



HAL
open science

Écoulement de mousse en milieu confiné inhomogène

Lauren Rose

► **To cite this version:**

Lauren Rose. Écoulement de mousse en milieu confiné inhomogène. Matière Condensée [cond-mat]. Université de Lyon, 2022. Français. NNT : 2022LYSEN025 . tel-03795368

HAL Id: tel-03795368

<https://theses.hal.science/tel-03795368v1>

Submitted on 4 Oct 2022

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.



Numéro National de Thèse : 2022LYSEN025

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée par :

l'École Normale Supérieure de Lyon

École Doctorale N° 52

Physique et Astrophysique de Lyon (PHAST)

Discipline : Physique

Soutenue publiquement le 1^{er} Juillet 2022, par :

Lauren ROSE

Écoulement de mousse en milieu confiné inhomogène

Devant le jury composé de :

ELIAS, Florence	PR, Université Paris Diderot	Rapporteure
PITTOIS, Olivier	Directeur de Recherche, Université Gustave Eiffel	Rapporteur
BARENTIN, Catherine	PR, Université Claude Bernard Lyon 1	Examinatrice
BODIGUEL, Hugues	PR, Université Grenoble Alpes	Examineur
RAUFASTE, Christophe	Maître de Conférences, Université Côte d'Azur	Examineur
SANTUCCI, Stéphane	Chargé de Recherche, ENS de Lyon	Directeur de thèse
DOLLET, Benjamin	Chargé de Recherche, Université Grenoble Alpes	Co-directeur de thèse

Remerciements

Ces trois années de thèse furent, comme pour beaucoup d'entre nous durant cette période, particulièrement difficiles. Je ne serais probablement pas arrivée au bout sans le soutien et les encouragements constants de mes directeurs de thèse, Stéphane Santucci et Benjamin Dollet. Merci infiniment à vous deux de m'avoir épaulée et motivée tout du long, presque chaque semaine et en particulier sur ces derniers mois de rédaction, et pour vos nombreux conseils et relectures. J'ai été ravie de faire ce chemin avec vous. Mais ces trois années de thèse furent également extrêmement riches en apprentissages, tant scientifiques que personnels. Merci tout particulièrement à Benjamin pour l'aide inestimable apportée sur les chapitres 5 et 6, pour les explications et modèles théoriques, à Christophe Raufaste pour les idées qui les ont fait germer et à votre implication dans ces chapitres nouveaux. Merci également à Catherine Barentin, Hugues Bodiguel, Florence Elias et Olivier Pitois d'avoir accepté d'être membres de mon jury, et aux deux derniers d'avoir accepté d'être mes rapporteur·e-s, ainsi que pour vos retours encourageants ! D'ailleurs, merci à Florence et Caroline Derec de m'avoir donné les premières le goût des bulles et à Catherine pour les cours fascinants de matière molle, vous m'avez ouvert la voie que j'aime dans la physique.

Je voudrais remercier également toutes les personnes avec qui j'ai été amenée à travailler et à collaborer, en particulier Jordi Ortín et Ramon Planet, de l'équipe de Barcelone, qui m'ont toujours accueillie chaleureusement et avec qui j'ai pu passer des moments très agréables, productifs et enthousiasmants lors de ma première année de thèse. Merci également à toutes les participant·e-s et organisateur·rice-s du colloque « Faire des bulles, tout un art, toute une science » qui m'a marquée durablement. La diversité des profils et des parcours que j'ai pu rencontrer ainsi que la bonne humeur générale sont restées inégalées.

Merci aux doctorant·e-s du labo de physique que j'ai pu côtoyer avec plaisir au cours de ces trois années de thèse. Lucas et Laura, ça a été un plaisir de vous connaître et de manifester avec vous lors de cette première année ; Hélène, de partager notre salle de manip et notre directeur de thèse pendant deux ans et Louison également pour quelques mois — on a quand même bien ri ! ; Aubin et Yohann pour votre présence et votre soutien cette année. Charles, Hubert, Baptiste, Ariane, Thomas, Geoffroy et toutes celles que j'oublie, merci pour les (trop peu) nombreuses pauses café en votre présence. Enfin, une mention toute particulière à Léo, mon binôme de toujours, perdu la moitié du temps au milieu des Vosges, j'ai toujours pu compter sur toi et sur ta bonne humeur, nos fous rires résonnent sûrement encore dans les couloirs de l'ENS. J'espère qu'on aura encore l'occasion de remettre ça !

J'ai aussi eu le plaisir de présider le laboratoire junior de Géophysique durant ces années, qui malgré les aléas dus au covid et grâce au super travail d'Hélène et d'une belle équipe de volontaires (Jérôme, Quentin, Emmeline, Aubin, Yohann. . .) a pu se maintenir lors des Fêtes de la Science et m'introduire au monde plus que sympathique de la vulgarisation.

Mon expérience de thèse et à l'ENS n'aurait par ailleurs pas été la même sans mon implication dans ses clubs et associations. Présider la BDthék bien après ma date de péremption fut une joie inattendue. Être BDthékaire restera certainement un des meilleurs souvenirs de mes années ENS et je ne vous citerai pas un·e par un·e, parce que je vais forcément oublier quelqu'un, mais si vous êtes BDthékares, vous savez. Merci à vous d'avoir été là et d'avoir fait de la BDthék ce qu'elle est aujourd'hui ! Petite mention spéciale aux bibliothécaires Céline Andrieu et Ouarda Hakim pour leur aide sur la gestion des étagères

et leur bonne humeur. À ENplaStik, les choses furent un peu moins de tout repos, mais je n'ai jamais autant appris sur l'associatif et en art qu'avec vous toustes. Isaac, Axel, Baptiste, Flora, Léo, Rama, Yann-Situ, Maud, Morgane, merci de vous être joint·e·s à moi pour faire tourner cette belle asso et pour les moments passés ensemble ! Charlotte, Robin et Gabriella, merci pour tout ce que vous nous avez appris, j'ai vraiment adoré chaque instant. Le karaté fut également une des belles découvertes de ces années de thèse et a su me donner un équilibre et une maîtrise de moi que je ne soupçonnais pas. Même s'il me reste encore un long chemin à parcourir, merci tout particulièrement à Helen pour cette porte ouverte et pour ton attention, et aussi à toustes ceux que j'ai pu croiser au fil des séances.

Je tiens également à faire un encart un peu particulier et remercier toutes les personnes, réelles ou fictives, qui m'ont accompagnée ces dernières années, parfois au quotidien, sans le savoir. La joie qu'ils m'ont apportée fut bien réelle et j'aimerais leur rendre au moins ça. Alice, merci infiniment pour tes personnages, le confort et l'espoir que tes histoires m'ont donnés. Neil, merci pour ton implication et ton humour. Olivia, David et Georgia, merci pour votre passion, votre joie de vivre, votre humour aussi et toutes les découvertes que vous avez générées. Alec, Ellie, votre dynamique m'entraînera j'espère encore longtemps. Et à tous les autres qui n'ont fait que passer mais que j'ai aimés intensément, merci. Vous m'avez permis de rencontrer des personnes géniales, et plutôt deux fois qu'une. Fred, Hazel, nos échanges m'ont toujours mis du baume au cœur ; et aussi, merci pour ces premiers pas dans l'archive !

Enfin, hors catégories car vous transcendez toutes les autres par votre présence de chaque instant, un immense merci à Lasiurys, Lison et surtout à Solène. Ces trois années passées ensemble ont été exceptionnelles, que ce soit dans le rire ou les larmes, on s'est portées mutuellement et on a grandi ensemble. Je suis fier de nous. J'ai aussi une pensée pour ceux que j'ai trop peu vu·e·s ces dernières années à mon goût, Florian, KT, Julia, Alid, Colin, Laureline, Juliette, Epinard, Danaé, Joël, Marina, Gabrielle et la team de Fénélon ; ainsi que pour celles que j'ai rencontrées seulement ces derniers mois, Aëto, Iris, Garance et Elena. Merci également à ceux qui m'ont aidée à diverses étapes de mon chemin pour en arriver jusque-là, Thomas, Julien, Xavier et Céline, entre autres.

Merci aussi à mes parents qui m'ont toujours soutenue et encouragée quoique je fasse, votre fierté me porte toujours plus haut.

Et pour finir, celui qui m'accompagne depuis le début de mon voyage académique, sans qui je n'aurais pas pu accomplir la moitié de ce que j'ai fait, ni arriver où j'en suis, sans ses encouragements, ses conseils, son amour et sa foi constante en moi. Nicolas, les mots ne peuvent pas exprimer ma gratitude pour la place que tu as toujours à mes côtés.

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Généralités sur les mousses	7
1.1.1	Qu'est-ce qu'une mousse, à quoi ça sert ?	7
1.1.2	La structure d'une mousse	8
1.1.3	Les propriétés mécaniques fondamentales des mousses : un fluide viscoélastoplastique	9
1.1.4	Friction mousse/paroi	12
1.2	Écoulement confiné autour d'un obstacle	12
1.2.1	Cas du fluide simple : écoulement potentiel	13
1.2.2	Écoulement d'une mousse autour d'un obstacle plein	13
1.2.3	Écoulement d'une mousse autour d'un obstacle perméable	15
1.3	Objectifs et plan de cette thèse	17
2	Matériels et méthodes	19
2.1	Dispositif expérimental	19
2.1.1	Soufflerie à mousse	19
2.1.2	Paramètres de contrôle expérimentaux	23
2.2	Analyse d'image	26
2.2.1	Binarisation et squelettisation	26
2.2.2	Obtention des champs de vitesse	27
2.2.3	Mesure de la déformation	27
2.2.4	Mesure et obtention des réarrangements plastiques	31
2.2.5	Mesure de fraction liquide	33
2.3	Artefacts du dispositif	34
2.3.1	Un problème en sortie	34
2.3.2	Déformations résiduelles d'entrée et de sortie	35
2.3.3	Interdépendance de certains paramètres	36
3	Rhéologie d'une mousse liquide : cas d'un obstacle partiel local	37
3.1	Champs de vitesse	37
3.1.1	Observations générales	37
3.1.2	Influence des paramètres de contrôle expérimentaux sur les profils de vitesse	39
3.2	Champs de déformation et d'orientation	45
3.2.1	Observations générales	45
3.2.2	Dépendance en fonction des paramètres	48
3.3	Lien vitesse-déformation des bulles	55
3.3.1	Autour de l'obstacle : zones privilégiées	55
3.3.2	Zones de charge et de relaxation	57
3.3.3	Évolution du coefficient linéaire α_{\pm}	60
3.3.4	Dépendance des déformations limites en fonction de la fraction liquide	61
3.4	Champs de plasticité	62
3.4.1	Observations générales	62

3.4.2	Dépendances et comparaisons	64
3.5	Conclusion de l'étude sur les écoulements autour d'un obstacle partiel	70
4	Cas d'une expansion locale	72
4.1	Deux configurations d'une expansion locale : cas complémentaire ou opposé à une constriction	72
4.2	À écartement équivalent : le cas opposé	74
4.2.1	Étude des champs moyens de vitesse et de déformation	74
4.2.2	Étude des profils longitudinaux de la vitesse : un profil « symétrique »	77
4.3	À espacement des plaques équivalent : le cas complémentaire	78
4.3.1	Les profils de vitesse : deux sillages différents	79
4.3.2	Déformation et orientation des bulles en fonction du type de sillage	81
4.4	Discussion	84
4.4.1	Impact de la friction	84
4.4.2	Distorsion des bulles sous l'effet de la friction	84
5	Anisotropie et distorsion des bulles en écoulement confiné rapide	87
5.1	Expériences	87
5.1.1	Paramètres des expériences	87
5.1.2	Analyse d'image	88
5.2	Observations	89
5.2.1	Anisotropie des bulles	89
5.2.2	Courbures des films	92
5.3	Tentative d'explication théorique	93
5.3.1	Courbure des films	93
5.3.2	Énergie de la mousse	95
5.3.3	Critiques	98
6	Perméabilité du défaut	99
6.1	Observations et résultats expérimentaux	99
6.2	Proposition d'un modèle théorique simple	102
6.2.1	Lois de conservations	102
6.2.2	Lois de comportement	103
6.2.3	Cas limites	104
6.3	Discussions	106
7	Conclusion et ouverture sur l'écoulement des mousses liquides en milieu confiné	108
7.1	Résumé	108
7.2	Perspectives	110
A	Écoulement d'un fluide simple en milieu confiné inhomogène	117

Chapitre 1

Introduction

1.1 Généralités sur les mousses

1.1.1 Qu'est-ce qu'une mousse, à quoi ça sert ?

Les mousses liquides sont omniprésentes autour de nous. Nous les retrouvons ainsi régulièrement dans des produits que nous utilisons quotidiennement, que ce soit dans l'agro-alimentaire (mousse au chocolat, mousse de bière), les cosmétiques (mousse à raser) ou les détergents (mousse de vaisselle), mais également dans la nature, comme l'écume de mer ou la couche protectrice dont s'entourent les larves de cicadelles. Cette omniprésence est entre autres due à la facilité de création d'une mousse liquide [1] : il s'agit simplement d'une dispersion de gaz dans un liquide, formant un assemblage de bulles.

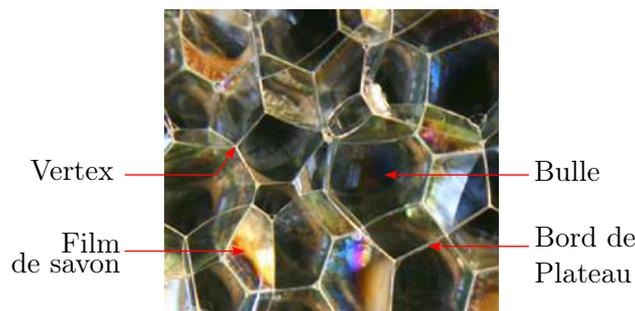


FIGURE 1.1 – Photographie d'une mousse avec définition de ses constituants élémentaires.

Le gaz constitue la plus grande partie du volume, tandis que le liquide forme une phase continue qui délimite les bulles de gaz par des films (entre deux bulles) et des jonctions appelées bords de Plateau (entre trois bulles), liées à leur sommet par des vertex (entre quatre bulles), tels que présentés sur la figure 1.1. Cette structure apporte aux mousses liquides des propriétés très intéressantes. Elles sont légères, opaques, isolantes (thermiquement [2] et acoustiquement [3, 4]), facilement malléables et ont une grande surface active dû à la multiplicité de leurs interfaces. Leurs applications sont multiples. On peut d'ailleurs regrouper ces fonctions en sept besoins distincts pour lesquels la mousse se révèle particulièrement efficace [5, 6] :

1. économiser du produit,
2. occuper rapidement de grands espaces,
3. isoler ou confiner,
4. piéger des substances,
5. amortir ou exercer des pressions,
6. donner un comportement élastique à un fluide,
7. donner un comportement de mousse à un solide.

On peut ainsi trouver des applications dans la sécurité, comme la lutte contre les incendies (points 2, 3) ou la prévention des accidents d’avions (points 2, 3, 5). La plupart des mousses solides, comme par exemple les mousses isolantes ou au chocolat, sont également obtenues à partir des mousses liquides, que ce soit par polymérisation ou solidification (point 7). Parmi les applications industrielles des mousses liquides, on compte notamment la décontamination nucléaire (points 1, 2, 3, 4, 6), la séparation de minerais ou l’extraction du pétrole (points 1, 4, 5, 6) [7, 8]. En particulier pour cette dernière application, l’injection de mousses dans un réservoir pourrait améliorer l’efficacité du processus de récupération, en supprimant les instabilités de digitations visqueuses et en étant moins sensible à la gravité et aux variations de perméabilité (inhomogénéités) du milieu [9, 10]. Les nombreuses études pour ce type d’applications se concentrent sur l’injection et l’écoulement de mousses en milieux *poreux*, à savoir des milieux hétérogènes avec des pores, des conduits ou des fractures sur une large gamme d’échelle comme dans les sols ou les roches [11, 12, 13]. Les milieux bidimensionnels inhomogènes sont des milieux poreux particuliers, modélisant généralement une fracture ouverte.

Les mousses liquides sont aussi un très bon *modèle* pour les systèmes composés de cellules, qui ne sont pas des mousses mais y ressemblent : ces systèmes pavent l’espace (par exemple par des cellules de Kelvin [14]) ou le plan (en réseau hexagonal) de la même manière, en minimisant les surfaces. On pense aux nids d’abeilles, aux cellules biologiques (par exemple l’épiderme ou les facettes des yeux d’une mouche [15, 16]), aux émulsions (dispersions non miscibles d’un liquide dans un autre), ou encore à certaines structures cristallines (comme le carbone sous forme de graphite ou de graphène). La modélisation de ces milieux complexes par les mousses permet d’obtenir de nombreux résultats par analogie.

1.1.2 La structure d’une mousse

Nous nous intéresserons dans cette thèse plus particulièrement aux mousses de savon, modèle de mousse liquide classique par excellence, de par leur facilité de création, leur stabilité et leur adaptabilité. La plupart de ces mousses ont des bulles de l’ordre du centimètre ou du millimètre (échelle que nous considérerons ici car visible à l’œil nu) et une fraction liquide de l’ordre de 1%. Les bords de Plateau contenant la plus grande partie du liquide font alors 1/10^e de millimètres environ, tandis que les surfactants à l’interface liquide/gaz forment une couche de quelques nanomètres d’épaisseur. C’est en partie grâce à cette diversité d’échelles que les mousses tirent leurs propriétés originales, comme beaucoup d’autres matériaux dits « mous » comme les émulsions, les solutions de polymères, gels, assemblées granulaires...

Dans toute la suite (ou presque) nous allons étudier des mousses liquides *sèches*, c’est-à-dire que la quantité d’eau par unité de volume est très inférieure à celle du gaz. On quantifie cette notion par la fraction liquide volumique, $\varphi = V_{\text{liquide}}/V_{\text{mousse}}$. En général, on parle de mousse sèche pour une fraction liquide $\varphi \lesssim 5\%$.

La structure et l’équilibre mécanique des mousses sèches 3D sont régies par les lois de Plateau qui s’énoncent telles que [14] :

1. Équilibre des faces ; les films de savons sont lisses et de courbure moyenne constante, fixée par la loi de Laplace telle que : $P_i - P_j = 2\gamma H_{ij}$, (*)
2. Équilibre des arêtes (autre appellation des bords de Plateau) : les films se rencontrent toujours par trois aux arêtes et forment des angles de 120°.
3. Équilibre des vertex : les arêtes se rencontrent par quatre aux vertex de la mousse, en formant des angles de $\theta_a = \arccos(-1/3) \approx 109,5^\circ \approx 1,91$ rad.

Ces lois sont résumées sur le schéma de la figure 1.2. La première loi découle directement de la loi de Laplace, où 2γ est la tension de ligne d’un film avec γ la tension de surface (le facteur 2 dénote la présence de deux interfaces air/liquide de part et d’autre du film), séparant ici deux bulles i et j , de pression respective P_i et P_j . Le film, de surface S_{ij} , a

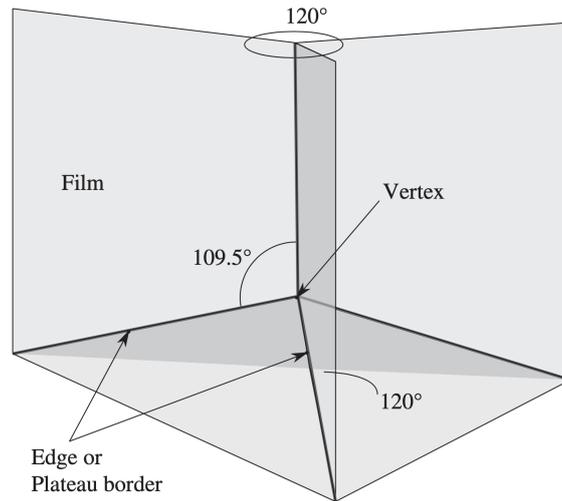


FIGURE 1.2 – Intersection entre 4 bulles : il se forme 6 films, 4 arêtes, et 1 vertex orientés les uns par rapport aux autres avec des angles caractéristiques présents partout dans la mousse. [5]

une courbure moyenne H_{ij} telle que $H_{ij} = \left(\frac{1}{R_{1,ij}} - \frac{1}{R_{2,ij}} \right)$, avec $R_{1,ij}$ et $R_{2,ij}$, les rayons de courbures principaux, comptés positivement si le centre de courbure est du côté i .

Lorsqu'une mousse est confinée en une monocouche de bulles, les lois de Plateau se retranscrivent en 2D [5] :

1. les arêtes sont des arcs de cercle,
2. les vertex sont trivalents,
3. les angles aux vertex valent 120° ,
4. les arêtes se raccordent à 90° aux parois solides,

et l'équation (*) se traduit en 2D par : $P_i - P_j = \frac{2\gamma}{bR_{ij}}$, avec b l'épaisseur de la mousse et R_{ij} l'unique rayon de courbure. $P_i - P_j$ étant constant, le rayon de courbure de l'arête aussi, formant un arc de cercle.

Ces lois imposent alors aux bulles de former un réseau de polyèdres (en 3D) et de polygones hexagonaux en 2D.

1.1.3 Les propriétés mécaniques fondamentales des mousses : un fluide viscoélastoplastique

Une mousse liquide est un fluide viscoélastoplastique [17, 18, 19, 20]. Les mousses présentent en effet trois types de comportements mécaniques :

- *visqueux* : la mousse s'écoule comme un liquide ; le frottement entre bulles, au sein de la phase liquide, est la principale source de dissipation d'énergie,
- *élastique* : la mousse peut subir une déformation réversible ; l'énergie mécanique est emmagasinée dans la mousse puis restituée lorsqu'elle reprend sa forme initiale,
- *plastique* : au-delà d'un certain seuil, la déformation devient irréversible, l'énergie mécanique emmagasinée est alors dissipée lors de processus plastiques décrits ci-dessous et la mousse garde sa nouvelle forme lorsque la contrainte cesse d'être appliquée dessus.

La mesure de ces propriétés se fait généralement par des expériences de rhéométrie de cisaillement. Dans de telles expériences, le plus souvent, une contrainte de cisaillement σ est appliquée à la mousse par un appareil appelé rhéomètre. La mousse répond en se

déformant de la quantité ε si cette dernière est faible, une loi linéaire de type loi de Hooke est généralement observée :

$$\sigma = G\varepsilon, \quad (1.1)$$

où G est le module de cisaillement. Si un cisaillement oscillant en temps est appliqué, la réponse de la mousse n'est généralement pas en phase avec l'excitation. On définit alors un module G complexe, de partie réelle et imaginaire G' et G'' , caractérisant le comportement élastique (stockage d'énergie) et visqueux (dissipation d'énergie) de la mousse, respectivement (voir figure 1.3) [21].

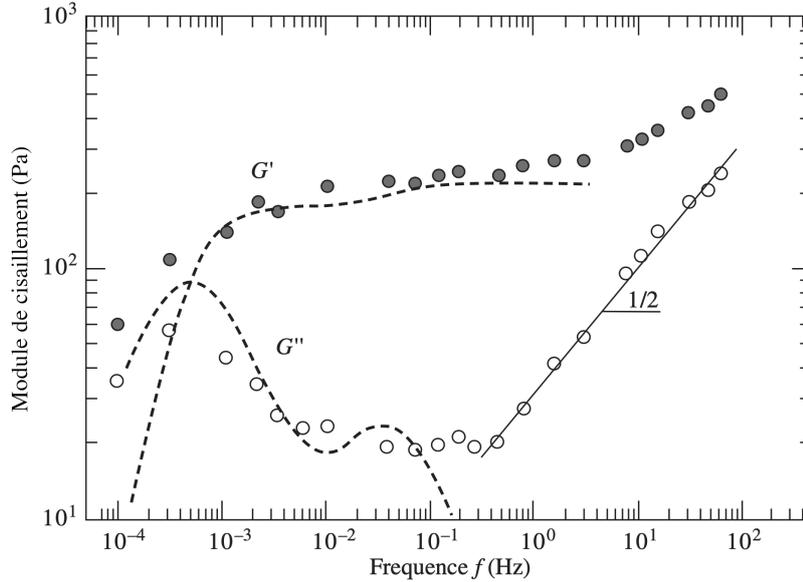


FIGURE 1.3 – Module de cisaillement complexe G d'une mousse à raser en fonction de la fréquence d'excitation de la contrainte imposée. [21]

Le comportement visqueux de la mousse s'oppose à la déformation de la mousse et au glissement relatif des bulles. La viscosité du liquide situé dans les bords de Plateau et les films est à l'origine de ce comportement dissipatif, mais la dissipation résultante de la mousse est également influencée, de manière complexe, par le transport des tensio-actifs entre les interfaces et le liquide ainsi que par leur viscoélasticité interfaciale [22]. La dissipation des mousses est souvent étudiée en variant les tensio-actifs servant à créer les mousses [23].

On suppose dans cette thèse que nous travaillons avec des surfactants dits « mobiles » c'est-à-dire que les interfaces glissent les unes sur les autres de manière fluide, contrairement aux surfactants immobiles qui imposent des interfaces rigides et une condition de non-glissement à l'interface.

Pour des mousses en écoulement quasi-statique, donc plutôt lent, la dissipation visqueuse peut en général être négligée devant l'énergie élastique, car on mesure $G' \gg G''$ dans les gammes de contraintes considérées, comme on peut le voir sur la figure 1.3 (sauf si la fréquence est tellement basse que des phénomènes de mûrissement rentrent en compte [24]).

Le comportement élastique d'une mousse, caractérisé par G' , concerne sa capacité à se déformer de manière réversible sous une faible contrainte σ . Les grandeurs physiques importantes sont alors les forces capillaires, pilotées par la tension de surface γ et la longueur caractéristique de la mousse; ici c'est la taille d'une bulle d qui va jouer. Le module élastique étant une densité d'énergie, on attend, par analyse dimensionnelle :

$$G' \sim \gamma/d.$$

Cette loi d'échelle correspond plutôt bien à ce qui est trouvé expérimentalement. Pour une mousse 2D, on mesure plutôt l'aire de la bulle, on prend alors comme longueur caractéristique : $d \simeq \sqrt{A}$. Pour des mousses de l'ordre du millimètre et $\gamma \simeq 30$ mN/m, on trouve en ordre de grandeur des valeurs de modules élastiques aux alentours de 30 Pa, ce qui est bien caractéristique de la « matière molle ». Pour comparaison, les matériaux durs du génie civil et de la mécanique des solides ont généralement un module de cisaillement de l'ordre de 1 à 100 GPa.

Cependant, si l'on augmente la contrainte, la mousse ne peut pas se déformer infiniment de manière réversible. Au-delà d'une certaine contrainte (dite contrainte seuil) la mousse atteint un seuil de déformation (aussi appelé seuil d'écoulement ou de plasticité), noté U_s . On dit alors qu'elle s'écoule ou plastifie, et les bulles glissent les unes par rapport aux autres. Cet écoulement est la superposition d'une série de réarrangements topologiques élémentaires irréversibles, aussi appelés événements plastiques ou T1. Ils correspondent à un changement de voisinage impliquant quatre bulles, tel que présenté sur la figure 1.4. Un T1 intervient lorsqu'un bord de Plateau diminue jusqu'à devenir un point, et l'on est face à un vertex à 4 côtés, comme sur l'image (b) de la figure 1.4. Cette configuration est instable et les bulles se réarrangent vers une nouvelle configuration stable, de plus faible énergie. L'énergie élastique stockée est ainsi dissipée par le processus, ce qui limite la possibilité d'emmagasiner de l'énergie élastique dans la mousse.

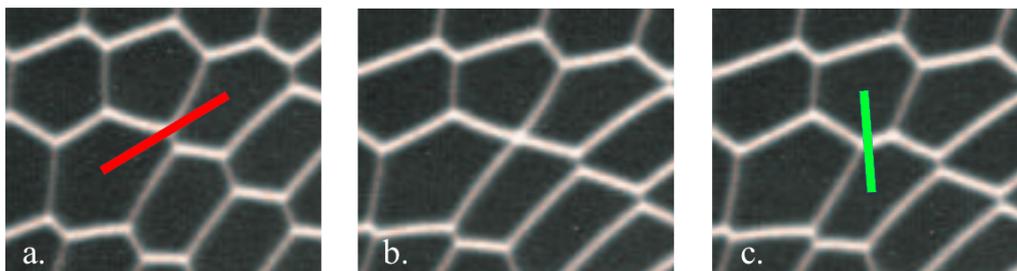


FIGURE 1.4 – Exemple d'un réarrangement topologique de type T1, avec (a) avant, (b) pendant et (c) après le T1. Le lien rouge entre les centres de bulles de (a) disparaît au profit du lien bleu en (c). [25]

En théorie, pour une mousse *idéale* 2D, soit parfaitement sèche et organisée en réseau parfaitement hexagonal, on trouve par un calcul géométrique que $\varepsilon_{s,\text{théo}} = 2/\sqrt{3}$ [26].

En pratique ε_s diminue fortement en raison de la fraction liquide (voir figure 1.5) et du désordre naturel de la mousse. Pour une mousse très sèche, il vaut environ 0,2 [27], comme on peut le voir quand $\phi = 1 - \varphi$, la fraction de gaz, tend vers 1 sur la figure 1.5.

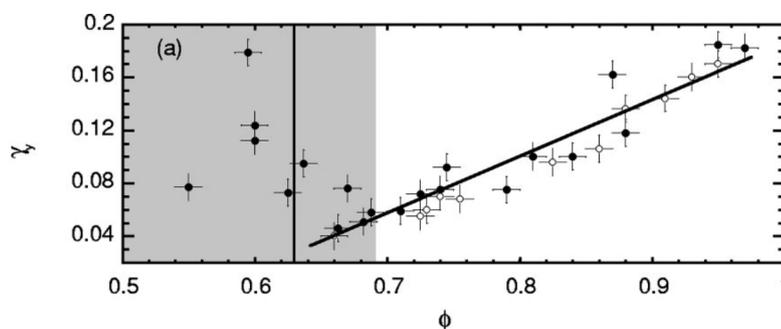


FIGURE 1.5 – Le seuil de déformation, exceptionnellement noté γ_y ici, en fonction de la fraction de gaz de la mousse $\phi = 1 - \varphi$. La ligne est un guide pour les yeux. [27]

On constate également une diminution du seuil de déformation avec la fraction liquide φ sur la figure 1.5, ce qui est attendu. En effet, une mousse humide plastifie beaucoup plus

facilement qu’une mousse sèche, les bulles glissant aisément les unes sur les autres.

De manière générale, les propriétés élasto-plastiques sont pilotées par la fraction liquide, en particulier l’élasticité : plus la mousse est sèche plus elle est élastique, et donc capable d’emmagasiner de l’énergie en se déformant.

1.1.4 Friction mousse/paroi

Dans le cas d’une mousse confinée ou en contact avec un solide de manière générale, la friction contre les parois est à prendre en considération en plus des contraintes viscoélastiques internes à la mousse. En effet, la paroi impose une force extérieure à la mousse qui glisse dessus. Bretherton [28] a montré lors de l’étude de bulles s’écoulant dans un tube lisse que, pour des interfaces air/liquide dites mobiles la force par unité de longueur s’opposant au mouvement des bulles est d’ordre $\gamma Ca^{2/3}$, d’où on peut déduire que la contrainte pariétale s’opposant au mouvement d’une mousse est de la forme :

$$\sigma \sim \frac{\gamma Ca^{2/3}}{\sqrt{A}},$$

où le nombre capillaire sans dimension $Ca = \eta V / \gamma$ compare les effets de tension de surface et de viscosité, avec η la viscosité de la mousse et V la vitesse de glissement sur la paroi. Depuis, des ajustements à cette loi ont été apportés en fonction des expériences menées, pour caractériser le glissement [29] ou l’accrochage (notamment en fonction de la rugosité) [23, 30, 31], dans le cas d’un canal convergent [32] ainsi que le cas spécifique du confinement [33, 34]. Cette contrainte a évidemment une influence forte sur la forme du profil de vitesse, dans un cas confiné ou de cisaillement et elle est également pilotée par la vitesse de la mousse en retour.

En revanche, pour des vitesses de mousses élevées, des distorsions de bulles commencent à être observées expérimentalement [35, 36] ou numériquement [37, 38], ainsi que la propagation de fractures [39, 40]. Nous aurons l’occasion de revenir sur ce régime plus tard dans la thèse.

1.2 Écoulement confiné autour d’un obstacle

Une mousse 3D étant un milieu diffusant trouble, il est difficile de l’étudier à l’échelle des bulles individuelles sans avoir recours à une technologie à rayons X [41], à quelques exceptions près [42]. C’est une des raisons pour laquelle beaucoup d’études portant sur les écoulements de mousses se concentrent sur des mousses bidimensionnelles, dites 2D ou quasi 2D [43], composées d’une monocouche de bulles. Cela se fait généralement en répartissant les bulles sur une surface ou entre deux surfaces, le plus souvent planes et horizontales pour ne pas subir l’effet de la gravité. Trois géométries sont généralement utilisées et présentées sur la figure 1.6 : la cellule de Hele-Shaw (a), le radeau de bulles confiné (b) et non-confiné (ou libre) (c). Elles permettent d’avoir des mousses plus stables et une visualisation beaucoup plus simple.



FIGURE 1.6 – Les trois configurations possibles pour les mousses 2D : (a) entre deux plaques solides transparentes (cellule de Hele-Shaw), (b) entre une surface liquide et une plaque solide (radeau de bulles confiné), (c) sur une surface liquide (radeau de bulles). [5]

Ces écoulements bidimensionnels en présence d’un ou de multiples défauts (milieu poreux) sont étudiés à la fois d’un point de vue fondamental pour examiner le comportement rhéologique global des mousses liquides, dans des écoulements à géométrie complexe, et

pour leurs applications directes ou indirectes comme modèle, comme nous l'avons dit dans la section précédente. Par ailleurs, ce qui est valable en 2D pour la mousse l'est souvent par extrapolation en 3D (au moins qualitativement), et tant que la vitesse de la mousse confinée n'est pas trop élevée, c'est-à-dire quand la dissipation due à la friction sur les plaques n'est plus négligeable, car elle n'a pas d'équivalent en 3D.

Nous nous concentrerons ici sur l'étude de l'écoulement quasi-statique d'une mousse entre deux plaques de verres et autour d'un obstacle unique et local, souvent référé comme écoulement de Stokes.

Avant de nous attaquer au cas de la mousse nous allons d'abord rappeler, à des fins de comparaison, l'écoulement potentiel d'un fluide simple visqueux autour d'un obstacle plein dans une cellule de Hele-Shaw.

1.2.1 Cas du fluide simple : écoulement potentiel

Une cellule de Hele-Shaw, constituée de deux plaques écartées selon z d'une distance b très petite devant la taille de l'obstacle, offre un écoulement quasi 2D qui permet de considérer l'écoulement d'un fluide incompressible quelconque (visqueux ou complexe) comme potentiel [44]. Pour un fluide newtonien, le champ de vitesse dans le plan xOy horizontal de la cellule, avec $-b/2 \leq z \leq b/2$, s'écrit tel que :

$$\vec{v}_{\parallel}(x, y, z) = -\frac{b^2}{8\eta} \left(1 - 4\frac{z^2}{b^2}\right) \overrightarrow{\text{grad}}_{\parallel} p \quad \text{et} \quad v_z \simeq 0 \quad (1.2)$$

avec η la viscosité dynamique du fluide, $p = p(x, y)$ la pression et l'indice \parallel désignant la composante des vecteurs dans le plan xOy . C'est donc un profil de Poiseuille modulé par une fonction de (x, y) (par p). La direction de la vitesse \vec{v} est donc en tout point parallèle à celle de $\overrightarrow{\text{grad}} p$ et ne varie pas sur l'épaisseur de la lame de fluide, même si le *module* de \vec{v} dépend de z . En intégrant l'équation (1.2) selon z , on trouve une vitesse moyenne selon l'épaisseur égale à :

$$\vec{v}(x, y) = \frac{1}{b} \int_{-b/2}^{b/2} \vec{v}_{\parallel}(x, y, z) dz = -\frac{\kappa}{\eta} \overrightarrow{\text{grad}}_{\parallel} p \quad (1.3)$$

où κ est une quantité homogène à une surface, appelée perméabilité. Ici, $\kappa = b^2/12$. L'équation (1.3) est l'équivalent de la loi de Darcy pour les milieux poreux, à savoir que la vitesse \vec{v} locale est proportionnelle au produit d'un terme de perméabilité par l'opposé du gradient de pression.

L'écoulement d'un fluide simple en cellule de Hele-Shaw est donc souvent utilisé pour modéliser et expérimenter sur un écoulement potentiel bidimensionnel de fluide parfait autour d'obstacles.

Ce type d'écoulement donne un profil symétrique de la vitesse autour de l'obstacle, comme visible sur la figure 1.7. Dans le référentiel du fluide, le sillage de l'obstacle est alors dit *positif*, car le fluide *suit* l'obstacle, il va dans le même sens.

1.2.2 Écoulement d'une mousse autour d'un obstacle plein

L'étude de l'écoulement d'une mousse 2D confinée autour d'un obstacle plein a fait l'objet de nombreuses recherches ces dernières décennies, que ce soit expérimentalement [20, 25, 45, 46, 47, 48] ou numériquement [49, 50, 51]. Ces écoulements donnent par analyse d'image les champs des grandeurs intéressantes telles que les moyennes temporelles de la vitesse, de la pression et de la densité de T1 par unité de temps et d'aire (voir figure 1.8, (b, c, d) respectivement), ainsi que la contrainte, la déformation (voir figure 1.9, C) et le taux de déformation. Les bulles apparaissent allongées dans le sens de l'écoulement en aval de l'obstacle et comprimées orthogonalement en amont de l'obstacle.

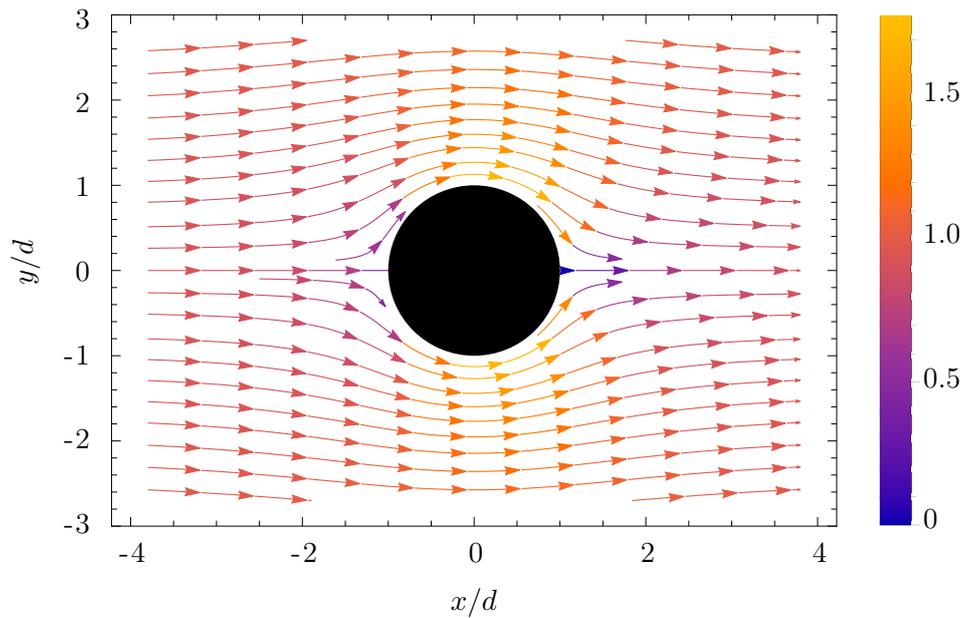


FIGURE 1.7 – Champ de vitesse d’un écoulement potentiel pour un fluide simple. L’amplitude de la vitesse est exprimée *via* l’échelle de couleurs et on constate que le champ est symétrique.

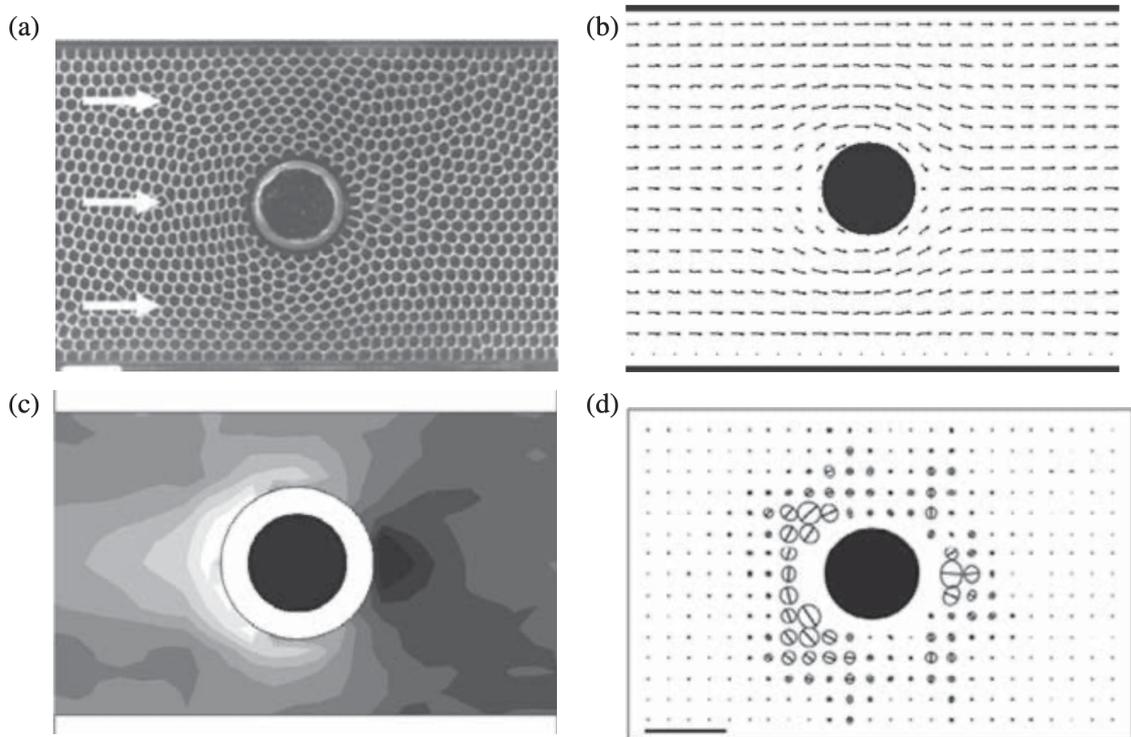


FIGURE 1.8 – Écoulement quasi-statique d’une mousse 2D monodisperse en configuration radeau de bulle confiné, autour d’un obstacle cylindrique. (a) Photographie de l’écoulement ; cartographie des champs de (b) vitesse, (c) pression (en surpression pour les valeurs claires et dépression pour les plus sombres), (d) densité de T1 (représentée par une ellipse dont l’axe est le lien perdu entre deux bulles avant le T1 et dont la longueur est proportionnelle à la fréquence des T1 orientés dans cette direction). [46]

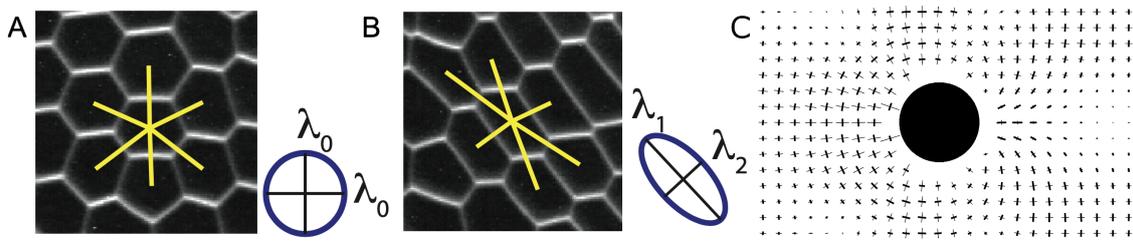


FIGURE 1.9 – A et B : Représentation des liens entre centres de bulles voisines pris en compte pour l'évaluation du tenseur de texture \mathbf{M} , [52]. A : Mousse isotrope. B : Mousse déformée. C : Champ de déformation tiré de \mathbf{M} , où les traits épais (fins) représentent la direction d'élongation (compression) maximale, [46].

