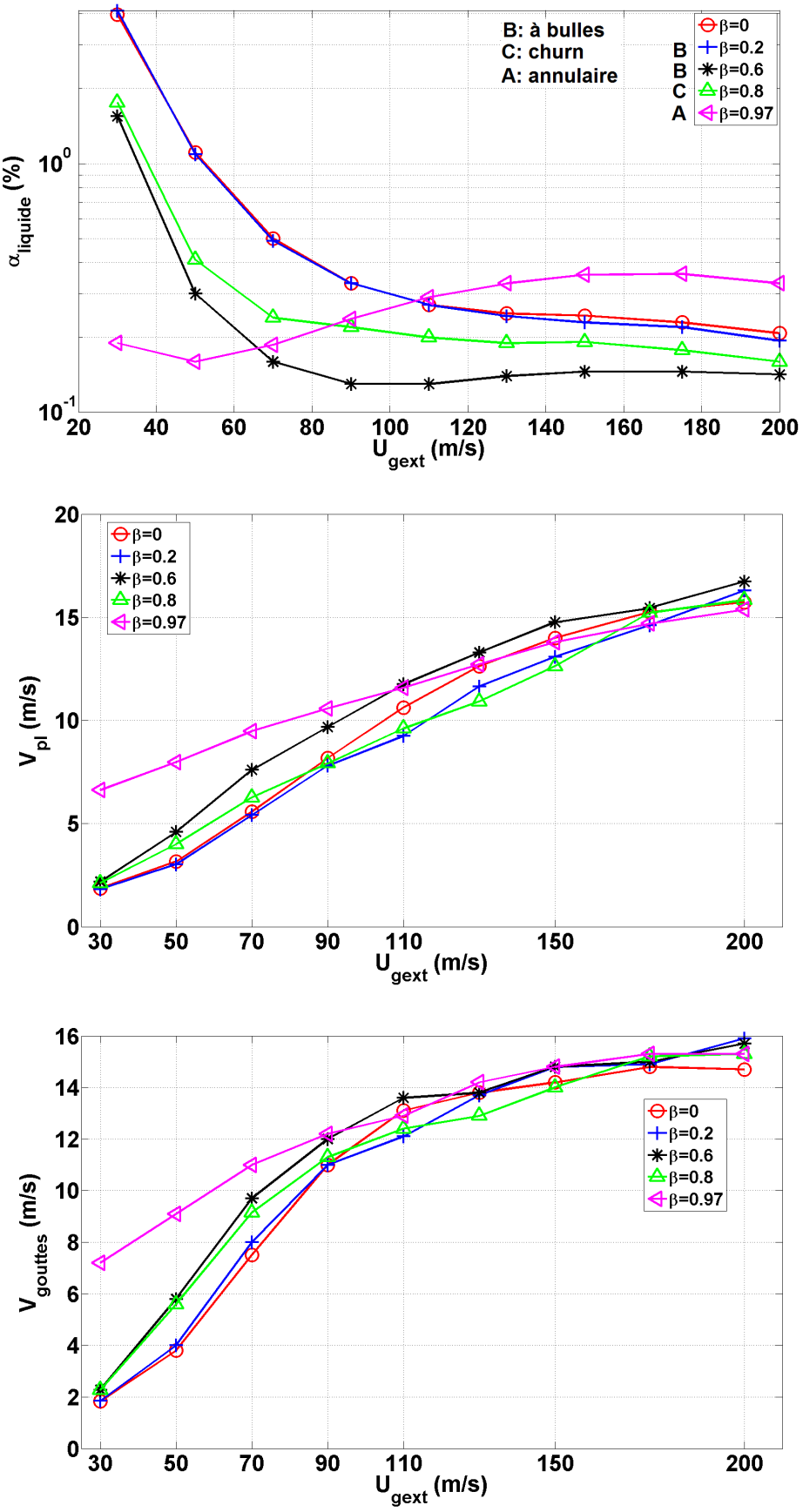


FIGURE 6.33 – Concentration liquide (en haut), vitesse phasique moyenne (au milieu) et vitesse moyenne de goutte (en bas) en fonction de la vitesse du gaz externe - $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) - mesuré à $z = 15$ cm - géométrie gros diamètre avec convergent.

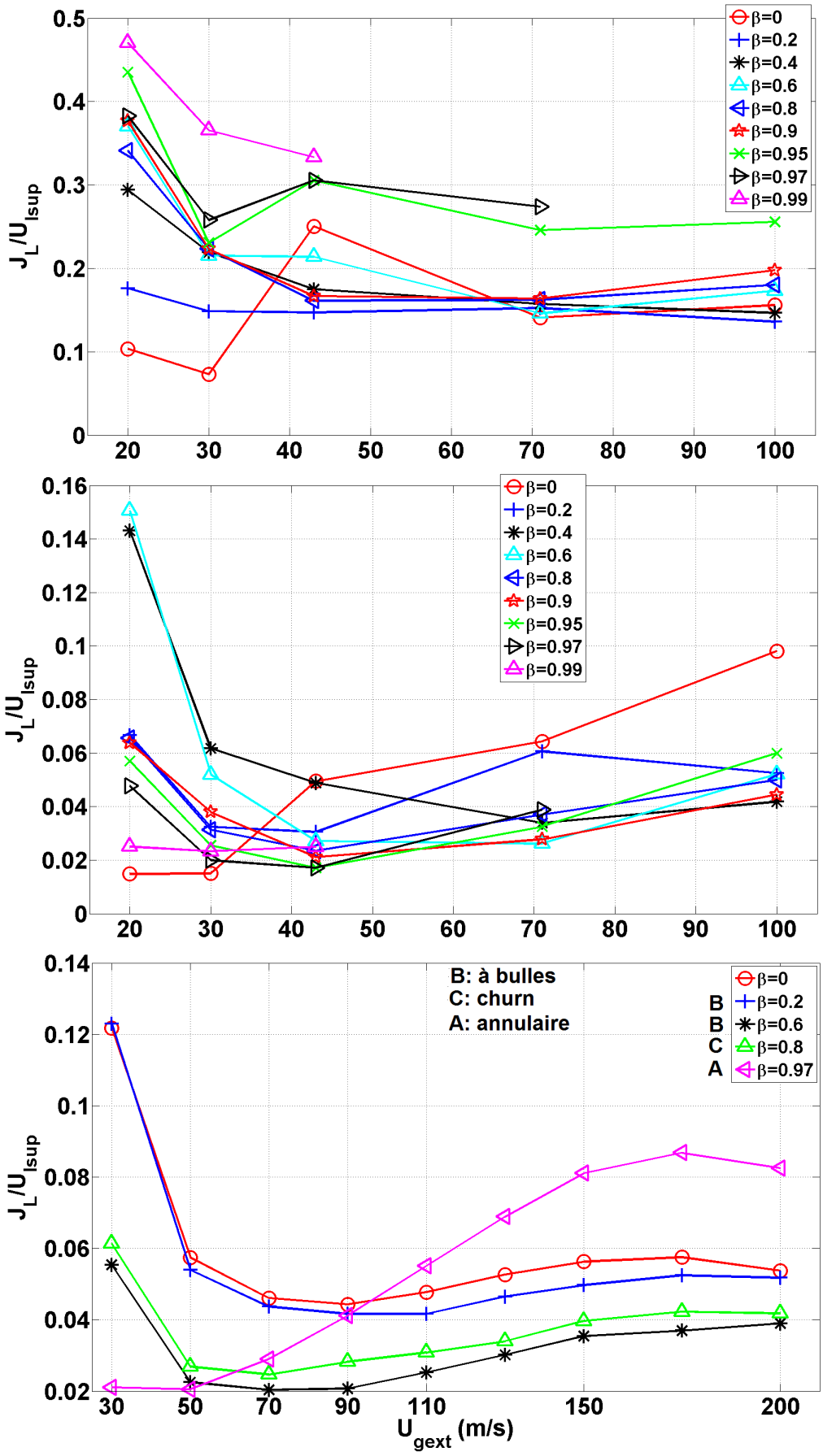


FIGURE 6.34 – Flux volumique ramené à la vitesse superficielle du liquide fonction de (U_{gext}) - En haut : $M = 16$, mesuré à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - Au milieu : $M = 16$, mesuré à $z = 13$ cm - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable), mesuré à $z = 15$ cm - géométrie gros diamètre avec convergent.

flux volumique ainsi qu'à la taille des inclusions liquides (cf. section 3.10). L'ensemble des mesures réalisées au cours des trois campagnes de mesure sont reportées sur la figure E.7. Globalement, pour toutes les campagnes de mesure,ϕ_0 croit fortement avec U_{gext}.

Pour les mesures réalisées juste en aval de la distance de brisure (à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ graphique du haut) et à $M = 16$, le flux numérique croit comme U_{gext}^2 pour toutes les fractions de débit de gaz de 0 à $0,97$. Pour le cas $\beta = 0,99$, qui correspond à une nappe annulaire, le flux numérique est supérieur aux autres et croit plus fortement, comme U_{gext}^4. Notons que dans ce cas, la vitesse du gaz interne $U_{gintsup}$ augmente aussi avec U_{gext}, de sorte que la dépendance observée n'est pas seulement due au gaz externe. Parallèlement, à vitesse du gaz externe donnée, ϕ_0 augmente de façon quasiment monotone avec la fraction de débit de gaz. Toujours pour $M = 16$, on retrouve à la distance $z = 13$ cm la croissance du flux numérique avec U_{gext}. La sensibilité à β est cependant réduite. Deux modifications sont intervenues par rapport à la distance $z = L_b + L_{b_{STD}}$. D'une part, toutes les courbes à β fixé ont maintenant une pente proche de 4. Ce comportement est à associer aux processus de brisure intervenus entre $z = L_b + L_{b_{STD}}$ et $z = 13$ cm, processus qui font disparaître les blocs liquides et/ou les larges inclusions et produisent de plus petites gouttes. D'autre part, les flux numériques ont des valeurs systématiquement inférieures d'un facteur ≈ 5 (cas des fortes vitesses gaz) à 10 (cas des faibles vitesses gaz) comparées à celles détectées plus en amont, alors même que le morcellement a eu lieu. La dispersion radiale est donc suffisamment efficace pour compenser plus que largement la production de gouttes.

Pour la campagne réalisée à vitesse liquide fixée $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) et à distance fixe $z = 15$ cm (graphique du bas figure E.7), ϕ_0 évolue comme U_{gext}^4. De plus, Bêta n'a pas d'impact très marqué sur la valeur du flux numérique (du moins jusqu'à $0,97$, le cas $\beta = 0,99$ n'ayant pas été considéré dans cette campagne). On note toutefois un léger accroissement entre $\beta = 0,8$ et $\beta = 0,97$ probablement lié au rôle du gaz interne dans les régimes d'atomisation de nappe. Les résultats concernant les flux sont tracés en fonction de la fraction de débit de gaz interne, en annexe E. En outre, en comparant avec les données acquises à $M = 16$ et $z = 13$cm, les valeurs du flux numérique sont proches à vitesse du gaz externe donnée : ceci indique que la vitesse liquide U_{lsup} n'impacte pratiquement pas le flux numérique.

Ainsi, le flux numérique apparaît comme essentiellement piloté par la vitesse du gaz externe, avec aux plus forts β correspondant à des nappes, une contribution de l'écoulement interne. Au delà de $U_{gext} \approx 50$ m/s, le flux croit comme $U_{gext}^{4,4}$ (avec un préfacteur de l'ordre de $4,4.10^{-11}$).

En résumé deux comportements de J_l ont été constaté : sous la brisure, pour $M = 16$ on constate un comportement monotone de J_l qui croît avec U_{gext} à partir de 30 m/s. Bêta ne change rien à ce comportement mais fait croître J_l. Quand toute la brisure primaire est achevée, le flux volumique décroît en début de plage de U_{gext} pour à partir d'une vitesse seuil augmente. L'effet de Bêta s'inverse ; son augmentation réduit J_l excepté pour $\beta = 0,97$ de la campagne à $U_{lsup} = 0,61$ qui montre des valeurs supérieures aux autres Bêtas à partir dans la partie haute de la plage de vitesse du gaz externe. A ces points la concentration est élevée du fait des blocs liquides envoyés sur la sonde par le fort courant gazeux.

6.2.3 Profils radiaux.

Pour l'étude des profils, il faut garder à l'esprit que $z = L_b + L_{b_{STD}}$ est une position qui varie avec Bêta. A mesure que celui-ci augmente, le profil est réalisé de plus en plus proche de l'injecteur (cf tableau 6.3). A $z = L_b + L_{b_{STD}}$, les profils ont été effectués avec une résolution spatiale variable. De l'axe à la veine de l'écoulement interne les point de mesure sont espacés de 1 mm. Sous la veine gaz, un point est fait à chaque extrémité et un au centre. Ensuite nous avons continué avec un incrément de 2 mm. Les profils ont tous été stoppés à $x = 12$ mm.

Pour tester la fiabilité de la mesure, une reconstitution du débit a été faite en intégrant les valeurs de J_l sur le profil. La relation suivante a été utilisée pour l'intégration :

$$Q_l = 3600000.\pi.\left[J_{l_1}\left(x_1 + \frac{\Delta x}{2}\right)^2 + 2\sum_{i=2}^{10}\int_{x_i-\frac{\Delta x}{2}}^{x_i+\frac{\Delta x}{2}} x J_{l_i} dx\right] \tag{6.2}$$

Le premier terme entre crochets calcule la surface qui correspond à la zone proche de l'axe qui est un

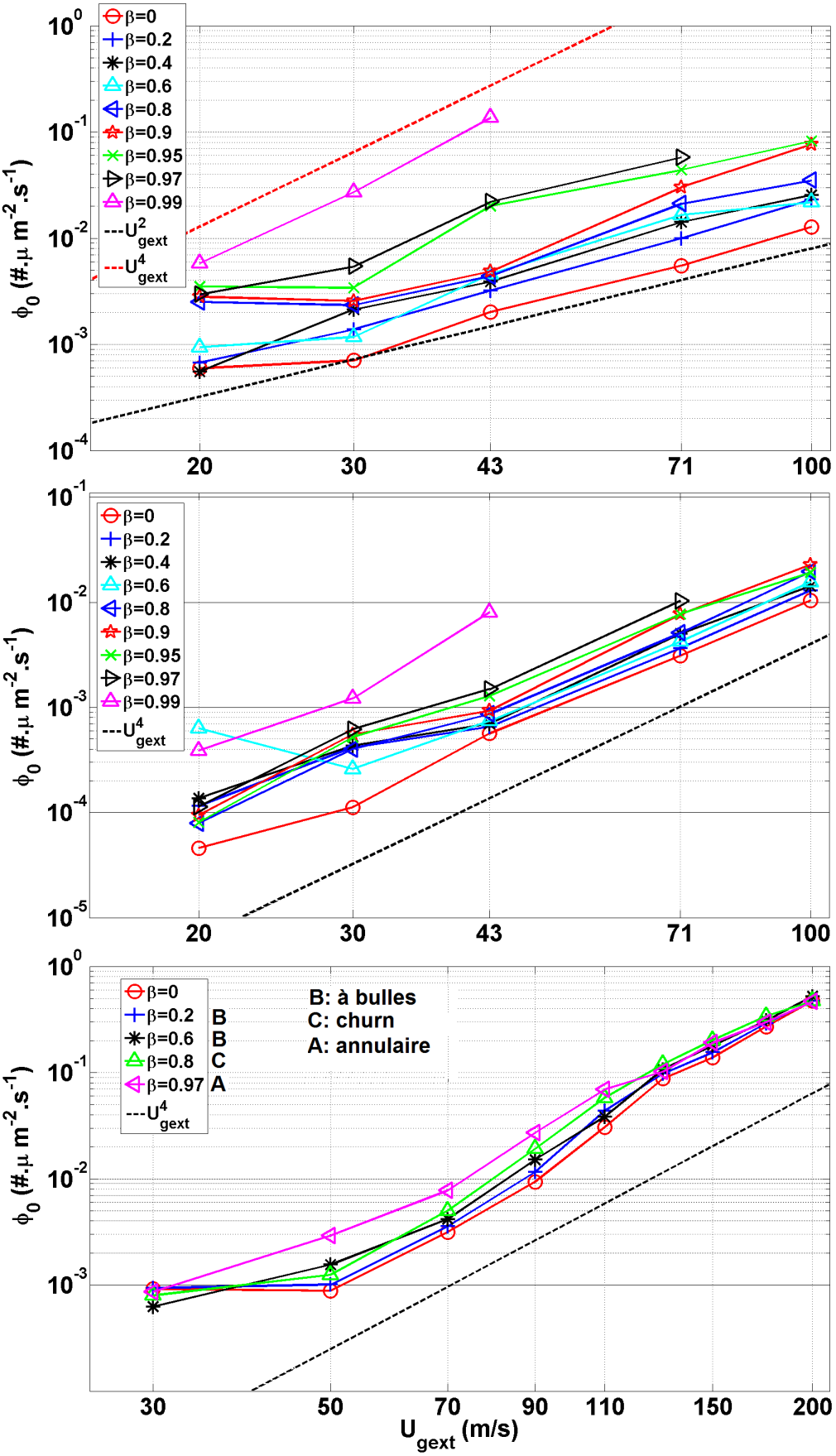


FIGURE 6.35 – Flux numérique en fonction de la vitesse du gaz externe - En haut : $M = 16$, mesuré à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - Au milieu : $M = 16$, mesuré à $z = 13$ cm - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable), mesuré à $z = 15$ cm - géométrie gros diamètre avec convergent.

cercle avec pour centre x_1 ($x = 0$ mm). Ensuite toutes les surfaces calculées dans la somme sont des anneaux de largeur Δx. La constante 3600000 permet la conversion de m^3/s en L/h. Les résultats, consignés dans le tableau 6.4, montrent de grandes différences entre le cas $\beta = 0$ et les cas où $0,2 \leqslant \beta \leqslant 0,8$: à $\beta = 0$ nous retrouvons bien le débit injecté autour de 100 L/h alors que pour les $0,2 \leqslant \beta \leqslant 0,8$ nous ne retrouvons que 60 à 75% du débit injecté. L'angle du spray augmente jusqu'à $\beta = 0,9$ alors que nos profils s'arrêtent à une position $x = 12$ mm constante. Il échappe donc à la mesure toute une surface qui augmente avec Bêta. Si l'on considère localement un point de cette surface non sondée, le flux y est très faible mais intégré à toute la surface, cela donne un débit non négligeable. A partir de $\beta = 0,9$, le débit retrouvé augmente vers des valeurs allant de 79 à 86% du débit injecté. Étant donné la complexité géométrique des inclusions liquides, on peut considérer ces données comme acceptables.

$z \setminus \beta$	$\beta = 0$	$\beta = 0,2$	$\beta = 0,4$	$\beta = 0,6$	$\beta = 0,8$	$\beta = 0,9$	$\beta = 0,95$	$\beta = 0,97$
$z = L_b + L_{b_{STD}}$	102	62	60	75	74	79	84	86

TABLE 6.4 – Reconstitution des débits à partir des profils $J_l(x)$ à $z = L_b + L_{b_{STD}}$. Débit à injecté pour ($U_{lsup} = 0,61$ m/s)= 100 L/h.

Les graphiques figure 6.36 montrent respectivement, de haut en bas, les profils de C_{10}, de J_l et de ϕ_0 pour tous les bêtas du jeu de paramètres ($U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s$) (set 4).

Sur le graphique du haut, quel que soit Bêta, C_{10} diminue à mesure que l'on s'éloigne de l'axe et de la même manière. Le graphique figure 6.37 trace les profils de C_{10} normalisés par leur valeur du $C_{10_{x=0}}$ sur l'axe. Entre l'axe et $x = 12$ mm, C_{10} présente, selon le Bêta considéré, une diminution comprise entre 50% à 65% de sa valeur sur l'axe. L'intervalle de 15 % entre entre ces deux pourcentages peut incomber à l'incertitude de la mesure de la sonde. Dans ce cas nous pouvons dire que l'évolution radiale de la taille moyenne de gouttes est peu sensible à Bêta. Ce résultat est à comparer à la très forte inhomogénéité radiale observée en région proche injection (cf. en haut figure 6.20) : ceci indique bien que des processus de brisure efficaces sont intervenus entre la côte Li et la côte $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

Sur le graphique du milieu figure 6.36, les profils radiaux du flux volumique, J_l, effectués à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ montrent, quel que soit Bêta, une décroissance monotone du flux à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. Entre la position $x = 0$ mm, correspondant à l'axe, et la position $x = 12$ mm, J_l est divisé par 7,6 quand $\beta = 0$ et par 32 quand $\beta = 0,97$. Les coefficients de diminution de J_l entre $x = 0$ mm et $x = 12$ mm en fonction de chaque valeur de Bêta sont donnés dans le tableau 6.5. Le cas $\beta = 0$ présente le coefficient minimum. A cette distance de l'injecteur, le gaz interne globalement accroit l'écart de J_l entre l'axe et $x = 12$ mm sauf pour les régimes à nulles ($\beta = 0,2$ à $0,6$). Ainsi à la distance $z = L_b + L_{b_{STD}}$, les distributions radiales du flux volumique s'avèrent largement plus inhomogènes qu'en conditions monophasiques. Ces inhomogénéités sont néanmoins moins marquées qu'à la distance Li (au milieu figure 6.20), encore du fait des processus de brisure intervenus entre ces côtes.

Les cas où $0,2 \leqslant \beta \leqslant 0,6$, où l'écoulement interne est à bulles, présentent les J_l les plus faibles près de l'axe ($x < 3$ mm). Loin de l'axe ces profils restent en dessous du profil $\beta = 0$. Les cas $0,9 \leqslant \beta \leqslant 0,97$, où l'écoulement interne est annulaire, présentent les J_l les plus importants près de l'axe ($x < 3$ mm) alors que loin de l'axe ce sont les moins élevés. L'association de vitesses superficielles du gaz interne plus élevées qu'aux autres Bêtas et d'une mesure se faisant proche de l'injection (2 à $4H_l$), donnent à ces Bêtas les vitesses phasiques liquides mesurées les plus importantes (cf. graphique figure 6.39). Cela est particulièrement vrai pour $\beta = 0,97$ qui présente les vitesses maximales sur tout le profil avec en moyenne 1 m/s de plus que $V_{pl_{\beta=0,95}}$. $\alpha_{\beta=0,97}$ (cf. graphique figure 6.38) est compris ente 2 % et 2,5 % près de l'axe, même si ces valeurs sont plus faibles que celles correspondant aux autres Bêtas, $V_{pl_{\beta=0,97}}$ est suffisant pour compenser et faire de $J_{l_{\beta=0,97}}$ un des plus grands flux mesurés proche de l'axe. $\alpha_{\beta=0,9}$ et $\alpha_{\beta=0,95}$ mesurées proche de l'axe ont des valeurs faisant partie des plus élevées de la gamme de Bêtas : leurs flux volumiques suivent donc cette tendance. Loin de l'axe, à $x = 12$ mm, V_{pl} des $0,9 \leqslant \beta \leqslant 0,97$ sont encore les plus grandes. Cependant leurs valeurs de α étant tellement basses (de 0.15 % pour $\beta = 0,9$ à de 0.05 % pour $\beta = 0,97$), leur J_l sont les plus bas de la

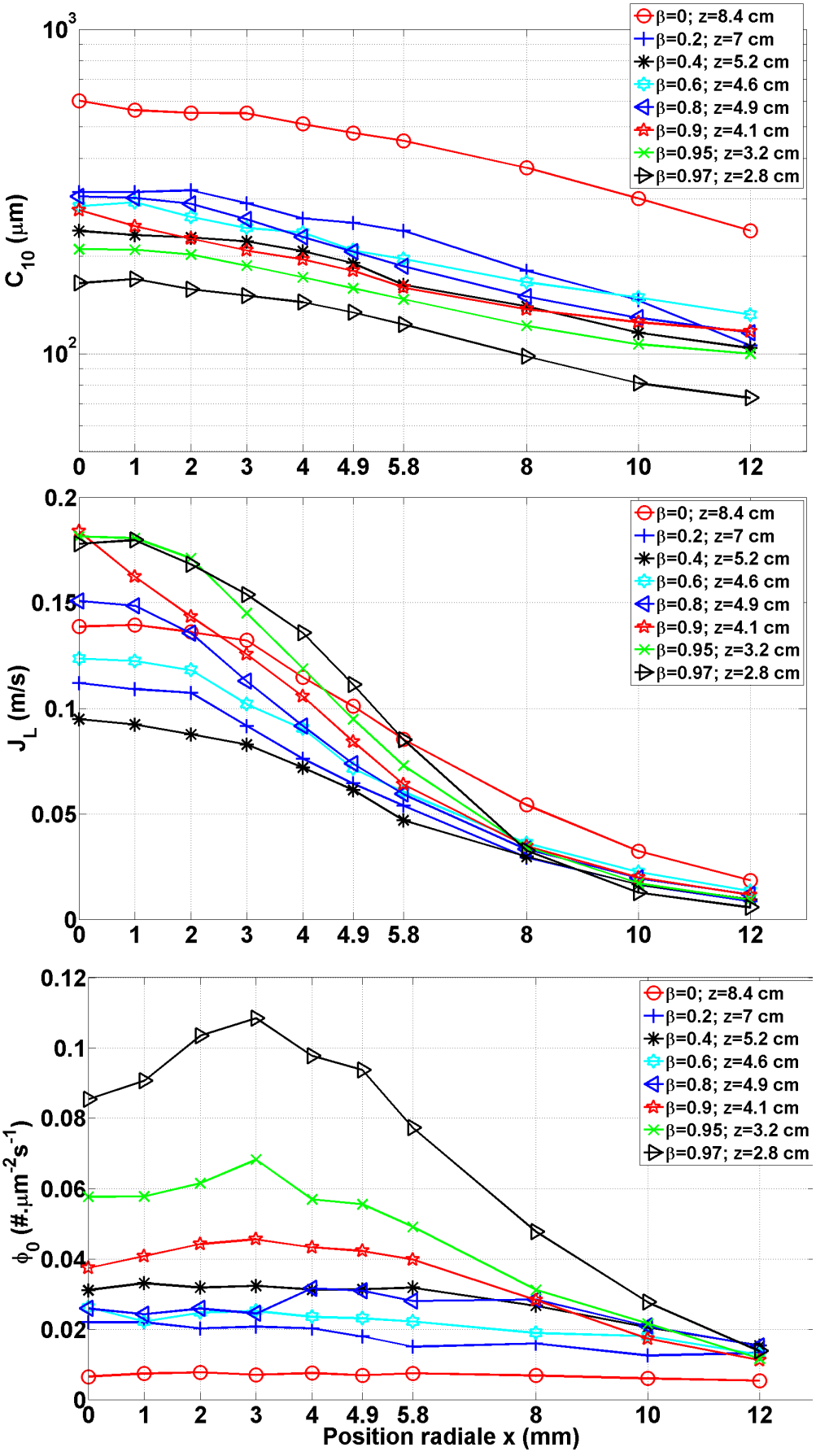


FIGURE 6.36 – Profils radiaux à β fixé, à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$ - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$ - En haut : C_{10} - Au milieu : J_l - En bas : ϕ_0

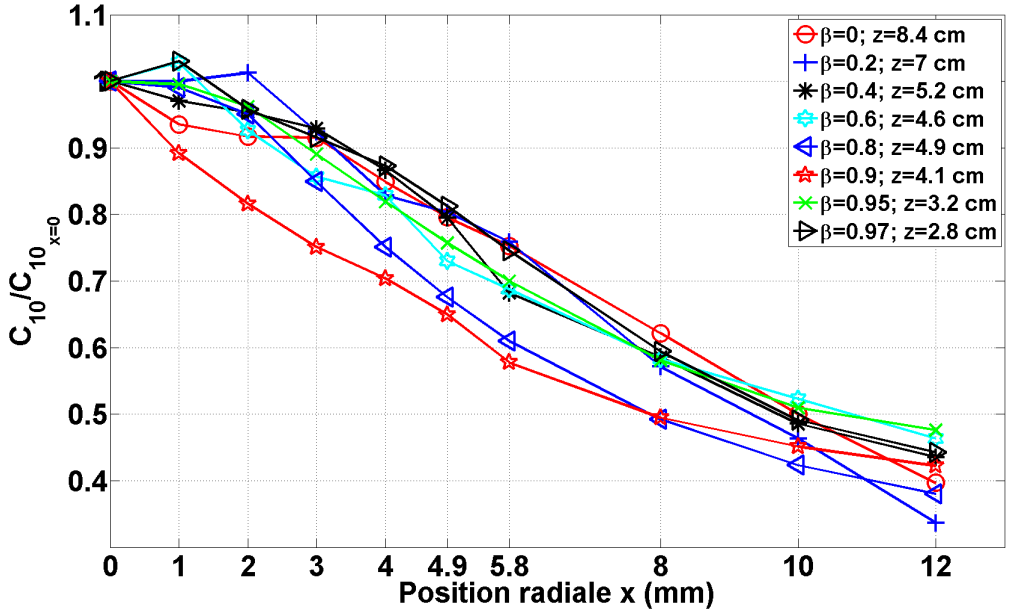


FIGURE 6.37 – $C_{10}/C_{10_{x=0}}$ en fonction de la position radiale x - $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$ - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$.

gamme de Bêtas.

$\beta = 0$	$\beta = 0,2$	$\beta = 0,4$	$\beta = 0,6$	$\beta = 0,8$	$\beta = 0,9$	$\beta = 0,95$	$\beta = 0,97$
7,6	13,1	10	9,2	12,9	16	20	32

TABLE 6.5 – Coefficient de réduction de J_l entre $x = 0$ mm et $x = 12$ mm par Bêta - $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$ - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$.

$z \setminus \beta$	$\beta = 0$	$\beta = 0,2$	$\beta = 0,4$	$\beta = 0,6$	$\beta = 0,8$	$\beta = 0,9$	$\beta = 0,95$	$\beta = 0,97$
$z = L_{i_{theorique}}$	108	108	98	112	99	96	92	89
$z = L10$ cm	117	89	80	50	50	53	60	69

TABLE 6.6 – Reconstitution des débits à partir des profils $J_l(x)$ à $z = L_{i_{theorique}}$ et à $z = L10$ cm. Débits à injecter pour $U_{lsup} = 0,61$ m/s : 100 L/h.

Nous avons retracé chaque profil de flux en les normalisant par l'écart entre les valeurs de J_l sur l'axe ($x = 0$ mm) et à $x = 12$ mm (graphique figure 6.40). Comparé à J_l (graphique du milieu figure 6.36), le rapport $J_l/(J_{l_{x=0}} - J_{l_{x=12}})$ reste confiné dans une bande représentée sur le graphique par les deux traits noirs délimitant l'ensemble des courbes. Sa largeur est relativement constante : l'évolution de $J_l/(J_{l_{x=0}} - J_{l_{x=12}})$ avec x et ses valeurs numériques ne sont que peu sensibles à Bêta. Ce résultat montre que pour toutes valeurs de Bêta, le flux volumique a la même distribution radiale.

Les profils radiaux du flux numérique (graphique du bas figure 6.36) subissent en revanche des changements drastiques à mesure que Bêta augmente. A $\beta = 0$, le profil est plat et le flux est inférieur à 0.01 gouttes par $\mu m^2.s$. Les cas des $0.2 < \beta < 0,8$ sont encore relativement plats mais présentent des valeurs deux à trois fois plus élevées qu'à $\beta = 0$. A partir de $\beta = 0,9$, les flux proches de l'axe augmentent plus fortement, surtout dans la zone des $x < 5,8$ mm, avec toujours un maximum à $x = 3$ mm qui correspond la zone sous la veine de l'écoulement diphasique. A $\beta = 0,97$, dont le profil est réalisé à $2,8$ cm de l'injecteur, nous retrouvons une

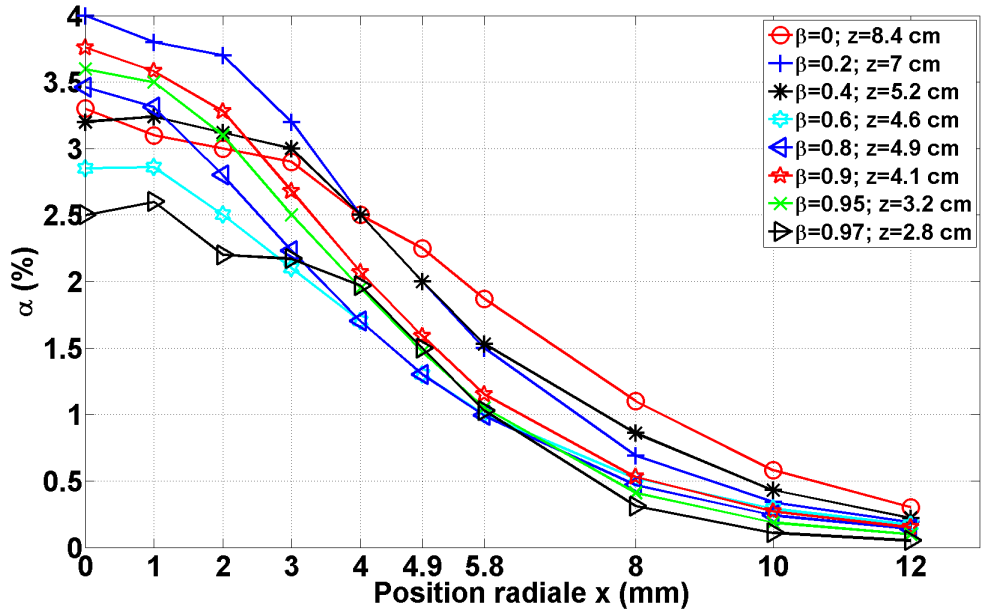


FIGURE 6.38 – Profil $\alpha(x)$ à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$ - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$.

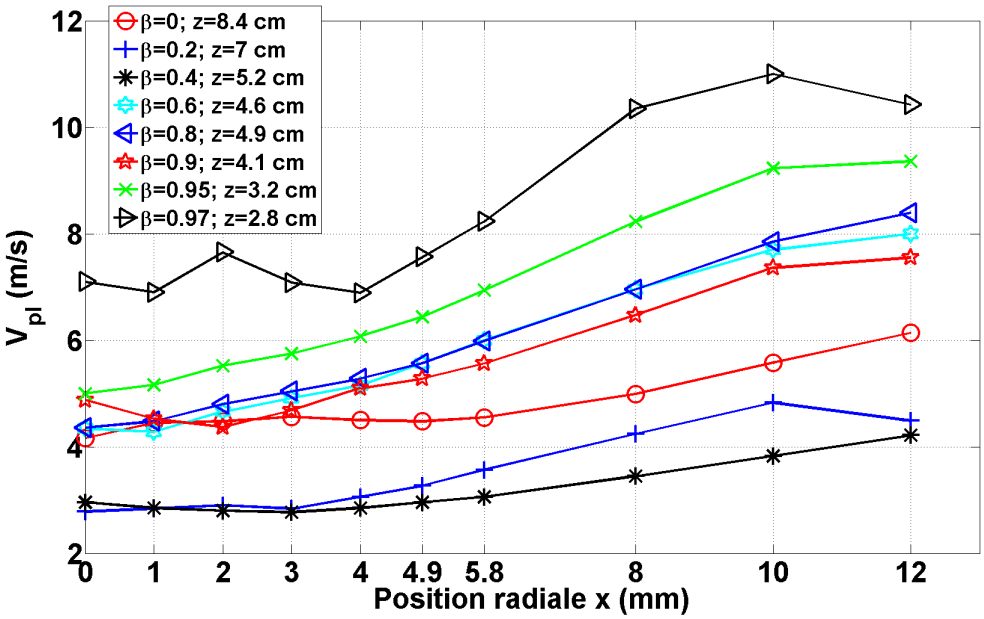


FIGURE 6.39 – Profil $V_{pl}(x)$ à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$ - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$.

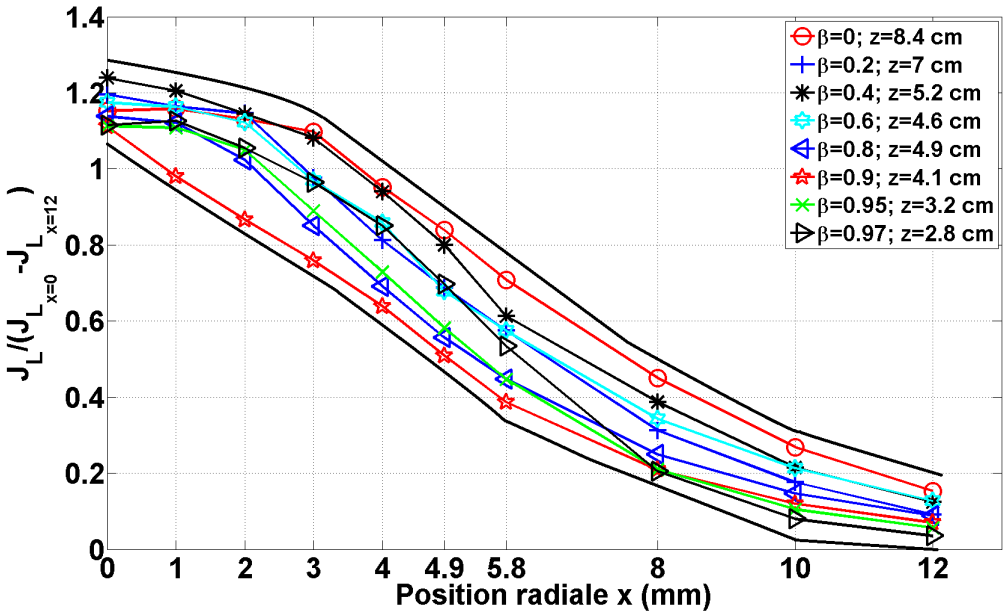


FIGURE 6.40 – $J_l/(J_{l_{x=0}} - J_{l_{x=12}})$ en fonction de la position radiale x - $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - ($U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s$) - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$.

forme de profil en cloche indiquant une production maximale de petites gouttes à $x = 3$ mm.
A $z = L_b + L_{b_{STD}}$, si l'augmentation de Bêta fait perdre en homogénéité au niveau des flux, elle augmente le nombre de petites gouttes, signe d'une atomisation plus efficace (d'ailleurs C_{10} diminue de façon monotone avec Bêta).

Les profils réalisés à 10 cm pour la campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s, regroupés figure 6.41, ont été effectués avec un incrément de 4 mm jusqu'à une distance $x = 28$ mm de l'axe. Comme aux autres distances de l'injecteur, et pour tous les Bêtas, C_{10} diminue à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. La forme en cloche du profil à $\beta = 0$ s'atténue à mesure que la quantité de gaz interne augmente, signe d'une homogénéisation de la taille de goutte moyenne sur le profil. L'écart entre le C_{10} mesuré sur l'axe et celui mesuré à $x = 28$ mm passe d'un facteur quatre à $\beta = 0$ à un facteur deux à $\beta = 0,97$.
Si l'on ne considère que la distance radiale sur laquelle les profils à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ ont été réalisés c'est-à-dire de $x = 0$ mm à $x = 12$ mm, les profils ont des formes très proches les unes des autres comme à $z = L_b + L_{b_{STD}}$.
Les profils de C_{10} normalisés par leur valeur du $C_{10_{x=0}}$ sur l'axe sont présentés sur le graphique figure 6.42. La diminution du C_{10} entre $x = 0$ mm et $x = 28$ mm varie entre 15 % et 70 %. Les cas monophasique et faible Bêta, sûrement en raison des grandes tailles mesurées près de l'axe, présentent une diminution beaucoup plus importante que les Bêtas supérieurs. Excepté le cas $\beta = 0,95$, dont nous ne comprenons pas l'augmentation entre $x = 24$ mm et $x = 28$ mm, les $\beta > 0,2$ voient leur $C_{10_{x=0}}$ chuter de $40 - 50$ %.

