



HAL
open science

Stabilité des écoulements diphasiques : interfaces cisillées et milieux dispersés

Jean-Philippe Matas

► **To cite this version:**

Jean-Philippe Matas. Stabilité des écoulements diphasiques : interfaces cisillées et milieux dispersés. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Joseph Fourier Grenoble 1, 2014. <tel-04725319>

HAL Id: tel-04725319

<https://hal.science/tel-04725319v1>

Submitted on 8 Oct 2024

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.



HAL Authorization

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER
Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels
UMR 5519

Mémoire présenté pour l'obtention de
L'Habilitation à Diriger des Recherches

par

Jean-Philippe MATAS

Stabilité des écoulements diphasiques : interfaces cisillées et
milieux dispersés

Soutenance le 11 décembre 2014

Alain Berlemont	Rapporteur
Elisabeth Charlaix	Présidente
Jérôme Duplat	Rapporteur
Véronique Roig	Rapporteur
Peter Spelt	Examineur
Emmanuel Villermaux	Examineur

Table des matières

1	Introduction	3
2	Migration latérale	5
3	Milieux granulaires vibrés	9
4	Instabilités de cisaillement	13
4.1	Introduction	13
4.2	Prise en compte du déficit de vitesse	15
4.3	Inclusion de la viscosité : analyse spatio-temporelle	16
4.4	Prise en compte du confinement	19
4.5	Stabilité et entraînement d'un film liquide swirlé	23
4.6	Conclusion	26
5	Instabilité de flapping d'un jet liquide	29
6	Flashing d'un jet liquide	35
7	Perspectives	39
7.1	Rôle de la turbulence	39
7.2	Atomisation d'un jet diphasique	42
7.3	Entraînement d'eau par une roue tournante	46
7.4	Entraînement d'air par un jet tombant	49

Chapitre 1

Introduction

Ce mémoire présente les travaux de recherche que j'ai effectués depuis la fin de ma thèse : comme post-doc au Physics Department de Duke University entre septembre 2003 et décembre 2004, puis comme maître de conférences au LEGI depuis janvier 2005.

Le premier chapitre porte sur le prolongement de la deuxième partie de mon travail de thèse, qui portait sur la migration latérale d'une sphère isodensité dans un écoulement de Poiseuille : le but était d'offrir une prédiction analytique aux mesures réalisées durant ma thèse dans une conduite cylindrique. J'ai étendu le calcul de la force latérale de migration à une géométrie axisymétrique, afin de clarifier si la prise en compte de la courbure de la conduite influençait la prédiction de force. Ces résultats seront résumés brièvement dans le chapitre 2.

Je travaillais en tant que post doc sur les milieux granulaires fins vibrés : nous avons étudié avec Robert P. Behringer l'instabilité sous-harmonique qui apparaît lorsqu'une cellule de pression contrôlée remplie de grains est vibrée verticalement. Nous avons observé la mise en place d'une instabilité à l'aspect singulier (aspect "touches de piano") : nous l'avons modélisée en prenant en compte la diffusion de l'air ambiant dans les grains. Le milieu granulaire est dans cette configuration un vrai milieu diphasique et non une simple assemblée de grains. Ces travaux seront détaillés dans le chapitre 3.

J'ai abordé depuis mon arrivée au LEGI plusieurs problèmes liés à la fragmentation liquide : lorsqu'un liquide lent est déstabilisé par un gaz rapide, une succession d'instabilités conduit à l'arrachage de gouttes. L'étude de l'instabilité de cisaillement initiale est détaillée dans le chapitre 4 : cette instabilité, et en particulier la question de sa nature visqueuse ou inviscide, a été très débattue au cours des dernières années (Marmottant & Villermaux 2004, Boeck & Zaleski 2005, Otto et al 2013). Nous montrerons dans ce chapitre comment nous sommes parvenus à lever les paradoxes mis en évidence par les études antérieures.

Le chapitre 5 abordera la problématique du battement, ou *flapping*, d'un jet liquide observé lorsque l'atomisation est incomplète. Cette instabilité conduit à la formation de fragments liquides significativement plus gros que les gouttes produites par atomisation. Nous avons étudié cette instabilité pour plusieurs géométries, et montrerons que pour la majeure partie des situations étudiées le flapping est lié à l'apparition de modes non axisymétriques pour l'instabilité de cisaillement en amont.

Le chapitre 6 traitera du *flashing* d'un jet liquide, une expérience dans laquelle un jet de FC-72 (liquide volatil) est injecté dans une cuve dépressurisée. Ce dispositif de vaporisation explosive a été monté durant la thèse de Clélia Desnous, soutenue en décembre 2012 (thèse Cifre SNECMA, coencadrée avec Alain Cartellier). Je montrerai comment les résultats obtenus ont permis de clarifier l'effet du déséquilibre thermodynamique, qui n'est pas celui initialement escompté.

Enfin, le chapitre 7 traitera des thèmes de recherche vers lesquels je souhaite m'orienter ces prochaines années, thèmes qui correspondent pour plusieurs d'entre eux à des thèses actuellement en cours au LEGI.

Chapitre 2

Migration latérale d'une particule dans une conduite cylindrique

La deuxième partie de ma thèse portait sur le transport de particules dans un écoulement de Poiseuille : placée dans un écoulement de Poiseuille à Re fini, une sphère isodensité est soumise à une force latérale. Cette force latérale conduit la particule à adopter une position radiale préférentielle $r \approx 0.62R$ (Segré & Silberberg 1962). Cet effet découvert il y a une cinquantaine d'années a connu un regain d'intérêt lors des dix dernières années, en particulier grâce aux nombreuses applications dans le domaine de la microfluidique et de l'ingénierie biomédicale (voir par exemple Martel et Toner 2014 pour une revue récente de ces applications). J'ai durant ma thèse effectué des mesures de distributions radiales pour plusieurs tailles de particules, et pour différents nombres de Reynolds de la conduite (jusqu'à la transition laminaire-turbulent). Ces résultats expérimentaux ont mis en évidence deux effets : la position d'équilibre se rapproche de la paroi lorsque le nombre de Reynolds est augmenté, et on observe l'apparition d'une seconde position d'équilibre à $r \approx 0.5R$ pour des nombres de Reynolds supérieurs à 700 (Matas et al 2004). L'étude analytique par développements asymptotiques raccordés menée par Asmolov (1999) prédit la variation de la position d'équilibre vers la paroi, mais ne prédit pas l'apparition d'une seconde position d'équilibre. Je présente ci-dessous l'extension de cette analyse à une géométrie cylindrique, que j'ai réalisée afin de déterminer si la meilleure prise en compte de la géométrie du problème pouvait améliorer la qualité de la prédiction. Ces résultats ont été publiés dans *Journal of Fluid Mechanics* [4].

L'analyse par développements asymptotiques raccordés suit le principe exposé dans Schonberg & Hinch (1989) et Asmolov (1999) : l'écoulement parabolique de Poiseuille est perturbé par une sphère rigide iso-densité de rayon a placée à une distance r_p de l'axe de la conduite (figure 2.1). Une des hypothèses les plus restrictives de la méthode est qu'elle néglige l'inertie à l'échelle de la particule : $R_p \ll 1$ où R_p est le nombre de Reynolds particulaire. Ceci permet d'assimiler l'écoulement proche de la sphère à un écoulement de Stokes : à l'ordre le plus bas la particule est alors assimilée à la perturbation dipolaire qu'elle génère, un stresslet. La même analyse peut être réalisée en présence de sédimentation, mais il faut

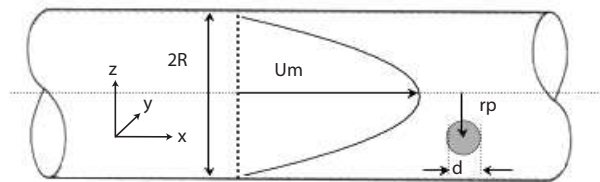


FIGURE 2.1 – Paramètres utilisés dans la description de l'écoulement.

alors représenter la particule par un Stokeslet. L'écoulement loin de la particule est ensuite écrit dans le système de coordonnées axisymétriques adapté à la géométrie expérimentale, en prenant en compte l'inertie. Le but est alors de calculer la valeur de la vitesse du fluide \mathbf{u} qui permet d'équilibrer la perturbation créée par la particule. Après changement de variable approprié, on obtient un système différentiel pour cette perturbation de vitesse. Le passage en Fourier (transformée de Fourier de nombre d'onde k_x selon l'axe et série de Fourier d'ordre m pour l'angle azimuthal) et un second changement de variable permettent de ramener le problème à la résolution d'une équation différentielle linéaire d'ordre 4 sur la composante de Fourier de la vitesse latérale $W(r, m, k_x)$:

$$\begin{aligned} & \partial_r^4 W + \frac{2}{r} \partial_r^3 W - \left[\frac{1}{r^2} + 2 \left(k_x^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) + ik_x V_X(r) \right] \partial_r^2 W \\ & + \left[\frac{1}{r^3} + \frac{4m}{r^3} - \frac{2}{r} \left(k_x^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) - ik_x \frac{V_X(r)}{r} \right] \partial_r W \\ & + \left[-\frac{4m^2}{r^2} + \left(k_x^2 + \frac{m^2}{r^2} \right)^2 + ik_x \left(\partial_r^2 V_X(r) - \frac{1}{r} \partial_r V_X(r) + \left(k_x^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) V_X(r) \right) \right] W \\ & = ik_x \frac{10}{3} \frac{1}{\pi(2Re)^{1/2}} \frac{1}{R} \left[\partial_r^2 \delta + \frac{3}{r_p} \partial_r \delta + \left(\frac{3}{r_p^2} + k_x^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) \delta \right], \end{aligned} \quad (2.1)$$

où $V_X(r)$ désigne l'écoulement de Poiseuille de base, r étant la distance du point courant à l'axe de la conduite. La fonction δ désigne une distribution de Dirac localisée à l'emplacement de la particule : les termes associés, dans le membre de droite, découlent du forçage visqueux causé par la particule. La résolution de l'équation (2.1) est codée en Fortran à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta classique. L'algorithme est légèrement modifié pour inclure la méthode d'orthonormalisation proposée par Asmolov (1999), qui permet de garantir que les quatre solutions de l'équation restent indépendantes au cours de l'intégration. Une fois $W(r, m, k_x)$ obtenu, cette vitesse doit être sommée sur m et intégrée sur k_x afin d'obtenir la vitesse latérale W dans l'espace réel à l'emplacement de la particule. Ces calculs ont été exécutés sur un cluster du Levich Institute au City College de New York (collaboration avec Jeff Morris). La force latérale est alors tout simplement la force de Stokes associée à cette vitesse latérale : $F = 6\pi\eta aW$.

La figure 2.2 présente les résultats obtenus pour la force latérale en conduite cylindrique : la figure a) montre les valeurs de F pour plusieurs Re , et les figures b) à d) comparent cette force à celle obtenue dans un canal plan (résultats d'Asmolov 1999). La comparaison montre que la position d'équilibre radiale (zéro de la force) est légèrement déplacée vers le centre de la conduite dans le nouveau calcul : les nouvelles valeurs de rayon d'équilibre sont comparées aux résultats expérimentaux obtenus durant ma thèse (Matas et al 2004) sur la figure 2.3, et montrent un meilleur accord avec les données expérimentales pour les petites particules, celles qui sont le plus susceptibles de vérifier l'hypothèse $Re_p \ll 1$.

La figure 2.2a montre également l'apparition d'un minimum secondaire de la force latérale autour de $r \approx 0.45$ lorsque Re est augmenté, mais sans apparition de seconde position d'équilibre stable (la force ne change pas de signe dans cette région). Le fait que la position à $r \approx 0.45$, observée expérimentalement dans Matas et al (2004) et numériquement dans Shao et al 2008, ne soit pas prédite par l'analyse asymptotique était attribué soit à la différence de géométrie, soit aux effets de taille finie : les calculs précédents permettent d'écarter le premier effet, et de conclure que la capture d'une nouvelle position d'équilibre passe probablement par l'inclusion des effets de taille finie (et donc de Re_p fini).

Une différence majeure visible sur les figures 2.2 b) à d) entre les prédictions pour les deux géométries plane et circulaire est l'amplitude de la force latérale : celle-ci est significativement réduite pour le cas cylindrique. Ceci a une implication directe sur la longueur de développement du phénomène de migration latérale : alors que les formules

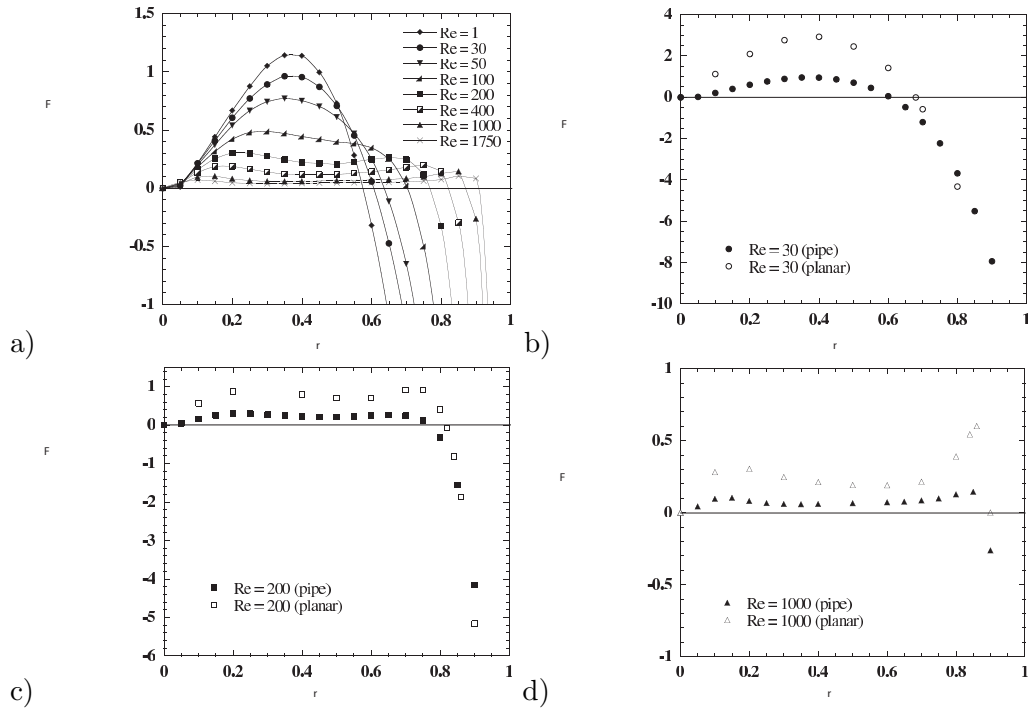


FIGURE 2.2 – Force latérale : a) Ecoulement en conduite pour différents Re et comparaison avec résultats en canal plan pour b) $Re = 30$, c) 200 , and d) 1000 .

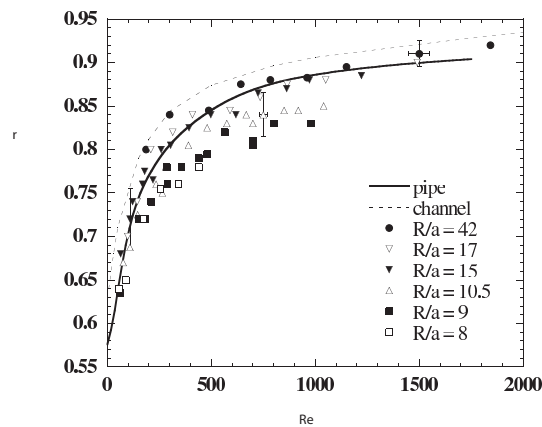


FIGURE 2.3 – Comparaison de la position d'équilibre théorique dans une conduite (trait plein) et dans un canal (trait pointillé) avec les données expérimentales de Matas *et al.* (2004).

usuelles prédisent une longueur d'entrée L_e de l'ordre de $L_e/R \approx 12\pi Re^{-1}(R/a)^3$ (Segré & Silberberg 1962), nous trouvons ici que la décroissance de la force avec Re conduit à une expression de la forme $L_e/R \approx Re^{-0.16}(R/a)^3$ pour $Re > 30$. Cette longueur d'entrée est significativement plus longue que celle prédite classiquement. Cette meilleure estimation de la longueur d'entrée est particulièrement utile pour dimensionner correctement les dispositifs expérimentaux cherchant à exploiter (dispositifs de filtration), ou au contraire à éviter, cet effet de migration latérale.

Bibliographie

- [1] E. S. ASMOLOV, 1999. The inertial lift on a spherical particle in a plane Poiseuille flow at large channel Reynolds number. *J. Fluid Mech* **381**, 63-87.
- [2] J. M. MARTEL & M. TONER, 2014. Inertial focusing in microfluidics, *Annu. Rev. Biomed. Eng.*, **16** 371.
- [3] J.-P. MATAS, J. F. MORRIS & É. GUZZELLI, 2004. Inertial migration of rigid spherical particles in Poiseuille flow. *J. Fluid Mech.* **515**, 171-195.
- [4] J.-P. MATAS, J.F. MORRIS & E. GUZZELLI 2009. Lateral force on a rigid sphere in large-inertia laminar pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **621**, 59.
- [5] J.A.SCHONBERG & E.J. HINCH 1989. Inertial migration of a sphere in Poiseuille flow, *J. Fluid Mech* **203** 517-524.
- [6] G. SEGRÉ & A. SILBERBERG 1962. Behaviour of macroscopic rigid spheres in Poiseuille flow Part 2. Experimental results and interpretation. *J. Fluid Mech.* **14**, 136-157.
- [7] X. SHAO, Z. YU & B. SUN 2008. Inertial migration of spherical particles in circular Poiseuille flow at moderately high Reynolds numbers. *Phys. Fluids* **20**, 103307.

Chapitre 3

Milieux granulaires vibrés

J'ai travaillé de septembre 2003 à décembre 2004 comme post doc au Physics Department de Duke University, en Caroline du Nord, dans le groupe de Robert P. Behringer. J'étais financé par Oriol Therapeutics, une compagnie spécialisée dans le développement de produits pharmaceutiques à base de poudres sèches (par exemple des inhalateurs contre l'asthme). J'ai étudié le comportement d'un milieu granulaire fin vibré, en pratique des billes en verre de diamètre d compris entre $50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$. L'idée était de choisir une gamme de taille où les grains étaient suffisamment fins pour que le fluide ambiant puisse avoir un impact sur leur dynamique, mais en évitant les effets cohésifs. Les résultats ci-dessous ont été obtenus à partir de l'exploitation de mes mesures, de celles de Jun Uehara (étudiante *undergraduate* qui a complété mes données après mon départ pour Grenoble) : l'élaboration du modèle, initiée à Duke, a été finalisée lors de mes premières années au LEGI.

Les grains sont placés dans une cellule de plexiglas fermée ($1\text{cm} \times 4 \text{cm} \times 6 \text{cm}$ de haut), vibrée verticalement à l'aide d'un pot vibrant électromagnétique. Le forçage est harmonique $z = A_p \cos \omega t$. La cellule est connectée à un réservoir de pression et à une pompe à vide. La pression P peut être variée dans la gamme $0.01 \text{ torr} < P < 100 \text{ torrs}$. Quand les billes de verre sont vibrées à pression atmosphérique, un rouleau de convection se met en place et le système forme un tas asymétrique : c'est le phénomène classique de *heaping* (Behringer et al 2002), observé quelle que soit la hauteur initiale H de la couche de grains. Lorsque la pression P est diminuée le *heaping* cesse, et on observe la mise en place d'une instabilité sous-harmonique : pour un forçage à une fréquence ω , l'instabilité répond à une fréquence $\omega/2$. Depuis la célèbre instabilité de Faraday, observée en 1831 sur un liquide vibré verticalement, de nombreuses instabilités sous harmoniques ont pu être observées dans des fluides ou comme ici dans des systèmes granulaires (Umbanhowar et al 1998, De Bruyn et al 2001). La particularité de l'instabilité sous-harmonique observée dans le cas présent réside dans son aspect singulier : les grains se structurent en blocs verticaux oscillant à la moitié de la fréquence excitatrice (figure 3.1). Une vidéo montrant plusieurs séquences caractéristiques est visible sur la page <http://www.legi.grenoble-inp.fr/people/Jean-Philippe.Matas/>

L'aspect unique de cette instabilité réside dans la netteté des arêtes des blocs de grains, même pour les amplitudes d'oscillation réduites : le mouvement des blocs évoque celui qu'ont les touches d'un piano lorsque le pianiste joue des tierces. Les grains ont essentiellement un mouvement vertical, on n'observe pas de mouvement latéral, ni de mouvement de ballotement, *sloshing*, comme dans d'autres instabilités observées pour des grains plus gros (Umbanhowar et al 1998, De Bruyn et al 2001). Si la pression est encore diminuée l'instabilité disparaît, prouvant que l'air joue un rôle crucial : pour une pression donnée il existe une fenêtre de fréquence pour laquelle l'instabilité est observée. Cette fenêtre de fréquence varie avec la pression : lorsque P est augmentée il faut aller chercher l'instabilité à des fréquences plus élevées. La longueur d'onde a été mesurée en

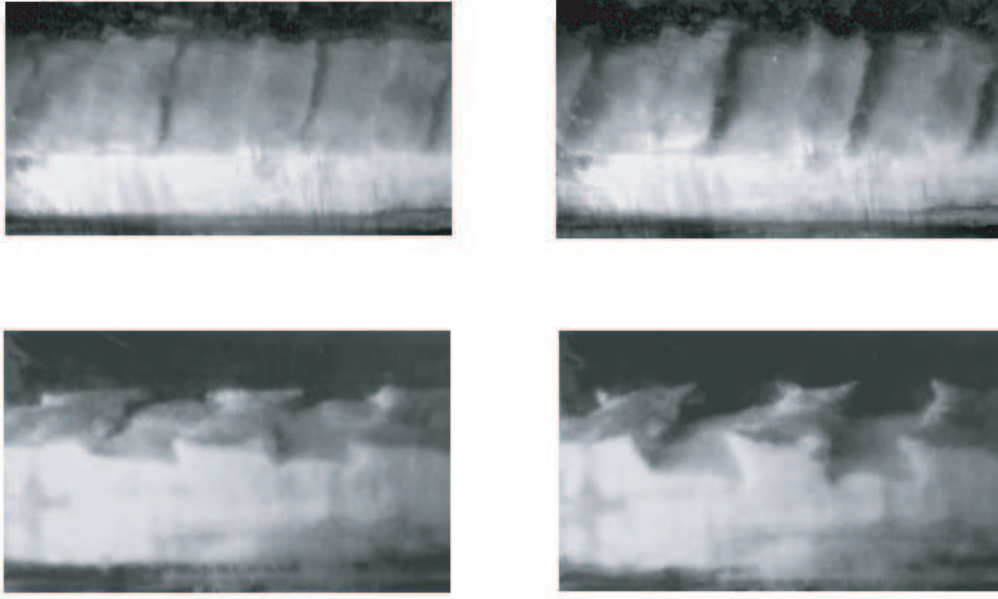


FIGURE 3.1 – Images supérieures : Ondes stationnaires observées pour $f=35$ Hz, $P=0.15$ torr ; Images inférieures : mêmes conditions, vue latérale.

fonction de la fréquence (figure 3.2 a et b), pour deux jeux de billes de verre et plusieurs pressions : λ est plus grande pour les particules de $80 \mu\text{m}$ que pour les particules de $60 \mu\text{m}$. Dans les deux cas la longueur d’onde décroît avec la fréquence. La longueur d’onde dépend peu de P pour les faibles pressions, mais dépend de la pression au-dessus d’une pression critique.

Nous avons construit un modèle permettant de rendre compte des observations expérimentales en prenant en compte l’effet du gaz : l’idée est de modéliser la couche de grains comme un milieu poreux soumis à un courant gaz oscillant, en négligeant l’effet de la gravité et de la friction sur les grains. Dans cette description, vitesse et pression satisfont une équation de diffusion du type $D\partial_z^2 v - \partial_t v = 0$ où D est une diffusivité darcienne de l’ordre de $d^2 P/\mu$, avec μ la viscosité du gaz. La recherche de solutions harmoniques conduit à mettre en évidence que le gaz pénètre dans la couche de grains sur une longueur de pénétration $\lambda_p \approx (2D/\omega)^{1/2} \approx (2d^2 P/\mu\omega)^{1/2}$. Cette longueur de pénétration augmente avec la taille des grains, et décroît lorsque la fréquence augmente : λ_p semble être l’échelle caractéristique fixant la longueur d’onde de l’instabilité. Ce modèle prédit alors $\lambda \propto (P/\omega)^{1/2}$: on observe en effet que la longueur d’onde des grains les plus gros augmente avec la pression, et diminue avec la fréquence (figure 3.2b).

