

# Expériences sur des films liquides tombants cisailés par un contre-écoulement de gaz.

N. KOFMAN<sup>a</sup>, S. MERGUI<sup>b</sup>, C. RUYER-QUIL<sup>b</sup>

a. CRCO Air Liquide, 78354 Jouy-en-Josas, France - nicolas.kofman@airliquide.com

b. Univ Paris-Sud, CNRS, Lab FAST, Bât 502, 91405 Orsay, France - mergui@fast.u-psud.fr

c. Univ Savoie Mont Blanc, CNRS, Lab LOCIE, 73000 Chambéry, France -  
christian.ruyer-quil@univ-smb.fr

## Résumé :

*Nous présentons un travail expérimental portant sur l'étude de films d'eau tombants sur un plan incliné et soumis à un contre-écoulement d'air turbulent. Nous étudions l'effet du cisaillement de l'air sur la dynamique d'ondes solitaires 2D pour de faibles angles d'inclinaison, à l'aide de visualisations et de mesures d'épaisseur de film. Nous montrons que l'amplitude maximale des ondes augmente fortement même pour une faible vitesse d'air, tandis que la vitesse de phase varie très peu et que le nombre de rides capillaires reste constant. Lorsque la vitesse de l'air augmente, les ondes ralentissent et la région capillaire est atténuée. Au-delà d'un certain seuil, des vagues se propageant vers l'amont apparaissent définissant l'état d'engorgement de nos expériences. Lorsque le débit liquide est modéré, l'engorgement est initié par l'apparition de vagues à contre-courant de faible amplitude sur le film résiduel séparant deux ondes et qui provoquent leur destruction. Lorsque le débit liquide est élevé, des vagues de grande amplitude se propagent rapidement à contre-courant apparaissant de manière intermittente sur toute la largeur du film ou localement et pouvant être accompagnées d'arrachement de gouttes.*

## Abstract :

*We report an experimental investigation of a falling water film sheared by a turbulent counter-current air flow in an inclined rectangular channel. We study the influence of the air flow on controlled 2D traveling waves at moderate inclination angles, using visualization and film thickness measurements. We demonstrate that the wave amplitude grows substantially even for moderate gas velocities, whereas modification of the wave celerity becomes significant above a specific gas velocity, associated with an alteration of the capillary region. The gas velocity is increased until the onset of upstream-moving patterns referred to as flooding in our experiments. At moderate liquid Reynolds number, flooding is initiated at the main hump crests by a backward wave-breaking phenomenon preceded by the onset of ripples on the flat residual film separating two waves. At high liquid Reynolds number, sudden and intermittent events are triggered consisting of very large amplitude waves that go back upwards very fast.*

**Mots clefs : films tombants, cisaillement interfacial, engorgement**

## 1 Introduction

Les écoulements de films liquides en présence d'un contre-écoulement de gaz sont couramment rencontrés dans les applications industrielles (refroidissement de composants électroniques, colonnes de distillation...). Il est bien connu que la déstabilisation de l'interface liquide-gaz sous forme d'ondes améliore le transfert de chaleur et de masse entre le film et le gaz environnant ([1, 2, 3]). Cependant, la présence de ces ondes peut être à l'origine du phénomène d'engorgement rencontré dans les systèmes confinés, lorsque le liquide obstrue complètement le passage du gaz. Les conditions optimales de fonctionnement des procédés industriels se situant proche de la limite d'engorgement, il est donc essentiel d'identifier les mécanismes physiques responsables de ce phénomène, dans le but de prédire et contrôler son apparition. De nombreux aspects de l'engorgement ont été étudiés ces dix dernières années et une quantité importante de données expérimentales ont été produites. Cependant, une grande dispersion des résultats relatifs aux conditions critiques d'engorgement est observée ([4, 5]). Ceci est la conséquence de plusieurs facteurs : la définition de ce que l'on appelle le seuil d'engorgement, la sensibilité du phénomène aux conditions géométriques des entrées/sorties des deux phases liquide/gaz ([5, 6, 7, 8]), le confinement du système ([7, 9]). Dans le cas où les effets de bords peuvent être négligés, le mécanisme d'engorgement est directement lié à la dynamique des ondes de surface, celles-ci étant amplifiées par le cisaillement du gaz. L'enjeu est alors de contrôler la dynamique du film afin de trouver les conditions optimales de fonctionnement permettant d'éviter l'engorgement tout en maximisant les transferts de chaleur et de masse. Dans l'étude présentée ici, des expériences sont conduites dans un canal rectangulaire incliné conçu de façon à ce que les effets géométriques d'entrée/sortie du liquide et du gaz ne soient pas dominants sur les phénomènes observés. Un forçage temporel est appliqué à l'entrée du film liquide afin de contrôler sa dynamique avant qu'il ne rentre en contact avec le contre-écoulement de gaz. Dans ce papier, nous étudions l'effet du contre-écoulement sur la dynamique d'ondes solitaires  $2D$  en augmentant progressivement la vitesse du gaz jusqu'à l'apparition d'ondes se propageant à contre-courant, situation qui définira l'état d'engorgement dans nos expériences.