Sur le graphique du milieu, le flux volumique décroît à mesure que l'on s'éloigne de l'axe l'injecteur pour toutes les valeurs de Bêta. L'ajout de gaz externe fait diminuer J_l jusqu'à $x = 20$ mm excepté pour le cas $\beta = 0,97$ où le flux remonte mais sans revenir aux valeur du cas monophasique.
A $x > 20$ mm le cas $\beta = 0$ présente le flux le plus faible. De façon non monotone, le flux augmente entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,95$. A $\beta = 0,97$, le flux retombe à un niveau à peine supérieur à celui de $\beta = 0$. Le cas $\beta = 0,2$ a un J_l égal voire supérieur à ceux de $\beta = 0,95$ et $\beta = 0,97$ ce que l'on ne peut expliquer.
Le tableau 6.7, qui donne le rapport entre la valeur de J_l sur l'axe et celle à $x = 28$ mm, nous montre que entre $\beta = 0$ et $\beta = 0,95$, l'augmentation de Bêta homogénéise le flux sur le profil radial avec un rapport qui passe de 52 à 7, 8.
Le rapport $J_l/(J_{l_{x=0}} - J_{l_{x=28}})$ en fonction de x (graphique figure 6.43) est, comme à $z = L_b + L_{b_{STD}}$, confiné dans une bande d'épaisseur constante. A $z = 10$ cm, Bêta ne change toujours rien à la façon dont évolue J_l

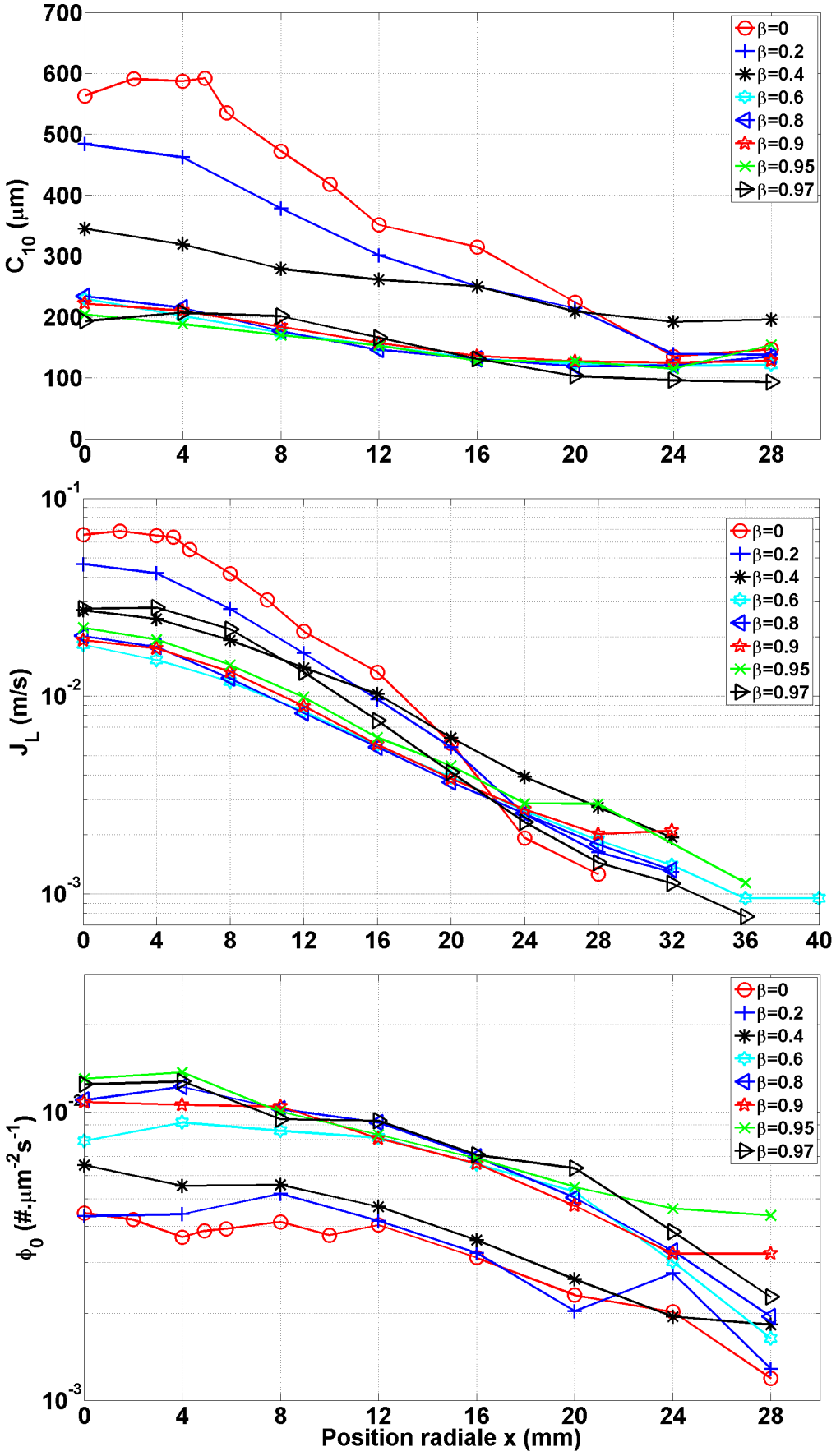


FIGURE 6.41 – Profils radiaux à $z = 10$ cm - $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$ - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$ - En haut : C_{10} - Au milieu : J_l - En bas : ϕ_0

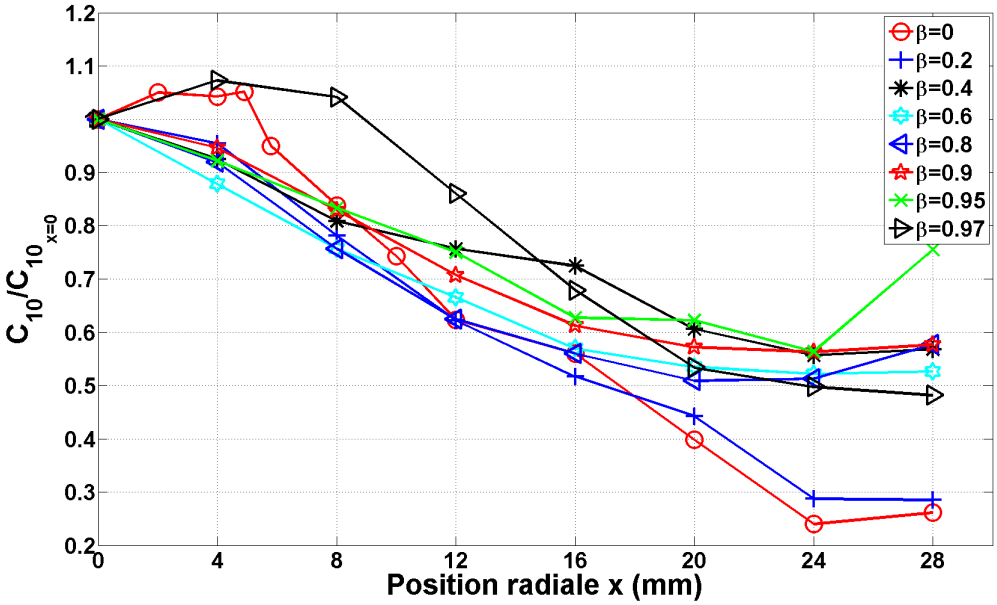


FIGURE 6.42 – $C_{10}/C_{10_{x=0}}$ en fonction de la position radiale x - $z = 10$ cm - ($U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s$) - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$.

radialement.

Le flux numérique ϕ_0 montre, sur le graphique du bas figure 6.41, des profils radiaux ayant une évolution similaire quelle que soit Bêta : ϕ_0 diminue à mesure qu'on s'éloigne de l'axe. En revanche les valeurs numériques constituant les profils augmentent avec Bêta.
A $z = 10$ cm, la hausse de la quantité de gaz interne engendre des profils radiaux plus homogènes aussi bien pour C_{10} que pour les flux J_l et ϕ_0. De plus C_{10} est réduit et ϕ_0 augmenté sur l'ensemble du profil. L'atomisation s'améliore donc à mesure que Bêta augmente, jusqu'à devenir optimale pour les $\beta > 0,8$, quand l'écoulement interne devient annulaire, où de petites gouttes sont produites en grande quantité.

$\beta = 0$	$\beta = 0,2$	$\beta = 0,4$	$\beta = 0,6$	$\beta = 0,8$	$\beta = 0,9$	$\beta = 0,95$	$\beta = 0,97$
52	29	10	9,7	11,3	9,5	7,8	19

TABLE 6.7 – Coefficient de réduction de J_l entre $x = 0$ mm et $x = 28$ mm par Bêta - $z = 10$ cm.

A une distance légèrement supérieure à la longueur de brisure, les profils présentent des répartitions radiales similaires au cas du jet monophasique. En revanche, pour une position suffisamment éloignée de l'injection, et en particulier située au delà de la longueur de brisure, le caractère diphasique du jet central conduit à une homogénéisation significative des profils aussi bien sur la taille moyenne des gouttes que sur les flux à l'exception du cas du régime d'atomisation de nappe ($\beta = 0,97$) pour lequel la répartition en taille a un comportement spécifique. En outre, les profils de flux volumique normalisés par l'écart entre le flux sur l'axe et sa valeur à large distance radiale s'avèrent peu sensibles à la fraction de débit de gaz interne sur toute la gamme de beta.

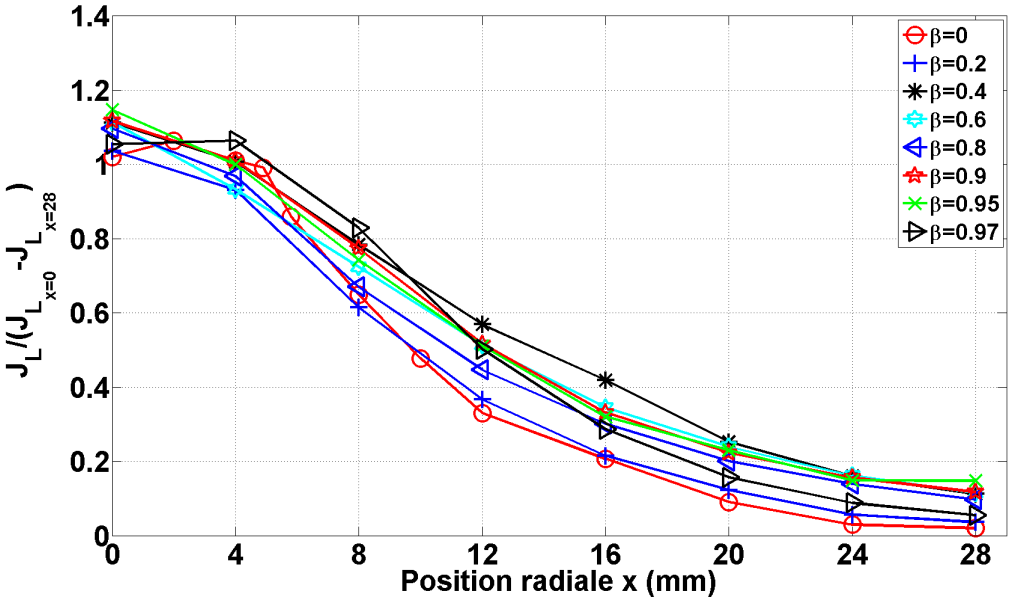


FIGURE 6.43 – $J_l/(J_{l_{x=0}} - J_{l_{x=28}})$ en fonction de la position radiale x - $z = 10$ cm - ($U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s$) - géométrie gros diamètre avec convergent - $M = 16$.

6.2.4 Comparaison avec géométrie sans convergent.

Afin de tester un éventuel effet du convergent, une série de points de mesure a été réalisé sur les géométries avec et sans convergent pour un même jeu de paramètres, $U_{lsup} = 0,61$ m/s et $U_{gext} = 71$ m/s, et pour Bêta variant de 0 à $0,97$. La sonde a été placée à 15 cm de l'injecteur, sur l'axe. Nous avons choisi cette position toujours en supposant qu'à cette distance, tous les mécanismes de brisure primaire sont terminés.
Les résultats sur les graphiques de la planche en annexe F montrent peu de différences entre les deux géométries. Seul le cas $\beta = 0,8$ montre un écart notable au niveau des tailles de gouttes et des flux volumiques : les deux quantités sont plus élevés pour l'injecteur avec convergent. Si pour les deux géométries, le régime d'écoulement interne est "churn" à ces conditions, il présente tout de même des différences marquées qui se retrouvent sur les caractéristiques du spray. Les deux photographies figure 6.44 les illustrent. A gauche, l'écoulement "churn" de la géométrie avec convergent consiste en une succession continue de bouchons dont le film liquide est irrégulier, de bouchons liquide chargés de bulles dont les interfaces sont déformées, à aucun moment nous n'avons observé de bouchons liquides dont la taille axiale pourrait excéder le diamètre du tube. En revanche, en présence d'un convergent, nous observons un bouchon liquide entre deux bouchons gazeux dont la dimension axiale est de $\approx 4H_l$. Quand ce bouchon sort de l'injecteur il s'atomise moins bien que les films liquides entourant les inclusions gazeuses. Nous retrouvons ici l'effet du régime d'écoulement constaté sur C_{10} lors des essais où deux distances mixeur-injecteur sont comparées (cf. chapitre 4 tableau 4.3), où le C_{10} le plus grand correspond à la configuration présentant les plus grands bouchons liquides. Ici nous constatons aussi cet effet sur le flux volumique.

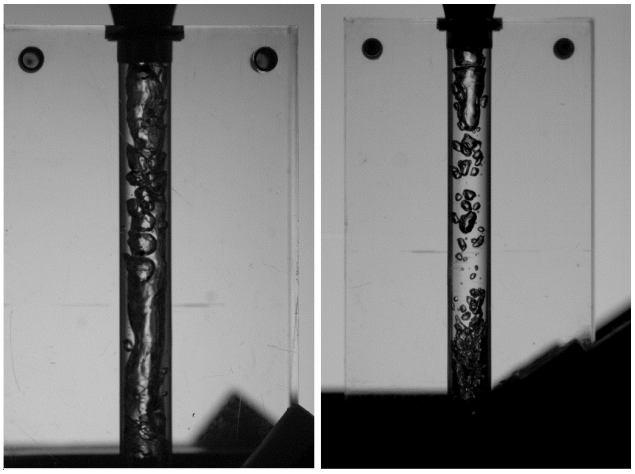


FIGURE 6.44 – Écoulement de type "churn" pour les géométries avec (à gauche) et sans (à droite) convergent - $U_{lsup} = 0,61$ m/s et $U_{gext} = 71$ m/s

6.2.5 Comparaison avec géométrie annulaire.

Nous disposons d'injecteurs forçant un régime annulaire grâce auxquels nous pouvons faire varier deux caractéristiques fines de la structure de l'écoulement : l'épaisseur du film liquide Ep_{film} d'une part et la longueur d'interaction entre le courant de gaz central et le film avant sortie de l'injecteur L_{film} d'autre part. Nous avons donc exploité ces géométries pour apprécier l'effet de ces variables et aussi pour comparer le cas de régimes annulaires forcés par la géométrie aux régimes annulaires se mettant naturellement en place dans l'injecteur. Pour les conditions, $U_{lsup} = 0,61$ m/s et $U_{gext} = 71$ m/s, nous avons testé sur l'injecteur annulaire deux valeurs de Bêta, $0,6$ et $0,97$, valeurs qui sur l'injecteur gros diamètre avec convergent présentent deux régimes d'écoulement interne, et donc d'atomisation, distincts. A $\beta = 0,6$, l'écoulement interne est à bulles, l'atomisation se fait donc par les mêmes mécanismes qu'en conditions monophasiques, stripping et flapping. A $\beta = 0,97$, l'écoulement interne est annulaire, nous sommes dans un régime d'atomisation de nappe avec passage de (petits) blocs liquides. Pour chacun des points de fonctionnement l'épaisseur du film liquide ainsi que sa longueur de course ont été variées. Les tailles de goutte ont été mesurées sur l'axe à $z = 15$ cm.

Effet de l'épaisseur de film, Ep_{film}.

Le tableau 6.8 montre que quelle que soit Ep_{film} les gouttes produites sur l'injecteur annulaire sont plus petites que celles produites sur l'injecteur grand diamètre.
A $\beta = 0,6$, les épaisseurs de film les plus fines, $0,3$ et $0,6$ mm, montrent des tailles quasi deux fois plus petites que sur l'injecteur gros diamètre. D'un côté on atomise une nappe annulaire, de l'autre un jet bullé, cette différence de tailles entre ces deux régimes d'atomisation a déjà été constatée dans nos précédents résultats. L'impact de l'épaisseur du film liquide sur C_{10} est faible entre $Ep_{film} = 0,3$ mm et $Ep_{film} = 0,6$ mm. En revanche, entre $Ep_{film} = 0,6$ mm et $Ep_{film} = 0,8$ mm, C_{10} augmente d'un facteur $\approx 1,5$ et se rapproche de la valeur du C_{10} mesuré sur la géométrie gros diamètre.
A $\beta = 0,97$, les tailles moyennes de gouttes sont inférieures à celles de $\beta = 0,6$ quelle que soit la configuration géométrique. Nous trouvons encore un C_{10} plus élevé pour la géométrie gros diamètre bien que l'on soit dans un régime d'atomisation quasi similaire sur les deux géométries. Sur l'injecteur gros diamètre, l'épaisseur du film n'est pas contrôlée et peut ainsi présenter des échelles de longueur variées, différentes de celles des trois épaisseurs de film fixées. Sur l'injecteur annulaire, les tailles moyennes de gouttes correspondant aux trois épaisseurs de film sont équivalentes. Ces tests montrent bien que les tailles de gouttes sont sensibles à des caractéristiques fines de la topologie, en l'occurrence ici l'épaisseur des films liquides avant sortie de l'injecteur.

Effet de la longueur de course du film liquide, L_{film}.

Les valeurs de C_{10} consignées dans le tableau 6.9, indiquent, quel que soit Bêta, un accroissement global de la taille moyenne de gouttes à mesure que la longueur de course du film liquide interne à l'injecteur augmente. Nous supposons que le film se déstabilise sur cette distance et forme des vagues d'amplitude croissante perdant ainsi sa régularité. De ce fait les échelles de longueurs peuvent changer et ainsi impacter les tailles de gouttes. La série d'image figure 6.45 montre l'évolution de la structure du jet/spray à $\beta = 0,6$ pour les quatre longueurs de course du film. On voit clairement le jet évoluer à mesure que L_{film} augmente : le spray devient de moins en moins ouvert et pour le L_{film} le plus élevé, on observe de grandes structures liquides atteignant la sonde.

L'effet de l'épaisseur du film sur les tailles de gouttes est assez net : les films les plus fins conduisent aux tailles les plus petites. Une différence drastique est constatée entre l'atomisation d'un film peu ou pas perturbé et celle d'un film ayant une interaction plus longue avec le gaz interne. Cette dernière configuration conduit à des tailles de gouttes plus élevées mais aussi une structure de jet/spray différente où une plus grande part de gros fragments liquides s'écoulent selon l'axe. Notons que les tailles mesurées sur l'injecteur de grand diamètre sont intermédiaires entre les valeurs minimales et maximales de L_{film} considérées. Ceci montre à nouveau qu'en régime type annulaire, les caractéristiques fines de la topologie de l'écoulement interne affectent les dimensions des inclusions formées.

Ep_{film} (mm)	0.3	0.6	0.8	Géométrie gros diamètre
$\beta = 0,6$	206	209	326	375
$\beta = 0,97$	141	172	147	270

TABLE 6.8 – Taille moyenne en μm des gouttes pour trois épaisseurs de film liquide sur l'injecteur annulaire ($L_{film} = 7$ mm) pour l'injecteur gros diamètre avec convergent - Mesure sur l'axe à $z = 15$ cm aux conditions $U_{lsup} = 0,61$ m/s et $U_{gext} = 71$ m/s

L_{film} (mm)	0	7	14	21	Géométrie gros diamètre
$\beta = 0,6$	299	206	388	578	375
$\beta = 0,97$	140	141	235	449	270

TABLE 6.9 – Taille moyenne en μm des gouttes pour quatre longueurs de course du film liquide sur l'injecteur annulaire (épaisseur de film $Ep_{film} = 0,3$ mm) pour l'injecteur gros diamètre avec convergent - Mesure sur l'axe à $z = 15$ cm aux conditions $U_{lsup} = 0,61$ m/s et $U_{gext} = 71$ m/s

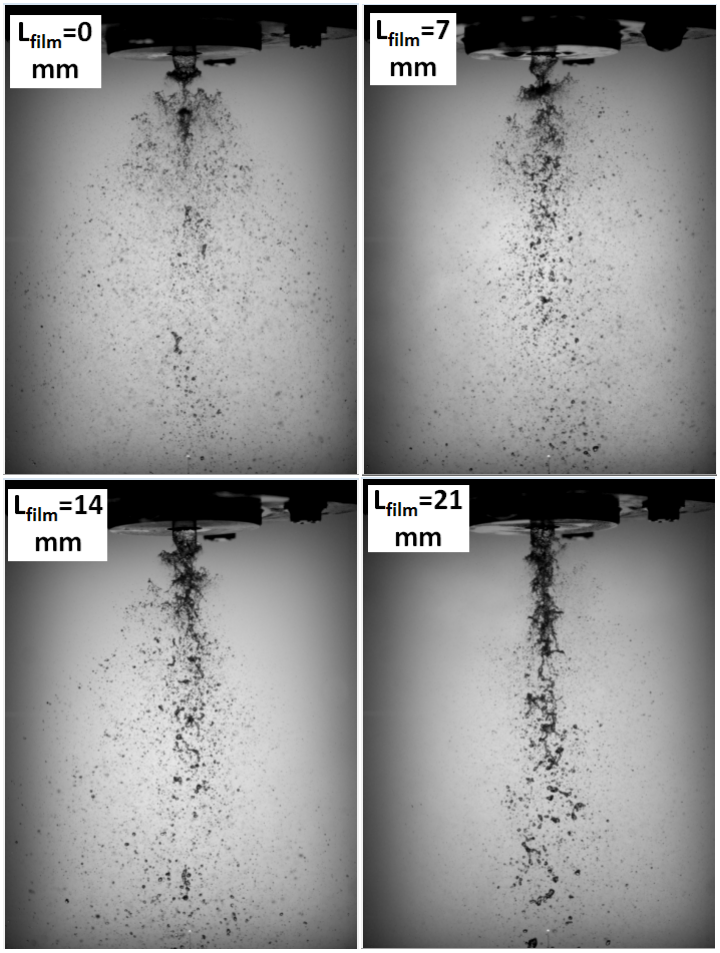


FIGURE 6.45 – Évolution du spray avec l'augmentation de L_{film} ($Ep_{film} = 0,3$ mm) - $U_{lsup} = 0,61$ m/s, $U_{gext} = 71$ m/s et $\beta = 0,6$.

6.2.6 Résumé des évolutions dues à l'ajout de gaz interne en zone éloignée injecteur.

En zone éloignée de l'injection, la forme des distributions de cordes est peu sensible à la fraction de débit gaz interne. Elle présente un plateau marqué à faible vitesse de gaz externe pour évoluer vers une distribution plus piquée lorsque U_{gext} augmente. Par des mesures réalisées sur l'axe à la fois en zone proche de la longueur de brisure ainsi que plus loin en aval, nous avons montré que le régime d'écoulement interne et les structures liquides associées présentées au chapitre 4 ont un net impact sur la dimension des inclusions liquides.

- En régime à bulles, les tailles moyennes restent inférieures à celles observées en monophasique aux mêmes vitesses de liquide et de gaz externe. La taille diminue avec la fraction de débit de gaz interne pour atteindre une réduction maximale comprise entre 40 %et 50 %. Parallèlement, la dépendance à la vitesse du gaz externe est proche de U_{gext}^{-2} comme sur un jet purement liquide.
- En augmentant suffisamment la fraction de débit gaz interne pour sortir du régime à bulles, l'apparition de nouvelles structures de type "parapluies", associées au passage de blocs liquides est responsable de l'augmentation drastique de la taille moyenne des inclusions liquides par rapport au cas monophasique. Cette augmentation est très forte à la distance de brisure où elle peut atteindre presque 2 fois la taille des gouttes en monophasique à mêmes vitesses liquide et gaz externe. Toutefois, en se déplaçant plus loin en aval, ces structures se brisent sous l'action du gaz externe et conduisent à des tailles moyennes de gouttes comprises entre $0,5$ à 1 fois (selon la vitesse du gaz externe) leur dimension en monophasique. Dans ces plages, la dépendance à U_{gext} reste proche de U_{gext}^{-2}.
- En augmentant la fraction de débit de gaz interne au delà de typiquement $0,97$, on entre dans un régime annulaire "pur" qui conduit à la formation d'une nappe liquide en sortie d'injecteur. Les tailles se réduisent fortement du fait de l'action du gaz interne qui affine l'épaisseur de la nappe et participe à sa déstabilisation et à son atomisation. La dépendance de la corde moyenne C_{10} à la vitesse du gaz externe U_{gext} est alors réduite puis lorsque U_{gext} excède largement U_{gint} (typiquement d'un facteur 5), on retrouve une décroissance de la corde moyenne en U_{gext}^{-2}. Notons que dans ce régime, les tailles de gouttes sont inférieures (à U_{gext} réduits) puis supérieures (à très forts U_{gext}) au cas monophasique.

Concernant le régime annulaire, des essais menés sur l'injecteur annulaire donc avec une topologie de la répartition des phases bien contrôlée, ont mis en évidence l'impact significatif de l'épaisseur de film ainsi que de la longueur d'interaction entre l'écoulement du gaz interne et le film sur les dimensions des gouttes produites. Lorsque l'écoulement annulaire se met en place naturellement dans une conduite, ces caractéristiques topologiques sont fluctuantes et produisent donc des gouttes de tailles variables.

Pour une seule condition en vitesse ($U_{lsup} = 0,61$ m/s ;$U_{gext} = 71$ m/s) mais en balayant l'ensemble des régimes diphasiques depuis $\beta = 0$ à $\beta = 0,97$, des profils radiaux ont été mesurés. A une distance de l'injection nettement supérieure à la longueur de brisure, tous les régimes diphasiques conduisent à une meilleure homogénéisation radiale des tailles de gouttes et des flux en comparaison avec le cas monophasique avec toutefois des déviations marquées dans les régimes conduisant à la formation de nappes.
Globalement, l'injection de gaz dans le jet central augmente la production de gouttes tout en diminuant leur taille moyenne et homogénéise leur répartition. Ces tendances résultent d'une analyse des valeurs moyennes, et il est bon de rappeler que pour tous les régimes à bouchons, les régimes de type "churn" et pour la transition churn-annulaire, le passage de "blocs" liquides rend le spray fortement instationnaire.

Chapitre 7

Effet du gaz interne sur les gouttes produites - Géométrie Petit diamètre ($\emptyset = 3,5\ mm$)

La géométrie petit diamètre va nous permettre de tester un éventuel effet de H_l sur les caractéristiques du spray. Sur cette géométrie, trois vitesses superficielles du liquide ont été utilisées : $U_{lsup} = 0,2$, $U_{lsup} = 1$ et $U_{lsup} = 2$ m/s. Pour chacune d'elle Bêta et U_{gext} ont été variés respectivement de 0 à $0,97$ (excepté pour $U_{lsup} = 2$ m/s où nous n'avons pu atteindre que $\beta = 0,9$) et de 30 m/s à 129 m/s. Comme pour les campagnes précédentes, les caractéristiques du spray ont été mesurées localement avec la sonde optique à différentes positions. Pour les vitesses ayant un facteur dix d'écart, $U_{lsup} = 0,2$ et $U_{lsup} = 2$ m/s la sonde a été placée sur l'axe à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ dans le but d'effectuer une mesure homothétique d'un point de fonctionnement à un autre. Pour $U_{lsup} = 1$ m/s, la position de mesure se trouve sur l'axe à 6 cm de l'injecteur, distance à laquelle nous sommes sûrs d'être en aval de la brisure principale du jet puisque là encore nous sommes à une distance axiale étant au minimum le double de la longueur de brisure (excepté pour quatre points de fonctionnement où à la fois la vitesse du gaz externe et Bêta sont faibles).
Des profils radiaux ont également été effectués à trois distances de l'injecteur, pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s avec $\beta = 0,9$ et $U_{gext} = 100$ m/s. Comme pour les campagnes sur les autres géométries, nous allons analyser l'effet de U_{gext} et de Bêta sur les Pdfs de cordes centrées ainsi que sur les caractéristiques du spray, c'est-à-dire, les tailles moyennes de gouttes et les flux et vitesses.

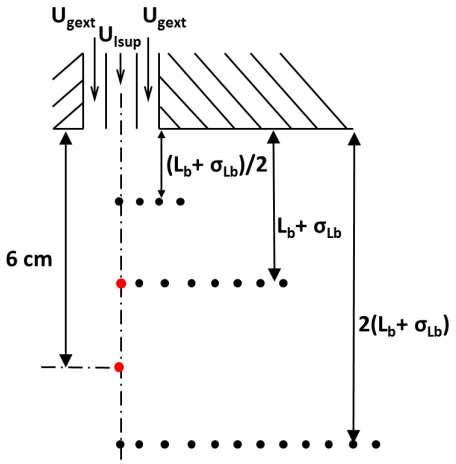


FIGURE 7.1 – Représentation des positions de la sonde optique - Campagnes avec géométrie petit diamètre.

7.1 Pdfs de cordes.

Dans cette partie sur les Pdfs de tailles de gouttes mesurées sur l'axe, nous proposons trois figures : une pour chaque vitesse superficielle du liquide étudiée. Sur chacune des figures quatre graphiques apparaissent. Chaque graphique correspond à une valeur extrémale de la gamme d'un des paramètres de contrôle U_{gext} ou Bêta. Chaque figure est organisée de la façon suivante :

- En haut à gauche : $U_{gext} = 30$ m/s avec Bêta variable.
- En bas à gauche : $U_{gext} = 129$ m/s avec Bêta variable.
- En haut à droite : $\beta = 0$ avec U_{gext} variable.
- En bas à droite : $\beta = 0,97$ (pour $U_{lsup} = 2$ m/s, $\beta = 0,9$) avec U_{gext} variable.

Pour chaque valeur de U_{lsup}, nous allons analyser les gammes sur lesquelles la valeur maximale du rapport $Corde/C_{10}$ (notée C/C_{10} par la suite) évoluent afin de juger d'un éventuel impact de U_{gext} et/ou Bêta sur ces courbes. Nous rappelons que le point de chaque courbe correspondant à la classe de C/C_{10} la plus petite est en dehors de la gamme de tailles que la sonde mesure sans biais statistique. Dans les descriptions de Pdfs précédentes nous avions isolé ces points avec une ligne noire. Ici en raison de la façon dont sont réparties les courbes sur les graphiques, il n'est pas possible d'isoler ces point avec une seule ligne. Pour éviter de surcharger les graphiques nous avons préféré les laisser tels quels.
Pour la description, la classe maximale du rapport C/C_{10} présentée par chaque courbe sera notée $(C/C_{10})_{max}$. Nous allons analyser comment évoluent la gamme de $(C/C_{10})_{max}$, ainsi que la forme des Pdfs, avec U_{gext} et Bêta.

7.1.1 $U_{lsup} = 0,2$ m/s.

A $U_{lsup} = 0,2$ m/s, les Pdfs tracées à U_{gext} fixe et Bêta variable (colonne de gauche figure 7.2) sont assez bien collapsées excepté pour les cas $\beta = 0,6$ et $\beta = 0,9$ qui présentent de sensibles différences à $U_{gext} = 30$ m/s (en haut à gauche). A $U_{gext} = 129$ m/s (en bas à gauche), la Pdf de $\beta = 0,9$ se démarque nettement des autres. Le tableau 7.1 donne les gammes sur lesquelles évolue $(C/C_{10})_{max}$. Nous y voyons que U_{gext} en augmentant de 30 à 129 m/s fait croître les valeurs et la largeur de la gamme de $(C/C_{10})_{max}$. L'augmentation de U_{gext} rend plus large la gamme de valeurs de C/C_{10} mesurées pour les différents Bêtas et modifie la forme des Pdfs en faisant disparaitre le plateau présent sur les Pdfs à $U_{gext} = 30$ m/s.
Les Pdfs tracées à Bêta fixe et U_{gext} variable (colonne de droite figure 7.2) montrent que les cas $U_{gext} = 30$ m/s et $U_{gext} = 40$ m/s se comportent différemment des autres et cela sur toute la gamme de Bêta (seuls les cas $\beta = 0$ et $\beta = 0,97$ sont illustrés ici mais il en est de même pour les autres Bêtas). La gamme $(C/C_{10})_{max}$ et les formes des Pdfs sont peu sensibles à l'évolution de Bêta.

	$U_{gext} = 30$ m/s	$U_{gext} = 129$ m/s	$\beta = 0$	$\beta = 0,97$
$(C/C_{10})_{max}$	$[5;10]$	$[13;50]$	$[2;23]$	$[3;27]$

TABLE 7.1 – Gamme de valeurs minimales et maximales de C/C_{10} pour $U_{sup} = 0,2$ m/s - Géométrie petit diamètre.

7.1.2 $U_{lsup} = 1$ m/s.

A $U_{lsup} = 1$ m/s, les graphiques figure 7.3 montrent deux zones :

- La zone où $C > 0,3 - 0.5\ C_{10}$ où les Pdfs globalement collapsent montrant ainsi peu de sensibilité à la variation de U_{gext} (quand Bêta est fixe) ou de Bêta (quand U_{gext} est fixe).
- La zone où $C < 0,3 - 0.5\ C_{10}$ où l'on observe des différences sensibles entre les pdfs. Ces différences s'estompent avec l'augmentation de U_{gext}.

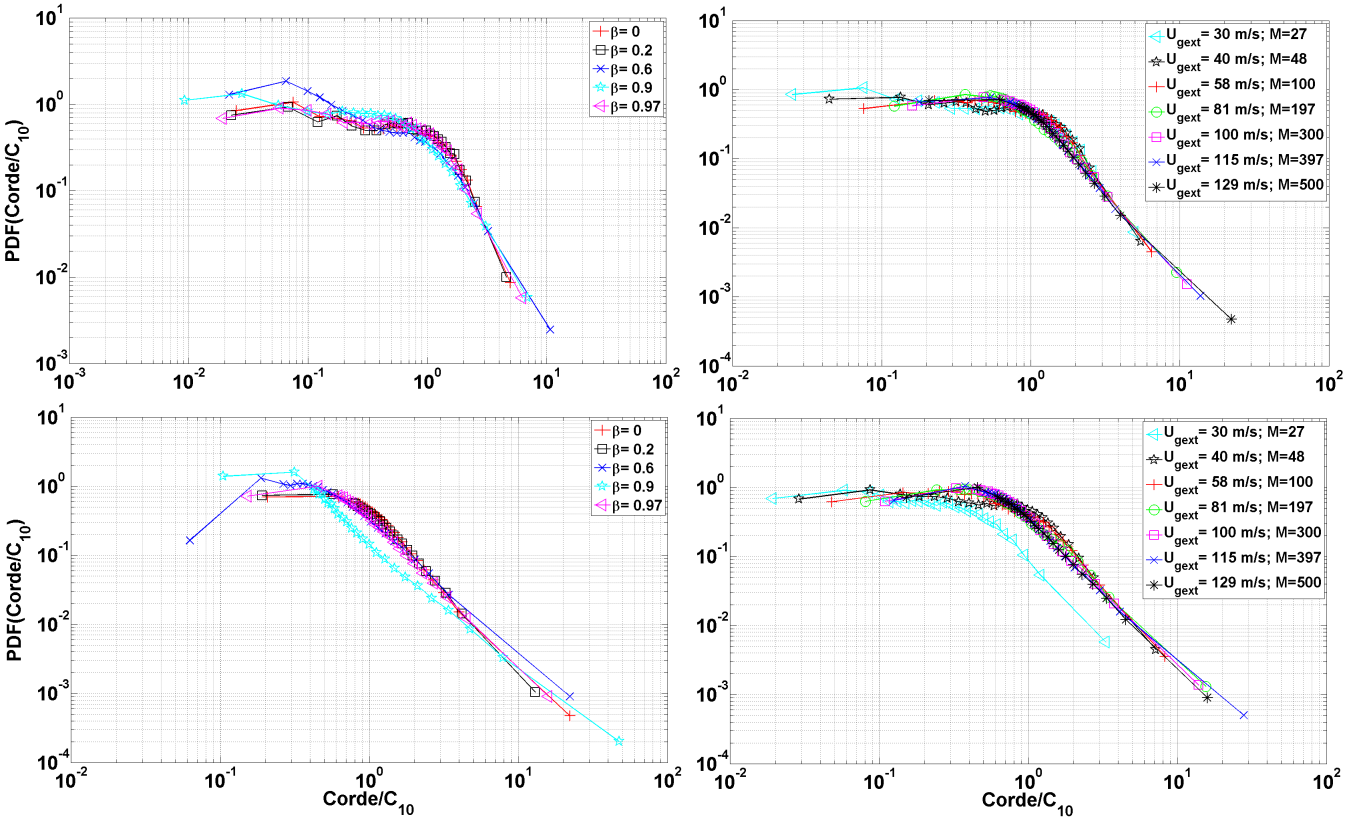


FIGURE 7.2 – Pdfs de corde centrées sur C_{10} pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s - $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En haut à gauche : $U_{gext} = 30$ m/s, en bas à gauche : $U_{gext} = 129$ m/s, en haut à droite : $\beta = 0$, en bas à droite : $\beta = 0,97$ - Géométrie petit diamètre.

Le tableau 7.2 donne les gammes sur lesquelles évolue $(C/C_{10})_{max}$. L'augmentation de $U_{gext} = 30$ m/s (graphique en haut à gauche figure 7.3) à $U_{gext} = 129$ m/s (graphique en bas à gauche figure 7.3) réduit drastiquement les gammes de $(C/C_{10})_{max}$: U_{gext} resserre les tailles de gouttes. Sur la forme des Pdfs, on observe une sensible différence entre $U_{gext} = 30$ m/s et $U_{gext} = 129$ m/s : un plateau à faible U_{gext} qui disparait à fort U_{gext}.
Bêta (graphiques de droite figure 7.3) en augmentant fait augmenter la largeur de la plage de $(C/C_{10})_{max}$. Cependant, la probabilité d'avoir une valeur de C/C_{10} dans la classe 50 C_{10} est très faible ($\approx 10^{-4}$). Comme U_{gext}, Bêta a un impact léger sur la forme des Pdfs. Si Bêta homogénéise les petites tailles, il est responsable de l'émergence de nouvelles grandes classes de taille.

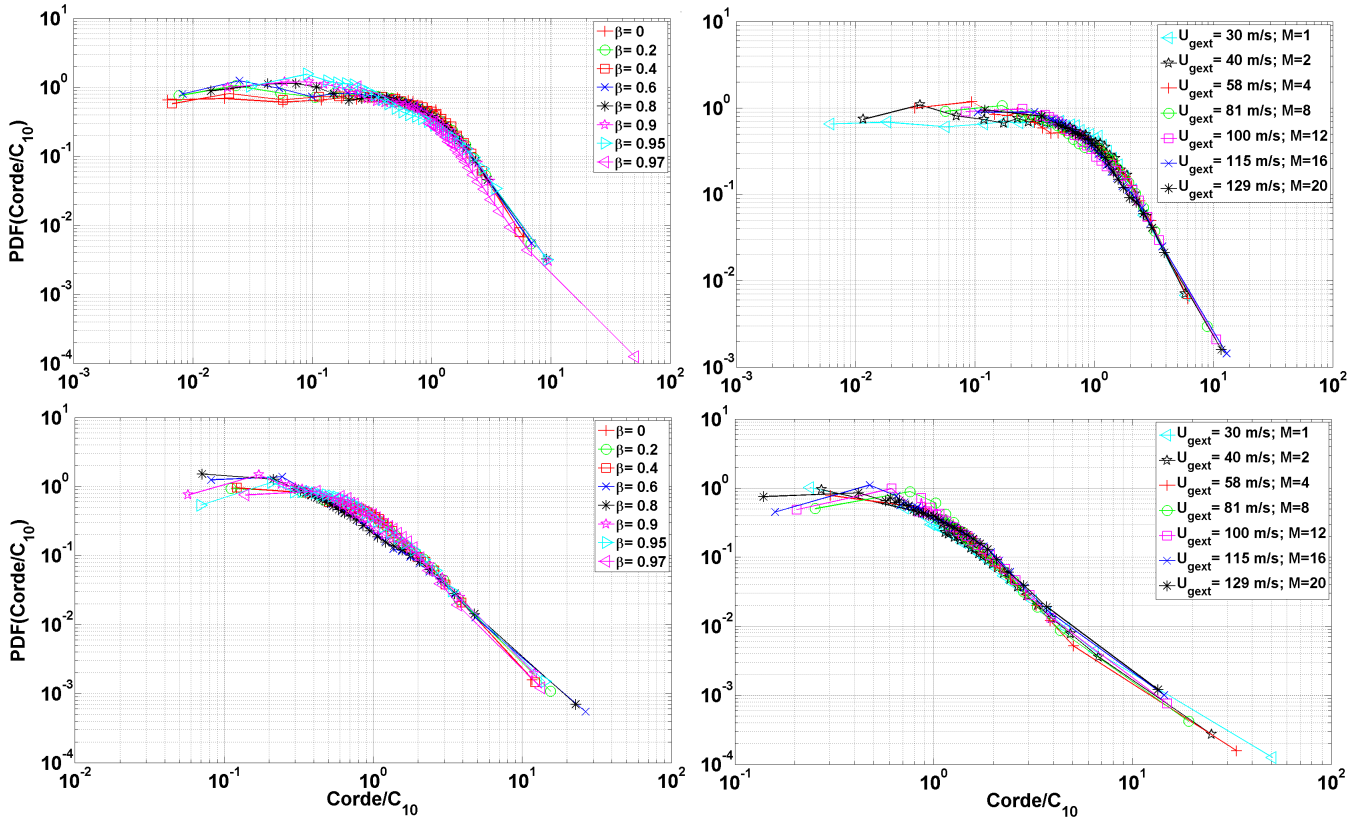


FIGURE 7.3 – Pdfs de corde centrées sur C_{10} pour $U_{lsup} = 1$ m/s - $z = 6$ cm - En haut à gauche : $U_{gext} = 30$ m/s, en bas à gauche : $U_{gext} = 129$ m/s, en haut à droite : $\beta = 0$, en bas à droite : $\beta = 0,97$ - Géométrie petit diamètre.