Les données expérimentales de la figure 3.2a montrent cependant que pour les particules les plus fines, et en particulier pour les pressions les plus faibles, la longueur d’onde est indépendante de la pression. Nous avons interprété cet effet comme la signature d’un passage en régime de Knudsen : lorsque le libre parcours moyen des molécules de gaz devient de l’ordre de grandeur de la taille des grains, la diffusivité D darcienne doit être remplacée par une diffusivité valable en régime de Knudsen. La nouvelle diffusivité est alors indépendante de la pression, mais dépend par contre toujours de la taille des grains. Nous construisons alors une longueur de pénétration λ_p valable pour les deux régimes en exprimant D en fonction du libre parcours moyen (expression établie via la dépendance de la viscosité du gaz au libre parcours moyen). Cette longueur de pénétration généralisée est comparée sur la figure 3.2c à la longueur d’onde mesurée expérimentalement : on observe que les données des figures 3.2a et b sont globalement ramenées sur une même courbe qui varie assez peu sur la large gamme de paramètres balayés expérimentalement.

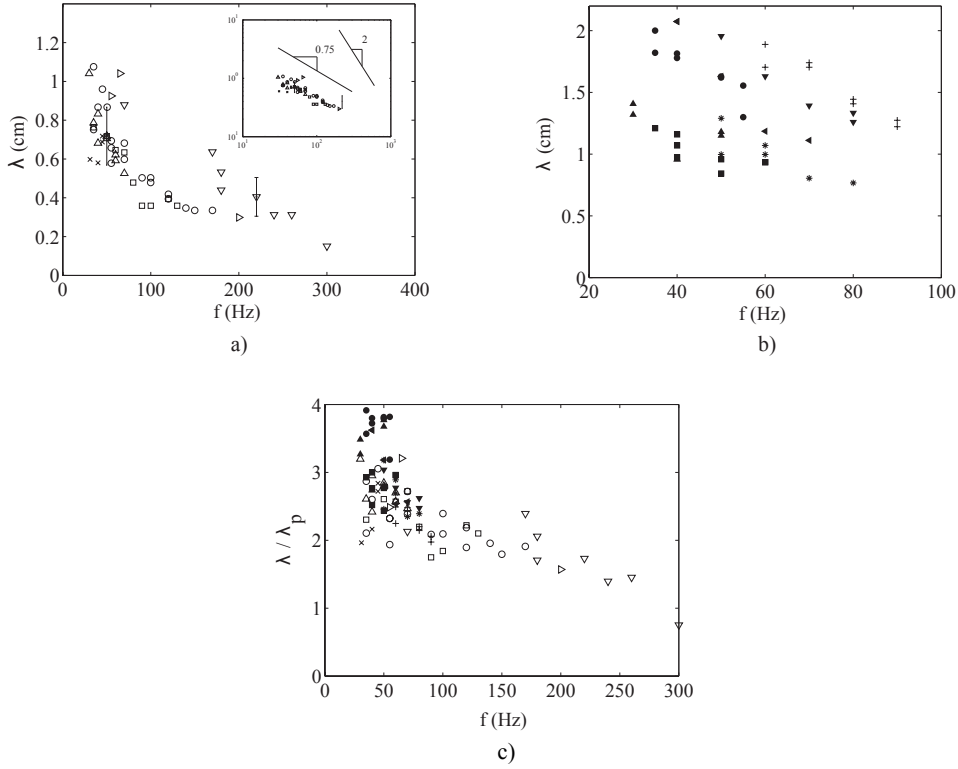


FIGURE 3.2 – Relation de dispersion λ (cm) vs. f (Hz) a) particules de 60 μm : \times : $P = 0.4$ torr ; Δ : $P = 1.6$ torr ; \square : $P = 4.2$ torr ; \circ : $6.6 < P < 9.9$ torr ; \triangleright : $P = 18$ torr ; ∇ : $P = 37$ torr. Inset : power law fit ; b) particules de 80 μm : \blacktriangle : $P = 2.7$ torr ; \blacksquare : $P = 5.2$ torr ; $*$: $P = 10$ torr ; \bullet : $P = 12$ torr ; \blacktriangleleft : $P = 21$ torr ; \blacktriangledown : $P = 39$ torr ; $+$: $P = 70$ torr ; c) Mêmes données adimensionnée par la longueur de pénétration λ_p du modèle λ/λ_p .

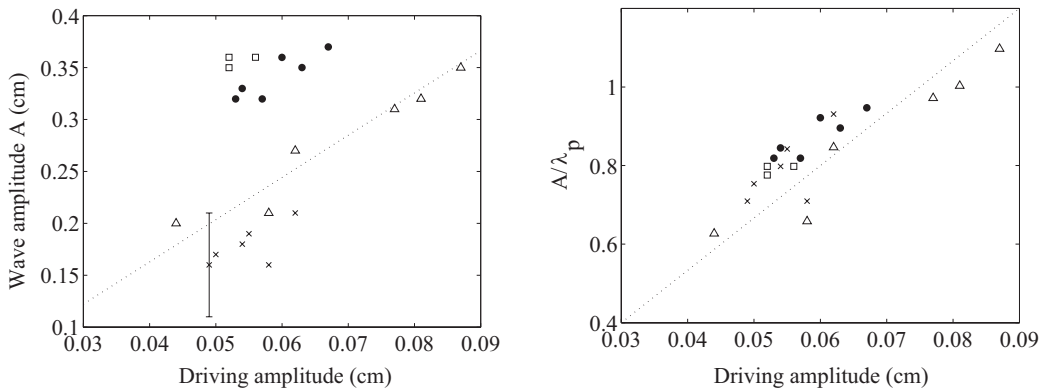


FIGURE 3.3 – Données d'amplitude des ondes stationnaires A (en cm) (figure a) et adimensionnées par la longueur de pénétration λ_p (figure b), en fonction de l'amplitude de forçage vibrant A_p (en cm), pour $f = 40$ Hz et pour différentes valeurs de pression ; \times : $P < 8$ torr ; Δ : $P = 16$ torr ; \bullet : $P = 25$ torr ; \square : $P = 33$ torr. Particules de diamètre 60 microns. is collapsed.

Le même exercice peut être fait sur l'amplitude des ondes : la figure 3.3 montre l'amplitude des ondes stationnaires en fonction de l'amplitude imposée par le pot vibrant, pour une fréquence et une taille de particules fixées, mais pour différentes pressions. Une fois adimensionnée par la longueur de diffusion λ_p , l'amplitude devient proportionnelle à l'amplitude du forçage indépendamment de la pression, ce qui conforte la validité du modèle : la longueur de pénétration pilote directement la hauteur de milieu granulaire qui participe à l'instabilité.

Ces données, ainsi que la question du déclenchement et du caractère sous-harmonique de cette instabilité sont abordés dans l'article "Gas-driven subharmonic waves in a vibrated twophase granular material", publiés dans *EPJ E* (2008). Si d'autres instabilités sous-harmoniques ont pu être observées dans les milieux granulaires vibrés, celle-ci est à notre connaissance la première instabilité sous harmonique pilotée par le gaz ambiant, et non par un mécanisme inertiel via les grains eux-mêmes. Plusieurs aspects n'ont par contre pu être élucidés : comment modéliser le profil si particulier des ondes ? une analyse de stabilité linéaire pourrait probablement capturer la périodicité spatiale et éventuellement en incluant un forçage dû au gaz le caractère sous-harmonique, de façon analogue à l'étude classique de Benjamin & Ursell (1954) pour l'instabilité de Faraday. Par contre une telle analyse ne pourrait rendre compte du profil fortement non-linéaire des ondes stationnaires observées, aux arêtes très anguleuses même pour les amplitudes réduites (figure 3.1). Une piste viable pourrait être l'inclusion d'un terme de friction solide grain-grain dans un tel modèle, pour traduire l'absence de glissement au sein d'un bloc et le glissement à la jonction entre blocs.

Bibliographie

- [1] R.P. BEHRINGER, E. VAN DOORN, R.R. HARTLEY & H.K. PAK, 2002. Making a rough place "plane" : Why heaping of vertically shaken sand must stop at low pressure, *Granular Matter* **4** 9.
- [2] T.B. BENJAMIN & F. URSELL, 1954. The Stability of the Plane Free Surface of a Liquid in Vertical Periodic Motion, *Proc. R. Soc. London A, Mathematical and Physical Sciences*, **225** 505.
- [3] M. FARADAY, 1831. On a peculiar class of acoustical figures, and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces, *Phil. Trans R. Soc. Lond.* **121** 299.
- [4] J.R. DE BRUYN, B.C. LEWIS, M.D. SHATTUCK & H.L. SWINNEY, 2001. Spiral patterns in oscillated granular layers, *Phys.Rev. E* **63**, 041305 :1-12.
- [5] S. FAUVE, S. DOUADY, C. LAROCHE, 1989. Subharmonic Instabilities and Defects in a Granular Layer under vertical Vibrations, *Europhys. Lett.* **8** 621.
- [6] J.-P. MATAS, J. UEHARA & R.P. BEHRINGER 2008. Gas-driven subharmonic waves in a vibrated two-phase granular material. *European Physical Journal E*, **25**, 431.
- [7] P.B. UMBANHOWAR, F. MELO & H.L. SWINNEY, 1998. Localized excitations in a vertically vibrated granular layer, *Nature* **382**, 973.

Chapitre 4

Instabilités de cisaillement

4.1 Introduction

J'ai abordé en arrivant au LEGI les problèmes liés à la fragmentation liquide. Plus précisément, j'ai participé avec Alain Cartellier aux ANR DYNAA et VAA, qui ont rassemblé le LEGI et plusieurs partenaires numériques (Institut d'Alembert, ONERA, CORIA et IMFT) autour de la configuration dite d'atomisation assistée : un gaz rapide déstabilise un écoulement parallèle de liquide lent, et conduit à l'arrachement de gouttelettes. Cette configuration est celle que l'on retrouve typiquement dans les injecteurs des moteurs-fusées (géométrie coaxiale, couple oxygène liquide/hydrogène gazeux) ou dans les turboréacteurs (géométrie plane, couple kérosène/air, figure 4.1a). Cette technique permet de former un spray relativement fin à partir du volume liquide initial, jet ou nappe, d'où sa pertinence dans les applications liées à la combustion. La thèse de L. Raynal (1997), encadrée au LEGI par E. Hopfinger et E. Villermaux, a mis en évidence que la formation des gouttes est initiée par une instabilité de cisaillement, figure 4.1b. Une vidéo réalisée avec une caméra rapide (éclairage par lumière blanche + tranche laser) permet de visualiser le développement de l'instabilité, et la formation de gouttes à partir des vagues formées (vidéo n°4) : <http://www.legi.grenoble-inp.fr/people/Jean-Philippe.Matas/>

Raynal (1997) a montré qu'une analyse de stabilité inviscide permettait de reproduire une grande partie des caractéristiques de cette instabilité, en particulier la variation de la fréquence en fonction des vitesses gaz et liquide. Le mécanisme inviscide conduit à une dépendance de la fréquence en U_g/δ_g , où U_g est la vitesse de la phase gaz rapide, et δ_g l'épaisseur de vorticité gaz. Cette dépendance peut être retrouvée simplement à partir d'un bilan d'énergie, en écrivant que l'énergie cinétique volumique de la perturbation de

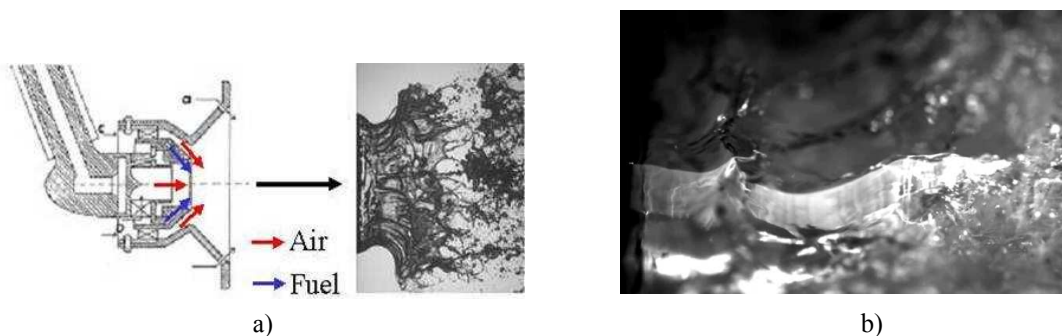


FIGURE 4.1 – a) Exemple typique d'application des mécanismes d'atomisation assistée : injection de carburant dans un turboréacteur ; b) expérience de couche de mélange au LEGI : la déstabilisation de la nappe liquide est initiée par une instabilité de cisaillement longitudinale.

vitesse $e_c = \rho_l u^2$ est alimentée par le travail (positif) des contraintes de Reynolds dans la phase gaz :

$$\frac{de_c}{dt} = \rho_g u_i u_j D_{ij} \quad \Rightarrow \quad \rho_l u^2 \omega = \rho_g u^2 U_g / \delta_g \quad \Rightarrow \quad \omega \sim \frac{\rho_g U_g}{\rho_l \delta_g} \quad (4.1)$$

L'instabilité repose sur l'idée toute simple à l'origine du mécanisme classique de Kelvin-Helmholtz : une perturbation de l'interface crée une survitesse au sommet d'une vague, la survitesse conduit à une dépression, la perturbation est donc instable. Les données expérimentales de Raynal (1997) montrent un bon accord avec cette modélisation, même si quantitativement les fréquences expérimentales restent systématiquement sous-estimées par l'analyse inviscide (à un facteur 1.5 à 2 près selon les conditions).

Dans les applications liées aux moteurs-fusées le liquide est injecté sous forme de jet de section circulaire, et est déstabilisé par une couronne de gaz rapide. On observe dans cette configuration le même type de déstabilisation du liquide que dans le cas des nappes planes : des vagues longitudinales sont formées, se déstabilisent ensuite pour former des gouttes. Marmottant & Villermaux (2004) ont montré plus précisément que la déstabilisation ultérieure des vagues s'effectuait par un mécanisme de Rayleigh-Taylor (accélération normale à l'interface due au passage des vagues de l'instabilité longitudinale), conduisant à la formation de ligaments liquides. Les ligaments liquides sont ensuite étirés sous l'effet du courant gaz, et se brisent en gouttes. Les mesures de fréquence de l'instabilité longitudinale sur le dispositif de jet coaxial mettent en évidence une loi d'échelle en U_g cohérente avec l'instabilité inviscide gaz proposée par Raynal (1997), cependant les valeurs de fréquence sont supérieures aux valeurs mesurées expérimentalement par Raynal en configuration plane (Marmottant & Villermaux 2004) : et par conséquent elles sont nettement supérieures aux prédictions de l'analyse de stabilité inviscide, qui sous-estimait déjà les fréquences en configuration plane. Cet écart entre les deux géométries plane et coaxiale est inattendu, vu que l'instabilité inviscide semble pilotée par une grandeur (l'épaisseur de couche de limite gaz) négligeable devant le rayon du jet.

Je suis arrivé au LEGI au cours de la thèse de Farès Ben Rayana (2007), thèse encadrée par Alain Cartellier et Emil Hopfinger. Farès Ben Rayana a poursuivi au cours de sa thèse l'étude expérimentale de l'instabilité de cisaillement longitudinale (mesures de fréquence, longueur d'onde, vitesse des vagues, influence de l'épaisseur H_G de la veine gaz). Ses mesures ont confirmé en particulier que la fréquence expérimentalement mesurée pour l'instabilité de cisaillement était nettement supérieure à celle prédite par l'analyse de stabilité inviscide. Par ailleurs, la comparaison des mesures de F. Ben Rayana (2007) et de L. Raynal (1997) met en évidence un écart systématique dans les valeurs de fréquence et longueur d'onde, pour des mêmes valeurs des vitesses gaz et liquide : les valeurs de fréquence mesurées par F. Ben Rayana sont systématiquement plus élevées que celles de L. Raynal, d'un facteur quasiment égal à 2, et les longueurs d'onde associées plus faibles du même facteur. Seules les vitesses de vagues sont cohérentes entre les deux jeux de mesures, toutes deux proches de la vitesse phénoménologique proposée par Dimotakis (1986) :

$$U_c = \frac{\sqrt{\rho_l} U_l + \sqrt{\rho_g} U_g}{\sqrt{\rho_g} + \sqrt{\rho_l}}, \quad (4.2)$$

cette expression étant tout simplement la vitesse du référentiel dans lequel une vague verra la même pression dynamique côté gaz et liquide. Le fait que les vagues se déplacent à cette vitesse est un argument supplémentaire en faveur d'un mécanisme inviscide.

En parallèle avec la thèse de Ben Rayana, et pour tenter de répondre à la question de l'écart entre prédiction de l'analyse de stabilité et mesures expérimentales, Boeck et Zaleski (2005) intègrent la viscosité dans l'analyse de stabilité : ils montrent que le mode dominant n'est alors plus le mode inviscide mis en évidence par Raynal (1997), mais un mode au mécanisme purement visqueux. Ce mode, initialement mis en évidence par

Yih (1967) puis clarifié par Hooper & Boyd (1983, 1987) et Hinch (1984), repose sur le saut de viscosité entre gaz et liquide. La continuité des contraintes tangentielles impose un saut de taux de cisaillement entre gaz/liquide : Une perturbation de l'interface va conduire à un écart à cette continuité, et causer une perturbation de vorticité de chaque côté. La perturbation côté gaz, la plus forte (le taux de cisaillement côté gaz est plus fort car la viscosité dynamique de l'air est plus faible que celle de l'eau), amplifie la perturbation interfaciale initiale, et déclenche l'instabilité. Les fréquences prédites par l'analyse de stabilité temporelle de Boeck & Zaleski (2005) s'avèrent cependant beaucoup trop élevées comparées aux fréquences expérimentales. Par ailleurs, le mécanisme visqueux ne peut rendre compte des lois d'échelles expérimentales, qui sont cohérentes avec un mode inviscide. Il ne peut non plus rendre compte de la vitesse mesurée des vagues, que tous les expérimentateurs évaluent à la vitesse de Dimotakis ( quation 4.2).

A ce stade, il existait donc deux jeux de fréquences expérimentales sur l'instabilité de cisaillement, ceux de Raynal (1997) et Ben Rayana (2007), deux jeux de fréquences différentes mais avec en commun la même vitesse. L'analyse de stabilité inviscide de Raynal (1997) sous-estime la fréquence des deux jeux de mesures mais capture correctement les tendances expérimentales et la vitesse des ondes, tandis que l'analyse de stabilité visqueuse (Boeck & Zaleski 2005) surestime la fréquence et ne capture pas les bonnes tendances. Pourquoi une analyse de stabilité incluant la viscosité, censée être plus performante, réussit-elle moins bien qu'une analyse de stabilité simplifiée qui la néglige ? Je vais exposer dans cette section les différentes étapes qui ont conduit à clarifier cette question. Ces travaux ont pour l'essentiel été effectués dans le cadre de la thèse de Sylvain Marty (en cours de rédaction), que j'ai co-encadrée avec Alain Cartellier. La question de la variabilité des jeux de données expérimentaux Raynal vs Ben Rayana, liée à la question d'un éventuel paramètre *caché* non pris en compte précédemment, sera abordée ultérieurement dans la section 7.1.

4.2 Profil de vitesse : prise en compte du déficit de vitesse à l'interface

Des mesures PIV effectuées dans la phase liquide (laser YAG, ensemencement à la rhodamine) ont mis en évidence que pour les vitesses gaz modérées la vitesse interfaciale entre liquide lent et gaz rapide restait inférieure à la vitesse débitante liquide sur plusieurs centimètres. Partant de cette observation, nous avons donc décidé d'étendre l'analyse de stabilité inviscide de Raynal (1997)   un profil présentant un déficit de vitesse à l'interface (figure 4.2b) : ce déficit de vitesse est généré par la plaque solide séparant nécessairement les canaux d'alimentation gaz/liquide dans l'expérience. La relation de dispersion est obtenue en linéarisant les équations de Navier-Stokes + conservation de la masse, et en appliquant les conditions classiques de continuité des vitesse et contrainte normales aux trois points anguleux du profil de vitesse de base. Cette relation de dispersion $f(\omega, k) = 0$ est ensuite résolue numériquement (Matlab). Nous optons pour une résolution spatiale de la relation de dispersion. La figure 4.2c montre que lorsque le déficit de vitesse est pris en compte, la fréquence prédite (qui correspond au minimum du taux de croissance spatial négatif) est significativement augmentée.

De façon plus générale, nous avons montré en effectuant un développement limité de la relation de dispersion que le mode le plus instable était caractérisé par une pulsation $\omega_r = \frac{\rho_g U_g}{\rho_l \delta_g} (1 + \sqrt{2}M^{-1/2})$ dans le cas du profil figure 4.2a, et par une pulsation $\omega_r = \frac{\rho_g U_g}{\rho_l \delta_g} (1 + \frac{5}{2}\sqrt{2}M^{-1/2})$ dans le cas du profil 4.2b : le nombre sans dimension M désigne le rapport des pressions dynamiques gaz/liquide : $M = \rho_g U_g^2 / (\rho_l U_l^2)$. Cette loi permet de généraliser la loi d'échelle inviscide (4.1), en fournissant la correction due à la prise en compte de la pression dynamique côté liquide. Des expressions analogues peuvent être

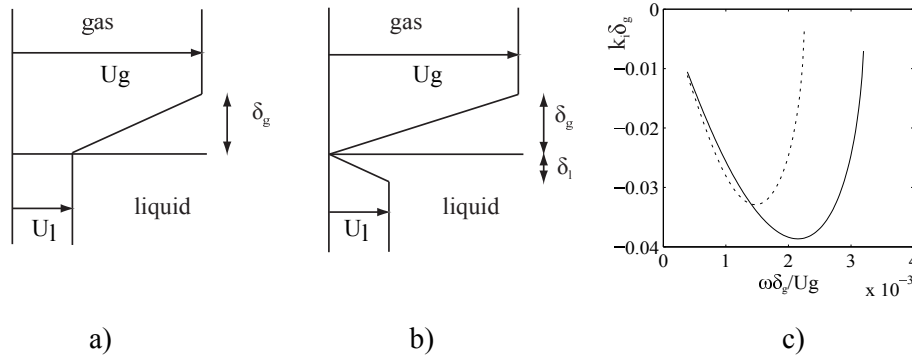


FIGURE 4.2 – a) Profil de vitesse linéaire par morceaux utilisé par Raynal ; b) Profil de vitesse avec un déficit de vitesse à l'interface ; c) Comparaison du taux de croissance spatial prédit avec le profil a) (pointillés) et avec le profil b) (trait plein) : le déficit de vitesse augmente la valeur de fréquence prédite d'environ 50%.

trouvées pour longueur d'onde et vitesses de phase et de groupe, permettant de généraliser les lois d'échelle inviscides proposées par Raynal (2007) et Marmottant & Villermaux (2004) au cas d'un profil avec déficit de vitesse. Ces expressions montrent que la différence entre les deux prédictions provient d'un terme dû au liquide, terme exprimé ici en fonction du rapport M . Nous avons ensuite comparé cette nouvelle prédiction à une série de mesures réalisée par Sylvain Marty sur le dispositif de couche de mélange diphasique plane utilisé par Raynal (2007) et Ben Rayana (2007) : l'idée étant de mesurer conjointement fréquence et taux de croissance spatial de l'instabilité, les mesures se sont focalisées sur des valeurs de vitesses gaz modérée, pour lesquelles au moins une longueur d'onde est observée avant la formation de ligaments.

La figure 4.3a montre que la prédiction de fréquence obtenue à l'aide du profil avec déficit de vitesse est en bon accord avec les mesures effectuées par Sylvain Marty. La figure 4.3b montre cependant que le taux de croissance spatial est largement sous-estimé par l'analyse inviscide. Plus précisément, le taux de croissance spatial croît grosso modo comme U_g^2 , tandis que la prédiction de la théorie inviscide spatiale est quasiment constante sur la plage de mesure balayée. Ces résultats ont été publiés dans *Physics of Fluids* (Matas et al 2011) : pour résumer ils ont montré que l'inclusion d'un déficit de vitesse pouvait améliorer la prédiction de fréquence de l'analyse de stabilité inviscide, mais ils ont aussi montré que cette analyse échouait largement à prédire le taux de croissance expérimental.