La déformation des bulles est quant à elle mesurée par le tenseur de texture \mathbf{M} , proposé par Asipauskas *et. al.* [53], qui quantifie l'élongation des bulles en mesurant les liens $\vec{\ell}$ entre les centres de bulles voisines, tel que montré sur la figure 1.9 :

$$\mathbf{M} = \langle \vec{\ell} \otimes \vec{\ell} \rangle.$$

De ce tenseur est déduit le tenseur de déformation $\mathbf{U}_{\mathbf{M}}$:

$$\mathbf{U}_{\mathbf{M}} = \frac{1}{2} (\log \mathbf{M} - \log \mathbf{M}_0),$$

qui permet d'évaluer le champ de déformation moyenne de la mousse présentée sur la figure 1.9, C, avec \mathbf{M}_0 le tenseur de texture d'une mousse parfaitement hexagonale. En pratique, on ne mesure donc pas *exactement* ε tel que défini par la loi de Hooke (1.1). Cependant, on assimile généralement le seuil de déformation ε_s au maximum de déformation U^* mesuré, correspondant au moment où la mousse plastifie — lorsqu'elle le fait. Pour une question de simplicité de notations, nous appellerons U_s le seuil de déformation mesuré en pratique.

L'étude des champs rhéologiques de la mousse autour d'un obstacle cylindrique montre une asymétrie amont-aval claire par rapport au fluide simple détaillé dans la section précédente. Cette asymétrie de l'écoulement rappelle une autre asymétrie mise en évidence par Hassager en 1979 pour une bulle remontant dans un fluide viscoélastique, par rapport à un fluide visqueux [54] (voir figure 1.10, gauche). Cette figure 1.10 présente également le profil de vitesse du fluide autour de la bulle pour les deux types de fluides. L'écoulement dans un fluide simple visqueux présente un sillage positif (tel que décrit dans la section précédente) : le fluide en aval de la bulle a une vitesse positive et suit la bulle (figure du milieu). À l'inverse, dans le cas du fluide viscoélastique, un sillage *négatif* est observé : dans une large région à l'arrière de la bulle le fluide ne suit plus la bulle, sa vitesse est négative, il s'écoule dans la direction opposée à celle de la migration de la bulle (figure de droite).

D'une manière plus générale, ces études ont entre autre permis de développer et de poser les bases des outils de mesure quantitatifs et systématiques de la déformation et de la plasticité des fluides complexes [46, 55]. Un modèle continu et complet de l'écoulement 3D d'un fluide viscoélastoplastique a été décrit par P. Saramito dans [56], prenant en compte tous les paramètres rhéologiques décrit en section 1.1.3 d'un tel fluide. La résolution de ce modèle est impossible analytiquement sans hypothèses simplificatrices supplémentaires. En revanche, il permet de décrire quantitativement l'écoulement d'une mousse autour d'un obstacle par des simulations numériques, et l'accord avec les expériences est très bon [38, 37, 51].

1.2.3 Écoulement d'une mousse autour d'un obstacle perméable

La plupart des études sur l'écoulement des mousses confinées ont été effectuées en présence d'un obstacle plein, le plus souvent cylindrique. Une première étude effectuée au

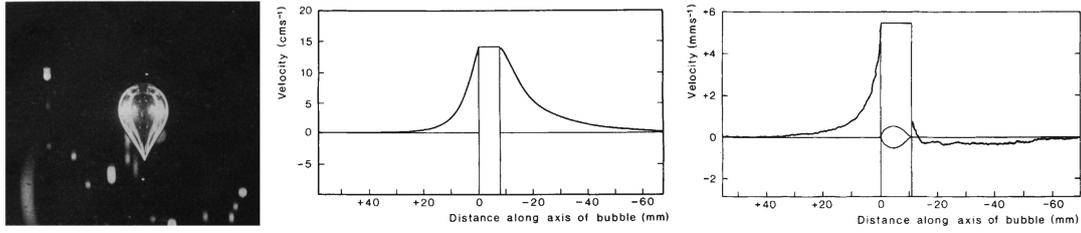


FIGURE 1.10 – Gauche : une bulle d’air de volume 460 mm^3 remontant dans une solution de polyacrylamide dans du glycérol, constituant un fluide viscoélastique, à 295 K. Milieu et droite : profil de vitesse du fluide sur l’axe vertical du trajet de la bulle, en fonction de la position par rapport à celle-ci. Milieu : le fluide est une solution de glycérol-eau à (99%-1%), fluide newtonien visqueux. Droite : le fluide est une solution de polyacrylamide dans du glycérol. On voit un sillage positif dans le cas du fluide newtonien et négatif dans le cas du fluide viscoélastique. [54]

sein du Laboratoire de Physique à l’ENS de Lyon par Shmakova et. al. [57] s’est intéressée à l’écoulement d’une mousse 2D confinée dans une cellule de Hele-Shaw en présence d’un obstacle *perméable*, d’épaisseur H plus faible que l’écartement G des plaques, de sorte que la mousse peut s’écouler entre la plaque et l’obstacle partiel.

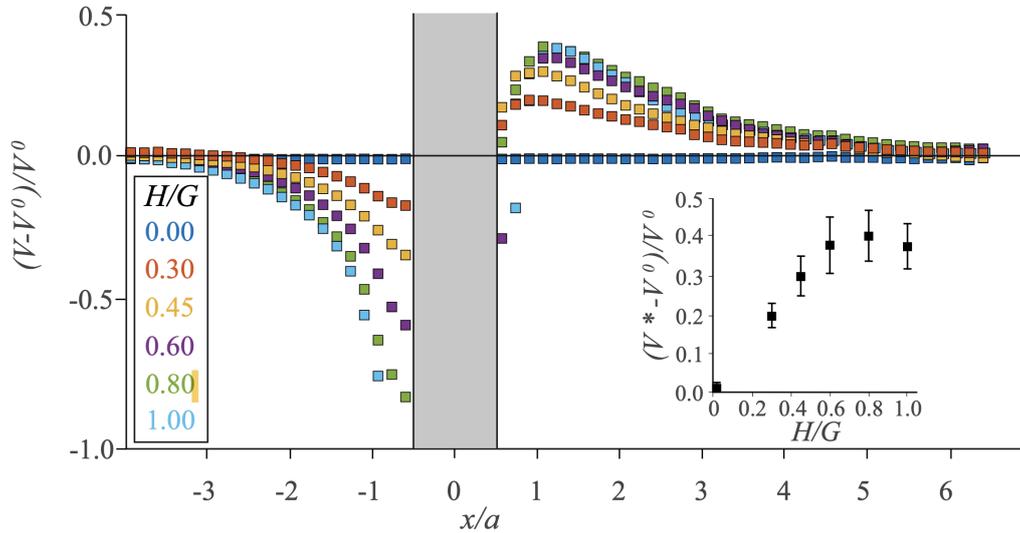


FIGURE 1.11 – Profils longitudinaux de la vitesse adimensionnée $(V - V^0)/V^0$ mesurée le long de la direction moyenne de l’écoulement (ligne horizontale $y/a = 0$) à travers le centre de la cellule, en présence d’un obstacle carré de côté $a = 20 \text{ mm}$ de différentes hauteur H . Insert : valeur maximale de ces profils de vitesse adimensionnée comme une fonction de la hauteur de l’obstacle H/G . [57]

Dans cette étude, les paramètres tels que la fraction liquide de la mousse, le diamètre et la forme de l’obstacle (carré ou circulaire) ont été étudiés, mais l’article se concentre principalement sur la variation du pourcentage de constriction H/G dû à l’obstacle. L’étude des champs et des profils longitudinaux de la vitesse montrent dans tous les cas un profil de vitesse asymétrique comme pour l’obstacle plein. L’étude étant réalisée dans le référentiel de l’obstacle fixe, le sillage négatif se traduit ici par une vitesse en aval de l’obstacle plus élevée que la vitesse moyenne de la mousse. Ainsi le profil de vitesse longitudinal, le long de l’axe de symétrie du problème, présente un maximum caractéristique en aval, que l’on nommera *overshoot* dans cette thèse. Par ailleurs, la variation de fraction liquide, effectuée sur trois valeurs différentes, montre une diminution de l’overshoot de vitesse en aval avec l’humidité de la mousse. Nous reviendrons sur cette mesure plus en détail. La variation de la hauteur de l’obstacle montre quant à elle une augmentation du maximum de vitesse au

niveau de l'overshoot avec le pourcentage de constriction H/G , jusqu'à saturation de la vitesse pour $H/G \gtrsim 70\%$ (figure 1.11).

Cette saturation peut s'expliquer par la mesure de la « déformation » des bulles : l'obstacle partiel déforme les bulles jusqu'à une certaine valeur maximale à partir de laquelle les bulles changent de voisines (processus plastique dit T1, présenté dans la section précédente 1.1.3). Cela dit, la déformation mesurée dans cet article [57] correspond à l'excentricité de l'ellipse modélisant une bulle. Si cette méthode peut donner des résultats rapides, il ne s'agit pas d'une mesure de déformation au sens mécanique et il n'est pas possible de la comparer avec d'autres résultats de la littérature.

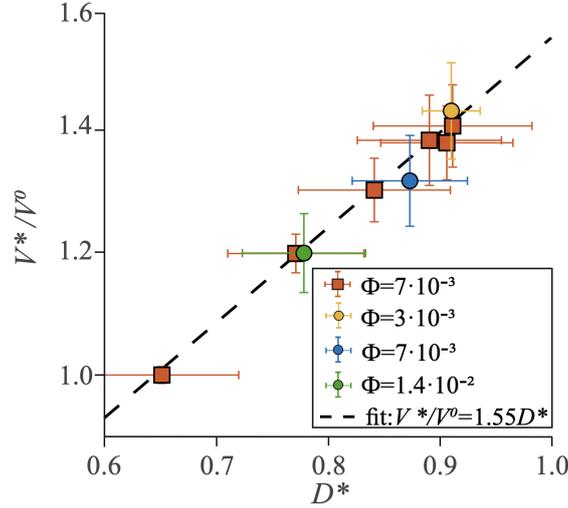


FIGURE 1.12 – Tracé du maximum de la vitesse adimensionnée $(V^* - V^0)/V^0$ au niveau de l'overshoot en fonction de la déformation maximale D^* des bulles, pour des expériences faisant varier la hauteur H/G de l'obstacle carré (\square) et circulaire (\circ) à différentes fractions liquide. V^* est proportionnel à D^* . [57]

Suite à ces réflexions sur le lien entre l'overshoot et la déformation, les maxima de vitesses adimensionnées sont tracés en fonction des maxima de déformation sur la figure 1.12. Il en ressort une corrélation linéaire entre les deux, telle que : $V^*/V^0 = 1,55D^*$, ce qui laisse penser que la saturation du maximum de vitesse survient lorsque la déformation atteint le seuil de plasticité ε_s évoqué en section 1.1.3.

1.3 Objectifs et plan de cette thèse

Notre étude s'inscrit dans la suite directe de celle de Shmakova et al. [57]. L'objectif est d'étudier en détails et de manière systématique l'écoulement d'une mousse confinée dans une cellule de Hele-Shaw présentant un défaut local et partiel de l'écartement. Ce milieu est utilisé comme modèle d'une fracture ouverte.

Il s'agit en premier lieu de poursuivre et de compléter l'étude des obstacles partiels, en faisant varier davantage de paramètres relatifs au milieu, à l'écoulement et à la mousse, tels que l'écartement disponible de la cellule, l'épaisseur du défaut, le débit d'invasion, la taille des bulles et bien sûr la fraction liquide, qui gouverne l'aspect élastique de la mousse. Nous analysons d'ailleurs dans le cas de l'obstacle plein les profils de vitesse et de déformation sur une très large gamme de fractions liquides, de la mousse sèche au liquide bulleux afin d'observer la transition entre les comportements décrits en sections 1.2.1 et 1.2.2.

La description de l'écoulement se fait par les champs de vitesse, de déformation et de plasticité. Au contraire de [57], nous définissons et mesurons une déformation plus physique que l'excentricité de l'ellipse associée à une bulle. Notre déformation est équivalente mais différente de la définition de la déformation à partir du tenseur de texture. L'idée est de simplifier la mesure de la déformation, d'accélérer l'analyse et d'être utilisable sur des

mousses humides, sans nécessité de squelettiser la mousse ou de considérer les bulles voisines. Nous détaillons le matériel utilisé ainsi que les méthodes d'analyse dans le chapitre 2.

Nous allons ensuite plus loin dans l'étude de la corrélation entre la vitesse et la déformation, en nous intéressant à la fois à leur maxima et à leurs valeurs sur tout le profil longitudinal. Une mesure de la plasticité approfondie est également amenée pour discuter des seuils de déformation et la saturation en vitesse observée pour les pourcentages de constriction les plus importants. Cette étude des écoulements en présence d'un obstacle partiel est décrite en détail dans le chapitre 3.

De même que les fractures ouvertes présentent des rétrécissements locaux de l'écartement disponibles, elles peuvent aussi présenter des agrandissements locaux. Aussi dans le chapitre 4 nous nous intéressons à l'écoulement d'une mousse à travers une expansion locale, un défaut positif de l'écartement, ce qui n'a jamais été étudié jusqu'à présent.

Nous tentons enfin de comprendre et caractériser à la fois l'impact de la friction sur la forme des bulles dans le chapitre 5, suite à des observations de bulles particulièrement distordues, et à la fois l'impact de la perméabilité du milieu sur la vitesse au niveau du défaut dans le chapitre 6. Dans les deux cas, une tentative d'explication théorique est proposée.

Chapitre 2

Matériels et méthodes

Dans ce chapitre, nous décrivons en section 2.1 le dispositif et les techniques expérimentales employées pour créer et étudier l'écoulement bidimensionnel de diverses mousses liquides. En section 2.2, les différentes techniques et outils d'analyse d'images comprenant l'extraction des grandeurs pertinentes pour caractériser à la fois l'écoulement et la mousse sont présentés.

2.1 Dispositif expérimental

2.1.1 Soufflerie à mousse

Les techniques et dispositifs que nous utilisons sont ceux déjà en partie décrits en introduction. Notre dispositif expérimental est une cellule de Hele-Shaw, très classique dans l'étude des écoulements bidimensionnels, de par sa structure (deux plaques de verres séparées d'un écartement millimétrique) et la visibilité directe qu'elle offre sur l'écoulement.

Nous allons décrire ici les trois composantes principales de notre dispositif : la création et l'écoulement de la mousse liquide, le canal d'écoulement et l'obstacle partiel qui vient le perturber.

Solution savonneuse

La solution savonneuse utilisée est une solution constituée à 99% en volume d'eau distillée et à 1% de liquide vaisselle concentré commercial (Dreft vert puis bleu), lui-même constitué principalement de surfactant anionique. La concentration choisie de 1% est suffisante pour être au-dessus de la concentration micellaire critique. Ainsi, les mousses que nous avons étudiées sont stables, nous n'observons aucun événement de coalescence de bulles sur la durée de nos expériences, de l'ordre de quelques minutes, ni de vieillissement de la mousse sur la durée d'une série d'expériences, de l'ordre de quelques heures.

Réservoir et formation de la mousse

Un réservoir contenant la solution savonneuse est placé directement en contact sous la plaque de verre du bas, dans laquelle une ouverture de la taille du réservoir a été découpée (voir figure 2.1). Des trous sont placés à mi-hauteur sur le côté du réservoir permettant l'insertion à travers l'un d'eux d'une aiguille de seringue, de diamètre connu, par laquelle de l'air est injecté dans la solution savonneuse. Les trous non utilisés sont bouchés par des bouchons en caoutchouc.

Cet air vient du réseau d'air comprimé du laboratoire. Il est filtré et purifié, avant d'être injecté à débit constant (grâce à un débitmètre Mass-Stream[®] de M+W Instruments) *via* les aiguilles dans la solution savonneuse. Le débit constant et le diamètre défini de l'aiguille permettent la création de bulles de tailles contrôlées et donc d'une mousse monodisperse (voir figure 2.2). Ces bulles s'accumulent à la surface de la solution savonneuse pour créer

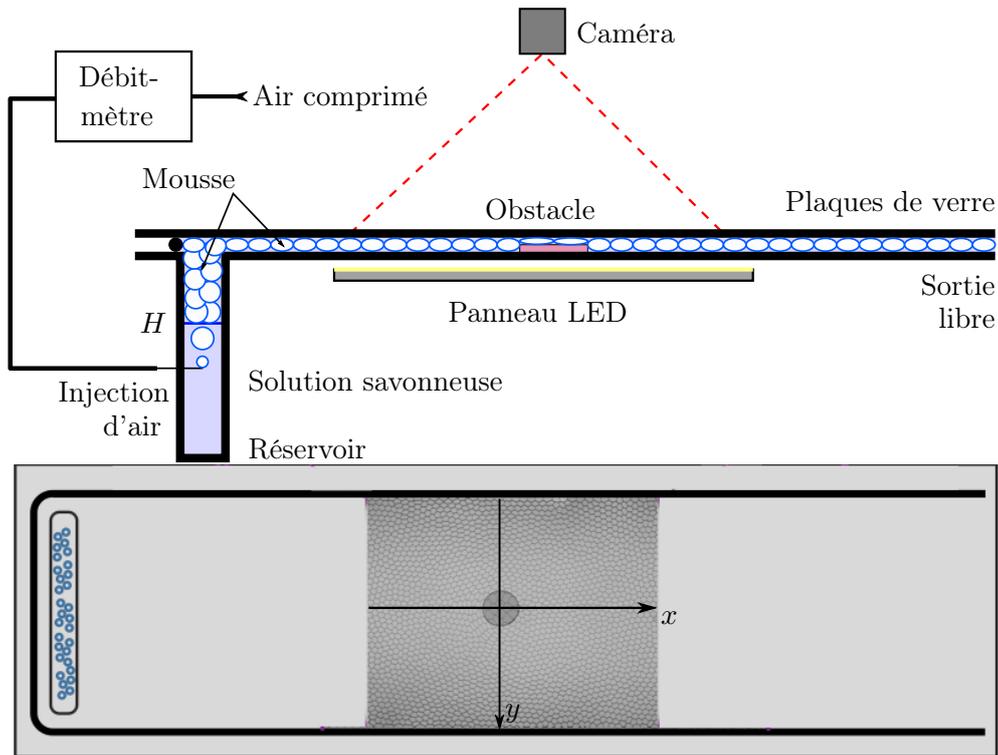


FIGURE 2.1 – Haut : Schéma du dispositif de soufflerie à mousse avec une hauteur H de solution savonneuse dans le réservoir et une représentation du système de visualisation ; vue de profil. Bas : Schéma du canal d'écoulement délimité par un joint torique, avec insert d'une image brute sur la zone d'observation (ROI) et axes x et y passant par le centre de l'obstacle, vue de dessus. Les profils évalués plus tard sont pris sur ces axes.

une mousse stable, qui va ensuite progresser et être poussée entre les parois de la cellule de Hele-Shaw.

Le niveau d'eau dans le réservoir permet de contrôler la fraction liquide de la mousse dans le canal, grâce au drainage par gravité au sein du réservoir (*cf* section 2.1.2 pour plus de détails).

L'écoulement de la mousse dans la cellule s'effectue simplement grâce à l'apport à débit constant de nouvelles bulles à la base de la mousse dans le réservoir et, en l'absence d'obstacle dans le canal, l'écoulement à débit constant est un écoulement bouchon : les bulles sont simplement translattées sans être déformées par rapport à leur forme initiale (nonobstant les problèmes décrits en section 2.3). La partie liquide de la mousse offre une condition de glissement suffisante au niveau du joint pour ne pas ralentir les bulles et affecter l'écoulement sur les bords.

Canal d'écoulement

Le canal est constitué de deux plaques de verre parallèles posées l'une sur l'autre et séparées d'un écartement e . Elles ont pour dimensions $500 \times 200 \times 8 \text{ mm}^3$. Un joint d'étanchéité de diamètre $\varnothing_j = 1,0$ ou $1,5 \text{ mm}$ assure la séparation entre les plaques de verre ainsi que la délimitation du pourtour du canal. Le canal ainsi créé fait 15 cm de large, pour 46 cm de long (voir figure 2.1).

Le joint étant compressible, il est nécessaire d'utiliser des « espaceurs » pour s'assurer d'avoir un écartement constant et fixe entre les plaques de verre. Nous utilisons donc des bandes en acier placées de chaque côté du canal, de dimensions $500 \times 13 \times e_{esp} \text{ mm}^3$ avec e_{esp} leur épaisseur tabulée variable telle que : $e_{esp} \in [0,05; 0,1; 0,4; 0,7] \text{ mm}$. En combinant les espaceurs entre eux, il est possible d'obtenir des écartements e de taille variable tels

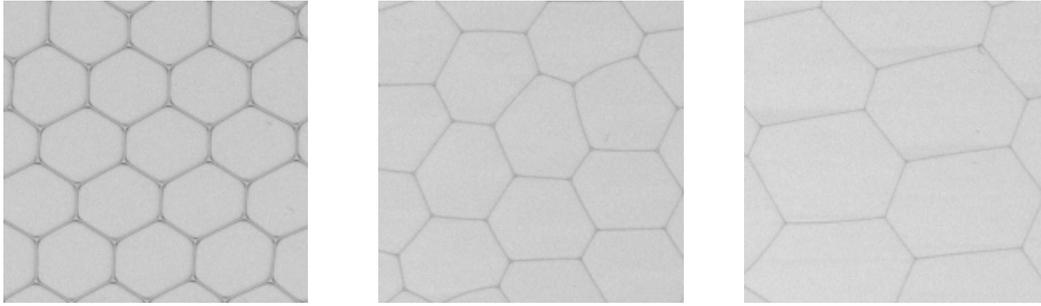


FIGURE 2.2 – Portions de mousses liquides de même taille (190×190 pixels²) à différents paramètres. Gauche : $A = 8,77 \text{ mm}^2$ et $\varphi = (2,2 \pm 0,4)\%$. Centre : $A = 13,3 \text{ mm}^2$ et $\varphi = (0,93 \pm 0,23)\%$. Droite : $A = 25,8 \text{ mm}^2$ et $\varphi = (0,48 \pm 0,14)\%$. Les bulles ont généralement six voisines, mais on peut avoir des variations à 5 ou 7 voisines (image centrale).

que $e \leq 90\% \varnothing_j$.

L'étanchéité est ensuite obtenue en sandwichant les plaques de verre, le joint et les espaceurs *via* la structure sur laquelle la cellule de Hele-Shaw est montée. Nous avons utilisé deux structures au cours de cette thèse, telles que présentées sur la figure 2.3.

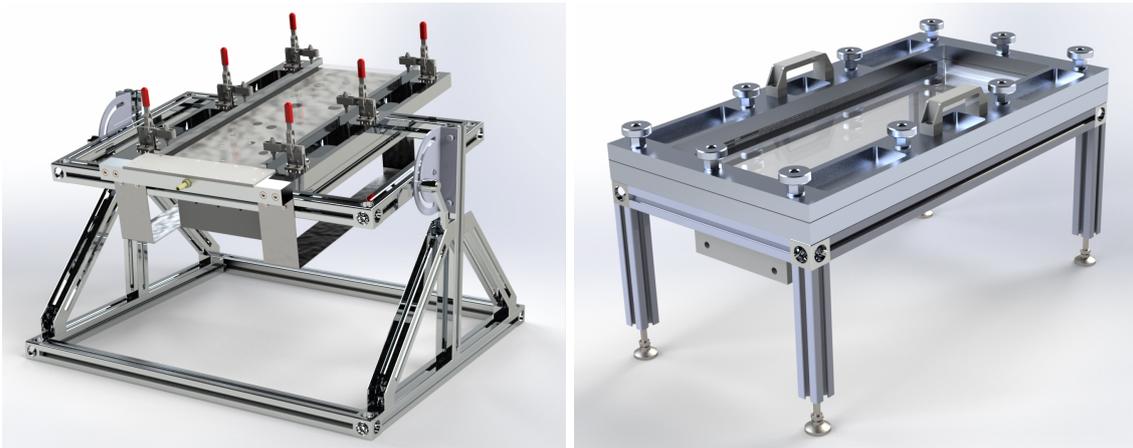


FIGURE 2.3 – Représentation des ancien (gauche) et nouveau (droite) supports de la cellule de Hele-Shaw, permettant de sandwicher les deux plaques de verre entre elles. L'ancien support avait la possibilité d'être incliné mais nous l'utilisons uniquement à l'horizontal.

La première utilisait des serre-joints à levier, trois de chaque côté des plaques de verre, l'effort étant réparti en intercalant une tige de métal entre les serre-joints et les plaques de verre. Cette méthode ne nous assurait pas d'avoir un effort également réparti, ni donc un écartement totalement constant, dû à la variation d'effort produit par chaque levier réglable indépendamment les uns des autres. Cette structure ne permettait pas non plus un bon écoulement de la mousse en sortie.

Nous avons donc créé une nouvelle structure en acier plus simple, où deux cadres métalliques viennent sandwicher les plaques de verre en se vissant l'un à l'autre, la plaque de verre du bas reposant sur le cadre métallique du bas. Dix grosses vis viennent répartir l'effort sur les cadres, quatre de chaque côté, plus une en amont et une autre en aval. La sortie du canal est laissée complètement libre.

Dans les deux cas, on obtient donc un canal (espace libre pour la mousse) de 48 cm de long (L , selon x), 15 cm de large (w , selon y) et d'épaisseur e ajustable de l'ordre du millimètre. Étant donnée la taille des bulles (de l'ordre de quelques mm^3), cette épaisseur est suffisamment faible pour obtenir une monocouche de bulles.

Défaut partiel local

Au centre de la largeur du canal, nous disposons un défaut local faisant varier l'écartement (et donc la perméabilité du milieu). Ce défaut peut être de trois types :

- un obstacle plein,
- un obstacle partiel (constriction) *cf* figure 2.4, gauche,
- un puits (expansion) *cf* figure 2.4, droite.

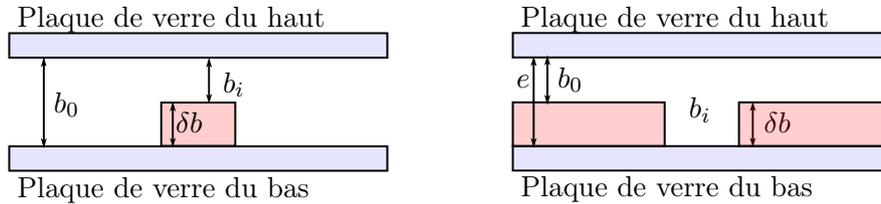


FIGURE 2.4 – Schémas vus de profil, représentant une constriction (gauche) et une expansion (droite) partielles locales, faisant varier la perméabilité du milieu.

L'obstacle plein ayant déjà été étudié à de nombreuses reprises dans des études précédentes [45, 46, 48], nous nous concentrerons donc majoritairement sur les deux autres. L'étude de cette géométrie dans cette thèse nous est cependant utile comme comparaison directe, car les obstacles partiels en sont la suite logique.

On appelle ici « constriction » la réduction locale mais non totale de l'écartement à l'aide d'un obstacle partiel, d'épaisseur δb plus faible que l'écartement b_0 . On l'exprime en pourcentage *via* le rapport $\delta b/b_0$. De la même manière, on appelle « expansion » une augmentation locale de l'écartement obtenue à l'aide d'un défaut de type puits, de profondeur δb . On l'exprime également en pourcentage, en $1 + \delta b/b_0$. Dans un premier temps, nous avons localisé les obstacles au centre du canal, à la fois en largeur et en longueur, mais des artefacts en sortie de canal (*cf* section 2.3.1) nous ont contraints de rapprocher l'obstacle à une quinzaine de centimètre du réservoir.

Les obstacles partiels ou plein ont d'abord été créés avec des feuilles en polyester transparentes pour rétroprojecteur, d'épaisseur 1 mm. Des disques de 2 cm de diamètre étaient découpés, puis empilés et collés entre eux avec du scotch double face, pour atteindre l'épaisseur voulue. Cette technique était longue et fastidieuse, et offrait des obstacles un peu opaques, avec des bords légèrement irréguliers.

Nous avons ensuite commandé des feuilles de PVC ou de polyester transparentes d'épaisseur tabulées δb variables, dans lesquelles nous avons ensuite découpé les obstacles à l'emporte-pièce, permettant ainsi une découpe rapide, nette et précise. L'emporte-pièce est le même pour toutes nos expériences : il crée un obstacle circulaire de 20 mm de diamètre. On dépose auparavant sur la feuille de PVC ou de polyester une fine couche de scotch double face, qui permet ensuite de fixer l'obstacle à la plaque de verre du bas.

Cela étant dit, les résultats obtenus avec les obstacles multi-couches ne sont pas différents de ceux obtenus avec les obstacles à l'emporte-pièce, donc cela n'a pas l'air de poser un problème fondamental sur l'écoulement général de la mousse.

Les obstacles de type puits ont été beaucoup plus difficiles à réaliser. La méthode la plus efficace que nous avons choisie consiste à prendre une feuille de PVC ou de polyester transparente aux dimensions du canal et d'épaisseur $\delta b \leq e/2$, d'appliquer de manière régulière du scotch double face sur toute sa surface, avant de créer un trou à l'emporte-pièce (le même que précédemment) au centre de la largeur du canal. Bien que représentée collée sur la plaque de verre du bas sur le schéma de la figure 2.4 pour faciliter les comparaisons avec la constriction, la feuille de PVC ou de polyester est ensuite collée sur la plaque de verre du haut, afin d'éviter les accumulations d'eau dans le puits et faciliter la sortie de la

mousse du réservoir. Le joint d'étanchéité est ensuite fixé tout autour de la feuille de PVC ou de polyester, en laissant le moins d'espace possible entre eux. De cette manière, l'espace entre les plaques de verre e est toujours fixé par les espaceurs et le joint, et correspond à l'écartement disponible au niveau du puits.

Dans la suite, on utilisera principalement la notation b_0 , décrivant l'écartement (espacement selon z) disponible pour la mousse en dehors du défaut (voir figure 2.4) et b_i l'écartement disponible à « l'intérieur » du défaut tels que :

$$b_0 = \begin{cases} e \\ e - \delta b \end{cases} \quad \text{et} \quad b_i = \begin{cases} b_0 - \delta b = e - \delta b & \text{pour une constriction,} \\ b_0 + \delta b = e & \text{pour une expansion.} \end{cases}$$

Bien que l'on fasse varier la hauteur de l'écartement localement, induisant ainsi une variation dans la troisième direction z , nous continuerons de parler d'écoulement et de mousse bidimensionnelle car nous travaillons avec une mono-couche de bulles.

Éclairage, visualisation et acquisition

Pour avoir une bonne visualisation, il est nécessaire d'avoir un éclairage homogène et intense. Pour cela, nous utilisons un panneau LED de puissance 24 W et de dimension $554 \times 253 \text{ mm}^2$, alimenté à 35 V par une alimentation stabilisée à un peu moins que la valeur maximale possible (40 V). Il est placé sous le canal d'écoulement.

Nous avons utilisé deux caméras BASLER numériques dotées d'un objectif 1 : 1.8 pour les acquisitions, d'abord une de $2048 \times 1620 \text{ pixels}^2$ puis une autre de $4096 \times 3000 \text{ pixels}^2$. En fonction de leur distance au canal, leur résolution s'échelonnait entre 0.048 mm/px et 0.11 mm/px, avec parfois une réduction de la zone imagée (ROI) à $3900 \times 2100 \text{ pixels}^2$. La caméra est ensuite placée sur un pied amovible au-dessus de la cellule pour une visualisation de l'écoulement de dessus (voir figure 2.1).

Le logiciel utilisé pour les acquisitions est Pylon Viewer. Les premières expériences ont été effectuées à une fréquence d'acquisition de 5 images/s (soit 200 Hz) pour une durée d'acquisition de 4 minutes, soit 1200 images pour un écoulement à paramètres donnés. Cette fréquence a rapidement été modifiée à 4 images/s, pour des films de 4 puis 3 minutes, soit 960 puis 720 images, afin de gagner du temps sur les durées d'analyse qui peuvent s'avérer très longues. La fréquence d'acquisition est choisie telle qu'il soit toujours possible d'effectuer un suivi des bulles pertinent. En effet, les bulles ne doivent pas se déplacer de plus d'une certaine fraction de leur taille (environ 25% d'une image à l'autre). La durée d'acquisition doit être suffisante pour obtenir des champs moyennés dans le temps représentatifs de l'écoulement permanent.

2.1.2 Paramètres de contrôle expérimentaux

Afin d'étudier la rhéologie de la mousse liquide dans les conditions décrites ci-dessus, nous avons fait varier de nombreux paramètres, et observé leur impact sur l'écoulement.

Écartement b_0

La hauteur de l'écartement e entre les plaques de verre de la cellule est ajustable, en utilisant des joints de diamètres différents et les espaceurs correspondants.

Ainsi, dans le cas des constriction, nous travaillons avec deux tailles d'écartements différents : $b_0 = e = 0,9 \text{ mm}$ et $b_0 = e = 1,4 \text{ mm}$; correspondant à des joints de diamètres 1 mm et 1,5 mm.

Dans le cas des expansions, c'est un peu plus compliqué, puisque la valeur de l'écartement général b_0 dépend de δb telle que $b_0 = e - \delta b$. On travaille alors avec des écartements b_0 effectifs plus faibles, compris entre 0,45 mm et 1,0 mm. On verra que cela fait ressortir des comportements étonnants, que nous étudierons en détail au chapitre 5.

Rapport de constriction ou d'expansion

L'écartement b_0 étant ajustable, nous utilisons le rapport de constriction $\delta b/b_0$ pour pouvoir comparer les expériences entre elles. Il indique de combien l'écartement a été réduit. Nous étudions en particulier des obstacles partiels ayant des rapports de constriction $\delta b/b_0 = \{25\%, 50\%, 75\%\}$ ainsi que l'obstacle plein (correspondant à $\delta b/b_0 = 100\%$).

Pour les expériences avec une expansion locale de l'écartement, nous pouvons considérer le rapport $(\delta b + b_0)/b_0$. Il correspond, dans l'idée, à l'opposé du rapport de constriction, à savoir de combien l'écartement a été augmenté. Nous travaillons avec des rapports d'expansion $(\delta b + b_0)/b_0 = e/b_0 = \{131\%, 133\%, 147\%, 163\%, 200\%\}$, correspondant à des espacements e entre les plaques de 0,9, 1,4 ou 1,9 mm et pour des feuilles de PVC ou de polyester transparentes d'épaisseur $\delta b = 0,35$ mm et $\delta b = 0,45$ mm.

Nous avons également essayé de travailler avec une feuille de PVC de $\delta b = 0,7$ mm, pour un espacement des plaques $e = 1,4$ mm, mais pour cette épaisseur de feuille, la visualisation était trop difficile, le contraste n'étant pas assez important et nous n'avons pas réussi à binariser de manière satisfaisante les images obtenues.

Vitesse moyenne d'écoulement V_0 ou débit d'air Q_{air}

Il est possible de régler le débit d'écoulement de la mousse et donc sa vitesse moyenne V_0 grâce au débitmètre, qui nous permet de contrôler le débit d'air Q_{air} . Les débits d'air utilisés dans nos expériences en présence d'obstacle sont $Q_{air} = \{5, 15, 25\}$ mL/min. Les vitesses moyennes V_0 qui en découlent sont décrites dans le tableau 2.1, pour les deux écartements b_0 utilisés dans le cas des obstacles partiels ou plein. La correspondance entre Q_{air} et V_0 dépend par ailleurs peu de la fraction liquide φ et du diamètre de l'aiguille \varnothing_s , décrits juste après.

	Q_{air}	5	15	25	en mL/min
Pour $b_0 = 1,4$ mm	V_0	$1,11 \pm 0,01$	$1,83 \pm 0,01$	$2,43 \pm 0,01$	en mm/s
Pour $b_0 = 0,9$ mm	V_0	NC	NC	$3,25 \pm 0,05$	en mm/s

TABLE 2.1 – Correspondance entre le débit d'air et la vitesse moyenne de l'écoulement bouchon à différents écartements b_0 .

Dans le chapitre 5, nous explorons des écoulements dans une plus haute et plus large gamme de débits d'air, tels que : $Q_{air} = \{25, 55, 75, 105, 125, 155\}$ mL/min.

Taille des bulles

Le diamètre de l'aiguille de seringue (noté \varnothing_s) détermine la taille des bulles formées à un débit d'air Q_{air} donné.

Nous utilisons deux diamètres d'aiguilles différentes, une de $\varnothing_s = 0,5$ mm et $\varnothing_s = 0,8$ mm. Les extrémités des aiguilles étant biseautées, nous pouvons avoir deux volumes de bulles différentes pour une même aiguille suivant sa position dans l'eau. Une aiguille positionnée tête biseautée vers le haut produira des bulles de plus petite taille que tête vers le bas : dans la figure 2.2, les images de gauche et au centre ont été réalisées avec la même aiguille de diamètre interne $\varnothing_s = 0,5$ mm, mais dans une position différente ; celle de droite avec $\varnothing_s = 0,8$ mm.

Par la suite, nous mesurons la taille des bulles *via* leur aire A_i . L'aire moyenne A des bulles d'une expérience est calculée en moyennant les aires de toutes les bulles en dehors de l'obstacle, de toutes les images du film et en éliminant les extrêmes – "bulles" trop petites ou trop grosses. Il peut en effet d'arriver lors de l'analyse, que deux bulles voisines soient considérées comme "une seule bulle", ou encore qu'une bulle ait été coupée en deux, à cause d'artefacts de binarisation sur une paroi (discussion en section 2.2).

La figure 2.5 montre que nous pouvons considérer en bonne approximation que la mousse est monodisperse (nous utilisons en effet le même dispositif et les mêmes méthodes de création de mousses que N. Shmakova dans [57]). Nous présenterons dans la suite les aires A sans préciser les barres d'erreurs statistiques, celles-ci étant généralement complètement négligeables dû à la quantité de bulles considérées.

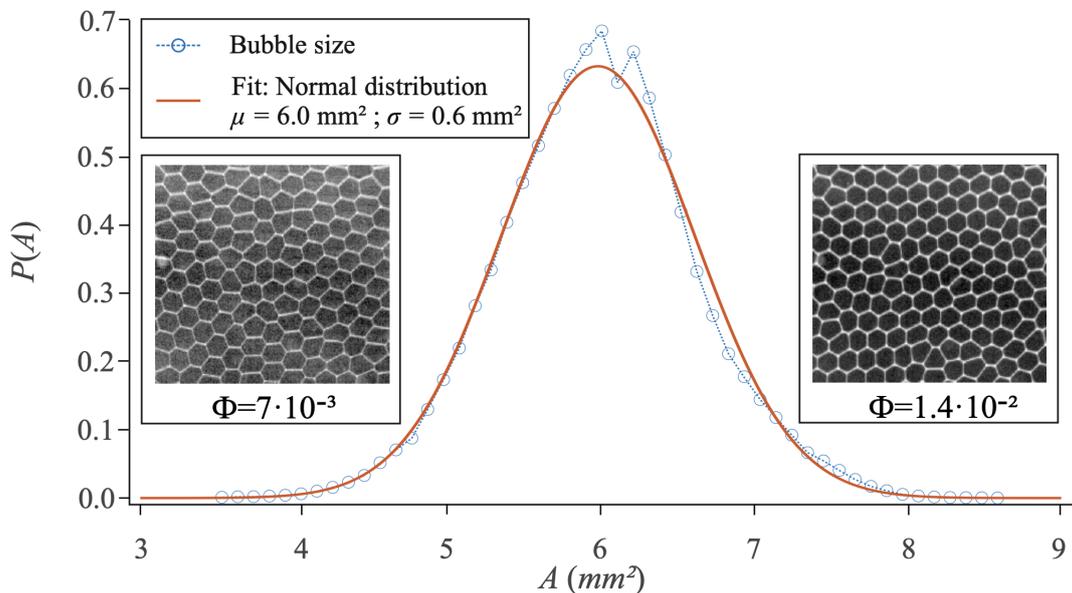


FIGURE 2.5 – Distribution gaussienne de l'aire projetée A des bulles, pour une mousse sèche poussée dans une cellule sans obstacle. Inserts : zoom typique d'une mousse sèche (gauche) et humide (droite) montrant des formes de bulles majoritairement hexagonales. [57]

Fraction liquide

Nous réglons également l'humidité de la mousse, mesurée par la fraction volumique en liquide φ (abrégée en fraction liquide dans la suite) dans la cellule, en jouant sur la hauteur d'eau H dans le réservoir. En effet, si le niveau d'eau savonneuse est bas dans le réservoir, la mousse se forme dans le réservoir avant d'entrer dans la cellule, et l'eau est drainée par la gravité à travers le réseau des bords de Plateau : la mousse en haut du réservoir entrant dans la cellule est bien plus sèche que la mousse au niveau de la surface de l'eau savonneuse (figure 2.6, en haut à gauche). À l'inverse, si le niveau d'eau savonneuse affleure le niveau de la cellule, la mousse est plus humide, puisqu'elle s'insère directement dans la cellule sans être drainée (figure 2.6, en bas à gauche). On peut ainsi faire varier la fraction liquide très facilement. Le niveau du liquide dans le réservoir reste quasiment constant sur la durée d'une expérience (4 min), la chute de pression est donc constante entre l'entrée et la sortie du canal.