	$U_{gext} = 30$ m/s	$U_{gext} = 129$ m/s	$\beta = 0$	$\beta = 0,97$
$(C/C_{10})_{max}$	$[6; 50]$	$[11; 27]$	$[6; 12]$	$[14; 50]$

TABLE 7.2 – Gamme de valeurs minimales et maximales de C/C_{10} pour $U_{sup} = 1$ m/s - Géométrie petit diamètre.

7.1.3 $U_{lsup} = 2$ m/s.

A $U_{lsup} = 2$ m/s, les graphiques de la figure 7.4 présentent aussi deux zones :
- La zone où $C > 0,15 - 0.4\ C_{10}$ où les Pdfs globalement collapsent montrant ainsi peu de sensibilité à la variation de U_{gext} (quand Bêta est fixe) ou de Bêta (quand U_{gext} est fixe).
- La zone où $C < 0,15 - 0.4\ C_{10}$ où l'on observe des différences sensibles entre les pdfs qui s'estompent avec l'augmentation de U_{gext} et de Bêta.

Ici les augmentations respectives de U_{gext} et de Bêta ont les mêmes effets :

- elles modifient les formes des Pdfs en en les rapprochant les unes des autres.
- Sur le tableau 7.3, on voit que les augmentations de U_{gext} et de Bêta réduisent la largeur des gammes de $(C/C_{10})_{max}$.

Un accroissement de U_{gext} et de Bêta homogénéise donc les tailles de gouttes.

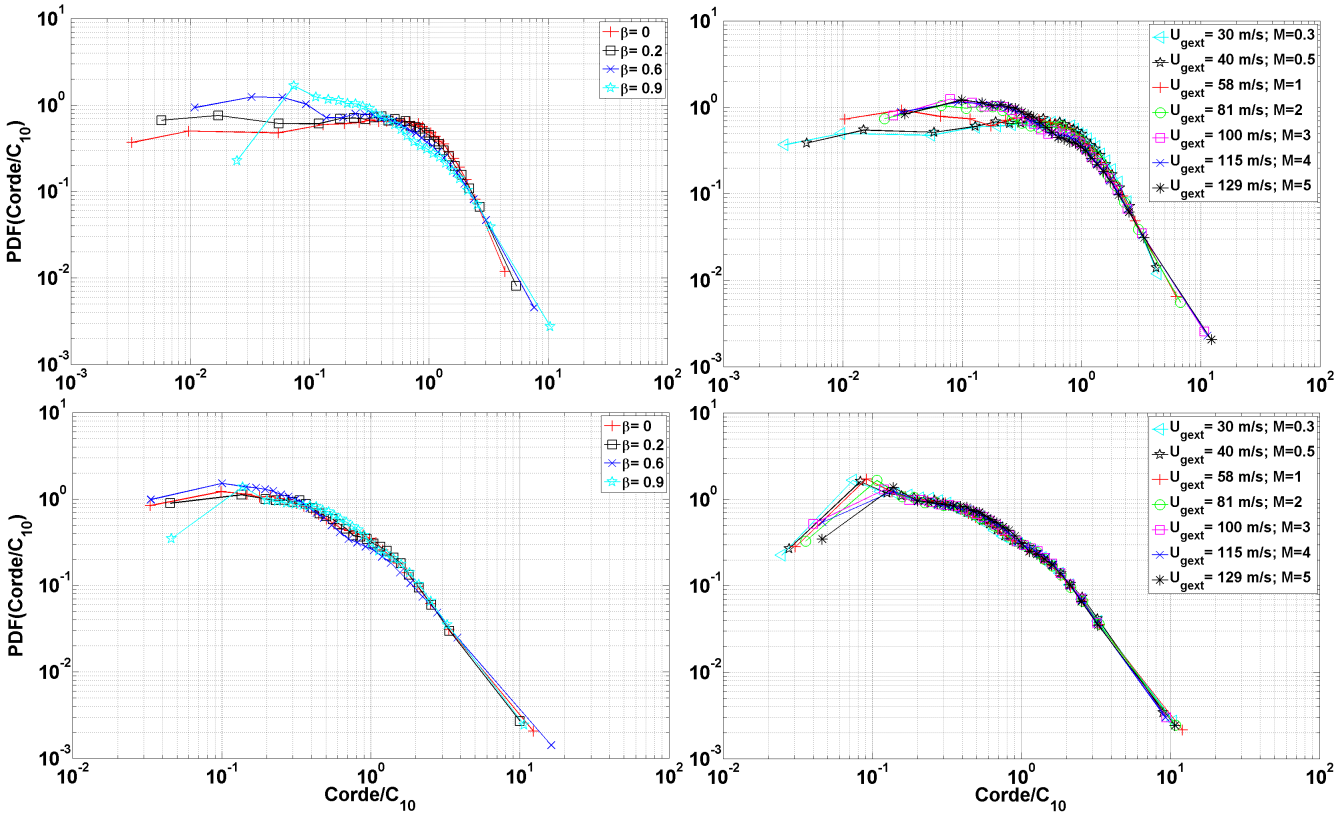


FIGURE 7.4 – Pdfs de corde centrées sur C_{10} pour $U_{lsup} = 2$ m/s - $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En haut à gauche : $U_{gext} = 30$ m/s, en bas à gauche : $U_{gext} = 129$ m/s, en haut à droite : $\beta = 0$, en bas à droite : $\beta = 0,9$ - Géométrie petit diamètre.

	$U_{gext} = 30$ m/s	$U_{gext} = 129$ m/s	$\beta = 0$	$\beta = 0,9$
$(C/C_{10})_{max}$	$[4; 10]$	$[1; 1, 7]$	$[4; 12]$	$[9; 11]$

TABLE 7.3 – Gamme de valeurs minimales et maximales de C/C_{10} pour $U_{sup} = 2$ m/s - Géométrie petit diamètre.

En résumé :

- Les mêmes formes de pdf que sur l'injecteur grand diamètre sont observées sur l'injecteur petit diamètre. En particulier la plage de variation autour de la moyenne est quasiment identique.
- Comme pour l'injecteur grand diamètre, la forme des pdf centrées s'avère aussi quasiment insensible à la fraction volumique de gaz (β) pour un couple (U_{lsup}, U_{gext}) fixé
- De même, la forme des distribution évolue entre présence d'un large plateau (s'étendant typiquement entre 10^{-2} et $0,7\ C_{10}$) et la formation d'un maximum situé vers $0,2 - 0,4C_{10}$. Sur ces essais menés pour plusieurs vitesses liquide fixées, il apparait clairement que l'apparition du maximum est du à l'accroissement de la vitesse du gaz externe.

7.2 Caractéristiques du spray.

Nous allons présenter les résultats des mesures locales réalisées sur l'axe avec la sonde optique pour les trois vitesses superficielles du liquide $U_{lsup} = 0,2;1$ et 2 m/s. Dans un premier temps l'effet de U_{gext} sur les caractéristiques de la phase dispersée va être analysé puis ensuite nous nous pencherons sur l'effet de Bêta. Afin de discuter l'effet de Bêta en gardant à l'esprit que, quand ce paramètre adimensionnel est fixé, $U_{gintsup}$ augmente avec U_{lsup}, nous avons consigné dans le tableau figure 7.4 les valeurs de $U_{gintsup}$ en fonction de U_{lsup} et Bêta. Dans cette partie il faut retenir aussi que la position de mesure correspondant à $U_{lsup} = 1$ m/s est fixée (sur l'axe, $z = 6$ cm) et qu'elle diffère de celle correspondant à $U_{lsup} = 0,2$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s (sur l'axe, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ cm), qui elle évolue avec les conditions (cf. tableau 7.5).

(m/s)	$\beta = 0,2$	$\beta = 0,4$	$\beta = 0,6$	$\beta = 0,8$	$\beta = 0,9$	$\beta = 0,95$	$\beta = 0,97$
$U_{lsup} = 0,2$	$0,05$	$0,13$	$0,3$	$0,8$	$1,8$	$3,8$	$6,5$
$U_{lsup} = 1$	$0,25$	$0,67$	$1,5$	4	9	19	$32,5$
$U_{lsup} = 2$	$0,5$	$1,3$	3	8	18	N.A.	N.A.

TABLE 7.4 – Valeurs de $U_{gintsup}$ en m/s - Géométrie petit diamètre.

	$\beta = 0$	$\beta = 0,2$	$\beta = 0,6$	$\beta = 0,9$	$\beta = 0,97$
$U_{lsup} = 0,2, U_{gext} = 30$	$3,9$	$3,9$	$2,3$	$3,6$	$3,6$
$U_{lsup} = 0,2, U_{gext} = 40$	$3,1$	$3,1$	$1,9$	$2,6$	$2,2$
$U_{lsup} = 0,2, U_{gext} = 58$	$2,4$	$2,5$	$1,6$	$2,4$	$1,5$
$U_{lsup} = 0,2, U_{gext} = 81$	$1,2$	$1,4$	$1,2$	$2,1$	$1,1$
$U_{lsup} = 0,2, U_{gext} = 100$	1	1	1	$1,7$	$1,2$
$U_{lsup} = 0,2, U_{gext} = 115$	$1,2$	$1,8$	1	$1,5$	$1,1$
$U_{lsup} = 0,2, U_{gext} = 129$	$1,1$	$0,9$	$0,7$	$1,9$	1
$U_{lsup} = 2, U_{gext} = 30$	$10,3$	$10,4$	$9,3$	$10,5$	N.A.
$U_{lsup} = 2, U_{gext} = 40$	$9,3$	$9,4$	$8,7$	$10,7$	N.A.
$U_{lsup} = 2, U_{gext} = 58$	$6,7$	$7,5$	$7,1$	$9,5$	N.A.
$U_{lsup} = 2, U_{gext} = 81$	5	$5,8$	$6,3$	$8,8$	N.A.
$U_{lsup} = 2, U_{gext} = 100$	$5,3$	$5,5$	$5,7$	$7,5$	N.A.
$U_{lsup} = 2, U_{gext} = 115$	$5,2$	5	5	$7,6$	N.A.
$U_{lsup} = 2, U_{gext} = 129$	5	$5,2$	$4,6$	$6,7$	N.A.

TABLE 7.5 – Valeurs de $z = L_b + L_{b_{STD}}$ en cm pour $U_{lsup} = 0.2$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s - Géométrie petit diamètre.

Tailles des gouttes.

Pour cette géométrie nous allons, comme précédent sur l'injecteur gros diamètre, discuter parallèlement l'effet de la vitesse du gaz externe et l'effet de la fraction de débit de gaz interne sur les tailles moyennes de gouttes. Pour cela les planches de graphiques figures 7.5 et 7.6 qui présentent respectivement l'évolution de C_{10} avec U_{gext} et du rapport $C_{10}/C_{10_{\beta=0}}$ avec Bêta pour les différentes campagnes de mesure effectuées c'est-à-dire, $U_{lsup} = 0,2;1$ et 2 m/s. Nous rappelons que la côte de la position de mesure pour $U_{lsup}1$ m/s est fixée à $z = 6$ cm. Pour $U_{lsup} = 0,2$ et 2 m/s cette côte est variable, ses différentes valeurs sont consignées dans le tableau

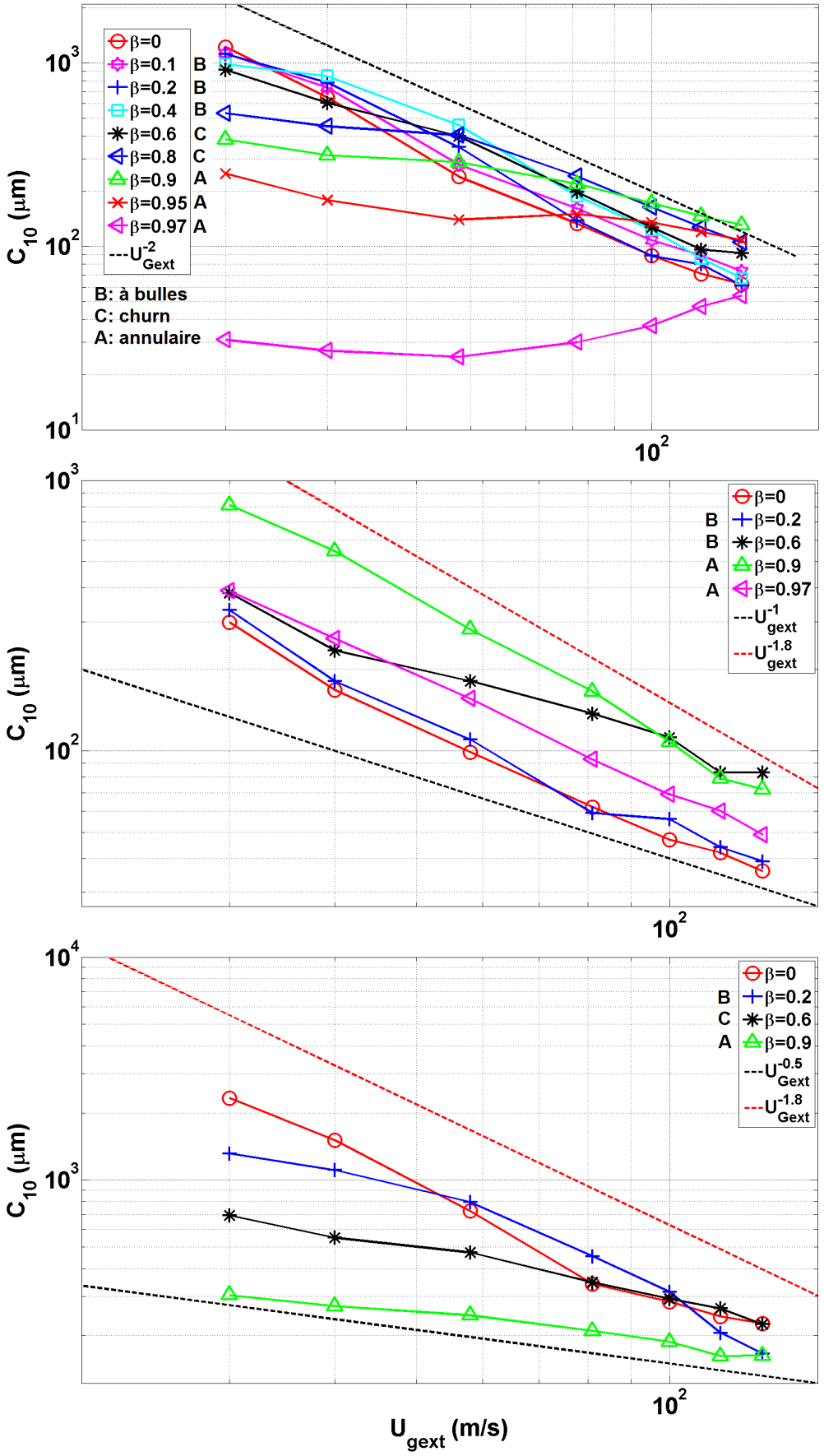


FIGURE 7.5 – Cordes moyennes en fonction de la vitesse du gaz externe - Géométrie petit diamètre - M variable - En haut : $U_{lsup} = 1$ m/s, $z = 6$ cm - Au milieu : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

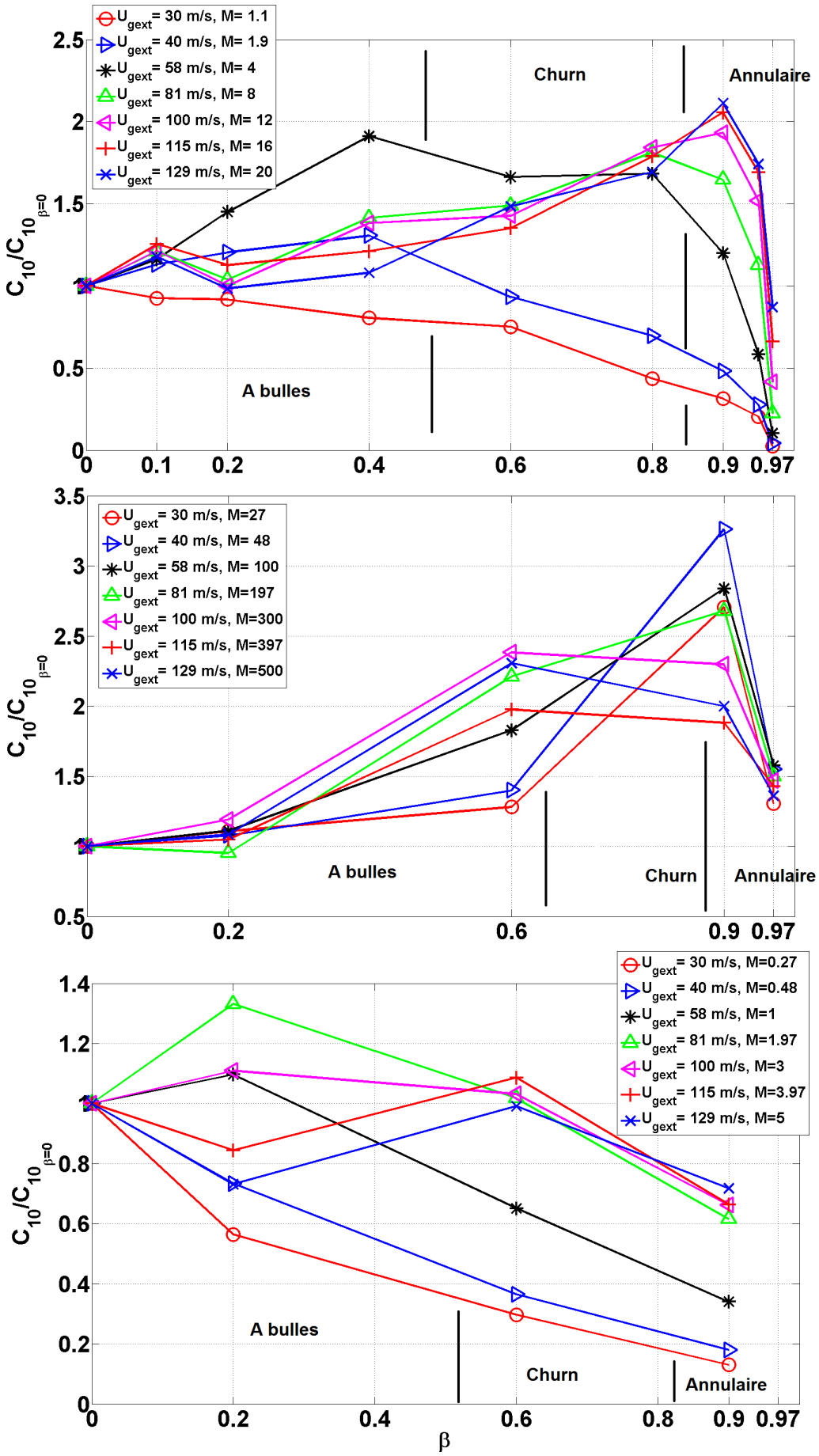


FIGURE 7.6 – Cordes moyennes ramenées au cordes moyennes du cas monophasique en fonction de la fraction de débit de gaz interne - Géométrie petit diamètre - M variable - En haut : $U_{lsup} = 1$ m/s, $z = 6$ cm - Au milieu : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

Pour commencer nous voyons sur les graphiques 7.5 que quelle quel soit la vitesse superficielle du liquide considérée, le cas monophasique présente une dépendance de C_{10} en $U_{gext}^{\approx -2}$. Pour la suite il est important ici de faire un point sur les valeurs de C_{10} du cas monophasique pour chacun des U_{lsup}. A U_{gext} fixé, cette valeur est une fonction croissante avec U_{lsup} :

- à $U_{gext} = 30$ m/s, $C_{10_{\beta=0}}$ augmente de quasiment un facteur ≈ 3 entre $U_{lsup} = 0,2$ et 1 m/s (de $\approx 300\mu m$ à $\approx 1000\mu m$) puis d'un facteur 2 entre $U_{lsup} = 1$ et 2 m/s (de $\approx 1000\mu m$ à $\approx 2000\mu m$).
- à $U_{gext} = 129$ m/s $C_{10_{\beta=0}}$ augmente de quasiment un facteur $1,5$ entre $U_{lsup} = 0,2$ et 1 (de $\approx 40\mu m$ à $\approx 60\mu m$) m/s puis d'un facteur 3 entre $U_{lsup} = 1$ et 2 m/s (de $\approx 60\mu m$ à $\approx 200\mu m$).

Nous observons, en fonction de U_{lsup}, des différences dans la dépendance de C_{10} à U_{gext}. Celle-ci s'explique, comme nous allons le voir, par l'effet respectif qu'ont le gaz interne et le gaz externe sur le liquide au fil de l'augmentation de U_{gext}

Pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s, Bêta a un impact relativement constant sur toute la gamme de U_{gext}. En raison de la faible vitesse du liquide, le gaz externe produit des structures liquide de $\approx 300 - 400$ μm dès $U_{gext} = 30$ m/s et Bêta n'impacte que peu ces valeurs (excepté $\beta = 0,9$). A mesure que U_{gext} augmente, l'impact de Bêta n'évolue quasiment pas. La dépendance de C_{10} à U_{gext} n'est pas modifiée de façon notable.

A $U_{lsup} = 1$ m/s, la taille de goutte conserve une dépendance à U_{gext} du même ordre que celle du cas monophasique jusqu'à $\beta = 0,8$, valeur de Bêta à laquelle $U_{gintsup}$ atteint 4 m/s. Ensuite la corde moyenne diminue fortement avec Bêta jusqu'à ce que U_{gext} atteigne une valeur critique qui augmente avec Bêta. Au delà de cette valeur on retrouve une dépendance du C_{10} en $U_{gext}^{\approx -2}$. Les courbes $\beta \geqslant 0,8$ montrent donc deux zones distincts qui traduisent deux effets :

- une zone où C_{10} évolue peu, montrant ainsi une faible dépendance à U_{gext}, et où le gaz interne a probablement un rôle crucial dans le contrôle de la taille de goutte : Pour les $\beta \geqslant 0,6 - 0,8$ et pour les $U_{gext} \leqslant 58$ m/s, C_{10} suit U_{gext}^{-1} comme le montre le graphique figure 7.7.
- une zone, à plus fort U_{gext}, où les courbes rejoignent les courbes des cas $\beta < 0,8$, dont le comportent est proche de celui du monophasique, et s'y réalignent montrant ainsi la reprise de la dépendance de C_{10} en $U_{gext}^{\approx -2}$.

La vitesse de gaz externe à laquelle le changement de comportement se produit dépend donc de la valeur de Bêta. Plus elle est grande, plus $U_{gintsup}$ est grand et plus la reprise de la dépendance de C_{10} en $U_{gext}^{\approx -2}$ se fait tardivement. Pour le cas $\beta = 0,97$, où $U_{gintsup} = 32,5$ m/s, nôtre plage de U_{gext} n'atteint pas des valeurs assez élevées pour constater une reprise de l'effet de la vitesse du gaz externe sur la taille de goutte.

A $U_{lsup} = 2$ m/s, nous observons un comportement assez proche mais la tendance y est beaucoup moins nette. Ces données correspondent à une côte de mesure variable, proche de L_b et donc à des situations où la brisure n'est pas achevée.

Sur tous les graphiques de la planche 7.5 les courbes, correspondant chacune à une valeur de Bêta se croisent une ou plusieurs fois, indiquant ainsi un ou des changements de l'effet de Bêta sur C_{10}. Analysons de plus près ces évolutions à l'aide de la planche figure 7.6 qui montre l'évolution de $C_{10}/C_{10_{\beta=0}}$ avec Bêta pour les trois U_{lsup}. Pour cette analyse il faut garder à l'esprit que l'évolution est celle montrée par rapport au cas monophasique pour lequel la valeur de C_{10} est fortement liée à U_{lsup}, pour un U_{gext} donné.

Sur la géométrie gros diamètre, nous avons vu que lors de l'atomisation des **écoulements à bulles**, l'augmentation de Bêta réduisait C_{10}. Ici nous voyons que n'est plus forcement le cas quel que soit U_{lsup} :

- Pour $U_{lsup} = 1$ m/s, l'augmentation de C_{10} jusqu'à $\beta = 0,4$ des cas où $U_{gext} > 30$ m/s peut être justifiée par la diminution du flapping qui a été constatée lors de la description des structures (cf. figure 4.44 au chapitre 4) de sorte que de gros morceaux liquides tombent plus fréquemment sur la sonde. La diminution du flapping n'a pas été constatée pour $0,1 \leqslant \beta < 0,4$. Pourtant une augmentation de C_{10} a bien lieu à ces Bêtas. Il est possible que la réduction du flapping commence dès $\beta = 0,1$ sans être décelable à la visualisation avant $\beta = 0,4$. Seul le cas $U_{gext} = 30$ m/s présente une diminution dans la zone du régime d'écoulement à bulles. A cette vitesse du gaz externe, les tailles moyennes du cas monophasique sont très élevées et donc fortement réduites dès l'augmentation de U_{gext}. Même avec une réduction du flapping les gouttes obtenues sont toujours de taille moyenne inférieure.
- A $U_{lsup} = 2$ m/s, nous constatons un comportement proche mais légèrement différent dans la zone des écoulements à bulles : une diminution de C_{10} avec Bêta pour les U_{gext} faibles ($\leqslant$ 40 m/s) et

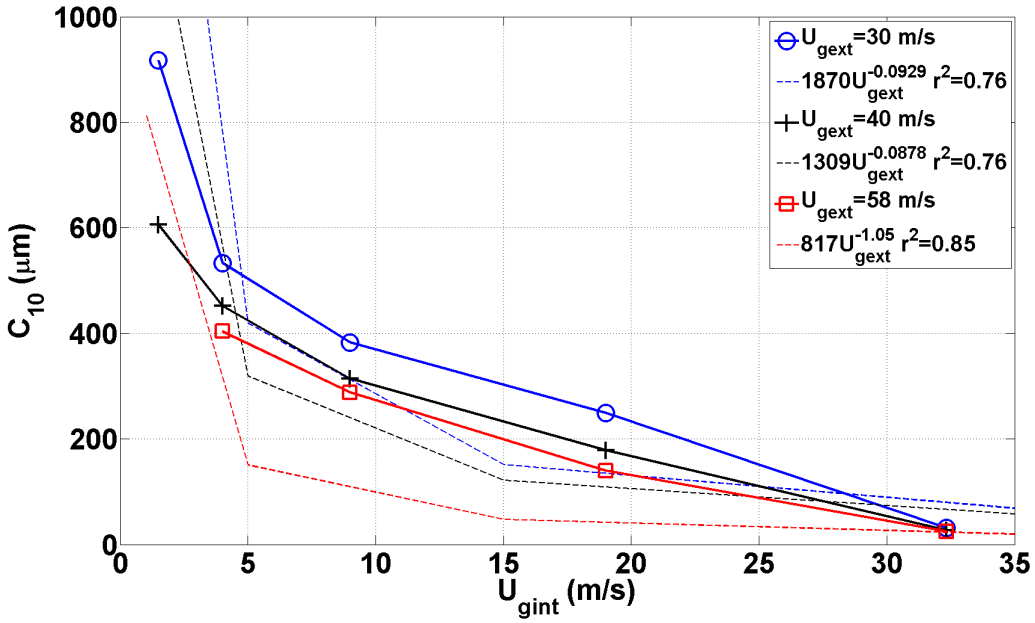


FIGURE 7.7 – Tailles moyennes en fonction de de la vitesse du gaz interne pour trois vitesses du gaz externe, 30, 40 et 58 m/s et pour les Bêtas supérieurs à $0,6 - 0,8$

élevés (> 100 m/s) et une augmentation pour les vitesses intermédiaires ($40 < U_{gext} \leqslant 100$ m/s). Là encore l'atténuation du flapping est probablement responsable de l'augmentation du C_{10} pour les U_{gext} intermédiaires où la longueur du jet liquide est encore suffisamment longue pour que celui-ci présente du flapping. Pour les cas $U_{gext} > 100$ m/s, même en cas de réduction de l'amplitude du flapping, U_{gext} est suffisamment élevée pour atomiser les morceaux liquides qui se détachent du jet. Cette atomisation des structures issues du flapping associée au stripping qui donne de fines gouttelettes provoque une réduction de C_{10}.

– $U_{lsup} = 0,2$ m/s ne montre qu'une phase de croissance de C_{10} avec Bêta tout particulièrement à $\beta = 0,6$ où le rapport $C_{10}/C_{10_{\beta=0}}$ peut atteindre des valeurs allant jusqu'à plus de 2. Ce point de mesure montre un comportement un peu atypique qui se remarque aussi sur le graphique du milieu figure 7.5 : la courbe lui correspondant sort de la tendance globale et montre une dépendance de C_{10} à U_{gext} plus faible que les autres Bêtas. Sur le graphique de la figure 7.8 qui trace l'évolution de l'écart type de C_{10} en fonction de Bêta, celui correspondant à $\beta = 0,6$ est plus élevé que ceux des Bêtas inférieurs. La position de mesure est responsable de ce comportement. A mesure que Bêta augmente $< L_b >$ diminue et σ_{L_b} augmente, le rapport σ_{L_b}/L_b augmente comme le montre le graphique en haut figure 5.14. A $\beta = 0,6$, la sonde peut donc se trouver soit en aval de la brisure, où elle mesure de fines gouttes, soit dans le jet où elle mesure des structures liquides plus grandes : c'est pourquoi l'écart type de C_{10} augmente. Aux Bêtas inférieurs, $< L_b >$ est plus stable, la sonde se situe donc la plupart du temps après la brisure. L'augmentation forte du C_{10} en ce point de mesure est donc liée plus à la position de mesure qu'à un réel impact du régime d'écoulement.

Pour les trois U_{lsup} étudiés, l'augmentation de Bêta menant au passage à un régime d'**écoulement interne "churn"**, et donc à des régimes où les blocs liquides font leur apparition, a globalement pour effet d'augmenter les tailles moyennes de gouttes. Font exception les U_{gext} faibles ($< 40 - 58m/s$) pour $U_{lsup} = 1$ et $U_{lsup} = 2$ m/s, qui montrent une diminution de C_{10} avec Bêta qui vient encore du fait qu'à ces vitesses gaz, la taille "initiale" du cas monophasique est élevée.

Pour $U_{lsup} = 1$ l'augmentation de Bêta jusqu'à $0,9$, provoquant le **passage du régime "churn" à annulaire**, ainsi qu'une augmentation de la taille des blocs liquides peut soit augmenter C_{10} soit le diminuer. Nous retrouvons ici un effet différent des blocs liquides selon la valeur de U_{gext}. Pour $U_{lsup} = 2$ m/s, cette transition ne montre qu'un effet sur C_{10} : elle le réduit à des valeurs inférieures de 20 % à 80 % de celles du cas

monophasique. Cette différence est probablement liée à la valeur de $U_{gintsup}$ qui, comme l'indique le tableau 7.4, augmente d'un facteur 2 entre $U_{lsup} = 1$ et $U_{lsup} = 2$ m/s, en passant de 10 à 20 m/s. A $U_{lsup} = 0,2$ m/s, C_{10} augmente (la stagnation du C_{10} pour certains U_{gext} entre $\beta = 0,6$ et $\beta = 0,9$ est surement liée à la mesure de $\beta = 0,6$ qui détecte des C_{10} élevés du fait de la position de mesure).

A partir de $\beta = 0,9$, l'augmentation de Bêta fait tendre le régime vers un régime annulaire de plus en plus pur avec formation d'une fine nappe liquide, et ainsi réduit la dimension des blocs liquides (cf. l'évolution des bloc liquides avec Bêta sur les figures 4.52, 4.53 et 4.54 dans la section 4.2.2 pour $U_{lsup} = 1$ m/s et sur la figure 7.9 pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s). L'atomisation d'une nappe annulaire jointe à une réduction de la taille des blocs liquides a pour effet une réduction drastique de la taille moyenne des gouttes entre $\beta = 0,9$ et $\beta = 0,97$. Cette réduction permet une réduction de C_{10} de plus de 60 % par rapport au cas monophasique pour $U_{lsup} = 1$ m/s. A $U_{lsup} = 0,2$ m/s, les gouttes obtenues lors de ce régime restent ≈ 50 % plus élevées qu'en monophasique où les tailles sont déjà petites du fait du grand différentiel de vitesses entre le liquide et le gaz externe.

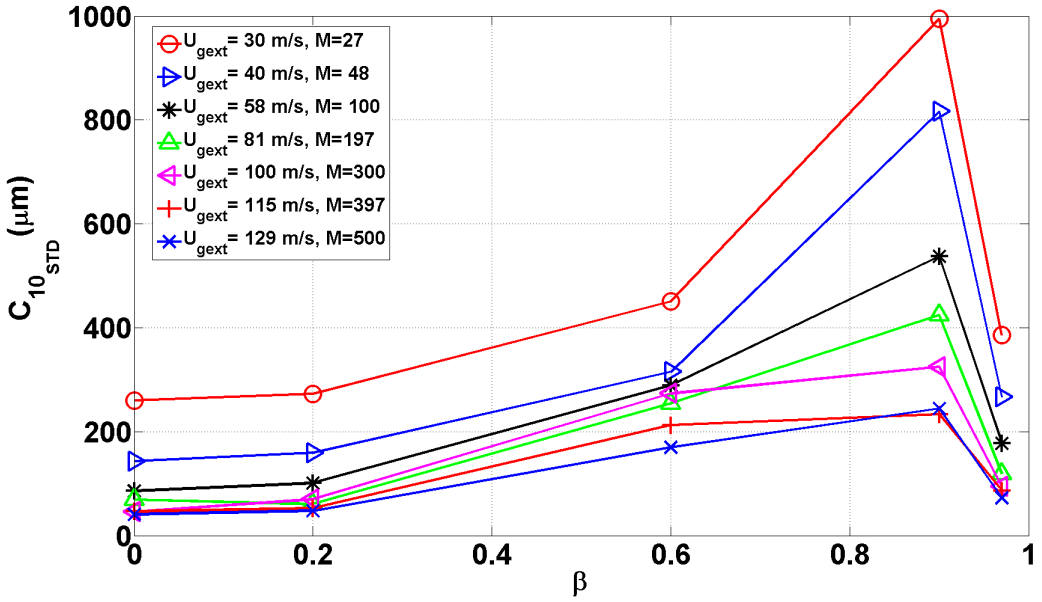


FIGURE 7.8 – Écart-type de la corde moyenne en fonction de la fraction de débit de gaz interne pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s - Géométrie petit diamètre - M variable.

En résumé, en conditions monophasique nous constatons une dépendance de la taille moyenne de gouttes en U_{gext}^{-2} quelle que soit la vitesse liquide. En conditions diphasiques, les mesures réalisées à $U_{lsup} = 1$ et 2 m/s ont montré que cette dépendance persiste jusque vers $\beta = 0,6$. Pour $\beta \geqslant 0,8$, cette dépendance disparait pour une vitesse du gaz externe U_{gext} en deçà d'une valeur critique, valeur critique qui croit avec β. Ce comportement résulte du rôle du gaz interne qui prend l'ascendant sur le gaz externe lorsque la vitesse de ce dernier n'est pas assez forte : dans cette zone, la taille moyenne des gouttes évolue comme U_{gint}^{-1}. Lorsque U_{gext} augmente au delà de la vitesse critique, le gaz externe reprend la main, et la décroissance de la corde moyenne C_{10} comme U_{gext}^{-2} est retrouvée. Notons que sur l'injecteur de grand diamètre, un tel comportement n'était perceptible que pour $\beta = 0,97$.

Sur cette géométrie, l'augmentation de Bêta conduisant aux régimes à bulles, provoque globalement une augmentation de la taille de goutte par rapport au cas monophasique du fait d'une réduction du flapping. Lorsqu'on augmente à nouveau Bêta et que l'on atteint des régimes où se produisent le passage intermittent de blocs liquides, la corde moyenne C_{10} augmente, et ce d'autant plus que la taille des blocs liquides croît avec β : sur cette géométrie les taille de corde moyenne peuvent atteindre deux fois la corde obtenue en monophasique aux mêmes vitesses de liquide et de gaz externe. Le passage en régime d'atomisation de nappe, comme pour la géométrie gros diamètre, conduit à une réduction drastique du C_{10}.

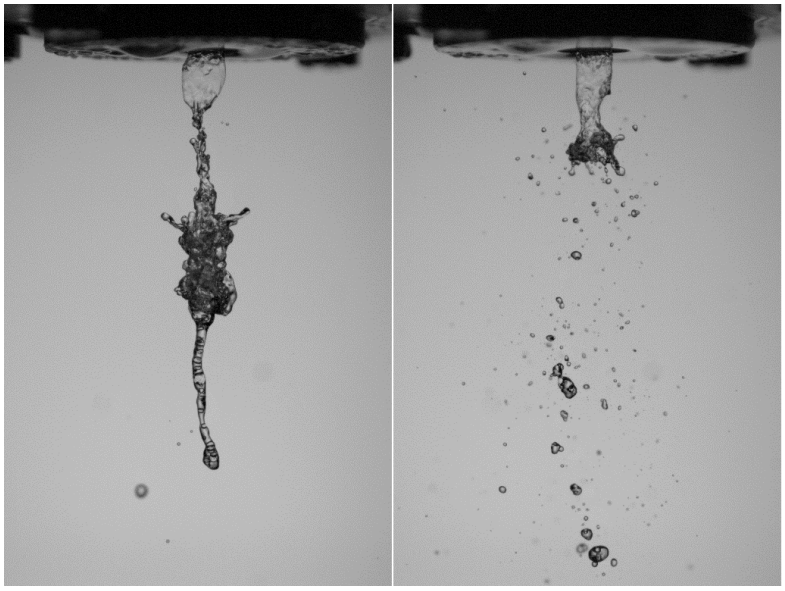


FIGURE 7.9 – Comparaison qualitative, pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s, de la taille de bloc liquide entre les cas $\beta = 0,9$ (à gauche) et $\beta = 0,97$ (à droite) - sans gaz externe - Géométrie petit diamètre.

Flux.

Nous allons maintenant analyser le comportement des flux mesurés sur l'axe. Les trois graphiques figure 7.10 présentent l'évolution du flux volumique J_l en fonction de la vitesse du gaz externe.