4.3 Inclusion de la viscosité : analyse spatio-temporelle

Otto et al (2013) ont abordé à leur tour la question de la comparaison de l'analyse de stabilité aux données expérimentales, en reprenant l'analyse visqueuse de Boeck & Zaleski (2005), mais en élargissant celle-ci à une analyse spatio-temporelle, et pour des profils de vitesse présentant un déficit de vitesse interfacial. Ils observent que la prise en compte du déficit de vitesse favorise l'émergence d'une transition convectif-absolu : lorsque la vitesse interfaciale est diminuée, la branche spatiale correspondant au mode convectif prédit par Boeck & Zaleski (2005) impacte une branche située à des k_i inférieurs, et ce pour un taux de croissance temporel ω_i positif, indiquant l'apparition d'une instabilité absolue qui prend le pas sur l'instabilité convective (figure 4.4b). Alors qu'une instabilité convective caractérise une instabilité advectée par l'écoulement, une instabilité absolue se caractérise par une vitesse de groupe nulle : elle peut remonter l'écoulement (figure 4.4a). Pour une instabilité convective le système se comporte en amplificateur de bruit, alors que pour une instabilité absolue il entre en résonance.

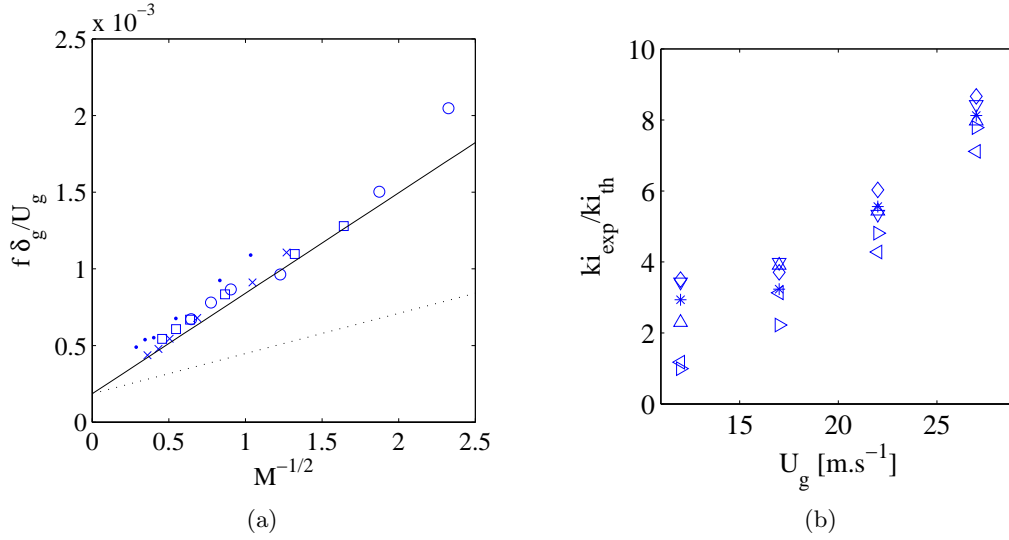


FIGURE 4.3 – a) Fréquence adimensionnée en fonction de $M^{-1/2}$. La ligne en pointillés est $f = (\rho_g/2\pi\rho_l)(1 + \sqrt{2}M^{-1/2})$, prédiction asymptotique pour le profil figure 4.2a ; la ligne en trait plein est $f = (\rho_g/2\pi\rho_l)(1 + \frac{5}{2}\sqrt{2}M^{-1/2})$, prédiction asymptotique pour le profil de la figure 4.2b. \circ : $U_g = 12 \text{ m.s}^{-1}$; \square : $U_g = 17 \text{ m.s}^{-1}$; \times : $U_g = 22 \text{ m.s}^{-1}$; \bullet : $U_g = 27 \text{ m.s}^{-1}$. b) Rapport du taux de croissance spatial expérimental au taux de croissance spatial prédit, en fonction de U_g . * : $U_l = 0.26 \text{ m.s}^{-1}$; \diamond : $U_l = 0.31 \text{ m.s}^{-1}$; ∇ : $U_l = 0.37 \text{ m.s}^{-1}$; \triangle : $U_l = 0.50 \text{ m.s}^{-1}$; \triangleleft : $U_l = 0.76 \text{ m.s}^{-1}$; \triangleright : $U_l = 0.95 \text{ m.s}^{-1}$.

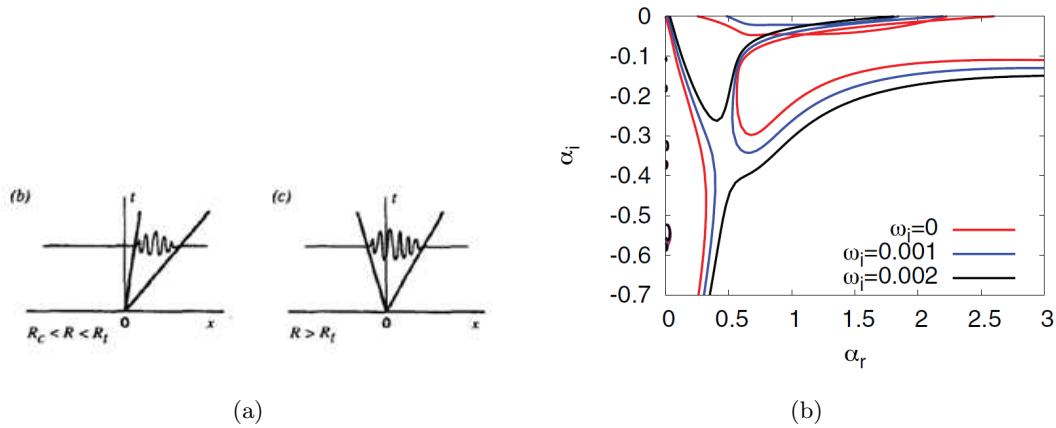


FIGURE 4.4 – a) Illustration de la réponse impulsionnelle dans le cas d’une instabilité convective (schéma b) et d’une instabilité absolue (schéma c), schémas tirés de Huerre & Monkewitz (1990) : dans le cas convectif l’instabilité est advectée, dans le cas absolu elle peut remonter l’écoulement. b) Graphe extrait de Otto et al (2013) : l’instabilité de cisaillement (la cloche noire) entre en collision avec une branche inférieure lorsque le taux de croissance temporel ω_i est diminué (courbes bleue et rouge).

Otto et al (2013) confrontent les prédictions de leur analyse spatio-temporelle visqueuse aux données expérimentales de Matas et al (2011) et Marmottant & Villermaux (2004). Ils obtiennent un accord partiel sur la fréquence : dans le cas des données obtenues en géométrie plane, l’accord est bon lorsque l’instabilité est absolue, mais la fréquence reste largement surestimée pour tous les cas où l’instabilité prédite est convective (la majorité des points considérés). Les comparaisons de taux de croissance sont intéressantes : bien

que l'accord direct du taux de croissance du mode le plus instable et du taux de croissance expérimental soit médiocre, le taux de croissance théorique associé à la fréquence expérimentale est lui très proche des mesures de Sylvain Marty. En d'autres termes bien que l'analyse proposée échoue à prédire la fréquence pour la plupart des conditions, elle montre que moyennant un autre mécanisme de sélection de fréquence, le taux de croissance *et* la fréquence seraient simultanément correctement prédits. Pour rappel l'analyse de stabilité inviscide échouait complètement à prédire le taux de croissance.

Bien qu'elle n'ait pas élucidé complètement le mécanisme de sélection de fréquence, cette étude a mis l'accent sur la nécessité d'adopter une approche spatio-temporelle. Afin de clarifier ces aspects, et de mettre en évidence si une transition convectif-absolu avait réellement lieu pour les conditions étudiées, nous avons collaboré avec S. Zaleski, D. Fuster et J. Hoepffner, de l'institut d'Alembert, dans le cadre de l'ANR VAA : nous avons choisi d'appliquer les mêmes méthodes pour capturer la transition absolu-convectif d'un point de vue numérique, et expérimental. Les conditions expérimentales sont reproduites à l'aide de Gerris (code développé par S. Popinet) : les spectres de position d'interface sont alors obtenus pour une position en aval fixée : afin d'obtenir des spectres de résolution correcte compte tenu des temps de calcul accessibles, la simulation est réalisée pour un rapport de densité modéré égal à 10. Quand M est augmenté à vitesse gaz fixée (via une diminution de la vitesse liquide), on observe sur la figure 4.5 (haut) que le spectre devient de plus en plus piqué autour de la fréquence la plus instable. Un peigne de fréquences est injecté en entrée : on observe que ce spectre est restitué par le système pour $M = 5$, mais disparaît pour $M = 7$ et $M = 20$. Cette transition évoque clairement une transition convectif-absolu. La même méthodologie est ensuite appliquée expérimentalement : nous avons mesuré la position de l'interface à l'aide d'une caméra rapide (tranche au laser Argon sur liquide + fluorescéine), capturé l'interface, et réalisé des spectres de fréquence pour U_g fixé et différents rapports M . La figure 4.5 (bas) montre le même comportement que celui obtenu sur les simulations numériques : quand M augmente le spectre devient de plus en plus piqué. La transition se produit expérimentalement entre $M = 0.5$ et $M = 1$, alors qu'elle se produit pour $M \sim 7$ dans la simulation numérique : le rapport de densité réduit dans le cas numérique explique probablement cette différence.

Les résultats expérimentaux sont ensuite confrontés à une analyse de stabilité spatio-temporelle analogue à celle d'Otto et al (2013). La figure 4.6 montre que les fréquences expérimentales (\bullet) sont proches des fréquences prédites par l'analyse de stabilité spatio-temporelle avec déficit de vitesse (\times) pour la plupart des points considérés. L'analyse de stabilité sans déficit de vitesse ($+$) conduit à une surestimation de la fréquence. Les lignes verticales indiquent la transition convectif-absolu prédite par l'analyse de stabilité : cette transition a lieu pour $M \sim 0.5$ avec déficit de vitesse (paramètre $\delta_d^* = 0.1$), et pour $M \sim 8$ sans déficit (paramètre $\delta_d^* = 1$). Ici encore, l'accord avec les résultats expérimentaux est meilleur lorsque le déficit de vitesse est pris en compte. Ces résultats, et d'autres résultats analogues montrant la convergence entre les approches expérimentale, numérique et théorique pourvu que l'on prenne en compte le caractère spatio-temporel de l'instabilité, ont été publiés dans Journal of Fluid Mechanics en 2013 (Fuster et al 2013).

Ces progrès récents sur le front de l'analyse de stabilité visqueuse ont paradoxalement soulevé un autre problème : pourquoi le mécanisme de type inviscide prédit par l'analyse simplifiée de Raynal (1997) capture-t-il si bien l'instabilité ? Otto et al (2013) parviennent à reproduire certaines des fréquences expérimentales mesurées par S. Marty : or quand ils effectuent un bilan d'énergie sur les modes propres associés au mode le plus instable, à la façon de Boomkamp & Miesen (1996), ils constatent que le mode prédit pour nos conditions expérimentales fournit de l'énergie à l'instabilité via le travail de la contrainte tangentielle visqueuse, et non via le terme de contrainte de Reynolds comme attendu si le mécanisme était inviscide. De plus, le nombre d'onde associé à la fréquence (correctement) prédite est de l'ordre de $0.5\delta_g^{-1}$, ce qui correspondrait pour les points considérés à des

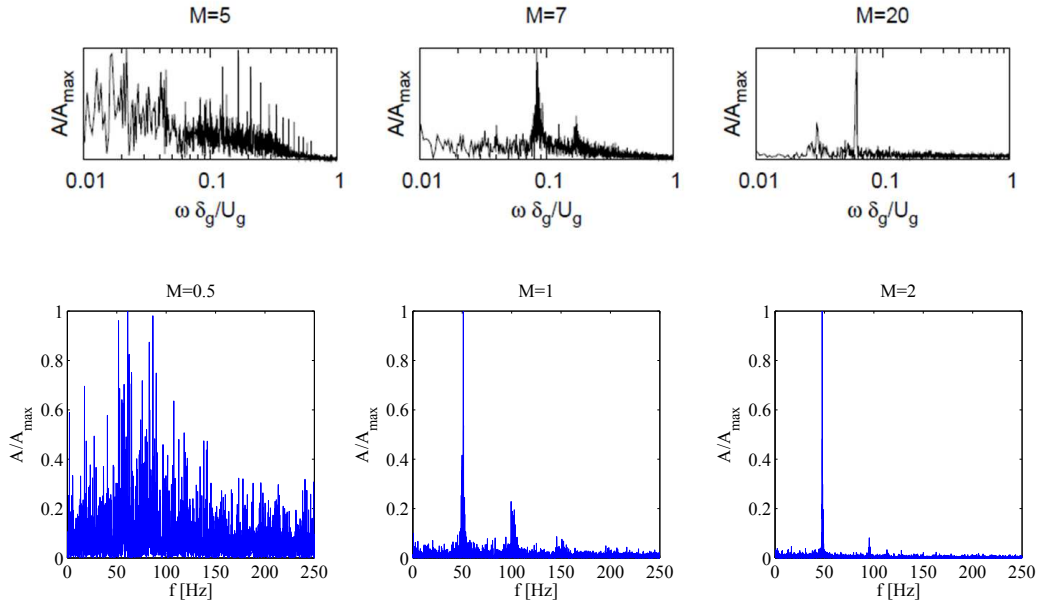


FIGURE 4.5 – Haut : spectres obtenus numériquement avec le code Gerris (D. Fuster, IJLRDA) : quand M est augmenté à U_g fixé, le spectre devient de plus en plus étroit, et le peigne de forçage disparaît. Bas : spectres expérimentaux obtenus au LEGI. Quand M augmente à U_g fixé, le même type de transition que sur les spectres numériques est observé.

longueurs d'onde de l'ordre du millimètre, alors que les longueurs d'onde expérimentales sont centimétriques. Un ingrédient fait toujours défaut à l'analyse de stabilité.

4.4 Prise en compte du confinement

Dans les expériences réalisées au LEGI (Raynal 1997, Ben Rayana 2007, Matas et al 2011), les nappes liquide et gaz sont d'épaisseur finie : le nappe liquide épaisse de $H_L = 1$ cm s'écoule sur une paroi solide, et la nappe gaz a elle aussi une épaisseur $H_G = 1$ cm. Juniper (2006) a montré grâce à une analyse de stabilité inviscide comment le confinement pouvait favoriser la transition d'un écoulement cisailé vers une instabilité absolue. Cette idée que le confinement peut favoriser l'instabilité a aussi été proposée récemment dans le cas d'une couche limite (Healey 2007) et dans celui d'une couche de mélange monophasique (Healey 2009). Nous avons donc décidé de prendre en compte le confinement dans l'analyse de stabilité spatio-temporelle visqueuse. J'ai à cet effet développé un code en Fortran distinct du code utilisé par Otto et al (2013), et développé par Thomas Boeck. Le code utilisé ici résout lui aussi les équations classiques d'Orr-Sommerfeld après passage en Fourier, mais avec selon la direction normale à l'interface une intégration dans l'espace réel, au lieu d'une résolution spectrale (Chebyshev). Côté liquide la perturbation est intégrée sur une distance H_L depuis la paroi solide (sur laquelle la nullité de la vitesse est imposée) jusqu'à l'interface. Côté gaz l'intégration est réalisée depuis une paroi solide placée à une distance de l'ordre de $15 H_G$, grande devant les autres longueurs du problème. L'épaisseur finie H_G du courant gaz est prise en compte. La figure 4.7 illustre le type de profil utilisé : une somme de fonctions erreur (comme dans Otto et al 2013), à laquelle des termes de coupure sont rajoutés afin de prendre en compte les H_L et H_G finis. Pour garantir que les solutions intégrées normalement à l'interface restent indépendantes, elles sont orthonormalisées (selon la procédure décrite dans As-

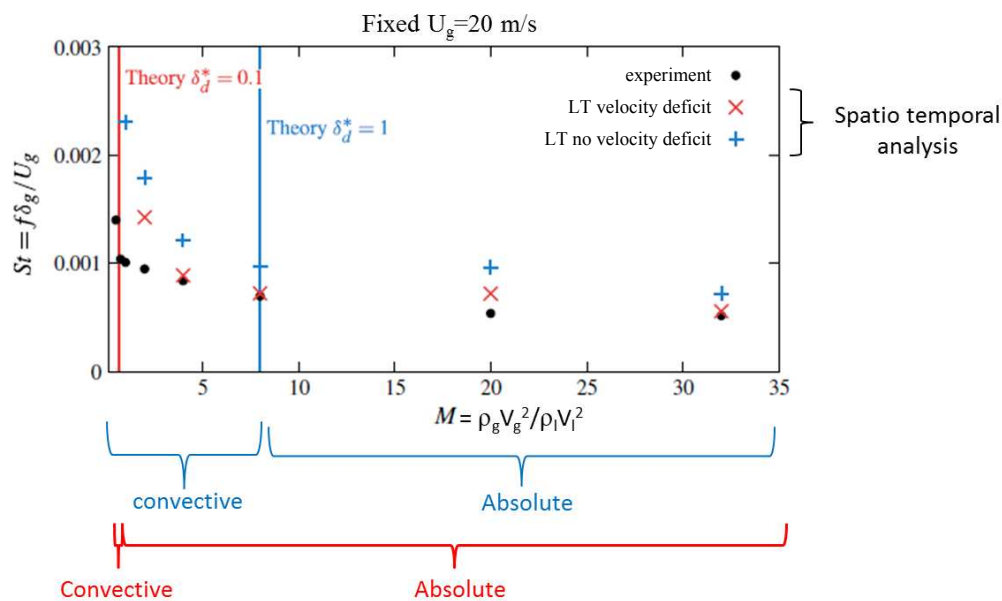


FIGURE 4.6 – Prédiction de l'analyse de stabilité spatio-temporelle : la prédiction avec déficit de vitesse (×) est en meilleur accord avec les données expérimentales (●). L'accord correspond à des cas où l'instabilité est absolue.

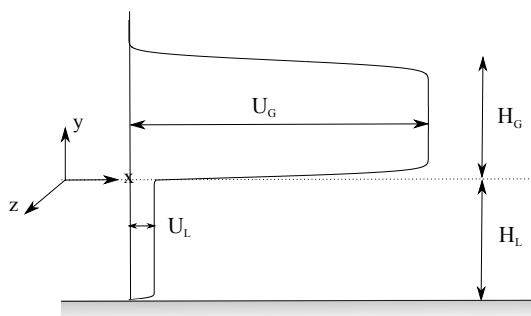


FIGURE 4.7 – Schéma montrant le profil de vitesse de base typique utilisé pour l'étude du rôle du confinement.

molov 1999, référence [1] du chapitre 2). L'utilisation d'une méthode de tir, plutôt que d'une méthode spectrale ne fournit pas directement l'ensemble des modes pour un jeu de conditions données. Par contre cette méthode présente un énorme avantage : elle converge très rapidement et permet de se focaliser sur le seul mode d'intérêt. Cette méthode est en particulier bien adaptée pour réaliser une analyse paramétrique pour ce problème, dans lequel les paramètres géométriques et physiques sont nombreux.

La figure 4.8a montre le résultat obtenu pour les branches spatiales pour un cas où l'analyse de stabilité du paragraphe précédent prédisait une instabilité convective de pulsation plus instable $\omega_r = 484 \text{ s}^{-1}$. Le confinement fait apparaître des branches situées le long de l'axe vertical $k_r = 0$: lorsque le taux de croissance temporel ω_i est réduit de 40 à 25 s^{-1} la branche de confinement entre en collision avec la branche du mode de cisaillement située à sa droite : une singularité apparaît, pour $\omega_i \approx 35 \text{ s}^{-1}$. Cette singularité correspond à une pulsation $\omega_r = 324 \text{ s}^{-1}$, à un nombre d'onde $k_r \approx 200 \text{ m}^{-1}$ et à un taux de croissance spatial $k_i \approx -500 \text{ m}^{-1}$. Le confinement conduit à une baisse significative de la fréquence prédite.

De plus, la longueur d'onde au point de pincement est de l'ordre de $\lambda \approx 2\pi/200 \approx 3 \text{ cm}$, beaucoup plus grande que celle du mode convectif initialement prédit ($\lambda_{conv} \approx 2\pi/750 \approx 8,4 \text{ mm}$) : cet ordre de grandeur correspond à celui mesuré par Ben Rayana (2007) pour des conditions proches. Nous reprenons la série à $U_g=27 \text{ m/s}$ de Matas et al 2011, et plus particulièrement les points correspondant aux vitesses liquides les plus faibles ($U_L = 0.26$ à 0.5 m/s), points pour lesquels Otto et al (2013) prédisaient un mode convectif de fréquence deux fois supérieure à la fréquence expérimentale (figure 31d de leur article). La figure 4.8b montre que la prise en compte du confinement permet de reproduire de façon satisfaisante les fréquences expérimentales. L'analyse de stabilité fournit également des taux de croissance spatiaux d'ordre de grandeur comparable avec les taux de croissance expérimentaux : il est cependant délicat de conclure quant à un accord de ces valeurs expérimentales et théoriques du taux de croissance, dans la mesure où k_i n'est censé être légitime que pour une instabilité convective, alors que l'instabilité que nous prédisons est absolue.

Le mécanisme responsable du mode sur lequel cette instabilité absolue se produit peut être identifié à l'aide d'un bilan d'énergie analogue à celui de Boomkamp & Miesen (1996). Pour cela la fonction propre associée au point de pincement est reconstituée. L'orthonormalisation de la perturbation de vitesse doit être inversée pour garantir que l'on reconstruit bien une seule et même fonction propre. Les différents termes du bilan d'énergie sont ensuite calculés par intégration à partir de la fonction propre : énergie cinétique du liquide, du gaz, contrainte de Reynolds dans le liquide, dans le gaz, travail des contraintes visqueuses à l'interface, et énergie de surface (voir Otto et al (2013) pour l'expression des termes correspondants dans le cas temporel). Pour les quatre points à $U_g = 27 \text{ m/s}$ de la figure 4.8, on trouve alors que 84% de l'énergie cinétique apportée à la perturbation de vitesse provient du terme de contrainte de Reynolds dans le gaz $\rho u_i u_j D_{ij \text{ gaz}}$, tandis que 16% proviennent du travail des contraintes visqueuses à l'interface. Ce résultat peut paraître surprenant, dans la mesure où Otto et al (2013) identifient clairement les seuls modes d'instabilité de cisaillement observés comme visqueux : l'idée est ici que même si le mode responsable de l'instabilité est un mode visqueux à son maximum de taux de croissance spatial, la résonance se produit à des k relativement faibles, pour lesquels le mécanisme dominant est bien *inviscide*. On notera également que pour tous les points correspondant à cette instabilité absolue due au confinement, la vitesse de phase est très proche de la vitesse phénoménologique de Dimotakis (équation 4.2), une confirmation supplémentaire que dans la région où l'instabilité absolue se produit le mécanisme est *inviscide*. Ce résultat est très satisfaisant, car il explique le succès de l'analyse de stabilité *inviscide* simplifiée proposée initialement par Raynal (1997), et explique pourquoi la prise en compte de la viscosité par Boeck & Zaleski (2005) avait dégradé la qualité de la prédiction : le confinement

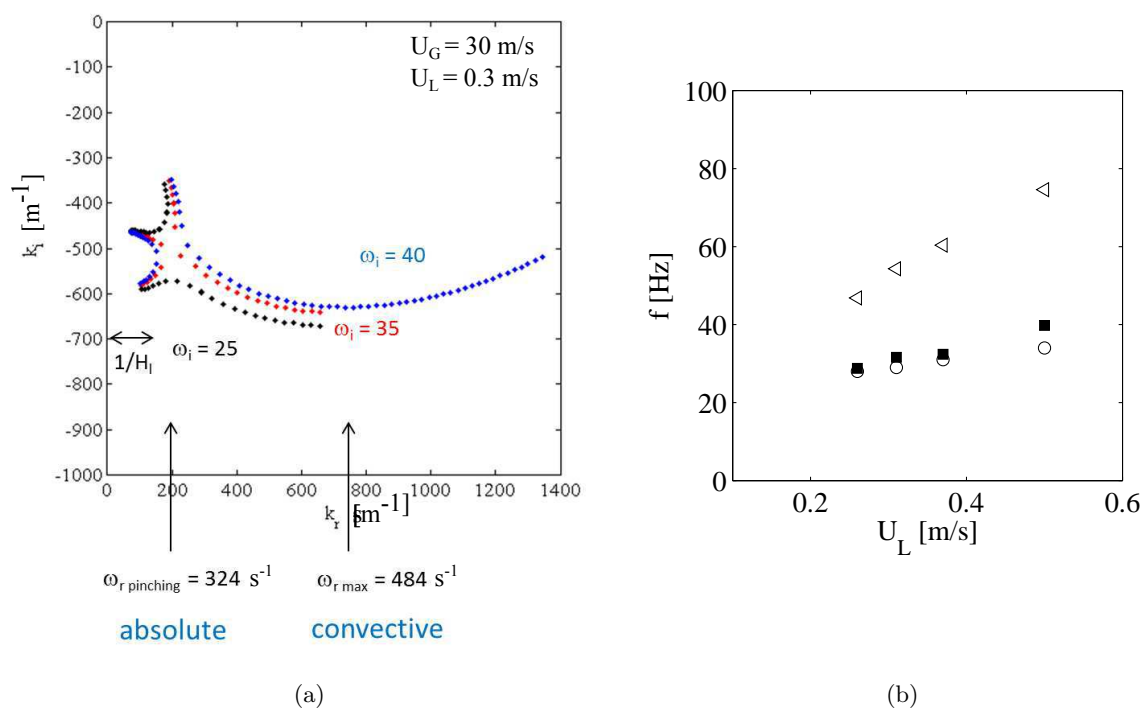


FIGURE 4.8 – a) Influence du confinement sur la stabilité : une instabilité absolue apparaît causée par une branche de confinement, et conduit à une diminution de la fréquence prédite. b) Comparaison à $U_g = 27 \text{ m/s}$ entre points expérimentaux de Matas et al (2011) (■), points prédits par Otto et al 2013 (\triangle) et points prédits en prenant en compte le confinement (○).

provoque une résonance sur des nombres d'onde où ce sont les mécanismes inviscides qui ont la main, et doit donc absolument être pris en compte. Ces résultats sur l'influence du confinement ont été rassemblés dans un court article soumis en septembre 2014 à *Journal of Fluid Mechanics*.