## 2 Montage expérimental

Le montage est conçu pour étudier l'écoulement d'un film mince d'eau en présence d'un contre-courant turbulent d'air. Il est composé d'une boucle pour la phase liquide surmontée d'un canal dans lequel circule le gaz (figure 1). La boucle liquide consiste en une plaque de verre inclinée ( $150\text{cm} \times 37\text{cm}$ ) dont l'angle d'inclinaison,  $\beta$ , peut varier entre 0 et  $20^\circ$ . Une pompe à engrenage permet de faire circuler l'eau à partir d'un réservoir inférieur situé à l'extrémité basse du plan incliné vers un réservoir supérieur situé à l'entrée du plan. L'eau s'écoule ensuite par débordement sur la plaque. Le débit volumique du liquide injecté,  $Q_L$ , est mesuré à l'aide d'un débitmètre électromagnétique et peut varier de 0 à  $3.5\text{l/min}$ . Le nombre de Reynolds du liquide,  $R_L$  est alors compris entre 0 et 150. La dynamique du film liquide à l'entrée est contrôlée en imposant un forçage temporel des ondes, réalisé grâce à deux haut-parleurs reliés à une plaque oscillant au-dessus de la surface libre du liquide dans le réservoir supérieur (la plage de fréquences  $f$  s'étend de 2 à  $20\text{Hz}$ ). Les ondes sont visualisées par ombroscopie en éclairant la surface du film par une lumière blanche rasante. Une caméra linéaire est utilisée pour la mesure de la vitesse de phase des ondes sur l'axe central du canal à partir de la reconstruction de diagrammes spatio-temporels. L'évolution temporelle de l'épaisseur du film en un point du plan est obtenue à l'aide d'un capteur confocal chromatique CCI. Des cartes d'épaisseur sont obtenues par une méthode Schlieren ([10]) sur