Sur ces graphiques nous voyons des comportements assez similaires de J_l pour $U_l = 1$ et 2 m/s : à faibles vitesses du gaz externe, le flux montre une décroissance marquée (diminution d'un facteur $\approx 1,5$) pour la majorité des β. Au delà d'une vitesse seuil, $U_{gext} \approx 60$ m/s, J_l se stabilise ou augmente très légèrement avec U_{gext}. A $U_{lsup} = 1m/s$, pour un régime correspondant à l'atomisation d'une nappe (cas $\beta = 0,95$ et $\beta = 0,97$), J_l reste croit plus fortement qu'aux autres bêtas jusqu'à devenir plus élevé que dans les autres régimes. Ce comportement a aussi été observé sur l'injecteur gros diamètre (cf. en bas figure 6.32)

Pour comprendre ces évolutions, analysons les évolutions respectives de la concentration liquide α et de la vitesse phasique moyenne V_{pl}. Les cas $U_l = 1$ et 2 m/s, α (respectivement en haut et bas figure 7.11) montre les mêmes évolutions que J_l : il diminue entre $U_{gext} = 30$ m/s et $U_{gext} = 70$ m/s puis se stabilise ensuite. Seuls les cas $\beta = 0,95$ et $\beta = 0,97$ de $U_{lsup} = 1$ m/s présentent une augmentation notable. En parallèle, V_{pl} (au milieu figure 7.12) augmente de façon monotone, quasi linéaire avec U_{gext} pour la plupart des Bêtas. Les valeurs de V_{pl} atteintes aux hauts Bêtas sont supérieures à 20 m/s, ce qui est de l'ordre de $U_{gintsup}$ à ces conditions. Pour $\beta = 0,95$ et $\beta = 0,97$ de $U_{lsup} = 1$ m/s, ces hautes vitesses couplées à l'augmentation de α ont pour effet l'augmentation plus marquée de J_l par rapport aux autres Bêtas.

Le cas $U_{lsup} = 0,2$ m/s, présenté par le graphique du milieu figure 7.10, montre une évolution de J_l en fonction de U_{gext} différente des cas $U_{lsup} = 1$ et 2 m/s. Ici J_l croît systématiquement quand U_{gext} augmente. De $\beta = 0$ à $\beta = 0,6$, cette augmentation est liée à une augmentation conjointe de α et V_{pl} (graphiques du milieu respectivement des figures 7.11 et 7.12). On note qu'à $U_{gext} = 129$ m/s, le cas $\beta = 0,6$ atteint des valeurs de J_l trois à quatre fois supérieures à celles des autres Bêtas. En observant les évolutions de α et de V_{pl} on voit que $\alpha_{\beta=0,6}$ et $V_{pl}{}_{\beta=0,6}$ présentent aussi des valeurs supérieures à celles des autres Bêtas pour $U_{gext} \geqslant 100$ m/s pour α et pour $U_{gext} \geqslant 58$ m/s pour V_{pl}. Ici la sonde est placée à une distance de l'injecteur $z = L_b + L_{b_{STD}}$ qui évolue avec les paramètres de contrôle. Si l'on ne considère que la longueur de brisure moyenne associée à un point de mesure, on a vu qu'elle diminuait avec Bêta pour un U_{gext} donné. Or pour définir notre position de mesure nous rajoutons l'écart type de $< L_b >$ à sa moyenne. Les différentes positions axiales prises par la sonde sont consignées dans le tableau 7.5. Jusqu'à $\beta = 0,6$, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ diminue ou stagne avec Bêta

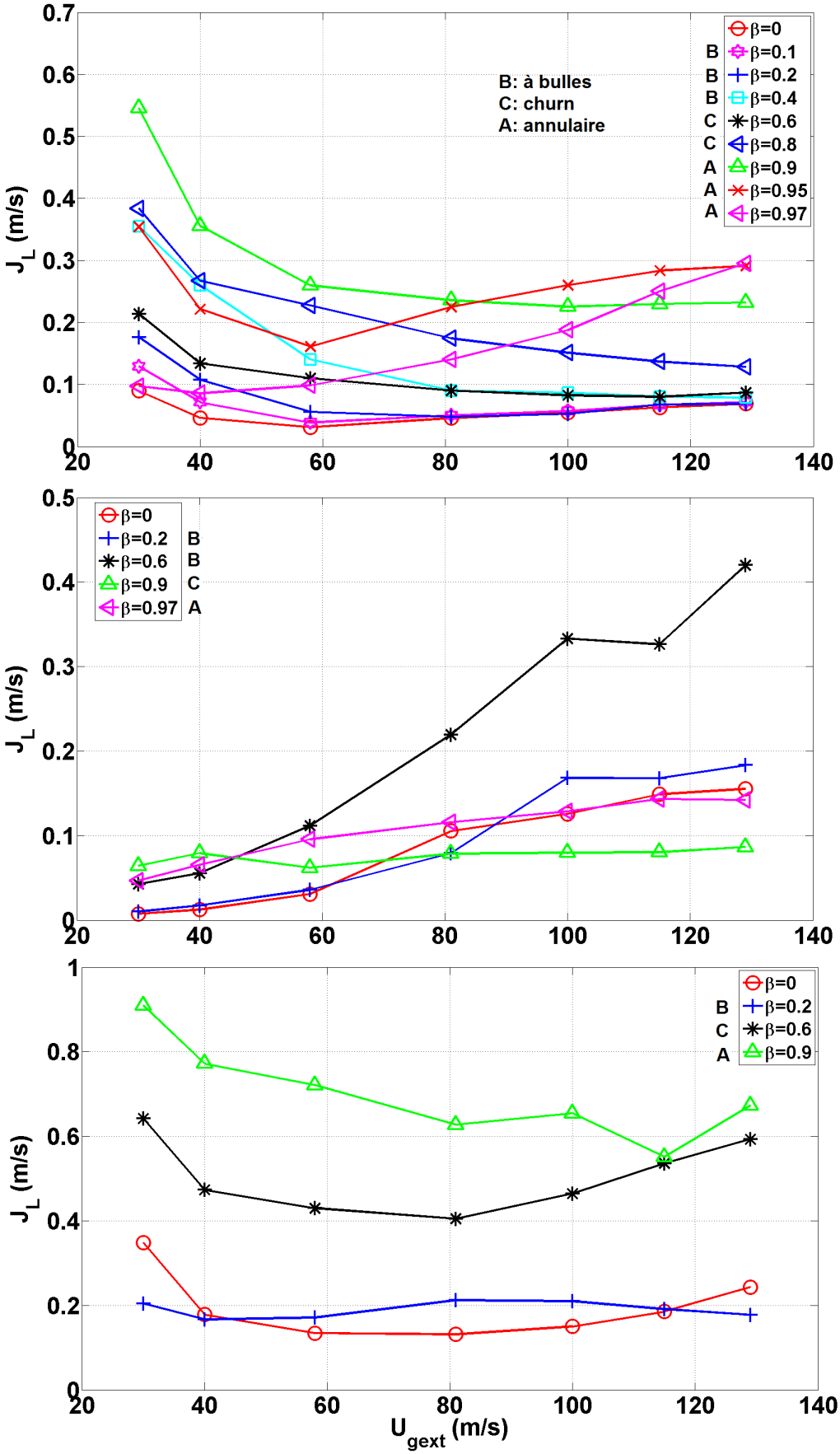


FIGURE 7.10 – Flux volumique en fonction de la vitesse du gaz externe - Géométrie petit diamètre - M variable - En haut : $U_{lsup} = 1$ m/s, $z = 6$ cm - Au milieu : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

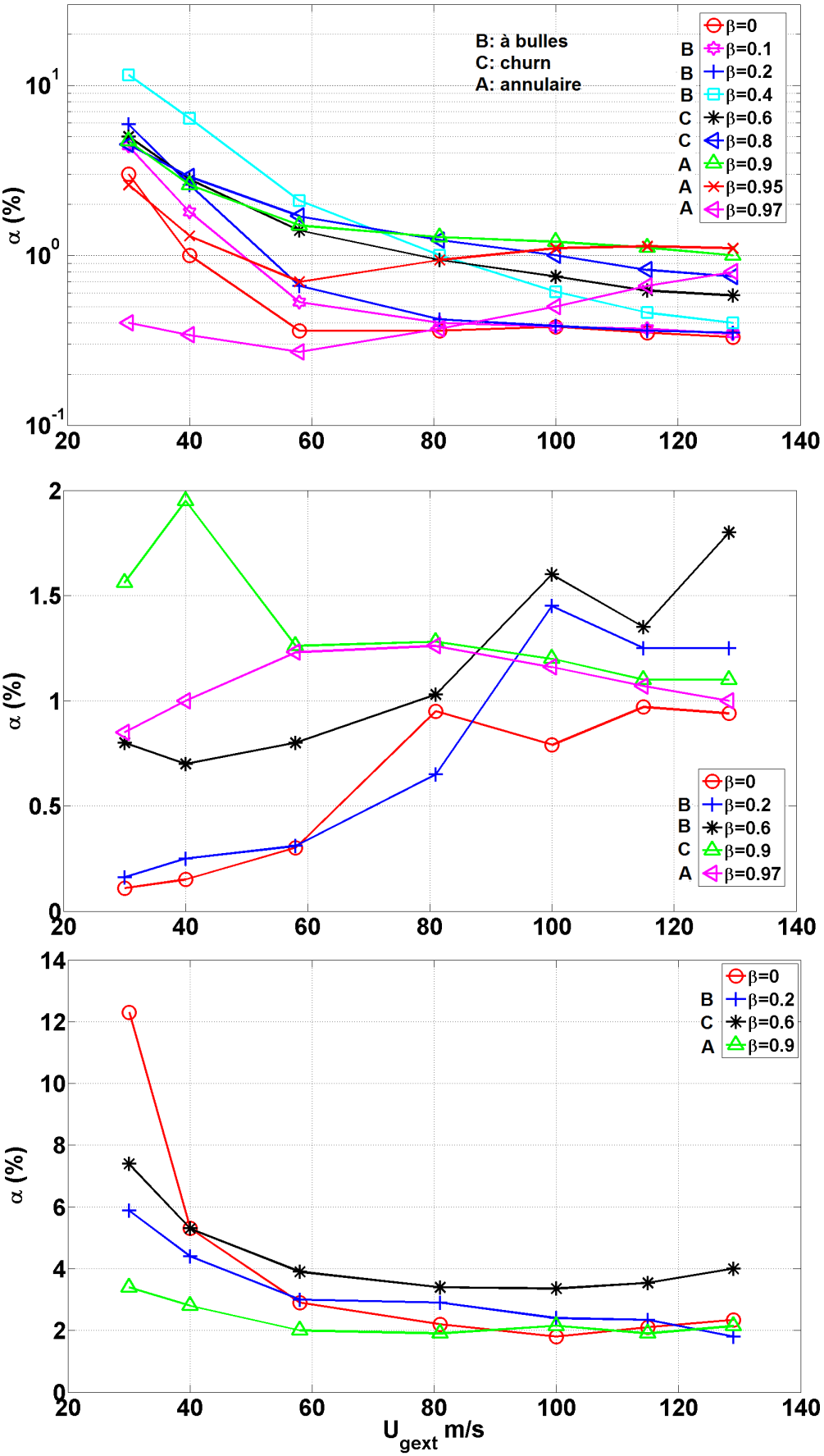


FIGURE 7.11 – Concentration liquide en fonction de U_{gext} - Géométrie petit diamètre - M variable - En haut : $U_{lsup} = 1$ m/s, $z = 6$ cm - Au milieu : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

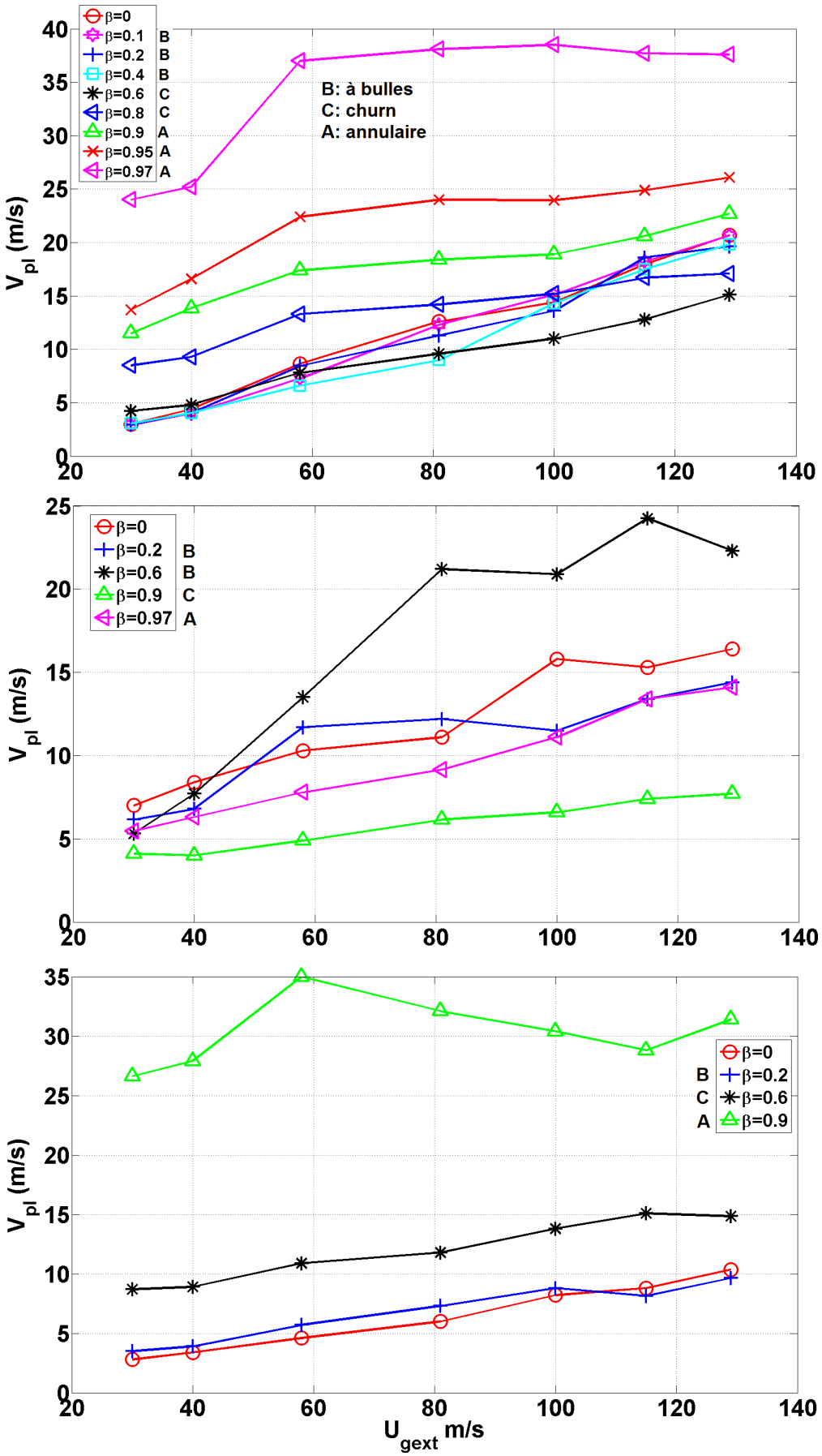


FIGURE 7.12 – vitesse phasique moyenne en fonction de la vitesse du gaz externe - Géométrie petit diamètre - M variable - En haut : $U_{lsup} = 1$ m/s, $z = 6$ cm - Au milieu : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

quel que soit U_{gext}. A partir de $\beta = 0,9$, l'écoulement commence à pulser avec le passage des blocs liquides. Cela a pour effet d'augmenter drastiquement l'écart type de L_b : on constate d'ailleurs, en haut figure 5.14, des rapports $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ records pouvant aller jusqu'à $2,5$ à $\beta = 0,9$. L'écart-type ajouté à $< L_b >$ conduit à des positions de mesure plus éloignées de l'injecteur qu'à $\beta = 0,6$ sur l'ensemble de la gamme U_{ext}. A $\beta = 0,97$ les positions de mesure sont soit plus éloignées soit quasiment identiques qu'à $\beta = 0,6$ pour un U_{gext} donné. En résumé la position de mesure correspondant à $\beta = 0,6$ est toujours, à part deux exceptions, la plus proche de l'injecteur sur la gamme de U_{ext}. Cela explique en partie pourquoi la vitesse moyenne phasique qui y est mesurée est supérieure aux autres. Cependant, de $U_{gext} = 81$ m/s à $U_{gext} = 115$ m/s, $V_{pl_{\beta=0,6}}$ est supérieur à $V_{pl_{\beta=0,97}}$ alors qu'ils ont été mesurés à des positions très proches (0.1 à 0.2 mm d'écart). Nous n'avons pas compris pourquoi.
Sur le graphique du milieu 7.11, α ne présente pas le même comportement selon Bêta. De $\beta = 0$ à $\beta = 0,6$, on voit qu'il augmente jusqu'à $U_{gext} = 100$ m/s puis se stabilise. Pour $\beta \geqslant 0,9$, quand les blocs liquides sont présents, α atteint des valeurs supérieures comparé aux autres Bêtas quand $U_{gext} \leqslant 81$ m/s, surtout pour $\beta = 0,9$ où les blocs sont plus grands. U_{gext} a moins d'impact sur α à ces hauts Bêtas surement parce que ce sont les blocs qui sont responsables de la plus grande valeur de α. Les blocs liquides étant liés à l'évolution de Bêta et non à celle de U_{gext}, cela explique pourquoi pour $\beta = 0,9$ et $\beta = 0,97$, α est moins sensible à U_{gext}.

Pour évaluer l'efficacité de l'atomisation, nous avons ramené le flux J_l, à la vitesse du liquide U_{lsup}. La figure 7.13 donne le rapport J_l/U_{lsup} en fonction de β pour chacun des U_{lsup}.

Pour comparer l'efficacité de l'atomisation entre les cas mono- et diphasique, focalisons nous sur la campagne $U_l = 1$ m/s où la position est suffisamment éloignée ($z = 6$ cm) pour que les processus de brisure primaire soient achevés. Les conditions où $U_{gext} = 30$ et 40 m/s sont des conditions pour lesquelles l'atomisation est faible, et les structures liquides formées pour $\beta \leqslant 0,8$, c'est-à-dire avant de voir un impact du gaz interne sur les tailles, sont très grandes. Ces grandes tailles donnent de hautes valeurs de la concentration et donc à de grandes valeurs de J_l et de J_l/U_{lsup}. Si nous écartons ces deux vitesses du gaz externe, globalement, même s'il croît très légèrement, le flux est relativement stable jusqu'à $\beta = 0,6$. Les régimes à bulles s'avèrent donc, comme sur l'injecteur gros diamètre, très proches du cas monophasique. Ensuite pour $\beta > 0,6$, les conditions où le passage des blocs liquides crée l'intermittence, montrent un accroissement du flux d'un facteur 3 entre $\beta = 0,6$ et $\beta = 0,9 - 0,95$. Au-delà, à $\beta = 0,97$, pour un régime atomisation de nappe annulaire où les blocs liquides deviennent petits, le flux diminue et atteint des valeurs tout juste supérieures au cas monophasique. Si l'on compare l'efficacité de l'atomisation entre $z = 6$ cm et $z = L_b + L_{b_{STD}}$ en observant les valeurs du rapport J_l/U_{lsup}, on constate que celles-ci évoluent sur une plage similaire pour $U_{lsup} = 1$ et 2 m/s : de $0,05$ à $0,5$.

Intéressons nous maintenant au flux numérique ϕ_0 sur l'axe. Les mesures pour chacun des U_{lsup} sont reportées sur la planche de graphique figure 7.14. Pour les trois U_{lsup}, ϕ_0 croît, selon U_{gext}^4 à $\beta = 0$.
Pour le cas à $U_{lsup} = 1$ m/s, quand $U_{gext} < 100$ m/s, Bêta fait croître ϕ_0. Cette croissance est d'autant plus forte que U_{gext} est petit. Dans cette zone ϕ_0 perd donc progressivement sa dépendance à U_{gext} à mesure que $U_{gintsup}$ (β) augmente, augmentation qui est responsable de l'augmentation de ϕ_0.
Pour $U_{gext} \geqslant 100$ m/s, les courbes se rattrapent et se réalignent avec celle du cas monophasique montrant ainsi une reprise de la dépendance de ϕ_0 à U_{gext}. Le gaz externe reprend la main sur la production de gouttes.
La courbe représentant $\beta = 0,97$, située à un ordre de grandeur au dessus des autres, est plate indiquant une totale indépendance de ϕ_0 à U_{gext}. Pour ce Bêta, le gaz interne qui a une vitesse de l'ordre de 30 m/s produit une grande quantité de gouttes lors d'un régime de nappe annulaire. Le gaz externe, même aux hautes vitesses, ne contribue pas à augmenter cette production.

A une distance fixe de l'injecteur où toute l'atomisation est achevée, le flux numérique présente donc deux régimes : un régime où il est piloté par la vitesse du gaz interne, et un régime où il est piloté par la vitesse du gaz externe lorsque celle-ci devient suffisamment élevée. Néanmoins à partir d'une valeur seuil de $U_{gintsup}$ le gaz externe ne parvient pas, dans la plage explorée, à reprendre la main sur le processus de production de gouttes. Sur la géométrie gros diamètre aux conditions $U_{lsup} = 0,61$ m/s et $\beta = 0,97$, cet effet a été légèrement observé pour ϕ_0 (cf. en bas figure E.7, en revanche la tendance y est très nette pour C_{10} (cf. en bas figure 6.25). Ce comportement ne peut se produire que pour les vitesses superficielles du liquides suffisamment élevées :

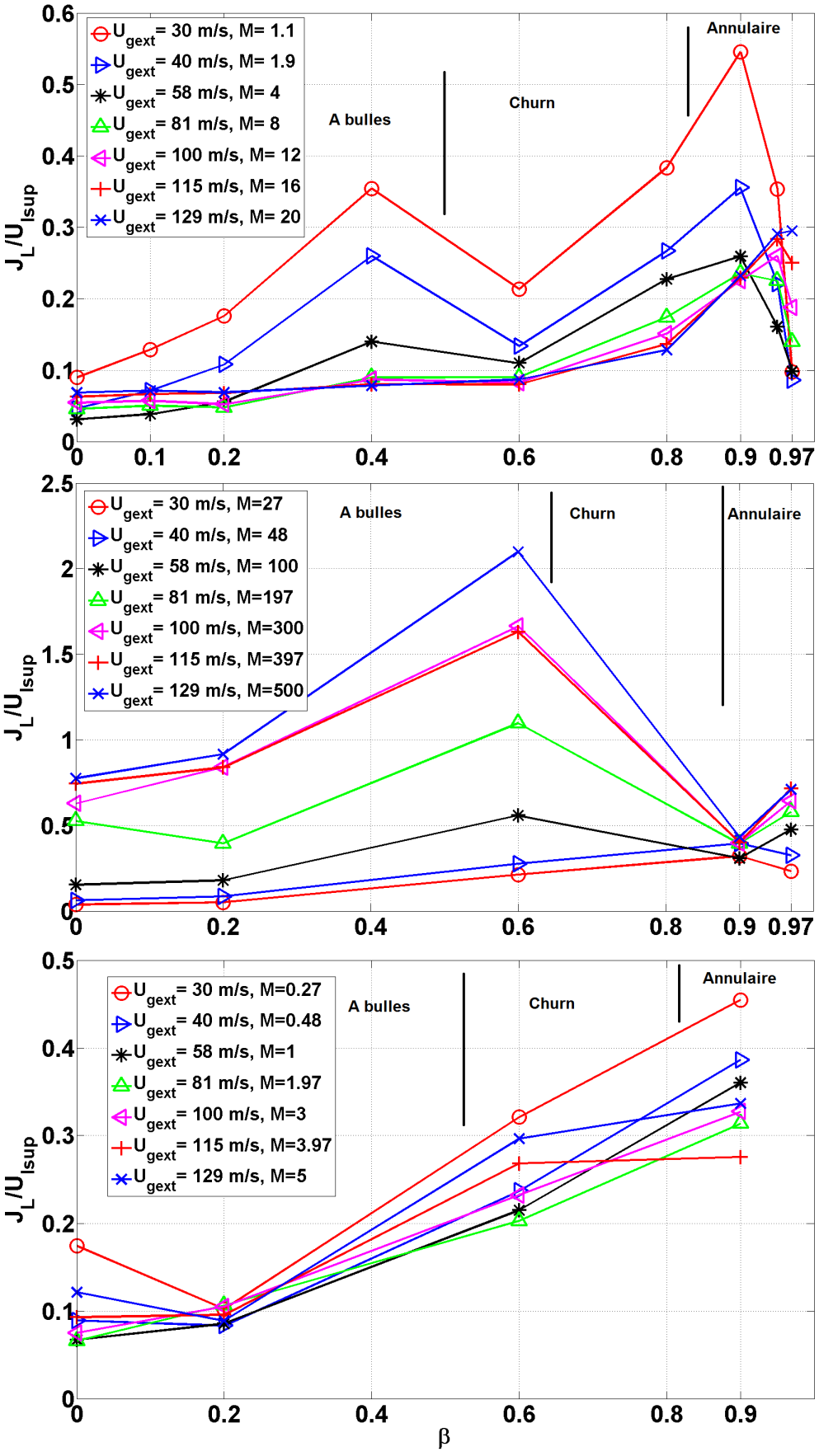


FIGURE 7.13 – Flux volumique ramené à la vitesse superficielle du liquide fonction de la fraction de débit de gaz interne - Géométrie petit diamètre - M variable - En haut : $U_{lsup} = 1$ m/s, $z = 6$ cm - Au milieu : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

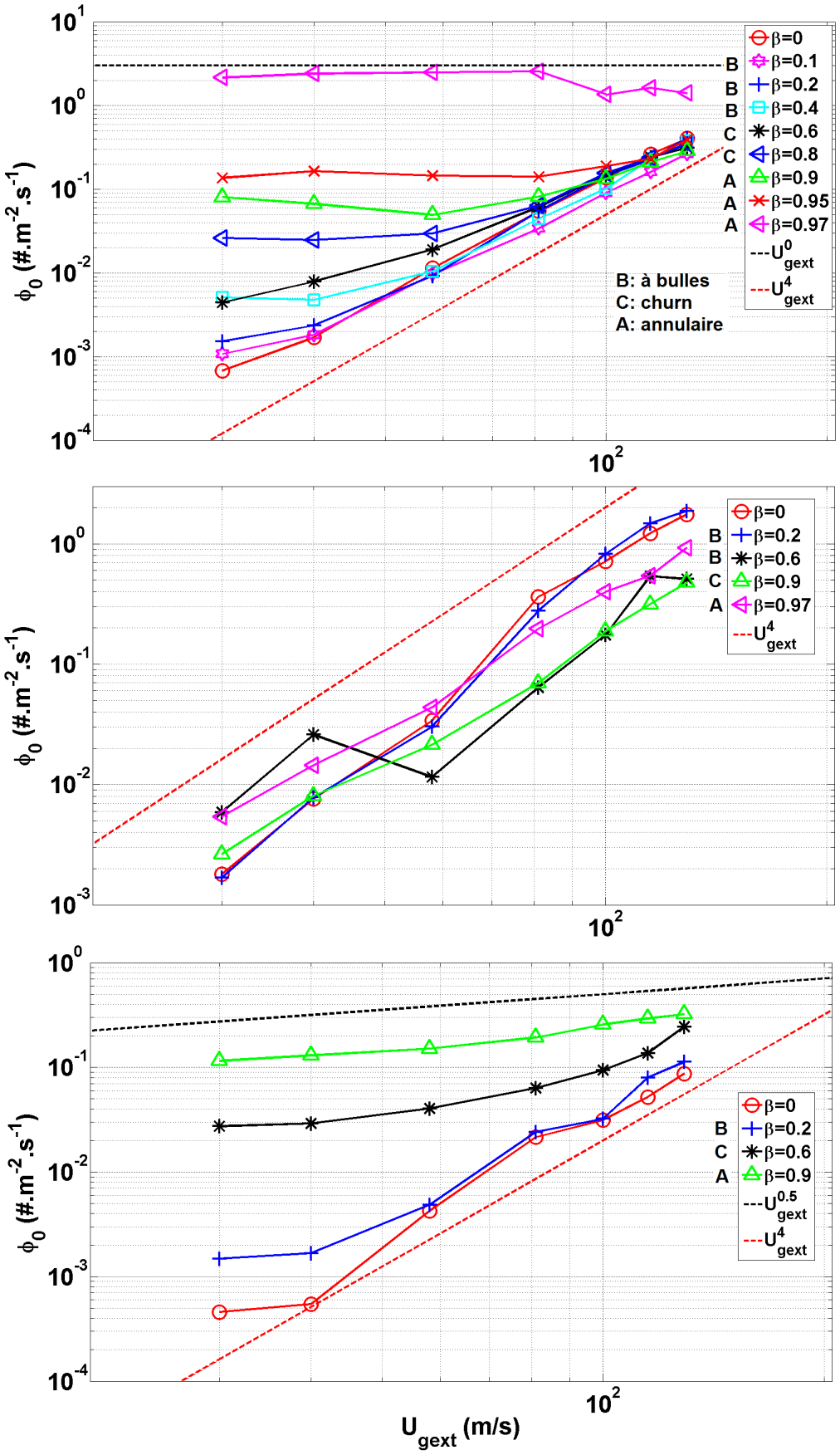


FIGURE 7.14 – Flux numérique en fonction de la vitesse du gaz externe - Géométrie petit diamètre - M variable - En haut : $U_{lsup} = 1$ m/s, $z = 6$ cm - Au milieu : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

rappelons-le, à Bêta fixé la vitesse du gaz interne augmente avec celle de la vitesse superficielle du liquide. Les graphiques des cas $U_{lsup} = 0,2$ et 2 m/s (au milieu et en bas figure 7.14) en témoignent. A $U_{lsup} = 2$ m/s, nous constatons une évolution similaire des courbes qu'à $U_{lsup} = 1$ m/s. A $U_{lsup} = 0,2$ m/s, ϕ_0 reste fortement dépendant de U_{gext} quelle que soit la valeur de Bêta. Pour cette vitesse superficielle liquide, la valeur maximale de $U_{gintsup}$ atteinte est $6,7$ m/s, elle dépasse à peine le seuil pour lequel nous voyons un effet marqué sur la dépendance de ϕ_0 à U_{gext} pour les deux autres U_{lsup} c'est-à-dire 5 m/s.
Le tableau 7.6 compare, les valeurs critiques de la vitesse du gaz externe à laquelle la taille moyenne de goutte et le flux numérique retrouvent une dépendance à U_{gext} similaire à celle observée en conditions monophasique. Nous y retrouvons l'augmentation de cette valeur avec Bêta et nous constatons que pour un Bêta donné, la valeur de U_{gext} est équivalente pour les deux variables avec, cependant, un retour à une dépendance à U_{gext} se produisant légèrement plus tôt pour la taille moyenne de goutte.

(m/s)	$\beta = 0,4$	$\beta = 0,6$	$\beta = 0,8$	$\beta = 0,9$	$\beta = 0,95$
C_{10}	-	58	58	81	$100-115$
ϕ_0	58	$58-81$	$58-81$	$81-100$	115

TABLE 7.6 – Valeurs critiques de la vitesse du gaz externe à laquelle une dépendance à U_{gext} similaire au cas monophasique est retrouvée - Géométrie petit diamètre.

A $U_{lsup} = 1$ m/s, l'étude des flux a montré en début de plage de la vitesse du gaz externe une phase de décroissance du flux volumique. Ensuite J_l se stabilise excepté pour les $\beta \geqslant 0,95$ pour lesquels il croît avec U_{gext}. Ce comportement est le fruit de l'évolution de la concentration, qui montre une croissance pour les $\beta \geqslant 0,95$, et d'une vitesse moyenne phasique élevée (> 20 m/s) du fait de la vitesse gaz interne élevée donnant une grande vitesse initiale aux structures liquides. A $U_{lsup} = 2$ m/s, la tendance est similaire alors qu'à $U_{lsup} = 0,2$ m/s, un effet totalement différent est observé. Pour cette campagne le flux volumique ne fait que croître avec U_{gext}. Globalement le flux volumique augmente avec Bêta (les résultats concernant les flux sont disponibles, tracés en fonction de la fraction de débit de gaz interne, en annexe G).
Au niveau des flux numériques nous avons retrouvé le "double régime" constaté sur C_{10} :

- un régime où $U_{gintsup}$ pilote en début de la plage de U_{gext} pour lequel on perd la dépendance de ϕ_0 en U^4_{gext},
- suivi d'un régime où le gaz externe atteint des vitesses suffisantes pour avoir un rôle prépondérant dans le processus de production de gouttes, pour lequel, on retrouve la dépendance de ϕ_0 en U^4_{gext} observée en conditions monophasiques.

Ce "double régime" ne peut se produire que pour des vitesses superficielles où le gaz interne voit sa vitesse dépasser les 5 mètres par seconde ce qui ne se produit qu'à $\beta = 0,97$ pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s. Pour cette vitesse superficielle liquide, nous observons donc qu'un régime où ϕ_0 croît selon une loi puissance U^4_{gext}.

7.3 Profils radiaux.

Les profils ont été réalisés à trois distances de l'injecteur : $z = (L_b + L_{b_{STD}})$, $z = (L_b + L_{b_{STD}})/2$ et $z = 2(L_b + L_{b_{STD}})$ (cf. tableau 7.7). Deux vitesses superficielles liquides ont été étudiées : $U_{lsup} = 0,2$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s. Pour chacune de ces vitesses, la vitesse du gaz externe a été fixée à 100 m/s et Bêta à $0,9$. Ces valeurs n'ont pas été choisies au hasard. A $\beta = 0,9$, il a été constaté que les blocs liquides ont une taille qui semble maximale, nous nous plaçons donc dans des conditions de perturbation extrême du spray pour en analyser l'impact sur le profil. Concernant U_{gext}, 100 m/s est une valeur intermédiaire dans notre gamme permettant de ne pas cacher les effets de Bêta (comme l'aurait fait un U_{gext} très élevé) tout en ayant un bon potentiel d'atomisation (contrairement à un U_{gext} trop faible). Les profils sont stoppés à la position radiale où la fréquence de détection atteint une valeur ≈ 10 Hz.

	$U_{lsup} = 0.2$ m/s	$U_{lsup} = 2$ m/s
$z = (L_b + L_{b_{STD}})/2$	$0,85$	$3,75$
$z = L_b + L_{b_{STD}}$	$1,7$	$7,5$
$z = 2(L_b + L_{b_{STD}})$	$3,4$	15

TABLE 7.7 – Valeurs des trois distances axiales z en cm - Géométrie petit diamètre.

Les graphiques figure 7.15 présentent les profils de C_{10}. En haut et en bas sont respectivement présentés les cas $U_{lsup} = 0,2$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s. Dans les deux cas, une évolution très forte de la forme du profil à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur est constatée. Les profils réalisés à $z = (L_b + L_{b_{STD}})/2$, en forme de cloche, montrent une forte décroissance de C_{10} à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. Le coefficient de réduction entre l'axe et la position de mesure la plus éloignée radialement est ≈ 6 dans les deux cas.
A $U_{lsup} = 0,2$ m/s la diminution de C_{10} se produit dès que l'on commence à s'éloigner de l'axe, C_{10} est réduit de moitié à $x = 2$ mm, sa décroissance ralentit à partir de $x = 4$ mm.
A $U_{lsup} = 2$ m/s cette diminution est plus lente, jusqu'à $x = 4$ mm, C_{10} ne perdant même pas $1/10$ de sa valeur sur l'axe. La décroissance s'accélère entre $x = 4$ mm et $x = 5$ mm et commence à ralentir à $x = 10$ mm.
A $z = L_b + L_{b_{STD}}$ la forme en cloche s'est estompée : les coefficients de réduction passent à $2,3$ pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s et $3,7$ pour $U_{lsup} = 2$ m/s.
C'est à $z = 2(L_b + L_{b_{STD}})$ que commencent les différences d'évolution radiale entre nos deux U_{lsup} : pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s le profil est quasiment plat avec un coefficient de réduction de $1,5$ contre $3,2$ pour $U_{lsup} = 2$ m/s. Si l'augmentation de la distance à l'injecteur homogénéise les tailles de gouttes sur le profil radial pour les deux U_{lsup}, cette homogénéisation se produit plus rapidement pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s. Entre les deux U_{lsup}, les blocs liquides n'ont ni les mêmes tailles ni les mêmes vitesses et ne sortent pas de l'injecteur sous la même forme. A $U_{lsup} = 0,2$ m/s le bloc est plus petit, plus compact et moins rapide (un facteur dix sépare les vitesses superficielles du gaz interne des deux U_{lsup}, cf. tableau 3.4), il a un différentiel de vitesse avec le gaz externe élevé : il est donc rapidement atomisé par rapport aux gros blocs rapides de $U_{lsup} = 2$ m/s. L'écart de C_{10} entre les positions $z = (L_b + L_{b_{STD}})/2$ et $z = L_b + L_{b_{STD}})$ pour chacun des U_{lsup} témoigne de cet effet : il est plus grand pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s qui passe d'un C_{10} de 350 μm à 150 μm alors qu'à $U_{lsup} = 2$ m/s C_{10} passe de C_{10} de 250 μm à 190 μm. Cela montre l'évolution plus rapide et plus forte de la taille de goutte à $U_{lsup} = 0,2$ m/s qu'à $U_{lsup} = 2$ m/s.
Au niveau des valeurs de C_{10} on constate qu'à partir d'une certaine position radiale ($x = 3,5$ mm pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s et $x = 4,5$ mm pour $U_{lsup} = 2$ m/s), les C_{10} mesurés au plus proche de l'injecteur, à $z = (L_b + L_{b_{STD}})/2$, sont les plus petits alors que ceux mesurés au plus loin sont les plus grands. Pour expliquer cela nous soupçonnons que les lambeaux liquides issus de la fragmentation des blocs liquides changent de forme à mesure qu'ils progressent vers l'aval : un lambeau liquide avec un grand rapport d'aspect (plus long axialement que large radialement) va sous l'effet de la tension de surface prendre une forme sphérique.