4.5 Stabilité et entraînement d'un film liquide swirlé

Alain Cartellier et moi avons collaboré de 2010 à 2012 avec Moongeun Hong, chercheur au Korea Aerospace Research Institute (KARI). Les missions entre la France et la Corée étaient financées par le programme franco-coréen PHC Star du ministère des affaires étrangères. Les résultats présentés dans cette section sont la synthèse d'un article publié dans *Physics of Fluids* (Matas et al 2014) suite à cette collaboration.

Nous avons cherché à décrire le processus conduisant à la fragmentation liquide à l'intérieur d'un injecteur de type Gas-Centered Swirl Coaxial (GCSC). Dans cette géométrie, historiquement utilisée dans les injecteurs des fusées soviétiques, le liquide (typiquement carboné) s'écoule en swirlant le long de la paroi intérieure d'un cylindre, sur une distance l_R : il est déstabilisé par un courant gaz central rapide (typiquement oxygène), non swirlé. La figure 4.9a montre la géométrie caractéristique de l'injecteur utilisé. L'angle d'injection α du liquide permet de moduler l'intensité du swirl, définie par le ratio $S_w = v_{azimutale}/v_{axiale}$: nous avons utilisé cinq injecteurs, permettant de varier S_w de 0 à 2.2. La figure 4.9b montre l'aspect du cône liquide obtenu en l'absence de jet gaz pour les cinq injecteurs utilisés et pour trois vitesses débitantes liquide. Les grands nombres de swirl conduisent à de grands angles d'ouverture, même en l'absence de jet central.

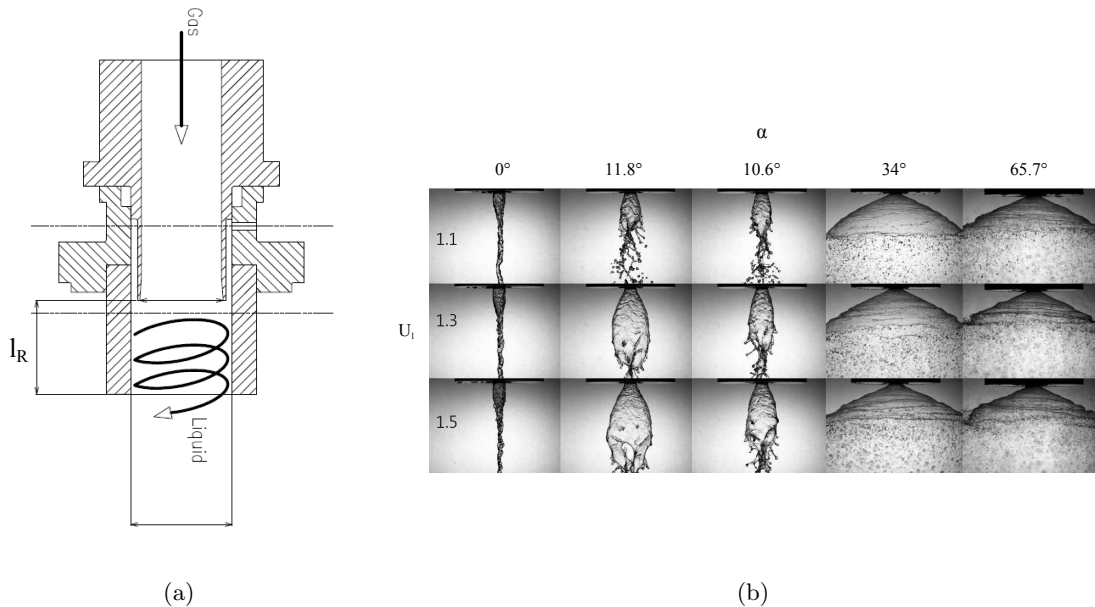


FIGURE 4.9 – a) Schéma de l'injecteur GCSC : le liquide swirlé est injecté le long de la paroi interne, tandis que le gaz rapide est injecté au centre. b) Cône liquide obtenu pour différentes vitesses débitantes liquides U_l (en m/s), et différents angles de swirl.

Afin de visualiser la déstabilisation du liquide, nous utilisons des injecteurs en plexiglas (réalisés au KARI), et nous effectuons une tranche longitudinale de l'écoulement (laser Argon + fluorescéine, expériences réalisées au LEGI). Nous mesurons dans un premier temps la longueur intacte du liquide : la figure 4.10 montre les images typiques obtenues quand pour des vitesses débitantes liquide et gaz fixées le nombre de Swirl est augmenté

de 0 à 2.3 : la langue liquide se rallonge considérablement. Inversement, si la vitesse gaz

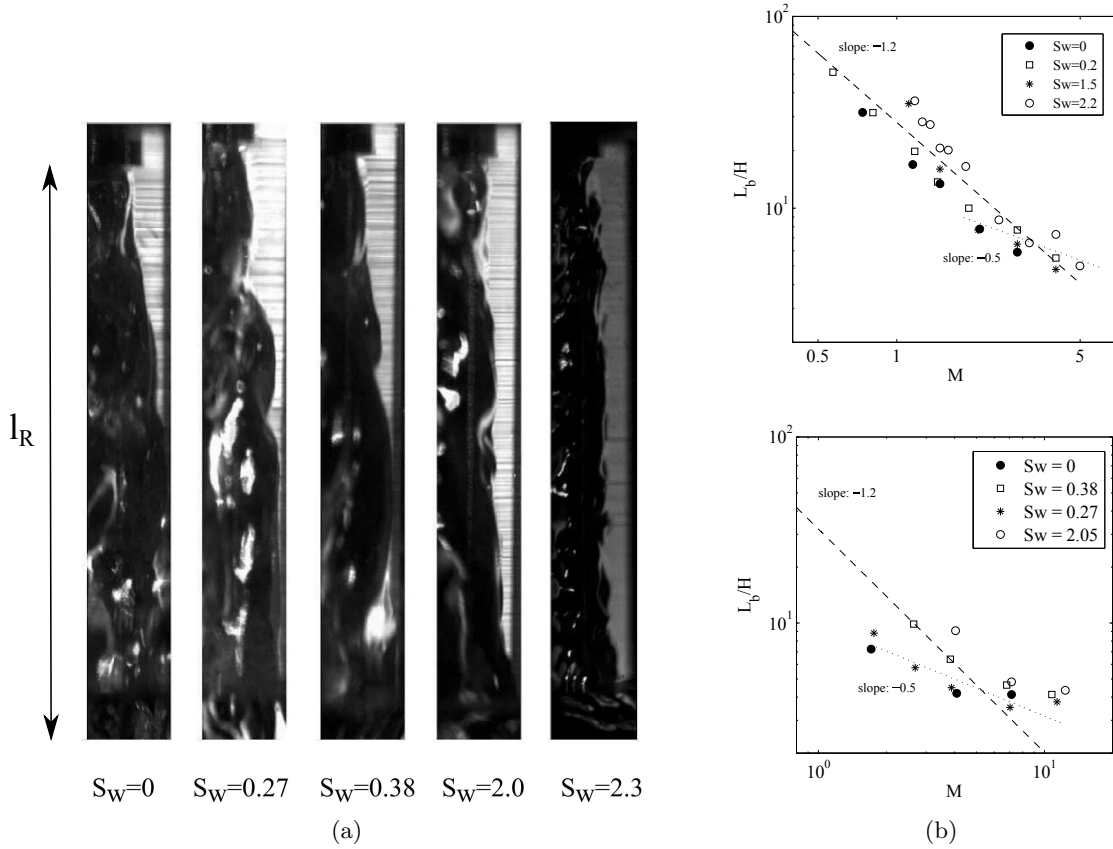


FIGURE 4.10 – a) Variation de l'écoulement liquide interne en fonction de l'intensité du swirl pour $U_L = 1.0$ m/s, $U_G = 39.2$ m/s : l'augmentation du swirl S_w conduit à rallonger la langue liquide; b) Mesure de la longueur intacte en fonction du rapport de pression dynamique M , pour différentes valeurs du swirl S_w . Haut : épaisseur liquide initiale $H_L = 0.5$ mm. Bas : $H_L = 0.7$ mm

est augmentée à swirl fixé, on observe le raccourcissement de la langue liquide, un effet analogue à celui mis en évidence par Raynal (1997) sur l'expérience de couche de mélange décrite dans les sections précédentes. Dans sa thèse, Raynal montre par un simple bilan de flux liquide que la longueur intacte obéit à une loi du type $L \propto H_G/M^{-1/2}$, où M est comme précédemment le rapport des pressions dynamiques gaz et liquide. Afin de tester ce type de loi nous traçons sur la figure 4.10b les résultats obtenus pour la longueur intacte L_b en fonction de M , et ce pour différents swirls S_w . On voit nettement la diminution de L_b quand M augmente, mais la pente moyenne est nettement plus forte que la pente en -0.5 prédite par le modèle de Raynal basé sur l'arrachement de gouttes. La comparaison entre séries montre également que l'augmentation de S_w conduit à augmenter L_b .

Nous avons construit un modèle simple basé sur la conservation de l'énergie pour capturer ce comportement : nous écrivons tout simplement que la variation d'énergie entre deux points 1 et 2 est due à l'accélération du liquide par le gaz :

$$\frac{1}{2}\rho_l(U_2^2 - U_1^2) - \frac{1}{2}\rho_l(W_2^2 - W_1^2) = E_{drag}$$

où U désigne la vitesse axiale, W la vitesse azimuthale due au swirl et ρ_l la masse volumique liquide. Le signe négatif devant le terme dû au swirl vient du fait que l'énergie doit être calculée dans le référentiel tournant avec le swirl, ce terme peut être interprété comme l'énergie potentielle associée à la force centrifuge. En modélisant l'énergie fournie par la

traînée avec un coefficient de traînée K constant, et en écrivant conservation de la masse et conservation du moment cinétique, nous obtenons après simplification une expression de la forme :

$$\frac{L_b}{H_L} = \frac{1}{K} \left(\frac{1}{M} + \frac{S_w^2 H_L}{M R} \right) \quad (4.3)$$

où R est le rayon de l'injecteur. La figure 4.11 reprend les données de la figure 4.10, mais en les traçant en fonction du paramètre $M/(1 + S_w^2 H_L/R)$ suggéré par l'équation (4.3). Les données de la figure 4.10b se superposent sur une même droite de pente -1, en accord

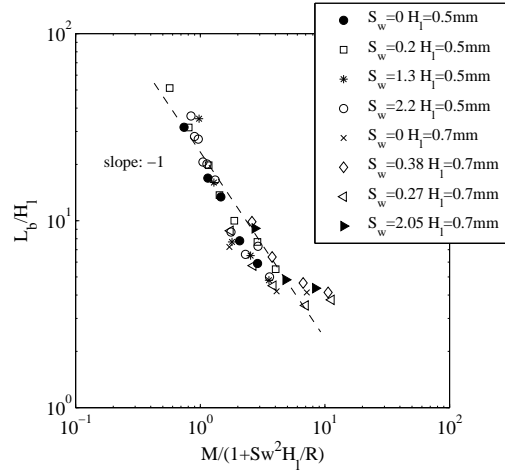


FIGURE 4.11 – Longueur liquide intacte L_b en fonction de $M/(1 + S_w^2 H_L/R)$ pour les deux épaisseurs liquides H_L étudiées. Les données de la figure 4.10b se superposent, et la pente est en accord avec celle prédite par l'équation (4.3).

avec la pente prédite par l'équation (4.3). Cette pente est en particulier différente de la pente en $M^{-1/2}$ due à l'arrachement prédite par le modèle de Raynal, excepté peut-être pour les points à $M > 4$: l'idée est ici que L_b résulte essentiellement de l'équilibre entre l'accélération du liquide par le gaz et sa stabilisation par l'énergie potentielle due à la force centrifuge. Pour les points à $M > 4$ l'arrachement de gouttes, à l'origine de la loi proposée par Raynal (1997), joue probablement un rôle.

Nous nous intéressons ensuite à l'instabilité de surface observée sur la langue liquide : la visualisation de la figure 4.10a pour $S_w = 0.27$ montre clairement des vagues d'une longueur d'onde de l'ordre de 3 à 4 H_L . Une acquisition à l'aide d'une caméra rapide permet d'appliquer la même méthode que celle que nous avons appliquée dans le cadre de la thèse de S. Marty dans la section 4.2 : l'interface est numérisée, et le spectre calculé pour chaque condition. La figure 4.11 montre les données obtenues pour cinq valeurs de S_w : on constate que la fréquence augmente avec la vitesse gaz, et que les courbes pour différents S_w sont superposées. Afin de comprendre cette instabilité nous avons tenté de la capturer à l'aide d'une analyse de stabilité linéaire.

Nous avons d'abord tenté une approche inviscide : les équations sont écrites en coordonnées cylindriques, et le passage en Fourier est fait à l'aide d'une série de Fourier sur la variable azimuthale θ . Nous autorisons l'existence de modes hélicoïdaux $n \neq 0$, potentiellement favorisés par le swirl dans le profil de base. Cette approche ne prédit cependant pas le comportement expérimental : elle prédit une instabilité pilotée par le swirl et insensible au courant gaz, contrairement à ce qui est observé expérimentalement. Le fait que les fonctions propres de cette instabilité vivent essentiellement dans le liquide à proximité de la paroi solide nous fait suspecter que cette instabilité est de type Taylor-Couette, due à la couche limite liquide externe.

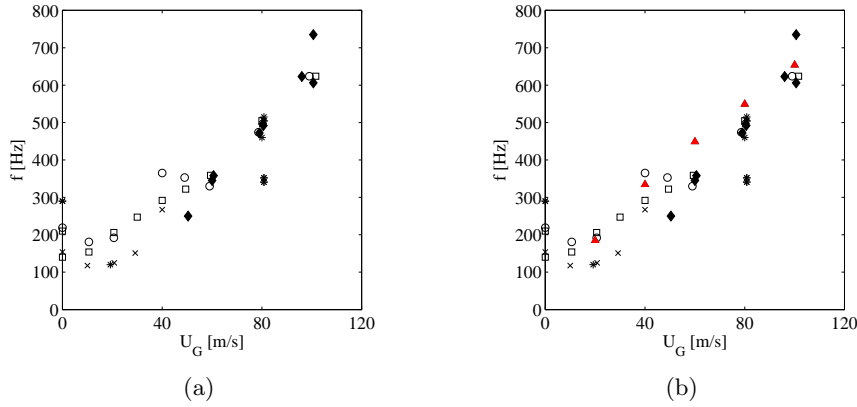


FIGURE 4.12 – a) Variation expérimentale de la fréquence de l’instabilité de surface en fonction de la vitesse gaz ; $U_l = 1$ m/s, $H_L = 0.7$ mm : \times $S_w = 0$; \square $S_w = 0.11$; \circ $S_w = 0.2$; \blacklozenge $S_w = 1.5$; $*$ $S_w = 2.2$; b) mêmes données comparées à la prédiction de l’analyse de stabilité visqueuse sans swirl (triangle rouge).

Une seconde approche a donc été tentée, cette fois-ci visqueuse : l’intégration du swirl dans une analyse en coordonnées cylindriques est cependant extrêmement coûteuse. Nous appuyant sur le fait que les données expérimentales de la figure 4.11 sont indépendantes du swirl, nous effectuons l’analyse de stabilité visqueuse en coordonnées cylindriques, mais pour $S_w = 0$, et nous ne cherchons que des modes axisymétriques ($n = 0$). La méthode est donc analogue à celle exposée dans les sections précédentes, si ce n’est que la perturbation de vitesse (u, v) dans le plan (z, r) est à présent exprimée via une fonction de courant telle que $u = (1/r)d\phi/dr$ et $v = -i(k/r)\phi$ (selon la méthode utilisée par Heaton 2008). L’équation gouvernant ϕ est alors une équation différentielle d’ordre 4 analogue à l’équation d’Orr-Sommerfeld. Comme dans les sections précédentes l’équation est intégrée dans l’espace réel, avec les conditions aux limites adéquates au centre de la conduite, à la paroi et à l’interface. Nous choisissons un profil de base analogue à celui proposé par Otto et al (2013), construit à l’aide de fonctions erreurs.

Le mode le plus instable obtenu pour différentes vitesses gaz est représenté sur la figure 4.12b (triangles rouges) : c’est un mode convectif, dont la fréquence augmente quasiment linéairement avec la vitesse gaz. L’accord avec les données expérimentales est bon, et suggère que l’instabilité est bien capturée. La longueur d’onde prédite est de l’ordre de quelques millimètres, en accord avec les valeurs observables sur les visualisations (figure 4.10a). Afin de clarifier la nature du mécanisme alimentant cette perturbation, nous avons calculé un bilan d’énergie analogue à celui présenté dans la section précédente, mais cette fois-ci en coordonnées cylindriques. Nous trouvons qu’à quasiment 100% l’énergie fournie à la perturbation provient du travail des contraintes visqueuses à l’interface. L’instabilité appartient donc à la famille d’instabilités décrite par Hooper & Boyd (1987) et Boeck & Zaleski (2005).

4.6 Conclusion

J’ai présenté dans ce chapitre un panorama de mes activités visant à caractériser l’instabilité de cisaillement entre un gaz rapide et liquide lent : plusieurs géométries ont été abordées (plane et axisymétrique), et des approches de plus en plus sophistiquées ont été nécessaires afin de parvenir à prédire de façon satisfaisante les résultats expérimentaux (fréquence, longueur d’onde, taux de croissance des vagues formées). L’atomisation assistée, procédé relevant plutôt de la recherche appliquée, s’est ainsi avérée reposer sur des mécanismes riches et subtils : de faibles variations des paramètres de contrôle peuvent

faire basculer son mécanisme de visqueux à inviscide, l'instabilité de convective à absolue, et ce via la tension de surface ou le confinement.

Bibliographie

- [1] F. BEN RAYANA, *Contribution à l'étude des instabilités interfaciales liquide-gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes*, PhD Thesis, INP Grenoble, France (2007).
- [2] T. BOECK & S. ZALESKI, Viscous versus inviscid instability of two-phase mixing layers with continuous velocity profile, *Phys. Fluids*, **17**, 032106 (2005).
- [3] P. BOOMKAMP & R. MIESEN, Classification of instabilities in parallel two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow* **22**, 67-88 (1996).
- [4] P.E. DIMOTAKIS, Two-Dimensional Shear-Layer Entrainment, *AIAA J.* **24** 1791-1796 (1986).
- [5] J. J. HEALEY, Enhancing the absolute instability of a boundary layer by adding a far-away plate, *J. Fluid Mech.*, **579** 29 (2007).
- [6] J. J. HEALEY, Destabilizing effects of confinement on homogeneous mixing layers, *J. Fluid Mech.*, **623** 241 (2009).
- [7] C.J. HEATON, Linear instability of annular Poiseuille flow, *J. Fluid Mech.* **610**, 391 (2008).
- [8] E.J. HINCH, A note on the mechanism of the instability at the interface between two fluids, *J. Fluid Mech.* **144**, 463-465 (1984).
- [9] A.P. HOOPER, & W.G.C. BOYD, Shear-flow instability at the interface between two viscous fluids, *J. Fluid Mech.* **128** 507-528 (1983).
- [10] A.P. HOOPER, & W.G.C. BOYD, Shear-flow instability due to a wall and a viscosity discontinuity at the interface, *J. Fluid Mech.* **179**, 201-225 (1987).
- [11] P. HUERRE & P. MONKEWITZ, Local and global instabilities in spatially developing flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **22** 473 (1990).
- [12] M.P. JUNIPER, The effect of confinement on the stability of two-dimensional shear flows, *J. Fluid Mech.* **565**, 71 (2006).
- [13] P. MARMOTTANT & E. VILLERMAUX, On Spray Formation, *J. Fluid. Mech.*, **498**, 73 (2004).
- [14] J.-P. MATAS, S. MARTY & A. CARTELLIER, Experimental and analytical study of the shear instability of a gas-liquid mixing layer, *Phys. Fluids* **23**, 094112 (2011).
- [15] J.-P. MATAS, M. HONG & A. CARTELLIER, Stability of a swirled liquid film entrained by a fast gas stream, *Phys. Fluids* **26** 042108 (2014).
- [16] T. OTTO, M. ROSSI & T. BOECK, Viscous instability of a sheared liquid-gas interface : Dependence on fluid properties and basic velocity profile, *Phys. Fluids* **25**, 032103 (2013).
- [17] L. RAYNAL, *Instabilité et entraînement à l'interface d'une couche de mélange liquide-gaz*, PhD Thesis, Université J. Fourier Grenoble I, France (1997).
- [18] C.S. YIH, Instability due to viscous stratification, *J. Fluid Mech.* **27**, 337-352 (1967).

Chapitre 5

Instabilité de flapping d'un jet liquide

L'instabilité dite de *flapping* est observée lorsqu'un jet liquide lent est atomisé de façon incomplète par un jet gaz annulaire rapide : le jet liquide non atomisé se déstabilise sur une échelle grande par rapport à son rayon, évoquant par ses battements le mouvement d'un drapeau dans le vent (figure 5.1). Une animation à partir d'une vidéo rapide réalisée au LEGI est consultable sur la page suivante (vidéo n°2) : <http://www.legi.grenoble-inp.fr/people/Jean-Philippe.Matas/>

Les visualisations montrent clairement que cette instabilité conditionne la nature du spray formé : aussi bien la taille des gouttes (en soustrayant le liquide au jet gaz rapide l'instabilité peut conduire à augmenter la taille moyenne des gouttes), que la répartition du flux liquide. L'étude de cette instabilité fait l'objet de la thèse d'Antoine Delon, que je co-encadre avec Alain Cartellier.

L'instabilité de battement a été étudiée dans le cas d'une nappe liquide plane atomisée par deux nappes gaz parallèles (Carentz 2000, Lozano et al 2005, Couderc 2007), et des lois d'échelle ont été proposées pour la fréquence de l'instabilité. Cette instabilité a été identifiée par plusieurs auteurs dans le cas coaxial (Farago & Chigier 1992, Lasheras & Hopfinger 2000, Varga et al 2003, Mayer & Branam 2004) mais sans que son mécanisme soit réellement explicité. Juniper et Candel (2003), qui observent eux aussi cette instabilité "hélicoïdale ou sinueuse" de grande longueur d'onde, la rapprochent du mode d'oscillation basse fréquence de la bulle de recirculation observé dans l'expérience de Rehab et al (1997), en configuration monophasique. Ils suggèrent ainsi que comme dans le cas de cette dernière étude, l'oscillation serait due à une instabilité de type instabilité de sillage, et non à une instabilité de cisaillement.