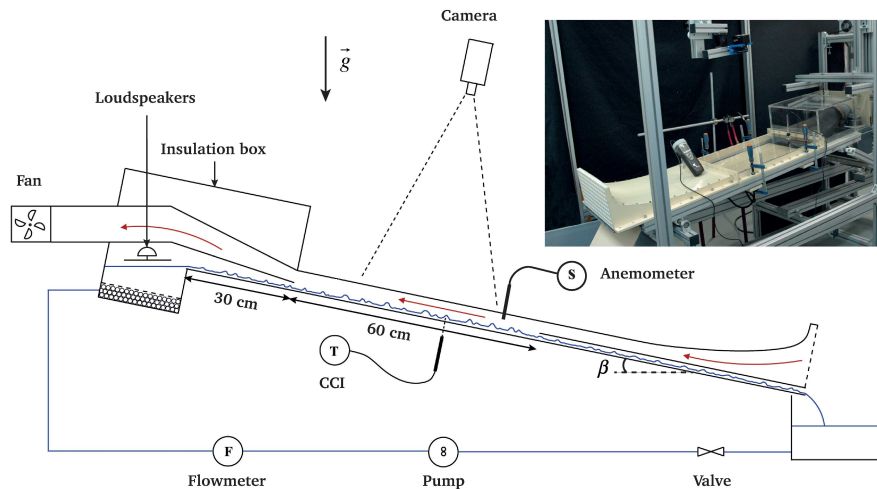


FIGURE 1 – Schéma et photos du dispositif expérimental

des domaines assez étendus ( $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ ) avec une bonne résolution temporelle ( $> 100\text{ Hz}$ ) et spatiale ( $0.5\text{ mm}$ ), et une précision d'environ  $5\text{ }\mu\text{m}$ . Les détails sur cette boucle expérimentale liquide et sur les moyens de mesures utilisés sont disponibles dans [11].

Le canal pour le contre-écoulement d'air se compose de trois parties : un convergent (à droite sur le schéma de la figure 1), un canal rectangulaire d'étude de  $60\text{ cm}$  de longueur, de  $37\text{ cm}$  de largeur et d'entrefer  $e = 18\text{ mm}$ , et un divergent disposé dans une boîte d'isolation. Un ventilateur, situé en amont du divergent, aspire l'air dans le canal à travers le convergent, dont le rôle est d'accélérer l'écoulement jusqu'à la zone d'étude tout en assurant une mise en contact avec le liquide la plus douce possible. Le divergent et sa boîte d'isolation permettent d'évacuer l'air en évitant les aspirations directes depuis l'extérieur. La vitesse moyenne de l'air,  $U_G$ , est mesurée à mi-hauteur de la zone d'étude à l'aide d'un anémomètre à fil chaud, et peut varier de 0 à  $12\text{ m/s}$ . Le nombre de Reynolds maximum du gaz est alors  $R_G = 14600$ , l'écoulement étant turbulent pour  $R_G > 2300$  d'après [12].

Lorsque le liquide arrive sur le plan incliné, il s'écoule sur une longueur d'environ  $30\text{ cm}$  sans être soumis au contre-écoulement d'air. Les ondes de surface ont ainsi le temps de se développer avant d'être cisailées par l'air.

### 3 Résultats

Dans cette série d'expériences, nous nous fixons un angle d'inclinaison,  $\beta = 5^\circ$  et un nombre de Reynolds liquide,  $R_L = 45$ . Avant de soumettre le film liquide au contre-écoulement d'air, sa dynamique est contrôlée en imposant un forçage temporel à l'entrée avec une fréquence  $f = 2.8\text{ Hz}$  afin de générer des ondes solitaires  $2D$ , caractérisées par une bosse principale asymétrique précédée par une série de rides capillaires (voir figure 2). Partant de cet état initial, nous augmentons progressivement la vitesse de l'écoulement d'air et étudions son influence sur la forme, l'amplitude et la vitesse des ondes  $2D$ . La figure 2 présente des enregistrements temporels de l'épaisseur du film liquide obtenus par les mesures CCI, pour différentes vitesses d'air,  $U_G$ . On constate que l'amplitude de l'onde principale augmente fortement et qu'elle perd son asymétrie, tandis que les rides capillaires sont atténuées. A partir de ces enregistrements, nous pouvons accéder à l'évolution de l'amplitude maximale et de la vitesse de phase