J_l présente aussi une évolution radiale commune aux deux U_{lsup}. Quelle que soit la distance à l'injecteur à laquelle a été réalisé le profil, J_l décroît avec x. Cette décroissance ralentit à mesure que la mesure se fait plus

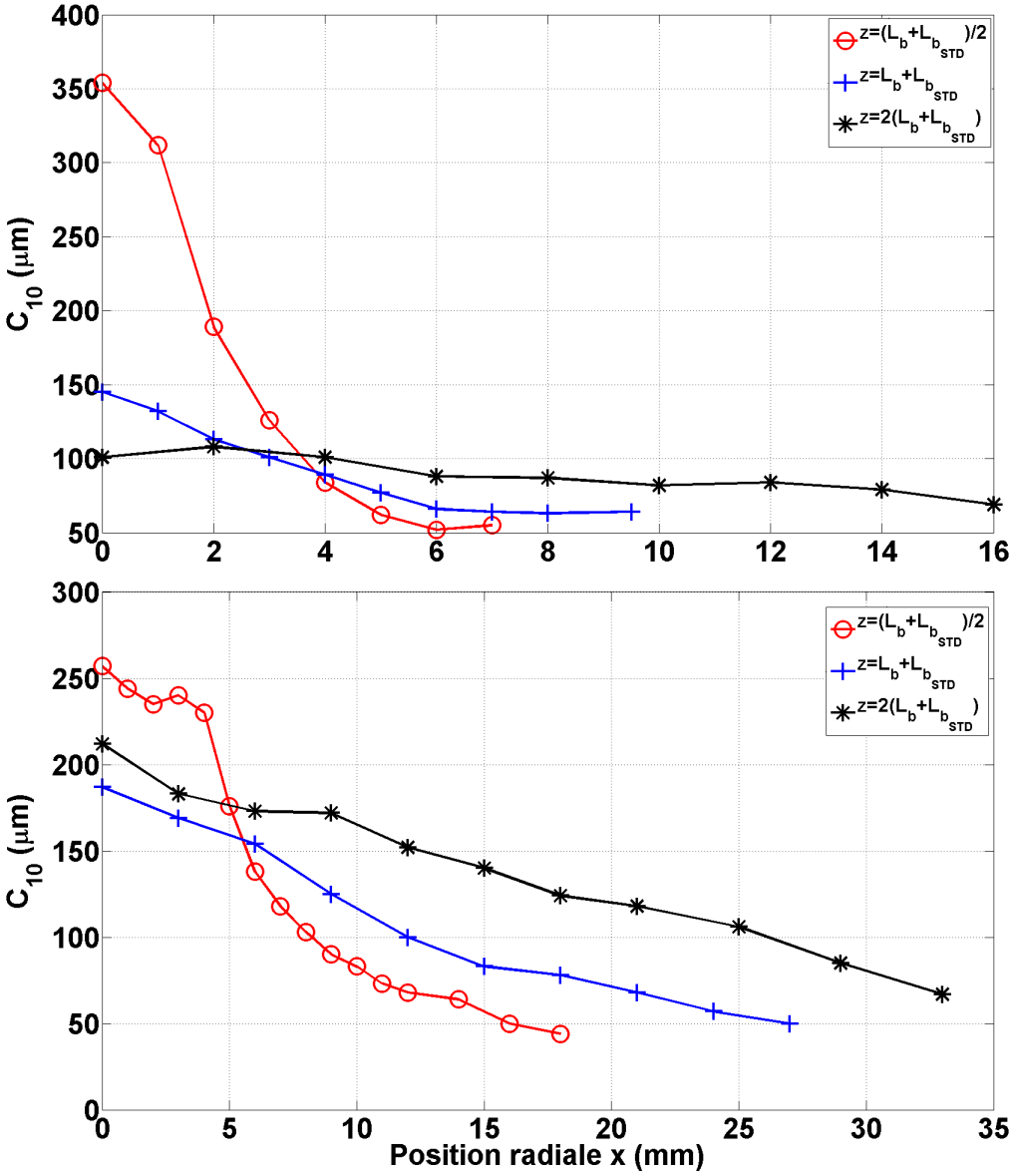


FIGURE 7.15 – Profils radiaux $C_{10}(x)$ à trois distances de l'injecteur - Géométrie petit diamètre - $U_{gext} = 100$ m/s et $\beta = 0,9$ - En haut : $U_{lsup} = 0,2$ m/s - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s.

loin en aval signe d'une homogénéisation de J_l sur le profil surement due à la dispersion radiale des gouttes. Les valeurs du coefficient de réduction de J_l entre l'axe et la position radiale la plus éloignée sont consignées dans le tableau 7.8. Ces coefficient sont beaucoup plus élevés pour $U_{lsup} = 2$ m/s. Cela est dû aux valeurs mesurées sur l'axe qui sont d'un ordre de grandeur supérieures pour $U_{lsup} = 2$ m/s. Cette supériorité se retrouve sur les valeurs de V_{pl} (cf. 7.18) qui sont, selon le z considéré, 3 à 7 fois supérieures pour $U_{lsup} = 2$ m/s du fait d'une vitesse du gaz interne 10 fois plus élevée qu'à $U_{lsup} = 0,2$ m/s (cf. tableau 3.4). Entre $U_{lsup} = 0,2$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s les valeurs de α sur l'axe sont assez proches avec un rapport compris entre $0,8$ et 2 selon le "z" considéré.
Pour les deux U_{lsup} l'évolution de α avec x est identique : il diminue avec x. Cependant pour $U_{lsup} = 0,2$ m/s cette diminution est plus rapide.
V_{pl} montre un comportement différent entre les deux U_{lsup}. A $U_{lsup} = 0,2$ m/s quelle que soit la distance de l'injecteur à laquelle le profil est effectué, nous restons relativement proche de l'injecteur, avec au maximum $z = 3,4$ cm. Une augmentation de V_{pl} avec x est constatée. En s'éloignant de l'axe on se dirige vers la zone se situant sous la veine gaz, dont la position radiale est $2.6 \leqslant x \leqslant 5.7$ mm, d'où l'augmentation de V_{pl}. Cette augmentation est d'autant plus forte que l'on est proche de l'injecteur. Cette évolution de V_{pl} freine l'effet de la décroissance rapide de α sur J_l. A $U_{lsup} = 2$ m/s, la mesure se fait ≈ 4.5 fois plus loin de l'injecteur qu'à $U_{lsup} = 0,2$ m/s, nous ne retrouvons donc pas l'effet de la proximité de la veine gaz. A $z = (L_b + L_{b_{STD}})/2$, V_{pl} est élevée proche de l'axe certainement en raison de la vitesse initiale en sortie d'injecteur donnée aux blocs liquides par un gaz interne à $U_{gintsup} = 18$ m/s. On observe une perte de ≈ 10 m/s entre $x = 4$ et $x = 6$ mm puis V_{pl} se stabilise jusqu'à $x = 12$ mm. Ce plateau correspond probablement à la zone du cône potentiel du gaz externe. Pour $x > 12$ mm V_{pl} diminue à nouveau avec x. A $z = L_b + L_{b_{STD}}$ et à $z = 2(L_b + L_{b_{STD}})$, la décroissance de V_{pl} avec x est beaucoup moins rapide et on observe toujours un plateau où V_{pl} se stabilise avant de décroitre de nouveau de façon plus rapide. Pour $U_{lsup} = 2$ m/s on a l'impression d'une double perte de vitesse : proche de l'axe la première phase de décroissance semble correspondre à la perte de $U_{gintsup}$, ensuite après le plateau la deuxième diminution semble plutôt être liée à la perte U_{gext}.

	$U_{lsup} = 0.2$ m/s	$U_{lsup} = 0.2$ m/s
$z = (L_b + L_{b_{STD}})/2$	460	6500
$z = L_b + L_{b_{STD}}$	120	2100
$z = 2(L_b + L_{b_{STD}})$	93	386

TABLE 7.8 – Valeurs des coefficient de réduction de J_l entre l'axe ($x = 0$ mm) et la postion radiale la plus éloignée (x_{max} - Géométrie petit diamètre.

Sur les graphiques figure 7.19 ϕ_0 diminue avec x quels que soient U_{lsup} et z. Cependant la forme des profils est différente entre $U_{lsup} = 0,2$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s pour les mesures effectuées à $z = (L_b + L_{b_{STD}})/2$ et à $z = L_b + L_{b_{STD}}$. A $U_{lsup} = 0,2$ m/s, la diminution de ϕ_0 s'accélère brutalement à partir d'une valeur de x seuil. A $U_{lsup} = 2$ m/s, la diminution de ϕ_0 est plus plus rapide en partant de l'axe puis ralentit là encore à partir d'une valeur de x seuil. Bien que les positions de mesure entre les deux U_{lsup} soit supposées être homothétiques, les échelles de longueur sont très différentes d'un cas à l'autre. A $U_{lsup} = 2$ m/s, les structures liquides parcourent des distances plus grandes qu'à $U_{lsup} = 0,2$ m/s, distances pendant lesquelles elles peuvent se répartir radialement.

L'étude de ces profils a montré que dans des conditions où U_{gext} est assez élevée, le passage de blocs liquides, ne modifie pas drastiquement l'évolution radiale des tailles moyennes et des flux de gouttes : toutes ces variables diminuent à mesure que l'on s'éloigne de l'axe, excepté V_{pl} en zone proche injecteur qui augmente avec x. Pour $U_{lsup} = 2$ m/s, deux effets sont marquant dans cette campagne, et nouveaux par rapport aux observations faites lors de l'étude des profils de la géométrie gros diamètre avec convergent :

- à $z = (L_b + L_{b_{STD}})/2$, le plateau où C_{10} est stable dans un rayon de 4 mm depuis l'axe. Ce plateau qui a pour origine les grandes structures issues du gros bloc liquide n'apparaissant pas, même très proche injecteur, sur les profils de la géométrie gros diamètre. Sur cette géométrie, à $\beta = 0,9$, le passage des blocs liquides se produit mais de façon beaucoup moins marquée sans qu'il y en ait un impact sur les

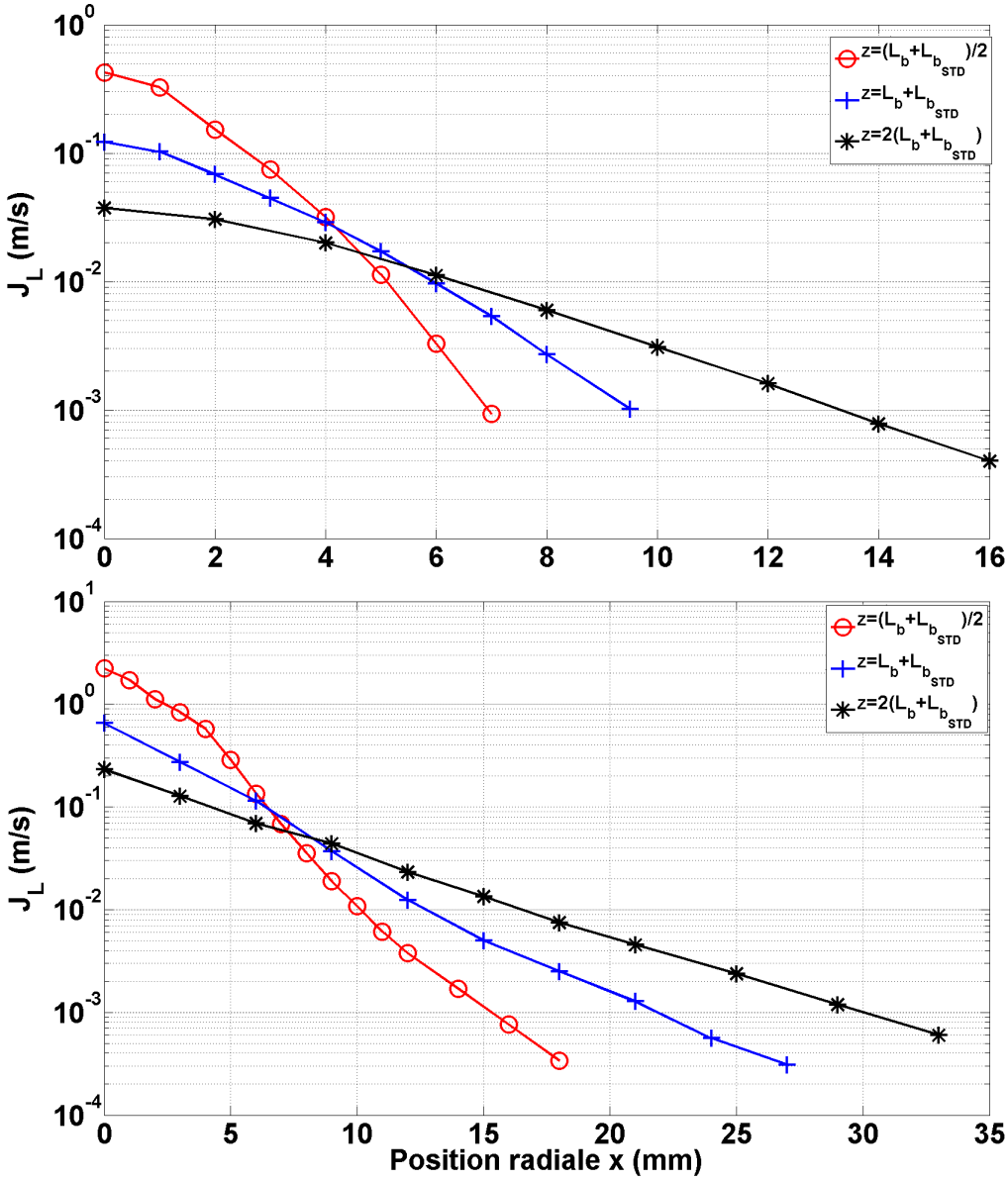


FIGURE 7.16 – Profils radiaux $J_l(x)$ à trois distances de l'injecteur - Géométrie petit diamètre - $U_{gext} = 100$ m/s et $\beta = 0,9$ - En haut : $U_{lsup} = 0,2$ m/s - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s.

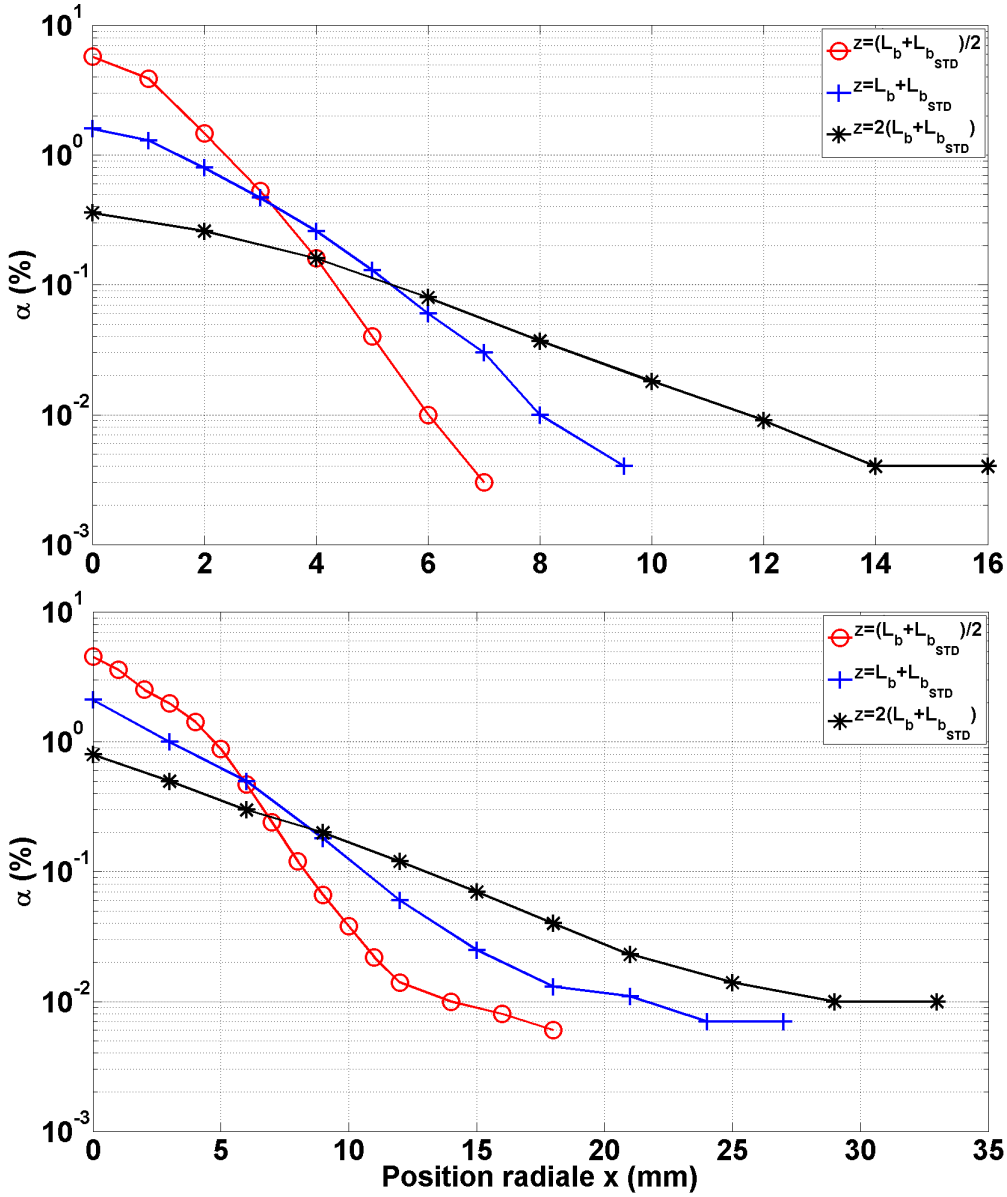


FIGURE 7.17 – Profils radiaux $\alpha(x)$ à trois distances de l'injecteur - Géométrie petit diamètre - $U_{gext} = 100$ m/s et $\beta = 0,9$- $M = 16$ - En haut : $U_{lsup} = 0,2$ m/s - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s.

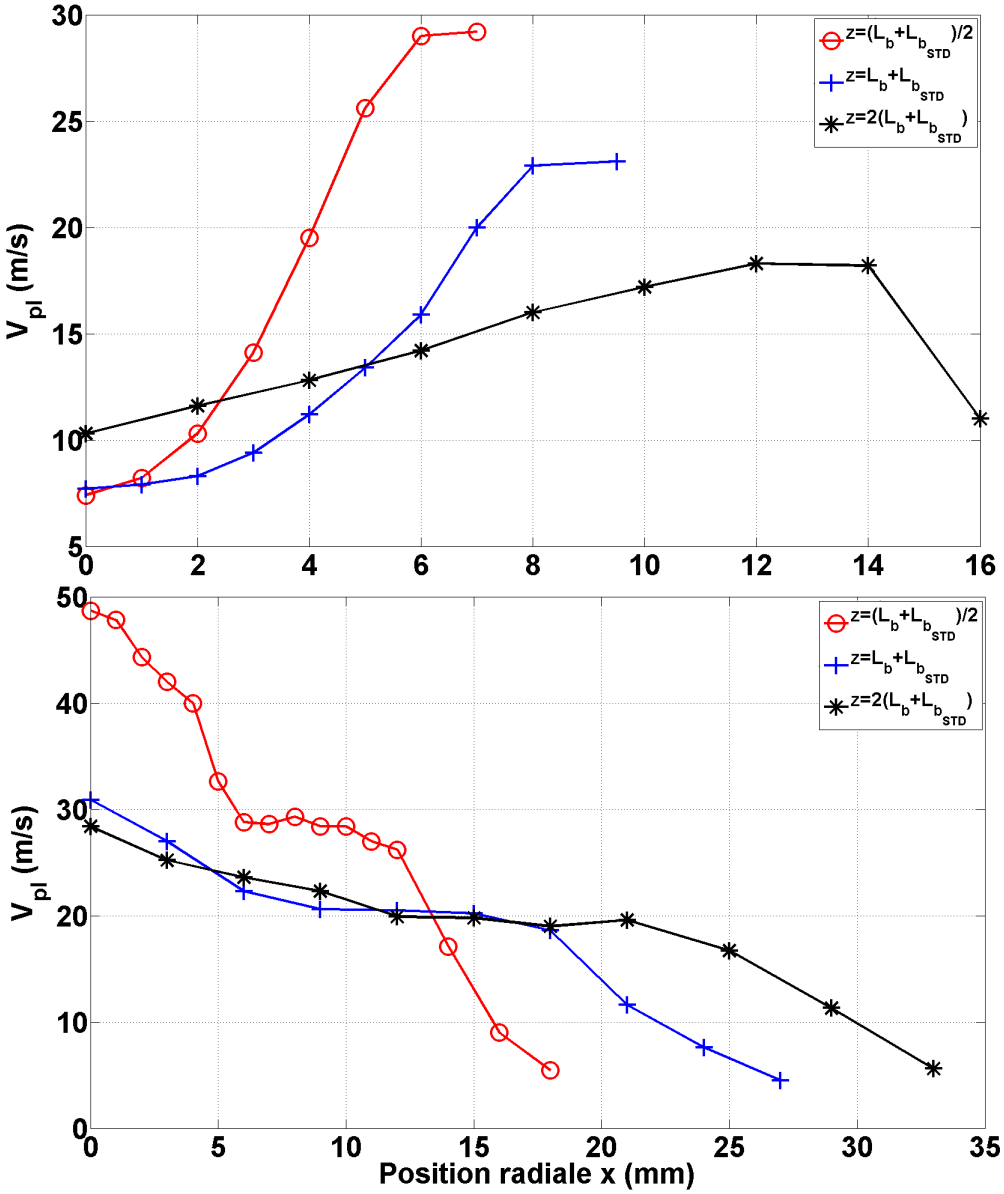


FIGURE 7.18 – Profils radiaux $V_{pl}(x)$ à trois distances de l'injecteur - Géométrie petit diamètre - $U_{gext} = 100$ m/s et $\beta = 0,9$- $M = 16$ - En haut : $U_{lsup} = 0,2$ m/s - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s.

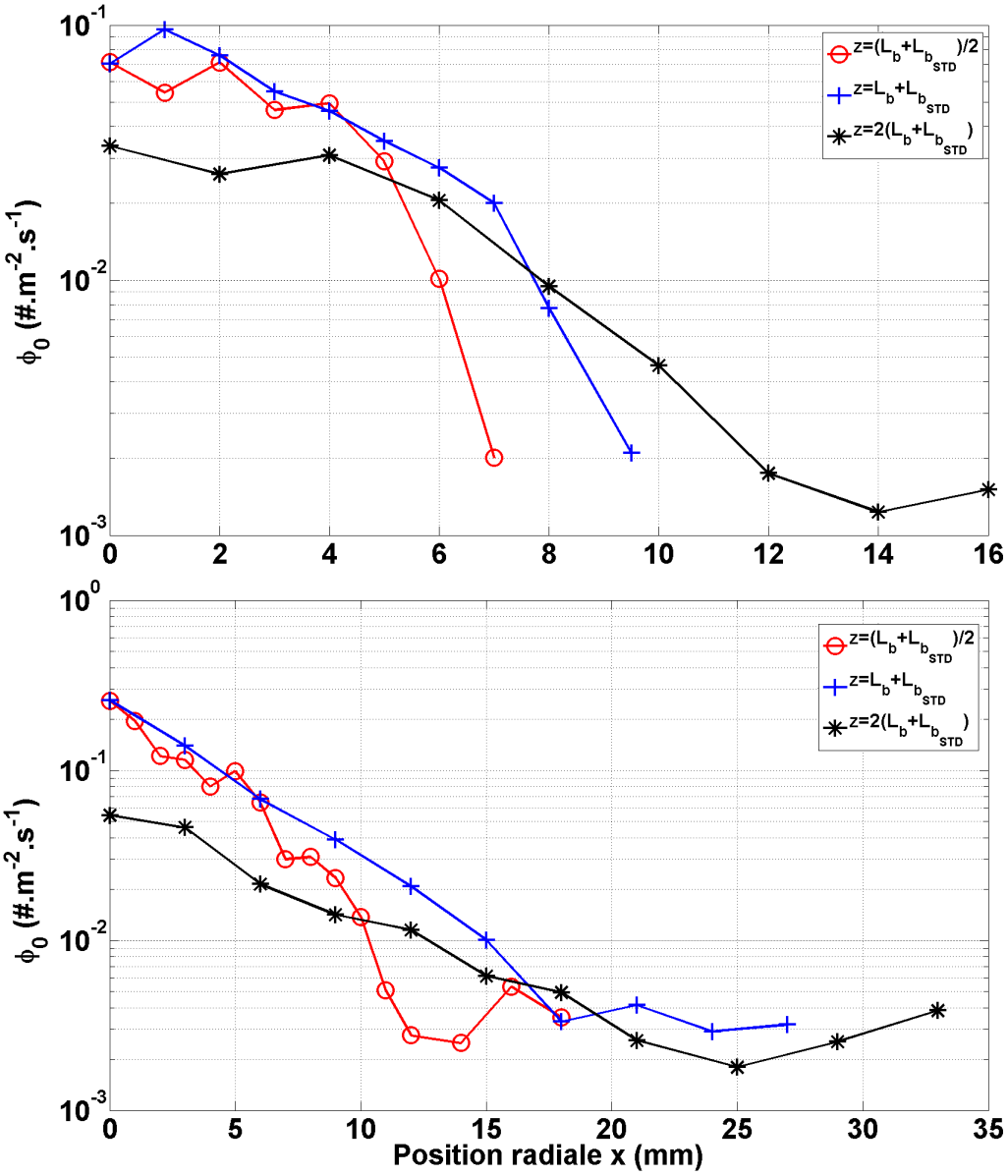


FIGURE 7.19 – Profils radiaux $\phi_0(x)$ à trois distances de l'injecteur - Géométrie petit diamètre - $U_{gext} = 100$ m/s et $\beta = 0,9$- $M = 16$ - En haut : $U_{lsup} = 0,2$ m/s - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s.

profils.
– les deux décroissances successives de V_{pl} séparées par un plateau donnent l'impression d'une perte successive de l'effet des deux vitesses de gaz. Dans un premier temps, la première diminution, proche de l'axe, pourrait correspondre à l'atténuation de l'effet du gaz interne, ensuite, plus loin radialement, la deuxième baisse de V_{pl} pourrait correspondre à la perte de l'effet du gaz externe.

7.3.1 Résumé des évolutions dues à l'ajout de gaz interne

Pour les trois U_{lsup} analysées nous retrouvons pour le cas monophasique ($\beta = 0$) des évolutions des caractéristiques du spray avec U_{gext} similaires à celles déjà observées à savoir :
– Une corde moyenne des gouttes C_{10} évolue en suivant une loi de type U_{gext}^{-n} avec ici $n = 2$.
– Un flux volumique J_l diminue en tout début de gamme de U_{gext} puis croit linéairement ensuite.
– Un flux numérique ϕ_0 croit en U_{gext}^4.
L'ajout de gaz interne va modifier ces comportements de façon différente en fonction de U_{lsup} et de Bêta.
A $U_{lsup} = 0.2$ m/s, le débit liquide étant faible, le gaz externe dès les premiers U_{gext} de la gamme a un impact fort sur la taille moyenne et les flux de gouttes. Le gaz interne impacte peu les caractéristiques données au spray par U_{gext} avant les hauts Bêtas. Pour cet U_{lsup}, $U_{gintsup}$ reste petit devant U_{gext} et cela même à $\beta = 0,97$. Le gaz externe garde donc un effet d'ordre un sur les caractéristiques du spray.
A $U_{lsup} = 1$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s, le gaz externe à faible vitesse ne parvient pas à atomiser le jet liquide monophasique de façon efficace : les tailles moyennes des structures produites sont grandes et les flux numériques faibles. L'ajout du gaz interne, avec l'augmentation progressive de Bêta, qui donne au gaz interne des vitesses pouvant aller jusqu'à 30 m/s, a un impact très fort sur C_{10} et ϕ_0. Il en résulte une perte de dépendance de C_{10} et de ϕ_0 à U_{gext} à mesure que Bêta augmente. Cette perte de dépendance est réciproque : l'augmentation de U_{gext} cause une perte de dépendance à Bêta. Pour C_{10} et ϕ_0 il y a donc une compétition entre gaz interne et gaz externe. Leur rôle respectif dépend d'où l'on se trouve dans l'espace des paramètres. Concernant J_l, Bêta n'a pas d'impact notable sur sa relation avec U_{gext} (excepté pour $\beta = 0,95$ et $\beta = 0,97$ de $U_{lsup} = 1$ m/s).
L'effet de Bêta sur les caractéristiques du spray est en partie lié aux régimes d'écoulement qu'il provoque mais dépend aussi de U_{gext} puisque le gaz externe interagit avec les structures qui sortent de l'injecteur.
A $U_{lsup} = 1$ m/s une baisse de l'amplitude de flapping, alors que l'écoulement interne est "à bulles", est responsable d'une hausse de C_{10} et de J_l. Cet effet n'a pas été observé à $U_{lsup} = 0,2$ m/s et $U_{lsup} = 2$ m/s.

Lorsqu'il y a intermittence nappe annulaire/blocs liquides, les variations de C_{10} et J_l avec bêta vont dépendre de la taille des blocs liquides formés et de leur devenir : ceci introduit une dépendance complexe à U_{lsup}, mais aussi aux vitesses gaz interne et externe. Ce régime est le plus compliqué au niveau de l'interprétation des effets observés sur les caractéristiques du spray de par leur variabilité.

Les profils radiaux ont montré que le passage des blocs liquides ne modifie pas drastiquement l'évolution radiale des grandeurs caractéristiques moyennes du spray : comme pour la géométrie gros diamètre, C_{10}, J_l et ϕ_0 diminuent à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. Cependant, pour $U_{lsup} = 2$ m/s, des divergences notables ont été constatées par rapport à l'étude des profils radiaux de la géométrie gros diamètre avec convergent :
– Les gros blocs liquides créent un plateau où C_{10} varie peu sur une distance de 4 mm depuis l'axe.
– A mesure que l'on s'éloigne de l'axe, la vitesse moyenne phasique diminue, stagne puis diminue à nouveau. Ces deux décroissances successives nous semblent liées respectivement à l'effet du gaz interne et du gaz externe.

7.4 Comparaison des tailles et des effets du régime d'écoulement en fonction de la géométrie d'injecteur

Nous avons vu dans les chapitres précédents que, lorsque l'écoulement diphasique est en régime à bulles, d'une part les mécanismes d'atomisation (stripping et flapping) sont les mêmes qu'en monophasique, et d'autre part la diminution de la taille moyenne des inclusions liquides avec la vitesse du gaz externe (les autres paramètres étant fixés) est proche du comportement observé sur un jet liquide, avec notamment une décroissance en U_{gext}^{-2}. En outre les tailles évoluent peu avec la fraction de débit de gaz interne. Il est donc intéressant d'examiner si une loi d'échelle établie sur un jet liquide reste applicable au régime à bulles.
Plus globalement, la question se pose aussi pour les autres régimes même si nous avons vu que des structures liquides différentes apparaissent en régime à bouchons, de type "churn" ou à la transition "churn"-annulaire, avec de plus le passage intermittent de blocs de liquide compacts. En dépit de ces différences, le chapitre 4 a montré que ces structures liquides sont aussi sujettes à de la brisure par "bag break-up", à de la brisure ligamentaire et, pour les plus gros paquets liquides, à de la fragmentation. D'ailleurs, la taille moyenne des gouttes à large distance aval évolue encore comme U_{gext}^{-2} sur les deux diamètres d'injecteur, témoignant du rôle central du jet externe. Il reste enfin, le cas des très fortes fractions de débit gaz, produisant des parapluies arrachés ou des nappes, pour lequel nous avons montré que la vitesse du gaz interne a un rôle majeur.

Pour estimer l'influence du caractère diphasique du jet interne, considérons la corde moyenne mesurée rapportée à celle mesurée en conditions monophasiques aux mêmes vitesses superficielle du liquide et du gaz externe. Les évolutions de ce rapport en fonction de la fraction de débit de gaz interne ont déjà été discutées. Ici nous considérons les évolutions avec le paramètre de contrôle indépendant $U_{gintsup}$. Plus précisément, puisque nous avons vu que le rapport $U_{gintsup}/U_{gext}$ intervenait dans l'évolution de la taille moyenne des gouttes, nous avons reporté les valeurs de $C_{10}/C_{10_{monophasique}}$ mesurées dans les mêmes conditions de U_{lsup}, U_{gext} et diamètre, en fonction de $U_{gintsup}/U_{gext}$ pour les deux injecteurs sur la figure 7.20. Seules les données acquises à larges distances ont été considérées pour s'assurer que les tailles prises en compte résultent bien des mécanismes de brisure primaire (mesures à la côte $z = 15$ cm pour le grand diamètre et mesures à la côte $z = 6$ cm pour le petit diamètre). Le cas du jet monophasique correspond au point à l'extrême gauche de la figure pour lequel nous avons imposé arbitrairement $U_{gintsup}/U_{gext} = 10^{-4}$ afin de pouvoir le représenter sur une échelle logarithmique. Les données sont aussi classifiées en termes de régime d'écoulement ; nous avons associé dans la légende à la fois le régime d'écoulement interne dans le jet central et les structures liquides observées en aval de la sortie de l'injecteur.

Globalement, et pour les deux diamètres, le rapport $C_{10}/C_{10_{monophasique}}$ évolue entre deux courbes limites : l'une décroissante avec $U_{gintsup}/U_{gext}$ et l'autre présentant un maximum avant une décroissance qui rattrape la courbe limite inférieure pour des valeurs de $U_{gintsup}/U_{gext}$ de l'ordre de l'unité.

Ce résultat donne donc des limites hautes et basses de la taille des gouttes en fonction de $U_{gintsup}/U_{gext}$. Il montre notamment que l'on ne dépasse pas un rapport 2.

Si l'on examine les données en fonction du régime :

- Pour les régimes à bulles, observés jusque vers $U_{gintsup}/U_{gext} \approx 10^{-2}$, le rapport $C_{10}/C_{10_{monophasique}}$ s'écarte de l'unité lorsque $U_{gintsup}/U_{gext}$ augmente. Pour l'injecteur de petit diamètre, la taille des gouttes produite croit en moyenne, avec un rapport$C_{10}/C_{10_{monophasique}}$ compris entre $0,5$ et 1 (voir figure croix 7.21) : les données sont dispersées et ne permettent pas de proposer une corrélation mais juste un encadrement : le rapport $C_{10}/C_{10_{monophasique}}$ est compris entre $0,8$ et $1,5$ (2 si l'on tient compte de la donnée isolée pour laquelle $C_{10}/C_{10_{monophasique}}$ vaut $1,9$). Pour l'injecteur de grand diamètre, la taille des gouttes produites décroit avec $U_{gintsup}/U_{gext}$, avec un rapport $C_{10}/C_{10_{monophasique}}$ compris entre $0,56$ et 1 (voir figure cercles 7.21).
- Les régimes intermédiaires, qui sont ici essentiellement des régimes de type « churn » impliquant l'alternance de parapluies et de blocs liquides, sont observés pour $U_{gintsup}/U_{gext}$ compris entre 10^{-2} et 10^{-1}. Dans cette plage, l'injecteur de grand diamètre produit systématiquement des tailles inférieures au cas monophasique (typiquement $0,5 \leqslant C_{10}/C_{10_{monophasique}} \leqslant 1$). En revanche, pour l'injecteur

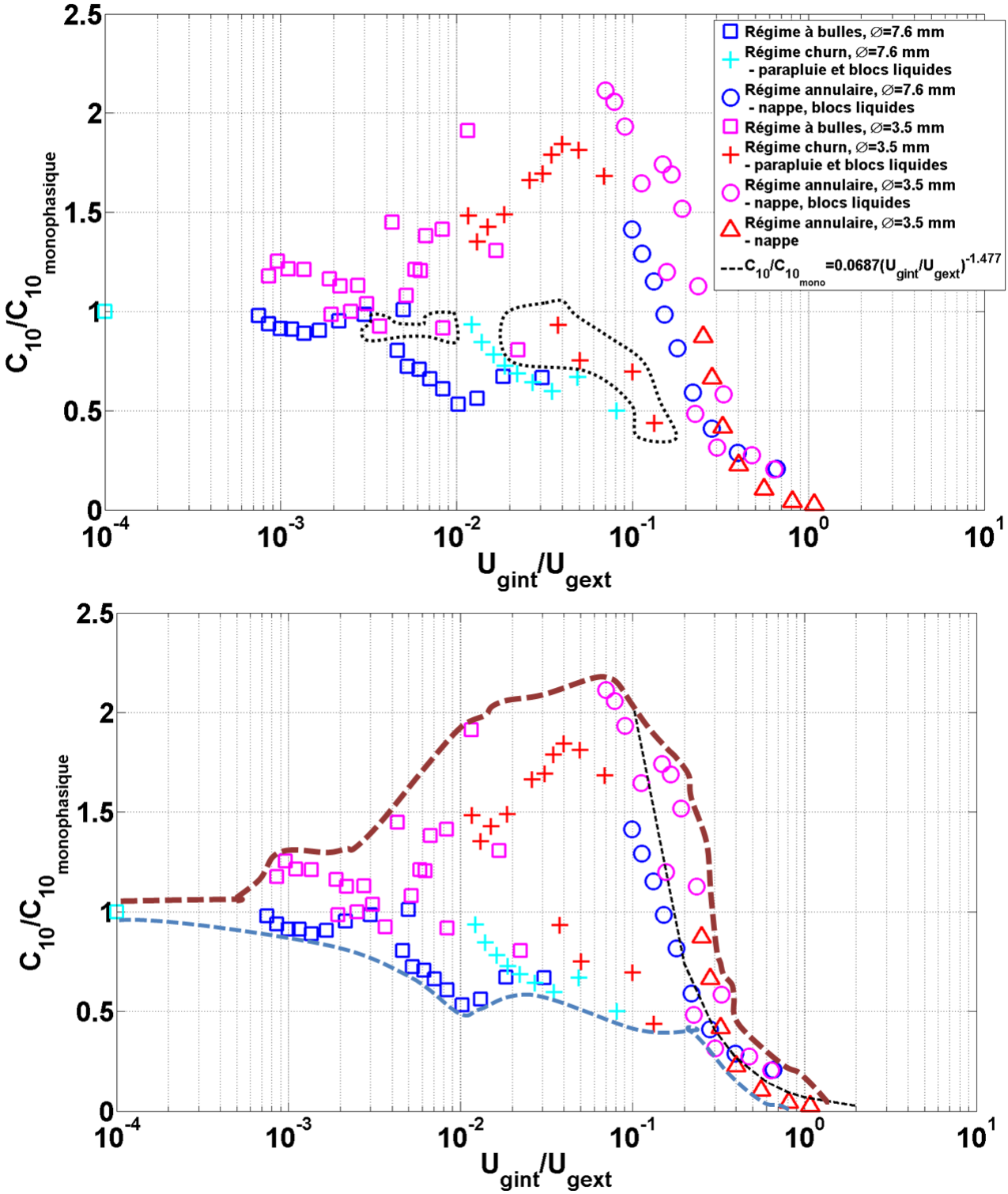


FIGURE 7.20 – Évolution du rapport corde moyenne mesurée en conditions diphasiques sur corde mesurée en conditions monophasiques équivalentes (mêmes vitesses du liquide et du gaz externe, même injecteur) en fonction de la vitesse superficielle du gaz dans le jet central rapportée à la vitesse du gaz externe pour deux diamètres d'injecteur. Les données sont classées par régime d'écoulement interne et structures liquides observés en aval de la sortie de l'injecteur (grand injecteur : données des campagnes $U_{lsup} = 0,61$ m/s acquises $z = 15$ cm en aval de l'injection - petit injecteur : données de la campagne à $U_{lsup} = 1$ m/s acquises à $z = 6$ cm).

de petit diamètre, les tailles peuvent être aussi bien supérieures (jusqu'à presque 2 fois) qu'inférieures (jusqu'à $0,4$ fois) comparé au cas monophasique. La différence entre les deux diamètre provient probablement de l'intermittence qui, comme nous l'avons vu en section 4.2.2, est beaucoup plus marquée pour le petit diamètre. Cet effet provient de la dimension des blocs de liquide, et donc de bouchons de liquide ou de vagues internes : ainsi, une meilleure caractérisation de ces régimes intermédiaires devrait prendre en compte la structure fine des inclusions dans l'écoulement interne, travail qui n'a été qu'abordé ici. Rappelons ici que ces caractéristiques dépendent des débits injectés, du diamètre de la conduite mais aussi du mode d'injection des phases ainsi que de la distance mixeur/injecteur. Il semble donc en principe possible d'accéder à des valeurs de $C_{10}/C_{10_{monophasique}}$ supérieures à 2 si l'on force la production de longs bouchons liquide. L'étude mériterait donc d'être complétée par un contrôle des caractéristiques fines dans ces régimes (en modulant fréquence et/ou taille des ponts liquides par exemple) et par l'analyse de leur impact sur la taille des gouttes.
Le fait que pour le petit diamètre des rapports $C_{10}/C_{10_{monophasique}}$ puisse être à la fois plus grands et plus petits que 1 dans la même plage de $U_{gintsup}/U_{gext}$ est étonnant : les points entourés en traits discontinus sur le graphique en haut figure 7.20 correspondent tous à des conditions où U_{gext} est faible (30 ou 40 m/s) et donc où $C_{10_{monophasique}}$ est élevé. Pour ces points le moindre ajout de gaz interne, qui fait se briser plus tôt le jet, a pour effet un décroissance du C_{10}. $C_{10_{monophasique}}$, diminuant de façon monotone avec la vitesse du gaz externe, est très réduit pour $U_{gext} > 40$ m/s (perte de presque un ordre de grandeur à $U_{lsup} = 1$ m/s sur la géométrie petit diamètre). A partir de ce seuil, on peut comprendre qu'une réduction de flapping ou le passage de gros blocs liquides puissent augmenter une taille moyenne de gouttes petite.

– Les régimes annulaires relevant soit de la zone de transition "churn"/annulaire et produisant alors des parapluies ouverts avec passage intermittent de blocs liquide ou de nappes annulaires « pures », sont obtenus pour $U_{gintsup}/U_{gext}$ supérieur à $0,1$. Ici toutes les données pour les deux diamètres d'injecteur se superposent : elles indiquent une réduction drastique de la dimension des gouttes lorsque $U_{gintsup}/U_{gext}$ croit entre $0,1$ à 1 avec la relation :

$$C_{10}/C_{10_{monophasique}} = 0,0687(U_{gintsup}/U_{gext})^{-1,477}$$

En limite de gamme, les gouttes deviennent très fines et le rapport $C_{10}/C_{10_{monophasique}}$ atteint $2\ \%$ pour $U_{gintsup}/U_{gext} = O(1)$.

Le fait que les données pour différents injecteurs se rassemblent assez bien sur un même graphique est encourageant. Cela permet notamment d'envisager un usage pratique des résultats obtenus. En effet, à l'aide du résultat précédent (figure 7.20), il est donc possible d'encadrer la prédiction de la taille de gouttes connaissant le régime d'écoulement interne. Il faut aussi pour cela connaitre la taille moyenne des inclusions pour un jet liquide. Or, il s'avère que nous ne disposons pas de proposition de loi d'échelle fiable et suffisamment générique pour estimer la taille moyenne des gouttes en champ lointain pour un jet monophasique assisté en fonction de la géométrie de l'injecteur, des fluides utilisés et des conditions d'écoulement imposées. Nous avons néanmoins proposé en Annexe H des corrélations dimensionnelles pour les deux injecteurs considérés dans ce travail.