Nous avons mesuré la fréquence de cette instabilité de flapping en fonction de la vitesse gaz U_G pour différentes géométries, en particulier différentes épaisseurs de courant gaz H_G et différents diamètres liquides H_L . La mesure de fréquence se fait à partir de visualisations rapides du jet : les contours du jet liquide sont détectés par seuillage et par application d'un algorithme de connexité (afin de séparer jet et gouttes). Nous construisons à partir de ces signaux un premier signal : ce signal A est construit avec la différence des contours du jet à hauteur fixée, et correspond donc au rayon du jet à une hauteur donnée z . Un deuxième signal B est construit à partir de l'espérance des niveaux de gris sur une ligne donnée : $B(z) = \int I(x, z) dx$. Comme pour le signal A les gouttes sont exclues avant le traitement. Les variations du signal A renseignent sur la formation de vagues axisymétriques, telles qu'étudiées par exemple par Marmottant & Villermaux (2004) ; les variations du signal B renseignent sur la façon dont le jet s'écarte de son axe, en lien avec l'instabilité de *flapping* qui nous intéresse ici. La figure 5.2 montre ainsi comment la FFT du signal d'interface en a), est en réalité la superposition des signaux de rayon (signal A, figure 5.2b avec un maximum à 266 Hz) et de déplacement moyen du jet (signal B, figure 5.2c avec un

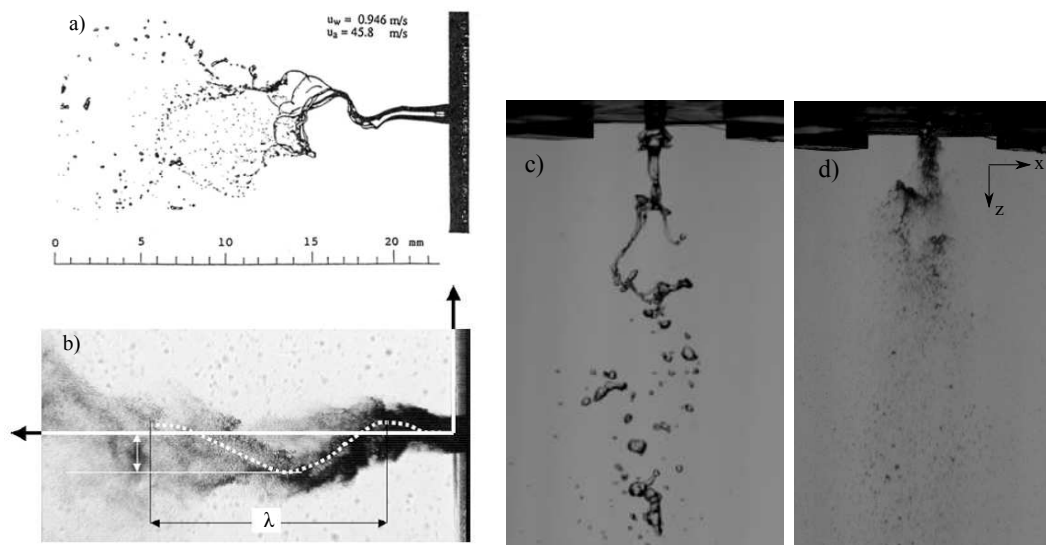


FIGURE 5.1 – Instabilité de flapping d'un jet liquide : a) Farago & Chigier (1992) ; b) Mayer & Branam (2004) ; c) et d) Antoine Delon (LEGI) : quand la vitesse gaz passe de $U_G = 26$ m/s à $U_G = 98$ m/s la taille des gouttes diminue fortement, mais l'instabilité de flapping reste nettement visible.

maximum à 202 Hz).

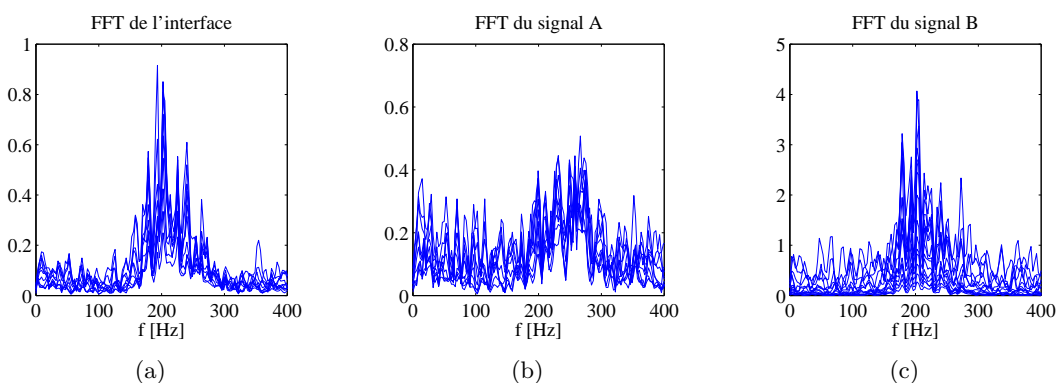


FIGURE 5.2 – Les différents spectres normalisés réalisés : a) spectre de l'interface ; b) spectre du signal A (rayon du jet) ; c) spectre du signal B (position moyenne du centre du jet).

Nous traçons sur la figure 5.3a les fréquences caractéristiques observées sur les spectres du signal A (symboles creux) et du signal B (symboles pleins) pour l'injecteur $H_G = 5$ mm et $H_L = 5$ mm (\circ), et pour l'injecteur $H_G = 24$ mm et $H_L = 20$ mm (\square). Comme dans le chapitre précédent H_G désigne l'épaisseur de la veine gaz, et H_L l'épaisseur de la veine liquide (ici le diamètre du jet). Dans chaque cas les deux fréquences augmentent avec la vitesse gaz. Pour une géométrie donnée elles restent proches sur la gamme de mesure balayée, mais la fréquence du signal A est nettement au-dessus de la fréquence du signal B. Le fait que les fréquences soient proches, et ce pour deux géométries totalement différentes, suggère que les deux instabilités sont liées. L'impact de l'instabilité de cisaillement sur l'écoulement en aval est plus précisément mis en évidence sur la figure 5.4a, qui montre le champ de vitesse dans le courant gaz, mesuré par PIV (ensemencement par gouttelettes) : les vagues induites par l'instabilité de cisaillement provoquent un décollement du jet gaz en aval des crêtes, et ce décollement engendre des recirculations : une légère asymétrie dans

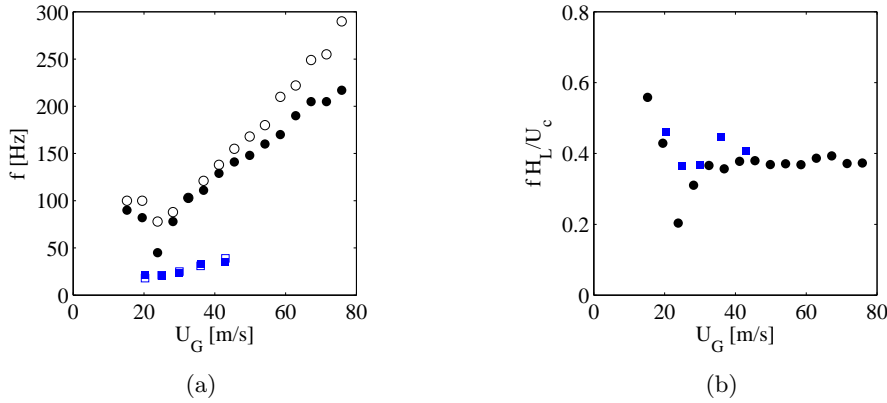


FIGURE 5.3 – a) Comparaison des fréquences mesurées pour l’instabilité de cisaillement (signal A, symboles creux) et pour l’instabilité de flapping (signal B, symboles pleins). \circ : $U_L = 0.28$ m/s, $H_G = 5$ mm et $H_L = 5$ mm ; \square : $U_L = 0.23$ m/s, $H_G = 24$ mm et $H_L = 20$ mm ; b) Construction d’un nombre de Strouhal $St = f H_L / U_c$ pour l’instabilité de flapping.

la vague initiale sera répercutée sur le jet liquide en aval. Une vidéo montrant ce type de

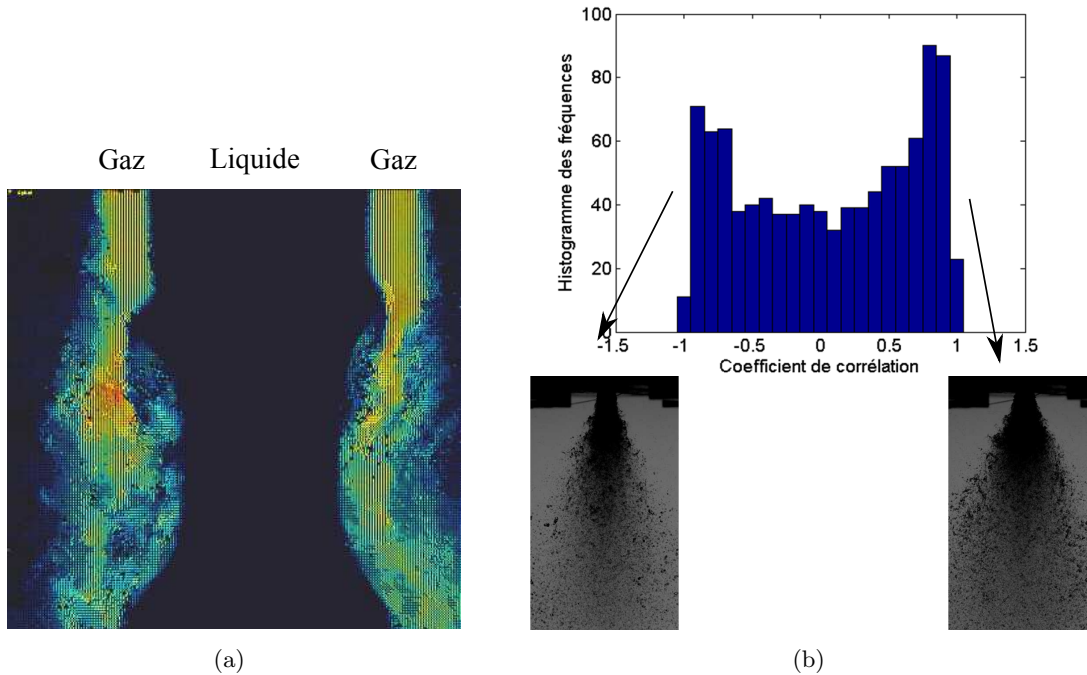


FIGURE 5.4 – a) Visualisation de l’écoulement gaz autour du jet coaxial (PIV), pour l’injecteur $H_L = 8$ mm et $H_G = 1.7$ mm. b) Corrélation des signaux d’interface, pour $H_G = 5$ mm et $H_L = 5$ mm, $U_G = 58$ m/s : lorsque les signaux sont corrélés l’ouverture du jet est plus forte que quand les signaux sont anticorrélés.

séquence est consultable sur le site web indiqué précédemment (vidéo n°3) : l’ensemencement de la phase gaz par des gouttelettes de glycérine permet de visualiser les recirculations en aval des bourrelets formés par l’instabilité de cisaillement. Ces recirculations conduisent à un pivotement des tronçons liquides.

Si ces visualisations mettent clairement en évidence le lien entre instabilité de cisaillement en amont et instabilité de battement du jet en aval, on peut s’interroger sur le fait que la fréquence des deux instabilités soit différente, et non strictement identique. Nous

pensons que le flapping peut être déclenché par un mode non axisymétrique de l'instabilité de cisaillement, plus précisément un mode à symétrie hélicoïdale. L'impact de la symétrie des vagues sur le jet peut être mis en évidence via la corrélation des signaux d'interface détectés de part et d'autre du jet. Nous sélectionnons sur la figure 5.4b les images en fonction de la valeur de ce coefficient de corrélation C , pour des conditions de vitesse et une géométrie fixées : les images associées à $C = 1$ (interfaces corrélées, mode sinueux) correspondent clairement à une amplitude de jet supérieure aux images associées à $C = -1$ (interfaces anticorrélées, mode variqueux).

Est-il possible de prédire la symétrie des modes à l'aide d'une analyse de stabilité ? Pour un jet non assisté tombant dans un fluide au repos, Batchelor & Gill (1962) montrent à l'aide d'une analyse inviscide que pour certaines conditions les perturbations de type sinueux sont les seules instables [1]. Qu'en est-il dans notre cas ? Ainsi qu'évoqué dans la section 4.5, la recherche de modes non axisymétriques est particulièrement ardue dans le cadre d'une analyse de stabilité visqueuse : la prise en compte de la viscosité complexifie fortement le découplage entre les deux composantes de la perturbation de vitesse. Nous abordons donc ici cette question de la stabilité comparée des modes variqueux/sinueux dans le cadre d'une analyse de stabilité inviscide.

La démarche est la même que dans la section 4.2, excepté que nous écrivons les équations en coordonnées cylindriques (r, θ, z) . Le passage en Fourier est fait pour une perturbation de la forme $\mathbf{u}(r, n, k, \omega)e^{i(n\theta + kz - \omega t)}$, avec n entier. Comme dans la section 4.2 la discussion peut être réalisée pour différents types de profils de vitesse : pour le cas le plus simple d'un profil de vitesse monotone tel que celui utilisé par Marmottant & Villermaux (2004), nous trouvons que les modes $n=0$ et $n=1$ sont tous deux instables. La figure 5.5a résume les résultats obtenus pour la stabilité comparée de ces deux modes : c'est le ratio R/λ , rayon à longueur d'onde, qui pilote le rapport de force entre les deux modes. Pour les grands R/λ les taux de croissance et fréquences sont logiquement identiques entre les deux symétries, la courbure est localement négligeable. Pour R/λ compris entre 0.1 et 0.5, le mode $n=1$ est plus instable : ce mode est logiquement favorisé dès que la longueur d'onde devient supérieure au rayon, comme dans le cas des nappes. Du fait de la contrainte imposée par la conservation de la masse, deux perturbations d'interface évoluant à θ et à $\theta + \pi$ auront plus de facilité à coexister si elles sont décalées d'une demi longueur d'onde que si elles sont en phase. Pour $R/\lambda < 0.1$ le taux de croissance de ce mode chute par contre brutalement : on peut montrer que pour les conditions de la figure 5.5a on retrouve l'instabilité axisymétrique classique de Rayleigh-Plateau dans cette limite des petits rayons. Qu'en est-il pour les conditions expérimentales de la figure 5.3 ?

Ainsi que nous l'avons mentionné dans la section 4.1, et ainsi qu'initialement discuté dans Marmottant & Villermaux (2004), l'analyse inviscide sous-estime les fréquences et surestime les longueurs d'onde du cas coaxial d'un facteur 3 environ : nous avons montré dans la section 4.4 que le mécanisme d'instabilité était bien inviscide, mais que la prise en compte du caractère visqueux et spatio-temporel était nécessaire pour rendre compte de la sélection de fréquence. Afin de rester dans le cadre de l'analyse inviscide élémentaire présentée ci-dessus, nous considérons le cas $H_G = 5$ mm et $H_L = 5$ mm, $U_G = 24$ m/s et $U_L = 0.28$ m/s mais avec une couche limite gaz réduite, $\delta_{G \text{ analyse}} = \delta_{G \text{ exp}}/3$: cet artifice permet de prédire des fréquences et des longueurs d'onde en accord avec l'expérience, et de respecter la valeur du ratio R/λ dans l'expérience. La figure 5.5b montre que pour ces conditions le mode $n=1$ de l'instabilité de cisaillement est plus instable que le mode axisymétrique, et qu'il a une fréquence 20% plus faible. Cet écart de 20% correspond à l'ordre de grandeur entre l'écart des fréquences de l'instabilité de cisaillement et de l'instabilité de flapping, sur la figure 5.3, et ce résultat renforce donc l'idée que le battement du jet est piloté par un mode hélicoïdal. Une étude plus approfondie du cas inviscide met en évidence l'existence d'une transition convectif-absolu due au confinement, de façon analogue au phénomène observé dans la section 4.4, cette transition pouvant survenir

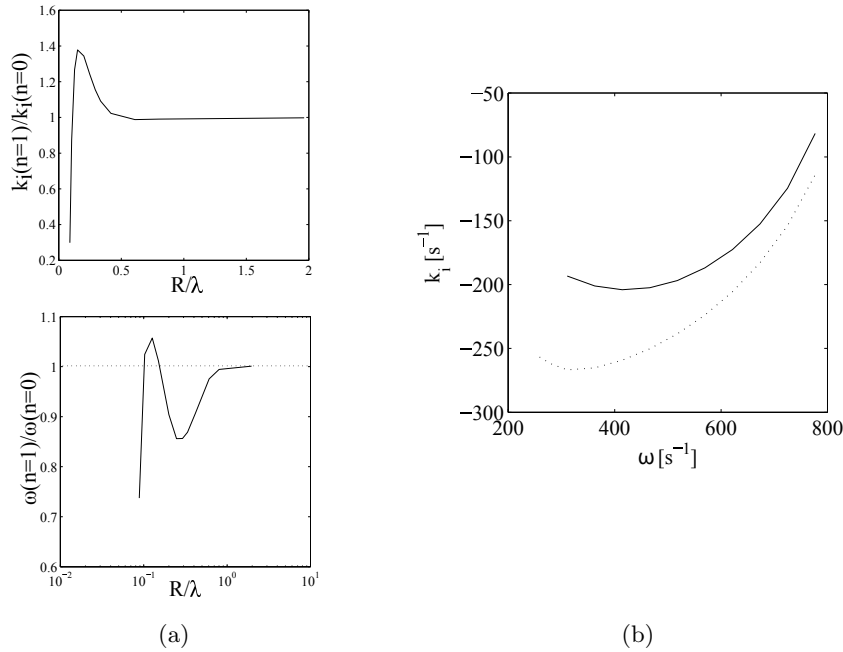


FIGURE 5.5 – a) Comparaison des taux de croissance et des fréquences pour les modes $n=0$ et $n=1$: le mode $n=1$ peut être plus ou moins instable que le mode $n=0$ selon la valeur de R/λ . b) Taux de croissance spatial pour le mode axisymétrique $n=0$ (trait plein) et pour le mode hélicoïdal $n=1$ (trait pointillé), pour $H_G = 5$ mm et $H_L = 5$ mm, $U_G = 24$ m/s et $\delta_{G \text{ analyse}} = \delta_{G \text{ exp}}/3$: le mode $n=1$ a une fréquence inférieure d'environ 20% au mode $n=0$.

pour une seule des deux symétries (mode $n=1$). Il est cependant fort probable que comme dans le cas plan la viscosité doit être prise en compte pour capturer correctement ce changement de régime.

Les mesures de fréquence de l'instabilité de flapping ont été réalisées par Antoine Delon pour plusieurs géométries : la figure 5.3a montre que le passage à un injecteur plus grand ($H_L = 5$ mm \rightarrow $H_L = 20$ mm) réduit fortement la fréquence des instabilités de cisaillement et de flapping. En considérant que les structures liquides initialement espacées d'une distance $\lambda \sim H_L$ sont emportées à une vitesse de l'ordre de U_c (équation 4.2 section 4.1), nous obtenons un nombre de Strouhal pertinent de l'ordre de $St = fH_L/U_c$ pour cette instabilité. La figure 5.3b montre que cet adimensionnement permet de capturer les variations de fréquence pour les deux géométries et la plage de vitesses gaz considérées.

Sur l'ensemble des géométries balayées nous constatons que fréquence du battement et fréquence de l'instabilité de cisaillement restent synchronisées à un écart de 20% près, comme par exemple sur la figure 5.3. Une géométrie fait cependant exception : la figure 5.6 montre les résultats obtenus pour un diamètre liquide $H_L = 20$ mm et une épaisseur de veine gaz $H_G = 5$ mm : les fréquences des deux instabilités sont proches pour les vitesses gaz inférieures à 50 m/s, mais pour $U_G > 50$ m/s ces vitesses divergent nettement. Pour ces conditions le battement du jet se fait à une amplitude relativement faible (vidéo n°1). La figure 5.6b montre comment pour $U_G = 90$ m/s la fréquence de l'instabilité de cisaillement qui domine en sortie d'injecteur se retrouve rapidement dominée par une fréquence beaucoup plus basse plus en aval. Pour cette géométrie, la fréquence de l'instabilité de flapping semble quasiment indépendante de la vitesse du gaz. Une hypothèse, que nous devons confirmer par des mesures supplémentaires, serait que le battement du jet s'appuie pour ces conditions sur des perturbations liquides emportées à U_L : la fréquence serait alors de l'ordre de U_L/H_L et non plus U_c/H_L . Reste à éclaircir ce qui conduit le flapping

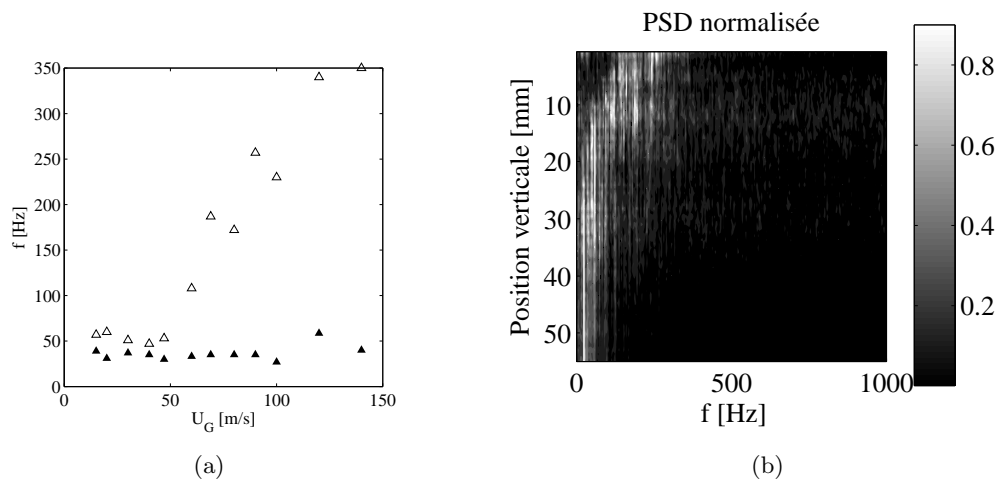


FIGURE 5.6 – a) Comparaison des fréquences de l’instabilité de cisaillement (Δ) et de l’instabilité de flapping (\blacktriangle) pour $H_L = 20$ mm et $H_G = 5$ mm, à $U_L = 0.23$ m/s. b) Variation spatiale du spectre de position d’interface pour $U_G = 90$ m/s : la fréquence élevée est observée en sortie d’injecteur, et la fréquence basse domine le signal loin en aval.

à décrocher de l’instabilité de cisaillement, et pour quelles conditions ce phénomène se produit.

Bibliographie

- [1] G. K. BATCHELOR & A. E. GILL, Analysis of the stability of axisymmetric jets, *J. Fluid Mech.* **14**, p 529 (1962).
- [2] H. CARENTZ, Etude de la pulvérisation d’une nappe liquide mince, thèse de l’Université Pierre et Marie Curie (2000).
- [3] F. COUDERC, *Développement d’un code de calcul pour la simulation d’écoulements de fluides non miscibles. Application à la désintégration assistée d’un jet liquide par un courant gazeux*, thèse de l’ENSAE Toulouse France (2007).
- [4] Z. FARAGO & N. CHIGIER, Morphological classification of disintegration of round liquid jets in a coaxial air stream. *Atomization & Sprays*, **2** 137 (1992).
- [5] M. JUNIPER & S. CANDEL, Ducted compound flow stability and coaxial injector geometry, *J. Fluid Mech.* **482**, p 257 (2003).
- [6] J.C. LASHERAS & E.J. HOPFINGER, Liquid Jet Instability and Atomization in a Coaxial Gas Stream, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **32** 275 (2000).
- [7] S. P. LIN, *Breakup of liquid sheets and jets*, Cambridge University Press, 2003.
- [8] A. LOZANO, F. BARRERAS., C. SIEGLER & D. LÖW, The effects of sheet thickness on the oscillation of an air-blasted liquid sheet, *Experiments in Fluids* **39** 127 (2005).
- [9] P. MARMOTTANT & E. VILLERMAUX, On Spray Formation, *J. Fluid. Mech.*, **498**, 73 (2004).
- [10] W. MAYER & R. BRANAM, Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet, *Experiments in Fluids* **36** 528-539 (2004).
- [11] H. REHAB, E. VILLERMAUX & E. HOPFINGER, Flow regimes of large-velocity-ratio coaxial jets, *J. Fluid Mech.* **345** 357 (1997).
- [12] C.M. VARGA, J.C. LASHERAS & E.J. HOPFINGER, Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream, *J. Fluid Mech.*, **497** 405 (2003).

Chapitre 6

Flashing d'un jet liquide

Alain Cartellier et moi avons co-encadré de 2008 à 2012 la thèse de Clélia Desnous. L'objet de cette thèse était d'étudier la dépressurisation rapide d'un jet de FC-72, un liquide volatil et rétrograde. Les situations de dépressurisation brutale se retrouvent par exemple dans le contexte des moteurs-fusée, lorsque le liquide est injecté à une pression nettement inférieure à sa pression de vapeur saturante : quel est le taux de vaporisation ? Comment dépend-il de la pression aval et du débit ? Comment varient les tailles de gouttes formées ?