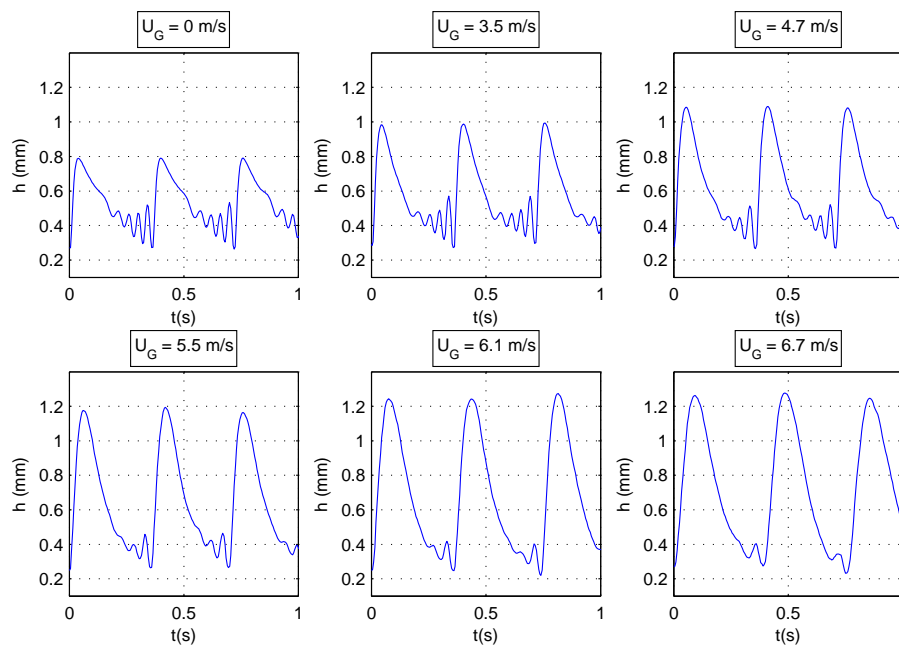


FIGURE 2 – Enregistrements temporels de l'épaisseur du film obtenus avec les mesures CCI pour différentes vitesse d'air,  $U_G$ ;  $\beta = 5^\circ$ ,  $R_L = 45$ ,  $f = 2.8 \text{ Hz}$ .

du train d'onde (respectivement  $h_{max}$  et  $c$ ), et de l'amplitude moyenne du film (moyenne temporelle),  $\langle h \rangle$ , en fonction de  $U_G$ . La figure 3 montre que  $h_{max}$  augmente notablement même pour des vitesses d'air faibles tandis que  $c$  et  $\langle h \rangle$  évoluent peu. Au cours de cette première phase, le nombre de rides capillaires reste constant. Pour  $U_G > 3.5 \text{ m/s}$ ,  $\langle h \rangle$  et  $h_{max}$  augmentent, tandis que  $c$  diminue fortement et que les ondes capillaires disparaissent.

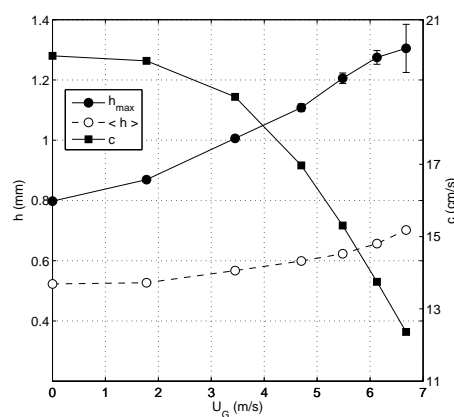


FIGURE 3 – Influence de l'écoulement d'air sur les caractéristiques du film liquide (amplitude maximale des ondes  $h_{max}$ , épaisseur moyenne du film  $\langle h \rangle$ , vitesse des ondes  $c$ ),  $\beta = 5^\circ$ ,  $R_L = 45$ ,  $f = 2.8 \text{ Hz}$ .

La figure 4 est une représentation spatiale de la forme des ondes pour les différentes vitesses de gaz correspondant à la figure 2. Les phases ont été choisies de telle sorte que le premier creux capillaire coïncide pour tous les profils. Cette figure illustre la compression des ondes capillaires par le cisaillement interfacial créé par le contre-écoulement. En effet, pour  $U_G < 3.5 \text{ m/s}$ , on constate que l'amplitude de l'onde principale augmente tandis que la longueur d'onde diminue, provoquant ainsi une compression du train d'onde capillaire et donc une augmentation de la courbure de l'interface au niveau des creux

et des bosses capillaires. Lorsque la courbure des trous capillaires devient trop grande pour assurer une transition graduelle entre la dernière onde capillaire et le dos de l'onde voisine, une ride capillaire disparaît. Ce processus de compression/relaxation se répète jusqu'à ce qu'il ne reste qu'une seule ride capillaire, observée ici pour une vitesse d'air  $U_G = 6.7\text{ m/s}$ . Au-delà, nous observons une dislocation brutale du train d'onde.