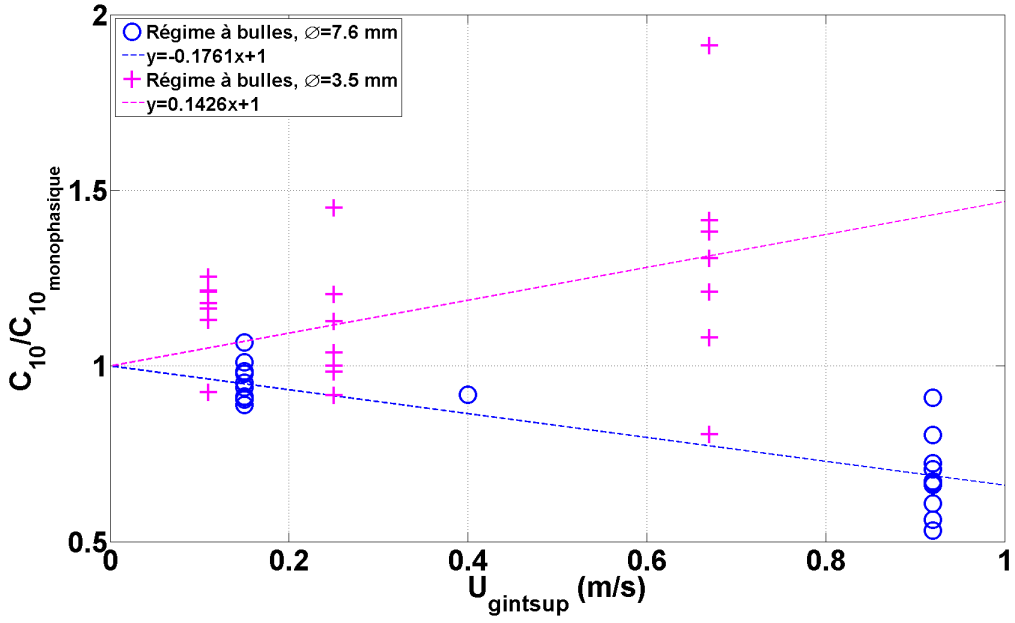


FIGURE 7.21 – Évolution du rapport corde moyenne en régime à bulles sur corde mesurée en conditions monophasiques aux mêmes vitesses du liquide et du gaz externe en fonction de la vitesse superficielle du gaz dans le jet central rapportée à la vitesse du gaz externe pour deux diamètres d'injecteur (grand injecteur : données des campagnes à $M = 16$ et à $U_{lsup} = 0,61$ m/s, données acquises à $z =< L_b > +\sigma_{L_b}$, à $z = 13$ cm et à $z = 15$ cm en aval de l'injection - petit injecteur : données de la campagne à $U_{lsup} = 1$ m/s acquises à $z = 6$ cm).

Chapitre 8

Conclusion générale & perspectives

Dans ce travail, nous avons étudié l'atomisation assistée d'un jet central diphasique gaz-liquide constituant la phase lente, par un co-courant gazeux constituant la phase rapide. La proportion de gaz dans le jet central est paramétrée par la fraction de débit gaz Bêta. En fonction de la vitesse superficielle du liquide et de la fraction débit de gaz, les deux phases peuvent avoir des répartitions spatiales variées, répartitions qui dans la littérature sont classifiées en régimes d'écoulements. L'objectif de notre étude est d'amener des éléments de réponse aux principales questions suivantes : quels sont les impacts du régime d'écoulement et/ou de la fraction de débit de gaz interne sur les caractéristiques structurelles et granulométriques du spray ? Il s'avère que l'étude de l'atomisation assistée d'un jet monophasique a fait l'objet de nombreux travaux et a donc naturellement servie de cas de référence pour le présent travail. En revanche, l'atomisation assistée de jets gaz-liquide ne semble avoir fait l'objet d'aucune étude publiée dans la littérature ouverte à l'exception notable de configurations du type nappe annulaire encadrée par deux écoulements gaz rapides.

Pour mener cette étude, nous nous sommes donc appuyé sur des expériences contrôlées menées avec de l'eau et de l'air en conditions ambiantes. Trois géométries d'injecteur ont été sélectionnées. La première géométrie correspond à un diamètre du jet central de $7,6$ mm et une couronne de gaz de $1,7$ mm d'épaisseur : il s'agit d'un injecteur dont la réponse pour un jet purement liquide est déjà bien connue et référencée (géométrie dite gros diamètre). Cet injecteur a été exploité selon deux déclinaisons : avec et sans convergence de l'écoulement central. Un second injecteur avec un diamètre de jet central réduit à $3,5$ mm et une couronne de gaz externe de ≈ 3 mm d'épaisseur (appelé géométrie petit diamètre) a permis de tester l'impact d'un changement de diamètre. Un troisième injecteur a été dédié à l'atomisation d'un écoulement annulaire forcé, sur lequel deux caractéristiques de la structure de l'écoulement interne - à savoir l'épaisseur du film liquide et la longueur d'interaction entre le film et l'écoulement de gaz central avant sortie de l'injecteur - pouvaient être contrôlées. Un banc expérimental dédié a été construit permettant de varier Bêta sur toute la plage de 0 à ≈ 1 et ce pour différentes vitesses superficielles du liquide. La plage de vitesse du gaz externe quant à elle évoluait entre quelques dizaines de mètres par seconde jusqu'à 200 m/s. Nous nous sommes aussi assurés que tous les régimes d'écoulements gaz-liquide (excepté l'écoulement à brouillard) observés dans la littérature pour un écoulement vertical descendant, orientation correspondante à notre dispositif, étaient bien accessibles.
Pour un injecteur donné, trois paramètres de contrôle étaient disponibles : la vitesse superficielle du liquide U_{lsup}, la vitesse superficielle du gaz interne $U_{gintsup}$ et la vitesse du gaz externe U_{gext}. La scrutation de cet espace a été réalisée au travers de campagnes soit à rapport $M = \rho_g U_{gext}^2/\rho_l U_{lsup}^2$ des pressions dynamiques constant et Bêta variable, soit à Bêta constant et M variable.
Les caractéristiques structurelles, c'est-à-dire régime d'écoulement interne, les structures liquides en sortie d'injecteur avec ou sans jet externe, la longueur de brisure et l'angle du spray ont été mesurées par imagerie rapide. Les caractéristiques de la phase dispersée, à savoir tailles des gouttes, flux et vitesses ont été mesurées par sonde optique, et ce en diverses positions par rapport à la sortie de l'injecteur.

Sur la géométrie gros diamètre avec convergent une campagne à $M = 16$ et une campagne à $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) ont été réalisées. Sur la géométrie petit diamètre, trois campagnes à vitesse superficielle du

liquide fixe ont été menées pour $U_{lsup} = 0, 2, 1$ et 2 m/s. Les deux autres géométries ont été utilisées en parallèle pour des expérimentations visant à comprendre les effets observés lors des campagnes qui viennent d'être citées.

Une campagne à $M = 16$ a été effectuée proche de l'injecteur en un point destiné à analyser uniquement les gouttes produites par stripping. Les autres mesures ont été réalisées sur l'axe soit à une position fixe, éloignée de l'injecteur où toute la brisure primaire est supposée achevée, soit à $z = L_b + L_{b_{STD}}$, une position évolutive, et attendue homothétique d'un jeu de paramètres de contrôle à un autre.

Afin de tester l'impact du régime d'écoulement interne sur les processus d'atomisation, les structures liquides observées juste en aval de l'injecteur ont été caractérisées puis classifiées par type et cartographiées. Nous avons montré que la vitesse du gaz externe a peu d'influence, de sorte que ces cartographies ont été établies dans un plan (U_{lsup}, β) (qui équivaut à $(U_{lsup}, U_{gintsup})$). En comparant systématiquement ces cartographies à celles établies d'une part sur les régimes de l'écoulement interne et d'autre part sur les structures liquides externes en l'absence d'assistance par le gaz, nous avons montré le lien étroit existant entre régime d'écoulement interne et structures liquides formées en sortie du jet, et ce pour les deux injecteurs. Globalement, il apparait que :

- L'atomisation d'écoulements à bulles induit des structures liquide issues de processus d'épluchage (stripping) et de battement large échelle (flapping), processus similaires à ce qui est observé en monophasique. Toutefois, une atténuation des battements large échelle a été observée à mesure que la fraction de débit de gaz interne augmente.
- Pour tous les régimes d'écoulement pour lesquels un film liquide est temporairement présent à savoir le régime à bouchons, le régime de type "churn", la transition « churn »-annulaire et le début du régime annulaire, l'existence de longues poches de gaz délimitée par un film liquide donne lieu à l'apparition de nouvelles structures liquides en aval de l'injection. Ces structures sont caractérisées par une poche de gaz piégée en sortie d'injecteur et un écoulement liquide autour de cette poche qui produit des structures liquides de large amplitude dans un plan orthogonal à la direction principale d'écoulement, structures que nous avons nommées "parapluies". D'après leur fréquence et leur vitesse convective, ces parapluies semblent résulter d'une instabilité interfaciale de cisaillement de type Kelvin-Helmholtz se développant sur le film liquide entourant la poche de gaz. Notons qu'à mesure que la fraction de débit de gaz interne augmente, la poche de gaz s'ouvre sous la pression dynamique du gaz, les parapluies se forment alors sur une nappe annulaire liquide.
- Tous les régimes précédents sont aussi associés à une intermittence nette du débit liquide, qu'elle provienne de l'alternance bouchons liquides - bouchons gazeux dans les régimes à bouchons et de type "churn", ou de la formation de vagues de fortes amplitudes en régime de transition "churn"-annulaire ou en régime annulaire. Cette intermittence se retrouve dans le processus de formation des gouttes et à une cadence similaire. La fréquence et la taille des blocs liquides ne sont pas seulement liées au vitesse d'écoulement mais dépendent aussi de la structure fine de l'écoulement interne, elle-même dépendante du type de mixeur gaz-liquide et de la distance mixeur injecteur.
- Enfin, aux très hautes fractions de débit de gaz interne, il n'y a plus de poche de gaz et l'on retrouve le cas, connu, d'une nappe annulaire. Dans ces conditions, le gaz interne atteint généralement une vitesse suffisante pour atomiser le liquide sur sa face intérieure. Les parapluies ne sont plus observés lors de ce régime, la nappe étant atomisée très proche de l'injecteur.

Les cartographies établies pour les deux diamètre d'injecteur sont cohérentes entre elles, avec pour principale différence un domaine du régime d'écoulement à bulles plus étendu pour la géométrie petit diamètre aux faibles vitesses liquides. Ces résultats ont servi de fondation à l'étude car ils ont permis de comprendre et d'analyser les tendances observées sur les principales caractéristiques de l'atomisation.

Au niveau structurel, nous avons montré que la longueur de brisure décroît aux faibles vitesses de gaz externe puis atteint un comportement asymptotique aux fortes vitesses. En outre, à mesure que Bêta aug-

mente, la longueur de brisure devient de moins en moins sensible à la vitesse du gaz externe jusqu'à en devenir indépendante. En conditions monophasiques, nos mesures suivent assez bien la prédiction d'Eroglu [23] ($L_{b_{mesure}} = 0,88 L_{b_{Eroglu}}$, préfacteur$= 0,88$) selon laquelle la longueur de brisure croît avec la vitesse du liquide et diminue avec la vitesse du gaz externe. En régimes à bulles, les longueurs de brisure sont encore proches de celles prévues par Eroglu mais avec un préfacteur réduit à $0,84$ au lieu de $0,88$. Pour les régimes à bouchons/"churn", le préfacteur diminue à $0,62$, montrant ainsi des longueurs nettement plus petites comparées au cas monophasique. Pour les régimes d'atomisation de nappe annulaire, l'échelle de longueur liquide, réduite à l'épaisseur du film liquide, conduit à des longueurs de brisure très courtes. Ainsi, si la longueur de brisure montre une décroissance globale avec la fraction de débit de gaz interne, sa variabilité, évaluée par le biais du rapport de son écart-type à sa valeur moyenne peut, pour des conditions d'écoulements où l'intermittence est forte, devenir très élevée. Sur les deux géométries, l'angle du spray présente deux types de comportements avec la vitesse du gaz externe : un régime où l'angle augmente jusqu'à $U_{gext} \approx 60$ m/s, puis au delà, un régime où l'angle diminue.

Concernant les caractéristiques de la phase dispersée, nous avons vu que les structures liquides formées en sortie d'injecteur sont drastiquement affectées par le régime d'écoulement interne. Ainsi, en zone proche de l'injecteur, la mesure a révélé une perte de dépendance de la taille moyenne des gouttes à la vitesse du gaz externe à mesure que la fraction de débit de gaz interne augmente. Ce résultat correspond à de grands changements structuraux avec l'apparition des "parapluies" dont la fragmentation ne relève plus du seul mécanisme d'épluchage intervenant sur un jet liquide, combinés au passage intermittent de blocs liquides.
Nous avons montré que cette perte de sensibilité s'estompe en zone éloignée de l'injecteur excepté lorsque le gaz interne atteint des vitesses comparables à celle du gaz externe. En effet, en conditions monophasiques, la taille moyenne des gouttes présente une dépendance en U_{gext}^{-2} quel que soit l'injecteur considéré. En conditions diphasiques, cette dépendance est retrouvée pour la plupart des régimes d'écoulement interne, ce qui traduit le fait que les structures liquides en sortie d'injecteur sont bien fragmentées par l'action du gaz externe. Les seuls cas pour lesquels la taille moyenne des gouttes devient peu sensible voire insensible à la vitesse du gaz externe correspondent à des conditions telles que la vitesse du gaz interne devient de l'ordre de celle de la vitesse du gaz externe. Pour apprécier cet effet, le rapport de la taille moyenne de gouttes en conditions diphasiques rapporté à celle mesurée en conditions monophasiques pour la même géométrie et aux mêmes vitesses du liquide et du gaz externe, a été tracé en fonction du rapport des vitesses du gaz interne et du gaz externe. Ce résultat fournit un encadrement de l'impact du gaz interne sur la taille moyenne des gouttes à large distance aval. En régime à bulles, le rapport est compris entre $0,8$ et $1,5$. Pour les régimes "churn" et à la transition "churn"/annulaire où les parapluies se forment et où l'intermittence perturbe le spray, le rapport évolue entre $0,5$ et 2. Pour les régimes type nappe annulaire le rapport diminue drastiquement jusqu'à atteindre $0,02$ lorsque le rapport vitesse du gaz interne sur vitesse du gaz externe s'approche de l'unité. Ces encadrements permettent en pratique d'estimer la taille moyenne des gouttes pourvu qu'on sache prédire cette taille en conditions monophasiques.

Par ailleurs des mesures de profils radiaux de la taille moyenne de gouttes, des flux volumiques et des flux numériques ont montré une forte homogénéisation radiale de ces variables comparé au cas monophasique à l'exception des régimes d'atomisation de nappe.

Même si l'espace des paramètres de contrôle n'a été que partiellement exploré, l'ensemble de ces résultats permet donc d'avoir une première appréciation de l'impact du caractère diphasique de l'écoulement central sur les processus d'atomisation assistée.

En termes de perspectives, il serait intéressant de mieux lier les caractéristiques fines de l'écoulement interne (mesure de l'intermittence de débit, dimension des bouchons liquides et gaz, épaisseur de film dans le cas des géométries hors annulaire) aux processus de formation de gouttes et aux caractéristiques granulométriques

du spray dans les régimes présentant une intermittence marquée. Cela pourrait être mené en effectuant une analyse des tailles de gouttes conditionnée à la structure interne, étude qui nécessite un bon contrôle et surtout une bonne reproductibilité de l'écoulement interne ou bien un forçage de l'alternance bouchons liquides – bouchons gazeux. Ce serait aussi l'occasion d'apprécier la fréquence de passage des blocs liquides sur la taille des gouttes. Notamment, il serait intéressant de déterminer, pour certaines conditions d'injection, où la taille moyenne des gouttes rapportée au cas monophasique pourrait devenir plus grande que deux, valeur maximale observée dans cette étude.

Par ailleurs, il faudrait identifier l'origine de comportement du régime à bulles entre petit et gros diamètre, les tailles de gouttes augmentant ou diminuant par rapport au cas monophasique. Une origine possible pourrait être la réduction du flapping, cette réduction étant plus marquée sur le petit diamètre que sur le gros.

D'autre part, une analyse détaillée de l'instabilité interfaciale se développant sur les larges bulles serait utile. Les quelques évaluations de la vitesse de convection indiquent qu'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz est à l'œuvre, mais l'étude demande à être approfondie notamment en complétant les données par la mesure de l'épaisseur du film et de sa vitesse d'une part et en exploitant une analyse de stabilité linéaire d'autre part. Cette étude pourrait être réalisée sur la géométrie annulaire pour une longueur de course de film nulle (pour laquelle le contrôle de l'épaisseur du film est total) et en pilotant les expériences en termes de vitesses débitantes basées sur les sections de passage de chacun des fluides et non en termes de vitesses superficielles basées sur le diamètre hydraulique de l'injecteur. L'étude paramétrée de l'amplitude et du taux de croissance des parapluies pourrait suivre.

Enfin, nous avons vu que la prédiction de la taille moyenne de gouttes en conditions diphasiques n'est pas maitrisée. Cette question mérite d'être traitée.

Annexe A

Confidentiel industrie

Annexe B

Études effectuées sur une configuration d'écoulements diphasiques verticaux descendants.

	Other Studies			Present Study		
Flow Pattern	Author	U_{sl} / U_{sg}	Void Fraction	U_{sl} / U_{sg}	Void Fraction	% error
Bubbly Flow	*	0.71 / 0.098	0.144	0.74 / 0.1	0.133	8.27
	Oshinowo (1971)*	1.43 / 0.21	0.135	1.49 / 0.22	0.129	4.65
	Paras (1982)*	1.72 / 0.4	0.195	1.74 / 0.38	0.1801	8.27
	Lorenzi and Stogia (1976)*	1.43 / 0.085	0.064	1.49 / 0.083	0.057	12.28
Slug Flow						
	Paras (1982)*	0.689 / 0.47	0.415	0.63 / 0.43	0.407	1.97
	Yijun and Rezkallah (1993)	0.33 / 0.438	0.487	0.37/ 0.45	0.54	-9.81
	Yijun and Rezkallah (1993)	0.99 / 0.82	0.461	0.98 / 0.87	0.482	-4.36
	Paras (1982)*	0.68 / 0.23	0.275	0.64 / 0.25	0.3	-8.33
Froth Flow						
	Paras (1982)*	1.38 / 1.38	0.425	1.39 / 1.34	0.443	-4.06
	Paras (1982)*	1.38 / 1.76	0.455	1.387 / 1.78	0.482	-5.60
	Oshinowo (1971)*	1.19 / 3.42	0.65	1.25 / 3.3	0.601	8.15
	Yijun and Rezkallah (1993)	0.99 / 2.66	0.7	0.943 / 2.73	0.66	6.06
Falling Film Flow						
	Yijun and Rezkallah (1993)	0.099 / 4.83	0.797	0.12 / 4.96	0.84	-5.12
	Yijun and Rezkallah (1993)	0.09 / 11	0.868	0.07 / 10.01	0.875	-0.80
	Oshinowo (1971)*	0.051 / 5.36	0.938	0.061 / 5.15	0.893	5.04
	Usui and Sato (1989)*	0.182 / 5.65	0.864	0.19 / 5.69	0.825	4.73
Annular Flow						
	Yijun and Rezkallah (1993)	0.10 / 11	0.87	0.12 / 11.18	0.864	0.69
	Oshinowo (1971)*	0.31 / 9.72	0.839	0.313 / 9.46	0.81	3.58
	Oshinowo (1971)*	0.13 / 13.3	0.9035	0.12 / 12.76	0.886	1.98
	Nguyen (1975)*	0.10 / 14.13	0.935	0.12 / 14.26	0.893	4.70

FIGURE B.1 – Tableau récapitulatif de certaines études effectuées sur une configuration d'écoulements diphasiques verticaux descendants [7].

H_l par auteur :
- Present study $H_l = 12,7$ mm (bhagwat [7])
- Yijun et al. $H_l = 9,525$ mm [43].
- Usui et al. $H_l = 16$ mm [95].
- Paras et al. $H_l = 19,5$ mm [77].
- Oshinowo et al. $H_l = 25$ mm [75].
- Nguyen et al. $H_l = 45,5$ mm [73].
- Lorenzi et al. $H_l = 44$ et 90 mm [61].

Annexe C

σ_{L_b} en fonction de β.

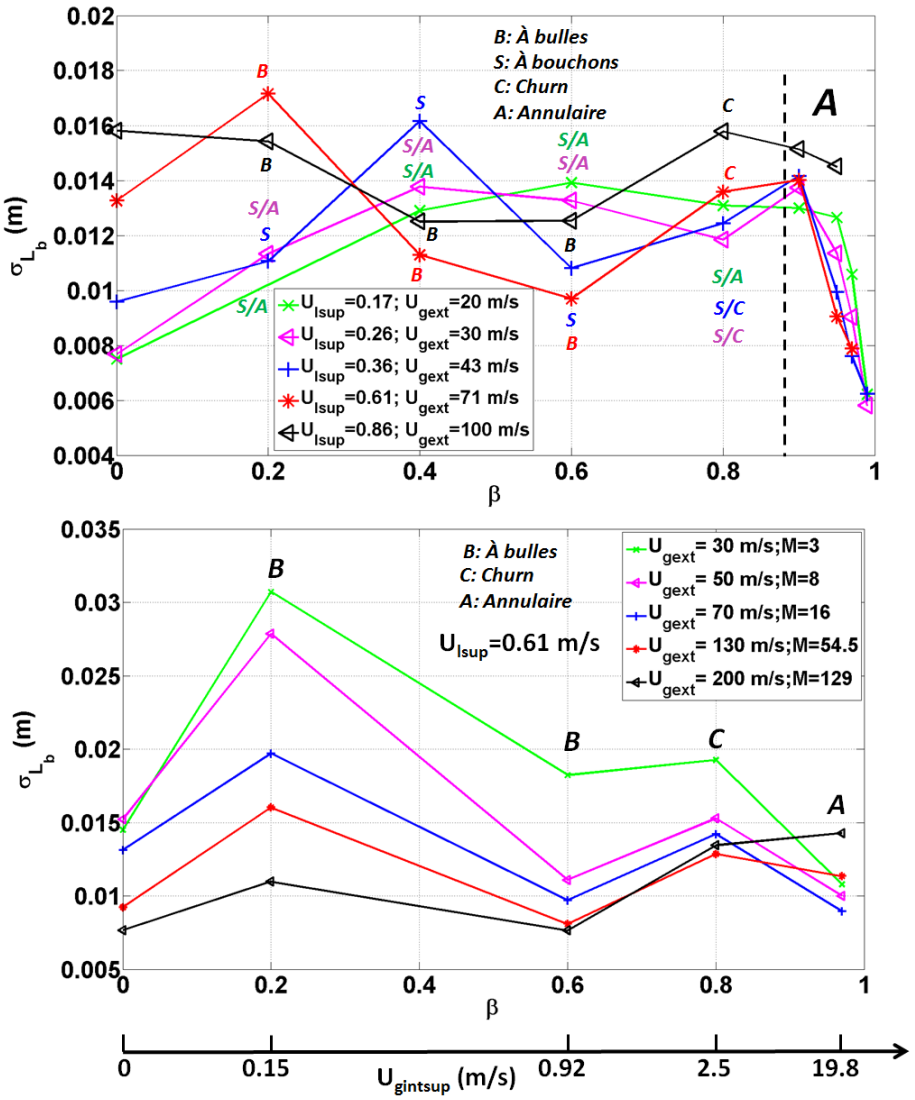


FIGURE C.1 – σ_{L_b} en fonction de β - Géométrie gros diamètre avec convergent ($H_l = 7,6.10^{-3}$ m) - En haut : $M = 16$ - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s, M variable.

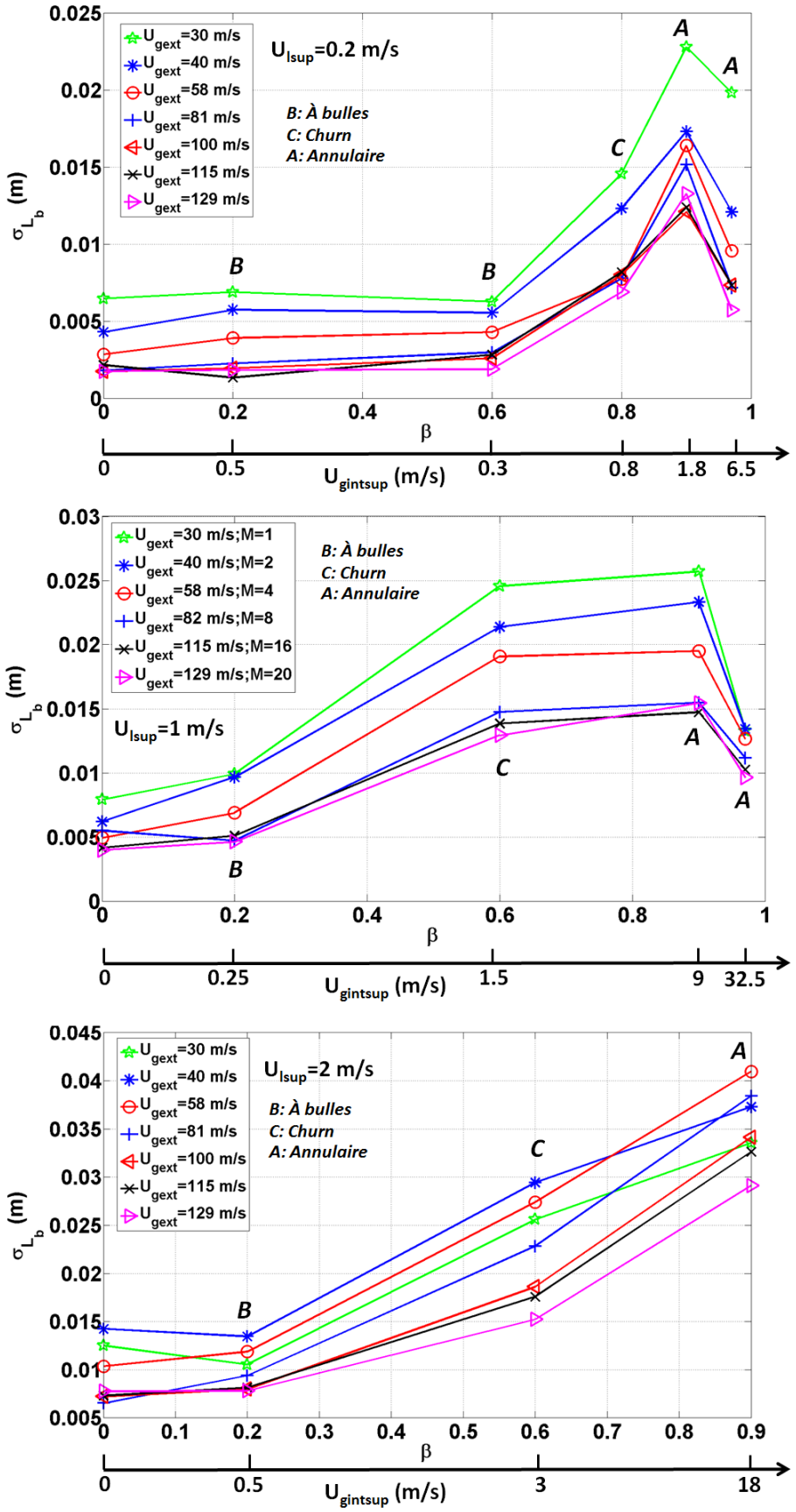


FIGURE C.2 – σ_{L_b} en fonction de β - Géométrie petit diamètre ($H_l = 3,5.10^{-3}$ m) - En haut : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, M variable - Au milieu : $U_{lsup} = 1$ m/s, M variable - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, M variable.

Annexe D

Effet du convergent sur la longueur de brisure.

Sur le géométrie gros diamètre sans convergent nous avons travaillé avec deux sets de paramètres communs à ceux utilisés sur la géométrie d'injecteur avec convergent lors de la campagne à M=16, à savoir, $(U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s)$ et $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$. Nous avons choisi ces deux sets car ils présentent des évolutions du régime d'écoulement interne différentes (cf. figure 3.22).

La figure D.1 présente, pour chacun des deux sets $(U_{lsup}; U_{gext})$, la superposition des histogrammes des mesures de longueurs de brisure rapportées à l'épaisseur liquide pour les cinq valeurs de Bêta utilisées.

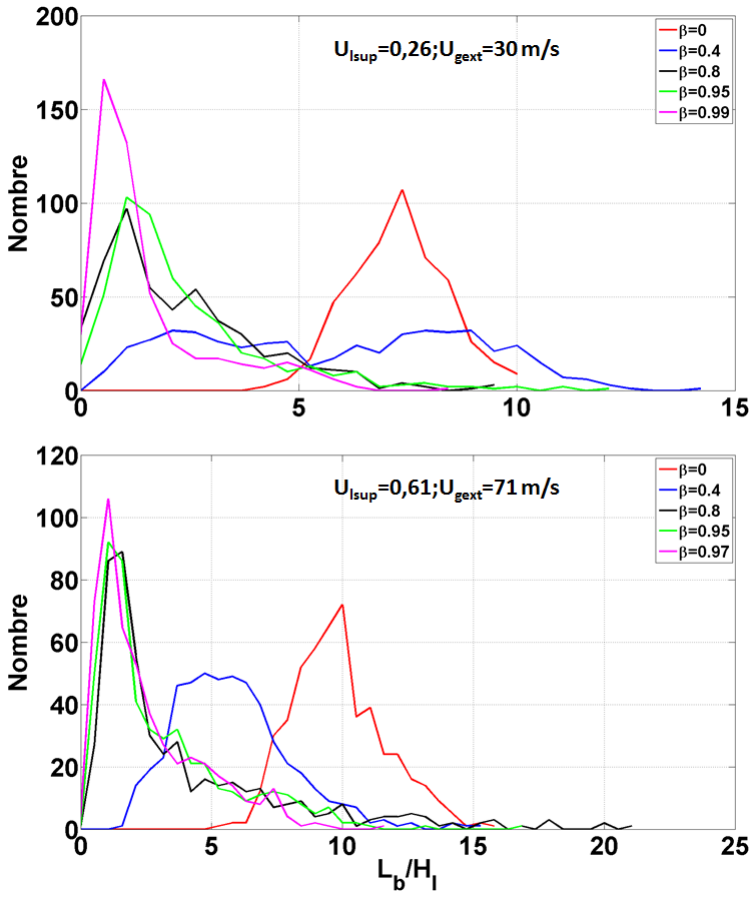


FIGURE D.1 – Histogrammes des longueurs de brisure adimensionnées par l'épaisseur liquide pour différentes valeurs de Bêta aux conditions $(U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s)$ et $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$ - Géométrie gros diamètre sans convergent - $M = 16$

Sur le graphique du haut, celui du set ($U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s$), nous voyons des longueurs de brisure comprises entre $5H_l$ et $10H_l$ quand Bêta est nul. A $\beta = 0,2$, nous assistons à une augmentation drastique de cette gamme qui passe de $\approx 0H_l$ à $\approx 12H_l$ témoignant d'une grande variabilité de la longueur de brisure à ce point de mesure. Les cas $\beta = 0,8$ et $\beta = 0,95$ voient une réduction de la variabilité avec une longueur de brisure évoluant entre $\approx 0H_l$ à $\approx 8 - 10H_l$. Ici nous voyons clairement ces deux histogrammes se décaler vers des valeurs du ratio L_b/H_l plus petites indiquant donc une décroissance de la longueur de brisure. Pour finir, l'histogramme du cas $\beta = 0,99$, présente un pic regroupant la plus grande partie des événements dans une gamme de longueur de brisure comprise entre $\approx 0H_l$ à $\approx 5H_l$.
Le graphique correspondant au set ($U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s$) en bas montre une longueur de brisure évoluant entre $6H_l$ et $15H_l$ pour le cas $\beta = 0$. A $\beta = 0,2$, l'histogramme se décale vers les valeurs de du ratio L_b/H_l plus petites et présente des longueurs de brisure comprises entre $\approx 2H_l$ à $\approx 14H_l$. A partir de $\beta = 0,8$, les histogrammes sont centrés sur une valeur du ratio L_b/H_l inférieure à trois. La variabilité de la longueur de brisure diminue à mesure que Bêta augmente avec un intervalle de longueur de brisure de $\approx 0H_l$ à $\approx 20H_l$ à $\beta = 0,8$ contre $\approx 0H_l$ à $\approx 10H_l$ à $\beta = 0,97$.
L'évolution des histogrammes présente la même dynamique que ceux issus des mesures de longueurs de brisure faites sur la géométrie gros diamètre avec convergent (figure 5.8), c'est à dire :

- Un déplacement vers des valeurs du ratio L_b/H_l de plus en plus petites à mesure que Bêta augmente.
- Une augmentation puis une réduction de la plage de valeurs de la longueur de brisure.

Complétons ces informations qualitatives avec une comparaison quantitative entre les résultats obtenus sur chacune des deux géométries. Les graphiques de la figure D.2, montrent une superposition des histogrammes des géométries avec et sans convergent. Sur chacun des cinq graphiques sont présentés deux jeux de paramètres $U_{lsup}; U_{gext}; \beta$. Les histogrammes correspondant à la géométrie sans convergent sont représentés en trait plein alors que ceux de la géométrie gros diamètre avec convergent le sont en trait discontinu.

Commençons par présenter le cas du set ($U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s$) qui est représenté par la couleur noire. A $\beta = 0$, les deux histogrammes sont très proches. Même si le cas avec convergent présente des longueurs de brisure légèrement plus petites, cela ne permet pas de conclure d'un impact fort de la géométrie d'injecteur. A $\beta = 0,4$, le changement est très marqué. Le cas sans convergent présente une variabilité de la longueur de brisure beaucoup plus élevée que celle du cas avec convergent avec, respectivement, $\approx 0H_l$ à $\approx 13H_l$ contre $\approx 0H_l$ à $\approx 9H_l$. Pour expliquer cette différence il faut revenir aux figures 3.20 et3.22 qui présentent les régimes d'écoulement interne au sein des injecteurs et consulter les cartographies figures **??** et D.3 qui donnent les structures du jet en sortie des injecteurs sans écoulement de gaz externe.

A ce point de mesure, l'écoulement interne de l'injecteur sans convergent présente une intermittence entre bouchons liquides et bouchons gazeux plus régulière et plus équilibrée entre les deux phases que celui de l'injecteur avec convergent, en d'autres termes les tailles de bouchons entre gaz et liquide sont équivalentes. Ce dernier présente une structure d'écoulement interne à la transition entre l'écoulement bouchon et l'écoulement annulaire. Les bouchons liquides y sont plus petits et plus rares alors que les bouchons gazeux y sont plus grands. En sortie d'injecteur sans convergent, il se produit une intermittence bien marquée entre un régime "train de bulles" et jet liquide monophasique. En y ajoutant le gaz externe nous retrouvons cette alternance avec des longueurs de brisure caractéristiques de chacun de ces écoulements : relativement courtes pour le "train de bulle", plus longues pour le jet liquide. Les deux bosses de l'histogramme témoignent bien de ce phénomène. A $\beta = 0,8$, l'histogramme correspondant à la géométrie sans convergent est plus fin et présente plus d'événements où le jet se brise très proche de l'injecteur, voire même où l'écoulement est interrompu ($L_b = 0H_l$). Pour les deux valeurs supérieures de Bêta, $0,95$ et $0,99$, les histogrammes ont la même forme quelle que soit la géométrie d'injecteur. Là encore, les histogrammes du cas sans convergent sont décalés vers la gauche par rapport au cas avec convergent. Ils présentent donc plus d'événements où la longueur de brisure est très courte. Les régimes d'écoulements internes correspondant à ces valeurs du jeu de paramètres $U_{lsup}; U_{gext}; \beta$ étant visuellement similaires (qualitativement), ce résultat soulève des interrogations quant à leur aspect quantitatif. Pour les deux géométries, nous observons un écoulement annulaire avec des passages de vagues ayant une vitesse plus élevée que celle du film liquide. Lors de l'étude de l'évolution de l'écoulement interne en sortie d'injecteur sans la présence de gaz externe, nous avons observé de fortes réductions, voire même des ruptures, du débit

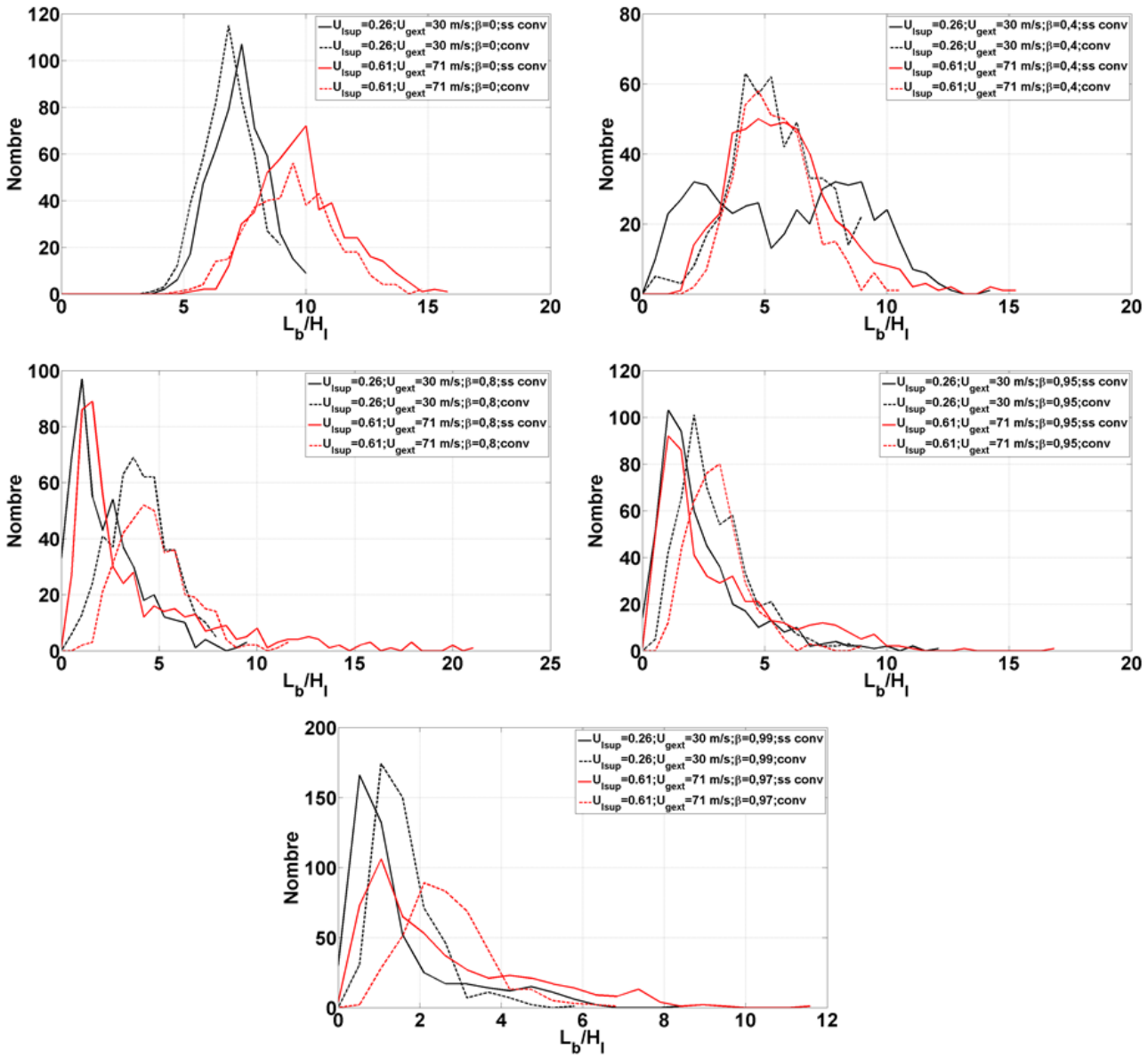


FIGURE D.2 – Comparaison des histogrammes de L_b/H_l entre géométries avec (lignes discontinues) et sans convergent (lignes pleines)($H_l = 7,6.10^{-3}$ m).