Nous avons construit au LEGI un dispositif permettant d'étudier ce phénomène : une vessie pressurisée est remplie de FC-72. La vessie est reliée via un débitmètre Coriolis à une cuve de volume $V = 430$ litres (longueur 1,35 m diamètre intérieur 61 cm) dépressurisée à l'aide d'une pompe à vide. La cuve est équipée de hublots permettant la visualisation et l'utilisation de méthodes optiques (PDI). A l'instant initial un moteur pilote l'ouverture d'une vanne à boisseau sphérique, et l'injection du liquide débute. La cuve est instrumentée à l'aide de capteurs de pression et de température, et le jet est filmé par visualisation rapide. Pour des pressions dans la cuve modérément inférieures à la pression de vapeur saturante (on parle de *faible surchauffe*) une langue liquide se développe, avec des paquets liquides millimétriques, puis le jet s'élargit jusqu'à des angles élevés constants (typiquement 75°). Pour des surchauffes plus importantes la langue liquide initiale n'est plus visible : le jet s'élargit très rapidement en brouillard de fines gouttelettes. Le jet s'élargit jusqu'à un angle de l'ordre de 180° , le champ de la caméra est totalement obscurci. Une vidéo sur le site LEGI évoqué précédemment montre une séquence de ce type lorsque la pression dans la cuve vaut $P=10$ mbars à $T=20^\circ\text{C}$ ($P_{sat\text{FC}} = 250$ mbars à cette température).

Lorsque le liquide est injecté dans la cuve, la pression dans la cuve remonte linéairement, avant de saturer sur des durées plus longues (typiquement au-delà de la seconde pour nos conditions). La pente dP/dt initiale du signal de pression donne directement accès au débit massique de fluide vaporisé $\dot{m}_v = (dP/dt)(M_{FC}V/RT)$, et partant de là à la fraction de débit vaporisé : $F_{vap} = \dot{m}_v/Q_m$ en normalisant par le débit massique injecté dans la cuve. Nous avons étudié les variations de cette fraction vaporisée en fonction de la surchauffe imposée, la surchauffe ΔT_i étant définie comme l'écart à la température de saturation à la pression de la cuve : $\Delta T_i = T_{initial} - T_{sat}(P_{cuve})$. Afin de s'affranchir de l'évaporation due à la conduction thermique lorsque le liquide touche les parois relativement "chaudes" de la cuve, les mesures sont effectuées en plaçant une cuve aux parois refroidies à l'intérieur de la cuve principale. On note ΔT_{fs} l'écart entre la température de paroi imposée et la température de saturation $T_{sat}(P_{cuve})$. La figure 6.1b montre que lorsque la température de la paroi est proche de (voire inférieure à) la température de saturation la fraction vaporisée atteint un palier *indépendant de la surchauffe* : ce résultat est assez contre intuitif, vu qu'on s'attendrait à ce que la fraction vaporisée augmente quand la surchauffe augmente (i.e. quand la pression dans la cuve diminue). La figure 6.1b montre au contraire que pour des parois suffisamment refroidies la fraction vaporisée "sature" à 15%. Pour

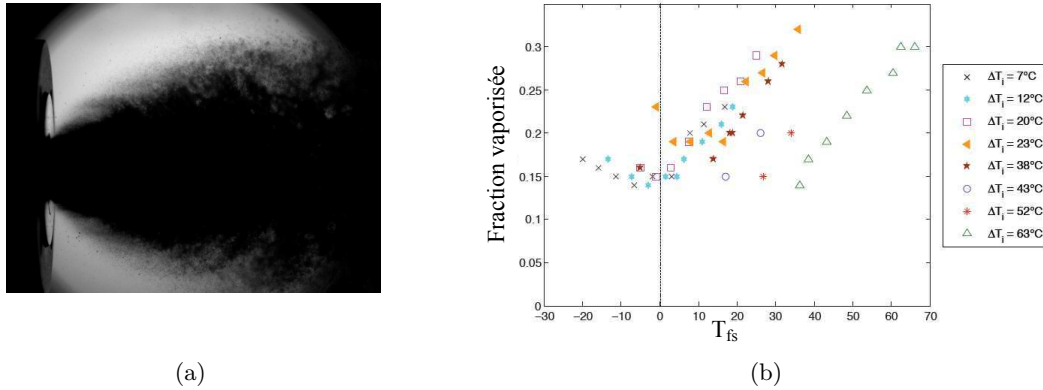


FIGURE 6.1 – a) Visualisation du jet de FC-72 lors de l’injection dans la cuve à 10 mbars : le jet s’ouvre progressivement en formant un brouillard de fines gouttelettes, et finira par obscurcir totalement le champ de la caméra. b) Fraction vaporisée en fonction de l’écart T_{fs} entre température de paroi et température de saturation à la pression imposée. Chaque série correspond à une surchauffe fixée. Quand la paroi de la cuve est refroidie à T_{sat} , soit $T_{fs} \approx 0$, la fraction vaporisée atteint un palier indépendant de la surchauffe, à 15% environ.

ΔT_{fs} supérieur à 10° on observe une augmentation de la fraction vaporisée qui dépend de la surchauffe : cette augmentation est certainement due à l’apport de la paroi qui n’est pas assez refroidie (le circuit de refroidissement ne pouvait descendre en-dessous de -8°C).

Nous avons également effectué des mesures locales sur le spray produit par flashing. Nous avons mesuré par anémométrie phase doppler les vitesses moyennes et tailles moyennes de gouttes, en fonction de la surchauffe. La figure 6.2a montre que la vitesse des gouttes augmente lorsque la surchauffe augmente, en particulier pour les surchauffes fortes (supérieures à 50°). On notera les valeurs élevées de vitesses, plusieurs dizaines de mètres par seconde, alors que pour les résultats de la figure 6.2a la vitesse débitante du jet liquide vaut 0.33 m/s : ces valeurs sont cohérentes avec un mécanisme d’entraînement des gouttelettes par la vapeur. La figure 6.2b montre les résultats obtenus pour les tailles de gouttes. Le diamètre moyen d_{10} et le diamètre de Sauter d_{32} diminuent légèrement, mais sont quasiment constants sur la large plage de surchauffe balayée, alors que les diamètres mesurés dans la littérature présentent plutôt une décroissance marquée (Yildiz et al 2006). Les distributions associées à ces diamètres sont essentiellement inchangées quand la surchauffe varie. Ces mesures locales ont été complétées par des mesures à l’aide de sondes optiques (voir Cartellier 1999 pour une description de cette technique développée au LEGI). Ces mesures ont montré que le taux de vide dépendait peu de la surchauffe, et valait environ 15% en sortie de vanne. Le flux numérique mesuré par sonde optique augmente nettement avec la surchauffe, ce qui est cohérent avec les mesures PDI de la figure 6.2a.

Les résultats globaux et locaux nous ont conduits à envisager un mécanisme de vaporisation via un front d’ébullition : la transition liquide/gaz se fait dans une zone relativement étroite où des bulles se forment, éclatent et créent des gouttelettes emportées par la vapeur. Ce type de transition localisée a été observé par Hill (1991), Hahne & Barthau (2000) et Reinke & Yadigaroglu (2001). Les gouttes formées à partir d’un front d’ébullition devraient dépendre de la taille des bulles dans le front. La faible dépendance des tailles de bulles au déséquilibre thermodynamique pourrait expliquer la faible dépendance des tailles de gouttes à ΔT_i (figure 6.2b). Nous avons donc modifié le dispositif expérimental afin qu’il soit plus adapté à l’étude de ce mécanisme : un tube en verre (hauteur 1 m, diamètre intérieur 25 mm) rempli de FC-72 est connecté à la cuve utilisée précédemment, qui est mise au vide (figure 6.3a). L’étude de cette configuration a été initiée durant la thèse de Clélia Desnous, puis a fait l’objet du stage de Sébastien Bénier (élève en 2e année à l’ENSE3), que j’ai coencadré avec Henda Djeridi de juin à juillet 2014. A l’instant initial

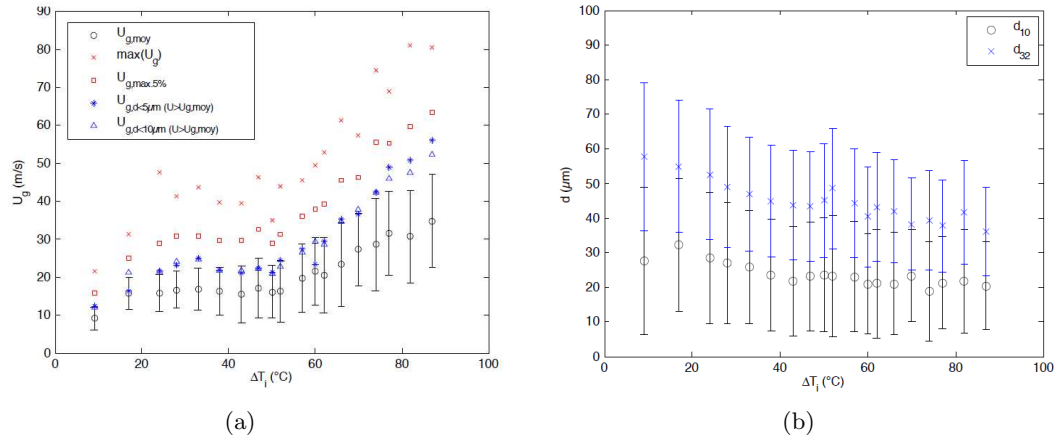


FIGURE 6.2 – a) Vitesse des gouttes mesurée par PDI, en fonction de la surchauffe ΔT_i , pour une vitesse débitante fixée $U_{inj} = 0.33$ m/s : la vitesse augmente avec ΔT_i . b) Tailles de gouttes mesurées en fonction de la surchauffe, $U_{inj} = 0.33$ m/s.

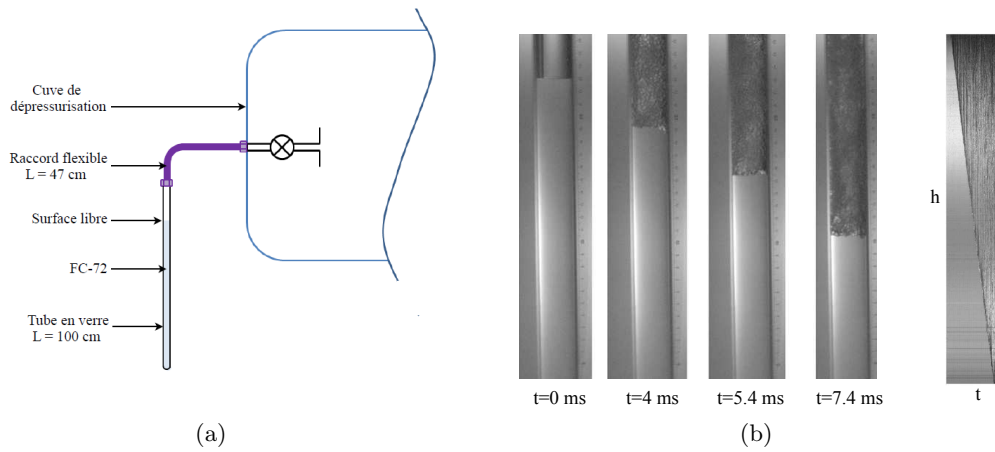


FIGURE 6.3 – a) Expérience pour la visualisation d’un front d’ébullition : un tube en verre rempli de FC-72 au repos est connecté à $t=0$ à la cuve mise au vide. b) Visualisation du front d’ébullition pour $P_{cuve} = 7$ mbars ($\Delta T_i = 69^\circ\text{C}$) et $T_{FC} = 23^\circ\text{C}$. Le diagramme spatio-temporel à droite montre que le front se déplace à vitesse constante.

la vanne est ouverte et on peut visualiser la formation d’un front d’ébullition assez net : celui-ci descend à une vitesse constante d’environ 2,5 cm/s (voir le diagramme spatio-temporel de la figure 6.3b). Au-dessus du front le liquide est entraîné par la vapeur à des vitesses grandes devant celle du liquide. Une vidéo rapide est visible sur ma page LEGI. La figure 6.4a présente les résultats obtenus pour la vitesse du front fonction de la surchauffe imposée au liquide : on constate que dès que le front apparaît, pour une surchauffe supérieure à 20°C environ, sa vitesse est constante indépendante de ΔT_i . Ce résultat, obtenu par Clélia Desnoux à la fin de sa thèse, a été confirmé par les mesures de S. Bénier. Il est en accord avec les mesures de remontée en pression présentées ci-dessus : alors qu’on pourrait penser que plus la surchauffe est importante plus le taux de vaporisation augmente, on constate une fois de plus un effet de “saturation”. En réalité l’augmentation de la surchauffe conduit à une adaptation : le liquide plafonne à son taux de vaporisation maximum au niveau du front d’ébullition. Le gradient de pression au-dessus du front encaisse donc nécessairement la différence de pression. Des mesures locales réalisées par PDI sur cette configuration montrent que comme dans la première configuration la vitesse des gouttes augmente nettement avec ΔT_i : le flux liquide J_L en sortie de vanne reste

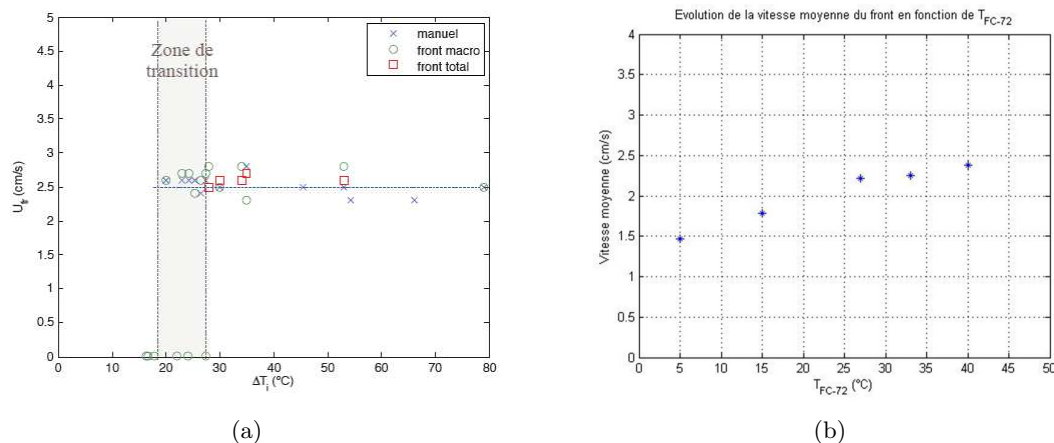


FIGURE 6.4 – a) Mesure de la vitesse du front d'ébullition en fonction de la surchauffe ΔT_i : dès que le front apparaît, sa vitesse reste constante. b) La vitesse du front d'ébullition augmente avec la température initiale du FC-72.

cependant globalement indépendant de la surchauffe, en accord avec les vitesses de front inchangées. La (faible) diminution des tailles de goutte avec ΔT_i pourrait expliquer que le flux liquide reste inchangé malgré l'augmentation de vitesse.

L'indépendance de la vitesse du front à ΔT_i est en contradiction avec les résultats de Reinke & Yadigaroglu (2001), qui observent une augmentation de cette vitesse avec la surchauffe, variée via la température initiale du fluide. Afin de clarifier ce point, nous avons durant le stage de S. Bénier modifié le dispositif expérimental afin qu'il soit possible de thermostatier le tube en verre. Des mesures analogues à celles de la figure 6.4a ont été réalisées pour différentes températures initiales T_{FC} du FC-72. Nous retrouvons pour chaque T_{FC} constant que la vitesse du front est quasiment indépendante de ΔT_i (en pratique de P_{cuve}), et nous observons que cette vitesse augmente avec la température du fluide T_{FC} (figure 6.4b). Ces résultats confirment donc ceux de Reinke & Yadigaroglu (2001), tout en mettant en évidence que la surchauffe seule ne peut suffire à caractériser le flashing.

Bibliographie

- [1] A. CARTELLIER, Post-treatment for phase detection probes in non-uniform two-phase flows, *Int. J. Multiphase Flow*, **25**(2) 201 (1999).
- [2] C. DESNOUS, *Etude expérimentale de la dépressurisation rapide du C_6F_{14} et caractéristiques du brouillard formé*, thèse de l'Université de Grenoble (2012).
- [3] E. HAHNE & G. BARTHAU, Evaporation waves in flashing processes, *Int. J. Multiphase Flow* **26** 531 (2000).
- [4] L.G. HILL, *An experimental study of evaporation waves in a superheated liquid*, PhD California Institute of Technology (1991).
- [5] P. REINKE & G. YADIGAROGLU, Explosive vaporization of superheated liquids by boiling fronts, *Int. J. of Multiphase flow*, **27**(9) 1487 (2001).
- [6] D. YILDIZ, P. RAMBAUD, J. VAN BEECK & J.-M. BUCHLIN, Evolution of the spray characteristics in superheated liquid jet atomization in function of initial flow conditions, in *Proceedings of ICLASS 2006*, Kyoto Japan.

Chapitre 7

Perspectives

J’ai rassemblé dans ce chapitre plusieurs axes de recherche que j’envisage d’approfondir ces prochaines années. Une partie de ces thèmes (sections 7.1 et 7.2) sont le prolongement direct des travaux présentés dans les chapitres précédents. Les sections 7.3 et 7.4 correspondent à des thèmes plus indépendants, bien que toujours en lien avec les écoulements diphasiques eau/air.

7.1 Influence de la turbulence sur la stabilité d’une couche de mélange diphasique

Ainsi qu’évoqué dans la section 4.1 nous disposions au début de la thèse de S. Marty de deux jeux de données expérimentales distincts pour l’instabilité de couche de mélange diphasique plane : les données de Raynal (1997) et celles de Ben Rayana (2007) présentent toutes deux les mêmes lois d’échelle quand vitesse gaz et liquide sont variées, mais la fréquence et le nombre d’onde sont grosso modo deux fois plus élevés pour les données de F. Ben Rayana que pour les données de L. Raynal. La vitesse des ondes est par contre dans les deux cas proche de la vitesse phénoménologique prédite par l’équation (4.2). Les mesures effectuées au cours de la thèse de S. Marty ont permis de reproduire cette variabilité : nous avons rapidement réalisé que des modifications a priori anodines du dispositif expérimental pouvaient conduire à de grandes variations de la fréquence mesurée en sortie, qui parfois pouvait être proche d’une fréquence basse “type Raynal”, ou parfois plus proche d’une fréquence haute “type Ben Rayana”. Nous présentons dans cette section la démarche suivie pour identifier le paramètre non pris en compte dans les études précédentes, et discuterons les pistes de recherche que son identification suggère.

La figure 7.1a présente des données obtenues par Sylvain Marty à partir de deux versions du dispositif expérimental : la version originalement utilisée par Raynal (2007) et Ben Rayana (2007) (série \times) et une version plus récente construite au cours de sa thèse (série \bullet), version qui inclut plusieurs pièces communes avec l’ancien dispositif. Bien que ces fréquences aient été mesurées pour les mêmes U_G , U_L , δ_G , H_L et H_G , la série \bullet est en accord avec les données de Ben Rayana (2007), tandis que la série \times présente une fréquence quasiment deux fois plus faible, plus en accord avec les résultats de Raynal (1997). Il existe donc un paramètre *caché*, non pris en compte dans les expériences et les analyses de stabilité présentées au chapitre 4.

Afin d’identifier ce paramètre nous avons procédé de la façon suivante : les deux injecteurs disponibles, l’injecteur dit canal historique et celui construit par S. Marty ont été montés à tour de rôle sur le même dispositif d’alimentation gaz et liquide, et utilisés pour un point de fonctionnement identique donné ($U_G = 27$ m/s, $U_L = 0.28$ m/s, $H_G = 1$ cm et $H_L = 1$ cm). Les pièces amovibles (plaque séparatrice, plaque poreuse, convergent), suspectées de jouer un rôle, ont été réparties entre les deux dispositifs et laissées en place

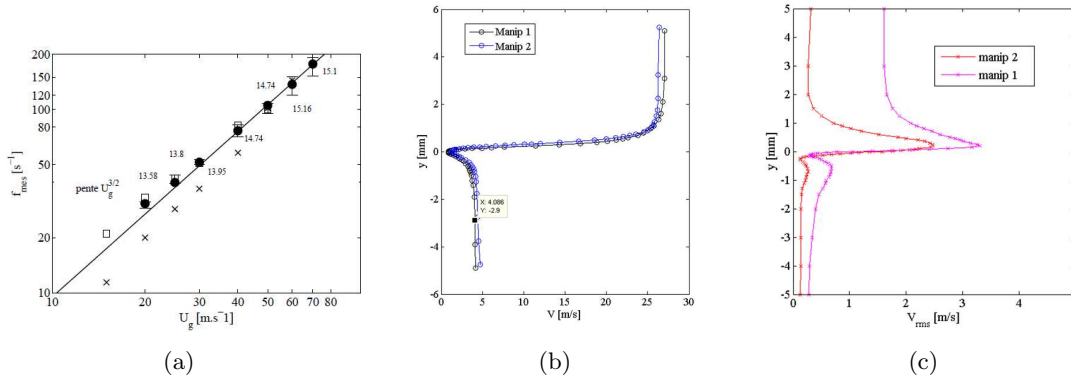


FIGURE 7.1 – a) Fréquence de l’instabilité de cisaillement en fonction de la vitesse gaz : \square mesures de F. Ben Rayana (2007) ; \times et \bullet : mesures effectuées par S. Marty sur deux versions du dispositif expérimental (mêmes dimensions, mêmes matériaux). La fréquence varie d’un facteur deux selon le dispositif utilisé. b) Les profils de vitesse moyenne (mesures fil chaud) sont pourtant identiques pour les deux dispositifs ; c) La différence réside dans les profils de valeur RMS : le dispositif avec des fluctuations de vitesse plus élevées produit des fréquences plus élevées.

lorsque les injecteurs étaient permutés sur le système d’alimentation, afin de garantir la meilleure reproductibilité. Les fréquences sont mesurées avec une sonde optique : la pointe de la sonde intercepte la crête des vagues. Cette mesure est légèrement moins précise que la mesure par caméra rapide, mais beaucoup plus rapide. L’incertitude sur la mesure est estimée à $\pm 2Hz$.

Dans ces conditions le premier dispositif fournit une fréquence $f_1 = 42$ Hz, tandis que le second dispositif fournit une fréquence $f_2 = 27$ Hz. Les profils de vitesse ont alors été mesurés au fil chaud à moins de 1 mm de la section de sortie. Pour ces mesures le côté liquide est alimenté en air à une vitesse garantissant le même Re que pour l’écoulement liquide associé au point de fonctionnement choisi. La figure 7.1b montre que les vitesses moyennes (et donc en particulier les épaisseurs de vorticité gaz et liquide) sont quasiment identiques sur les deux dispositifs. La figure 7.1c montre la seule différence observée entre les deux injecteurs : les fluctuations de vitesse sont beaucoup plus importantes sur le dispositif 1, associée à la fréquence la plus élevée dans la mesure précédente. Le dispositif à fréquence basse est associée à des fluctuations de vitesse de l’ordre de 1,5%, tandis que le dispositif associée à la fréquence haute est associée à des fluctuations de vitesse de l’ordre de 7% dans la veine gaz. Ces différences de valeur RMS pour l’écoulement gaz ont été identifiées : elles proviennent des plaques poreuses utilisées dans le circuit gaz, qui n’ont pas exactement la même taille. Un léger jeu dans le montage de ces plaques (d  à la nature du joint utilisé au niveau du convergent par exemple) génère un fort taux de turbulence en aval, via la création d’un jet à la périphérie du poreux.