Pour la quasi-totalité des expériences nous travaillons avec des mousses sèches, dont la fraction liquide s'échelonne entre 0,3% et 2%. La méthode de mesure de la fraction liquide est détaillée dans la section 2.2.5.

Pour l'une des expériences en présence d'un obstacle plein, nous avons fait varier la fraction liquide jusqu'à obtenir des mousses très humides, proches du liquide bulleux. Pour cela, nous avons utilisé un pousse-seringue nous permettant de co-injecter à débit constant plus de solution savonneuse dans le réservoir, dont le niveau d'eau affleure déjà l'entrée du canal. Ainsi du liquide est introduit en parallèle des bulles dans le canal et la mousse est beaucoup plus humide (figure 2.6, en bas à droite).

En utilisant des débits de co-injection de $Q_{liq} = \{2, 4, 6, 8\}$ mL/s, cela nous a permis d'atteindre des fractions liquides de l'ordre de $\varphi = \{2,6\%, 4,1\%, 5,6\%, 10,7\%\}$. Ces valeurs

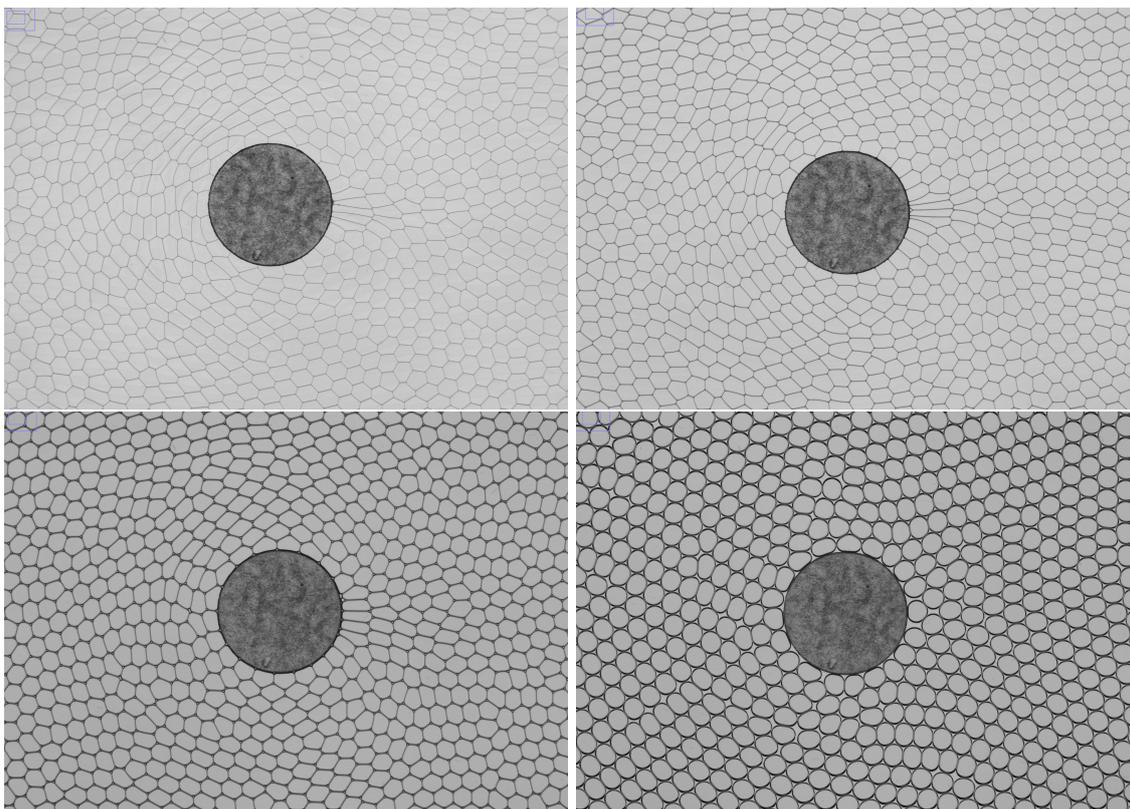


FIGURE 2.6 – Exemples d’images brutes à différentes fractions liquide, en présence d’un obstacle plein de diamètre 20 mm. De gauche à droite et de haut en bas : $\varphi = \{0,84\%, 1,5\%, 2,6\%, 5,6\%\}$.

sont cependant probablement sous-estimées : elles ont été mesurées avec la méthode de mesure décrite en section 2.2.5 pour des questions de cohérence mais qui s’appuie sur l’hypothèse de mousse sèche indiquant que l’eau est uniquement répartie dans les bords de Plateau. Hors ce n’est plus du tout le cas pour les deux derniers débits de co-injection Q_{liq} . Cependant, les bulles étant encore pour la majeure partie toujours en contact, nous avons pu faire des mesures, et en comparant à une autre méthode de mesure consistant à comparer les proportions de liquide et d’air sur des images binarisées, nous trouvons le même ordre de grandeur de fraction liquide, à 1 ou 2% près.

2.2 Analyse d’image

2.2.1 Binarisation et squelettisation

Afin d’analyser l’écoulement permanent de la mousse liquide bidimensionnelle et en particulier le mouvement et la déformation des bulles (les composants élémentaires de la mousse), la première étape est la binarisation et la squelettisation de chaque image des films enregistrés en nuances de gris. Ces étapes nous donnent pour chaque image un réseau de bulles squelettisées et permet la détection de chacune d’entre elles afin de caractériser leur déformation.

L’étape de binarisation a été réalisée dans un premier temps sous ImageJ, puis directement avec le logiciel Matlab (utilisé ensuite dans toute l’analyse). Elle consiste à transformer des images en nuances de gris en images binaires : couleur noire (0) pour les bords de bulles et blanche (1) pour l’intérieur. Cette étape est effectuée simplement en soustrayant à une image son « fond » (lui-même obtenu en moyennant toutes les images du film) puis en seuillant les résultats avec un seuil déterminé manuellement en analysant un histogramme des niveaux de gris pour chaque film.

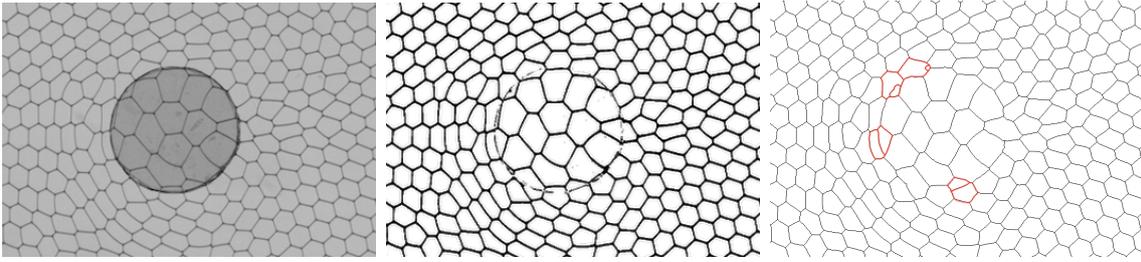


FIGURE 2.7 – Zoom sur une constriction de 50%, pour une expérience à fraction liquide $\varphi = (0,19 \pm 0,06)\%$, $Q_{air} = 25 \text{ mL/min}$ et $\varnothing_s = 0,5 \text{ mm}$. À gauche : image brute. Au centre : image binarisée. À droite : image squelettisée, dont les défauts aux bords de l’obstacle sont surlignés en rouge.

S’ensuit une étape de purification-dilatation grâce à la fonction `bwmorph` utilisée avec les options `clean`, `spur`, `bridge`, `fill`, `dilate` $\times 3$ pour permettre une meilleure squelettisation et pallier les problèmes de bulles coupées en deux ou fusionnées dus à des pixels restants ou manquants. Le faible contraste des bulles pour les mousses très sèches s’est révélé délicat à traiter. Cette méthode n’est pas parfaite et il reste toujours quelques problèmes à la fin, mais elle permet de pallier la majeure partie d’entre eux, à l’exception des bulles sur le bord de l’obstacle qui posent toujours problème, car elles sont parfois artificiellement coupées en deux au niveau de l’obstacle partiel ou du puits (cf image de droite dans la figure 2.7).

2.2.2 Obtention des champs de vitesse

L’évaluation des champs de vitesses se fait par une méthode de corrélation d’images, et plus spécifiquement *via* une technique de suivi numérique résolu dans le temps appelé Particle Image Velocimetry (PIV), utilisée couramment dans de nombreuses études d’hydrodynamique ou de mécanique. Cette technique consiste à suivre les pixels d’une image sur l’autre en découpant l’image en boîtes de 32 ou 64 pixels (avec une première étape utilisant des boîtes de 64 ou 128 pixels respectivement). Pour cela, nous utilisons le logiciel PIVlab de Matlab sur les images binarisées simples, avant l’étape de squelettisation. Le champ de vitesse s’appuie alors directement sur le mouvement des films de savon et des vertex. Le suivi est obtenu par corrélation deux à deux des images successives du film, avant d’être moyenné dans le temps. La moyenne statistique permet de se débarrasser des quelques erreurs de binarisation réparties ponctuellement sur les images et n’affectent donc pas les champs de vitesse moyens, excepté sur les bords du défaut (car ceux-ci restent en partie visibles sur les images binarisées) et invalident en général l’estimation de la vitesse dans cette zone.

Cette technique donne un champ de vitesse moyen, dont nous représentons la norme avec un code couleur, superposé avec son champ de vecteurs soit dans le référentiel du laboratoire (figure 2.8, haut), soit dans le référentiel de la mousse elle-même (figure 2.8, bas). Par la suite, nous préférons représenter le champ de vecteurs dans ce dernier référentiel car il permet de bien mettre en évidence l’impact de l’obstacle sur l’écoulement de la mousse.

La mesure de la vitesse moyenne V_0 de chaque expérience se fait sur le champ de vitesse moyen associé, en moyennant les valeurs de vitesse moyenne des bandes transverses des 10 premières (en amont) et 10 dernières (en aval) boîtes de 32 px. Le débit étant constant, les irrégularités haut/bas et amont/aval sont gommées (voir en particulier la section 2.3).

2.2.3 Mesure de la déformation

Nous avons fait le choix dans cette thèse d’implémenter une nouvelle mesure de la déformation, équivalente à celle utilisée dans de précédentes études [25, 46, 53].

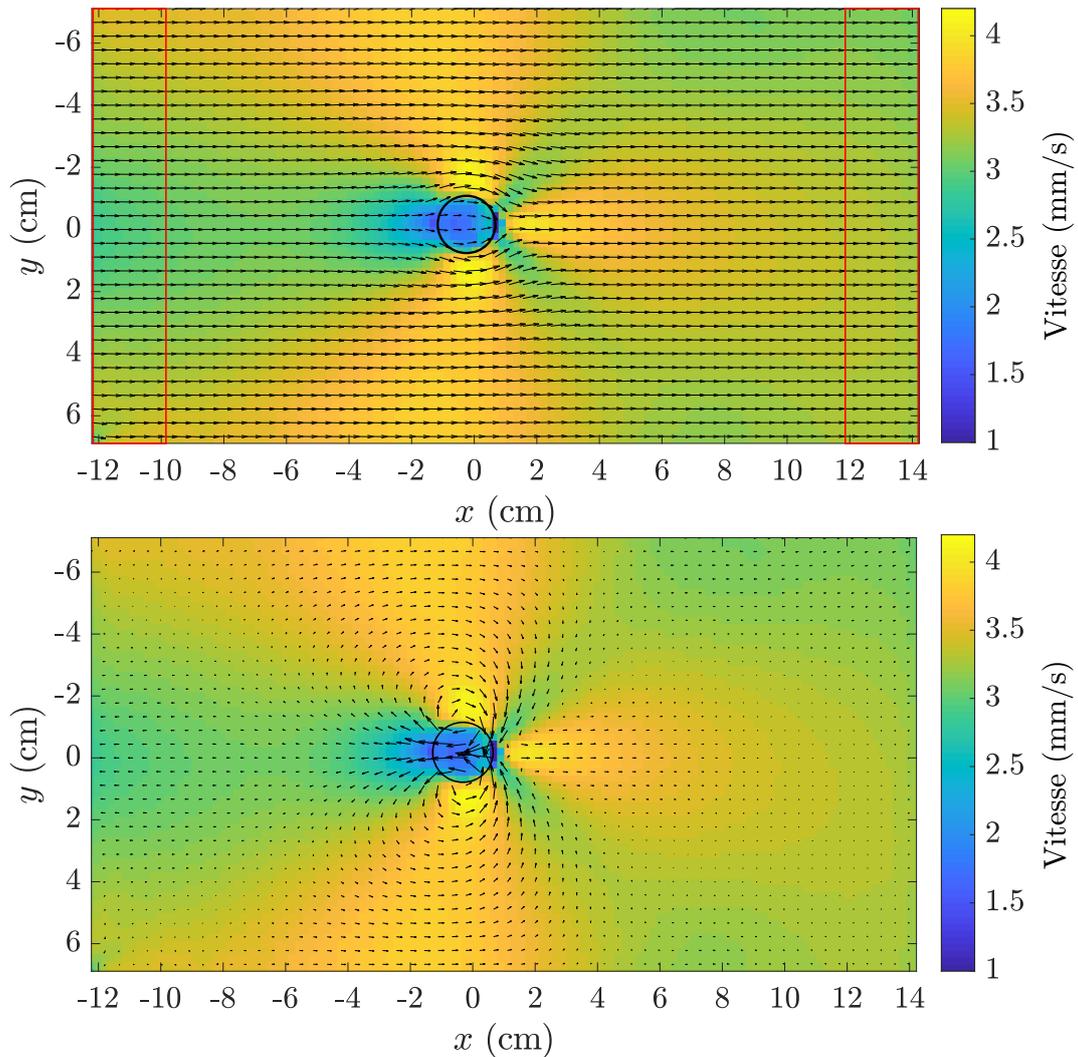


FIGURE 2.8 – Exemple de champ de vitesse typique moyen pour une constriction (ici de 50%), obtenu sous PIVlab. La couleur indique la norme du vecteur vitesse en mm/s. Le champ de vecteurs est exprimé dans le référentiel du laboratoire en haut, et dans le référentiel de la mousse en bas. Les rectangles rouges représentent les zones sur lesquelles la vitesse est moyennée pour obtenir V_0 .

Extraction des informations des bulles

Il est important que chaque bulle soit parfaitement délimitée pour la suite du traitement. Nous utilisons la fonction `regionprops` de Matlab, qui permet d'extraire pour chaque zone délimitée de pixels correspondant à une bulle la position des centres, le périmètre et l'aire des bulles, ainsi que l'excentricité, l'orientation et les longueurs des grand et petit axes de l'ellipse qui leur est associée. Cela nous donne alors toutes les informations dont nous avons besoin pour notamment évaluer la déformation des bulles.

Nous utilisons également un code Matlab de B. Dollet [46] sur des images squelettisées de mousses sèches, pour extraire également les côtés, les voisines et les vertex de chaque bulle, ainsi qu'effectuer leur suivi, ce qui est essentiel pour la détection des réarrangements (cf sections 2.2.4 et 3.4).

Pour la suite de l'exploitation, nous utilisons un argument basé sur l'aire A de chaque bulle pour déterminer au mieux s'il s'agit d'une « vraie » bulle. En effet, dû à des artefacts de la binarisation ou de la squelettisation, les parois de certaines bulles ne sont pas parfaitement délimitées et certaines zones considérées par Matlab correspondent alors à plusieurs bulles (ou à des bulles coupées en deux, à l'inverse). Il est important de ne pas considérer dans l'évaluation de la déformation. Nous mesurons donc manuellement quelles

sont les valeurs minimale et maximale de l'aire A des bulles pour chaque expérience et ne considérons dans la suite que les zones dont l'aire est comprise entre ces valeurs.

Définition de la déformation U_ℓ

Dans de précédentes études [53, 46, 25], la mesure de la déformation se fait *via* le tenseur de texture discret \mathbf{M} , qui mesure localement l'étirement d'une bulle en liant son centre à celui de ses voisines par des liens notés $\vec{\ell}$, tels que :

$$\mathbf{M} = \langle \vec{\ell} \otimes \vec{\ell} \rangle = \begin{pmatrix} \langle \ell_x \ell_x \rangle & \langle \ell_x \ell_y \rangle \\ \langle \ell_y \ell_x \rangle & \langle \ell_y \ell_y \rangle \end{pmatrix},$$

où $\langle \cdot \rangle$ est la moyenne sur le nombre de liens possibles.

Ce tenseur sert ensuite de base au calcul de la déformation élastique $\mathbf{U}_\mathbf{M}$, qui caractérise donc la déformation d'un matériau vis-à-vis de son état de référence \mathbf{M}_0 tel que :

$$\mathbf{U}_\mathbf{M} = \frac{1}{2} (\ln \mathbf{M} - \ln \mathbf{M}_0).$$

Le logarithme népérien est pris ici au sens des matrices. Ce tenseur s'identifie à la notion classique de la déformation dans le domaine de validité de l'élasticité linéaire.

Cependant cette mesure de la déformation d'une bulle s'appuie sur ses voisines, ce qui n'est pas toujours accessible — notamment près de l'obstacle — et dépend fortement de la qualité de la squelettisation, qui devient presque impossible ou absurde lorsque les mousses sont très humides et proches du liquide bulleux. Cette mesure de $\mathbf{U}_\mathbf{M}$ est également complexe et coûteuse en temps de calcul.

Nous avons donc cherché à définir une nouvelle version de la déformation, proche des définitions précédentes mais qui s'appuierait uniquement sur la forme d'une bulle, sans utiliser ses voisines. Pour cela, nous utilisons l'approximation des bulles par une ellipse, réalisée par la fonction `regionprops` de Matlab comme expliqué précédemment (voir figure 2.9). Cette approximation est pertinente considérant la déformation des bulles, et \mathbf{M} peut également être représentée sous forme d'ellipse une fois diagonalisée (\mathbf{M} est symétrique, donc diagonalisable).

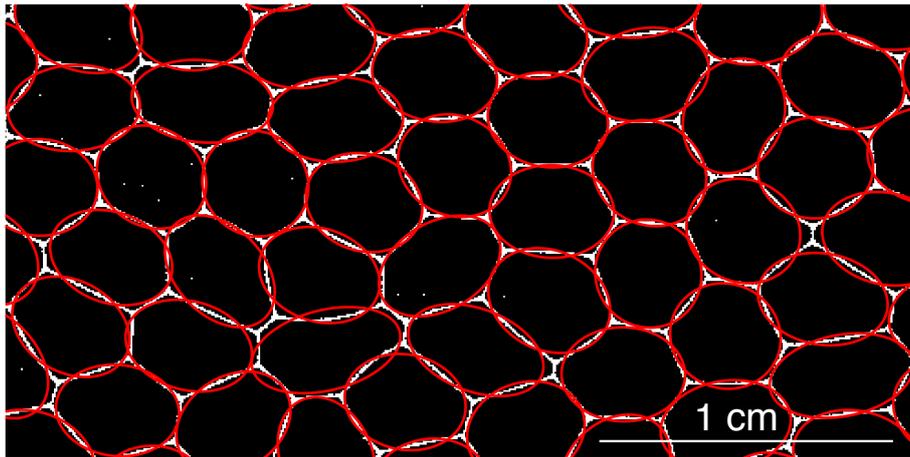
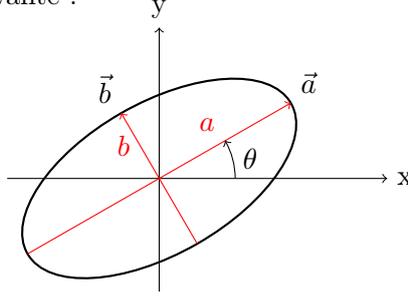


FIGURE 2.9 – Extrait d'une image binarisée de mousse liquide avec en rouge les ellipses approximant les bulles.

Notre première approche était de considérer uniquement l'excentricité E extraite par `regionprops` [57]. Cela donnait une bonne idée de la déformation scalaire, simple et efficace (voir figure 2.12, haut). Mais il ne s'agissait pas d'une mesure tensorielle, et nous avons donc

choisi de caractériser directement l'ellipse d'une bulle par un tenseur \mathbf{L} , appelé tenseur elliptique, que l'on comparera à \mathbf{M} .

Considérons l'ellipse suivante :



avec \vec{a} et \vec{b} les vecteurs associés aux grand et petit axes respectivement, a et b leurs longueurs et θ l'orientation de l'ellipse par rapport à x . On a alors, dans le repère (x, y) :

$$\begin{cases} \vec{a} = a \cos \theta \vec{e}_x + a \sin \theta \vec{e}_y \\ \vec{b} = -b \sin \theta \vec{e}_x + b \cos \theta \vec{e}_y \end{cases}$$

On définit le tenseur elliptique \mathbf{L} tel que :

$$L_{ij} = \frac{1}{2}(a_i a_j + b_i b_j),$$

avec $\{i, j\} = \{x, y\}$, par analogie avec \mathbf{M} , dont nous remplaçons la somme sur les liens entre bulles voisines $\vec{\ell}$ par une somme sur les axes de l'ellipse (\vec{a} et \vec{b}). On obtient donc assez facilement le tenseur \mathbf{L} telle que :

$$\mathbf{L} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta & (a^2 - b^2) \cos \theta \sin \theta \\ (a^2 - b^2) \cos \theta \sin \theta & a^2 \sin^2 \theta + b^2 \cos^2 \theta \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Avec \mathbf{M} , on définissait \mathbf{U}_M telle que :

$$\mathbf{U}_M = \frac{1}{2} \ln \mathbf{M} - \frac{1}{2} \ln \mathbf{M}_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \ln(\lambda_1/\lambda_0) & 0 \\ 0 & \ln(\lambda_2/\lambda_0) \end{pmatrix}$$

dans la base propre de \mathbf{M} , avec λ_1 et λ_2 les valeurs propres de \mathbf{M} et λ_0 la valeur propre de \mathbf{M}_0 .

L'hypothèse d'incompressibilité donne :

$$\lambda_0^2 \simeq \lambda_1 \lambda_2.$$

On obtient donc :

$$\mathbf{U}_M = \frac{1}{4} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

On peut définir \mathbf{U}_L de la même manière, par analogie entre \mathbf{L} et \mathbf{M} . \mathbf{L} étant symétrique, elle est diagonalisable, de valeurs propres $s_+ = a^2/2$ et $s_- = b^2/2$, ce qui est facilement vérifiable à partir de l'équation 2.1. On a alors une formule pour la déformation d'une bulle, indépendamment de ses voisines :

$$\mathbf{U}_L = \frac{1}{2} \log \frac{a}{b} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

dans la base propre de \mathbf{L} , et où le logarithme est ici pris en base 10¹.

Dans les faits, on veut pouvoir calculer un champ de déformation moyen U , qui ne peut donc pas être calculé directement de cette manière, avec a et b .

1. suite à un quiproquo dans les notations dont nous nous sommes rendus compte assez tard.

Dans la pratique, pour chaque image, on calcule les champs L_{xx} , L_{yy} et L_{xy} , en associant à chaque pixel de l'image la valeur de L_{ij} correspondant à celle de la bulle à cet endroit, puis on moyenne ces champs sur toutes les images pour obtenir leur équivalent en régime permanent. Les trois champs ainsi obtenus donnent ainsi la valeur moyenne de \mathbf{L} en tout point.

On peut alors calculer facilement les valeurs propres s_{\pm} de \mathbf{L} grâce à la trace et au déterminant de la matrice, telles que :

$$\begin{cases} \det \mathbf{L} &= s_+ s_- \\ \text{Tr} \mathbf{L} &= s_+ + s_- \end{cases} \Rightarrow s_{\pm} = \frac{\text{Tr} \mathbf{L} \pm \sqrt{(\text{Tr} \mathbf{L})^2 - 4 \det \mathbf{L}}}{2}$$

On peut en déduire le champ $\mathbf{U}_{\mathbf{L}}$:

$$\mathbf{U}_{\mathbf{L}} = U_{\ell} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \text{ avec } U_{\ell} = \frac{1}{4} \log \frac{s_+}{s_-}.$$

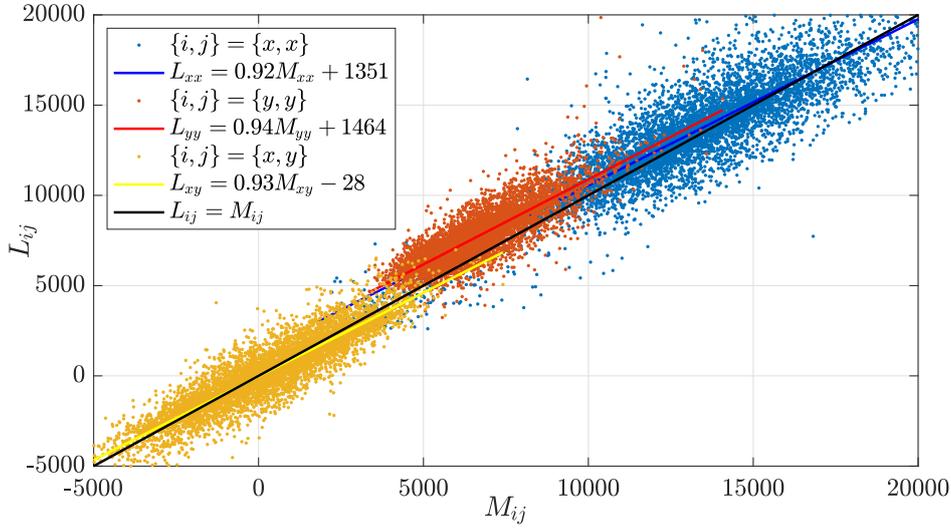


FIGURE 2.10 – Comparaison entre \mathbf{M} et \mathbf{L} , pour une expérience donnée. À chaque bulle correspond trois points de coordonnées (M_{ij}, L_{ij}) , avec $\{i, j\} = \{\{x, x\}, \{y, y\}, \{x, y\}\}$. Les fits moyens sont tracés pour chaque distribution associée aux coefficients M_{ij} et L_{ij} , et la droite de pente 1 (noire) est tracée comme guide pour l'œil.

Afin de vérifier la pertinence de cette mesure, nous avons comparé les valeurs de L_{ij} à celles de M_{ij} , pour quelques expériences, présentées sur la figure 2.10. On obtient une très bonne corrélation avec $L_{ij} \simeq M_{ij}$, et il est donc pertinent d'utiliser cette définition pour exprimer le champ de déformation permanent U_{ℓ} de la mousse au cours d'un écoulement, tel que présenté en figure 2.11 en haut. Le champ d'orientation moyen de $|\theta|$ est également représenté en bas, afin d'avoir toutes les informations nécessaires pour caractériser la déformation des bulles lors de l'écoulement de la mousse. Un exemple de champ d'orientation moyen θ est également présenté sur la figure 2.12 en bas, mais le moyennage fausse le résultat puisque à proximité de $+90^\circ$ ou -90° , les valeurs se compensent et on obtient une moyenne proche de zéro.

2.2.4 Mesure et obtention des réarrangements plastiques

Afin d'étudier les réarrangements de type T1, nous avons besoin de connaître pour chaque bulle leurs positions et leurs voisines (*cf* section 2.2.3). Il s'agit ensuite de réaliser le suivi des bulles entre deux images successives puis de comparer leurs voisines et de voir si celles-ci sont conservées ou non. On peut alors relever les liens perdus ou gagnés entre deux

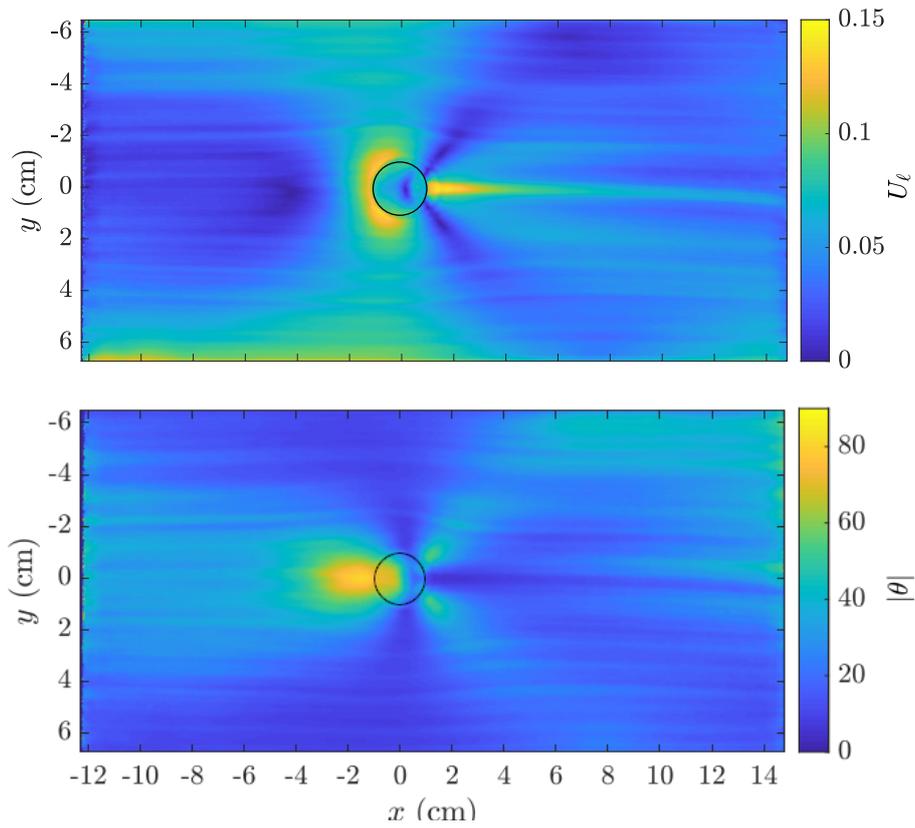


FIGURE 2.11 – Exemple de champ de déformation U (haut) et d'orientation $|\theta|$ en degré (bas) pour un écartement b_0 de 0,9 mm, une constriction de 50%, une fraction liquide de $(1,3 \pm 0,3)\%$ et une aire moyenne de bulle de $8,67 \text{ mm}^2$.

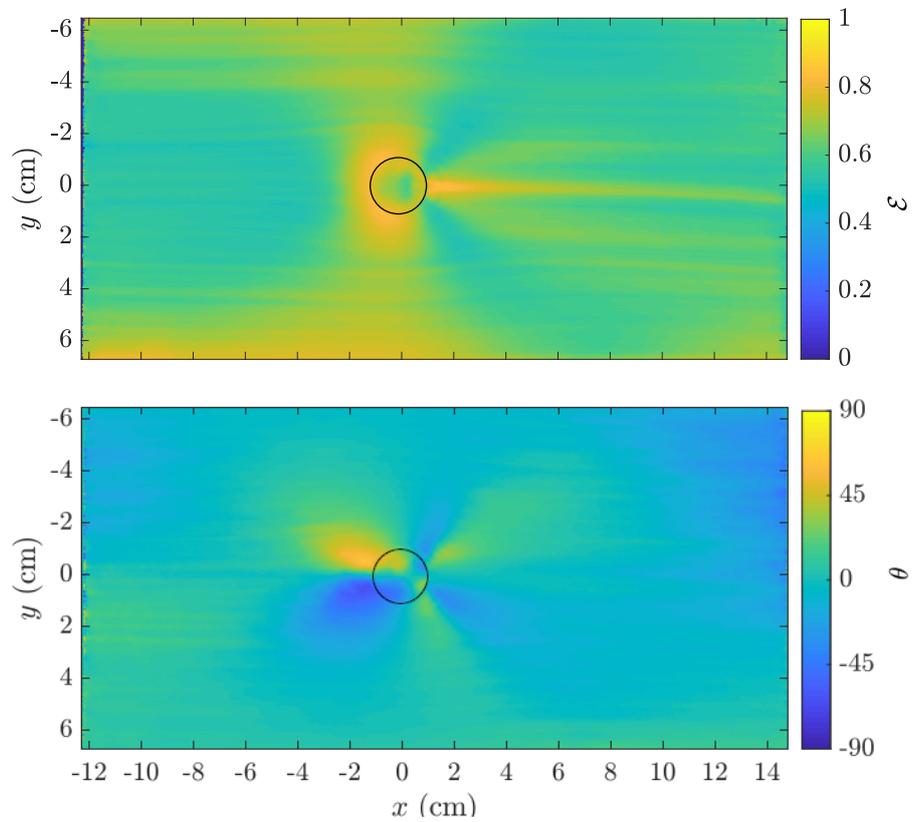


FIGURE 2.12 – Exemple de champ de déformation basé sur l'excentricité \mathcal{E} (haut) des ellipses calculées à partir des formes des bulles, et le champ d'orientation θ en degré (bas) pour la même expérience que dans la figure 2.11.

bulles. Si une même bulle perd puis gagne un lien et que ces liens ne sont pas colinéaires, il s'agit très certainement d'un réarrangement de type T1. Cette condition de colinéarité permet de s'affranchir de nombreux faux cas, dûs à des problèmes de binarisation ou de squelettisation. Nous éliminons aussi tous les liens créés ou supprimés sur les bords du ROI ainsi que ceux à cheval sur le bord de l'obstacle (entre une bulle sur l'obstacle et une bulle en dehors). La binarisation exacte étant plus difficile dans ces deux zones, la mesure fiable d'un T1 est plus illusoire. De plus, nous préférons nous concentrer sur les événements plastiques au sein même de la mousse et non forcés par la paroi de l'obstacle. Dans le cas de l'obstacle plein, nous ne comptons pas non plus les réarrangements entre trois bulles au contact du bord de l'obstacle (tel que présentés sur la figure 2.13).

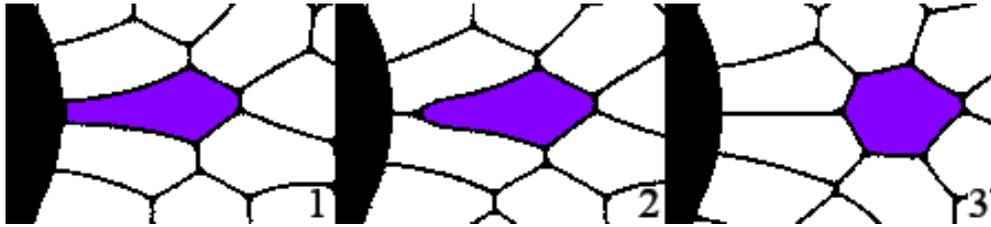


FIGURE 2.13 – Réarrangement plastique à trois bulles sur un obstacle plein : images binarisées consécutives (250 ms), pour une fraction liquide $\varphi = (1,3 \pm 0,3)\%$.

2.2.5 Mesure de fraction liquide

La mesure de la fraction liquide est la dernière des mesures à effectuer afin de caractériser les mousses considérées dans les expériences. C'est également la mesure la plus laborieuse à faire, puisqu'elle ne peut pas être automatisée et doit être faite à la main, en effectuant plus d'une vingtaine de mesures manuelles sur une image brute pour effectuer une moyenne statistique.

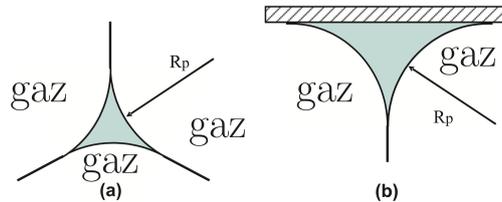


FIGURE 2.14 – Géométrie des bords de Plateau. Schéma d'un bord de Plateau vertical (a) et de paroi horizontal (b). [25]

Nous utilisons la méthode décrite dans la thèse de Christophe Raufaste [25], qui s'appuie sur la limite mousse sèche — supposant que toute la partie liquide est contenue dans les bords de Plateau — ainsi que sur la géométrie de ces bords de Plateau. En supposant la partie liquide continue (donc de pression identique partout), on peut définir le rayon R_p d'un bord de Plateau tel que présenté sur la figure 2.14. On peut alors remonter *via* des arguments géométriques à la fraction liquide φ :

$$\varphi = \left(C_h \frac{\mathcal{P}}{b_0} + 2C_v \right) \frac{R_p^2}{A},$$

avec $C_v = 0,1613$ et $C_h = 0,4292$ les coefficients définis tels que $S_v = C_v R_p^2$ et $S_h = C_h R_p^2$ soient les sections de bords de Plateau verticaux et horizontaux de paroi respectivement, tels que visualisés sur la figure 2.14 ; et A et \mathcal{P} , l'aire et le périmètre moyens d'une bulle.

Pour mesurer l'épaisseur des bords de Plateau horizontaux de parois, valant $2R_p$, nous utilisons la fonction `Plot Profile` d'ImageJ telle que présentée sur la figure 2.15. Le segment utilisé pour le `Plot Profile` doit être perpendiculaire aux bords de Plateau et passer par leur centres. On mesure ensuite leur largeur en se plaçant au niveau de gris moyen, à la base des pics. Le niveau choisi est quelque peu arbitraire, mais cela n'influe pas sur la mesure de R_p à une précision relative près acceptable (de l'ordre de 10%), qui reste généralement inférieure à l'écart-type de φ obtenu par la statistique de mesure et est pris en compte dans l'évaluation de l'incertitude. Comme mentionné au début de la section, nous effectuons plus d'une vingtaine de mesures de R_p afin d'obtenir une moyenne statistique, et nous rajoutons à l'incertitude statistique une incertitude de mesure de 0.25 pixel sur R_p . L'aire A et le périmètre \mathcal{P} moyens sont facilement obtenus en moyennant toutes les valeurs individuelles de A et \mathcal{P} pour chaque « vraie » bulle de chaque image (répondant donc au critère d'aire défini dans la première section de la section 2.2.3).

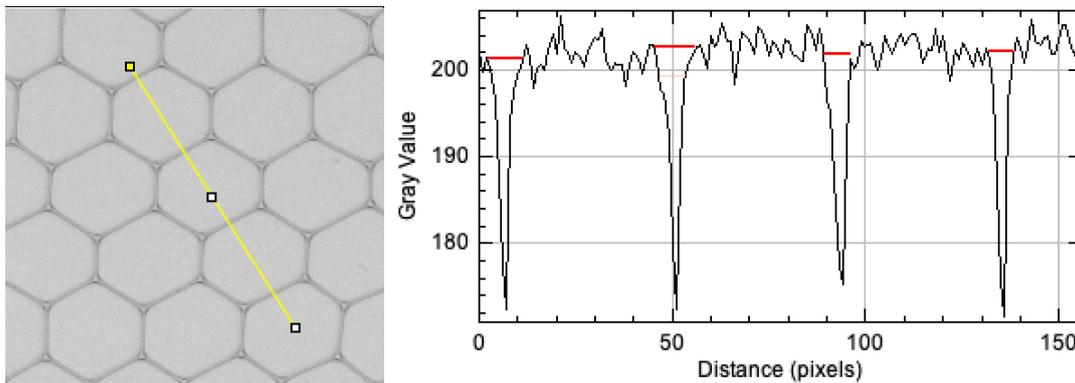


FIGURE 2.15 – Mesure de la fraction liquide : extrait d'une mousse liquide (à gauche) avec un segment traversant plusieurs bords de Plateau pour effectuer un `Plot Profile` (à droite), où l'on mesure la largeur de chaque bords de Plateau (segments rouge).

2.3 Artefacts du dispositif

Le dispositif que nous utilisons est efficace mais pas parfait. Il existe donc quelques soucis ou artefacts dont il faut avoir conscience lorsque nous manipulons, ou lorsque nous analysons les données.

2.3.1 Un problème en sortie

Lorsque nous faisons plusieurs expériences à la suite avec un même canal et un même obstacle, il arrive que l'écoulement de la mousse dure plusieurs heures. Il apparaît alors une anisotropie sur y dans l'écoulement de la mousse en sortie du canal, dont nous n'avons pas réussi à déterminer la provenance ni à résorber : un des côtés se trouve favorisé au détriment de l'autre, et la mousse accélère et est étirée d'un côté tandis que l'autre semble se boucher ou s'écouler très lentement de manière extrême (figure 2.16).

Cette instabilité se propage ensuite à l'intérieur du canal avec le temps, remontant l'écoulement jusqu'à être visible en sortie du ROI pour les dernières expériences (généralement celles à fraction liquide très faible).

Il ne semble pas y avoir de cohérence d'une expérience à l'autre entre une préférence à droite ou à gauche. Les plaques de verre sont soigneusement nettoyées à l'éthanol entre chaque expérience, aucune inclinaison n'a été détectée au niveau à bulle et le nouveau cadre avec une sortie de canal complètement libre n'a pas réglé le problème, donc il ne semble pas s'agir d'une gêne physique, mais peut-être d'une instabilité dont le mécanisme reste à étudier. L'équilibrage de forces droite/gauche lors de la compression des plaques de verre

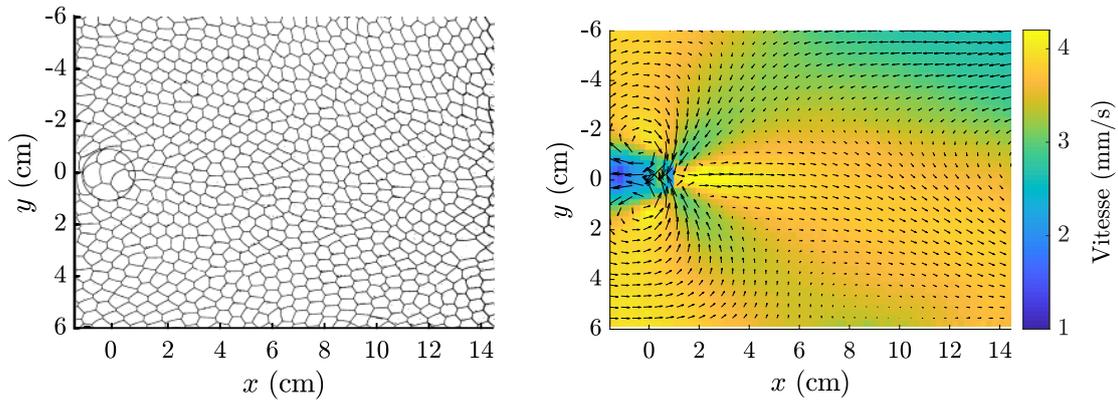


FIGURE 2.16 – Exemple de mousse déséquilibrée/anisotrope en sortie de ROI, zoom sur l’aval de l’obstacle (écoulement de gauche à droite). À gauche : image binarisée de la mousse. On peut noter la différence de la forme des bulles en sortie entre la partie haute et la partie basse du cliché. À droite : le champ de vitesse associé où la couleur indique la norme de la vitesse en mm/s (dans le référentiel du laboratoire) et le champ de vecteur indique l’orientation de la vitesse (dans le référentiel de la mousse), avec une anisotropie parfaitement visible loin de la sortie du canal.

entre elles est aussi sentée être beaucoup plus homogène avec le cadre métallique unique qu’avec les serre-joints.