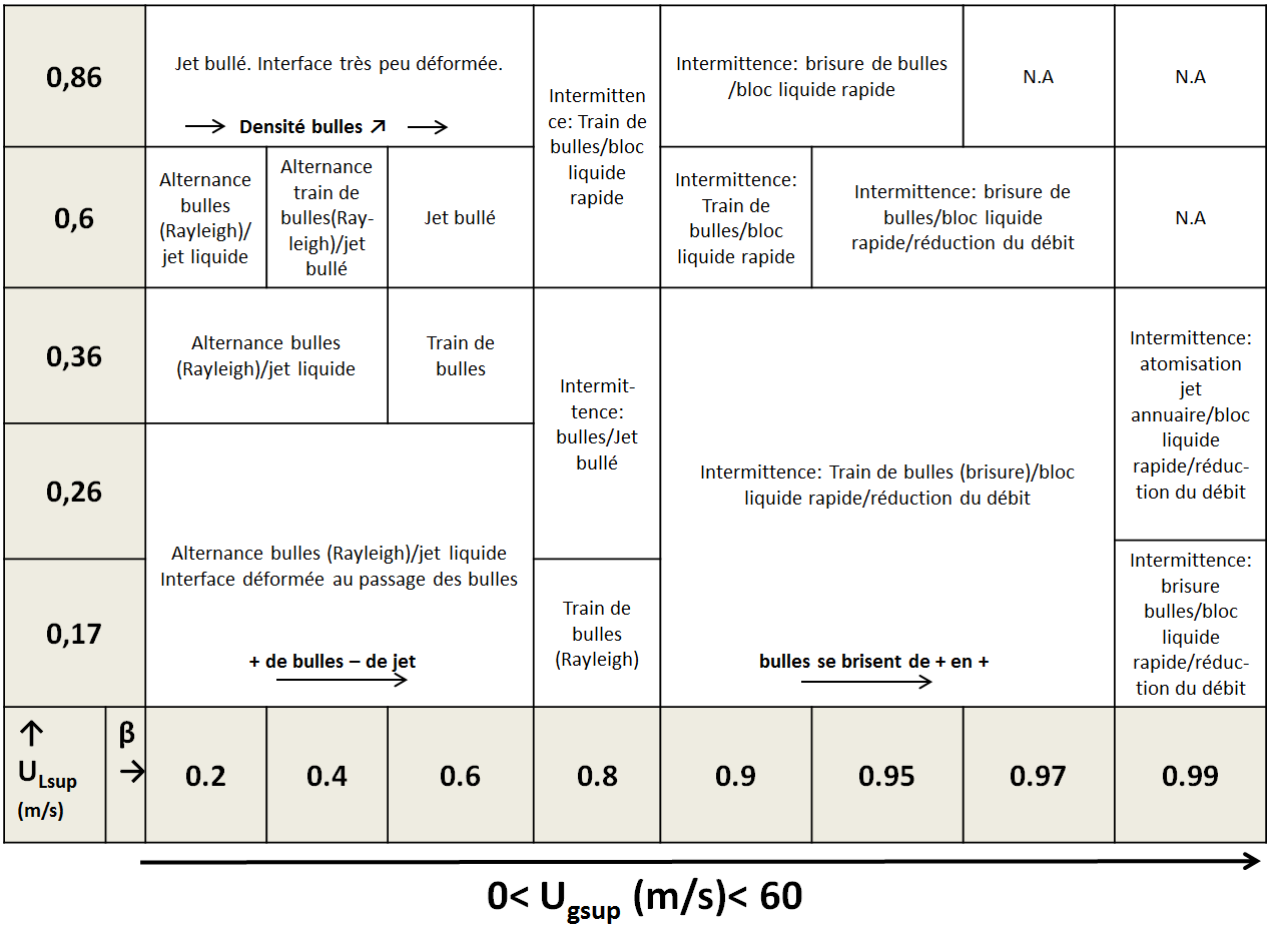


FIGURE D.3 – Cartographie des structures du jet diphasique en sortie d'injecteur sans écoulement de gaz externe - Géométrie gros diamètre sans convergent

liquide avant le passage de ces vagues. Ce phénomène a été observé pour les deux géométries. La fréquence de ces vagues donne donc le rythme des événements où le jet se brise très proche injecteur (ou ne sort plus de l'injecteur). Une fréquence des vagues plus élevée dans les écoulements annulaires de la géométrie sans convergent pourrait justifier le nombre d'événements plus grand de longueur de brisure très petite par rapport à la géométrie gros diamètre avec convergent.
Passons au cas du set $(U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s)$, représenté par les courbes rouges. A $\beta = 0$, les deux géométries présentent des histogrammes avec des gammes de longueur de brisure équivalentes comprises entre $\approx 5H_l$ et $\approx 15H_l$. A $\beta = 0,2$, les deux histogrammes voient leurs valeurs minimales de longueur de brisure descendre à $\approx 2H_l$. En revanche leurs valeurs maximales n'ont pas la même évolution. Celle du cas sans convergent reste autour de $15H_l$ alors que celle du cas avec convergent diminue jusque $10H_l$. Le cas sans convergent présente donc une plus grande variabilité des valeurs de la longueur de brisure. La différence est beaucoup moins marquée qu'au set $(U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s)$. Ici le gaz externe atomise soit un jet qui présente une alternance "train de bulles"/jet bullé (géométrie sans convergent) soit juste un jet bullé (géométrie gros diamètre avec convergent). Dans le cas de l'injecteur sans convergent il n'y a plus cette rupture nette entre jet monophasique liquide et train de bulles observée aux conditions $(U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s)$. Pour les trois valeurs supérieures de Bêta, $0,8$, $0,95$ et $0,97$, les histogrammes du cas sans convergent sont toujours décalés à gauche par rapport au cas avec convergent et présentent des gammes de longueurs de brisure plus grandes. Là encore nous proposons comme justification une fréquence et une vitesse de vagues plus élevées dans l'écoulement interne annulaire. Ces vagues, quittant l'injecteur avec une vitesse élevée sont associées à des événements où la longueur de brisure est très longue. Avant l'arrivée d'une vague il y a plusieurs images d'affilée où l'écoulement à un débit quasi nul et où le jet se brise très proche de l'injecteur. Quand la vague quitte l'injecteur nous la voyons évoluer sur une série de plusieurs images. Les longueurs de brisure qui y sont mesurées évoluent entre $L_b \approx 0$ et $L_{b_{max}}$. Une vague est donc à l'origine de plusieurs événements où la longueur de brisure est minimale mais d'un seul où elle est maximale.

Comparons maintenant, entre les deux géométries, l'évolution de la longueur de brisure moyenne, rapportée à l'épaisseur liquide, en fonction de Bêta, qui est tracée sur le graphique de la figure D.4.

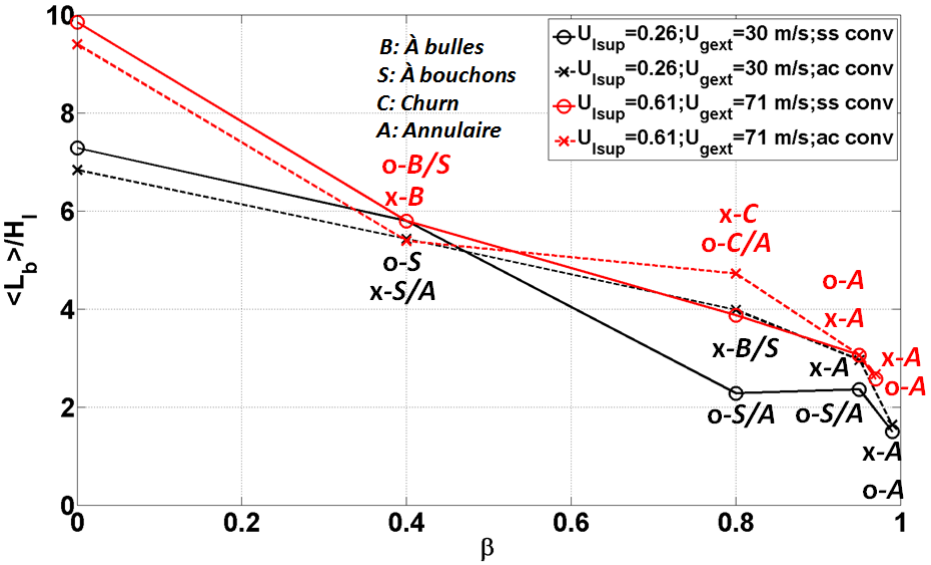


FIGURE D.4 – $< L_b > /H_l$ fonction de β - Comparatif entre géométries avec et sans convergent $H_l = 7,6.10^{-3}$ m - M=16.

Qu'importe la géométrie, l'augmentation de Bêta a toujours pour effet de réduire la longueur de brisure moyenne. Les courbes de chacune des géométries suivent les mêmes tendances. Le convergent n'a pas d'impact sur l'effet que Bêta a sur la longueur de brisure moyenne.

Le graphique de la figure D.5 présente l'évolution du rapport de l'écart-type de la longueur de brisure rapporté à la longueur de brisure moyenne.

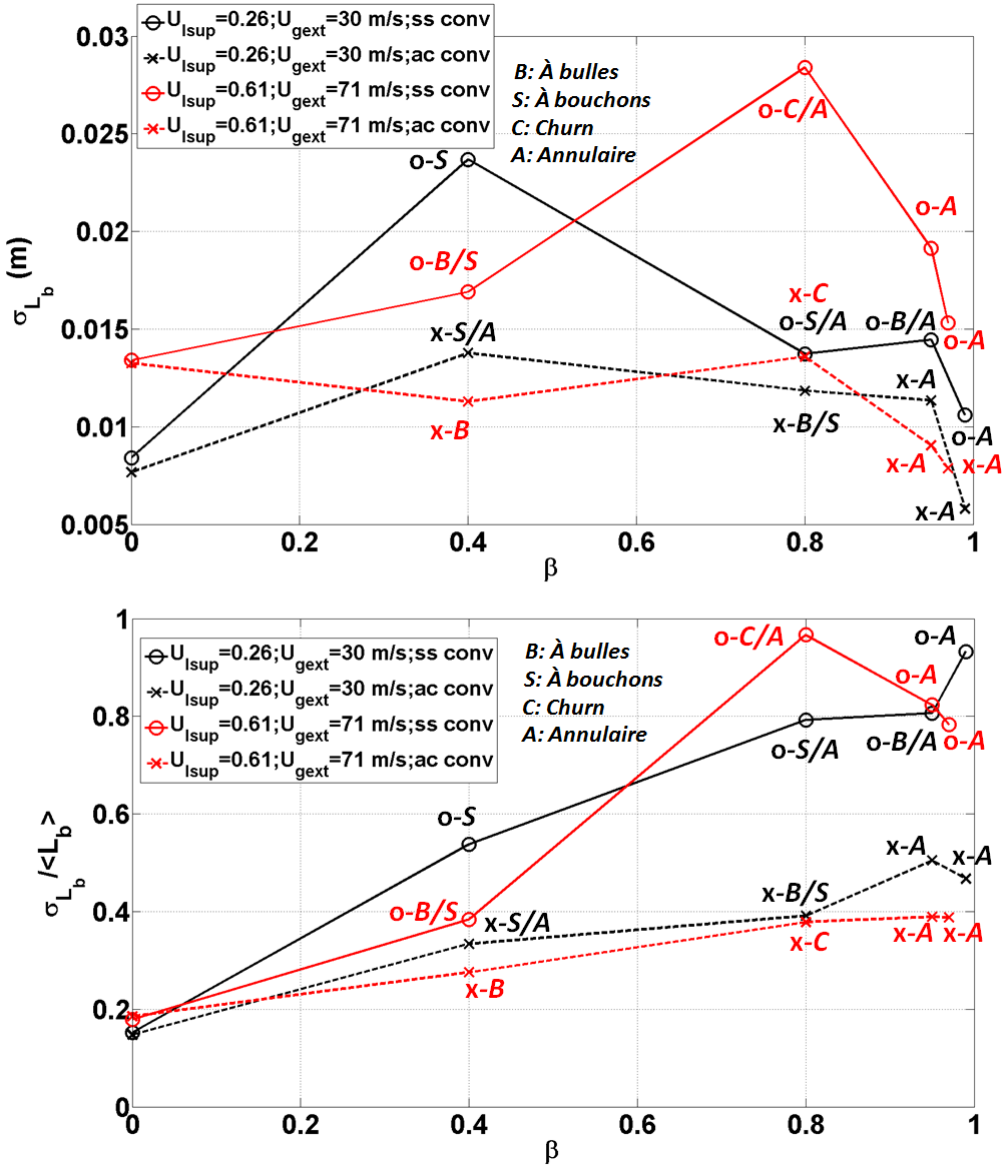


FIGURE D.5 – Comparatif entre géométries avec et sans convergent ($H_l = 7,6.10^{-3}$ m), $M = 16$ - En haut : σ_{L_b} en fonction de β - En bas : $\sigma_{L_b}/ < L_b >$ en fonction de β.

L'évolution des courbes confirme la variabilité de L_b plus grande pour la géométrie sans convergent observée sur les histogrammes de la figure D.2. Variabilité d'autant plus grande que Bêta augmente. A $\beta = 0,4$ la différence entre les écarts-types des deux géométries est d'environ $0,2$ pour le ($U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s$). A $\beta = 0,99$, elle est de 0.4. Cette augmentation est encore plus marquée pour le set ($U_{lsup} = 0,61\ m/s; U_{gext} = 71\ m/s$). La différence des écarts-types passe de $0,2$ à 0.4 quand Bêta croît de $0,4$ à $0,97$.

La présence ou non du convergent n'a montré aucun impact sur l'effet de l'augmentation de Bêta sur la longueur brisure. En revanche nous avons vu que la différence de géométrie avait un impact fort sur la variabilité de la longueur de brisure. En comparant les vidéos des structures d'écoulements internes entre les deux géométries, nous avons vu que la géométrie sans convergent présente une intermittence plus prononcée pour le set de paramètres ($U_{lsup} = 0,26\ m/s; U_{gext} = 30\ m/s; \beta = 0,4$). De même, visuellement, le phénomène pulsatoire observé pour $\beta > 0,8$ semble plus marqué en l'absence de convergent.

Annexe E

Résultats sur les flux mesurés en zone éloignée de l'injecteur tracés en fonction de la fraction de débit de gaz interne - Géométrie gros diamètre avec convergent

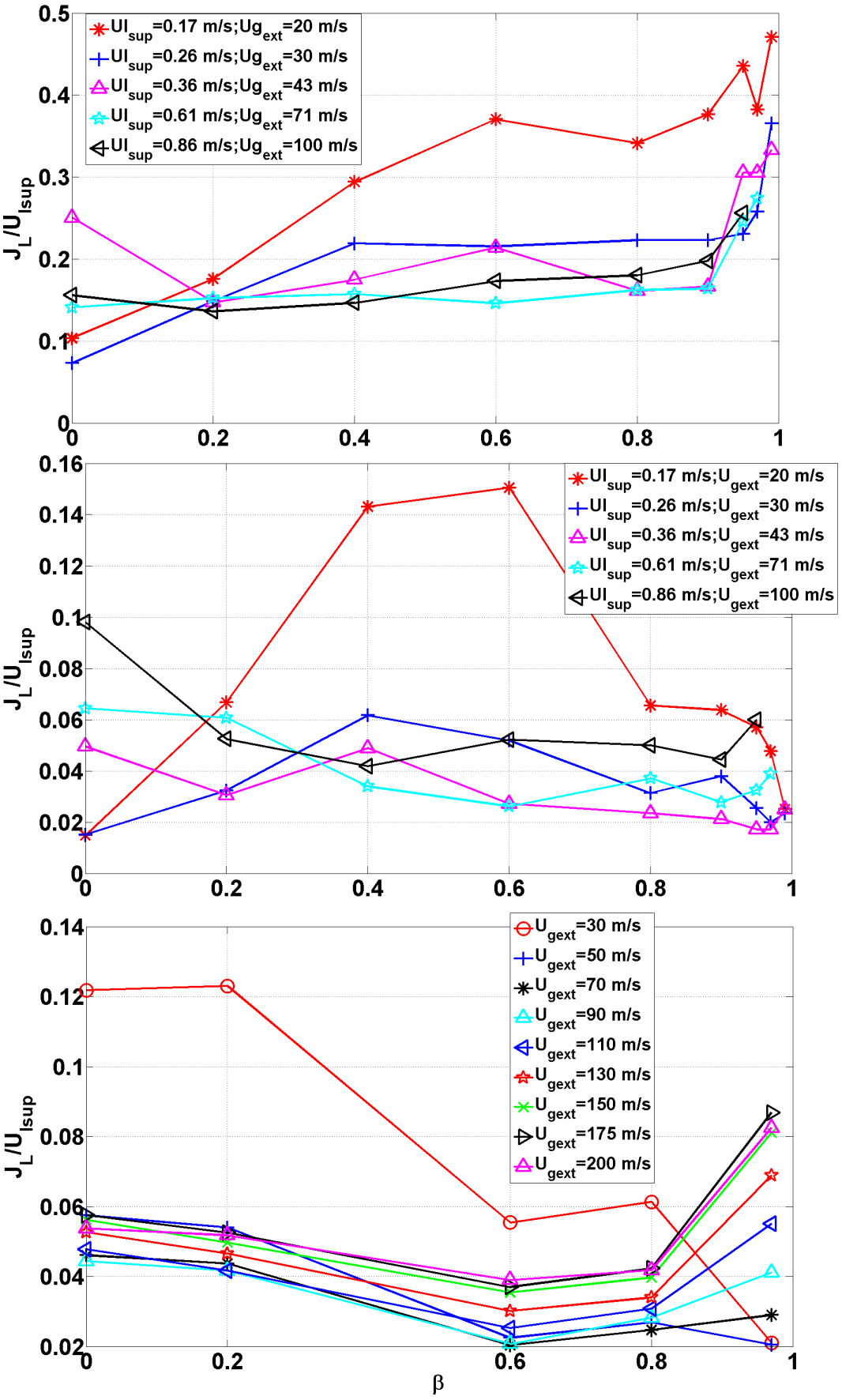


FIGURE E.1 – Flux volumique ramené à la vitesse superficielle du liquide fonction de β - En haut : $M = 16$, mesuré à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - Au milieu : $M = 16$, mesuré à $z = 13$ cm - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable), mesuré à $z = 15$ cm - géométrie gros diamètre avec convergent.

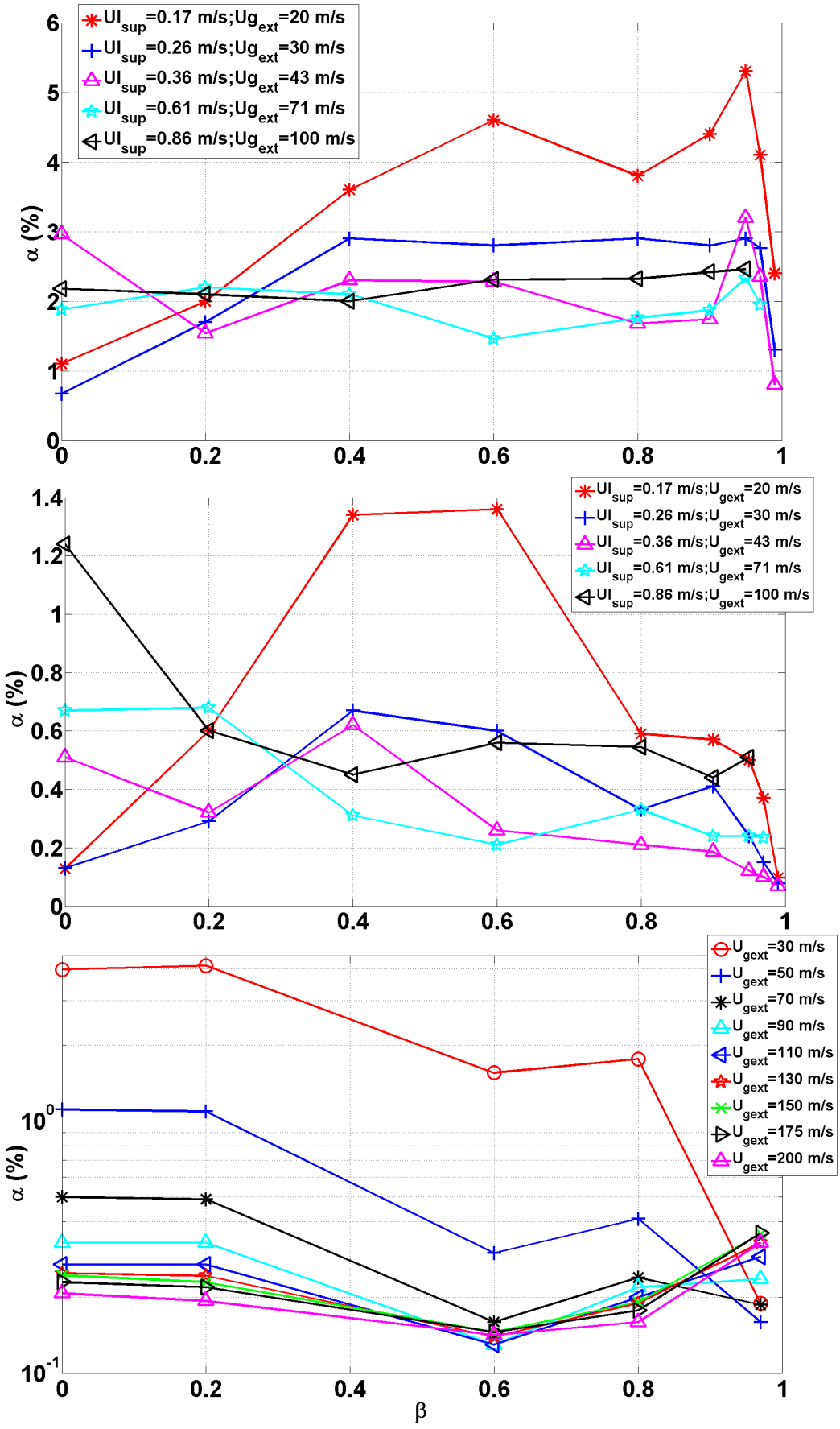


FIGURE E.2 – Concentration en fonction de Bêta - En haut : à $z = L_b + L_{b_{STD}}$, $M = 16$ - En bas : à $z = 13$ cm, $M = 16$ - En bas : à $z = 15$ cm, $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) - géométrie gros diamètre avec convergent.

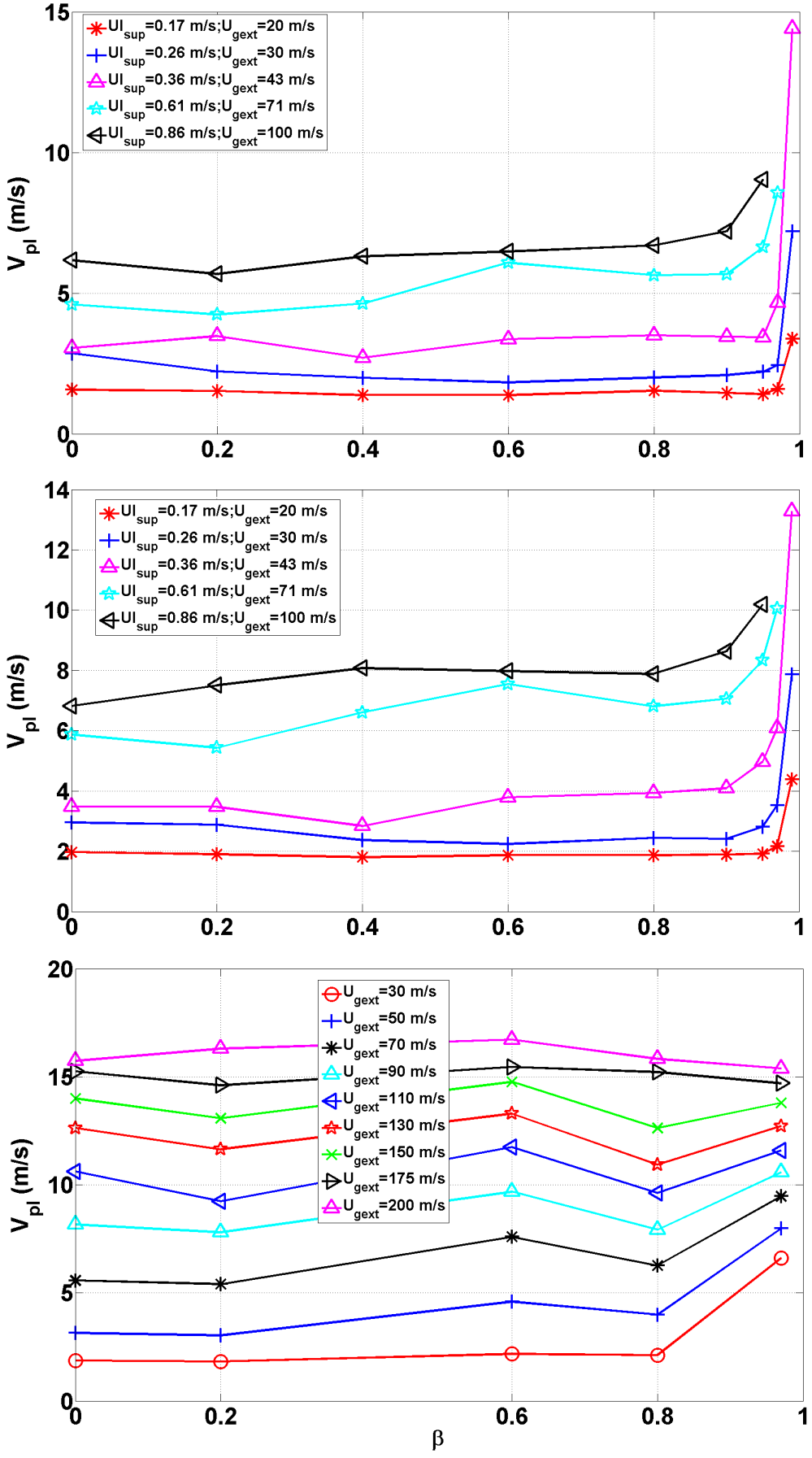


FIGURE E.3 – Vitesse moyenne phasique en fonction de Bêta - En haut : à $z = L_b + L_{b_{STD}}$, $M = 16$ - En bas : à $z = 13$ cm, $M = 16$ - En bas : à $z = 15$ cm, $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) - géométrie gros diamètre avec convergent.

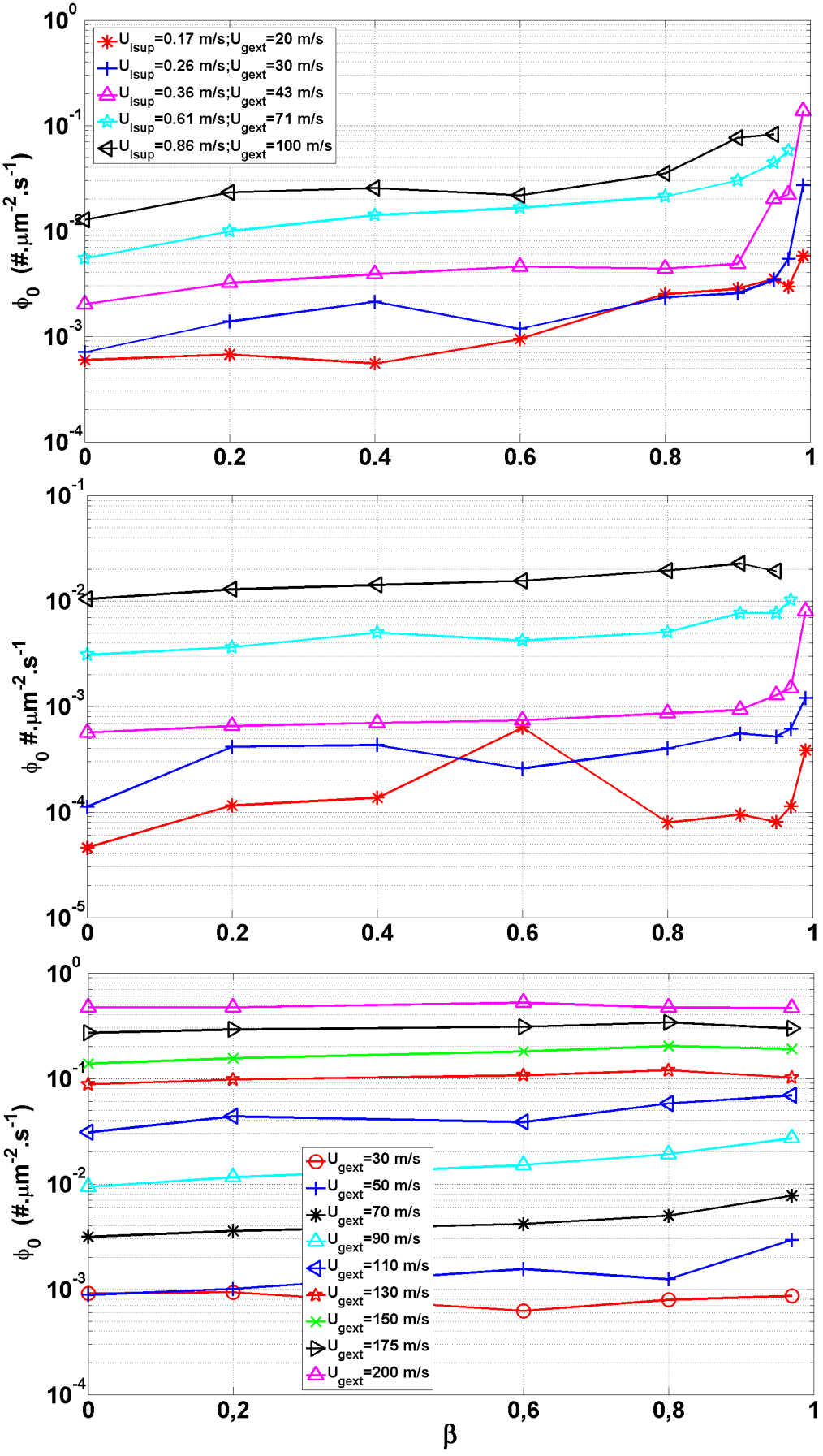


FIGURE E.4 – Flux volumique en fonction de Bêta - En haut : $M = 16$, mesuré à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - Au milieu : $M = 16$, mesuré à $z = 13$ cm - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable), mesuré à $z = 15$ cm - géométrie gros diamètre avec convergent.

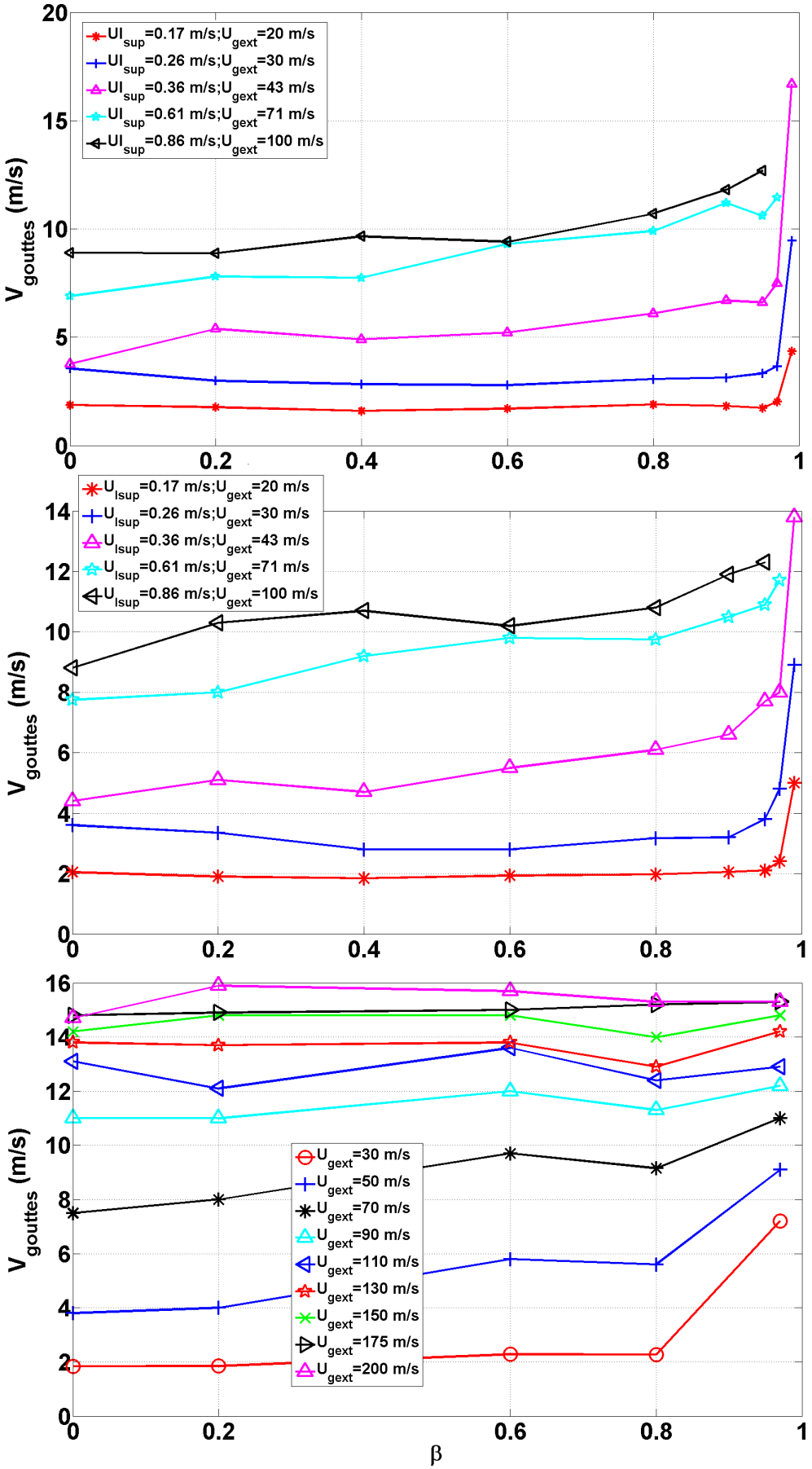


FIGURE E.5 – Vitesse moyenne des gouttes en fonction de Bêta - En haut : à $z = L_b + L_{b_{STD}}$, $M = 16$ - En bas : à $z = 13$ cm, $M = 16$ - En bas : à $z = 15$ cm, $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) - géométrie gros diamètre avec convergent.

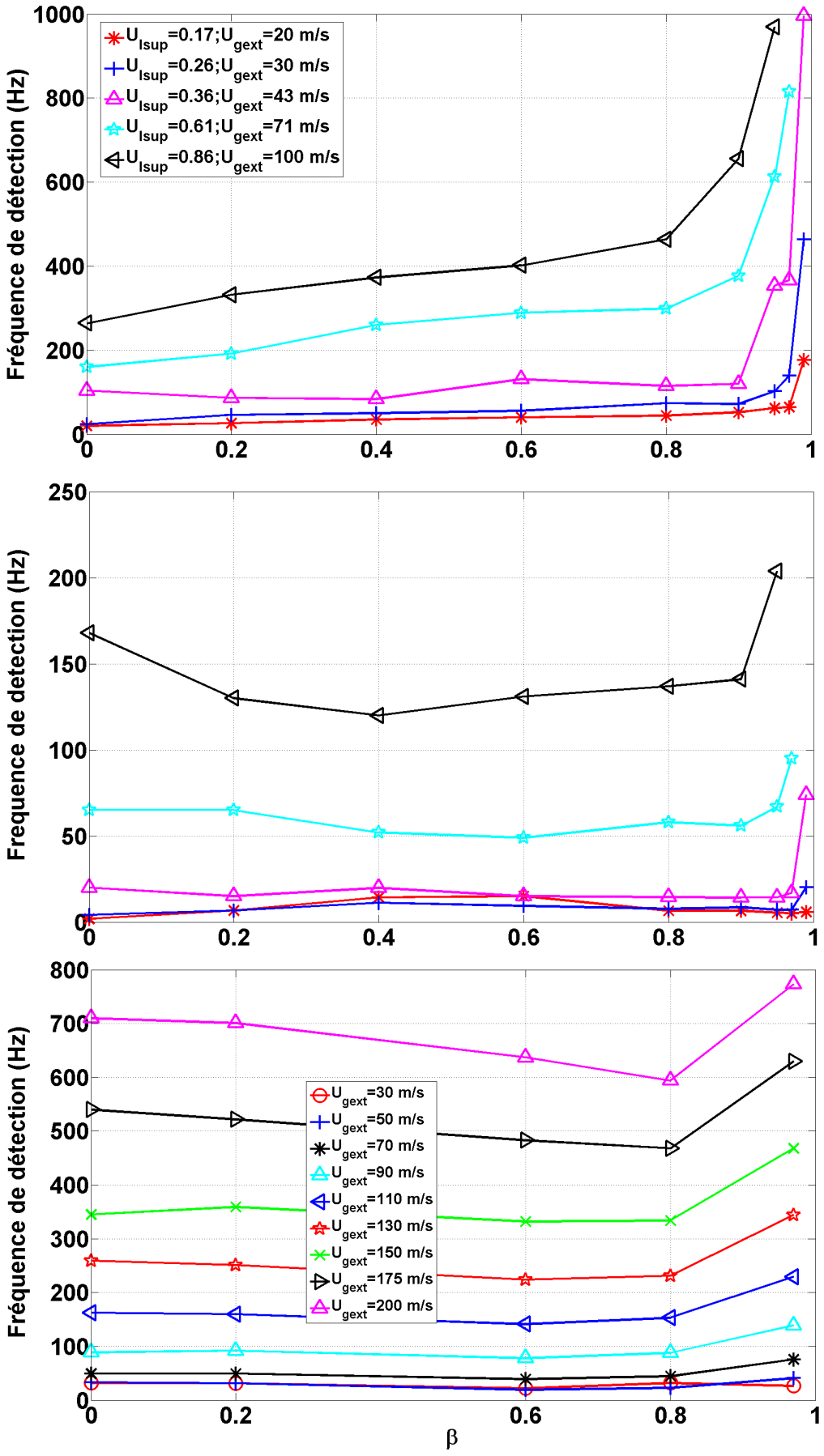


FIGURE E.6 – Fréquence de détection fonction de β - En haut : à $z = L_b + L_{b_{STD}}$, $M = 16$ - En bas : à $z = 13$ cm, $M = 16$ - En bas : à $z = 13$ cm, $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable) - géométrie gros diamètre avec convergent.