Afin de confirmer et quantifier cet effet nous avons effectué plusieurs séries de mesures complémentaires dans le cadre du stage de Mohamed Dem (stagiaire L2 UJF, juin-juillet 2014). Pour le point de fonctionnement précédent ($U_G = 27$ m/s, $U_L = 0.28$ m/s, $H_G = 1$ cm et $H_L = 1$ cm), nous remplaçons la plaque poreuse par une obturation de la section gaz sur une hauteur H variable, afin de générer des recirculations de puissance variable en aval de l’obturation. Des mesures fil chaud montrent que le taux de turbulence en milieu de veine gaz dans la section de sortie augmente avec la hauteur d’obturation,   épaisseur de couche limite δ_G inchangée. La figure 7.2a montre comment dans ces conditions la fréquence augmente avec la hauteur d’obturation : elle passe d’environ 25 Hz pour $H = 0$ et $u'/U = 1\%$,   55 Hz pour $H = 8.6$ cm et $u'/U = 11\%$ (la hauteur totale de la section gaz vaut 10 cm). Des mesures analogues ont été réalisées à l’aide d’un forçage totalement

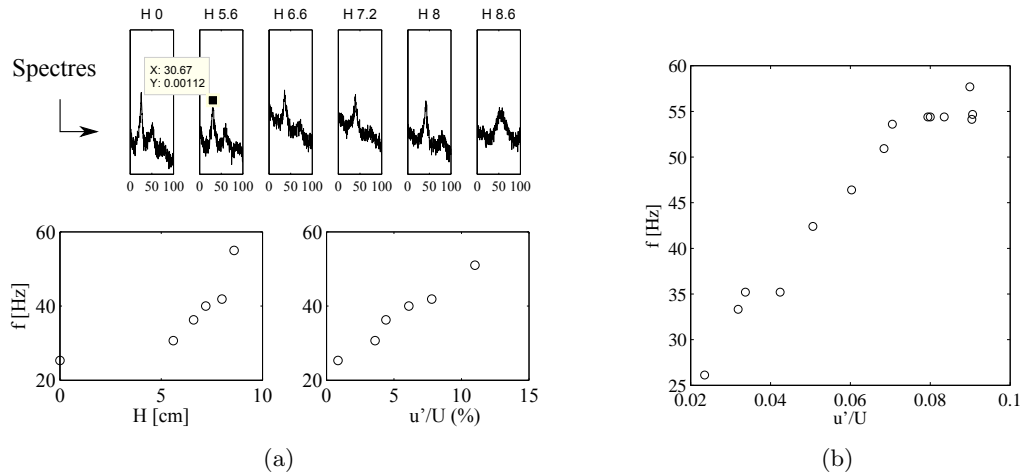


FIGURE 7.2 – a) La fréquence de l’instabilité de cisaillement augmente avec la hauteur d’obturation H de la veine gaz ; la fréquence augmente quasi-linéairement avec le taux de turbulence u'/U . b) Le même résultat est obtenu avec un forçage via un jet d’air pulsé d’intensité variable.

différent : cette fois-ci nous injectons au niveau du convergent gaz, et normalement à l’axe de l’injecteur, un courant gaz pulsé à fréquence f_0 fixe, à l’aide d’une électrovanne pilotée par un GBF. L’amplitude du signal envoyé à l’électrovanne règle directement le débit de la perturbation, et la valeur du taux de turbulence (mesuré comme précédemment au fil chaud). Nous prenons soin de maintenir la valeur de la vitesse moyenne gaz à sa valeur de $U_G = 27$ m/s (mesure au tube de Pitot). La figure 7.2b montre que là aussi la fréquence de l’instabilité de cisaillement augmente de façon monotone avec l’intensité du forçage, et avec le niveau de perturbation de vitesse dans la phase gaz : la fréquence peut être doublée si le taux de turbulence est trop important dans la phase gaz. Des visualisations rapides ont été effectuées avec forçage et sans forçage : elles montrent que l’augmentation de fréquence est associée à une diminution de longueur d’onde, la vitesse des ondes restant approximativement constante.

Ces résultats éclaircissent donc ce qui est à l’origine de la variabilité constatée sur le dispositif de couche de mélange du LEGI, mais ils soulèvent aussi d’autres questions : pourquoi le taux de turbulence aurait-il un impact sur l’instabilité de cisaillement ? Nous avons vu au chapitre 4.4 que l’analyse de stabilité spatio-temporelle avec confinement pouvait prédire des fréquences proches de celles des expériences. Les fréquences prédites par l’analyse sont celles observées aux faibles taux de turbulence. Par quel biais les fluctuations de vitesse affectent-elles le mode instable pour augmenter sa fréquence, et comment les intégrer à l’analyse de stabilité pour prédire les fréquences observées quand le taux de turbulence est par exemple de l’ordre de 10% ?

La solution est peut-être à rechercher dans l’impact des variations spatiales sur l’instabilité : au cours de son développement, la nappe liquide s’affine du fait de l’arrachement de liquide et de l’accélération du liquide restant. La hauteur H_L , qui joue un rôle sur la sélection de fréquence/longueur d’onde ainsi que montré au chapitre 4.4, varie donc spatialement sur des distances comparables à la longueur d’onde elle-même. De même, le déficit de vitesse au niveau de l’interface varie spatialement sur des distances comparables à la longueur d’onde. Les variations de ces paramètres doivent probablement être intégrées à l’analyse pour rendre compte de l’ensemble des fréquences instables offertes à l’écoulement. Pour cette raison, une analyse locale telle que celle que nous avons menée est sans doute peu réaliste : Une approche globale (au sens de Huerre & Monkewitz 1990, référence [11] du chapitre 4) est certainement nécessaire pour élucider comment la turbulence pourrait affecter la sélection du mode local pertinent.

7.2 Atomisation d'un jet diphasique

Je coencadre avec Alain Cartellier la thèse de Jean-Christophe Guillard, qui a débuté en décembre 2012 (bourse CNES). Nous étudions comment l'atomisation d'un jet liquide coaxial, telle qu'étudiée par exemple par Marmottant & Villermaux (2004), est affectée quand le jet liquide est *lui-même* diphasique : Quel est l'impact de la phase gaz dispersée sur la langue liquide, la structure de spray, les tailles et flux de gouttes ? Deux géométries sont étudiées :

- La géométrie utilisée précisément par Marmottant & Villermaux (2004), dite *géométrie LEGI*, et sur laquelle un corpus de données existe aussi bien pour l'instabilité de cisaillement que pour les tailles de gouttes formées : un second circuit gaz est rajouté en amont afin d'injecter du gaz dans la phase liquide (figure 7.3a), et je présenterai ci-dessous les premiers résultats obtenus sur cette géométrie.
- Une géométrie annulaire, dans laquelle la structuration de l'écoulement interne est forcée : le gaz interne est injecté directement le long de l'axe. Le liquide est donc structuré en couronne liquide cisailée d'un côté par le jet gaz interne, et de l'autre par la couronne de gaz externe. En l'absence de gaz externe cette géométrie se rapproche donc de la géométrie étudiée dans la section 4.5, si ce n'est que le liquide n'est ici pas swirlé.

La quantité de gaz injectée dans l'injecteur LEGI (figure 7.3a) est mesurée à l'aide d'un débitmètre placé sur le circuit d'alimentation générant les bulles, et donne accès à la fraction volumique de gaz interne $\beta = Q_{Gint}/(Q_{Gint} + Q_L)$. Afin de caractériser la nature de l'écoulement dans le jet diphasique produit en l'absence de couronne gaz externe, nous prolongeons l'injecteur par une pièce en plexiglas : le liquide s'écoule alors dans un canal cylindrique de rayon identique au rayon de sortie de l'injecteur liquide à sa sortie, et nous visualisons ainsi les régimes d'écoulement en sortie (figure 7.3b) : nous retrouvons les régimes classiquement obtenus pour ce type d'écoulement, en fonction de la vitesse superficielle du gaz interne et de β : pour les β modérés l'écoulement est de type *bubbly* ou *slug*, alors que pour les β proches de l'unité l'écoulement devient annulaire. La figure 7.3b montre la cartographie obtenue.

L'impact du gaz interne sur la longueur de brisure est quantifié par visualisation, à partir d'un algorithme de connexité analogue à celui utilisé dans le chapitre 5. Pour un jeu de U_L et U_{Gext} donnés, nous obtenons des histogrammes de longueur de brisure en fonction de la fraction volumique β . La figure 7.4a montre les variations de la longueur de brisure moyenne L_b en fonction de β (courbe bleue), et les variations de la valeur RMS de L_b (en vert). Pour les β élevés le jet est en moyenne deux fois plus court, mais nettement plus intermittent. L'impact du gaz interne sur la brisure est également mis en évidence sur les mesures réalisées par sonde optique. La figure 7.4b (haut) montre les variations de la corde moyenne (distance moyenne intersectée dans chaque goutte ayant mouillé la pointe de la sonde) en fonction de β . Les valeurs sont adimensionnées par la valeur de la corde moyenne en l'absence de gaz interne ($\beta = 0$), et les mesures sont réalisées à une distance de 1.1 cm de l'injecteur, à l'aplomb de la lèvre séparatrice liquide/gaz. L'effet du gaz interne est le plus fort pour les conditions d'atomisation modérée (faible nombre de Weber $We_\delta = \rho_G U_G^2 \delta_G / \sigma$, avec σ tension de surface) : pour cette série l'augmentation de β de 0 à 0.99 conduit à diviser la corde moyenne par un facteur 5 (de 1 mm à 200 μm). L'impact du gaz interne est beaucoup plus limité lorsque l'atomisation est plus vigoureuse ($We_\delta > 8$) : pour ces conditions le gaz externe parvient à fabriquer un spray de gouttes où les tailles sont de l'ordre de la centaine de microns, quasi indépendamment de la structure de l'écoulement interne. Cet effet se retrouve logiquement sur les variations du flux numérique (nombre de gouttes par unité de surface et de temps) en fonction de U_{Gext} , principal paramètre pilotant l'intensité de l'atomisation, pour plusieurs β : la figure 7.4b (bas) montre qu'aux faibles U_{Gext} l'augmentation de β conduit à augmenter le nombre de gouttes, tandis qu'aux

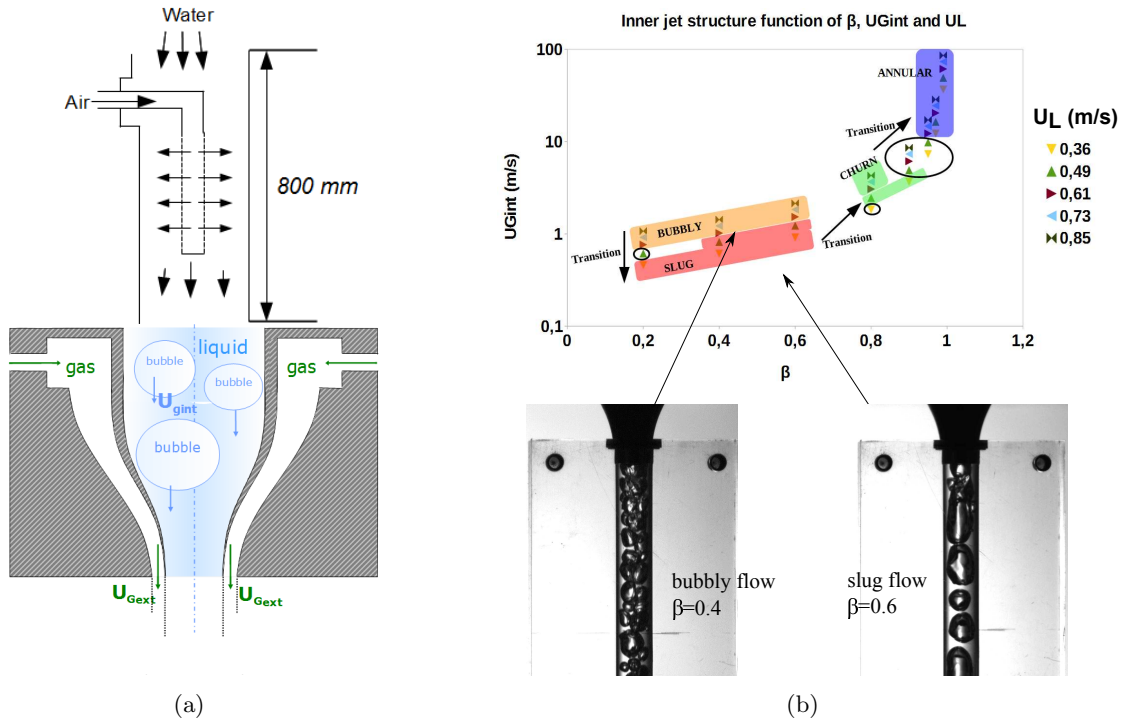


FIGURE 7.3 – a) Schéma du dispositif d’injection pour l’étude de l’influence d’une phase gaz dispersée sur l’atomisation assistée d’un jet liquide ; b) Différents régimes d’écoulement observés pour le jet diphasique, en fonction de la vitesse débitante de l’écoulement interne U_{Gint} et de la fraction β .

forts U_{Gext} l’effet est beaucoup plus modéré.

Nous avons également réalisé des profils transversaux de flux afin de quantifier l’effet de β sur la répartition spatiale du spray (mesures réalisées à la même distance $z=1.1$ cm de l’injecteur, pour $U_L = 0.61$ m/s, $M = 16$) : la figure 7.5a montre comment la présence de gaz interne conduit à une redistribution du flux liquide sur une section plus large au fur et à mesure que β augmente. Les variations de flux numérique sur la figure 7.5b montrent comment ce flux est réparti en termes de nombre de gouttes : alors qu’aux faibles fractions de gaz interne l’arrachement a essentiellement, et logiquement, lieu sous la lèvre séparatrice en $x = 4$ mm, quand β augmente le flux au centre du jet et en périphérie augmente fortement : le spray devient plus homogène et plus étalé à distance donnée de l’injecteur.

Durant la suite de la thèse de J-C Guillard, ces résultats sur l’injecteur LEGI seront complétés par l’étude de l’influence de la fraction de gaz interne sur les mécanismes d’instabilité présentés aux chapitres 4 et 5 : influence sur l’instabilité de cisaillement, et sur l’instabilité de flapping. Les modèles présentés pour ces instabilités font intervenir la masse volumique liquide, voir équation (4.1) : la fréquence de l’instabilité augmente-t-elle lorsque le gaz interne est dispersé en bulles de taille petite devant la longueur d’onde ? Quel est l’impact sur les tailles de gouttes arrachées ?

Ainsi que mentionné précédemment, nous avons fait réaliser une série d’injecteurs annulaires : le principe général de ces injecteurs est illustré sur la figure 7.6a. La couronne de gaz externe est analogue à celle de l’injecteur utilisé par Marmottant & Villermaux (2004), mais l’injection liquide se fait ici sans convergence, autour d’un jet gaz interne le long de l’axe de l’injecteur. Le diamètre du jet central, et donc l’épaisseur de la nappe liquide cylindrique, peuvent être variés. Le but sera de décrire et comprendre les tailles de gouttes et le comportement du jet liquide (occurrence du flapping par exemple), comme pour l’injecteur LEGI, mais cette fois avec une structuration interne forcée.

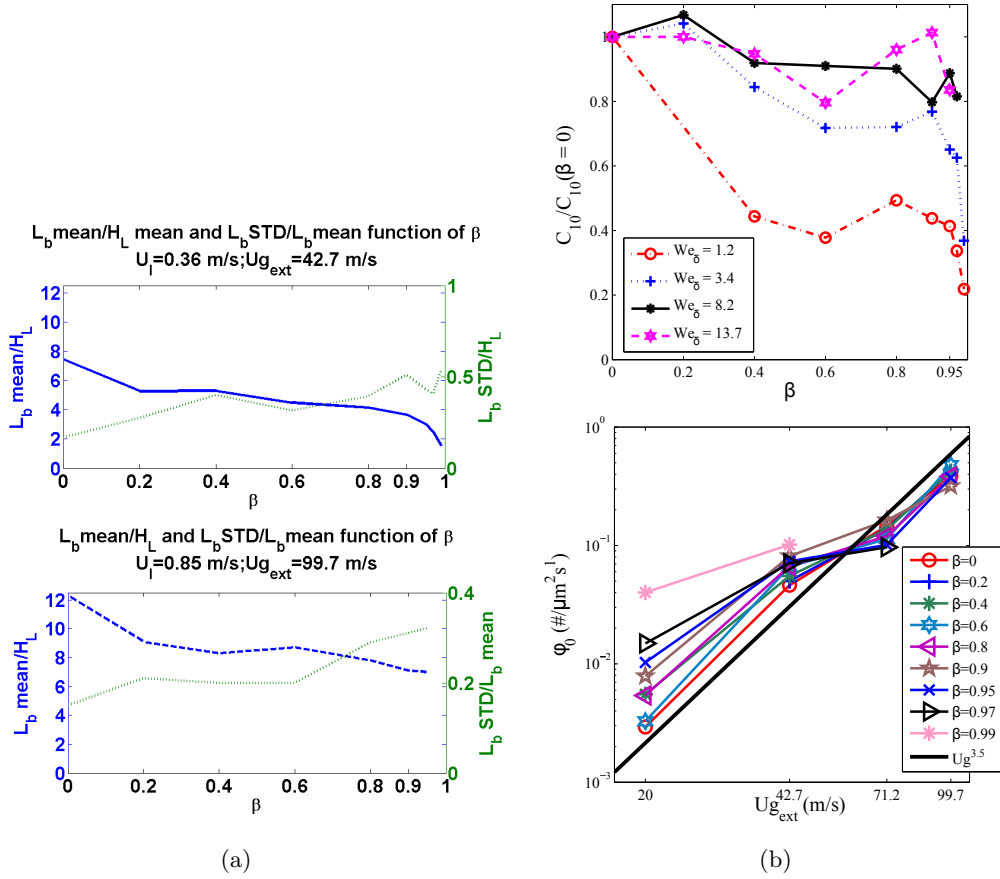


FIGURE 7.4 – a) Variation de la longueur de brisure du jet liquide en fonction de la fraction volumique de gaz interne β , pour deux jeux de conditions à rapport de pression dynamique fixé $M = 16$: la longueur de brisure est divisée par deux aux forts β . b) Mesures par sonde optique, à une distance $z = 1.1$ cm sous l'injecteur, à l'aplomb de la lèvre séparatrice liquide/gaz. Haut : Effet de la fraction volumique de gaz interne β sur la taille moyenne de gouttes, pour plusieurs nombres de Weber $We_{\delta} = \rho_G U_G^2 \delta_G / \sigma$. Bas : effet de β sur le flux numérique de gouttes : le nombre de gouttes détectées augmente fortement avec β pour les conditions d'atomisation modérée.

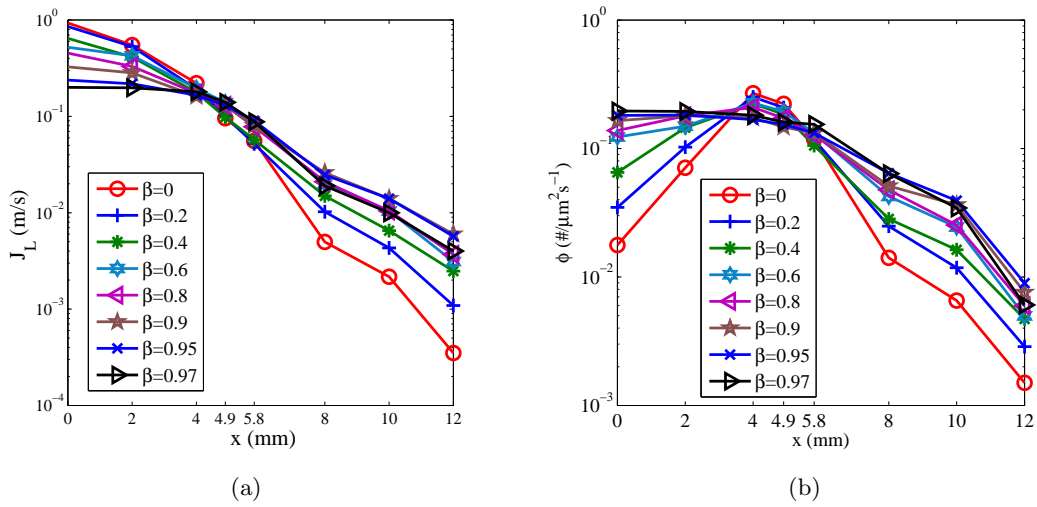


FIGURE 7.5 – a) Profil de flux volumique J_L pour différentes valeurs de β , et pour $U_L = 0.61$ m/s, $U_G = 71$ m/s ($M = 16$), $z = 1,1$ cm : quand β augmente les profils sont moins raides, traduisant la redistribution de liquide sur une section plus large à cause de l'écoulement interne. b) Profils de flux numérique ϕ pour les mêmes conditions : en l'absence de gaz interne le flux numérique est maximal en $x = R = 4$ mm sous la lèvreséparatrice, tandis qu'aux forts β le profil s'aplatit fortement.

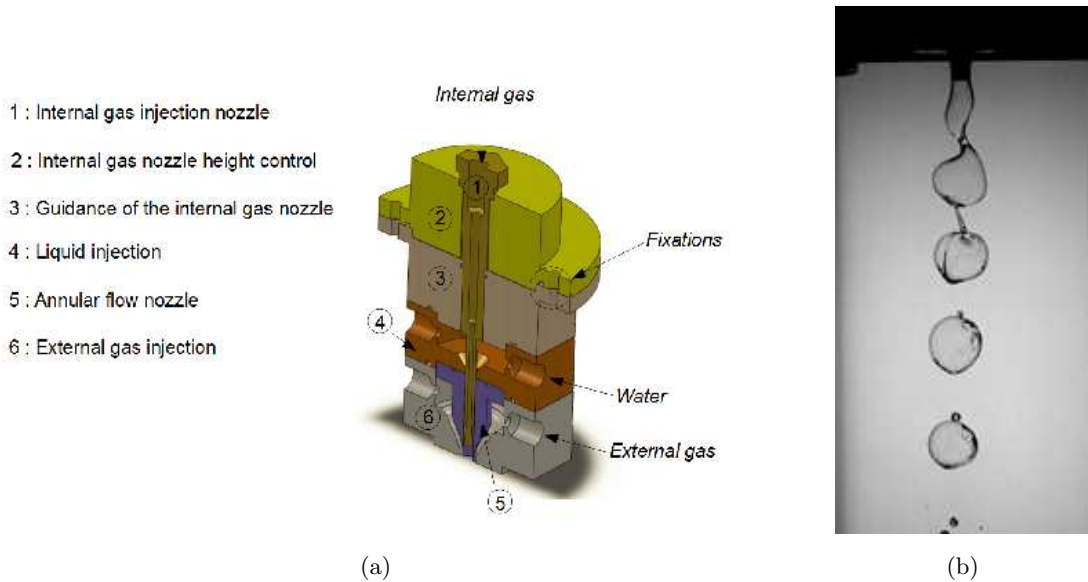


FIGURE 7.6 – a) Plan de l'injecteur annulaire : l'injecteur liquide (en violet) est entouré par la couronne gaz externe de l'injecteur LEGI et un canal central injecte le gaz interne le long de l'axe. b) Instabilité observée avec l'injecteur annulaire, pour $U_L = 1.6$ m/s, $U_{G\ int} = 6$ m/s et $U_{G\ ext} = 0$: formation de bulles de grand diamètre, avec une fréquence de $f = 41$ Hz pour ces conditions.

Les premiers essais en l'absence de gaz externe ont montré la formation d'une instabilité d'origine probablement capillaire, observée typiquement pour des β entre 0.8 et 0.95, illustrée sur la figure 7.6b : la nappe liquide se structure en bulles de diamètre grand devant le rayon liquide. Une analyse de stabilité linéaire préliminaire permet de retrouver le bon ordre de grandeur pour les fréquences de formation des bulles en fonction de la vitesse liquide et de la vitesse du gaz interne. Le diamètre de ces bulles semble contrôlé par le diamètre liquide, mais le taux de croissance de l'instabilité par l'épaisseur du film liquide. Cette analyse doit être affinée pour mieux décrire la nature de cette instabilité, et confirmer sa nature capillaire.

7.3 Entraînement d'eau par une roue tournante

Lorsqu'une roue immergée sur une fraction non négligeable de son rayon est mise en rotation, une grande quantité de liquide est entraînée : c'est la situation rencontrée par exemple lorsqu'une voiture traverse un passage à gué. Sur quelle distance le liquide est-il projeté ? quelle est la taille des gouttes formées ? Peut-on prédire le flux de gouttes entraîné de part et d'autre de la roue ? Nous cherchons à répondre à ces questions dans le cadre de la thèse de Diego Rodriguez, que je coencadre avec Mickaël Bourgoïn depuis janvier 2013 (thèse Cifre Peugeot).

Un premier dispositif a été construit dans lequel une roue en PVC (trois diamètres de 20 cm à 42 cm sont disponibles) est mise en rotation au-dessus d'un bac rempli d'eau initialement au repos. La roue est immergée sur une fraction de son rayon. La figure 7.7 montre les structures liquides typiquement observées de part et d'autre quand la roue est mise en mouvement. Côté émergent on observe qu'au fur et à mesure que la vitesse de rotation de la roue augmente le ménisque dynamique grandit, et vient former une nappe liquide d'extension comparable au rayon de la roue. La taille de cette nappe, (extensions verticale et horizontale) augmente avec la vitesse de la roue. La majeure partie de l'eau entraînée est éjectée via ce ménisque étiré. Une fraction du liquide reste cependant entraînée sous forme de film liquide sur le dessus de la roue, et est emportée de l'autre côté de la roue : des ligaments liquides sont formés à partir de ce film, et éjectés côté descendant. Les ligaments se brisent ensuite en gouttes, par un mécanisme classique de type Rayleigh-Plateau.