Après avoir essayé d’arranger le problème de nombreuses manières sans succès, nous nous sommes résolus à rapprocher l’obstacle du réservoir afin de nous éloigner de l’impact de cette anisotropie d’écoulement. Cet effet se ressent parfois sur quelques expériences de fin de journée, lorsque l’écoulement de la mousse dure depuis longtemps et que le déséquilibre d’écoulement s’est propagé en amont du canal, et particulièrement pour les expériences à mousses très sèches (voir figure 2.16).

2.3.2 Déformations résiduelles d’entrée et de sortie

Lors de nos mesures de déformation moyenne, nous avons pu observer un fait un peu inattendu dû à la construction du dispositif et concernant la déformation en entrée (correspondant alors à l’entrée du canal en sortie de réservoir), et en sortie du ROI.

En mesurant la déformation moyenne en entrée du canal $U_{\text{entrée}}$ (cf section 2.2.3 pour la mesure de la déformation), on observe sur la figure 2.17, à gauche une nette dépendance de cette déformation avec la taille des bulles A , telle que plus les bulles sont volumineuses, plus $U_{\text{entrée},y_m}$ est élevée, plus les bulles sont comprimées et étirées dans le sens de l’écoulement. Un tel effet est visible sur les clichés de mousse de la figure 2.18).

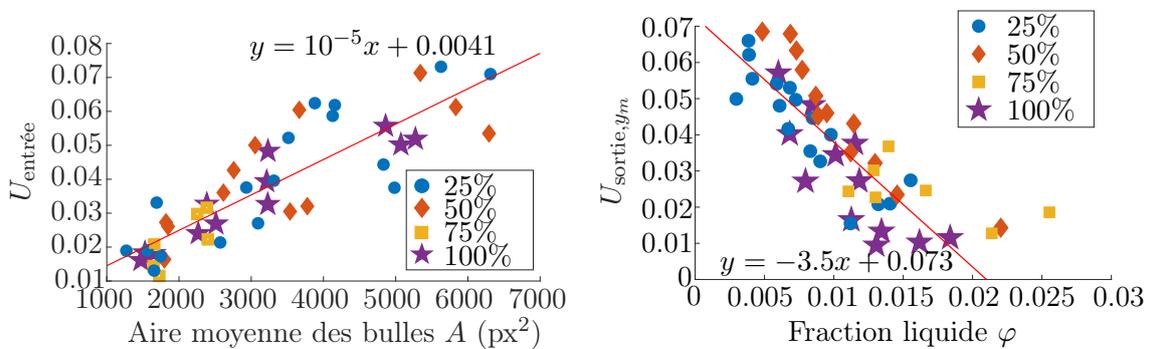


FIGURE 2.17 – À gauche : déformation $U_{\text{entrée}}$ proche du réservoir, en entrée du canal, en fonction de l’aire moyenne des bulles. À droite : déformation U_{sortie,y_m} en sortie de ROI sur le profil passant par le centre de l’obstacle, en fonction de la fraction liquide. Valeurs obtenues pour un écartement $\delta b = 0,9$ mm.

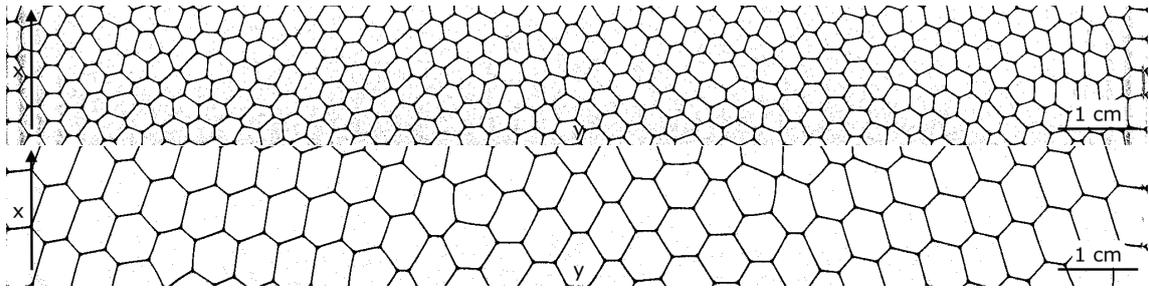


FIGURE 2.18 – Bandes de 250×2040 pixels² d’images binarisées d’une mousse à l’entrée du canal, 2 cm après la sortie du réservoir. Haut : $A = 8,77 \text{ mm}^2$ et $\varphi = 2,2 \pm 0,4\%$. Bas : $A = 30,3 \text{ mm}^2$ et $\varphi = 1,1 \pm 0,2\%$. On voit que les bulles plus grandes sont plus déformées en moyenne dans le sens de l’écoulement (ici, du bas vers le haut) que les plus petites.

Les bulles sont donc aplaties et se déforment en entrant dans le canal. Nous pouvons tenter de l’expliquer dû à la géométrie de la jonction réservoir/canal : un nombre N de bulles du réservoir (encore non comprimées) se trouvent côte à côte prêtes à entrer dans le canal. Or, en y entrant, elles se trouvent comprimées et prennent donc plus de place, sur une largeur de canal à peine plus grande que la sortie du réservoir, tout en tentant de conserver leurs voisines. Elles se retrouvent donc étirées dans le sens de l’écoulement, dans ce qu’on va appeler une déformation résiduelle d’entrée $U_{\text{entrée},y}$, de sorte que l’on ait toujours environ N bulles sur la largeur du canal, effet d’autant plus fort que les bulles sont volumineuses.

Cette déformation résiduelle d’entrée persiste sur tout l’écoulement et seul l’obstacle change la déformation de manière locale. Il faudra donc garder en tête que la mousse est précontrainte en entrant dans la région d’observation.

Concernant la déformation U_{sortie,y_m} , c’est la persistance d’une déformation résiduelle après le passage sur l’obstacle (sur le profil y_m passant par le centre de l’obstacle) que l’on observe. Il apparaît que plus la mousse est sèche, plus la déformation persiste. Il s’agit donc probablement d’une relaxation élastique incomplète lorsque la mousse est advectée vers l’aval.

2.3.3 Interdépendance de certains paramètres

Enfin, afin de tester l’effet de chaque paramètre sur l’écoulement, il est nécessaire de fixer les autres. Or, le débit d’air Q_{air} , l’aire des bulles A et la fraction liquide φ ne sont pas totalement indépendants. En effet, une augmentation du débit d’air augmente légèrement l’aire des bulles, à diamètre d’aiguille constante. De même, une variation de la taille des bulles implique une variation de la fraction liquide : pour un même volume de mousse, et à quantité d’eau égale répartie dans les bords de Plateau (imposé par le niveau H d’eau savonneuse dans le réservoir), une plus grosse bulle correspond à une plus grande quantité d’air et donc à une fraction volumique en liquide plus faible.

Nous n’avons aucun moyen de nous affranchir de ces effets, il faut juste en tenir compte lors des analyses.

Chapitre 3

Rhéologie d'une mousse liquide : cas d'un obstacle partiel local

Dans ce chapitre nous allons présenter une étude rhéologique de l'écoulement d'une mousse liquide 2D (mono-couche de bulles), forcée de s'écouler dans un canal (cellule de Hele-Shaw), présentant un obstacle partiel, réduisant localement l'écartement de la cellule. Nous appelons cette réduction de l'écartement une « constriction », et l'exprimons en pourcentage *via* le rapport $\delta b/b_0$.

Plus précisément, nous étudions les champs de vitesse (section 3.1) et de déformation des bulles (section 3.2) ainsi que les événements plastiques, correspondant aux réarrangements de bulles (section 3.4). Ce faisant, nous étudierons également le lien entre ces différents outils de caractérisation de l'écoulement de la mousse liquide en section 3.3.

3.1 Champs de vitesse

Nous avons vu dans la section 2.2.2 comment extraire les champs de vitesse moyennés dans le temps à partir des films de nos expériences. Nous allons d'abord décrire la forme générale des champs de vitesse et la manière dont s'écoule la mousse dans une première section 3.1.1. Nous décrirons ensuite en section 3.1.2 la dépendance du champ de vitesse en fonction des différents paramètres ajustables de contrôle de notre expérience, que sont la géométrie du milieu, la fraction liquide, l'aire des bulles et le débit.

3.1.1 Observations générales

Les champs de vitesse présentés en figure 3.1 dans le référentiel du laboratoire et de la mousse, sont obtenus pour un écoulement dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm en présence d'une constriction de $\delta b/b_0 = 50\%$ de diamètre 20 mm, pour une mousse de fraction liquide $\varphi = (0,9 \pm 0,3)\%$ et une aire moyenne de bulles $A = 8,9$ mm², créées via un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min. Ces champs de vitesse sont représentatifs de tous les champs de vitesse obtenus dans nos expériences d'écoulement de mousse en présence d'un obstacle plein ou partiel : un net ralentissement est observé en amont de l'obstacle, associé à une très forte accélération localisée immédiatement en aval de l'obstacle ainsi qu'une recirculation de la mousse sur les côtés, visible sur le champ de vecteurs dans le référentiel de la mousse.

Ce comportement est très différent de celui d'un fluide newtonien en cellule de Hele-Shaw, qui se caractérise par un écoulement symétrique entre l'amont et l'aval de l'obstacle, sans accélération (décrit en section 1.2.1, *cf* référence [44]). Au contraire, le comportement asymétrique que l'on observe, et en particulier la forte accélération en aval, est caractéristique des fluides complexes aux propriétés élastiques, comme cela a déjà été montré dans de précédentes études [54]. Nos observations sont par ailleurs tout à fait similaires aux résultats obtenus pour une mousse bidimensionnelle s'écoulant autour d'un obstacle

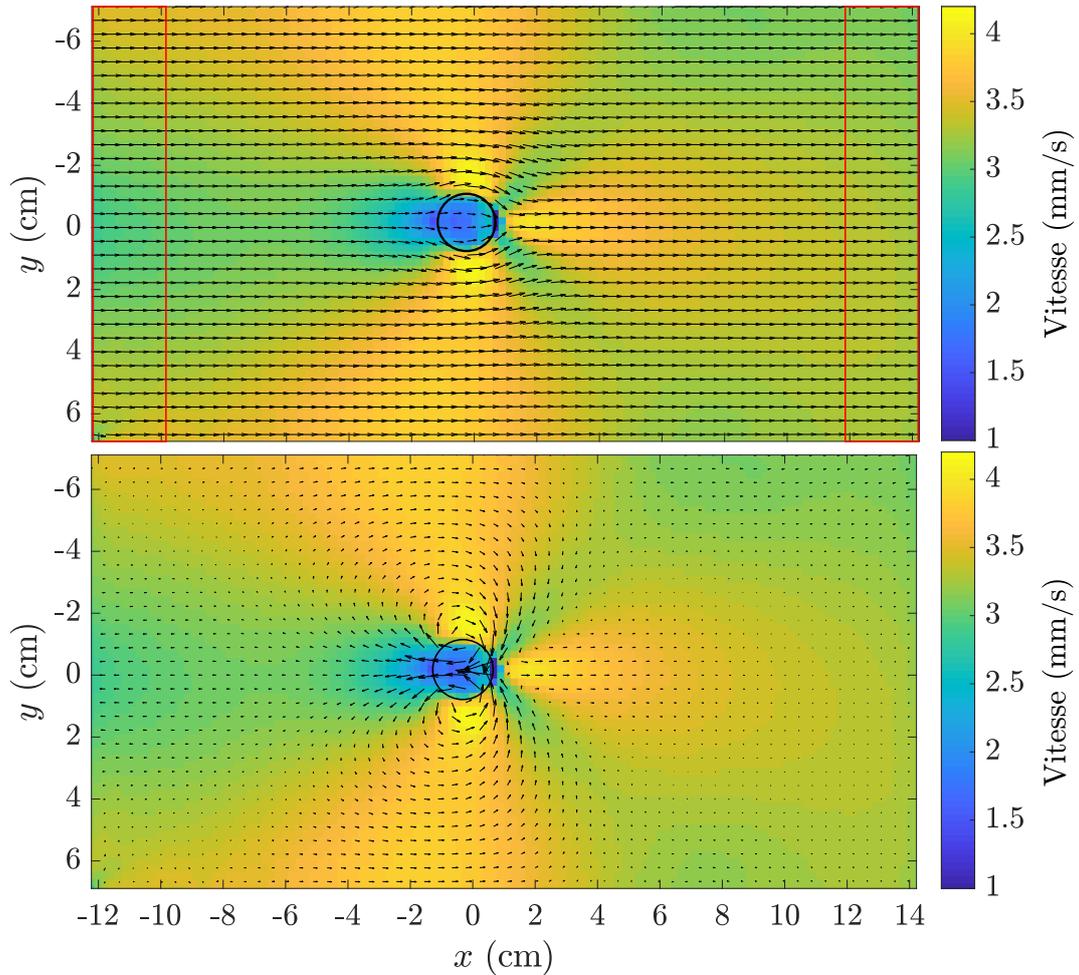


FIGURE 3.1 – Exemple typique d’un champ de vitesse moyenné dans le temps, le champ de vecteurs étant exprimé dans le référentiel du laboratoire (haut) et de la mousse (bas). Champ obtenu pour un écoulement dans un canal d’écartement $b_0 = 0,9$ mm en présence d’une constriction de $\delta b/b_0 = 50\%$ de diamètre 20 mm, pour une mousse de fraction liquide $\varphi = (0,9 \pm 0,3)\%$ et une aire moyenne de bulles $A = 8,9$ mm², créées via un débit d’air $Q_{air} = 25$ mL/min. La vitesse moyenne V_0 est évaluée en moyennant les valeurs dans les rectangles rouges.

(non-perméable) à la surface d’un bain liquide [46, 48]. Cette asymétrie amont/aval sur le champ de vitesse, et en particulier le sursaut de vitesse en aval de l’obstacle ont été attribués à la nature visco-élasto-plastique des mousses [55].

Afin d’étudier plus en détails le champ de vitesse, nous allons nous focaliser sur le profil longitudinal passant par le centre de l’obstacle en $y = 0$ des champs de vitesse moyens, tel que représenté sur la figure 3.2, correspondant au profil du champ de vitesse présenté précédemment en figure 3.1. Dans toute la suite du chapitre, les profils considérés seront évalués en $y = 0$. Afin de pouvoir comparer différents profils de vitesse à différents paramètres expérimentaux, nous traçons la vitesse adimensionnée $(V - V_0)/V_0$, avec V_0 la vitesse moyenne de l’écoulement, obtenue en moyennant la vitesse sur toute la largeur du canal très en amont et très en aval (*cf* section 2.2.2).

On observe alors bien une forte décélération juste avant l’obstacle ainsi qu’une forte accélération juste après. De façon remarquable, cette accélération est telle que la vitesse longitudinale dépasse nettement la vitesse moyenne. C’est le phénomène dit de sillage négatif, déjà mis en évidence dans différents fluides viscoélastiques [54]. Dans la suite de ce chapitre, on appellera ce dépassement de vitesse un *overshoot*. Nous allons observer tous les effets dûs à l’obstacle, mais c’est sur l’overshoot que nous allons nous attarder plus en

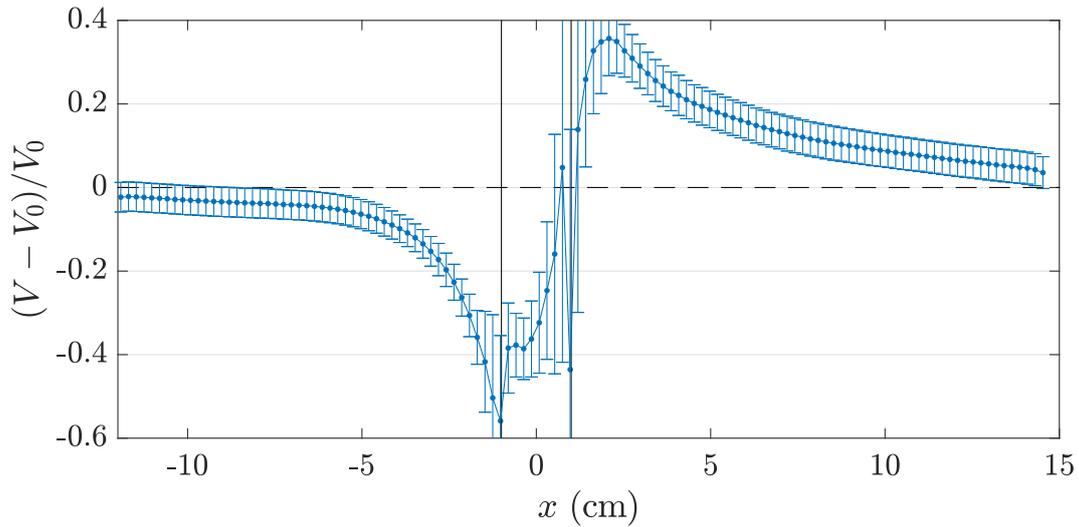


FIGURE 3.2 – Profil longitudinal de vitesse adimensionnée $(V - V_0)/V_0$ pris en $y = 0$ sur le champ de vitesse moyen de la figure 3.1, avec les barres d'erreur correspondant à l'écart-type de nos mesures. Les délimitations noires en $x = -1$ cm et $x = 1$ cm représentent les bords de l'obstacle.

détail car nous verrons que c'est à ce niveau que l'influence des paramètres va se faire le plus sentir. Cet effet est la signature des propriétés rhéologiques complexes des mousses. Si leur élasticité en est clairement à l'origine, il n'existe pas pour le moment de véritable prédiction de ce maximum de vitesse en fonction des propriétés intrinsèques des mousses.

On remarque également que la vitesse est mal évaluée sur les bords de l'obstacle partiel, en particulier sur le bord aval où l'on observe une rupture artificielle de la continuité de la vitesse au point $x = 1$ cm. Les barres d'erreurs nous montrent également que l'évaluation de la vitesse sur et en sortie d'obstacle est la plus à même de varier temporellement.

3.1.2 Influence des paramètres de contrôle expérimentaux sur les profils de vitesse

Nous allons désormais quantifier l'influence des différents paramètres expérimentaux sur les profils de vitesse moyenne des écoulements de mousse, en commençant par l'effet du rapport de constriction $\delta b/b_0$ de l'écartement, puis par celui du confinement b_0 , avant de nous intéresser à l'effet des caractéristiques des mousses que sont la fraction liquide φ et l'aire moyenne des bulles A , pour enfin finir par l'effet du débit d'air de création de la mousse Q_{air} , imposant le débit d'écoulement et la vitesse moyenne V_0 .

Effet du rapport de constriction $\delta b/b_0$

Notre intérêt se porte avant tout sur l'influence du rapport de constriction imposé par l'obstacle partiel sur les champs et les profils de vitesse. On trace sur la figure 3.3 les champs de vitesse associés à une mousse de fraction liquide $\varphi = (1,0 \pm 0,3)\%$, de bulles d'aire moyenne $A = 8,1 \pm 0,8$ et créée à un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min, dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm, en présence d'obstacle partiel réduisant l'écartement de 25%, 50%, 75% et 100% (obstacle plein) de haut en bas respectivement.

Si l'on observe sur la figure 3.3 les champs moyens de vitesse de mousses similaires à travers des obstacles partiels de tailles différentes, il est assez difficile de discerner l'évolution graduelle de l'influence de cette constriction de l'écartement sur l'accélération en aval. Il apparaît clairement que la constriction de 25% affecte moins fortement l'écoulement qu'un obstacle plein mais la nuance pour les constrictions de 50% ou 75% n'est pas claire. L'étude est alors plus facile sur les profils de vitesse adimensionnée de la figure 3.4.

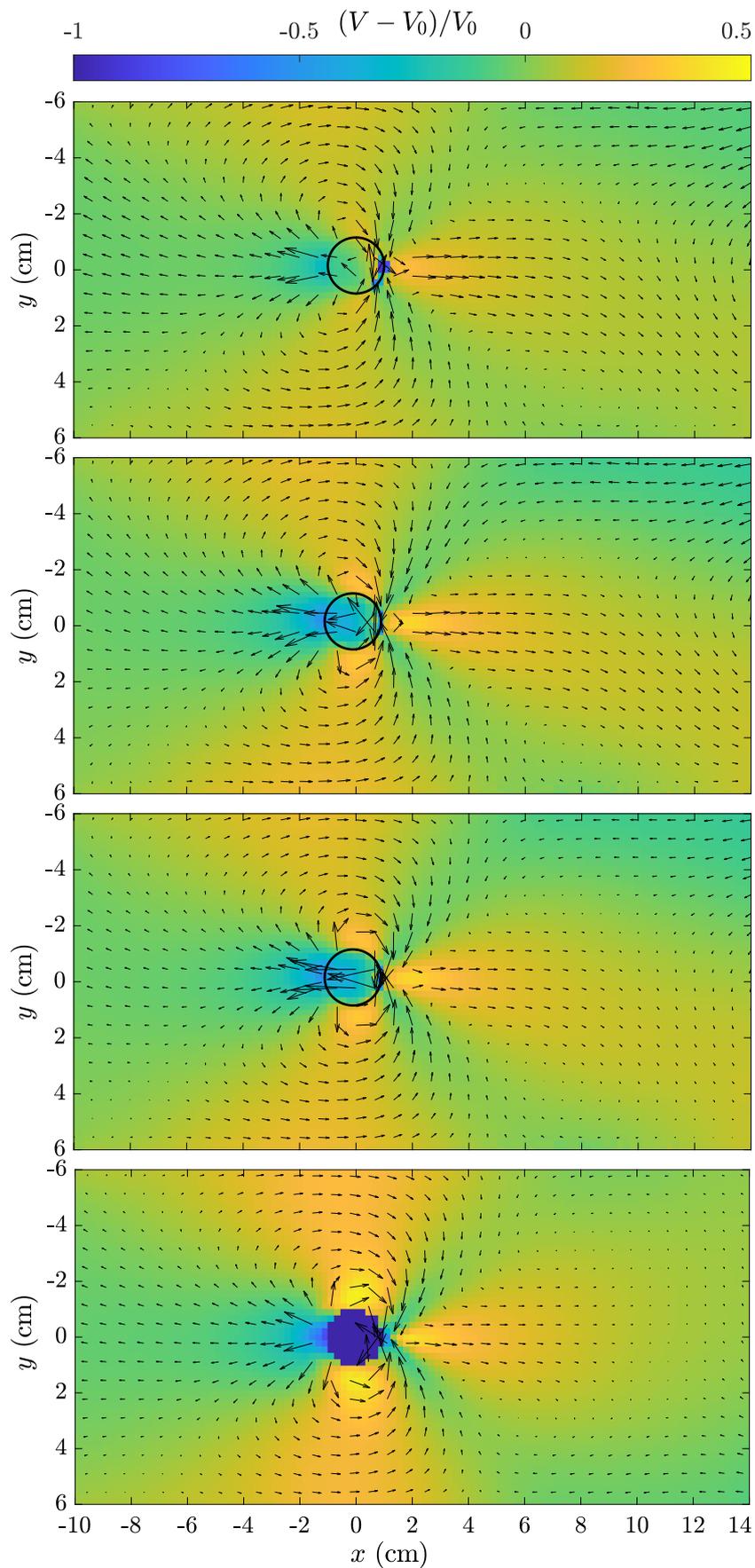


FIGURE 3.3 – Champs de vitesse adimensionnée à différents rapports de constriction : $\delta b/b_0 = [25, 50, 75, 100]\%$ (de haut en bas), à chaque fois pour une mousse de fraction liquide $\varphi = (1,0 \pm 0,3)\%$ et de bulles d'air moyenne $A = 8,1 \pm 0,8 \text{ mm}^2$, pour un débit d'air $Q_{air} = 25 \text{ mL/min}$, dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9 \text{ mm}$.

L'influence de la constriction de 25% apparaît alors effectivement beaucoup plus faible que pour les autres constrictions, à la fois en amont et en aval mais aussi sur l'obstacle, où la vitesse de la mousse est proche de la vitesse moyenne V_0 de l'écoulement.

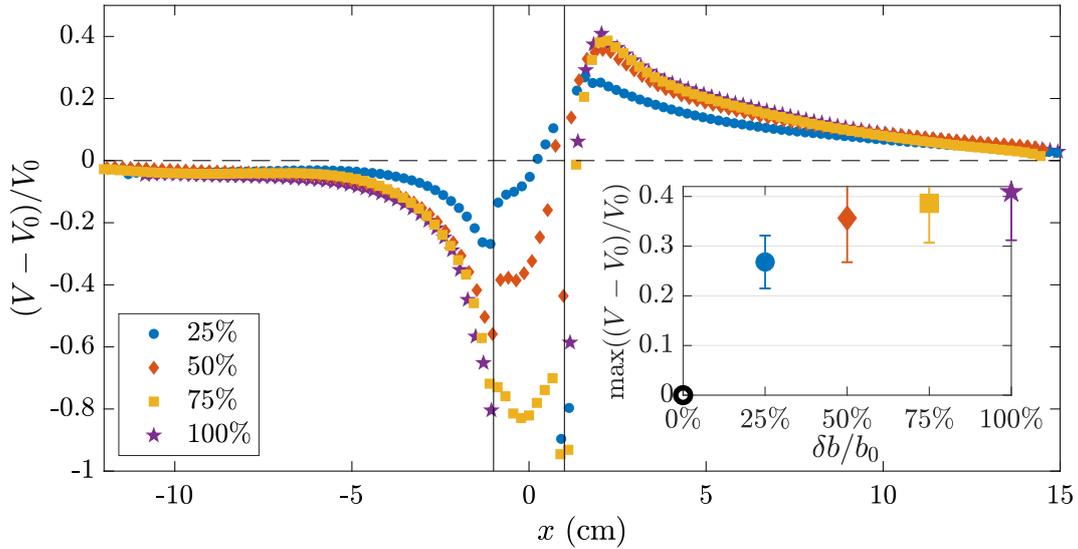


FIGURE 3.4 – Profils longitudinaux de la vitesse adimensionnée pour les mêmes expériences que la figure 3.3. Insert : tracé du maximum du profil de vitesse en fonction du rapport de constriction $\delta b/b_0$.

Nous allons analyser ces profils de vitesse en trois étapes : avant l'obstacle, sur l'obstacle et après l'obstacle.

En amont de l'obstacle donc, l'influence des constrictions de 50%, 75% et de l'obstacle plein est quasiment la même, la vitesse suit presque exactement le même profil de décélération, plus important que pour la constriction de 25%.

La vitesse sur l'obstacle a ensuite toujours la même tendance pour les constrictions de 25% et 50% : un minimum de vitesse lorsque les bulles s'apprêtent à « monter » sur l'obstacle, un léger bond de vitesse discontinu une fois que les bulles sont sur l'obstacle qui se poursuit en une augmentation de la vitesse sur l'obstacle, pour remonter à la vitesse moyenne V_0 , voir un peu plus. La chute brutale de vitesse sur le bord de l'obstacle peut être facilement attribuée aux erreurs de binarisation à cet endroit : il y a toujours des résidus de pixels du bord de l'obstacle, imposant une vitesse proche de zéro lors de l'étape de PIV. Si l'on fait abstraction de ce(s) point(s), on constate que le profil de vitesse peut se poursuivre entre l'obstacle et l'aval en continuant d'augmenter. Concernant les valeurs de la vitesse sur l'obstacle en fonction de la constriction, on constate qu'elle diminue très fortement avec la constriction et est très faible pour une constriction de 75%.

Pour la constriction à 75%, l'évolution de la vitesse sur l'obstacle n'est plus la même car la friction devient plus importante à de si petits écartements ($b_i = 0,24$ mm pour $b_0 = 0,9$ mm et $b_i = 0,4$ mm pour $b_0 = 1,4$ mm). Une telle constriction conduit à une suppression, due à la variation d'énergie de surface des bulles, qui devient très importante pour de si petits écartements ; nous reparlerons de cet effet dans le chapitre 6. Cet effet est notamment à l'origine de l'existence d'un seuil pour l'écoulement d'une mousse en milieux poreux, gradient de pression minimum nécessaire pour mobiliser les bulles) [58, 59]. La vitesse sur l'obstacle reste proche de la très faible vitesse en amont et il n'y a pas de discontinuité : les bulles contournent l'obstacle ou restent dessus et n'avancent que très peu sur l'obstacle. On observe même une chute de vitesse au centre de l'obstacle, correspondant aux bulles restant coincées au centre tandis que celles des bords sont tirées par la mousse alentour, puis une très légère augmentation juste avant la sortie correspondant à la sortie des bulles

de l'obstacle (la chute de vitesse sur le bord est toujours due à la mauvaise binarisation à cet endroit).

On observe ensuite pour tous les profils un sursaut de vitesse juste après l'obstacle, l'overshoot, nettement supérieur à la vitesse moyenne de l'écoulement V_0 . On observe une augmentation de l'overshoot avec la constriction (voir l'insert de la figure 3.4), nette entre 25% et 50%, puis plus faible entre les suivantes avec une saturation de l'overshoot autour de 75-80%, déjà observé par [57].

Effet du confinement b_0

On trace sur la figure 3.5 les profils de vitesses de quatre écoulements à écartements (ou confinements) b_0 différents ($b_0 = 0,9$ mm et $b_0 = 1,4$ mm) dans le cas de deux constrictions différentes (25% et 75%). Les paramètres expérimentaux de la mousse considérée dans ces quatre écoulements sont proches. On considère une mousse de fraction liquide $\varphi = (1,4 \pm 0,4)\%$, une aire moyenne de bulles $A = (8,4 \pm 0,2)$ mm², créée à un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min. Nous avons voulu représenter l'influence du confinement sur deux constrictions offrant des comportements de mousse différents : 25% et 75%.

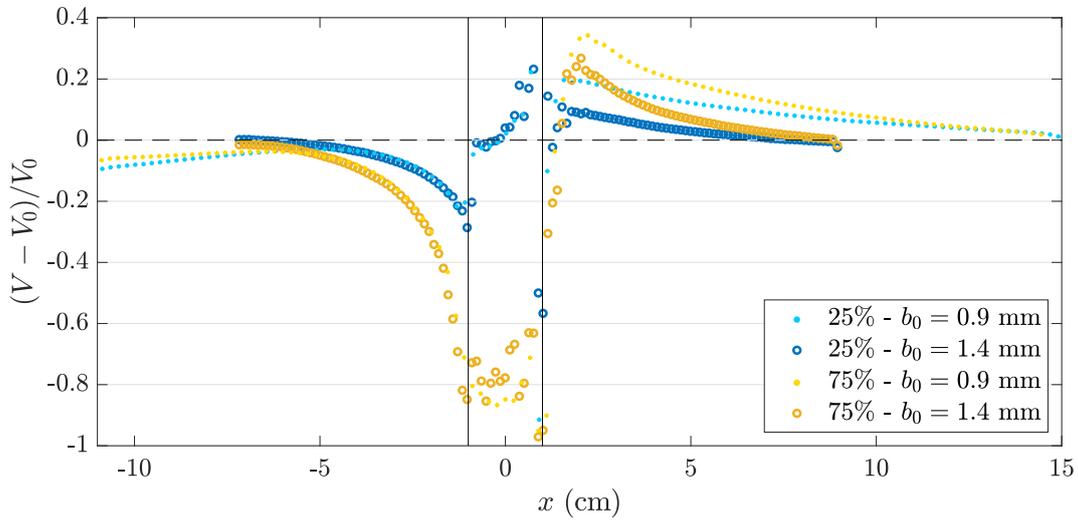


FIGURE 3.5 – Profils de vitesse pour deux écartements différents (\bullet $b_0 = 0,9$ mm et \circ $b_0 = 1,4$ mm) et deux rapports de constriction différents ($\delta b/b_0 = 25\%$ (bleu) et $\delta b/b_0 = 75\%$ (jaune)) et pour une mousse de fraction liquide $\varphi = (1,4 \pm 0,4)\%$, pour des aires moyennes de bulles $A = (8,4 \pm 0,2)$ mm² injectées avec une aiguille de seringue de diamètre $\varnothing_s = 0,5$ mm à un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min. La différence de longueur des profils est dû à l'usage de caméras différentes, possédant des ROI de tailles différentes, entre les expériences à différents écartements.

En observant l'influence du confinement sur la figure 3.5, il advient qu'une variation de l'écartement général b_0 ne semble introduire aucune différence en amont, en revanche l'overshoot est nettement renforcé en présence d'un écartement plus petit. Cependant, ce n'est pas seulement l'overshoot qui se trouve renforcé, comme c'est le cas pour l'influence de la constriction pour chacun des deux profils à écartements constants. En effet, la perturbation se propage également beaucoup plus loin pour un écartement plus petit à constriction équivalente.

Effet de la fraction liquide φ

La fraction liquide est le paramètre qui contrôle les propriétés rhéologiques de la mousse (élasticité et plasticité) [27]. L'écoulement et le comportement de la mousse sont donc fortement influencés par la fraction liquide.

Nous traçons sur la figure 3.6 les profils de vitesse de trois écoulements de mousse à fraction liquide différentes dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm et en présence d'un obstacle partiel réduisant de 50% cet écartement. La mousse est créée et poussée avec un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min et présente des bulles d'aire moyenne $A = (8,8 \pm 0,1)$ mm².

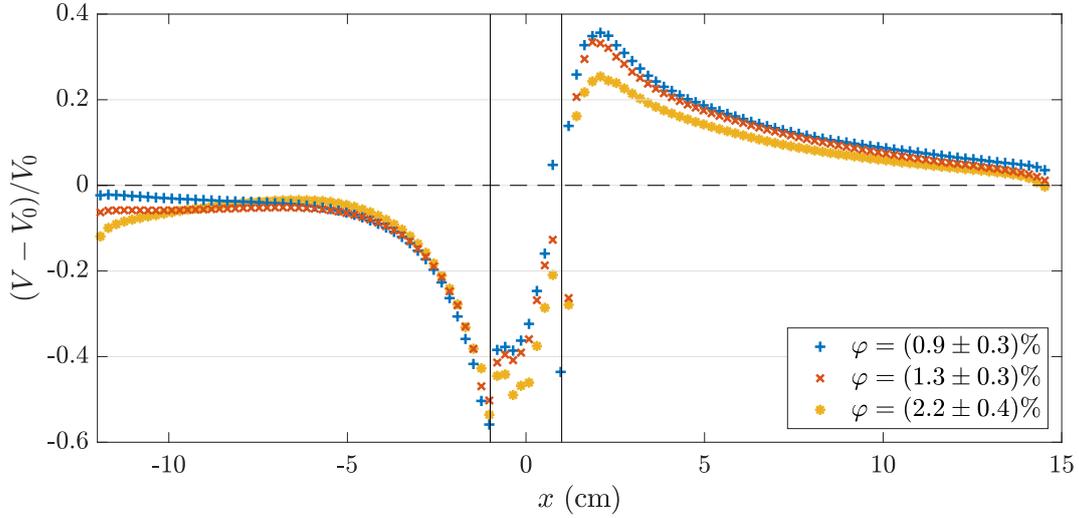


FIGURE 3.6 – Profils de vitesse en fonction de la fraction liquide φ , pour un écoulement de mousse d'aire moyenne de bulle $A = (8,8 \pm 0,1)$ mm², à un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min, et dans une cellule d'écartement $b_0 = 0,9$ mm présentant une constriction de 50%.

On peut voir sur ces profils de vitesse que plus la fraction liquide est élevée, moins l'overshoot est important.

Pour pousser cette étude plus loin et étudier en détail l'influence de la fraction liquide, nous l'avons fait varier de manière extensive, de 0,5% (mousse sèche) à 10% (mousse humide, limite liquide bulleux), en co-injectant dans le réservoir de l'eau savonneuse en plus des bulles d'air (tel que décrit au chapitre 2). L'écoulement de la mousse se fait ensuite dans un canal d'écartement $b_0 = 0,7$ mm en présence d'un obstacle plein, et nous représentons les profils de vitesse associés à chaque fraction liquide dans la figure 3.7.

Ce que l'on observe dans le cas de l'obstacle plein est proche de ce qui est observé pour les autres constriction, à savoir une diminution de l'overshoot avec l'augmentation de la fraction liquide. Les quatre plus grandes fractions liquides sont créées avec la co-injection, et on observe alors une transition progressive vers un profil de vitesse obtenu pour un fluide simple autour d'un obstacle plein [44], avec un décalage vers l'aval du maximum de vitesse, jusqu'à ce qu'il n'y ait quasiment plus de maximum de vitesse.

Ces profils montrent que l'overshoot en vitesse est majoritairement lié au caractère élastique de la mousse, piloté par la fraction liquide : plus elle est élevée, plus la mousse perd de son caractère élastique. L'insert de la figure 3.7 semble indiquer que l'overshoot évolue en l'inverse de la fraction liquide.

Effet de l'aire des bulles A

Nous traçons en figure 3.8 les profils de vitesse correspondant à des mousses de fraction liquide $\varphi = (1,0 \pm 0,3)\%$ créées à un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min, s'écoulant dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm présentant une constriction de 50%, dont on fait varier la taille des bulles, mesurées ici via leur aire moyenne. Pour cela, on utilise des aiguilles d'injection de diamètres différents.

Il convient de noter que nous avons soigneusement sélectionné des mousses de fractions liquides équivalentes, obtenues à des niveaux d'eau savonneuse H dans le réservoir différents. En effet, les différences d'aires de bulles font beaucoup varier la fraction liquide,

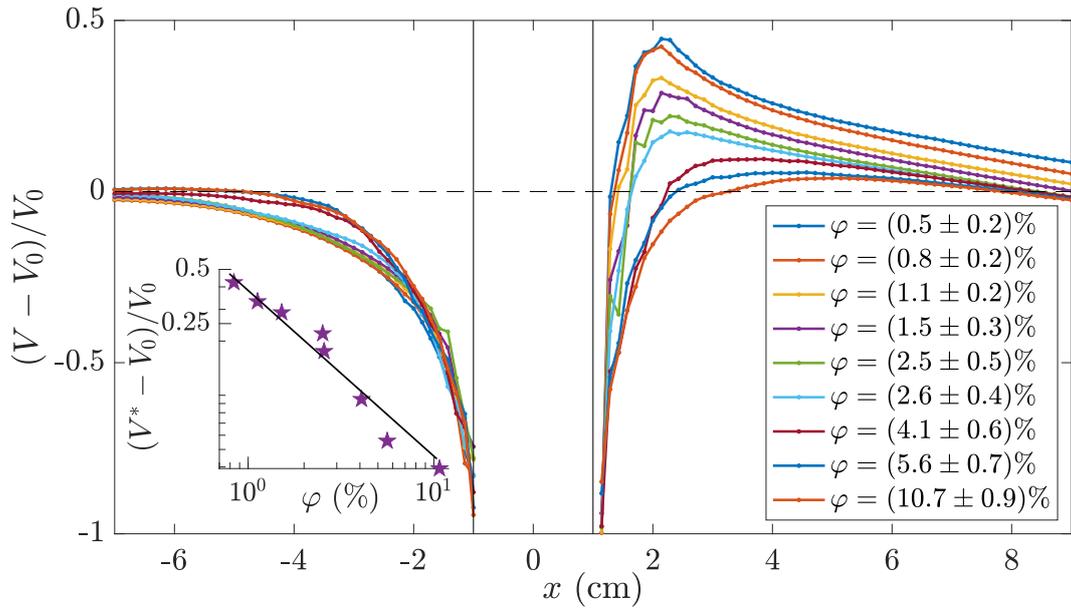


FIGURE 3.7 – Profils de vitesse pour une grande variation de fraction liquide, dans le cas d’un obstacle plein, pour un écartement de $b_0 = 0,7$ mm, un débit d’injection d’air de $Q_{air} = 15$ mL/min et une aire de bulles $A = (7,2 \pm 0,7)$ mm². Insert : Tracé en log-log du maximum de vitesse en fonction de la fraction liquide φ , la ligne noire est un guide pour l’œil de pente -1.

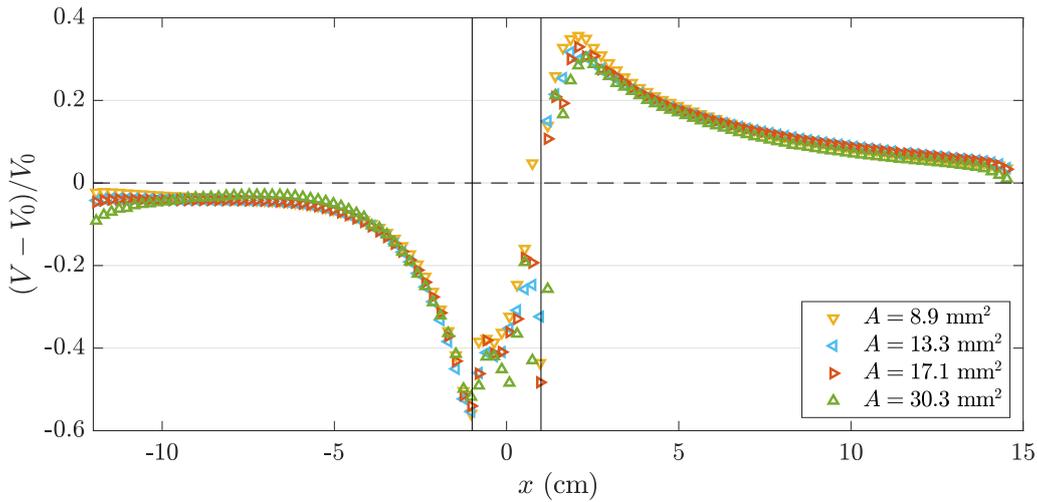


FIGURE 3.8 – Profils de vitesse pour différentes aires de bulles A , pour une mousse de fraction liquide $\varphi = (1,0 \pm 0,3)\%$, créée à un débit d’air $Q_{air} = 25$ mL/min, et dans un canal d’écartement $b_0 = 0,9$ mm présentant une constriction de 50%.

puisque à volume de mousse égal, de plus grosses bulles impliquent plus d’air et moins de liquide, même si l’épaisseur des bords de Plateau est similaire (ce que contrôle *a priori* H). Or c’est bien la fraction liquide φ qui a le plus de pertinence sur les propriétés physiques de la mousse.