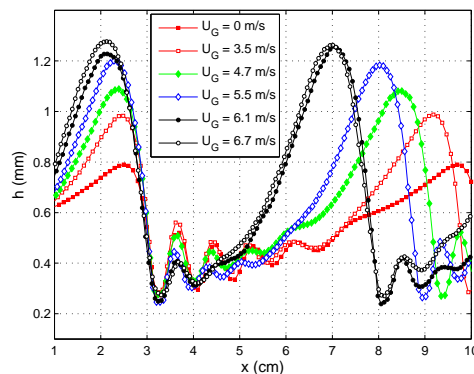


FIGURE 4 – Influence of the counter-current flow on the wave profiles. Same parameters as in Figure 2.

La figure 5 présente les valeurs de la pente locale de l'interface,  $\partial_x h$ , obtenues à partir des profils de la figure 4, pour  $U_G = 0, 5.5\text{ m/s}$ , et  $6.7\text{ m/s}$ . Les profils des ondes sont également reportés sur cette figure (traits pointillés). Pour chaque profil, les positions de la pente minimale (négative) et maximale sont indiquées par des cercles, respectivement blancs et noirs. On constate que la valeur minimale de  $\partial_x h$  est toujours localisée au niveau du front de la bosse principale tandis que la valeur maximale, localisée initialement au niveau du dos de la première ride capillaire, se déplace vers le dos de la bosse principale pour  $U_G = 6.7\text{ m/s}$ , juste avant que le phénomène de dislocation ne se produise.

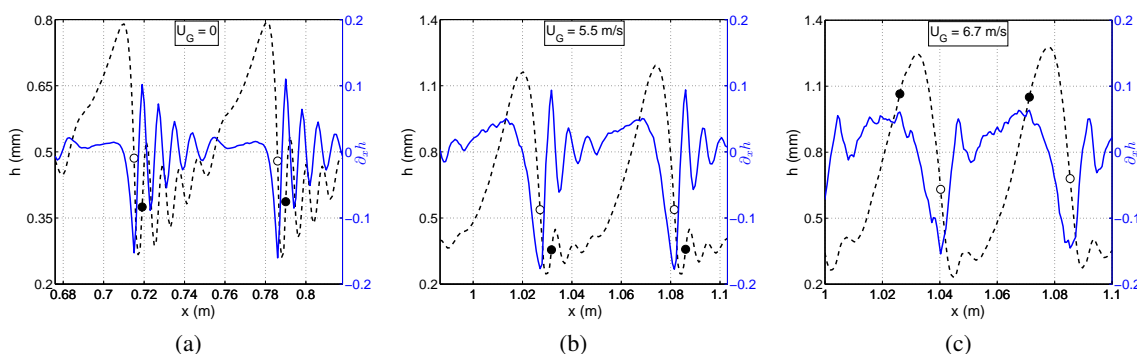


FIGURE 5 – Profils de la pente locale de l'interface  $\partial_x h$  (lignes continues) et profils d'ondes correspondant (lignes pointillées). Les cercles blancs et noirs sur les profils d'ondes indiquent respectivement la position du minimum et du maximum de la pente. Paramètres identiques à ceux de la figure 2.