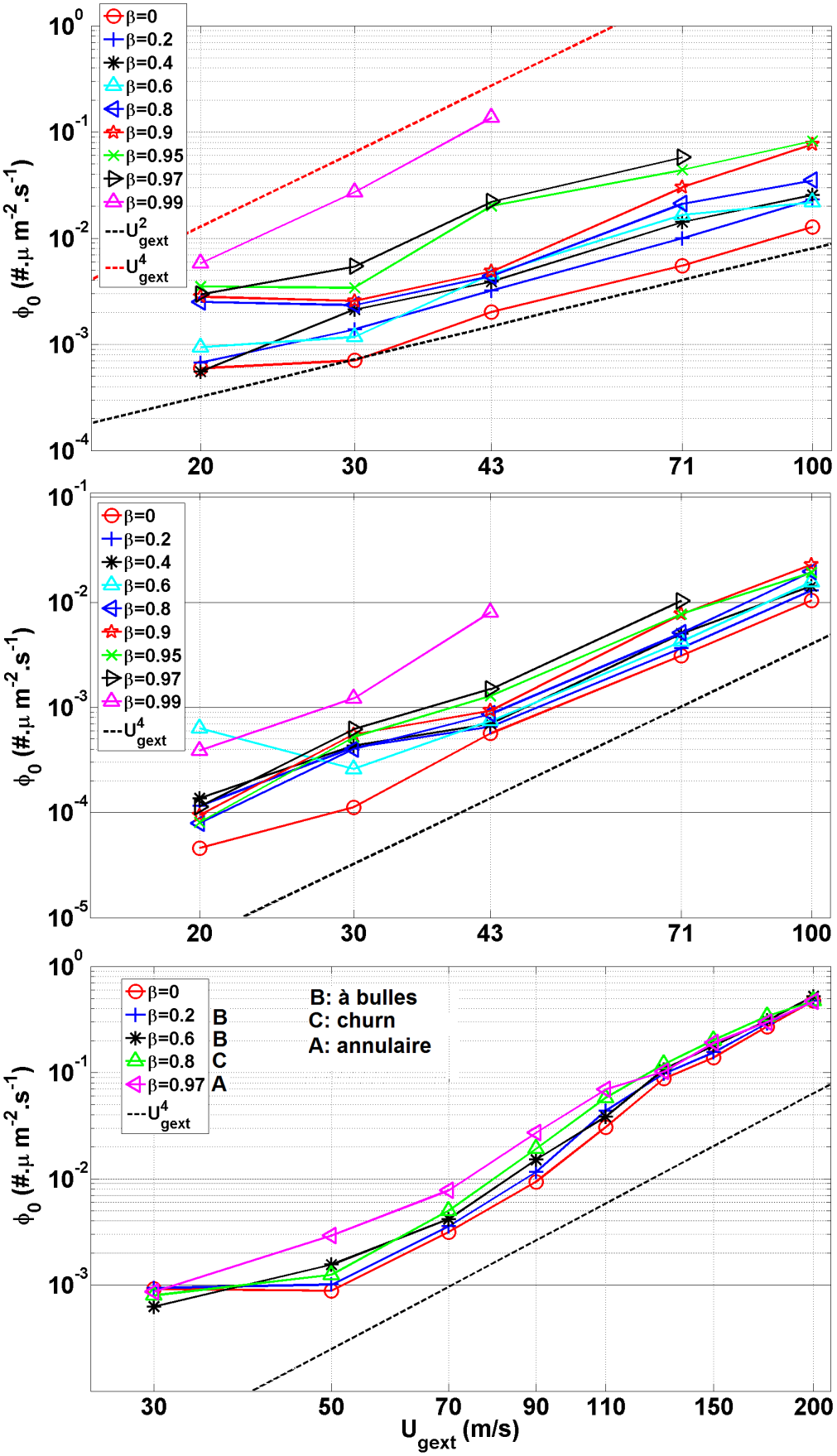


FIGURE E.7 – Flux numérique en fonction de la fraction de débit de gaz interne - En haut : $M = 16$, mesuré à $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - Au milieu : $M = 16$, mesuré à $z = 13$ cm - En bas : $U_{lsup} = 0,61$ m/s (M variable), mesuré à $z = 15$ cm - géométrie gros diamètre avec convergent.

Annexe F

Comparatif des résultats entre les géométries gros diamètre avec et sans convergent.

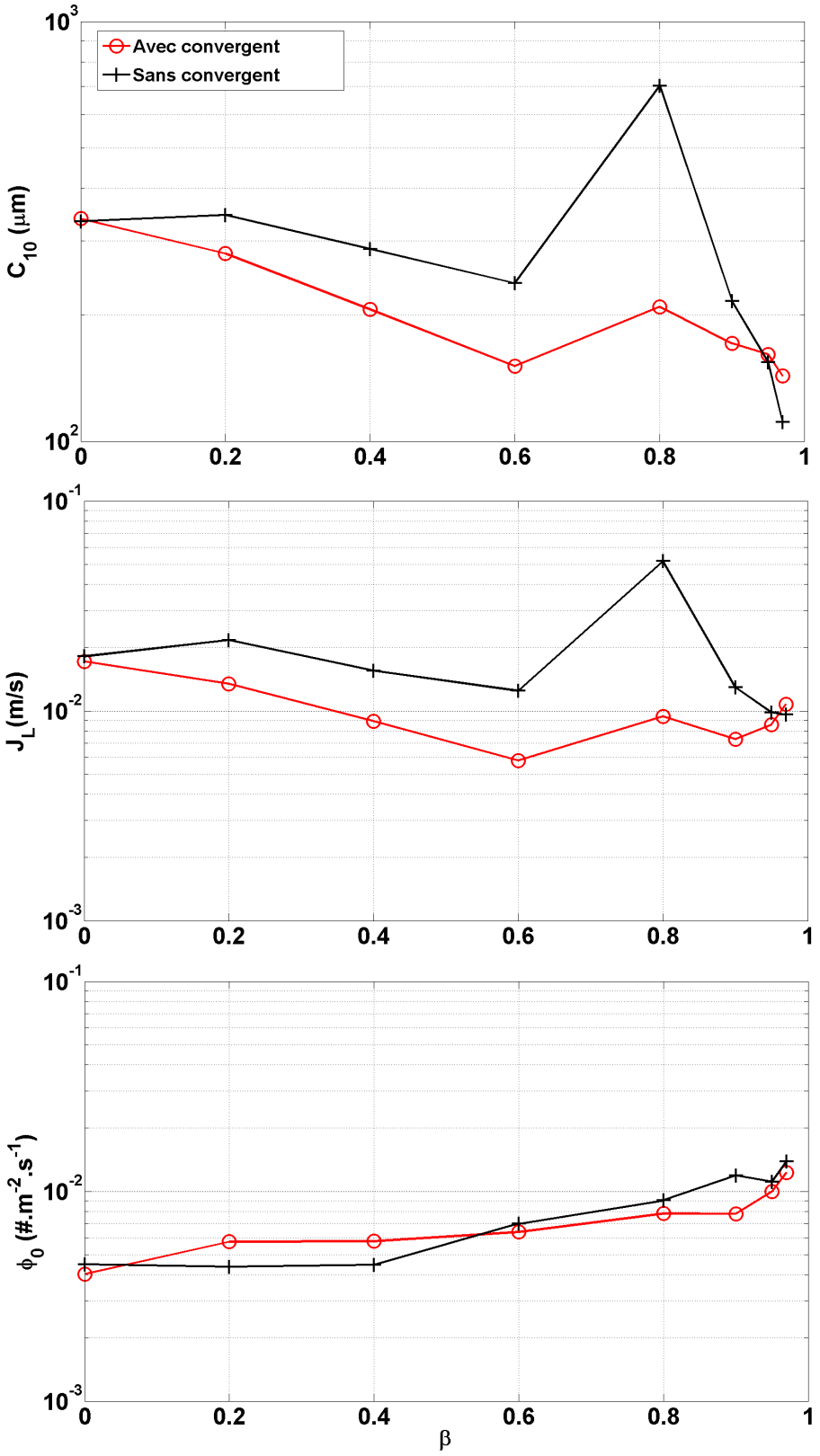


FIGURE F.1 – Comparaison entre géométries avec et sans convergent - En haut : $C_{10}(\beta)$ - Au milieu : $J_l(\beta)$ - En bas : $\phi_0(\beta)$ - $U_{lsup} = 0,61; U_{gext} = 71$ m/s - $M = 16$

Annexe G

Résultats sur les flux tracés en fonction de la fraction de débit de gaz interne - Géométrie petit diamètre

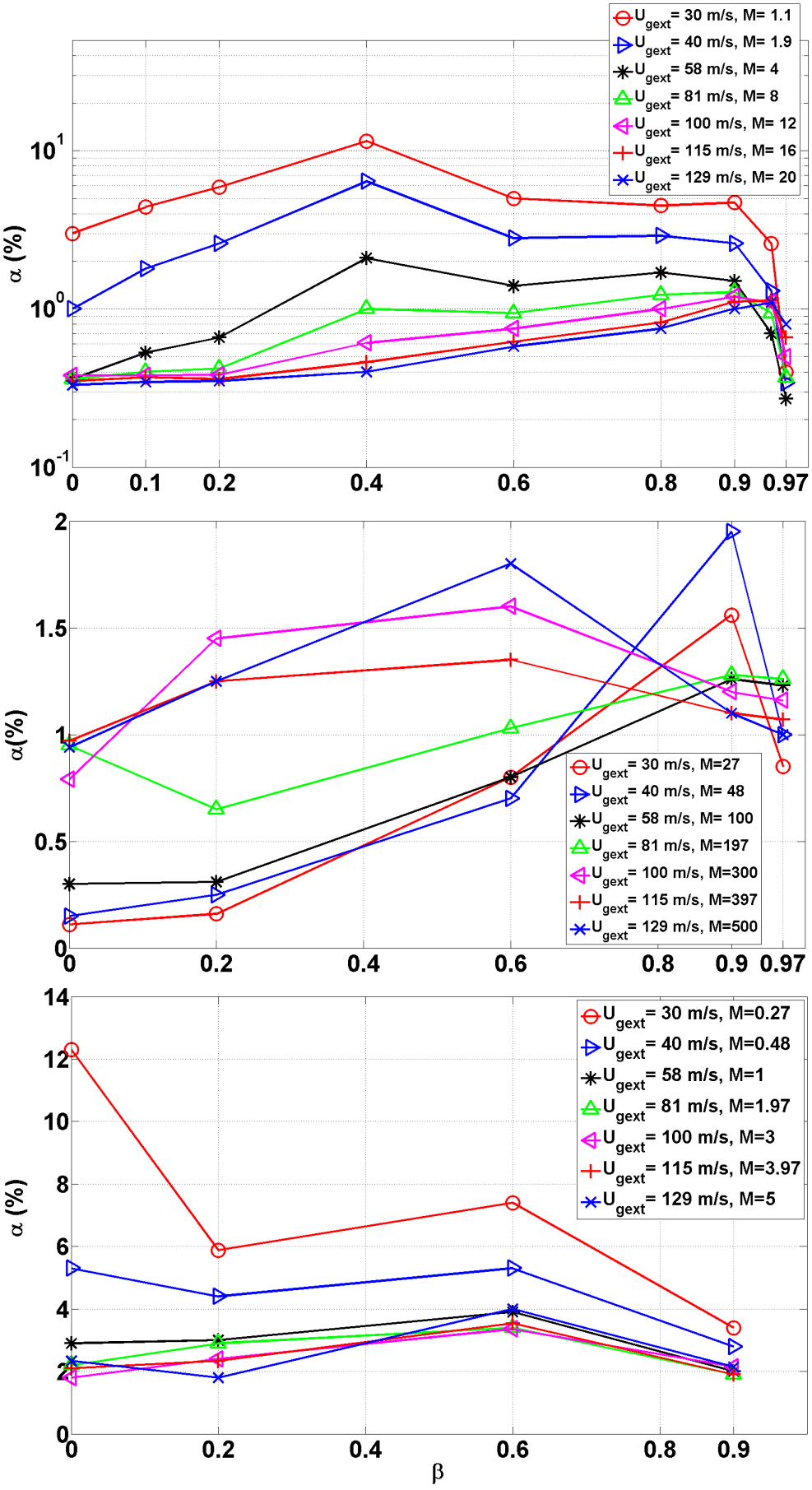


FIGURE G.1 – Concentration en fonction de la fraction de débit de gaz interne - Géométrie petit diamètre - M variable - En haut : $U_{lsup} = 1$ m/s, $z = 6$ cm - Au milieu : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

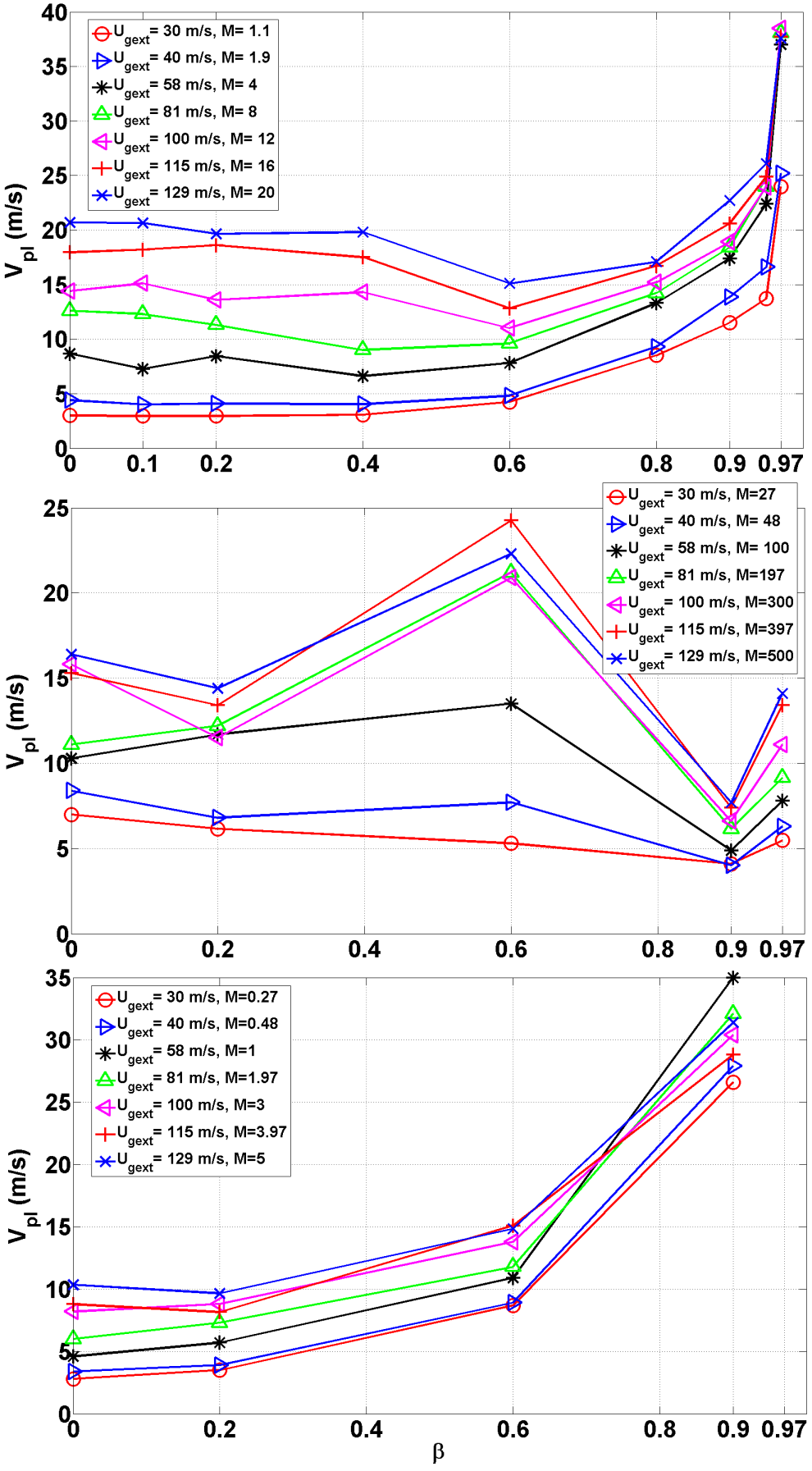


FIGURE G.2 – vitesse phasique moyenne en fonction de la fraction de débit de gaz interne - Géométrie petit diamètre - M variable - En haut : $U_{lsup} = 1$ m/s, $z = 6$ cm - Au milieu : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

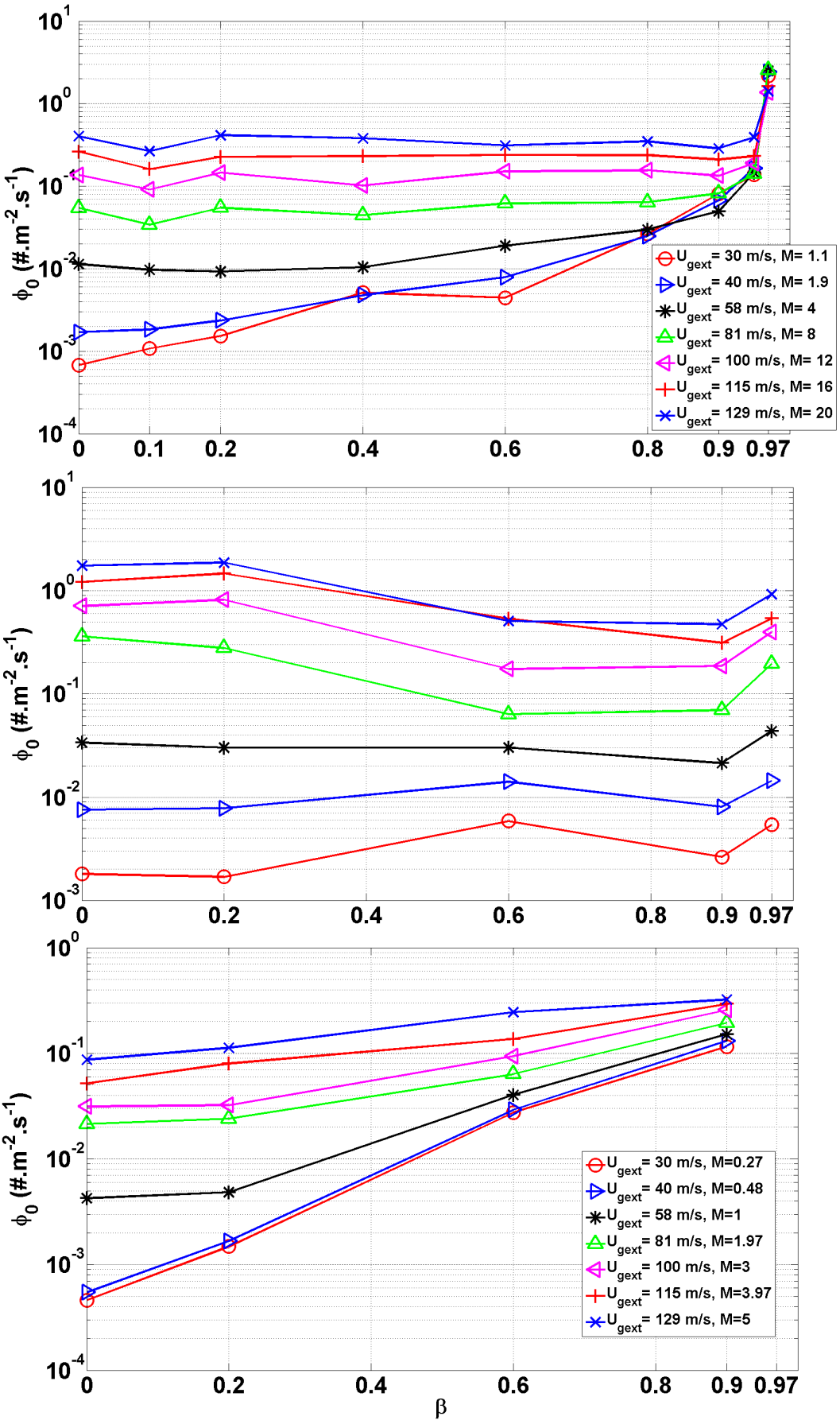


FIGURE G.3 – $\phi_0(\beta)$ - Géométrie petit diamètre - M variable - En haut : $U_{lsup} = 1$ m/s, $z = 6$ cm - Au milieu : $U_{lsup} = 0,2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$ - En bas : $U_{lsup} = 2$ m/s, $z = L_b + L_{b_{STD}}$.

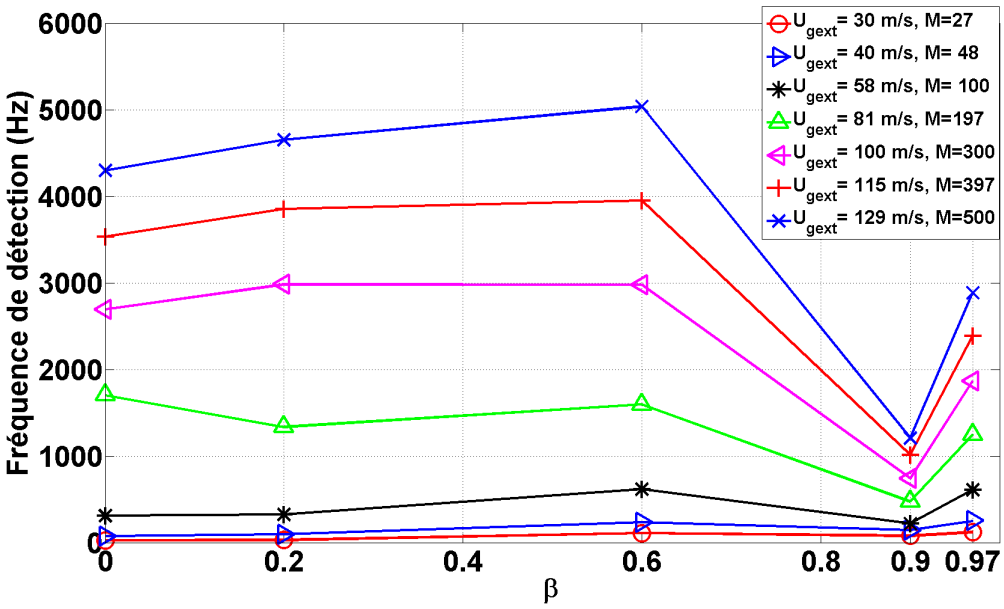


FIGURE G.4 – Fréquence de détection en fonction de β - $U_{lsup} = 0,2$ m/s - Géométrie petit diamètre.

Annexe H

Confidentiel industries

Bibliographie

[1] Virginie Alleaume. *Etude du transitoire de remplissage d'une cavité d'injection d'un moteur de fusée, en présence de transfert thermique et du gaz de balayage.* PhD thesis, Université de Grenoble, France, 2015.

[2] T Arai and H Hashimoto. Disintegration of a thin liquid sheet in a cocurrent gas stream. *International Journal of Turbo and Jet-Engines*, 3(4) :301–306, 1986.

[3] BJ Azzopardi. Disturbance wave frequencies, velocities and spacing in vertical annular two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, 92(2) :121–133, 1986.

[4] Dvora Barnea, Ovadia Shoham, and Yehuda Taitel. Flow pattern transition for vertical downward two phase flow. *Chemical Engineering Science*, 37(5) :741–744, 1982.

[5] Fares Ben Rayana. *Contribution à l'étude des instabilités interfaciales liquide-gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes*. PhD thesis, Université de Grenoble, France, 2007.

[6] Swanand M Bhagwat and Afshin J Ghajar. Flow patterns and void fraction in downward two phase flow. In *ECTC proceeding ASME early career technical conference*, 2011.

[7] Swanand Madhav Bhagwat. *Study of flow patterns and void fraction in vertical downward two phase flow*. PhD thesis, Oklahoma State University, 2011.

[8] WS Bousman, JB McQuillen, and LC Witte. Gas-liquid flow patterns in microgravity : effects of tube diameter, liquid viscosity and surface tension. *International Journal of Multiphase Flow*, 22(6) :1035–1053, 1996.

[9] A Cartellier. Post-treatment for phase detection probes in non uniform two-phase flows. *International journal of multiphase flow*, 25(2) :201–228, 1999.

[10] Alain Cartellier. Simultaneous void fraction measurement, bubble velocity, and size estimate using a single optical probe in gas–liquid two-phase flows. *Review of Scientific Instruments*, 63(11) :5442–5453, 1992.

[11] Alain Cartellier, Jean-Philippe Matas, Antoine Delon, and Sylvain Marty. First project spray and soot workshop-legi contribution. 2014.

[12] Subrahmanyan Chandrasekhar. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Courier Corporation, 2013.

[13] Lixin Cheng, Gherhardt Ribatski, and John R Thome. Two-phase flow patterns and flow-pattern maps : fundamentals and applications. *Applied Mechanics Reviews*, 61(5) :050802, 2008.

[14] Norman Chigier and Zoltan Farago. Morphological classification of disintegration of round liquid jets in a coaxial air stream. *Atomization and Sprays*, 2(2), 1992.

[15] Chul Jin Choi, Sang Yong Lee, and Si Hong Song. Disintegration of annular liquid sheet with core air flow- mode classification. *International Journal of Fluid Mechanics Research*, 24(1-3), 1997.

[16] KJ Chu and AE Dukler. Statistical characteristics of thin, wavy films : Part ii. studies of the substrate and its wave structure. *AIChE Journal*, 20(4) :695–706, 1974.

[17] KJ Chu and AE Dukler. Statistical characteristics of thin, wavy films iii. structure of the large waves and their resistance to gas flow. *AIChE Journal*, 21(3) :583–593, 1975.

[18] C Colin and J Fabre. Gas-liquid pipe flow under microgravity conditions : influence of tube diameter on flow patterns and pressure drops. *Advances in Space Research*, 16(7) :137–142, 1995.

[19] Baptiste Déjean, Pierre Berthoumieu, and Pierre Gajan. Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet, part i : Liquid and air thicknesses. *International Journal of Multiphase Flow*, 79 :202–213, 2016.

[20] Antoine Delon. *Contribution de l'instabilité de flapping à l'atomisation assistée d'un jet liquide.* PhD thesis, Université de Grenoble, France, En cours.

[21] Paul E Dimotakis. Two-dimensional shear-layer entrainment. *AIAA journal*, 24(11) :1791–1796, 1986.

[22] AE Dukler, JA Fabre, JB McQuillen, and R Vernon. Gas-liquid flow at microgravity conditions : flow patterns and their transitions. *International Journal of Multiphase Flow*, 14(4) :389–400, 1988.

[23] Hasan Eroglu, Norman Chigier, and Zoltan Farago. Coaxial atomizer liquid intact lengths. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 3(2) :303–308, 1991.

[24] H Fu, Xianguo Li, LA Prociw, and TCJ Hu. Experimental investigation on the breakup of annular liquid sheets in two co-flowing airstreams. In *1st International Energy Conversion Engineering Conference, AIAA Paper No. AIAA-2003-5944*, 2003.

[25] Daniel Fuster, J-P Matas, Sylvain Marty, Stéphane Popinet, Jérôme Hoepffner, Alain Cartellier, and Stéphane Zaleski. Instability regimes in the primary breakup region of planar coflowing sheets. *Journal of Fluid Mechanics*, 736 :150–176, 2013.

[26] Luca Galbiati and Pierangelo Andreini. Flow pattern transition for horizontal air-water flow in capillary tubes. a microgravity "equivalent system" simulation. *International communications in heat and mass transfer*, 21(4) :461–468, 1994.

[27] Afshin J Ghajar and Swanand M Bhagwat. Flow patterns, void fraction and pressure drop in gas-liquid two phase flow at different pipe orientations. In *Frontiers and Progress in Multiphase Flow I*, pages 157–212. Springer, 2014.

[28] Afshin J Ghajar and Clement C Tang. Advances in void fraction, flow pattern maps and non-boiling heat transfer two-phase flow in pipes with various inclinations. *Advances in Multiphase Flow and Heat Transfer*, 1 :1–52, 2009.

[29] Afshin J Ghajar and Clement C Tang. Void fraction and flow patterns of two-phase flow in upward and downward vertical and horizontal pipes. *Advances in Multiphase Flow and Heat Transfer*, 4(Chapter 7) :175–201, 2012.

[30] Thomas J Hanratty. *Physics of Gas-liquid Flows*. Cambridge University Press, 2013.

[31] JJ Healey. Enhancing the absolute instability of a boundary layer by adding a far-away plate. *Journal of Fluid Mechanics*, 579 :29–61, 2007.

[32] JJ Healey. Destabilizing effects of confinement on homogeneous mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 623 :241, 2009.

[33] Professor Helmholtz. Xliii. on discontinuous movements of fluids. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 36(244) :337–346, 1868.

[34] Geoffrey Hewitt. *Annular two-phase flow*. Elsevier, 2013.

[35] Jérôme Hoepffner, Ralf Blumenthal, and Stéphane Zaleski. Self-similar wave produced by local perturbation of the kelvin-helmholtz shear-layer instability. *Physical review letters*, 106(10) :104502, 2011.

[36] M Hong, A Cartellier, and EJ Hopfinger. Atomization and mixing in coaxial injection. In *Proc. 4th Int. Conf. on Launcher Technology, Liege Belgique*, 2002.

[37] Moongeun Hong, Alain Cartellier, and Emil J Hopfinger. Characterization of phase detection optical probes for the measurement of the dispersed phase parameters in sprays. *International Journal of multiphase flow*, 30(6) :615–648, 2004.

[38] Ashraf A Ibrahim and Milind A Jog. Effect of liquid and air swirl strength and relative rotational direction on the instability of an annular liquid sheet. *Acta mechanica*, 186(1-4) :113–133, 2006.

[39] S Jayanti and GF Hewitt. Prediction of the slug-to-churn flow transition in vertical two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 18(6) :847–860, 1992.

[40] Xavier Jeandel and Christophe Dumouchel. Influence of the viscosity on the linear stability of an annular liquid sheet. *International journal of heat and fluid flow*, 20(5) :499–506, 1999.

[41] J John Soundar Jerome, Sylvain Marty, Jean-Philippe Matas, Stéphane Zaleski, and Jérôme Hoepffner. Vortices catapult droplets in atomization. *Physics of Fluids (1994-present)*, 25(11) :112109, 2013.

[42] Zhao Jianfu, Xie Jingchang, Lin Hai, Hu Wenrui, AV Ivanov, and A Yu Belyaev. Microgravity experiments of two-phase flow patterns aboard mir space station. *Acta Mechanica Sinica*, 17(2) :151–159, 2001.

[43] Yijun Jiang and Kamiel S Rezkallah. A study on void fraction in vertical co-current upward and downward two-phase gas-liquid flow—i : experimental results. *Chemical Engineering Communications*, 126(1) :221–243, 1993.

[44] DD Joseph, GS Beavers, and T Funada. Rayleigh–taylor instability of viscoelastic drops at high weber numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 453 :109–132, 2002.

[45] Matthew P Juniper. The effect of confinement on the stability of non-swirling round jet/wake flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 605 :227–252, 2008.

[46] Matthew P Juniper and Sebastien M Candel. The stability of ducted compound flows and consequences for the geometry of coaxial injectors. *Journal of Fluid Mechanics*, 482 :257–269, 2003.

[47] Ryuhei Kaji, John H Hills, and Barry J Azzopardi. Extracting information from time series data in vertical upflow. *Multiphase Science and Technology*, 21(1-2), 2009.

[48] W Kelvin. The influence of wind on waves in water supposed frictionless. *Phil. Mag*, 42(4) :368–374, 1871.

[49] Abdullah Abbas Kendoush and Salah AW Al-Khatab. Experiments on flow characterization in vertical downward two-phase flow. *Experimental thermal and fluid science*, 9(1) :34–38, 1994.

[50] Dancho Konstantinov, Richard Marsh, Phil J Bowen, and Andrew Crayford. Effervescent atomization for industrial energy- technology review. *Atomization and Sprays*, 20(6), 2010.

[51] JC Lasheras and EJ Hopfinger. Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32(1) :275–308, 2000.

[52] JC Lasheras, E Villermaux, and EJ Hopfinger. Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 357 :351–379, 1998.

[53] Nicolas Leboucher. *Stabilité et atomisation d'une nappe annulaire liquide soumise à deux courants gazeux avec effets de swirl : application aux futurs moteurs fusée cryotechniques*. PhD thesis, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique-Poitiers, 2009.

[54] Jae Young Lee, Mamoru Ishii, and Nam Seok Kim. Instantaneous and objective flow regime identification method for the vertical upward and downward co-current two-phase flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(13) :3442–3459, 2008.

[55] Arthur Lefebvre. *Atomization and sprays*, volume 1040. CRC press, 1988.

[56] Bertrand Leroux, Olivier Delabroy, and Francois Lacas. Experimental study of coaxial atomizers scaling. part i : Dense core zone. *Atomization and Sprays*, 17(5), 2007.

[57] XG Li and JH Shen. Experiments on annular liquid jet breakup. *Atomization and Sprays*, 11(5) :557–573, 2001.

[58] Y Liao, SM Jeng, MA Jog, and MA Benjamin. Instability of an annular liquid sheet surrounded by swirling airstreams. *AIAA journal*, 38(3) :453–460, 2000.

[59] Malissa Lightfoot. Fundamental classification of atomization processes. *Atomization and Sprays*, 19(11), 2009.

[60] SP Lin and RD Reitz. Drop and spray formation from a liquid jet. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30(1) :85–105, 1998.

[61] A Lorenzi and G Sotgia. Downward two-phase flow experimental investigation. *Energ. Nucl. (Milan)*, 23(7) :396–401, 2008.

[62] A Lozano, F Barreras, C Siegler, and D Löw. The effects of sheet thickness on the oscillation of an air-blasted liquid sheet. *Experiments in fluids*, 39(1) :127–139, 2005.

[63] Antonio Lozano, Felix Barreras, Guillermo Hauke, and Cesar Dopazo. Longitudinal instabilities in an air-blasted liquid sheet. *Journal of Fluid Mechanics*, 437 :143–173, 2001.

[64] Adel Mansour and Norman Chigier. Disintegration of liquid sheets. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 2(5) :706–719, 1990.

[65] Philippe Marmottant. *Atomisation d'un liquide par un courant gazeux*. PhD thesis, Grenoble, INPG, 2001.

[66] Philippe Marmottant and Emmanuel Villermaux. On spray formation. *Journal of fluid mechanics*, 498 :73–111, 2004.

[67] Sylvain Marty. *Contribution à l'étude de l'atomisation assistée d'un liquide.* PhD thesis, Université de Grenoble, France, 2015.

[68] Jean-Philippe Matas. Inviscid versus viscous instability mechanism of an air–water mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 768 :375–387, 2015.

[69] Jean-Philippe Matas and Alain Cartellier. Flapping instability of an atomized liquid jet. In *ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting collocated with 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*, pages 1853–1858. American Society of Mechanical Engineers, 2010.

[70] Jean-Philippe Matas, Sylvain Marty, and Alain Cartellier. Experimental and analytical study of the shear instability of a gas-liquid mixing layer. *Physics of Fluids (1994-present)*, 23(9) :094112, 2011.

[71] Jean-Philippe Matas, Sylvain Marty, Mohamed Seydou Dem, and Alain Cartellier. Influence of gas turbulence on the instability of an air-water mixing layer. *Physical review letters*, 115(7) :074501, 2015.

[72] WOH Mayer and R Branam. Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet. *Experiments in fluids*, 36(4) :528–539, 2004.

[73] Van Thanh Nguyen. *Two-phase, gas-liquid concurrent flow : an investigation of holdup, pressure drop and flow pattern in a pipe at various inclinations*. PhD thesis, ResearchSpace@ Auckland, 1975.

[74] Nicolas Odier. *Simulation numérique de jets liquides cisaillés par une phase rapide : dynamique de battement à grande échelle et intéraction avec les structures tourbillonnaires.* PhD thesis, Université de Grenoble, France, 2014.

[75] Olatokunboh Oshinowo. *Two-phase flow in a vertical tube coil*. PhD thesis, c1971., 1972.

[76] Thomas Otto, Maurice Rossi, and Thomas Boeck. Viscous instability of a sheared liquid-gas interface : Dependence on fluid properties and basic velocity profile. *Physics of Fluids (1994-present)*, 25(3) :032103, 2013.

[77] George Jim Paras. *Characterization of downward two phase flow by neutron noise analysis*. 1982.

[78] Mazdak Parsi, Ronald E Vieira, Carlos F Torres, Netaji R Kesana, Brenton S McLaury, Siamack A Shirazi, Eckhard Schleicher, and Uwe Hampel. Experimental investigation of interfacial structures within churn flow using a dual wire-mesh sensor. *International Journal of Multiphase Flow*, 73 :155–170, 2015.

[79] JP Plateau. Mémoire sur les phénomènes que présente une masse liquide et soustraite à l'action de la pesanteur. *Nouveaux mémoires de l'Académie Royale des Sciences et Belles-Lettres de Bruxelles*, 16 :1, 1843.

[80] Fares Ben Rayana and Alain Cartellier. Dispersed phase measurements in sprays using optical probes. In *CD Proc ; 3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation*, pages 8–pages. Shah Editors Edizioni TS Pisa Publ, 2004.

[81] Lord Rayleigh. On the stability, or instability, of certain fluid motions. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1(1) :57–72, 1879.

[82] Ludovic Raynal. *Instabilité et entrainement à l'interface d'une couche de mélange liquide-gaz*. PhD thesis, 1997.

[83] SJ Rees and MP Juniper. The effect of confinement on the stability of viscous planar jets and wakes. *Journal of Fluid Mechanics*, 656 :309–336, 2010.

[84] RW Rite and KS Rezkallah. Local and mean heat transfer coefficients in bubbly and slug flows under microgravity conditions. *International journal of multiphase flow*, 23(1) :37–54, 1997.

[85] SZ Rouhani and MS Sohal. Two-phase flow patterns : A review of research results. *Progress in Nuclear Energy*, 11(3) :219–259, 1983.

[86] Félix Savart. Mémoire sur la constitution des veines liquides lancées par des orifices circulaires en mince paroi. *Ann. Chim. Phys*, 53(337) :1833, 1833.

[87] K Sekoguchi and K Mori. New development of experimental study on interfacial structure in gas–liquid two-phase flow. *Experimental Heat Transfer Fluid Mechanics and Thermodynamics*, 2 :177–1188, 1997.

[88] K Sekoguchi and M Takeishi. Interfacial structures in upward huge wave flow and annular flow regimes. *International journal of multiphase flow*, 15(3) :295–305, 1989.

[89] Jihua Shen and Xianguo Li. Breakup of annular viscous liquid jets in two gas streams. *Journal of propulsion and power*, 12(4) :752–759, 1996.

[90] Rong Situ, Takashi Hibiki, Richard J Brown, Tatsuya Hazuku, and Tomoji Takamasa. Flow regime transition criteria for two-phase flow at reduced gravity conditions. *International Journal of Multiphase Flow*, 37(9) :1165–1177, 2011.

[91] John William Strutt and Lord Rayleigh. On the instability of jets. *Proc. London Math. Soc*, 10 :4–13, 1878.

[92] JW Strutt and Lord Rayleigh. Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proc. London Math. Soc*, 14(1) :8, 1883.

[93] Geoffrey Taylor. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. i. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 201, pages 192–196. The Royal Society, 1950.

[94] N Hall Taylor, GF Hewitt, and PMC Lacey. The motion and frequency of large disturbance waves in annular two-phase flow of air-water mixtures. *Chemical Engineering Science*, 18(8) :537–552, 1963.

[95] Kensuke USUI and Kazuo SATO. Vertically downward two-phase flow,(i) void distribution and average void fraction. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 26(7) :670–680, 1989.

[96] CM Varga, Juan C Lasheras, and EJ Hopfinger. Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 497 :405–434, 2003.

[97] Emmanuel Villermaux. Fragmentation. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 39 :419–446, 2007.

[98] Stevano Wahono, Damon Honnery, Julio Soria, and Jamil Ghojel. High-speed visualisation of primary break-up of an annular liquid sheet. *Experiments in fluids*, 44(3) :451–459, 2008.

[99] Ke Wang, Bofeng Bai, and Weimin Ma. Huge wave and drop entrainment mechanism in gas–liquid churn flow. *Chemical Engineering Science*, 104 :638–646, 2013.

[100] DR Webb and GF Hewitt. Downwards co-current annular flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 2(1) :35–49, 1975.

[101] RD Woodward, RL Burch, Kenneth K Kuo, and FB Cheung. Correlation of intact-liquid core length for coaxial injectors. In *Proceedings of ICLASS*, volume 94, pages 105–112, 1994.

[102] Ivan Zadrazil, Omar K Matar, and Christos N Markides. An experimental characterization of downwards gas–liquid annular flow by laser-induced fluorescence : Flow regimes and film statistics. *International Journal of Multiphase Flow*, 60 :87–102, 2014.

[103] Hui Zhao, Hai Feng Liu, Jian Liang Xu, and Wei Feng Li. Experimental study of drop size distribution in the bag breakup regime. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 50(16) :9767–9773, 2011.

[104] Hui Zhao, Jian-Liang Xu, Ju-Hui Wu, Wei-Feng Li, and Hai-Feng Liu. Breakup morphology of annular liquid sheet with an inner round air stream. *Chemical Engineering Science*, 137 :412–422, 2015.

[105] JF Zhao, JC Xie, H Lin, WR Hu, AV Ivanov, and A Yu Belyaev. Experimental studies on two-phase flow patterns aboard the mir space station. *International journal of multiphase flow*, 27(11) :1931–1944, 2001.

[106] Jianfu Zhao, Jingchang Xie, Hai Lin, and Wenrui Hu. Experimental study on two-phase gas-liquid flow patterns at normal and reduced gravity conditions. *Science in China Series E : Technological Sciences*, 44(5) :553–560, 2001.

[107] Yujie Zhao, Christos N Markides, Omar K Matar, and Geoffrey F Hewitt. Disturbance wave development in two-phase gas–liquid upwards vertical annular flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 55 :111–129, 2013.