On montre ici que l’aire des bulles n’a *a priori* pas ou peu d’influence sur le profil de vitesse. Il semblerait que l’overshoot soit plus important pour les bulles de faible aire, à fraction liquide équivalente, mais au-delà d’une certaine aire de bulle, autour de $A = 10$ mm², l’aire ne semble plus avoir d’importance sur l’overshoot.

Effet du débit d'air Q_{air}

Nous traçons sur la figure 3.9 les profils de vitesse obtenus pour des débits d'injection d'air Q_{air} différents, créant une mousse de fraction liquide $\varphi = (1,3 \pm 0,4)\%$ *via* une aiguille d'injection de diamètre $\varnothing_s = 0,5$ mm s'écoulant à travers un canal d'écartement $b_0 = 1,4$ mm en présence d'un obstacle partiel le réduisant de $\delta b/b_0 = 50\%$.

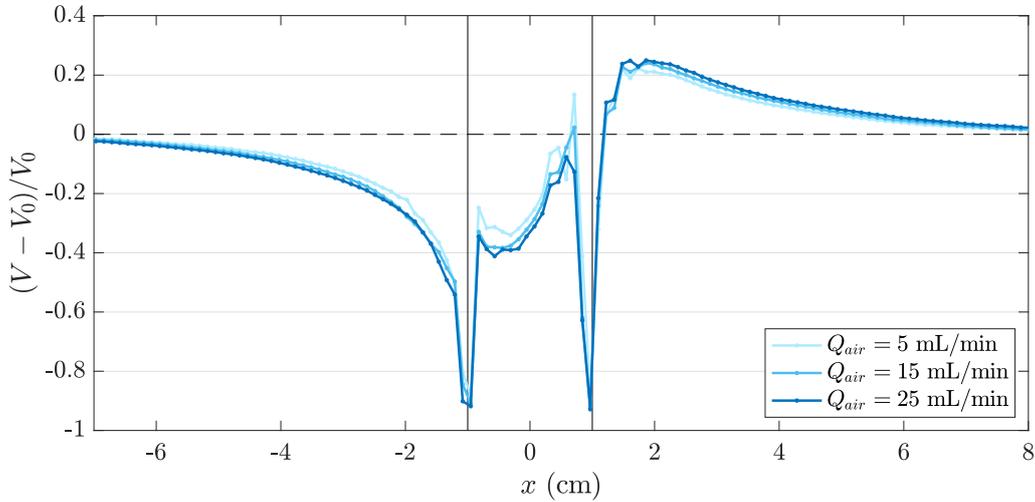


FIGURE 3.9 – Variation du profil de vitesse en fonction du débit d'air injecté Q_{air} , pour un écoulement de mousse de fraction liquide $\varphi = (1,3 \pm 0,4)\%$ et une aire moyenne de bulles de $A = \{5,4; 6,7; 7,8\}$ mm² (obtenues avec une aiguille de diamètre $\varnothing_s = 0,5$ mm) à travers un canal d'écartement $b_0 = 1,4$ mm en présence d'un obstacle partiel le réduisant de $\delta b/b_0 = 50\%$.

Comme nous l'avons discuté dans la section 2.3.3, la variation de débit à travers une aiguille de diamètre fixe fait varier l'aire des bulles. Les paramètres A et Q_{air} ne sont donc pas totalement indépendants et nous n'avons pas pu fixer A . Cela dit, nous venons de voir précédemment que l'aire moyenne A des bulles n'a *a priori* pas d'impact sur le profil de vitesse, ce qui permet d'étudier sereinement le seul impact du débit.

Nous constatons que le débit d'injection d'air Q_{air} , qui détermine ensuite le débit d'écoulement de la mousse Q et donc la vitesse moyenne V_0 , ne semble pas avoir d'influence sur la forme du profil de vitesse, dans cette gamme de vitesse. L'effet étant quasi-inexistant, nous n'avons fait varier ce paramètre que pour les expériences avec un écartement de $b_0 = 1,4$ mm et nous nous sommes contentés d'un débit d'injection de $Q_{air} = 25$ mL/min pour l'écartement de $b_0 = 0,9$ mm.

3.2 Champs de déformation et d'orientation

Intéressons-nous maintenant aux champs de déformation U_ℓ et d'orientation $|\theta|$ associés à l'écoulement de la mousse. On commence, comme pour l'étude de la vitesse, par présenter un cas typique, et on précisera le cas échéant si certaines observations sur ce cas typique sont susceptibles d'être différentes dans d'autres expériences.

3.2.1 Observations générales

Nous représentons en figure 3.10 un exemple de champ de déformation U_ℓ (défini dans le chapitre 2) et d'orientation $|\theta|$ des bulles, pour un écoulement de mousse de fraction liquide $\varphi = (1,3 \pm 0,3)\%$ avec des bulles d'aire moyenne $A = 8,7$ mm², créées à un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min et s'écoulant dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm en présence d'une constriction de $\delta b/b_0 = 50\%$.

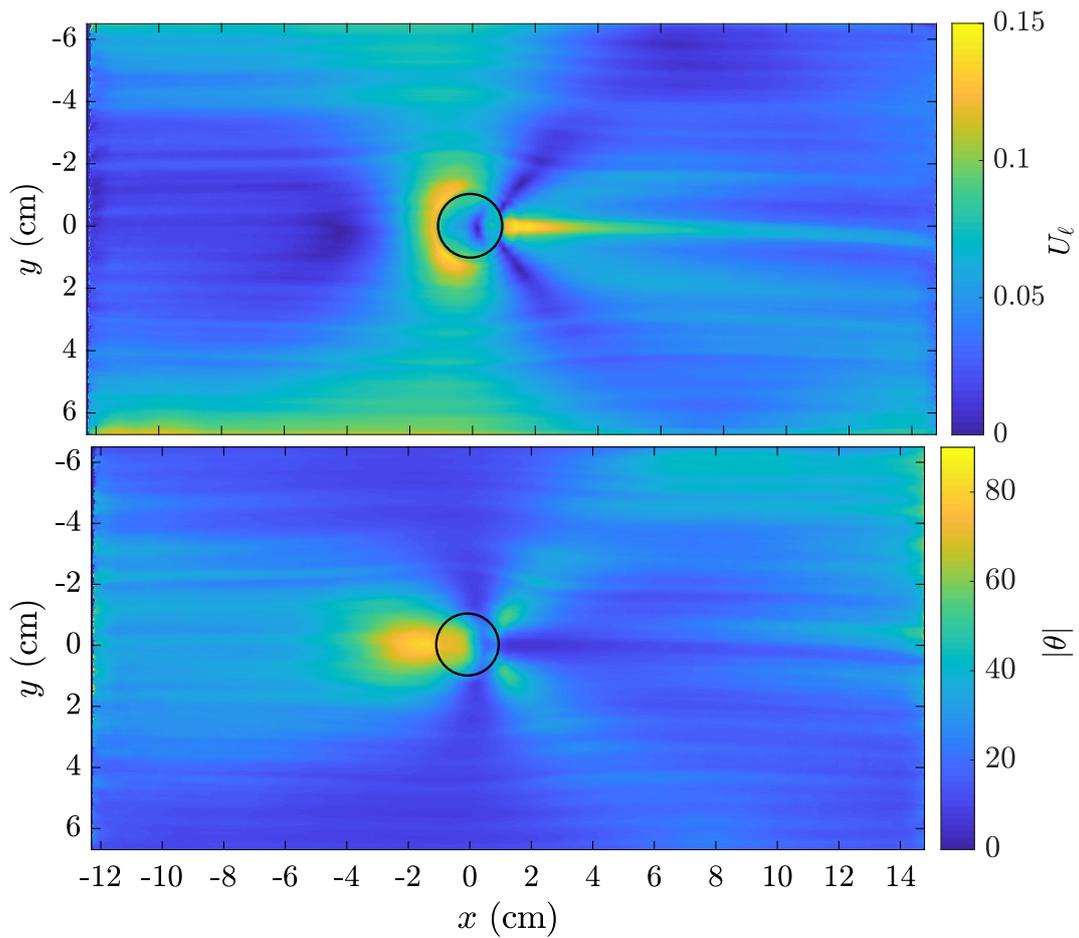


FIGURE 3.10 – Champ moyen de déformation U_ℓ (haut) et d'orientation $|\theta|$ (bas), pour un écoulement de mousse de fraction liquide $\varphi = (1,3 \pm 0,3)\%$ et de bulles d'aire moyenne $A = 8,7 \text{ mm}^2$, créées à un débit d'air $Q_{air} = 25 \text{ mL/min}$ et s'écoulant dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9 \text{ mm}$ en présence d'une constriction de $\delta b/b_0 = 50\%$.

En étudiant les champs de déformation et d'orientation de la figure 3.10 dans leur totalité, il apparaît notamment que les bulles sur les bords du canal (pour $|y| > 4$ cm et x négatif) sont majoritairement déformées dans le sens de l'écoulement. Dans toute la zone très en amont de l'obstacle, depuis l'entrée du canal jusqu'à l'effet de l'obstacle, la déformation U_ℓ est proche de 0 avec une orientation moyenne des bulles $|\theta| \simeq 45^\circ$ caractéristique du moyennage sur tous les angles existants.

Concentrons-nous désormais sur l'influence directe de l'obstacle. On remarque sur le champ de déformation de la figure 3.10 une « demi-couronne » de déformation intense ($U_\ell \simeq 0,12$, mesuré plus finement sur la figure 3.11) tout autour de la moitié amont de l'obstacle, lorsque les bulles sont freinées par l'obstacle (*cf* section 3.1) et forcées de le contourner, se retrouvant comprimées contre lui. Les bulles en amont sur le profil longitudinal sont alors toutes orientées de manière orthogonale au sens de l'écoulement (figure 3.10, bas en $(x, y) = (-2, 0)$ cm). On remarque l'existence (systématique) d'une zone de moindre déformation légèrement en amont de la demi-couronne de déformation, autour de $(x, y) = (-4, 0)$ cm : il s'agit de la zone où les bulles venant de l'amont et étant légèrement déformées dans le sens de l'écoulement (*cf* section 2.3.2) amorcent leur transition vers la zone de compression et de déformation dans le sens orthogonal à l'écoulement.

En aval, nous constatons que les bulles sont extrêmement déformées dans le sens de l'écoulement dans une zone très concentrée autour de $y = 0$, mais qui s'étend en diminuant lentement loin vers l'aval, définissant un sillage de bulles plus déformées que leurs voisines à la suite de l'obstacle. La déformation maximale mesurée ici vaut $U_\ell \simeq 0,14$ — on verra par la suite qu'elle peut monter jusqu'à $U_\ell \simeq 0,18$, un seuil comparable à celui mesuré par Saint-Jalmes et Durian dans [27]. On remarque sans surprise que la zone de déformation maximale correspond à la zone de l'overshoot décrit dans la section précédente 3.1.

Encadrant cette zone de déformation, on observe sur la figure 3.10 une zone de non-déformation en forme de V, à $\pm 45^\circ$ par rapport à l'obstacle. Cette zone correspond à la transition que les bulles effectuent pour changer d'orientation et notamment d'axe principal.

On peut enfin remarquer une zone de non-déformation au centre de l'obstacle lui-même, correspondant également à une transition de direction entre orthogonal et parallèle au sens de l'écoulement, comme on peut le constater sur le champ d'orientation de la figure 3.10.

Dans la suite, comme pour les profils de vitesse de la section 3.1, nous allons surtout nous intéresser aux profils longitudinaux de la déformation moyenne U_ℓ , tel que présenté sur la figure 3.11, afin de comparer l'influence des paramètres de contrôle de notre expérience sur l'intensité de la déformation.

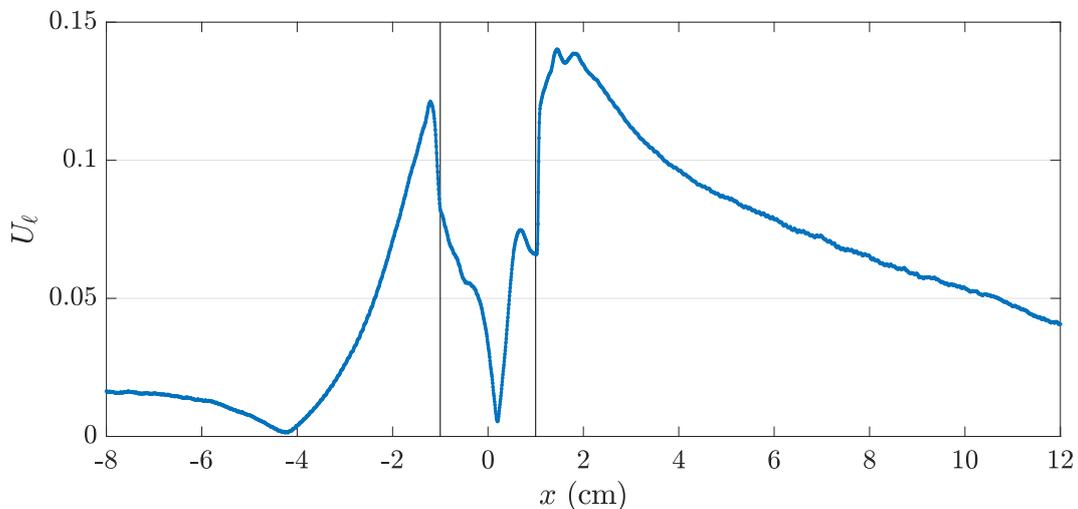


FIGURE 3.11 – Profil de déformation U_ℓ en $y = 0$, pour la même expérience que la figure 3.10.

On constate également que la déformation ne revient pas complètement à zéro sur le profil longitudinal en $y = 0$ loin en aval, étant en effet situé dans le sillage de déformation dont nous parlions plus haut. Nous verrons donc que les profils de déformation arrivent peu souvent à une déformation nulle et peuvent se stabiliser entre $U_\ell \simeq 0,025$ et $0,05$, comme nous le verrons dans les figures 3.14, 3.15, 3.16, 3.19 et 3.20. Les champs d'orientation sont en revanche peu influencés par les différents paramètres et restent très similaires à celui présenté en figure 3.10, nous n'en discuterons donc pas plus.

Nous considérerons également que le profil longitudinal de déformation en amont de l'obstacle (sur $x \in [-2, -1]$ cm) est représentatif de la déformation sur toute la zone correspondant à la demi-couronne de déformation. En effet, si l'on trace en coordonnées polaires (r, Θ) les différents profils curvilignes de cette zone en figure 3.12, à gauche (pour $r = 1,3$ cm, représenté à droite sur un zoom d'un champ de déformation représentatif), on constate que la déformation U_ℓ ne varie que sur une bande de $0,01$ pour $\Theta \in [2\pi/3, 4\pi/3]$.

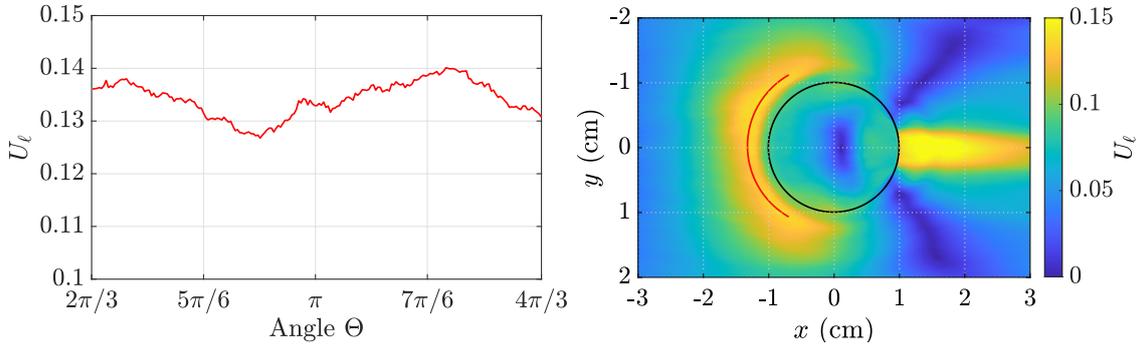


FIGURE 3.12 – Gauche : Évaluation d'un profil de déformation curviligne sur la demi-couronne de déformation en amont de l'obstacle, en coordonnées polaires (r, Θ), pour $r = 1,3$ cm et Θ entre $2\pi/3$ et $4\pi/3$ (avec $\Theta = 0$ en $(x, y) = (1, 0)$ cm). Droite : Représentation du profil curviligne sur le champ de déformation associé, mesuré pour les paramètres de mousse et d'écoulement suivants : $\varphi = (1,0 \pm 0,3)\%$, $A = (8,0 \pm 0,2)$ mm², $Q_{air} = 25$ mL/min, $b_0 = 0,9$ mm, $\delta b/b_0 = 50\%$.

3.2.2 Dépendance en fonction des paramètres

Nous allons de nouveau nous intéresser à l'influence des différents paramètres de contrôle sur les profils de déformation moyenne des mousses. Afin de pouvoir comparer avec les profils de vitesse de la section 3.1 précédente, nous avons repris les mêmes expériences de chaque section correspondante.

Effet du rapport de constriction $\delta b/b_0$

Nous traçons sur la figure 3.13 les champs de déformation associés à un écoulement de mousse dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm, en présence d'un obstacle partiel réduisant l'écartement de 25%, 50%, 75% ou 100% (obstacle plein) de haut en bas respectivement. On trace également sur la figure 3.14 les profils longitudinaux en $y = 0$ associés à ces champs.

De la même manière que pour la vitesse, on observe de manière générale une augmentation de la déformation avec la constriction, en amont comme en aval, et notamment une forte différence entre le cas à 25% et les autres (figures 3.13 et 3.14). On observe d'ailleurs très peu de différences sur les champs ou les profils de déformation entre la constriction de 75% et l'obstacle plein.

En revanche, on observe qu'en aval, les bulles ne se déforment pas de la même manière pour les différentes constriction. Là où l'obstacle plein et la constriction de 75% présentent

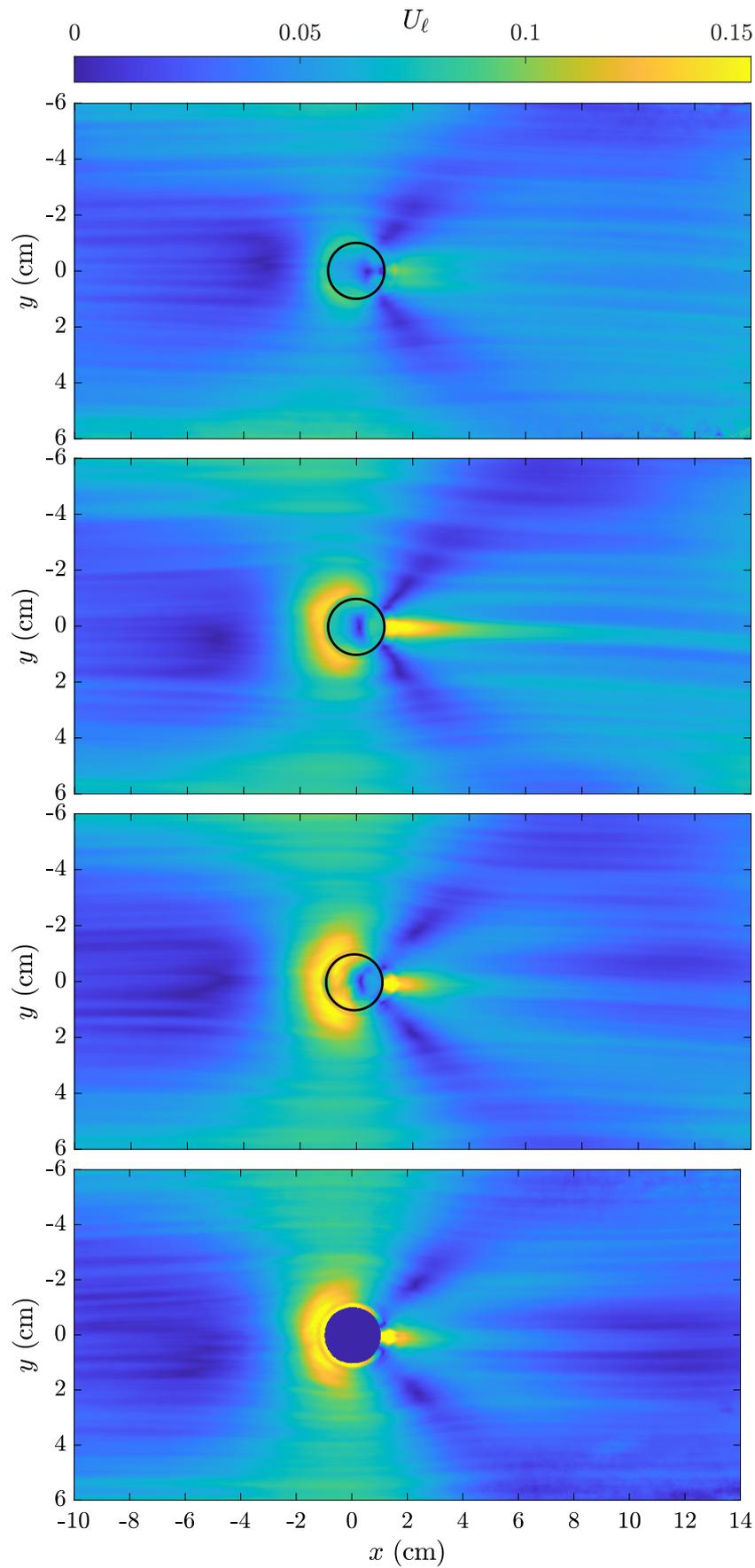


FIGURE 3.13 – Champs de déformation moyenne U_ℓ pour différentes constrictions (de haut en bas : 25, 50, 75 et 100%), pour des mousses de fraction liquide $\varphi = (1,0 \pm 0,3)\%$ et de taille de bulles $A = (8,1 \pm 0,8) \text{ mm}^2$, créées avec un débit d'air $Q_{air} = 25 \text{ mL/min}$ dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9 \text{ mm}$

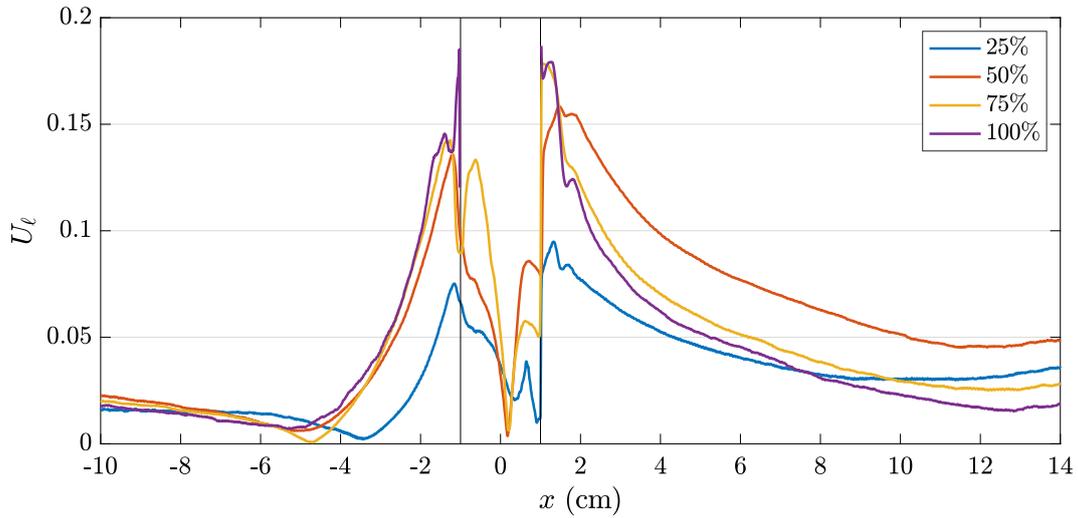


FIGURE 3.14 – Profils de la déformation moyenne U_ℓ pour différentes constrictions, obtenus sur les champs de la figure 3.13.

un pic de déformation à $U_\ell \simeq 0,17$ immédiatement accolé à l’obstacle puis un deuxième pic à $U_\ell \simeq 0,12$ environ une taille de bulle plus loin avant de diminuer rapidement, les constrictions à 25% et 50% présentent un maximum de déformation plus large, centré à environ une taille de bulle de l’obstacle (comme le deuxième pic des constrictions plus élevées) et le profil de déformation relaxe ensuite plus lentement, sur une plus longue distance.

Le maximum de déformation accolé aux hautes constrictions est justement dû au bord de l’obstacle auquel sont accrochées les bulles, permettant ainsi une déformation plus extrême qu’au sein d’une mousse, entourées d’autres bulles, ce qui est encore le cas pour la constriction de 50% mais beaucoup moins pour celle de 75%.

Effet du confinement b_0

Comme pour les profils de vitesse de la section 3.1, on trace sur la figure 3.15 les profils de déformation de quatre écoulements à écartements b_0 différents ($b_0 = 0,9$ mm et $b_0 = 1,4$ mm) dans le cas de deux constrictions différentes (25% et 75%). Les écoulements de mousse considérés ici sont les mêmes que ceux de la figure 3.5.

Encore une fois, le profil en amont de l’obstacle n’est pas impacté par l’écartement, alors qu’il l’est en aval.

Dans le cas de la constriction de 25%, on observe une translation du profil vers de plus hautes déformations pour un écartement plus faible. Autrement dit, à volume de bulles égal, une bulle plus comprimée dans la direction z par un écartement plus faible se déformera plus fortement dans les directions x et y , et va avoir tendance à plus facilement garder cette déformation de manière résiduelle, créant des phénomènes comme le sillage de déformation précédemment évoqué, seulement observable avec un écartement de $b_0 = 0,9$ mm.

En revanche, cet effet du confinement sur la déformation n’est possible que jusqu’à une certaine valeur de saturation de la déformation, qui semble atteinte à $U_\ell \simeq 0,17$ en $x \simeq 1,5$ cm, en aval de la constriction de 75%. Nous reviendrons sur ce point dans la section 3.4. Contrairement à la constriction de 25%, la relaxation en aval de l’obstacle à 75% de l’écartement n’est plus la même suivant l’écartement : elle est plus rapide pour un écartement plus large, la déformation résiduelle de fin étant identique pour les deux constrictions mais différentes pour les deux écartements, tout paramètres égaux par ailleurs.

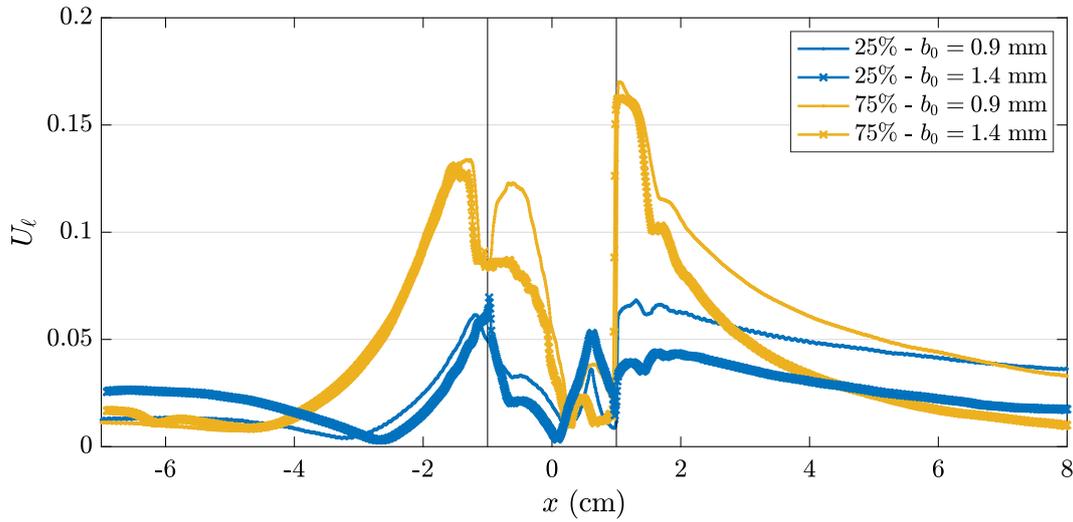


FIGURE 3.15 – Profils de déformation U_ℓ pour deux écartements (\bullet $b_0 = 0,9$ mm et \times $b_0 = 1,4$ mm) et deux rapports de constriction différents ($\delta b/b_0 = 25\%$ (bleu) et $\delta b/b_0 = 75\%$ (jaune)), pour une mousse de fraction liquide $\varphi = (1,4 \pm 0,4)\%$, pour des aires moyennes de bulles $A = (8,4 \pm 0,2)$ mm², injectées avec une aiguille de seringue de diamètre $\varnothing_s = 0,5$ mm et à un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min.

Effet de la fraction liquide φ

Nous traçons sur la figure 3.16 les profils de déformation de trois écoulements de mousse à fraction liquide différentes dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm et en présence d'un obstacle partiel réduisant de 50% cet écartement. L'écoulement et la mousse considérée sont les mêmes que pour la figure 3.6.

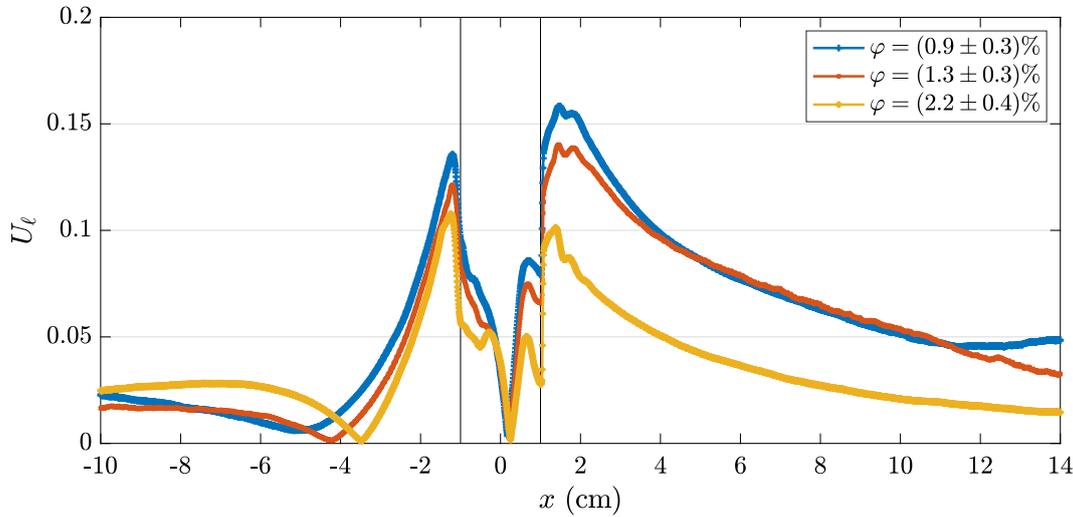


FIGURE 3.16 – Profil de déformation U_ℓ pour différentes fractions liquides, pour des mousses composées de bulles d'aire moyenne $A = (8,8 \pm 0,1)$ mm², créées avec un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm en présence d'une constriction de 50%.

La figure 3.16 nous montre une forte dépendance de la déformation avec la fraction liquide, comme on pouvait s'y attendre. On observe effectivement que plus une mousse est sèche, plus ses bulles se déforment fortement. C'est le cas notamment en amont de manière légère, mais beaucoup plus remarquablement au niveau du maximum de déformation en aval de l'obstacle. Entre deux fractions liquides proches de 1%, le maximum de déformation est impacté mais sa relaxation presque pas. En revanche, on notera une forte chute du profil

de déformation pour une mousse dont la fraction liquide a été doublée (à $\varphi = (2,2 \pm 0,4)\%$).

Dans la section 3.1, nous avons étudié les profils de vitesse d'une série d'expériences d'écoulements en présence d'un obstacle plein et faisant varier la fraction liquide de la mousse sur une grande gamme de valeurs, entre 0,5% et 10%. Nous présentons sur la figure 3.17 les profils de déformation moyenne associés à ces écoulements.

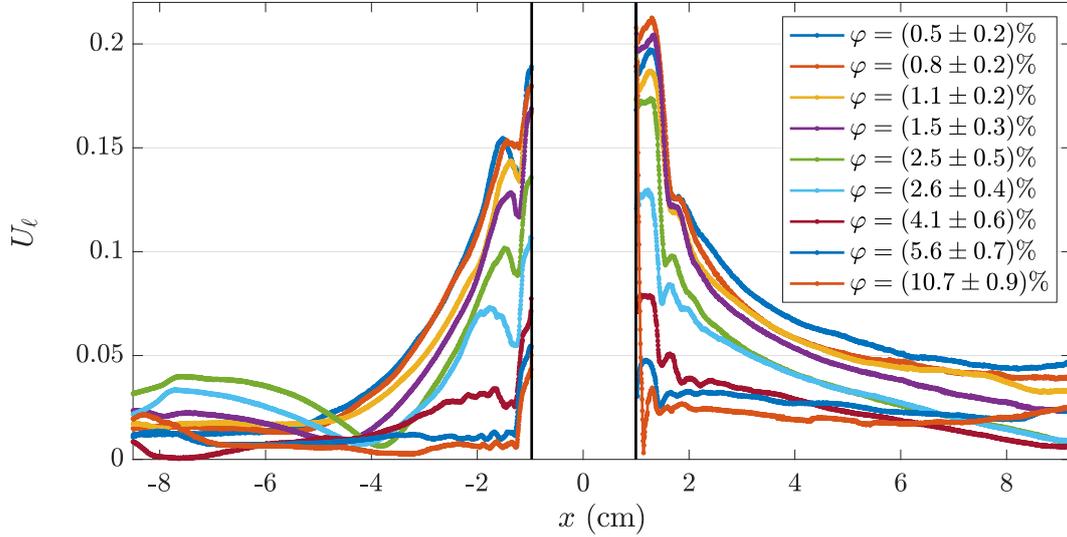


FIGURE 3.17 – Profils de déformation moyenne U_ℓ pour une grande variation de fractions liquide, dans le cas d'un obstacle plein, pour un écartement de $b_0 = 0,7$ mm, un débit d'injection d'air de $Q_{air} = 15$ mL/min et une aire moyenne de bulle $A = (7,2 \pm 0,7)$ mm².

On confirme bien que plus une mousse est sèche, plus elle est fortement déformée. On observe une saturation des maxima de déformations, correspondant alors à la déformation seuil, pour les plus faibles fractions liquides, ainsi qu'une déformation quasi inexistante pour les fractions liquides les plus élevées.

Afin de mieux observer cette évolution, nous avons tracé en figure 3.18 les maxima de déformation correspondant aux différents maxima locaux, moyennés sur la zone correspondante¹ : en amont, dans la demi-couronne de déformation (\blacktriangleleft) pour $x \in [-2 ; -1]$ cm, ainsi que deux en aval au niveau de l'overshoot : (\bullet) pour $x \in [1 ; 1,5]$ cm et (\blacksquare) pour $x \in [1,5 ; 2]$ cm, correspondant respectivement à une bulle accolée à l'obstacle (et donc plus facilement déformable car « attachée ») et à la bulle qui la précède, au sein de la mousse.

On remarque alors bien la saturation de la déformation aux basses fractions liquides, caractérisant ainsi la déformation seuil autour de $0,17 \pm 0,01$ pour la mesure (\blacksquare) évaluée pour les bulles en aval ne touchant pas directement l'obstacle, ce qui est cohérent avec les mesures de seuil à $0,18 \pm 0,02$ de Saint-Jalmes et Durian [27]. Nous retrouvons également une décroissance du maximum de déformation avec la fraction liquide, cependant nos mesures décroissent beaucoup plus rapidement que celles présentées dans [27]. On remarque aussi la proximité de valeurs des maxima de déformations évalués en amont (\blacktriangleleft) et ceux évalués en aval ne touchant pas directement l'obstacle (\blacksquare), correspondant à une déformation maximale au sein de la mousse, tandis que la déformation mesurée au contact de l'obstacle (\bullet) est systématiquement plus élevée.

Effet de l'aire des bulles A

Nous traçons en figure 3.19 les profils de déformation d'écoulements de mousses dont on fait varier l'aire moyenne des bulles, dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm présentant

1. et donc légèrement différents que ce qu'on pourrait avoir en prenant les maxima des profils de la figure 3.17.

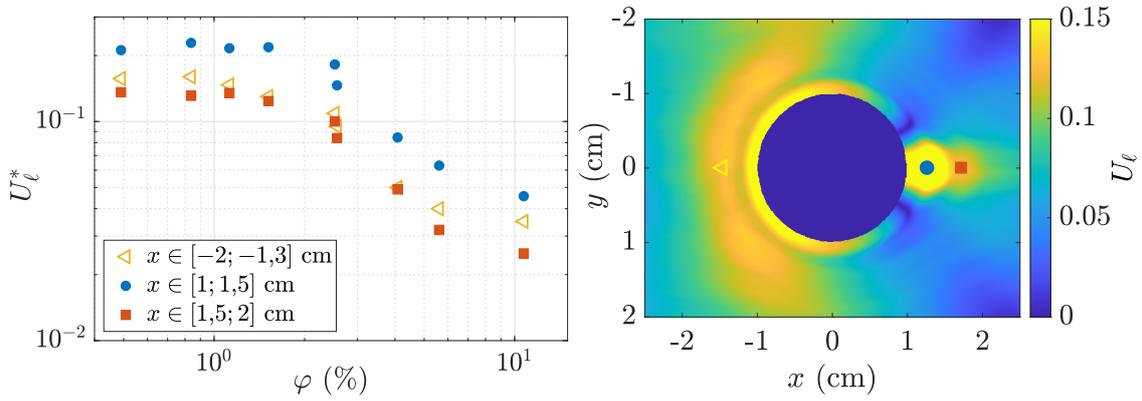


FIGURE 3.18 – Gauche : Évolution des trois maxima locaux des profils de la déformation moyenne U_ℓ observée en figure 3.17 dans le cas de l’obstacle plein, en fonction de la fraction liquide φ . Droite : localisation des zones considérées sur l’un des champs de déformation, pour $\varphi = (2,5 \pm 0,5)\%$.

une constriction de 50%. Les paramètres de l’écoulement et des mousses considérées sont les mêmes que pour la figure 3.8.

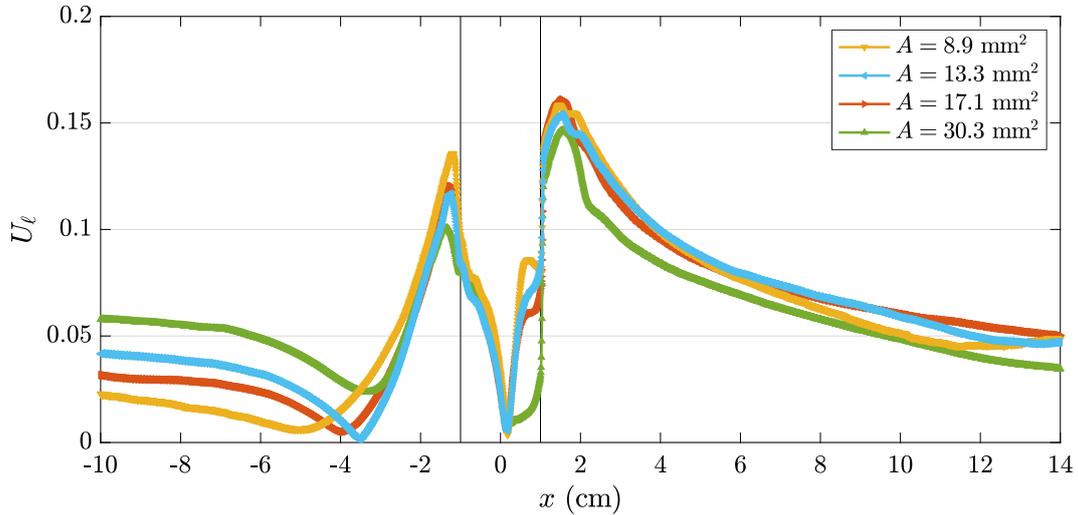


FIGURE 3.19 – Profils de déformation moyenne U_ℓ pour différentes tailles moyennes de bulles A , pour des mousses de fraction liquide $\varphi = (1,0 \pm 0,2)\%$, créée avec un débit d’air $Q_{air} = 25$ mL/min dans un canal d’écartement $b_0 = 0,9$ mm en présence d’une constriction de 50%.

Comme pour les profils de vitesse et à l’inverse de la fraction liquide, il semble que l’aire des bulles n’a pas d’impact sur les profils de déformation, à fraction liquide comparable.

Très en amont, on observe en revanche que la déformation résiduelle d’entrée dépend fortement de la taille des bulles : plus une bulle est volumineuse, plus elle se retrouve déformée en entrant dans le canal. Ce phénomène a été discuté en section 2.3.2, à propos des artefacts du dispositif. Il est donc rassurant, d’une certaine façon, que le reste des profils de déformation dépend si peu de l’aire des bulles : cela tend à prouver que l’artefact de déformation résiduelle d’entrée de canal n’induit pas d’effet indésirable sur le comportement de la mousse au voisinage de l’obstacle et en aval.

Effet du débit d’air Q_{air}

Nous traçons sur la figure 3.20 les profils de déformation obtenus pour des débits d’injection d’air Q_{air} différents, créant une mousse de fraction liquide $\varphi = (1,3 \pm 0,4)\%$ via une

aiguille d'injection de diamètre $\varnothing_s = 0,5$ mm, s'écoulant à travers un canal d'écartement $b_0 = 1,4$ mm en présence d'un obstacle partiel le réduisant de $\delta b/b_0 = 25\%$ pour la figure du haut, et de $\delta b/b_0 = 50\%$ pour la figure du bas.