La figure 6 présente l'évolution de ces extrema en fonction de  $U_G$  ainsi que l'évolution de la pente maximale calculée au dos de la bosse principale. On constate que ces extrema augmentent au cours de la première phase, lorsque le nombre de rides capillaires reste inchangé, traduisant ainsi la compression du train d'onde. Lorsque celui-ci relaxe en réduisant le nombre de rides capillaires, la pente au dos de la première ride capillaire diminue et le dos de la bosse principale se raidit tandis que le front reste inchangé. La bosse principale devient ainsi de moins en moins asymétrique. Pour  $U_G = 6.7\text{ m/s}$ , la pente du front d'onde diminue brutalement et la valeur maximale migre au dos de la bosse principale. Des

visualisations montrent que la dislocation se produit par déferlement de l'onde principale vers l'amont pour  $U_G$  de l'ordre de  $7 \text{ m/s}$ .

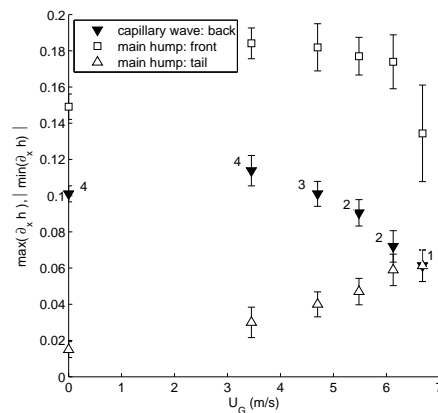


FIGURE 6 – Influence du contre-écoulement sur la valeur minimale (absolue) de la pente locale au niveau du front de la bosse principale et sur la pente maximale au dos de la première ride capillaire et au dos de la bosse principale. Le nombre de rides capillaires est précisé pour chaque valeur de  $U_G$ . Paramètres identiques à ceux de la figure 2.

Le comportement que nous avons décrit dans les paragraphes précédents peut être observé pour des angles d'inclinaison faibles (inférieurs à  $8^\circ$ ) et pour des vitesses d'air modérées (inférieures à environ  $7 \text{ m/s}$ ). Lorsque la vitesse de l'air augmente, deux types d'ondes se propageant vers l'amont, c.a.d. dans le sens de l'écoulement d'air, peuvent apparaître. Ces ondes seront à l'origine de la destruction du train d'onde initial. La première famille d'ondes apparaît pour des débits liquides modérés et se présente sous la forme d'ondes interfaciales de faible amplitude et de courte longueur d'onde, que nous appellerons "ripples". Ces ondes naissent sur le film résiduel entre deux ondes solitaires constituant le train d'onde initial, juste avant sa dislocation, comme illustré sur la figure 7 (a). Le diagramme spatio-temporel présenté sur la figure 7 (b) indique que ces ondes se déplacent vers l'amont. En effet, on peut détecter des lignes sombres de pente positive correspondant à la bosse principale du train d'onde initial se propageant vers l'aval, ainsi que des lignes de pente négative correspondant aux "ripples" se propageant vers l'amont. Lorsque la vitesse d'air devient plus importante, les "ripples" initialement 2D deviennent 3D, interagissent avec le train d'onde initial qui disparaît (figure 7 (c)).