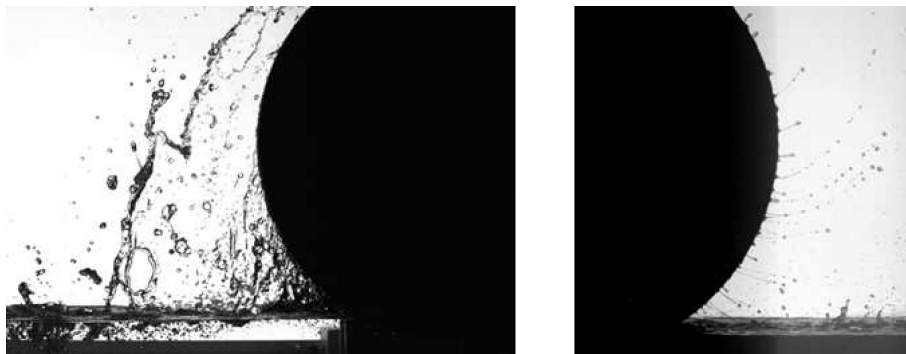


FIGURE 7.7 – Entraînement d'eau par une roue tournante : une nappe liquide est formée côté émergent, tandis que des ligaments liquides sont éjectés côté descendant.

La formation de la nappe peut s'expliquer par un simple modèle balistique, en écrivant que le fluide éjecté à la périphérie de la roue lorsqu'elle émerge suit une trajectoire parabolique de chute libre. La figure 7.8a montre comment un faisceau de paraboles (en rouge) capture qualitativement la forme du ménisque expérimental (en vert) : mais qualitativement seulement, car pour une vitesse de rotation donnée les paraboles décrites avec une vitesse initiale égale à la vitesse périphérique $v_\theta = R\omega$ de la roue sont environ quatre fois

plus étendues que le ménisque expérimental. La figure 7.8a est obtenue en réduisant la vitesse périphérique d'un facteur quatre par rapport à la valeur expérimentale. Afin de clarifier l'entraînement du liquide à l'intérieur du ménisque dynamique, nous avons récemment effectué des mesures de champ de vitesse par PIV (laser YAG + rhodamine). Ces mesures

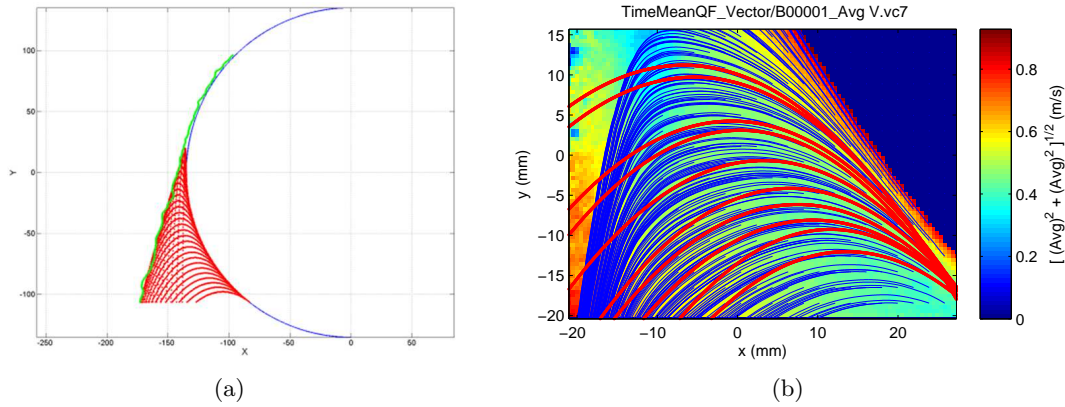


FIGURE 7.8 – a) Roue de diamètre $D = 27$ cm, fréquence de rotation 4 Hz : Le faisceau de paraboles (en rouge) capture la forme du ménisque expérimental (en vert), mais à condition de considérer une vitesse initiale quatre fois plus faible que la vitesse en périphérie de la roue. b) Mesure du champ de vitesse dans le ménisque (PIV) : les lignes de courant (bleues), sont bien approximées par des paraboles (rouges).

mettent en évidence que les lignes de courant à l'intérieur du ménisque (courbes bleues sur la figure 7.8b) sont bien en première approximation des paraboles : elles épousent relativement bien les fits paraboliques en rouge. Ces paraboles sont cependant tronquées par un bourrelet liquide formé sur la partie extérieure du ménisque : ce bourrelet liquide, constitué du liquide qui n'a pas été entraîné par-dessus la roue au sommet du ménisque, vient sectionner en retombant les trajectoires. Par ailleurs l'examen des paraboles fittées (courbes rouges) montre que celles-ci ne sont pas exactement initiées au contact de la roue, mais à une certaine distance de celle-ci. L'amélioration de ce modèle élémentaire passe donc aussi par la prise en compte de la couche limite formée sous la roue en rotation : la vitesse initiale effective à prendre en compte dans le mouvement balistique est en pratique celle du point où les particules fluides parviennent à se libérer de la roue.

L'extension horizontale du ménisque a été mesurée pour les trois roues disponibles, et pour plusieurs fréquences de rotation et hauteurs d'eau. La figure 7.9a montre qu'à vitesse de rotation donnée la taille du ménisque augmente fortement avec le diamètre de la roue. Au sein des données pour un même diamètre, on peut aussi observer que la taille du ménisque diminue quand la profondeur d'eau h augmente (la légende latérale indique les valeurs du ratio h/R), surtout pour les deux roues de plus grand diamètre. Nous interprétons cet effet par le rôle de l'angle de la paroi solide au point d'émergence de la roue : quand la hauteur augmente la composante horizontale v_x de la vitesse initiale en périphérie diminue. Cette hypothèse est testée sur la figure 7.9b : les données sont grosso modo collapsées quand elles sont tracées en fonction de v_x .

Nous avons également étudié la formation des ligaments du côté descendant, durant le stage de M2 de Niloufar Eskandari. Nous modélisons les ligaments en écrivant que le liquide est émis tangentiellement à la roue à une vitesse $R\omega$ depuis un point lié à la roue à compter d'un instant/angle initial : le mouvement du liquide est ensuite un mouvement de chute libre, que nous corrigeons avec une force de traînée due au frottement de l'air. La traînée est estimée sur la base d'un coefficient de traînée dépendant du Re et d'une taille caractéristique de l'ordre du millimètre. Afin de tester ce modèle nous avons écrit un programme permettant de calculer, à partir de la position de l'extrémité d'un ligament

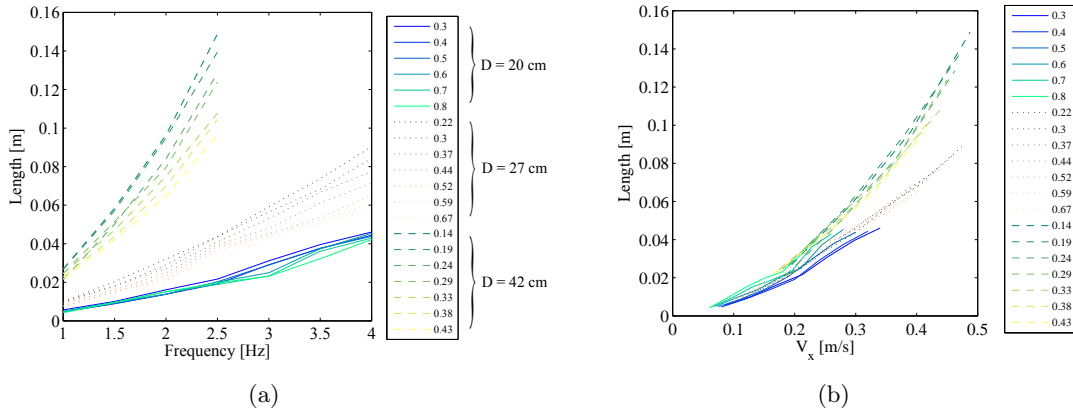


FIGURE 7.9 – a) Taille du ménisque dynamique en fonction de la fréquence de rotation, pour les trois diamètres de roue R étudiés et pour plusieurs hauteurs d'eau h . La légende latérale indique la valeur du rapport h/R . b) Mêmes données tracées en fonction de la composante de vitesse horizontale en périphérie de la roue au niveau de l'interface non perturbée.

sur une image prise à l'instant t , l'équation de la parabole aboutissant à l'extrémité de ce ligament. Le seul paramètre d'ajustement est le coefficient de traînée. L'équation de cette parabole fournit l'instant initial t_0 et l'angle initial θ_0 pour lesquels le ligament a été émis. Partant de ces deux valeurs le ligament entier peut être reconstruit comme la ligne d'émission depuis ce point fixe dans le référentiel de la roue. La figure 7.10a montre que pour l'image choisie (fréquence de rotation 2 Hz, roue de rayon 21 cm) la forme des ligaments est bien capturée. En appliquant ce traitement sur une série d'environ 150 images, N. Eskandari a ensuite obtenu pour une fréquence de rotation et un diamètre de roue donnés l'histogramme des angles initiaux d'éjection de ligaments. La figure 7.10b montre les histogrammes obtenus pour une fréquence de 2.5 Hz et pour une fréquence de 3.5 Hz : ces mesures mettent en évidence une forte dépendance des histogrammes d'angle à la fréquence de rotation. Quand la vitesse de rotation augmente les ligaments sont éjectés plus tôt : la quasi absence de ligament éjecté pour des angles inférieurs à 40° pour $f=3.5$ Hz traduit l'assèchement de la roue pour ces angles. Des mesures complémentaires sur le film liquide entraîné au-dessus de la roue devraient permettre de faire le lien entre l'entraînement dans le ménisque, et la formation des ligaments à partir du film liquide rémanent. Nous souhaitons en particulier vérifier si l'émergence des ligaments peut être prédite correctement par un mécanisme de type Rayleigh-Taylor sur le film liquide à partir du taux de croissance de cette instabilité. Nous envisageons également d'appliquer aux images obtenues les algorithmes de détection/mesure de tailles de gouttes validés sur les expériences d'atomisation. Le but est de fournir les distributions de tailles de gouttes produites en fonction des conditions, ainsi que le flux liquide, qui pourra être estimé à partir de la vitesse connue.

Dans les applications liées à l'automobile, la roue est posée sur une paroi et le liquide et cette paroi ont une vitesse moyenne $R\omega$ par rapport à l'axe de la roue : un second dispositif analogue mais dans lequel le liquide sera entraîné par un tapis roulant jusqu'à des vitesses de l'ordre de 5 m/s est en construction au LEGI afin de permettre l'étude de cette configuration.

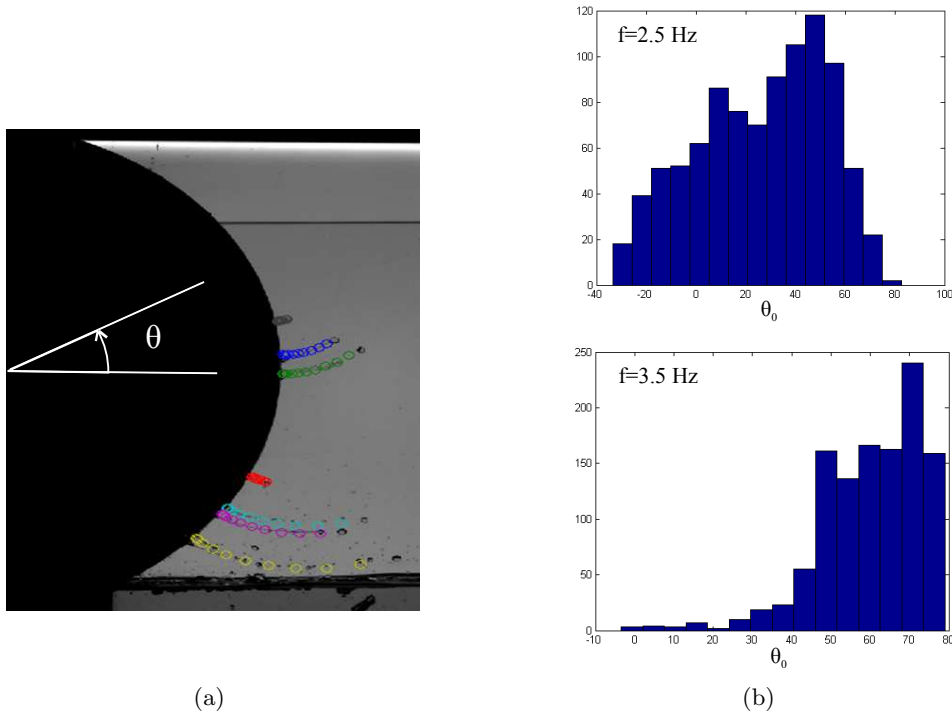


FIGURE 7.10 – a) Le modèle permet de reconstruire les ligaments à partir de la seule donnée de la position de leur extrémité à un instant donné : la forme calculée est en bon accord avec les ligaments observés à un instant donné ($f_{rotation} = 2$ Hz, $R_{roue} = 21$ cm). b) La reconstruction des ligaments donne accès à l'angle initial θ_0 auquel ils ont commencé leur croissance : les histogrammes de θ_0 à $f=2.5$ Hz (haut) et $f=3.5$ Hz (bas) montrent que les ligaments sont créés de plus en plus haut quand la vitesse la roue augmente ; pour $f=3.5$ Hz la roue est asséchée en dessous d'un angle de 40° .

7.4 Entraînement d'air par un jet tombant

Cette activité a démarré en janvier 2014. Alain Cartellier et moi avons été sollicités par Grégory Guyot (ingénieur EDF) pour encadrer son travail de thèse sur la formation de bulles par un jet liquide impactant une surface liquide. Cette thèse est également co-encadrée par Michael Pfister (EPFL). Le but est en fine de comprendre le processus d'entraînement d'air dans les circuits d'aménagement hydro-électriques : quelle est la profondeur de pénétration du nuage de bulles ? Quel est le flux d'air entraîné ? la granulométrie du nuage de bulles ? La particularité des jets étudiés ici par rapport à ceux étudiés dans le reste de ce manuscrit est leur grand diamètre (typiquement une quinzaine de centimètres) et les grandes hauteurs de chute (plusieurs mètres) que nous souhaitons aborder au cours de cette étude.

Grégory Guyot a réalisé une première série d'essais sur le canal du Drac à Pont de Claix : les jets étudiés ont un diamètre initial de 135 mm ou 164 mm, la vitesse débitante initiale est typiquement de l'ordre de quelques mètres par seconde. Après une hauteur de chute de 2.5 m le jet tombe dans le canal du Drac, où l'écoulement a une vitesse moyenne de 1.3 m/s. Afin de caractériser le panache de bulles créé par l'impact du jet, G. Guyot a mesuré à l'aide d'une sonde optique le taux de vide à trois distances x en aval du point de chute du jet : dans chaque section la sonde optique est déplacée dans le canal (sur 1 m latéralement et sur 2 m de profondeur) afin de fournir une cartographie du développement du nuage de bulles. La figure 7.11 montre le type de cartographie obtenue. Ces résultats, et d'autres mesures obtenues dans des conditions analogues, montrent que le nuage de bulles descend à une profondeur de l'ordre du mètre. Cette profondeur est bien inférieure à la

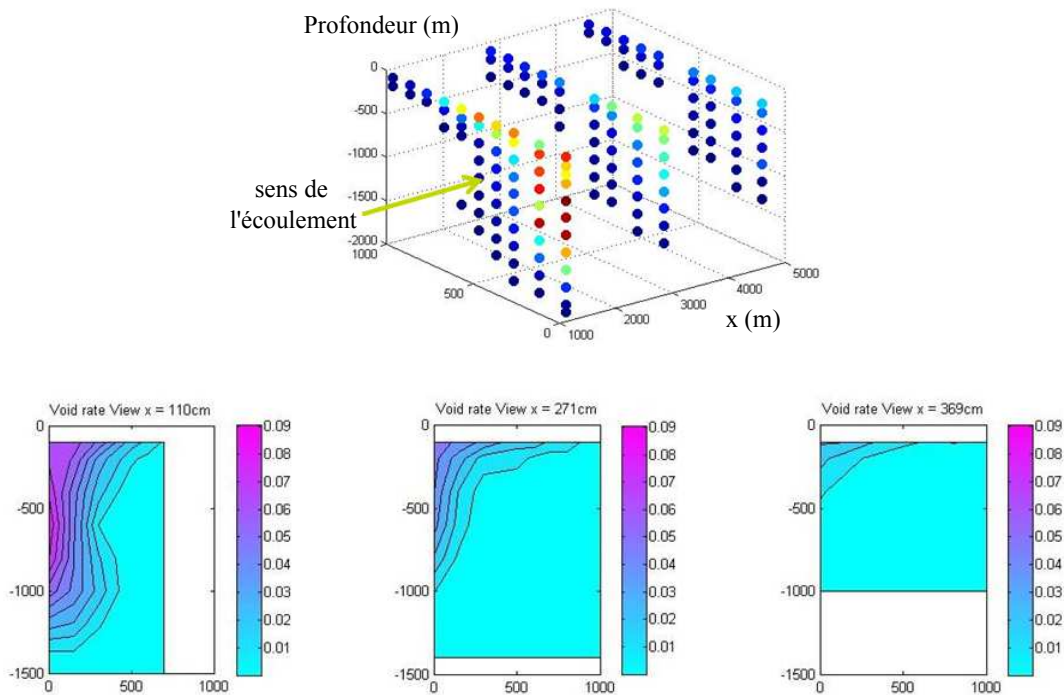


FIGURE 7.11 – Cartographie du champ de taux de vide pour trois distances x en aval de l’impact du jet, mesures par sonde optique. Diamètre de buse 135 mm, hauteur de chute 2.5 m et débit 80 l/s (vitesse débitante 5.6 m/s).

longueur de pénétration que l’on peut prédire à l’aide d’un modèle simple comme celui de Clanet & Lasheras *Physics of Fluids* 9(7) (1997) : dans ce modèle le jet de bulles s’ouvre sous la surface de l’eau avec un angle constant $\alpha = 12.5^\circ$, valeur classique pour une couche de mélange turbulente, et la vitesse $U(z)$ à la profondeur z est déduite de la conservation de la quantité de mouvement. La profondeur atteinte par le jet est alors celle où $U(z)$ atteint la vitesse terminale de remontée des bulles U_T . Compte tenu de la vitesse d’impact de l’ordre de 10 m/s et des tailles de bulles observées par G. Guyot, ce modèle prédit des profondeurs de pénétration du nuage de bulles de l’ordre de 10 m, bien au-dessus des profondeurs observées. Dans notre cas, le nuage se développe dans l’écoulement moyen du canal, et est emporté à une vitesse de l’ordre du mètre par seconde, alors que dans le modèle de Clanet & Lasheras (1997) le nuage se développe dans un fluide sans mouvement d’ensemble, mais cette seule différence ne peut justifier les écarts observés.

Afin de mieux caractériser la structure du jet au cours de sa chute et au moment de l’impact, G. Guyot a mené une seconde campagne de mesures sur une boucle d’essai montée au CERG (Centre d’Etudes et de Recherche de Grenoble). Un jet identique à celui des essais précédents (les mêmes buses et le même circuit d’alimentation sont utilisés) tombe cette fois-ci dans un canal de fuite sans eau. Des profils de taux de vide et de pression à l’intérieur du jet ont été réalisés pour plusieurs hauteurs. Les profils de taux de vide mettent en évidence un jet extrêmement aéré (figure 7.12a) : on trouve typiquement 20% d’air au centre et 80% en périphérie à une distance d’un mètre de l’injecteur, et un taux de vide entre 80% au centre et 90% en périphérie à une distance de 2.5 m, juste avant l’impact. Ces valeurs sont étonnamment élevées. Une série de visualisations par imagerie rapide a été effectuée pour plusieurs débits, et pour plusieurs zones du jet (avec l’aide de F. Bonnel, service IRIS de Grenoble INP) : en sortie, à mi-hauteur et juste avant l’impact. Deux de ces vidéos sont visibles sur ma page LEGI : à mi-hauteur de chute, on observe la formation de corrugations profondes sur le jet liquide. La visualisation effectuée juste

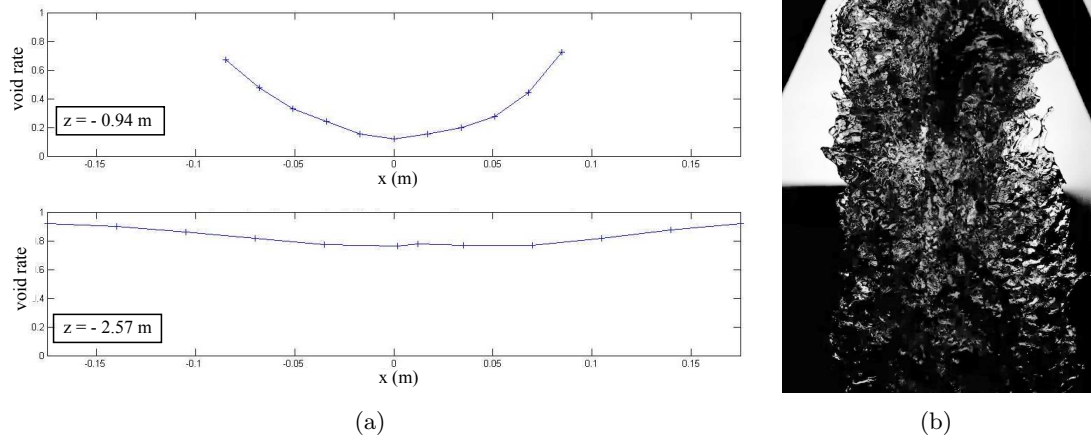


FIGURE 7.12 – a) Profils de taux de vide mesuré pour la buse de 135 mm de diamètre, débit 110 l/s (vitesse débitante 7.7 m/s), à une distance $z = 0.94$ m et $z = 2.57$ m de la buse. b) Visualisation à haute vitesse d’obturation du jet, montrant la forte rugosité développée à une hauteur de chute de 1 m, même buse et débit qu’au a).

avant l’impact montre que le jet est traversé de part en part par les corrugations, et surtout que le jet est animé d’un battement qui, bien que de faible amplitude, est analogue à celui étudié dans le chapitre 5. Les valeurs de taux de vide de la figure 7.12a, mesurées à une distance de 2,5 m de la buse, qui donnent l’image d’un jet au diamètre doublé et au taux de vide très élevé, correspondent en réalité à un jet qui est certes aéré, mais qui surtout présente un battement basse fréquence. Il est probable que ce battement est à l’origine des longueurs de pénétration plus faibles observées : le déplacement permanent du jet empêche la mise en place d’un régime permanent d’entraînement d’air, comme supposé dans le modèle de Clanet et Lasheras (1997).

Compte tenu de ces observations expérimentales, nous revenons vers le modèle de Clanet & Lasheras (1997) mais en injectant de nouvelles conditions initiales au point d’impact : nous remplaçons le diamètre initial du jet liquide (de l’ordre de 15 cm) par le diamètre expérimental sur lequel le jet liquide est réparti à l’impact (typiquement de l’ordre de 40 cm pour les hauteurs de chute considérées), et nous remplaçons la vitesse de chute (de l’ordre de 10 m/s) par la vitesse superficielle sur la section d’impact (typiquement de l’ordre du mètre par seconde). Les profondeurs prédites sont alors de l’ordre du mètre, en accord avec les observations expérimentales. La validité de cette démarche doit être vérifiée en confrontant modèle/données pour plusieurs hauteurs de chute. Ces résultats préliminaires montrent en tous cas que la modélisation du nuage de bulles formé par le jet tombant passe par la compréhension de ce qui pilote l’amplitude de battement du jet au cours de sa chute.

Nous prévoyons à court terme de traiter les données issues de la visualisation rapide : le but est de décrire le mouvement du jet, les éventuelles fréquences associées, et de déterminer si le battement observé résulte du cisaillement en périphérie ou de la turbulence au sein du jet. L’effet du battement sur la profondeur de pénétration pourrait être étudié sur une manip à échelle réduite au LEGI. A plus long terme, nous réfléchissons au dimensionnement d’un dispositif grande échelle permettant une troisième campagne de mesure. Les discussions avec les partenaires sont en cours pour décider du financement et du lieu d’implantation.