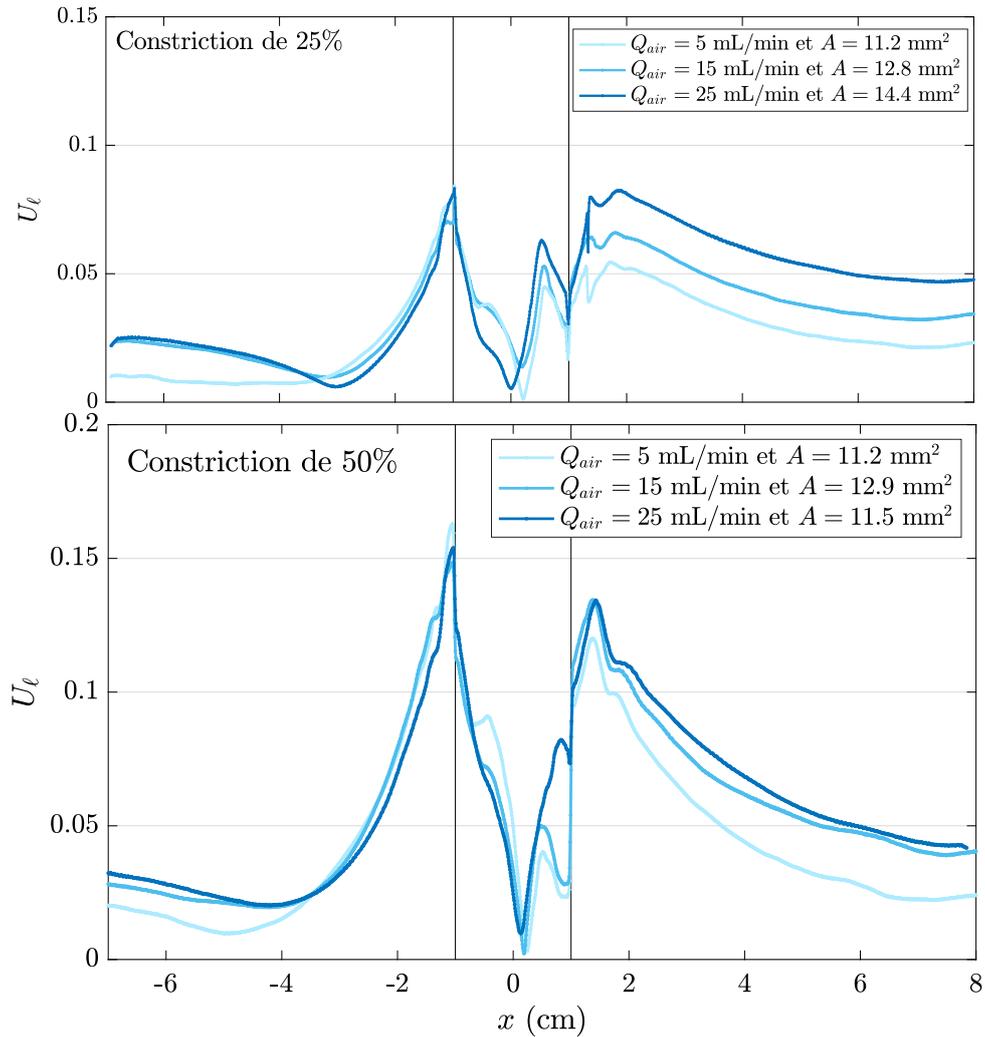


FIGURE 3.20 – Profils de déformation moyenne U_ℓ pour différents débits d'air Q_{air} , pour des mousses de fraction liquide $\varphi = (0,9 \pm 0,3)\%$ créées avec une aiguille d'injection de diamètre $\varnothing_s = 0,8$ mm pour une constriction de 25% (haut) et 50% (bas), dans un canal d'écartement $b_0 = 1,4$ mm.

Comme discuté en section 2.3.3 et pour les profils de vitesse correspondant, le débit d'air influe sur la taille des bulles A . Ce n'est pas un problème en soi puisque nous venons de voir que la taille des bulles n'avait pas non plus d'impact significatif sur le profil de déformation. En revanche, elle joue sur la fraction liquide qui elle est importante. Cependant, la variation de fraction liquide est suffisamment faible pour la considérer constante au vu des autres paramètres et nous pouvons donc analyser l'effet du débit d'air indépendamment des autres paramètres.

Nous constatons que l'effet du débit d'air est un peu plus prononcé sur la déformation que sur la vitesse, mais celui-ci n'est pas tout à fait identique pour différentes constrictions, comme on peut le voir sur la figure 3.20. L'obstacle plein et la constriction à 75% se comportent globalement comme la constriction de 50%, à savoir une quasi-stagnation du maximum de déformation avec le débit d'air, mais surtout une relaxation plus rapide à faible débit.

En revanche, pour la constriction de 25%, le profil et la relaxation de la déformation en aval se comportent de manière identique mais pour des valeurs de déformation augmentant nettement avec le débit d'injection d'air. En effet, tant que la déformation est encore loin

de la déformation seuil, située autour de 0,15 ou 0,18, une vitesse V_0 plus élevée induit *a priori* une déformation plus élevée, jusqu'à ce que la déformation atteigne la déformation seuil. Dans tous les cas, le débit d'air n'a aucune influence sur le profil de déformation en amont.

3.3 Lien vitesse-déformation des bulles

On a pu voir dans les deux sections précédentes que les extrema de vitesse et de déformation se situent dans les mêmes zones autour de l'obstacle : la demi-couronne de forte déformation (compression des bulles) en amont de l'obstacle correspond à une zone de ralentissement extrême de la vitesse, tandis que l'overshoot de vitesse en aval concorde avec un maximum de déformation (étirement des bulles). De manière générale, on remarque qu'une accélération s'accompagne d'un allongement des bulles dans le sens de l'écoulement (aval) contre une compression des bulles dans le sens orthogonal à l'écoulement lors d'un ralentissement (amont, puis zone après l'overshoot).

Il est donc naturel de se demander quelle est la nature du lien entre la vitesse et la déformation. Pour cela, nous allons d'abord nous intéresser à ces zones autour de l'obstacle et à l'évolution des maxima de vitesse en fonction des maxima de déformation (section 3.3.1). Nous étudions ensuite comment ces deux caractéristiques de l'écoulement sont liées dans les zones loin en amont et loin en aval (section 3.3.2). Nous analyserons et expliquerons ensuite en détail ces résultats (section 3.3.3) puis finirons par une étude du décalage des seuils de linéarité en déformation (section 3.3.4).

3.3.1 Autour de l'obstacle : zones privilégiées

Liens entre les maxima de vitesse et de déformation

Observons donc comment sont liées la vitesse et la déformation sur les différentes zones de déformation maximales en amont et en aval. Dans le cas de l'obstacle plein, comme en section 3.2, nous distinguons deux maxima locaux dans la zone en aval de l'obstacle : un correspondant à une déformation plus importante pour les bulles accrochées au bord de l'obstacle (indiqué 1 dans la suite), suivi immédiatement d'un deuxième pic de déformation, plus faible, correspondant à la déformation maximale des bulles « au sein de la mousse » (indiqué 2 dans la suite).

On trace sur la figure 3.21 les valeurs de déformation U_ℓ^* moyennées sur ces deux zones ainsi que dans la demi-couronne en amont de l'obstacle (indiqué 3 dans la suite) résultant en trois mesures de déformation locale « maximale » (voir l'insert).

Nous choisissons de présenter le cas de l'obstacle plein dans cette section car c'est la seule expérience où nous avons fait varier de manière significative la fraction liquide, faisant ainsi varier les champs de vitesse et de déformation sur une grande plage de valeurs différentes et offrant donc une série de points suffisante pour notre étude. Le cas de la constriction a également été étudié par N. Shmakova, mais en utilisant l'excentricité des bulles comme mesure de la déformation [57].

La première observation frappante sur la figure 3.21 est la linéarité des trois courbes entre les valeurs de U_ℓ^* et la vitesse adimensionnée $(V^* - V_0)/V_0$ de l'overshoot, jusqu'à ce que la déformation sature dans chaque cas à des valeurs de déformation seuil U_s différentes. Nous les notons ainsi préventivement pour plus de simplicité (et comme nous l'avons dit en section 1.1.3), mais nous en discuterons de cette appellation plus tard en section 3.4.

On remarque alors que lorsque les bulles sont en contact avec un élément extérieur par leurs côtés, comme peut l'être le bord de l'obstacle, les bulles s'accrochent à l'obstacle et la déformation des bulles dépasse alors largement les valeurs de déformation attendues au sein de la mousse, résultant en un seuil de déformation U_{s_1} beaucoup plus grand que $U_{s_{2,3}}$. Au contraire, lorsque la mousse est « libre », donc quand les bulles sont entourées

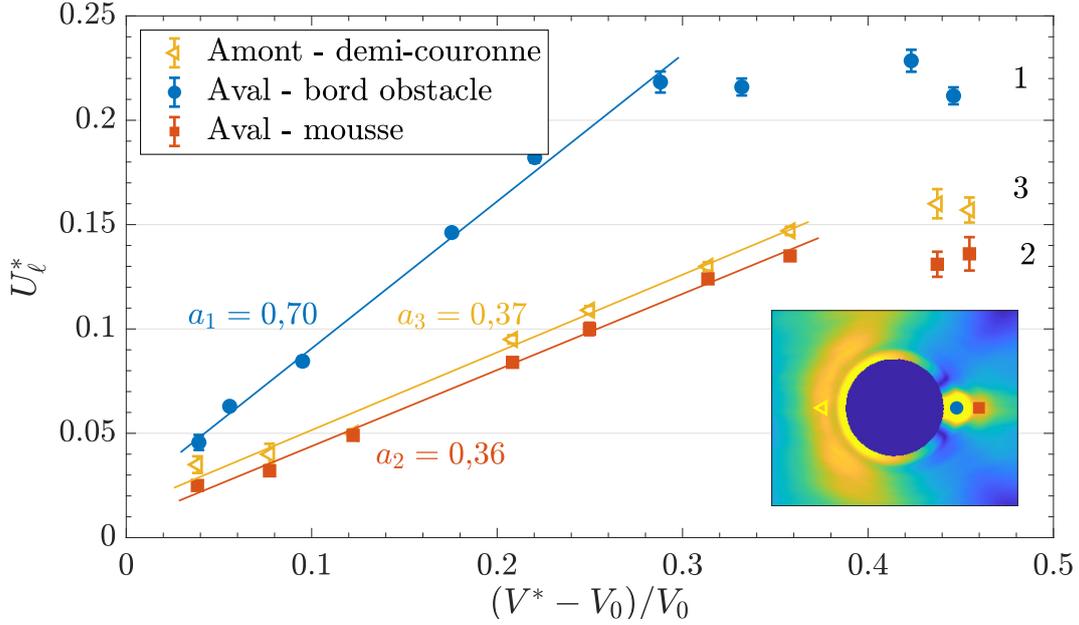


FIGURE 3.21 – Déformation U_ℓ^* localisée dans les trois zones de forte déformation montrées sur l’insert (zoom sur l’un des champs de déformation correspondant) en fonction de la vitesse adimensionnée de l’overshoot $(V^* - V_0)/V_0$, dans le cas de l’obstacle plein sur une grande gamme de fraction liquide. Nous avons tracé les ajustements affines ($R > 0,99$) des premières portions de courbes et exprimé leurs coefficients directeurs a sur la figure; les portions de lignes tracés pour les plus grandes valeurs de V^* sont des guides pour l’œil, montrant la stagnation des valeurs de U_ℓ^* .

d’autres bulles comme les zones considérées en amont et en aval (courbe jaune et rouge respectivement), à la fois l’évolution et les valeurs de déformation maximales $U_{\ell_2}^*$ et $U_{\ell_3}^*$ sont extrêmement similaires. À tous paramètres égaux par ailleurs, la mousse se déforme donc avec la même intensité en amont et en aval d’un obstacle plein et on trouve une valeur de déformation seuil similaire, autour de $U_{s_{2,3}} \simeq 0,14 \pm 0,02$ au sein de la mousse, contre $U_{s_1} \simeq 0,22 \pm 0,02$ pour la mousse en contact direct avec l’obstacle. Si l’on considère que $U_{s_{2,3}}$ est bien la déformation seuil de la mousse, alors on retrouve bien des valeurs similaires à celle mesurée par C. Raufaste, à $U_Y = 0,13^2$, dans [25].

En effectuant un ajustement affine sur les courbes avant la saturation de U_ℓ^* , on mesure un coefficient directeur affine $a_{2,3} = 0,37$ entre la déformation U_ℓ^* au sein de la mousse et la vitesse adimensionnée de l’overshoot $(V^* - V_0)/V_0$, contre $a_1 = 0,70$ pour la déformation des bulles en aval contre l’obstacle. N. Shmakova trouve un coefficient directeur de $1/1,55 = 0,64$, en considérant la valeur maximale du profil d’excentricité [57], ce qui est assez proche de a_1 .

Explication qualitative de l’overshoot

Nous allons essayer d’expliquer l’overshoot de vitesse en aval, en supposant pour le moment qu’il n’y a pas d’événements plastiques, et que seule la relaxation élastique des bulles en est responsable, expliquant ainsi en partie le lien entre vitesse et déformation; l’étude de la plasticité sera menée plus tard en section 3.4.

On schématise sur la figure 3.22 à droite l’allure des lignes de courant en aval de l’obstacle. Celles-ci se rapprochent dans la région de l’overshoot, pour ensuite s’écarter

2. Dans [25], la déformation tensorielle U de Raufaste est mesurée avec un logarithme népérien, tandis que nous avons considéré un logarithme en base 10, ce qui se traduit par un facteur $\ln(10)$ entre nos valeurs de déformation et celles de C. Raufaste, qui mesure un seuil U_Y à 0,3, soit en divisant par $\ln(10)$: 0,13.

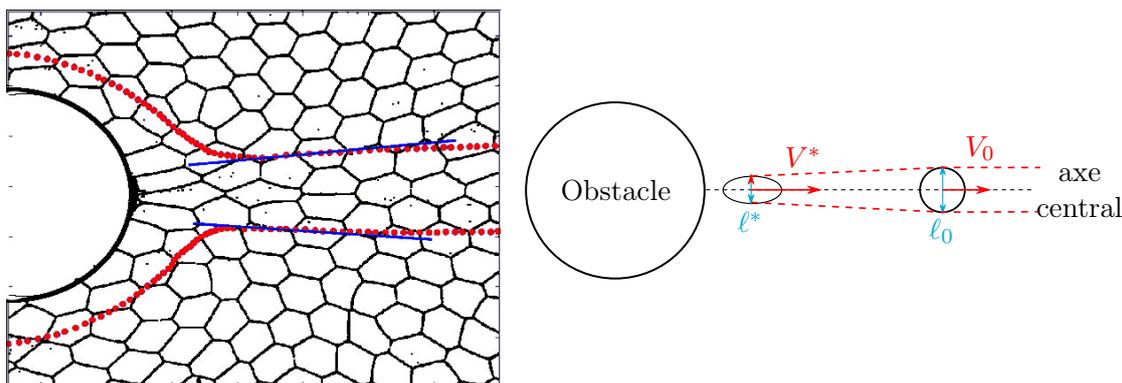


FIGURE 3.22 – Gauche : Suivi au cours du temps du centre de deux bulles contournant l’obstacle, donnant les lignes de courant qui se rapprochent dans la région de l’overshoot et s’éloignent légèrement après. Droite : schéma de la forme des bulles au sein de ce tube de courant, et des notations.

légèrement de l’axe central, comme on peut le voir en effectuant un suivi du centre des bulles contournant l’obstacle sur la figure 3.22 à gauche.

On peut l’expliquer facilement par le fait que les bulles immédiatement en aval de l’obstacle sont étirées dans le sens de l’écoulement, et exercent donc une force « répulsive » latérale sur les bulles voisines en dehors du profil central. Cela a pour effet de dévier légèrement les lignes de courant vers l’extérieur (lignes pointillées sur la figure 3.22). Le débit est cependant conservé entre ces deux lignes de courant car celles-ci encadrent les mêmes bulles, et la vitesse diminue alors lorsque les bulles centrales relaxent en s’éloignant de l’obstacle.

Cet argument de conservation peut facilement s’écrire $V^*\ell^* = V_0\ell_0$, soit :

$$\frac{V^*}{V_0} = \frac{\ell_0}{\ell^*},$$

avec ℓ_0 la largeur moyenne (selon y) des bulles relaxées (ce qui est le cas, loin de l’obstacle). V^* est la vitesse de l’overshoot et ℓ^* la largeur des bulles dans la région de l’overshoot.

Le rapport ℓ^*/ℓ_0 est directement relié à la déformation, et on obtient donc de manière qualitative une explication sur la relation *linéaire* entre la vitesse et la déformation des bulles.

3.3.2 Zones de charge et de relaxation

Nous avons vu que les maxima de vitesse et de déformation sont liés d’une expérience à l’autre, en fonction de la fraction liquide (figure 3.21). Nous allons désormais étudier comment la vitesse et la déformation sont corrélées lorsqu’on les considère sur les mêmes points (x, y) , y compris en dehors de leur maxima. Pour cela, nous traçons le profil de vitesse en fonction du profil de déformation en $y = 0$ pour chaque expérience, soit la courbe paramétrée par x de $(V - V_0)/V_0$ en fonction de U_ℓ , telle que présentée sur la figure 3.23.

La figure 3.23 représente la vitesse en fonction de la déformation sur tout le profil longitudinal $y = 0$ passant par le centre de l’obstacle. On y observe deux longues portions affines, correspondant aux zones en amont (pour $V - V_0$ négatif) et en aval (pour $V - V_0$ positif). Ces régions ont été mises en relief sur les profils de déformation de l’obstacle plein sur la figure 3.24, à droite. On parle alors d’une zone de « charge élastique » en amont ($a \rightarrow b$), où la déformation des bulles augmente en se rapprochant de l’obstacle, à partir de deux tailles d’obstacle environ. L’augmentation progressive de la déformation des bulles correspond à une charge d’énergie élastique qui s’accumule. À l’inverse en aval, on parle donc de zone de « relaxation » des bulles ($c \rightarrow d$), puisque celles-ci sont chargées en énergie

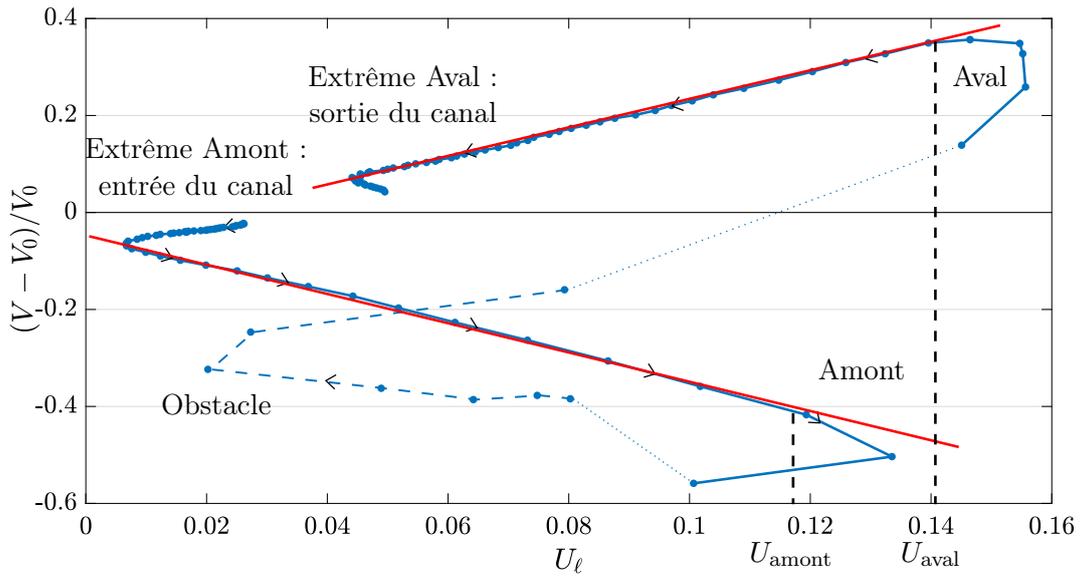


FIGURE 3.23 – Exemple de courbe paramétrée en x de la vitesse adimensionnée en fonction de la déformation pour un rapport de constriction $\delta b/b_0 = 50\%$, une fraction liquide $\varphi = (0,9 \pm 0,3)\%$, et une aire moyenne de bulles $A = 8,9 \text{ mm}^2$. Les flèches indiquent le sens des x croissants, les pointillés la portion sur l'obstacle. Les lignes rouges sont des guides pour les yeux, et on définit U_{amont} et U_{aval} comme les valeurs de déformation de fin de linéarité.

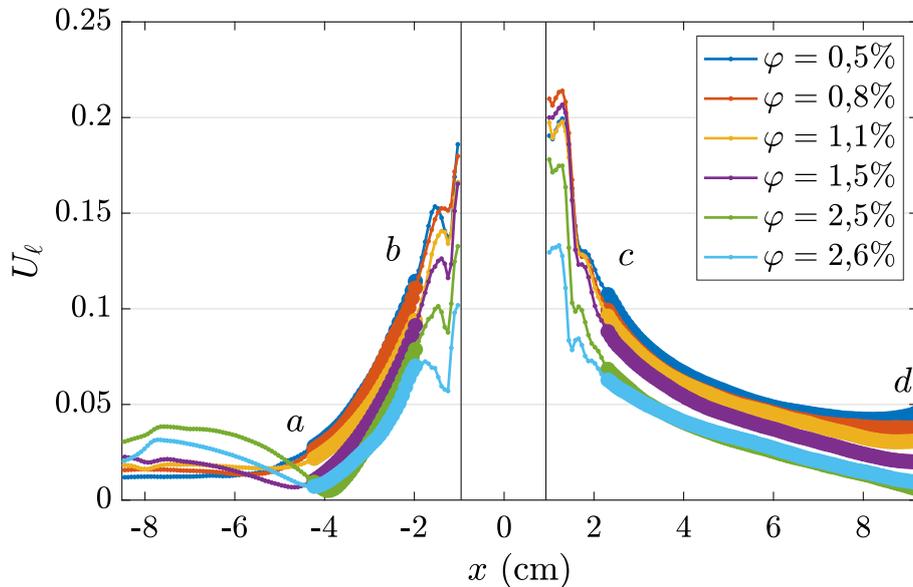


FIGURE 3.24 – Profils de déformation U_ℓ de l'obstacle plein pour différentes fractions liquides, repris de la figure 3.17, et sur lesquels nous avons mis en relief les portions des profils correspondants aux parties linéaires de la courbe paramétrée $V = f_x(U_\ell)$, ie les zones de charge élastique ($a \rightarrow b$) et de relaxation ($c \rightarrow d$).

élastique en étant très déformées, et leur déformation diminue lentement dans le sillage de l'obstacle, résultant en une relaxation de l'énergie élastique.

En dehors de ces zones, nous pouvons noter sur la figure 3.23 une petite portion de courbe linéaire de pente positive au début de la courbe paramétrée (pour $V - V_0$ négatif, à l'entrée du canal), correspondant à la zone de relaxation des déformations résiduelles des bulles sortant du réservoir en amont, avant de rencontrer l'effet de l'obstacle. Nous ne nous concentrerons que peu sur cette zone, mais nous pouvons noter que la pente est assez similaire à celle de la relaxation en aval. Ceci est d'ailleurs observable sur de nombreuses voire la plupart des courbes paramétrées $V = f_x(U_\ell)$ qui présentent une déformation résiduelle d'entrée de cette forme (voir figure 3.24).

Lorsque x devient trop proche de l'obstacle, au niveau des maxima de déformations puis sur l'obstacle lui-même, il est difficile de dégager une tendance de la courbe paramétrée de la même manière.

Dans la suite de cette section, nous nous intéresserons uniquement aux portions linéaires des courbes paramétrées étudiées, correspondant aux régions en dehors de l'obstacle et de sa région proche (zones de vitesse et de déformation maximales). Nous ne tracerons donc plus que les portions linéaires, afin d'éviter de surcharger inutilement les graphes. Nous définissons aussi sur la figure 3.23 les valeurs de déformation de fin de linéarité en b et c , U_{amont} et U_{aval} , que nous appellerons les déformations limites. Nous les discuterons plus en détail dans la section 3.3.4.

On trace alors les courbes paramétrées vitesse-déformation à différentes fractions liquides et, pour tout autre paramètre fixé par ailleurs, on obtient les courbes présentées dans la figure 3.25 pour une constriction de 50% (à droite) et un obstacle plein (à gauche). Nous ne traçons pas les profils correspondant aux fractions liquides les plus élevées, car il n'y a plus de portions linéaires sur la courbe paramétrée, entre autre parce que les déformations sont trop faibles au delà de $\varphi > 4\%$ (cf figure 3.17).

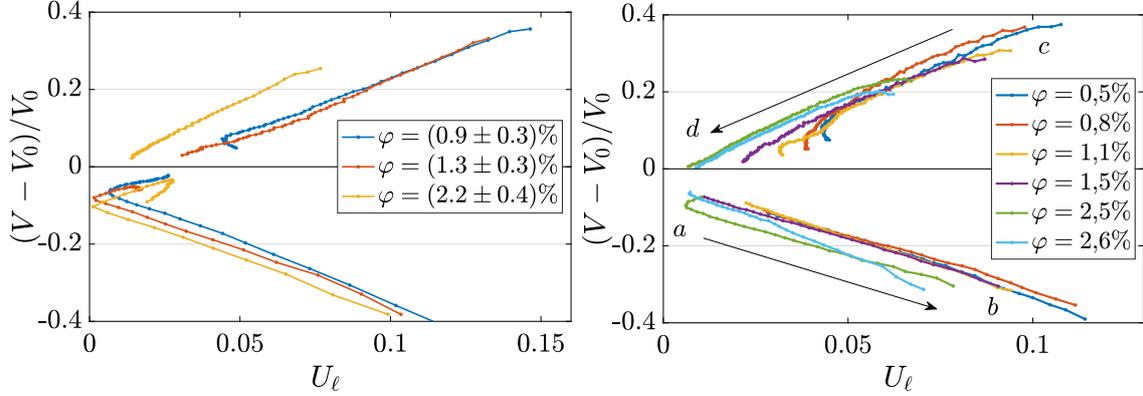


FIGURE 3.25 – Courbes paramétrées suivant x de la vitesse adimensionnée $(V - V_0)/V_0$ en fonction de déformation U_ℓ pour différentes fractions liquides, dans le cas d'une constriction de 50% (droite) ou d'un obstacle plein (gauche), pour tout le profil x à l'exclusion de l'obstacle et des régions autour. Indication de lecture : le profil x évolue de a vers b (amont, zone de charge) puis de c vers d (aval, zone de relaxation), telles que présentées sur les profils de déformation de la figure 3.24. À gauche : $b_0 = 0,7$ mm, $Q_{\text{air}} = 15$ mL/min et $A = (7,2 \pm (0,7))$ mm². À droite : $b_0 = 0,9$ mm, $Q_{\text{air}} = 25$ mL/min et $A = (8,8 \pm 0,1)$ mm².

On observe alors que les relations linéaires sont quasiment identiques pour toutes les fractions liquides, en amont ou en aval, sur les mêmes zones des profils longitudinaux. Plus précisément, la courbe $(V - V_0)/V_0 = f_x(U_\ell)$ est une fonction affine de la forme $f_{x\pm}(U_\ell) = \alpha_\pm U_\ell(x) + \beta_\pm$, et dont les coefficients α_\pm ne dépendent presque pas des paramètres, au contraire des β_\pm qui varient avec la fraction liquide et la constriction. En effet, on note que les débuts ou fins de linéarité (correspondant aux points a , b , c et d) n'arrivent pas nécessairement aux mêmes déformations limites suivant les différents paramètres. En

particulier nous retrouvons ce que nous avons déjà mentionné en section 3.2.2, à savoir que les valeurs de déformation des bulles diminuent en fonction de la fraction liquide, ce qui est parfaitement visible en d à la sortie du canal. Nous pouvons notamment remarquer le décalage vers les faibles déformations de la fraction liquide la plus élevée $\varphi = 2,2\%$ (en jaune) sur la figure 3.25 de droite.

3.3.3 Évolution du coefficient linéaire α_{\pm}

Nous avons tracé sur la figure 3.26 les valeurs des coefficients directeurs α des ajustements de chaque portions de courbes obtenues pour les expériences effectuées dans le canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm, en distinguant les zones de charge (α_- , en rouge, en amont) et de relaxation (α_+ , en bleu en aval) pour les différentes constrictions de 25%, 50%, 75% et l'obstacle plein.

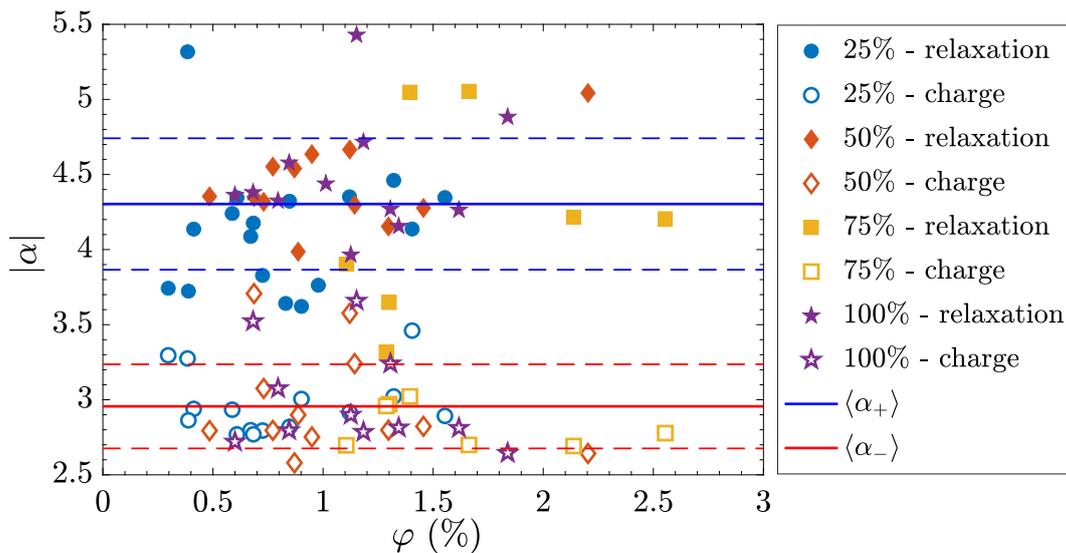


FIGURE 3.26 – Valeurs des coefficients directeurs $|\alpha|$ des ajustements linéaires : $(V - V_0)/V_0 = \alpha U_\ell + \beta$, en fonction de la fraction liquide φ , pour toutes les expériences à $b_0 = 0,9$ mm. On distingue les ajustements α des différents rapport de constrictions pour la relaxation (α_+ , aval) par les symboles pleins ou la charge (α_- , amont) par les symboles évidés.

Il apparaît alors une différence significative entre le coefficient directeur $|\alpha_+|$ pour le profil en aval et $|\alpha_-|$ du profil en amont. Nous avons tracé en trait plein les moyennes correspondant à $\langle \alpha_+ \rangle = 2,96 \pm 0,30$ et $\langle |\alpha_-| \rangle = 4,30 \pm 0,45$, et en pointillés les barres d'erreurs associées, car celles-ci ne semblent pas dépendre de la fraction liquide, ni d'aucun autre paramètre. Cette différence, que l'on pouvait légèrement deviner sur la figure 3.25, est difficilement explicable à ce stade de notre étude.

Si l'on compare ces résultats à ceux de la section 3.3.1, nous pouvons comparer α et $1/a$, où $1/a_2 \simeq 2,7$, ce qui est très proche des valeurs mesurées de $|\alpha_-|$.

Nous pouvons en revanche tenter d'expliquer théoriquement la valeur du paramètre α_+ . Nous avons en effet défini dans la section 2.2.3, la déformation U_ℓ d'une bulle telle que :

$$U_\ell = \frac{1}{4} \log_{10} \left(\frac{s_+}{s_-} \right),$$

où s_+ et s_- sont les valeurs propres de la matrice \mathbf{L} , associée à l'ellipse modélisant cette bulle. Les valeurs propres s_{\pm} sont alors équivalentes aux longueurs des grand et petit axes de l'ellipse au carré.

D'autre part, on considère une bulle 1 d'axes longitudinal a_1 et transverse b_1 et de vitesse V_1 évoluant pendant un temps dt en une bulle 2 d'axes longitudinal a_2 et transverse b_2 et de vitesse V_2 .

Par conservation du débit dans un tube de courant contenant une seule bulle, comme c'est le cas en aval, on a :

$$a_1 V_1 = a_2 V_2. \quad (3.1)$$

Rappelons que cette conservation n'est valable qu'en l'absence de plasticité car les réarrangements plastiques découplent les variations de déformation et de vitesse.

L'incompressibilité des bulles nous donne par ailleurs :

$$a_1 b_1 = a_2 b_2 = \text{cste} \simeq A \quad (3.2)$$

Donc si U_2 vaut : $U_2 = \frac{1}{2} \log_{10} \left(\frac{a_2}{b_2} \right)$, on obtient en faisant varier la bulle de manière infinitésimale :

$$\delta U_2 = \frac{1}{2 \ln(10)} \delta \ln \left(\frac{a_2}{b_2} \right) = \frac{1}{2 \ln(10)} \frac{\delta(a_2/b_2)}{a_2/b_2} = \frac{1}{2 \ln(10)} \frac{\delta(a_2^2/A)}{a_2^2/A} = \frac{1}{\ln(10)} \frac{\delta a_2}{a_2}.$$

Or, (3.1) nous donne : $\frac{\delta V}{V} = \frac{\delta a_2}{a_2} = \ln(10) \delta U_2.$

On peut de plus approcher $\delta V/V$ par $(V - V_0)/V_0$, si V varie peu par rapport à V_0 . On obtient alors une prédiction de la pente $|\alpha|$ de $\ln(10) \simeq 2,3$. Ce calcul nous donne une valeur théorique de α légèrement en dessous de toutes les valeurs expérimentales mesurées mais, bien que proche de $\langle \alpha_- \rangle$, elle n'est pas comprise dans ses barres d'erreurs. Nous trouvons cependant le bon ordre de grandeur, en tout cas pour la charge élastique.

Par ailleurs, nous n'expliquons pas la différence observée entre amont et aval, où le raisonnement devrait pourtant être similaire. Cette différence pourrait être due à l'approximation grossière $\frac{\delta V}{V} = \frac{V - V_0}{V_0}$. Cette linéarisation par rapport à la vitesse moyenne ne tient que si les différences relatives de V par rapport à V_0 restent petites devant 1, ce qui n'est pas vrai, notamment en amont (c) où on atteint 40% de variation relative (figure 3.25). Cependant, nous ne sommes pas parvenus à raffiner l'argument théorique pour expliquer la différence entre α_+ et α_- , ni pour expliquer l'écart entre la valeur théorique de α et celles mesurées.

Ces écarts pourraient être dû à la plasticité que nous n'avons pas pris en compte ici. Cela dit, nous allons voir dans la section 3.4, que sur les régions de charge élastique et de relaxation, la plasticité ne joue pas un grand rôle.

3.3.4 Dépendance des déformations limites en fonction de la fraction liquide

Nous avons défini dans la section précédente les déformations limites, notées U_{amont} et U_{aval} , et correspondant aux valeurs de U_ℓ en fin de linéarité (en b et c respectivement) sur les courbes paramétrées des figures 3.23 et 3.25.

Si l'on trace en figure 3.27 U_{amont} et U_{aval} en fonction de la fraction liquide, il semblerait que U_{amont} ne dépende pas significativement de la fraction liquide, tandis qu'on retrouve l'effet qu'une mousse plus sèche est davantage déformée en aval (effet décrit dans la section 3.2) pour U_{aval} .

Ce qui est beaucoup plus notable en revanche, c'est la nette distinction entre la constriction de 25% d'une part et les trois autres d'autre part, à la fois pour U_{amont} et U_{aval} . *A priori*, rien ne semble prédire cette différence, même si nous avons déjà observé que pour une constriction de 25%, la déformation des bulles est beaucoup plus faible (*cf* section 3.2.2).

Nous allons donc étudier les champs de plasticité pour caractériser plus finement le comportement rhéologique de la mousse.

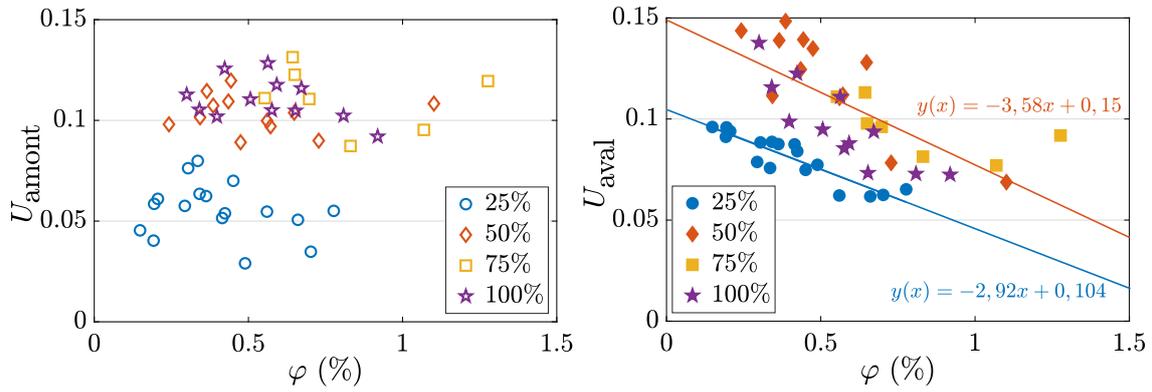


FIGURE 3.27 – Limites de linéarité de la déformation U_{amont} (gauche, point b) et U_{aval} (droite, point c), en fonction de la fraction liquide et pour tous pourcentages de constriction dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm. Les expériences sont effectuées à débit constant $Q_{\text{air}} = 25$ mL/min, mais à aire de bulles variable.

3.4 Champs de plasticité

Nous avons déjà décrit aux chapitres 1 et 2 ce qu'était la plasticité et comment nous la mesurons ici. Il s'agit dans cette section de compléter la description rhéologique de nos écoulements de mousses confinées tout en apportant certaines réponses aux interrogations soulevées dans la section 3.3. Nous présentons tout d'abord les champs de plasticité permettant de faire des observations générales (section 3.4.1) avant de présenter les taux de plasticité et de les analyser en fonction des différents paramètres de contrôle expérimentaux (section 3.4.2).

3.4.1 Observations générales

Nous traçons les champs de répartition de T1 liés aux différentes constriction pour un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm sur la figure 3.28. On y représente la superposition des liens créés (en vert) et perdus (en rouge) pendant un temps $\Delta t = 50$ s.

Dans les cas des constriction de 50% ou plus, les réarrangements plastiques ont lieu dans les zones où l'on a pu observer des déformations importantes en section 3.2. Ils sont répartis de manière plutôt dense en demi-couronne en amont autour de l'obstacle, ainsi qu'immédiatement en aval sur le profil longitudinal, au même niveau que le pic de vitesse et de déformation. On observe également un élargissement de ces zones avec la hauteur de l'obstacle partiel. Cette répartition préférentielle des T1 sur la demi-couronne en amont, et dans une zone plus restreinte en aval, a déjà été observée pour un obstacle plein [46].

Dans le cas d'une constriction de 25%, il apparaît une information cruciale : il n'y a quasiment pas de réarrangements T1 au sein de la mousse. La perturbation n'est donc pas assez importante pour faire franchir le seuil de plasticité à la mousse lorsqu'elle se déforme. Cette faible déformation, ainsi que l'absence de T1, permet d'expliquer en grande partie les différences de comportement de la constriction de 25% par rapport aux autres constriction observées en section 3.3. En effet, dans le cas des autres constriction ou pour l'obstacle plein, il semble que le seuil de déformation (ou de plasticité) soit atteint, ce qui impose une saturation de la déformation, (comme sur la figure 3.18). Comme U_{amont} et U_{aval} sont très proches de $U_{\ell,2}^*$ et $U_{\ell,3}^*$ respectivement, la saturation de la déformation les concerne aussi.

Dans toute la suite, nous considérerons donc uniquement les cas des constriction de 50% et 75% ainsi que celui de l'obstacle plein.

Maintenant, intéressons-nous aux réarrangements sur l'obstacle. En ayant conscience qu'une partie des « T1 » détectés (ceux entre bulles sur et en dehors de l'obstacle) a été supprimée des cartes, nous pouvons tout de même remarquer qu'il semble y en avoir plus dans une constriction à 50% qu'à 75% (les seules que nous pouvons comparer ici). Cette

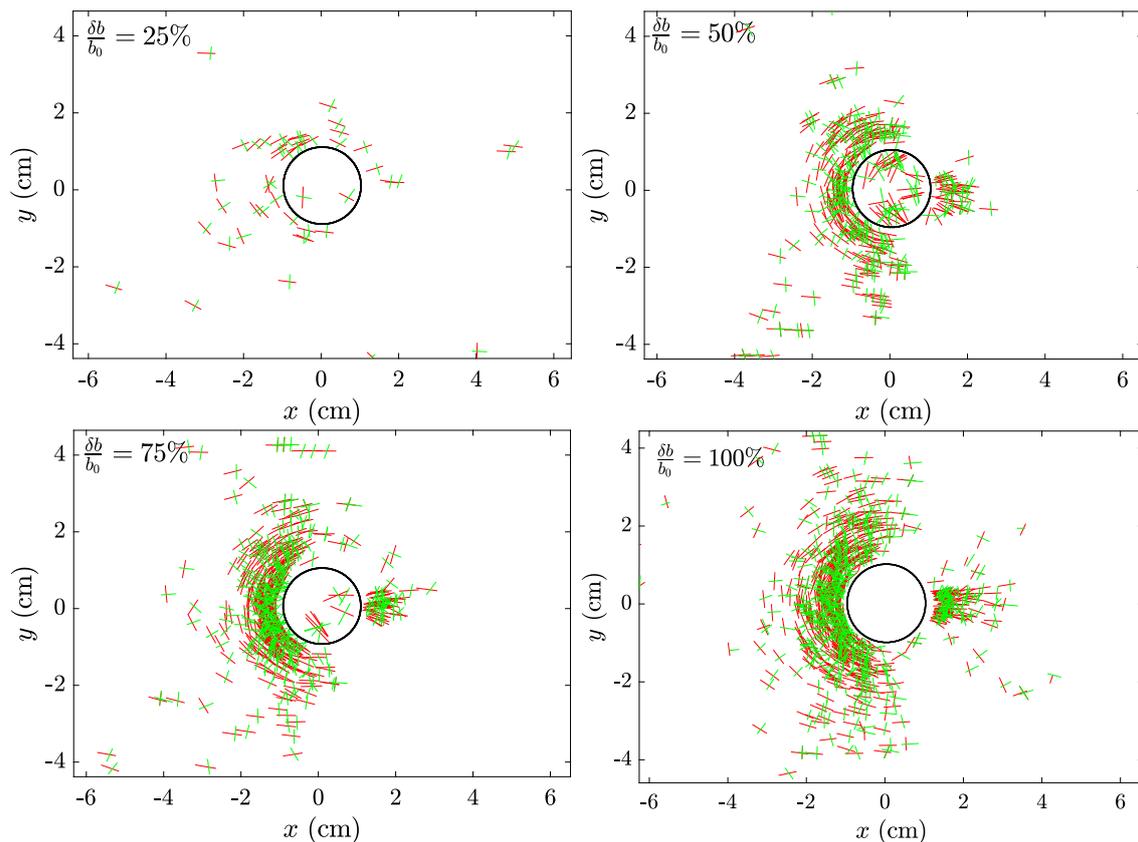


FIGURE 3.28 – Cartes des T1 pour des constrictions de 25, 50, 75 et 100% (de gauche à droite et de haut en bas), toutes pour une fraction liquide de $\varphi = (1,4 \pm 0,1)\%$, des tailles de bulles comparables de l'ordre de $A \simeq (8,5 \pm 0,5) \text{ mm}^2$, sauf $A_{100\%} = 7,0 \text{ mm}^2$ et une vitesse moyenne de $V_0 \simeq (11,0 \pm 0,5) \text{ mm/s}$. En vert (rouge), les liens créés (perdus) entre les centres de bulles. Chaque carte est une superposition des T1 (croix bicolore) pour 200 images, prises à une fréquence d'acquisition de 4 Hz, soit un $\Delta t = 50 \text{ s}$.

observation est probablement simplement corrélée à la plus grande vitesse mesurée sur l'obstacle pour une constriction de 50% (*cf* figure 3.4), ce qui augmente la fréquence des réarrangements.