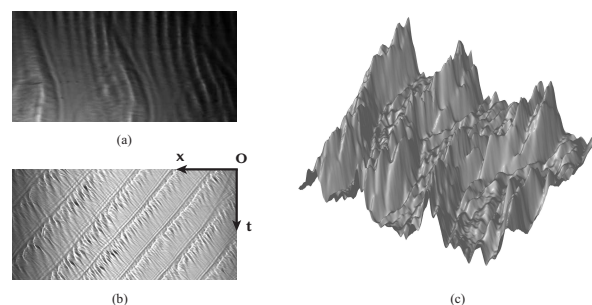


FIGURE 7 – Mise en évidence de la présence des "ripples". (a) : visualisation par ombroscopie ( $\beta = 5.3^\circ$ ,  $R_L = 54$ ,  $f = 2.8 \text{ Hz}$ ,  $U_G = 6.4 \text{ m/s}$ ), taille réelle =  $9 \text{ cm} \times 19 \text{ cm}$ . (b) Diagramme spatio-temporel ( $\beta = 5^\circ$ ,  $R_L = 87$ ,  $f = 2.4 \text{ Hz}$ ,  $U_G = 6.4 \text{ m/s}$ ), temps d'acquisition =  $1 \text{ s}$ , extension le long du plan =  $39.6 \text{ cm}$ . (c) : Cartographie d'épaisseur du film obtenue par la méthode Schlieren ( $\beta = 5^\circ$ ,  $R_L = 45$ ,  $f = 2.8 \text{ Hz}$ ,  $U_G = 8 \text{ m/s}$ ), taille réelle =  $17.0 \text{ cm} \times 19.3 \text{ cm}$ .

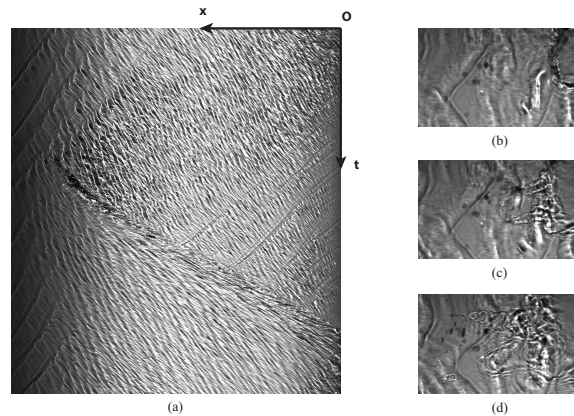


FIGURE 8 – Mise en évidence de la présence des “slugs”. (a) Propagation vers l’amont d’une vague sur une grande distance, diagramme spatio-temporel ( $\beta = 5^\circ$ ,  $R_L = 139$ ,  $f = 2.4 \text{ Hz}$ ,  $U_G = 6.3 \text{ m/s}$ ), temps d’acquisition =  $3 \text{ s}$ , extension le long du plan =  $53 \text{ cm}$ . (b), (c) and (d) Atomisation soudaine, visualisations par ombroscopie à  $t = t_0$ ,  $t = t_0 + 20 \text{ ms}$ ,  $t = t_0 + 40 \text{ ms}$ , respectivement ( $\beta = 9^\circ$ ,  $R_L = 124$ ,  $U_G = 6.8 \text{ m/s}$ ), taille réelle =  $8.4 \text{ cm} \times 14.1 \text{ cm}$ .

Lorsque le débit liquide est suffisamment élevé (typiquement  $R_L > 100$  pour  $\beta = (5^\circ)$ , des ondes de grande amplitude, que nous appellerons des “slugs”, se déclenchent soudainement, de façon intermittente en se propageant vers l’amont avec une vitesse élevée de l’ordre de  $35 \text{ cm/s}$ . Ces ondes apparaissent soit sur toute la largeur du canal et remontent celui-ci sur une grande distance, comme illustré sur le diagramme spatio-temporel de la figure 8 (a), soit elles restent très localisées et sont rapidement atomisées en gouttelettes, comme illustré sur le diagramme spatio temporel de la figure 8 (b). Dans nos expériences, l’engorgement sera défini à partir de l’apparition de ces structures à contre-courant.

## 4 Conclusion

Dans ce papier, un travail expérimental a été présenté, portant sur l’étude de la dynamique d’un film d’eau tombant sur un plan incliné en présence d’un contre-écoulement d’air turbulent. Un forçage temporel était appliqué à l’entrée du film afin de générer des ondes de surfaces  $2D$  bien contrôlées avant de rentrer en contact avec le contre-écoulement. Ces ondes  $2D$  sont constituées d’une bosse principale asymétrique précédée par une série de rides capillaires. Des mesures locales et des champs  $2D$  d’épaisseur de film ont été obtenus ainsi que des mesures de la vitesse des ondes. Nous avons étudié le comportement du film liquide soumis au contre-écoulement en augmentant progressivement la vitesse du gaz, pour un angle d’inclinaison de  $5^\circ$ . Pour de faibles vitesses de gaz, l’amplitude de la bosse principale augmente mais le nombre de rides capillaires et la vitesse du train d’onde ne sont pas affectés par le contre-écoulement. Pour des vitesses de gaz plus importantes (typiquement supérieures à  $3.5 \text{ m/s}$ ) la vitesse des ondes diminue fortement, les rides capillaires s’estompent et la bosse principale devient de moins en moins asymétrique. Enfin, lorsque la vitesse de gaz atteint environ  $7 \text{ m/s}$ , le train d’onde se disloque soit sous l’effet de l’apparition, entre deux trains d’ondes initiaux, d’ondes de faibles amplitudes remontant “tranquillement” le film, soit sous l’effet de l’apparition soudaine et intermittente de structures de grande amplitude remontant rapidement le film.