Pour analyser la répartition des T1 plus en détail, nous allons étudier le taux de T1 par unité de surface et de temps, noté σ_{T1} et exprimé en $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, sur le profil longitudinal (comme par exemple sur la figure 3.30). Pour cela, nous comptons le nombre de liens perdus (ou créés) pendant un temps Δt , dans des boîtes de 20 pixels (1,4 mm environ, soit moins que la largeur d'une bulle aplatie) selon x et de 100 pixels (environ 7 mm) selon y , autour du profil longitudinal en $y = 0$, soit une largeur suffisante pour prendre en compte presque toute la zone d'intérêt en aval, tout en ne dépassant pas la moitié de la taille de l'obstacle (voir figure 3.29). Un lien est comptabilisé dans une boîte lorsque son barycentre y est inclus. Encore une fois, nous considérerons que ce qui est valable sur le profil longitudinal en amont est valable sur toute la demi-couronne (*cf* figure 3.12), car le taux de T1 dans cette zone dépend peu de la position angulaire [46].

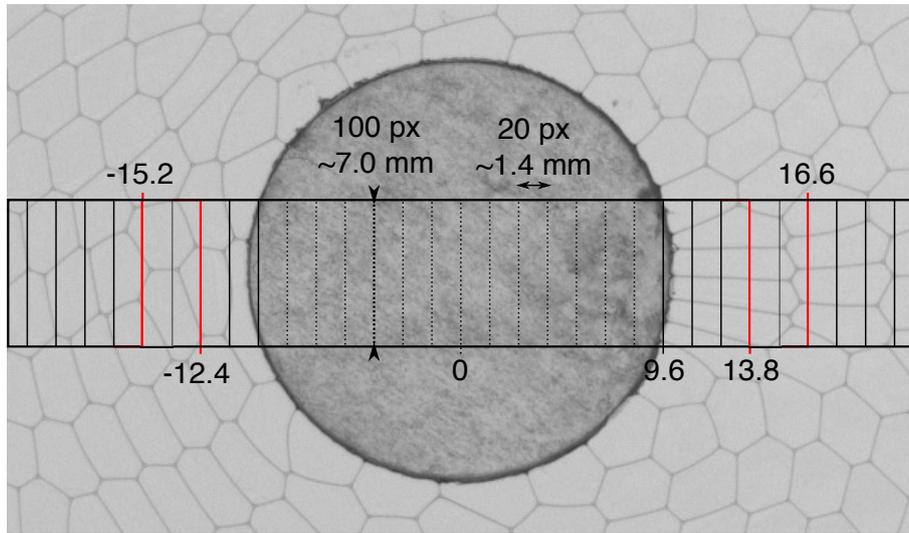


FIGURE 3.29 – Visualisation sur une image brute du découpage des boîtes pour l'évaluation de σ_{T1} d'une mousse en présence d'un obstacle plein. Les sections en rouge correspondent aux pics de $\sigma_{T1,100\%}$ de la figure 3.30 et les indications d'échelle sont données en millimètres.

On observe que les maxima de σ_{T1} sur la figure 3.30 se situent entre 4 et 5 mm en aval et entre 2 et 5 mm en amont. Cela correspond, pour ces expériences où les bulles ont une aire moyenne de $A_{25\%,50\%,75\%} = (8,5 \pm 0,5) \text{ mm}^2$ et $A_{100\%} = 7,0 \text{ mm}^2$ (la taille des bulles a ici une importance, nous y reviendrons dans la section dédiée) à la longueur d'une bulle étirée (aval) ou à la largeur d'une bulle comprimée (amont) (voir figure 3.29). La position des liens étant déterminée par leur barycentre, il est logique que les maxima de densité des T1 se situent à une distance de l'ordre d'une taille de bulle du bord de l'obstacle (d'autant que nous avons supprimé ceux à cheval sur l'obstacle).

3.4.2 Dépendances et comparaisons

Nous allons désormais quantifier le taux de T1 en fonction des différents paramètres, de la même manière qu'en sections 3.1 et 3.2 pour les champs de vitesse et de déformation.

Effet du rapport de constriction $\delta b/b_0$

Nous traçons donc en figure 3.30 le taux de T1 sur le profil $y = 0$ pour les différents rapports de constriction, ainsi que l'évolution du maximum de ce taux en fonction de $\delta b/b_0$.

La première observation frappante sur les profils de la figure 3.30, et qui n'apparaissait pas forcément sur les champs de la figure 3.28, c'est qu'à paramètres de mousse relativement

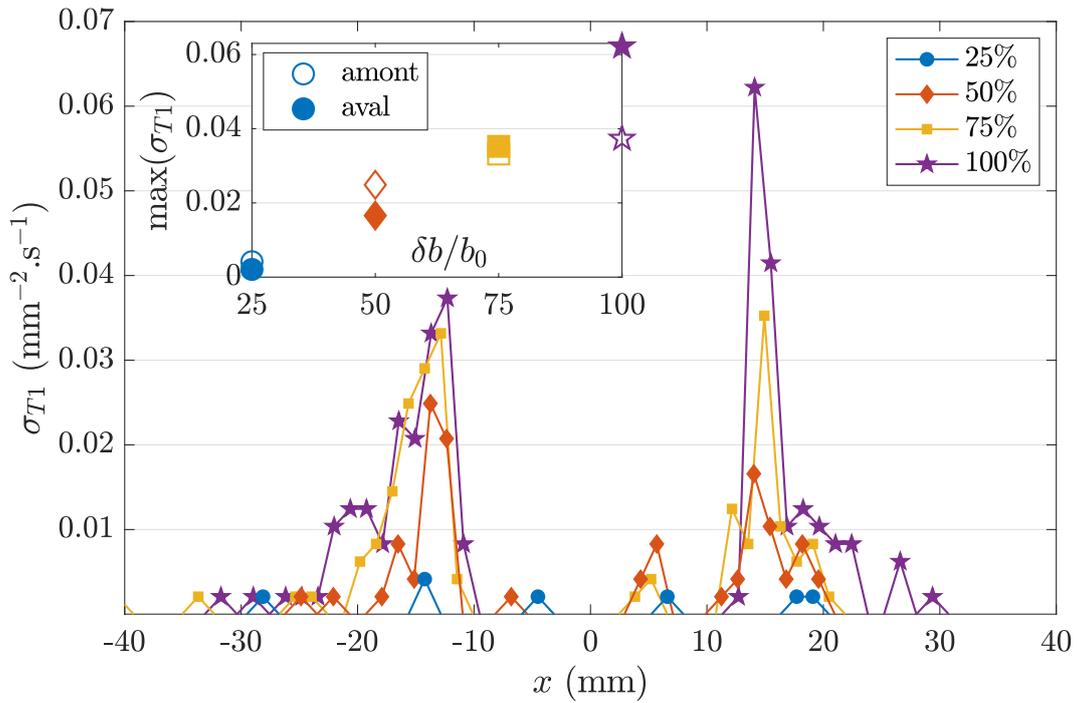


FIGURE 3.30 – Profils du taux de T1 σ_{T1} pour les expériences à différentes constrictions présentées dans la figure 3.28 (mêmes paramètres). Le nombre de T1 est divisé par l’aire de chaque boîte ($100 \times 20 \text{ px}^2$) prise en compte et par le nombre d’images (200), puis remis à l’échelle en $\text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Insert : Évolution du maximum du taux de T1 σ_{T1} en amont et en aval, en fonction du rapport de constriction $\delta b/b_0$.

égaux par ailleurs, le taux de T1 en aval évolue considérablement avec la constriction : plus l’obstacle réduit l’écartement, plus le taux de T1 en sortie augmente, alors que l’influence de ce paramètre est beaucoup plus faible en amont.

Cela peut s’expliquer par la facilité qu’a la mousse de s’écouler à travers l’obstacle dans le cas des faibles constrictions, particulièrement celle à 25%, puisque presque aucun réarrangement n’est observé. Les bulles accolées à l’obstacle sont entraînées par celles qui les précèdent et tirent en dehors de l’obstacle celles qui se trouvent dessus sans trop de difficulté. Ce scénario est illustré sur la figure 3.31. On voit alors que le taux de T1 est faible dans ce cas. Cette facilité à s’écouler en dehors de l’obstacle est également vraie, dans une moindre mesure, pour une constriction de 50%.

On remarque aussi que suivant son orientation hexagonale, une bulle va plus ou moins difficilement s’étirer et donc plus ou moins plastifier (voir schéma de la figure 3.32). Sur l’image 1, les bulles ont majoritairement leurs côtés parallèles orthogonaux à la direction de l’écoulement : elles ne peuvent pas beaucoup s’étirer sans plastifier. C’est ce qui arrive à la bulle bleue dans les images 1-2. En revanche, dans les images 7 à 9, les côtés parallèles des bulles sont majoritairement alignés avec l’écoulement et elles peuvent donc s’étirer beaucoup plus, sans plastifier.

À l’inverse, dans le cas d’un rapport de constriction de 75% (figure 3.33), les bulles ont beaucoup plus de difficultés à être tirées en dehors de l’obstacle, du fait de leur confinement extrême et de la friction fortement accrue, et vont avoir tendance à y rester plus longtemps voire à ne pas être entraînées immédiatement par les bulles à l’extérieur de l’obstacle. Dans ce cas, il y a de nombreux réarrangements en bordure d’obstacle (particulièrement dans les images 12-13-14 de la figure 3.33), mais ceux-ci ne sont pas comptabilisés dans le taux de T1 tel que nous l’avons mesuré. En revanche, lorsqu’une bulle commence à sortir de l’obstacle (images 1 à 8), le temps qu’elle met à en sortir complètement (2 s) est deux fois plus long que pour un rapport de constriction de 50% (images 4 à 7 de la figure 3.31, soit 1 s). Or le reste de la mousse continue de s’écouler à la même vitesse moyenne (11 mm/s),

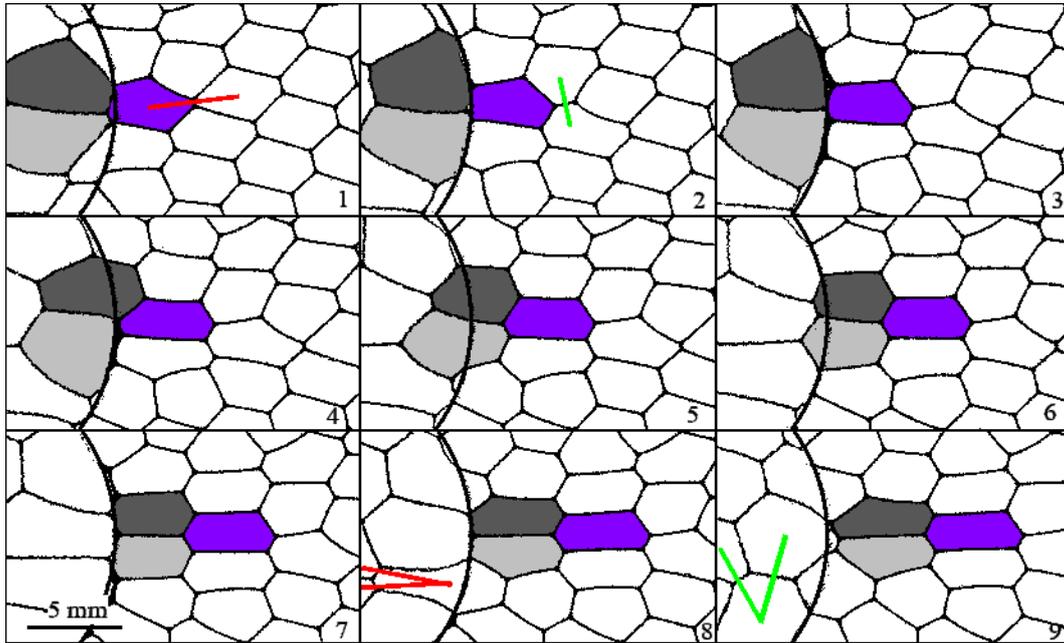


FIGURE 3.31 – Images binarisées consécutives (250 ms) représentant l'écoulement d'une mousse ($\varphi = 1,3\%$) sur 2,25 s, en sortie d'un rapport de constriction de $\delta b/b_0 = 50\%$: sortie de l'obstacle simultanée des deux bulles (gris clair et gris foncé). La bulle violette les précédant sert de marqueur et on a indiqué les liens perdus (rouges, à t) et créés (vert, à $t + 1$) entre chaque image.

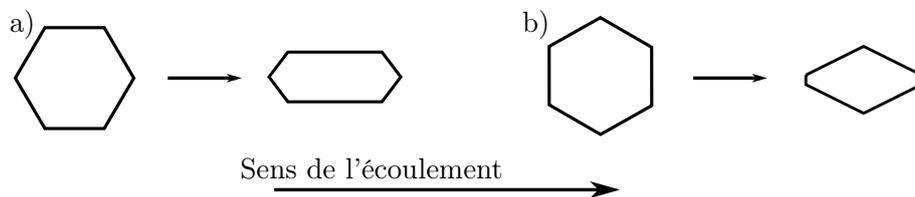


FIGURE 3.32 – Schéma représentatif d'une bulle hexagonale, dont les côtés parallèles sont orientés a) dans le sens de l'écoulement, cas pour lequel la bulle peut alors s'étirer beaucoup sans nécessité de plastifier, b) orthogonalement à l'écoulement, cas pour lequel la bulle s'étire jusqu'à devenir un losange et plastifie facilement.

entraînant les bulles plus loin de l'obstacle plus rapidement. De nombreux réarrangements ont alors lieu entre les bulles accolées à l'obstacle et celles qui les précèdent : sur la figure 3.33, la bulle bleue et la violette sont encore voisines à l'image 4, mais 2,5 s plus tard, à l'image 14, elles sont déjà séparées par deux bulles.

Cela dit, nous observons un phénomène similaire à ce qu'il se passe dans le cas de la constriction de 75% lorsque les bulles restent sur l'obstacle (dans ce cas, la constriction de 75% se comporte temporairement comme un obstacle plein), et l'on peut s'appuyer sur les images 8 à 15 de la figure 3.33. Le fait que $\sigma_{T1,100\%}$ soit nettement plus élevé en aval que $\sigma_{T1,75\%}$ est donc dû à la possibilité qu'à la constriction de libérer ponctuellement les bulles qui sont piégées dessus. Ainsi, nous pouvons conclure que la perméabilité de la constriction joue un grand rôle dans la plasticité de la mousse en aval de l'obstacle, bien plus que pour sa déformation élastique ou sa vitesse.

Intéressons-nous maintenant à ce qu'il se passe en amont. Les champs de la figure 3.28 nous montrent une demi-couronne de plus en plus large à mesure que la constriction augmente jusqu'à l'obstacle plein : la densité de T1 s'étale vers l'amont. Cela est également visible sur le profil de σ_{T1} en figure 3.30. Cet étalement est relativement minime en aval.

Cet étalement figure donc une augmentation de la quantité de T1, mais presque uniquement dans l'espace : le maximum de σ_{T1} reste proche de $(3,0 \pm 0,5)\% \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, bien qu'une tendance identique, de moindre importance qu'en aval, persiste.

En effet, plus la constriction est importante, plus les bulles doivent contourner l'obstacle car peu d'entre elles auront la place d'y passer. Nous avons vu que dans cette région en amont, les bulles sont fortement ralenties et déformées, d'autant plus que la constriction est importante (ou l'obstacle plein). Une possibilité est le couplage avec le taux de déformation $\dot{\varepsilon}$. Plus celui-ci est fort, plus on a de T1 (en général). Il est possible que $|\dot{\varepsilon}|$ soit plus « concentré » et plus fort en aval ; mais en principe, il faudrait alors l'estimer et le tracer, ce que nous n'avons pas eu le temps d'effectuer au cours de cette thèse.

Si nous comparons maintenant les valeurs des maxima de σ_{T1} en amont et en aval d'un même profil, nous constatons que le taux de plasticité en amont de la constriction de 50% est plus important qu'en aval, alors que c'est l'inverse pour l'obstacle plein (si on ne prend pas en compte l'étalement). Dans le cas de la constriction à 75%, les taux de plasticité en amont et en aval sont relativement similaires. Cette observation dépend cependant de la fraction liquide, comme montré dans le paragraphe suivant.

Effet de la fraction liquide φ

Nous présentons les profils du taux de T1 en fonction de φ pour les trois configurations qui nous intéressent en figure 3.34 (le taux de T1 dans le cas de la constriction de 25% est toujours quasiment nul) ainsi qu'un graphe présentant l'évolution des maxima amont et aval dans chaque cas pour faciliter la lecture.

Avant de regarder l'évolution de ces maxima, nous pouvons constater sur la plupart des profils une succession de pics à la fois en amont et en aval, situés entre les différentes « couches » de bulles autour de l'obstacle et donc écartés d'une taille de bulle environ (comprimée en amont, étirée en aval), comme montré sur la figure 3.29.

Si l'on observe désormais l'évolution de ces pics de T1, et en particulier celle du plus proche de l'obstacle, on constate dans presque tous les cas une augmentation du taux de T1 en fonction de la fraction liquide, à la fois en amont et en aval et pour les constriction de 50% et 75%. En effet, plus la fraction liquide est élevée, plus les bulles peuvent facilement glisser l'une sur l'autre et changer de voisines, créant ainsi plus de T1.

Étrangement, dans le cas de l'obstacle plein, on observe une nette tendance inverse en aval, qu'il est difficile d'expliquer.

Enfin, si nous comparons les maxima de taux de T1 entre amont et aval (figure 3.34,

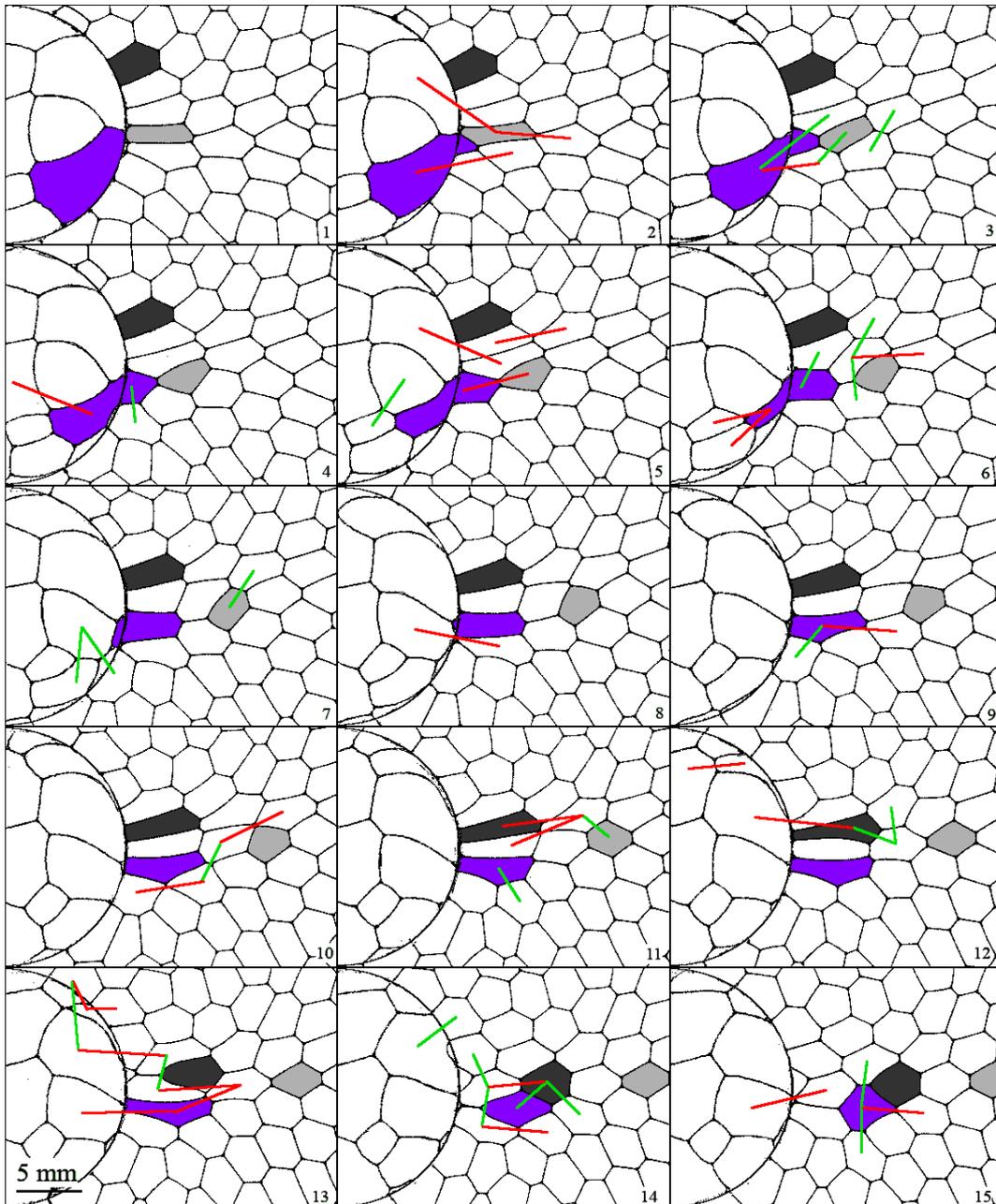


FIGURE 3.33 – Images binarisées consécutives (250 ms) représentant l’écoulement d’une mousse ($\varphi = 1,3\%$) sur 3,75 s, en sortie d’une constriction de 75% : sortie de l’obstacle d’une bulle violette. La bulle grise la précédant et la bulle noire servent de marqueurs afin de suivre l’écoulement plus facilement. On a indiqué les liens perdus (rouges, à t) et créés (vert, à $t + 1$) entre chaque image, y compris ceux à cheval sur l’obstacle. Leur taux est bien supérieur à celui de la figure 3.31.

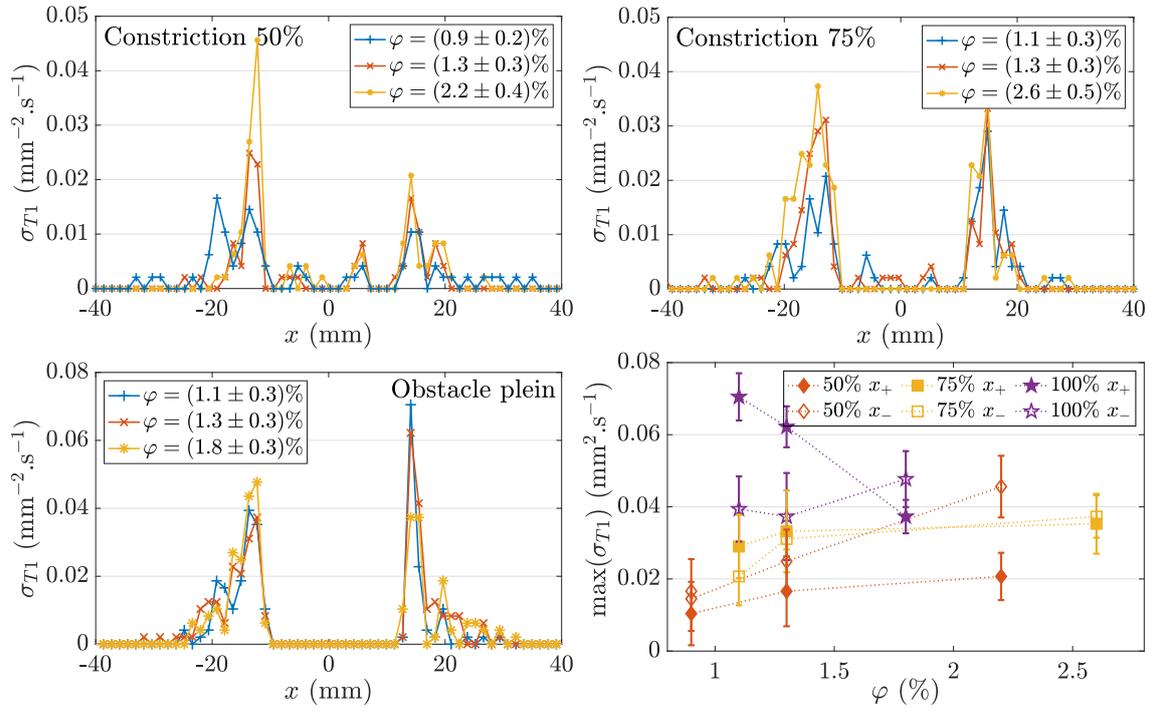


FIGURE 3.34 – Profils du taux de T1 σ_{T1} en fonction de la fraction liquide φ dans le cas des constriction 50%, 75%, et 100%, dans une cellule d'écartement $b_0 = 0,9$ mm, avec des tailles de bulles $A \simeq (8,1 \pm 0,7)$ mm² créées par un débit d'air $Q_{\text{air}} = 25$ mL/min. L'évolution des maxima de σ_{T1} pour l'aval (symbole plein, x_+) et l'amont (symbole creux, x_-) des différentes constriction est représentée en fonction de φ en bas à droite, avec les barres d'erreur correspondant à la statistique du nombre de T1 considéré au niveau du maximum.

en bas à droite), nous pouvons constater que dans le cas de la constriction de 50%, le taux de T1 est systématiquement plus élevé en amont qu'en aval, comme nous l'avons fait remarquer dans la section précédente. En revanche, pour la constriction à 75%, les maximum de σ_{T1} amont et aval sont très proches sauf à très faible fraction liquide, où la tendance est inverse à celle de 50% : le taux de T1 est plus important en aval qu'en amont. Il en va de même pour l'obstacle plein, à faible fraction liquide, mais on retrouve l'inverse quand la fraction liquide augmente.

Il semble qu'au vu des tendances, à faible fraction liquide, le taux de T1 est plus important en aval qu'en amont mais que c'est l'inverse lorsque la fraction liquide augmente.

Effet de l'aire des bulles A

Enfin, intéressons-nous à l'effet de la taille des bulles sur le taux de plasticité de la mousse à fraction liquide constante. Cette évolution n'est pas facile à obtenir, puisque la taille des bulles variant beaucoup, il est plus difficile de fixer la fraction liquide (qui dépend de A). Nous traçons donc sur la figure 3.35 les profils du taux de T1 dans le cas d'une constriction de 50% et d'un obstacle plein, à différentes aires moyennes de bulles et à fraction liquide fixée.

Il apparaît sur la figure 3.35 que plus les bulles sont grosses, moins il y a de T1. Ce n'est pas forcément flagrant pour la constriction de 50%, même si l'effet est clair en comparant les deux tailles de bulles extrêmes. En revanche, l'effet est très marqué dans le cas de l'obstacle plein, où le taux de T1 chute fortement pour de très grosses bulles. Cela peut s'expliquer par le fait qu'à fraction liquide donnée, les bulles subissent des réarrangements à déformation donnée (déformation seuil). Mais plus une bulle est grosse, plus la différence de déplacement entre ses extrémités nécessaire à atteindre la déformation seuil est importante.

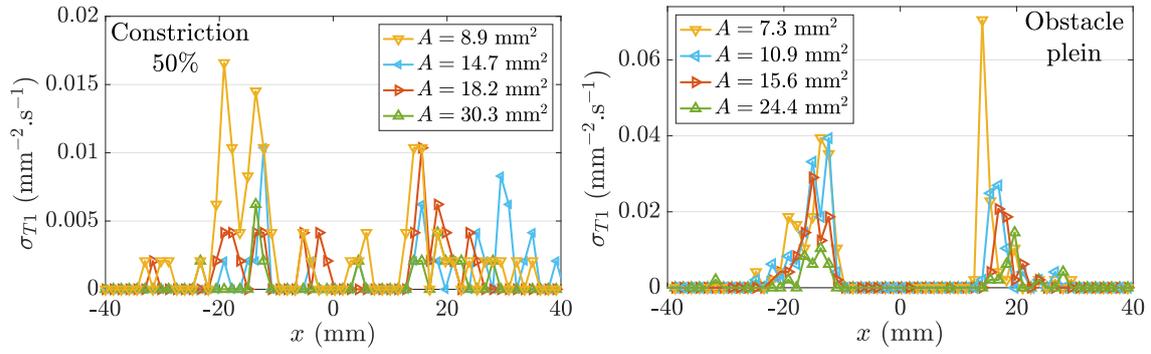


FIGURE 3.35 – Profils du taux de T1 σ_{T1} en fonction de l’aire moyenne A des bulles dans les cas d’une constriction de 50% (gauche) et de l’obstacle plein (droite), dans le cas d’un écartement $b_0 = 0.9$ mm, pour une fraction liquide $\varphi \simeq (1, 1 \pm 0, 2)\%$ et à un débit d’air $Q_{air} = 25$ mL/min.

Enfin, on retrouve comme mentionné dans la section précédente, les différents pics localisés à une distance d’une bulle chacun. Cela est confirmé par le décalage des pics avec la taille des bulles vers les $|x|$ croissant (bien visible dans le cas de l’obstacle plein en aval).

3.5 Conclusion de l’étude sur les écoulements autour d’un obstacle partiel

Dans ce chapitre, nous avons effectué une étude systématique et exhaustive de l’écoulement d’une mousse sèche dans un milieu confiné en présence d’un obstacle partiel, réduisant localement l’écartement de la cellule dans la direction z . Nous avons analysé ces écoulements par leur champs rhéologiques de vitesse, de déformation et de plasticité, ainsi que leurs profils longitudinaux passant par le centre de l’obstacle. Nous retrouvons des champs et profils asymétriques, présentant en aval de l’obstacle une vitesse nettement supérieure à la vitesse moyenne et associé à une forte élongation des bulles, tels que déjà montré dans le cas de l’obstacle plein [46], et ce pour toutes les réductions d’écartement considérées, y compris les plus faibles.

Nous avons tout particulièrement étudié l’influence de paramètres de contrôle expérimentaux sur ces champs. Nous avons considéré d’une part les paramètres de contrôle de la mousse, à savoir sa vitesse (via son débit), la taille de ses bulles (via leur aire apparente) et sa fraction liquide, et d’autre part ceux du milieu, à savoir l’écartement général disponible de la mousse et la réduction de l’écartement induite par l’obstacle partiel. Nous n’avons fait varier ces paramètres que sur deux, trois ou quatre valeurs différentes, tout autre paramètre étant fixé par ailleurs, afin de simplement dégager une tendance de l’influence de ces paramètres.

Pour la fraction liquide, nous avons en plus exploré une grande gamme de valeurs dans le cas d’un écoulement autour d’un obstacle plein. Nous montrons ainsi sur les profils longitudinaux de vitesse, la transition douce entre un profil de fluide complexe viscoélastique (asymétrique) et un profil de fluide newtonien (symétrique), ce dont se rapproche en pratique une mousse de grande fraction liquide en s’approchant du liquide bulleux. Nous confirmons ainsi indéniablement que l’overshoot en vitesse est dû principalement à l’élasticité de la mousse (pilotée par sa fraction liquide) [55], une tendance également confirmée par les écoulements en présence d’un obstacle partiel, et qui avait déjà été observée dans d’autres études [46]. Nous montrons également que la fraction liquide contrôle aussi la déformation des bulles et par extension la plasticité de la mousse, puisqu’une fraction liquide plus élevée entraîne des déformations des bulles moins importantes et a fortiori moins d’événements plastiques, ce qui était attendu [27].

Nous montrons en revanche que le débit d’écoulement, lorsqu’il reste plutôt faible, n’a

pas d'influence sur le profil de vitesse adimensionné. Il joue en revanche sur le profil de déformation tant que le seuil de plasticité n'est pas atteint, ce qui est le cas pour un rapport de constriction de 25%. Au delà, lorsque la mousse commence à plastifier, le débit n'a plus d'impact sur la déformation. De même, la taille des bulles n'a que peu d'influence sur les profils de déformation et ceux de vitesse adimensionnée, à écartement et diamètre d'obstacle fixés. En revanche, la plasticité dépend fortement de la taille des bulles, survenant davantage pour des petites bulles que pour des grosses, à déformation équivalente. Cela montre que le seuil de plasticité augmente avec la taille des bulles.

Concernant les paramètres de contrôle du milieu, qui ont peu été étudié jusqu'à présent et constituent la nouveauté de cette thèse, nous observons dans un premier temps qu'un confinement plus fort (soit un écartement plus faible) entraîne une modification plus importante de l'écoulement de la mousse par l'obstacle, à la fois pour l'overshoot en vitesse que pour la déformation des bulles. La relaxation des bulles est aussi plus lente, c'est-à-dire qu'elle se fait sur une plus longue distance dans le cas d'un confinement plus important. Quant à la réduction de l'écartement créée par l'obstacle partiel, nous observons de manière générale que plus la constriction est importante, plus l'influence sur l'écoulement de la mousse est forte, à savoir un overshoot plus important, des déformations plus importantes et plus d'événements plastiques. Cependant ce n'est valable que jusqu'à un certain seuil de constriction. En effet, à partir de 75% ou 80%, l'effet de la constriction sur l'écoulement sature (voire diminue de nouveau selon [57]), que ce soit au niveau de l'overshoot, de la déformation ou de la plasticité. En effet, pour une valeur de constriction trop élevée, la mousse a des difficultés à traverser l'obstacle partiel et celui-ci se comporte comme un obstacle plein (nous en discuterons plus en détail dans le chapitre 6). À l'inverse, lorsque la constriction est très faible, ce qui est le cas de celle de 25%, la perturbation n'est pas assez importante pour que la mousse atteigne le seuil de plasticité, en tout cas aux débits considérés, et la mousse est alors plus sensible à nos paramètres de contrôles, comme Q_{air} , notamment concernant la déformation.

Par ailleurs, cette étude conjointe de la vitesse et de la déformation nous a fait constater qu'une vitesse plus élevée semblait correspondre à des déformations plus importantes. Nous avons donc observé plus en détail l'évolution de la déformation en fonction de la vitesse. Il en résulte que ces deux caractéristiques rhéologiques de la mousse sont liées de manière linéaire, que ce soit lorsque l'on considère leur maximum ou, sur leurs profils longitudinaux complets, les régions que nous définissons comme la zone de charge élastique et celle de relaxation de la mousse, respectivement en amont et en aval de l'obstacle. Nous proposons un modèle simple reposant sur un argument de conservation du débit à l'échelle d'une bulle pour expliquer cette corrélation.

Chapitre 4

Cas d'une expansion locale

Dans le chapitre 3, nous avons étudié de manière exhaustive les champs de vitesse, de déformation et de plasticité d'une mousse s'écoulant dans un canal en présence d'un obstacle partiel. Un des objectifs était de reproduire les diverses variations d'écartement dans une fracture, que modélise ici la cellule de Hele-Shaw. Cela nous a amené à considérer une autre forme de défaut, correspondant à une expansion ou une augmentation locale de l'écartement, c'est-à-dire l'inverse d'une constriction locale, comme il peut s'en rencontrer dans une fracture. Nous continuons dans ce chapitre à considérer une perturbation unique.

4.1 Deux configurations d'une expansion locale : cas complémentaire ou opposé à une constriction

Pour créer une expansion locale de l'écartement, nous utilisons des défauts de type puits, tels que présentés dans la section 2.1.1. Concrètement, les puits augmentent localement l'écartement b_0 alors que les obstacles partiels le réduisent. Ce sont des défauts de type attractifs : les lignes de courant à l'extérieur du puits sont attirées dedans, puis s'en écartent en sortant. Ils correspondent à l'inverse des obstacles partiels ou plein, qui écartent les lignes de courant autour de l'obstacle. On peut voir deux exemples de visualisation directe d'un obstacle partiel et d'un puits, associés à leur champ de vitesse sur la figure 4.1.

Cette figure montre une différence immédiate entre les obstacles partiels et les puits : par rapport à l'écoulement ambiant, l'aire des bulles augmente dans les obstacles alors qu'elle diminue dans les puits. Cette observation est une simple conséquence de la conservation du volume des bulles. On observe également que l'attraction des lignes de courant par le puits est plutôt faible.

Pour autant, nous ne travaillons plus avec un écartement général $b_0 = e$ défini par les espaceurs fixant l'espacement e entre les plaques de verres, mais avec un écartement réduit de $b_0 = e - \delta b$, δb étant l'épaisseur de la feuille de PVC insérée dans le canal et dans laquelle est percé le puits (voir les schémas de la figure 4.2, (b) et (c), ou la section 2.1). On peut donc de cette manière augmenter encore considérablement le confinement, comme nous allons le voir dans la section 4.3.

Notre intérêt consiste donc à examiner si le comportement de la mousse autour et à travers un tel obstacle est bien complémentaire à celui observé pour les obstacles partiels, en particulier concernant le profil de vitesse. Pour cela nous avons deux manières de considérer la comparaison avec la constriction, explicitées sur la figure 4.2.

La première est de considérer le cas opposé, où l'on considère un écartement général b_0 similaire que l'on augmente localement de δb plutôt que de le réduire (cas (b) de la figure 4.2). Nous avons alors :

$$b_{0,e} = b_{0,c},$$

où l'indice 0 désigne l'écartement général en dehors du défaut tandis que l'indice e dénote le cas d'une expansion et c celui d'une constriction.

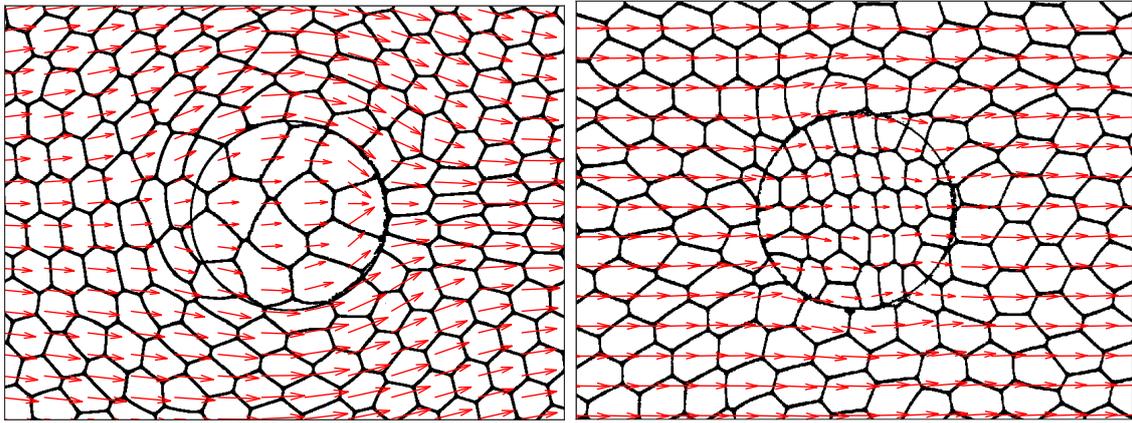


FIGURE 4.1 – Images binarisées d’un obstacle partiel (gauche) et d’un puits (droite), de diamètre 20 mm chacun, superposées à leurs champ de vecteurs vitesse associés. Écoulements complémentaires à espacement des plaques de verre $e = 0,9$ mm et épaisseur d’obstacle ou profondeur de puits $\delta b = 0,45$ mm, pour un débit d’air $Q_{air} = 25$ mL/min. À gauche : $b_0 = e = 0,9$ mm, $\varphi = (1,3 \pm 0,3)\%$ et $A = 12,6$ mm². À droite : $b_0 = e - \delta b = 0,45$ mm, $\varphi = 0,7 \pm 0,2\%$ et $A = 16,9$ mm².

La deuxième manière consiste à considérer le complémentaire de l’obstacle partiel (cas (c) de la figure 4.2), avec :

$$b_{0,e} = b_{i,c} \text{ et } b_{i,e} = b_{0,c},$$

où l’indice i désigne l’écartement disponible sur ou à l’intérieur du défaut.

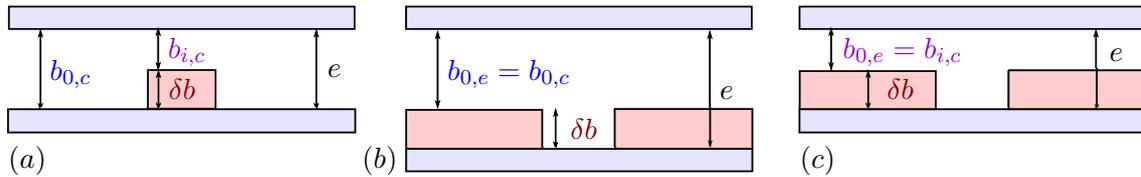


FIGURE 4.2 – Schémas de comparaison entre le cas d’un obstacle partiel (a) et les deux configurations pour le puits : le cas opposé où $b_{0,e} = b_{0,c}$ (b) et le cas complémentaire à $b_{0,e} = b_{i,c}$ (c), pour un défaut de même épaisseur δb . En pratique, le puits est placé sur la plaque du haut pour éviter l’accumulation d’eau, mais nous choisissons cette représentation pour une meilleure comparaison.

Pour chaque configuration de puits, on s’attend *a priori* à obtenir des résultats qualitativement similaires. Pour un écoulement de fluide newtonien, on s’attend à un profil de vitesse symétrique, inverse de celui obtenu pour l’obstacle plein décrit en section 1.2.1, avec une accélération en amont et une décélération en aval du puits, pour une amplitude $V > V_0$ dans les deux cas. L’écoulement d’un fluide simple présente donc un sillage négatif dans le cas d’un puits, soit l’inverse du sillage positif dans le cas d’un obstacle [54].

Pour le cas d’une mousse s’écoulant à travers un puits, on s’attend également à observer l’inverse de ce qu’on observe dans le cas d’un obstacle : une asymétrie amont-aval, consistant en une accélération en entrant dans le puits avec $V > V_0$ et en sortant avec $V < V_0$. Cela correspondrait alors à un sillage *positif*, inverse du sillage négatif décrit dans les chapitres 1 et 3 précédents.