Dans cette étude, l’apparition d’ondes se propageant à contre-courant constituait les conditions d’engorgement de notre système mais n’empêchait pas le passage du gaz. L’interaction entre le liquide et le gaz était déterminé par le cisaillement interfacial et l’effet du liquide sur le champ de pression dans le gaz

était négligeable. Nous projetons de modifier le montage expérimental afin de confiner le gaz dans un canal plus étroit. L'amplitude des ondes interfaciales sera ainsi comparable à la hauteur du canal ce qui entrainera des variations importantes du gradient de pression local dans le gaz, qui jouera alors un rôle clés dans les mécanismes d'interactions liquide/gaz. Dans cette configuration, on pourra s'attendre à ce que le film liquide obstrue totalement le passage du gaz et on pourra ainsi reproduire les mécanismes d'engorgement rencontrés dans les procédés industriels.

## Références

- [1] A. Miyara. Numerical analysis on flow dynamics and heat transfer of falling liquid films with interfacial waves. *Heat and Mass Transfer*, 35(4) :298–306, 1999.
- [2] A. Miyara. Numerical simulation of wavy liquid film flowing down on a vertical wall and an inclined wall. *Int. J. Therm. Sci.*, 39 :1015–1027, 2000.
- [3] T. Nosoko, P.N. Yoshimura, T. Nagata, and K. Oyakawa. Characteristics of two-dimensional waves on a falling liquid film. *Chemical Engineering Science*, 51(5) :725–732, 1996.
- [4] A. Govan, G. Hewitt, H. Richetr, and A. Scott. Flooding and churn flow in vertical pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, 17(17) :27–44, 1991.
- [5] J.H. Jeong and H.C. No. Classification of flooding data according to type of tube-end geometry. *Nuclear Engineering and Design*, 148 :109–117, 1994.
- [6] A. Zapke and D.G. Kröger. The influence of fluid properties and inlet geometry on flooding in vertical and inclined tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, 22(3) :461–472, 1996.
- [7] N.A. Vlachos, S.V. Paras, A.A. Mouza, and A.J. Karabelas. Visual observations of flooding in narrow rectangular channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 27(8) :1415–1430, 2001.
- [8] A.A. Mouza, S.V. Paras, and A.J. Karabelas. Falling film and flooding phenomena in small diameter vertical tubes : The influence of liquid properties. *Chemical Engineering Sciences*, 60 :4981–4991, 2005.
- [9] A.A. Mouza, S.V. Paras, and A.J. Karabelas. The influence of small tube diameter on falling film and flooding phenomena. *International Journal of Multiphase Flow*, 28(9) :1311–1331, 2002.
- [10] F. Moisy, M. Rabaud, and K. Salsac. A Synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface. *Experiments in Fluids*, 46(6) :1021–1036, 2009.
- [11] N. Kofman, S. Mergui, and C. Ruyer-Quil. Three-dimensional instabilities of quasi-solitary waves in a falling liquid film. *Journal of Fluid Mechanics*, 757 :854–887, 2014.
- [12] V.C. Patel and M.R. Head. Some observations on skin friction and velocity profiles in fully developed pipe and channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 38(1) :181–201, 1969.