Nous commencerons tout d’abord par présenter le cas opposé de l’obstacle partiel, puis nous présenterons le cas complémentaire.

Nous ne présenterons ici qu’une comparaison avec les expériences à rapport de constriction de 50% au sein d’un écartement $b_0 = 0,9$ mm, soit un obstacle partiel de $\delta b = 0,45$ mm. Nous présentons pour rappel en figure 4.3 un exemple de champs moyens de vitesse et de déformation pour une expérience typique à $\delta b/b_0 = 50\%$.

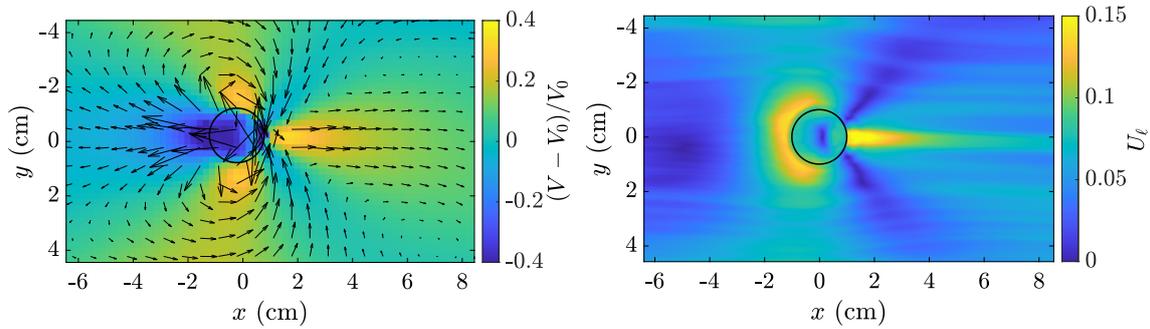


FIGURE 4.3 – Rappel : exemple de champs moyens de vitesse et de déformation pour un écoulement de mousse autour d'un obstacle partiel de rapport de constriction $\delta b/b_0 = 50\%$, avec $\varphi = (1,3 \pm 0,3)\%$, $A = 8,7 \text{ mm}^2$ et $Q_{air} = 25 \text{ mL/min}$.

4.2 À écartement équivalent : le cas opposé

Le cas (b) de la figure 4.2 considéré dans cette section a été effectué avec un espacement des plaques de verre de $e = 1,4 \text{ mm}$. Pour une feuille de PVC transparente d'épaisseur $\delta b = 0,45 \text{ mm}$, créant un puits de même profondeur, cela correspond donc à un écartement $b_0 = 0,95 \text{ mm}$. On peut donc considérer en bonne approximation que le confinement est le même que pour les expériences de constriction, à $b_0 = 0,9 \text{ mm}$.

D'autres expériences ont été effectuées à confinement similaire ou moins important (à $b_0 = 1,15 \text{ mm}$ et à $b_0 = 1,45 \text{ mm}$), pour des résultats très similaires à ceux présentés dans cette section. Nous nous contenterons donc d'analyser cette série d'expériences pour la comparer à celles effectuées en présence d'un obstacle partiel d'épaisseur $\delta b = 0,45 \text{ mm}$ dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9 \text{ mm}$.

4.2.1 Étude des champs moyens de vitesse et de déformation

Nous présentons sur les figures 4.4 et 4.5, l'image binarisée d'un écoulement associée à ses champs typiques moyennés dans le temps de vitesse adimensionnée $(V - V_0)/V_0$, de déformation U_ℓ des bulles, et d'orientation $|\theta|$, pour un écoulement de mousse de fraction liquide $\varphi = (0,9 \pm 0,2)\%$ et d'aire moyenne de bulles $A = 7,1 \text{ mm}^2$, poussé à un débit d'air $Q_{air} = 15 \text{ mL/min}$. Cet écoulement présente une légère asymétrie haut/bas sur y , dû aux problèmes de sortie évoqués en section 2.3.1.

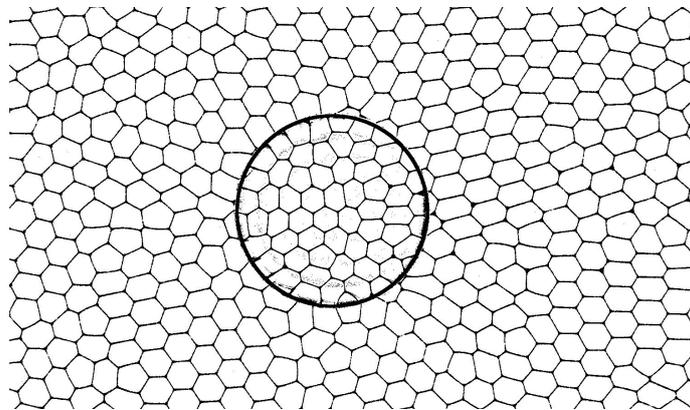


FIGURE 4.4 – Zoom sur une image binarisée de l'écoulement à travers un puits dont les champs rhéologiques sont présentés en figure 4.5.

On observe sur le champ de vitesse (figure 4.5, haut) une très légère accélération en amont ainsi qu'un overshoot prononcé en aval, où $V > V_0$. On y mesure un maximum de

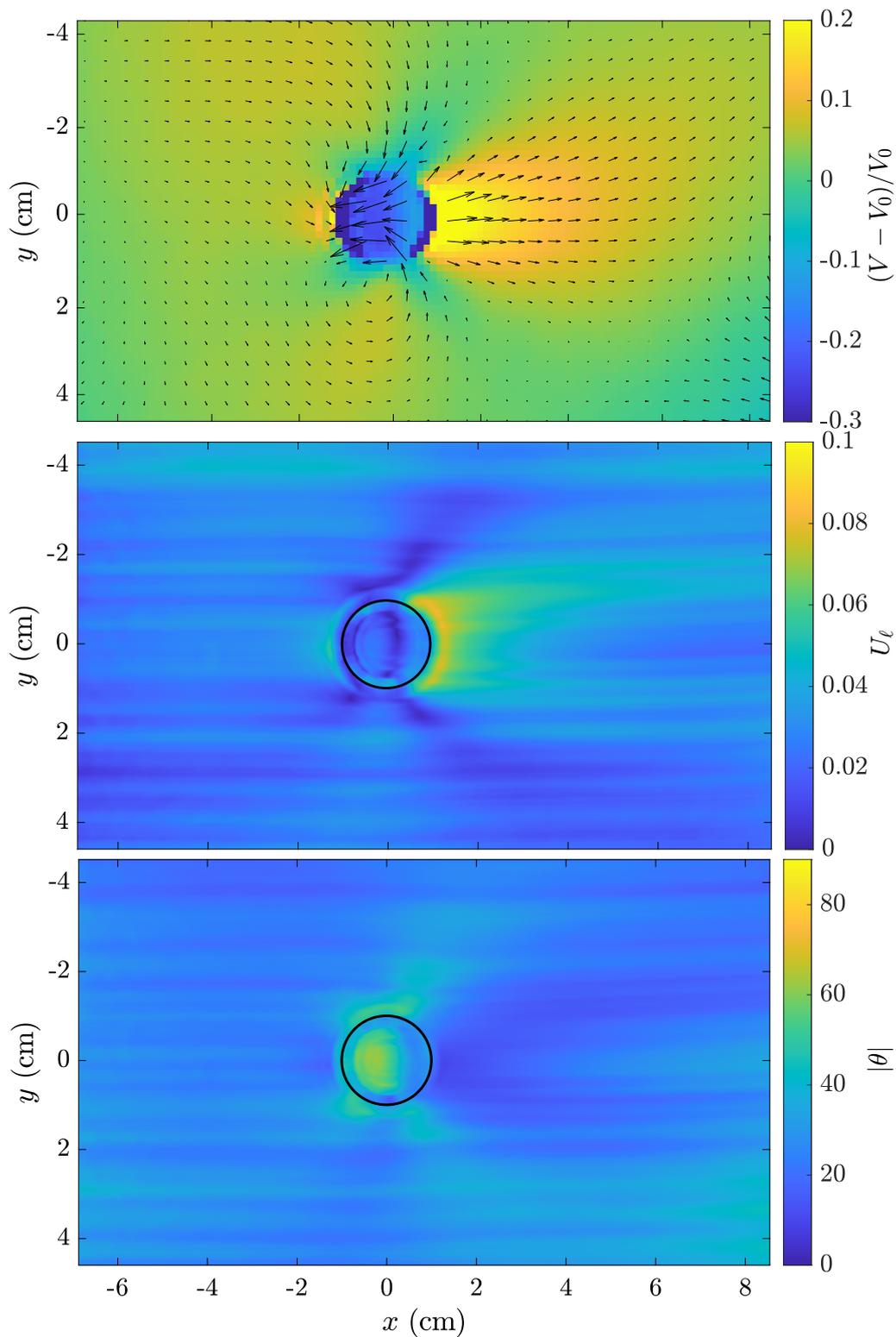


FIGURE 4.5 – Exemple de champs moyens de vitesse adimensionnée (dans le référentiel de la mousse) (haut); de déformation U_ℓ (milieu) et d’orientation $|\theta|$ (bas), dans le cas d’un écoulement dans un canal d’écartement $b_0 = 0,95$ mm en présence d’un puits de profondeur $\delta b = 0,45$ mm et de diamètre 20 mm, à un débit d’air $Q_{air} = 15$ mL/min et pour une mousse de fraction liquide $\varphi = (0,9 \pm 0,2)\%$ et une aire moyenne de bulles $A = 7,1$ mm².

vitesse de l'ordre de $V \simeq 1,2V_0$ au niveau du bord extérieur du puits, contre des maxima de l'ordre de $V_c \simeq 1,35V_0$ dans le cas d'un obstacle partiel de rapport $\delta b/b_0 = 50\%$. On note également que la recirculation transversalement de part et d'autre du puits est très faible.

Le champ de déformation (figure 4.5, milieu) ne montre presque pas de déformation des bulles en amont du puits. La déformation maximale en aval du puits est mesurée autour de $0,08 \pm 0,02$, soit deux fois plus importante que la déformation générale $U_{\ell,0} \simeq 0,04 \pm 0,01$ de l'écoulement bouchon, mais bien moindre que la déformation maximale mesurée de $0,17 \pm 0,01$ pour l'obstacle partiel. Cette déformation est couplée à une orientation nette des bulles dans le sens de l'écoulement presque partout (sauf dans le puits) (figure 4.5, bas), une caractéristique qui ressort également sur le cliché de la figure 4.4. La plupart des champs de déformation dans cette configuration (puits de $\delta b = 0,45$ mm pour un écartement de $b_0 = 0,9$ mm, et pour tout écartement $b_0 < 0,9$ mm) ont la même allure qualitative, même si les valeurs de U_{ℓ} peuvent varier.

Pour les deux champs de vitesse et de déformation, l'impact du puits est donc très faible en amont et plus marqué en aval, tout en restant moins important que pour un obstacle partiel, notamment sur l'amplitude de la déformation. Une différence majeure notable est que contrairement à l'obstacle partiel, l'overshoot en vitesse et la déformation maximale des bulles ne sont pas localisés en un point en aval du puits (figure 4.3), mais étalés sur presque toute sa largeur. Cet étalement résulte de l'écartement très progressif des lignes de courant en sortie du puits et explique sûrement la faible déformation mesurée. En effet, les lignes de courant en amont et en aval du puits ne se rapprochent plus en un point de stagnation, comme cela pouvait être le cas pour les obstacles partiels ou pleins. Un point de stagnation est favorable à de fortes déformations et correspond aux zones de plasticités observées en section 3.4. Les lignes de courant sortant d'un puits créent des gradients de vitesse plus « doux », et donc des déformations de bulles plus faibles, qui ne dépassent pas le seuil de plasticité : on n'observe d'ailleurs presque pas d'événements T1 sur les films.

La déformation et l'orientation des bulles en sortie du puits peuvent s'apparenter à la déformation initiale d'entrée de canal présentée en section 2.3.2, puisque la « marche » à franchir pour sortir du puits et entrer dans le canal confiné à b_0 est très similaire à la sortie du réservoir.

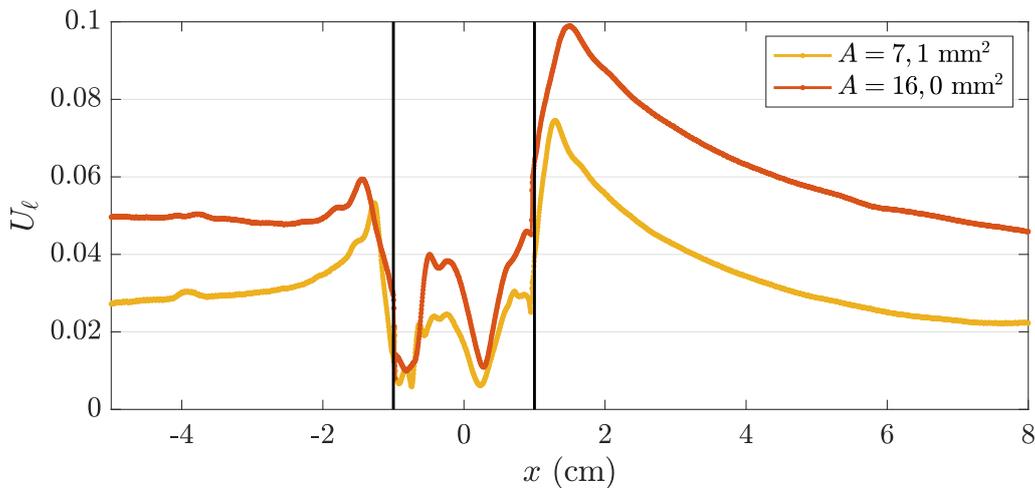


FIGURE 4.6 – Profils longitudinaux de la déformation moyenne U_{ℓ} pour deux aires moyennes de bulles différentes, et pour les mêmes paramètres que la figure 4.5.

On remarque par ailleurs que si l'on trace les profils de déformation moyenne pour deux tailles de bulles différentes sur la figure 4.6, on observe pour des bulles de plus grosses tailles

une déformation U_ℓ plus importante, à la fois dans l'écoulement bouchon mais également pour le maximum de déformation en aval, où l'on a une déformation nettement supérieure.

On obtient la même tendance pour des débits faibles ou moyens, à $Q_{air} = \{5, 15\}$ mL/min, peu importe la fraction liquide, même si l'écart se réduit lorsque la mousse est plus humide. En revanche à $Q_{air} = 25$ mL/min, si la déformation dans l'écoulement bouchon est toujours plus importante pour des aires de bulles plus grandes, le maximum de déformation en aval reste à peu près constant.

4.2.2 Étude des profils longitudinaux de la vitesse : un profil « symétrique »

Afin d'étudier de manière plus quantitative l'influence des paramètres de contrôle sur la vitesse, on trace les profils longitudinaux du champ moyen de vitesse adimensionnée sur l'axe central $y = 0$ en fonction de la fraction liquide φ d'une part et du débit d'air Q_{air} d'autre part (figure 4.7, gauche et droite respectivement).

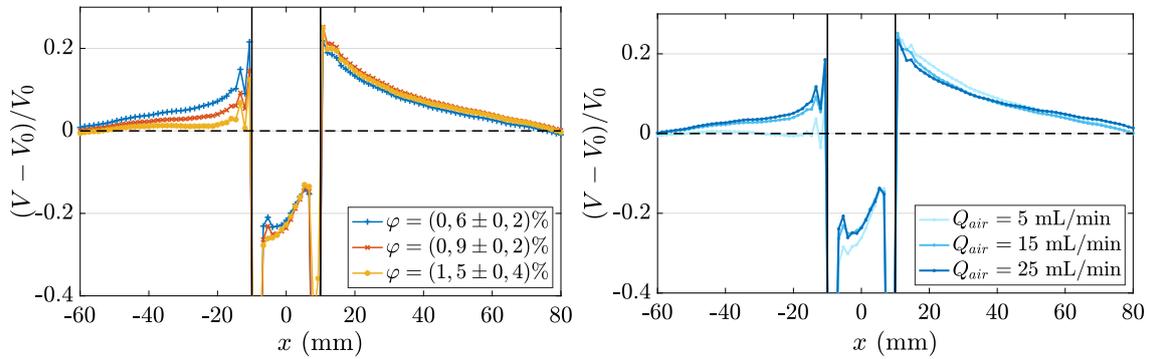


FIGURE 4.7 – Profils longitudinaux de vitesse adimensionnée pour un écartement $b_0 = 0,95$ mm et un puits de profondeur $\delta b = 0,45$ mm. À gauche : variation de la fraction liquide φ à débit d'air $Q_{air} = 15$ mL/min et aire moyenne de bulles $A = 7,1$ mm². À droite : variation du débit d'air Q_{air} à fraction liquide $\varphi = (0,9 \pm 0,2)\%$ et aire moyenne de bulles $A = (7,8 \pm 0,7)$ mm².

Les profils de vitesse ainsi obtenus en figure 4.7 sont relativement « symétriques » amont/aval en dehors du puits, en particulier pour une mousse sèche et suffisamment « rapide » ($Q_{air} > 5$ mL/min). En effet, si la mousse est trop humide ou trop lente (à $Q_{air} = 5$ mL/min), il n'y a quasiment pas d'accélération en amont du puits. Étonnamment, la fraction liquide et le débit n'influent pas sur le profil de vitesse en aval du puits. La faible diminution de la vitesse en amont avec la fraction liquide est le seul impact observable. L'impact du débit est moins clair, puisque pour le plus faible, on n'observe aucun impact du puits en amont, contrairement aux débits $Q_{air} = 15$ et 20 mL/min qui présente le même profil.

On observe également une diminution de la vitesse dans le puits par rapport à V_0 , cohérente avec la conservation du débit : même si les puits attirent plus de bulles, c'est l'augmentation d'écartement qui constitue l'effet dominant, menant à une vitesse inférieure à V_0 . La vitesse des bulles à l'intérieur du puits augmente ensuite légèrement avant d'en sortir, passant de $V \simeq 0,75V_0$ à $V \simeq 0,85V_0$ environ.

Une autre différence notable que l'on peut observer sur la figure 4.8 avec le profil de vitesse en présence d'un obstacle partiel est la forme du profil en aval : en sortie de puits, la vitesse de la mousse commence immédiatement à décroître, à partir d'une amplitude V nettement supérieure à V_0 , suite à une discontinuité de vitesse entre l'intérieur du puits et l'extérieur. Ce n'est pas le cas pour l'obstacle partiel (si l'on fait abstraction du point douteux obtenu sur le bord de l'obstacle), où l'on a une accélération de la mousse depuis

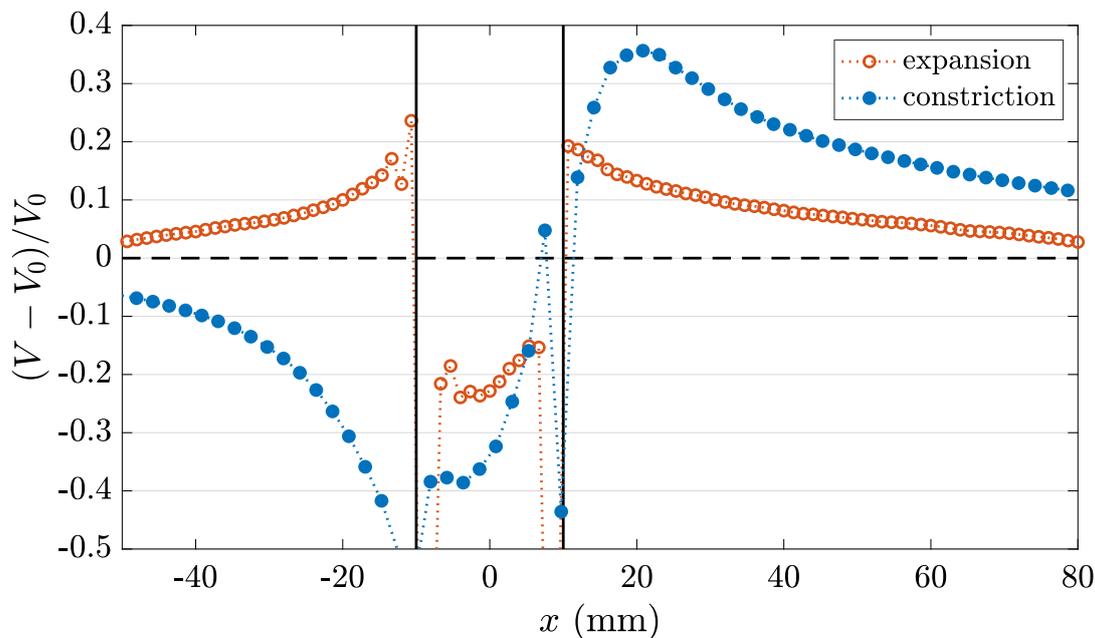


FIGURE 4.8 – Comparaison entre deux profils longitudinaux de la vitesse moyenne pour un écartement $b_0 = 0,9$ mm, dans le cas d'un obstacle partiel d'épaisseur $\delta b = 0,45$ mm (\bullet) et d'un puits de même profondeur δb (\circ). Les mousses considérées ont une fraction liquide $\varphi = (0,7 \pm 0,3)\%$, d'aire moyenne de bulles $A = (8,4 \pm 0,4)$ mm² créées par un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min.

le milieu de l'obstacle jusqu'à un maximum de vitesse à une distance d'une bulle ou deux après l'obstacle.

Ces résultats ne sont pas encore totalement compris. L'obtention d'un profil plutôt symétrique, presque identique pour tous les paramètres de contrôle, présentant un sillage négatif ($V > V_0$) en sortie d'un puits est assez inattendue pour une mousse, puisque ces profils de vitesse correspondent davantage à ce qu'on attendrait d'un fluide simple non-élastique en présence d'un puits.

Il est cependant à noter que, les déformations étant plus faibles que dans le cas des obstacles partiels (*cf* figure 4.5), la mousse n'est pas poussée jusqu'à la déformation seuil (peu de T1 observés). C'est donc normal que les effets élastiques sont donc *a priori* plus faibles, résultant en un écoulement plus symétrique.

Nous avons donc cherché à confiner davantage la mousse en dehors du puits, afin d'obtenir une configuration plus complémentaire de celle avec l'obstacle partiel.

4.3 À espacement des plaques équivalent : le cas complémentaire

Quantifions désormais la rhéologie de l'écoulement de la mousse dans une configuration complémentaire à celle de l'obstacle partiel, tel que présenté dans le cas (c) de la figure 4.2. Nous travaillons avec un espacement des plaques de verres $e = 0,9$ mm, toujours avec une profondeur de puits de $\delta b = 0,45$ mm, correspondant donc à un écartement disponible de $b_0 = 0,45$ mm. Cet écartement est très faible et la mousse est alors *très* confinée.

Nous avons également effectué une série d'expériences à $b_0 = 0,55$ mm, pour une profondeur de puits de $\delta b = 0,35$ mm, qui apporte des résultats similaires à ceux présentés dans cette section. Nous ne la mentionnerons donc pas davantage.

4.3.1 Les profils de vitesse : deux sillages différents

Sur la figure 4.9, on trace encore une fois les profils longitudinaux sur l'axe central $y = 0$ de la vitesse moyenne adimensionnée en fonction de la fraction liquide (à gauche) et du débit d'air (à droite). Cette fois-ci ces paramètres de contrôle induisent des comportements complètement différents en aval du puits !

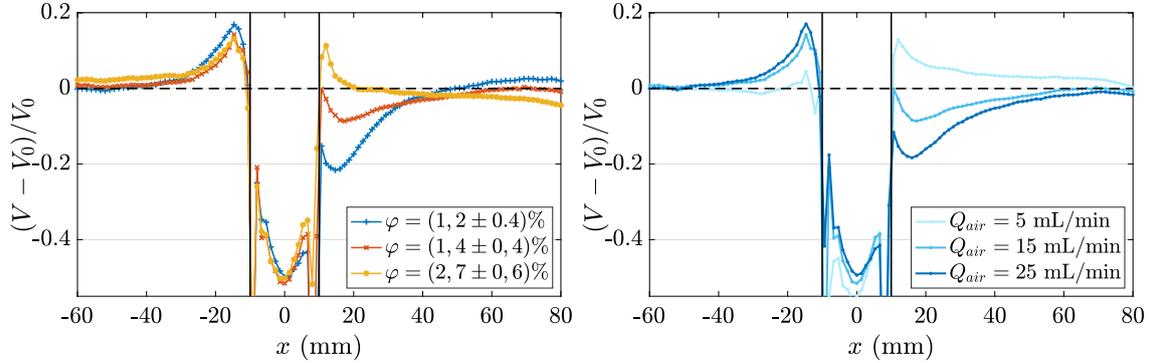


FIGURE 4.9 – Profils longitudinaux de vitesse adimensionnée pour un écartement $b_0 = 0,45$ mm et un puits de profondeur $\delta b = 0,45$ mm. À gauche : variation de la fraction liquide φ pour un débit d'air $Q_{air} = 15$ mL/min et une aire moyenne de bulles $A = 14,8 \pm 0,8$ mm². À droite : variation du débit d'air Q_{air} pour une fraction liquide $\varphi = (1,3 \pm 0,5)\%$ et une aire moyenne de bulles $A = (15 \pm 1)$ mm².

On peut distinguer dans cette figure 4.9 deux types de comportements, ou de sillages :

1. Un profil « symétrique » avec $V > V_0$ en aval du puits et correspondant à un sillage négatif, pour les mousses les moins sèches et les plus lentes. Ces profils sont similaires à ceux vu précédemment en présence d'un confinement moins important.
2. Un profil « asymétrique » avec $V < V_0$ en aval du puits, pour les mousses les plus sèches et/ou les plus rapides. Le sillage est alors positif. Ces profils présentent un minimum de vitesse proche du puits (mais pas accolé), avant de revenir sur la vitesse moyenne de l'écoulement à V_0 . Cela correspond bien à un profil complémentaire à ce qu'on obtiendrait en présence d'un obstacle partiel ou plein, comme on s'y attendait pour un fluide visco-élasto-plastique (figure 4.10).

L'évolution entre ces deux comportements est continue et passe par un état intermédiaire où le puits n'a qu'une influence minimale sur la vitesse et la déformation en aval (courbe jaune à $\varphi = (2,7 \pm 0,6)\%$, figure 4.9 à gauche) : un petit pic de vitesse ($V \simeq 1,1V_0$) au niveau du bord extérieur du puits, suivi d'une relaxation quasiment immédiate, là où pour une vitesse très lente ou un écartement b_0 plus large on observe une lente relaxation. La continuité de l'évolution se vérifie en observant le comportement des profils de vitesse pour d'autres combinaisons de paramètres de contrôle, qui complètent les trois courbes obtenues pour les paramètres φ et Q_{air} dans la figure 4.9. Pour une mousse très sèche mais très lente ($\varphi = (0,9 \pm 0,2)\%$ pour un débit $Q_{air} = 5$ mL/min), c'est l'effet de la fraction liquide de la mousse qui l'emporte et on observe un profil asymétrique (figure 4.11).

Si l'on observe maintenant ce qu'il se passe en amont, on remarque encore une fois que les paramètres de contrôle n'ont que peu d'influence, hormis pour le débit à $Q_{air} = 5$ mL/min qui se distingue de nouveau en supprimant presque totalement l'accélération usuellement présente en amont pour les mousses assez humides ($\varphi > 1,1\%$). L'augmentation de la taille des bulles a par ailleurs un effet similaire (figure 4.12), puisque l'on n'observe jamais d'accélération en amont pour une mousse créée avec une aiguille de diamètre $\varnothing_s = 0,8$ mm, soit des aires moyennes de bulles de l'ordre de $A \simeq 30 \pm 3$ mm² (pour différents débits d'air).

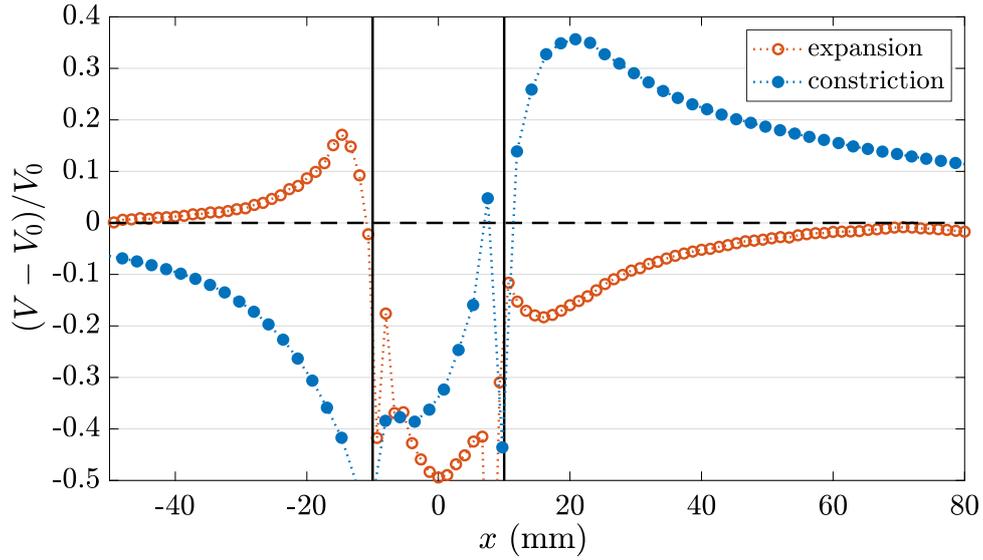


FIGURE 4.10 – Comparaison entre deux profils longitudinaux de la vitesse moyenne dans le cas d'un écartement $b_0 = 0,9$ mm réduit (\bullet) ou augmenté (\circ) de $\delta b = 0,45$ mm. Il s'agit d'une mousse de fraction liquide $\varphi = (0,8 \pm 0,3)\%$, avec un volume moyen de bulles $A \times e = (7,4 \pm 0,3)\text{mm}^3$ créées avec une aiguille de diamètre $\varnothing_s = 0,5$ mm à un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min.

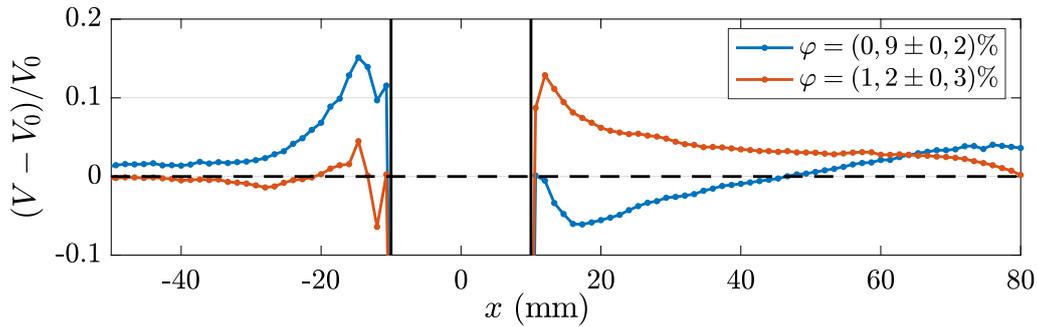


FIGURE 4.11 – Profils longitudinaux de vitesse adimensionnée pour des mousses de fractions liquides différentes s'écoulant dans un canal de $b_0 = 0,45$ mm à un débit faible de $Q_{air} = 5$ mL/min, en présence d'un puits de profondeur $\delta b = 0,45$ mm et pour des bulles d'aire moyenne $A = 14,2$ mm².

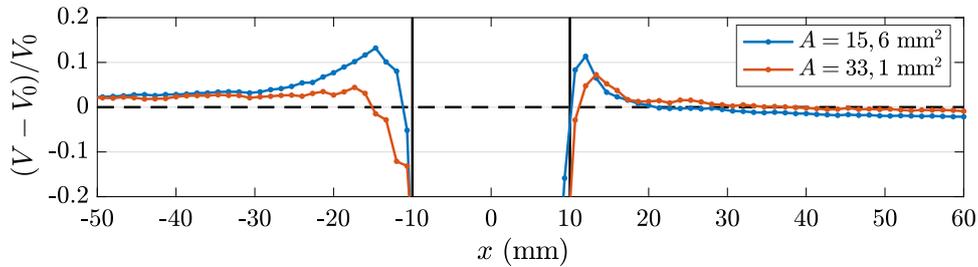


FIGURE 4.12 – Profils longitudinaux de vitesse moyenne pour deux aires moyennes de bulles différentes. Cas d'une mousse de fraction liquide $\varphi = (2,2 \pm 0,8)\%$, poussée à un débit $Q_{air} = 15$ mL/min dans un canal d'écartement $b_0 = 0,45$ mm en présence d'un puits de profondeur $\delta b = 0,45$ mm.

Il devient dans ce cas difficile de parler de cas symétrique ou asymétrique, et nous préférons donc parler des cas de sillage négatif ou positif, respectivement.

En ce qui concerne la vitesse dans le puits, l'évolution est un peu différente de celle du puits en configuration « opposée » de la section 4.2, puisque la vitesse diminue jusqu'à atteindre un minimum au centre du puits en $x = 0$, avant de ré-augmenter légèrement. Il y a toujours une discontinuité sur le bord aval du puits, mais c'est moins clair pour le bord en amont.

Ces profils de vitesse nous ont permis de définir deux régimes d'écoulement différents, voyons maintenant à quoi ressemblent les champs de vitesse complets, et surtout les champs de déformation et d'orientation associés à ces régimes.

4.3.2 Déformation et orientation des bulles en fonction du type de sillage

La figure 4.13 présente des champs typiques de vitesse, de déformation et d'orientation associés aux deux sillages (droite et gauche) définis dans la section précédente. Ils correspondent aux expériences dont les images binarisées sont présentées sur la figure 4.14. Nous discuterons principalement des champs de déformation et d'orientation et de leur lien avec la vitesse.

Pour les champs de droite, correspondant au cas du sillage négatif observé pour un débit d'air $Q_{air} = 15$ mL/min, une fraction liquide $\varphi = (1,4 \pm 0,4)\%$ et une aire moyenne de bulle $A = 14,0$ mm², nous avons des champs proches de ceux présentés dans la section 4.2, notamment autour de l'axe central, mais avec une recirculation beaucoup plus marquée sur les côtés du puits. De la même manière, les bulles sont plus déformées en sortie de puits avec une orientation proche de zéro : il s'agit d'un étirement des bulles dans le sens de l'écoulement. Cette observation semble être caractéristique d'un sillage négatif, puisqu'on la retrouve dans la section 4.2 précédente et le chapitre 3.

Pour les champs de gauche, correspondant au cas du sillage positif observé pour un débit d'air $Q_{air} = 5$ mL/min, une fraction liquide $\varphi = (2,7 \pm 0,6)\%$ et une aire moyenne de bulle $A = 16,2$ mm², on observe effectivement une asymétrie amont-aval, y compris pour le champ de déformation !

En amont nous observons une déformation plus forte des bulles, autour de $U_\ell = 0,1$ contre $U_{\ell,0} \simeq 0,06$ dans l'écoulement bouchon, couplée à une orientation dans le sens de l'écoulement : les bulles sont étirées longitudinalement pour rentrer dans le puits. En aval autour de l'axe central, la déformation est au contraire très réduite par rapport à $U_{\ell,0}$. Dans cette zone, l'orientation est loin de zéro et s'approche voire dépasse 45° (orientation moyenne qui serait obtenue pour une distribution aléatoire de $|\theta|$, nous y reviendrons plus loin).

La traînée de faible déformation sur l'axe central en aval du puits est également encadrée de deux traînées de bulles plus déformées que $U_{\ell,0}$, toujours dans le sens de l'écoulement.

Le fait que le sillage positif s'accompagne d'une relaxation de la déformation initiale (ou générale) $U_{\ell,0}$ en sortie du puits, vers des valeurs quasi-nulles et donc non nécessairement orientée dans le sens de l'écoulement, est remarquable. En effet, dans un sillage positif, les bulles immédiatement à l'extérieur du puits avancent moins vite que celles dans le puits (dans le référentiel de la mousse, les vecteurs vitesse en aval du puits sont orientés dans le sens inverse de l'écoulement) et agissent comme un bouchon à pousser : les bulles sortant du puits se compriment sur celles à l'extérieur, résultant en une orientation s'éloignant de zéro.

Afin d'étudier plus en détail ces phénomènes sur la déformation, dans les deux cas de sillages positif et négatif, nous traçons sur la figure 4.15 les profils de déformation et

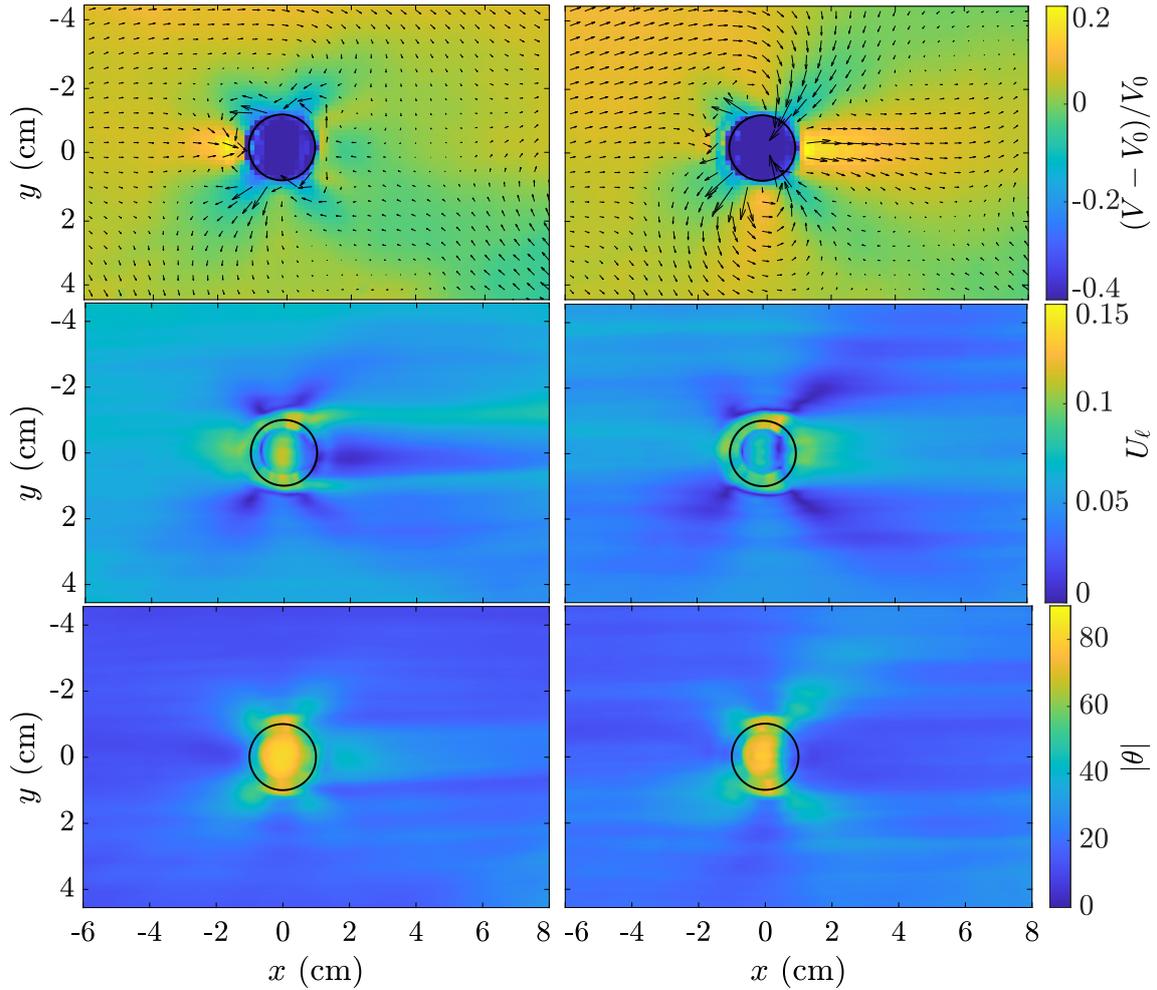


FIGURE 4.13 – Exemples de champs de vitesse adimensionnée (haut), de déformation U_ℓ (milieu) et d'orientation $|\theta|$ (bas) pour deux expériences présentant un sillage positif (à gauche) et négatif (à droite) dans le cas d'un écartement $b_0 = 0,45$ mm et un puits de profondeur $\delta b = 0,45$ mm. À gauche : cas d'une mousse sèche à débit moyen, $Q_{air} = 15$ mL/min, $\varphi = (1,4 \pm 0,4)\%$ et $A = 14,0$ mm². À droite : cas d'une mousse moins sèche et lente, à $Q_{air} = 5$ ml/min, $\varphi = (2,7 \pm 0,6)\%$, et $A = 16,2$ mm².

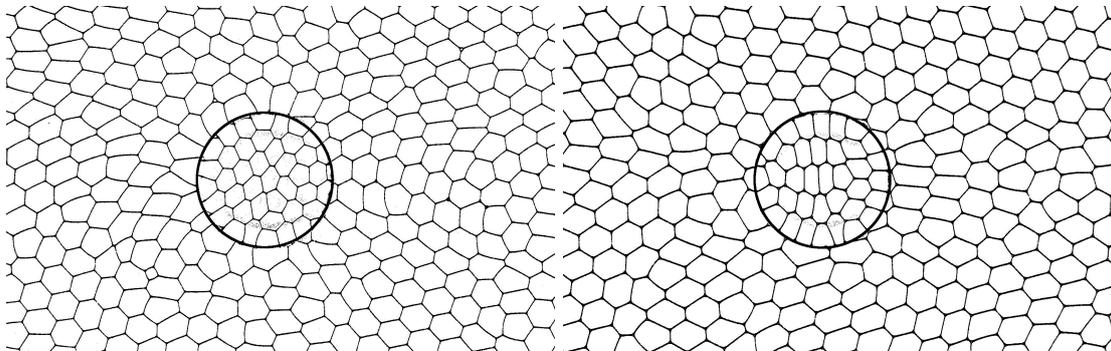


FIGURE 4.14 – Exemples d'images binarisées dans le cas d'un sillage positif (à gauche) et négatif (à droite), pour les expériences correspondant aux champs présentés en figure 4.13. Le puits a un diamètre de 2 cm, pour l'échelle. On constate que les bulles en aval sont plus étirées dans le sens de l'écoulement pour le sillage négatif que positif.

d'orientation à différents débits d'air. Il s'agit des mêmes écoulements dont les profils de vitesse sont présentés sur la figure 4.9 à droite, correspondant donc à un sillage négatif et deux sillages positifs de différentes intensités.

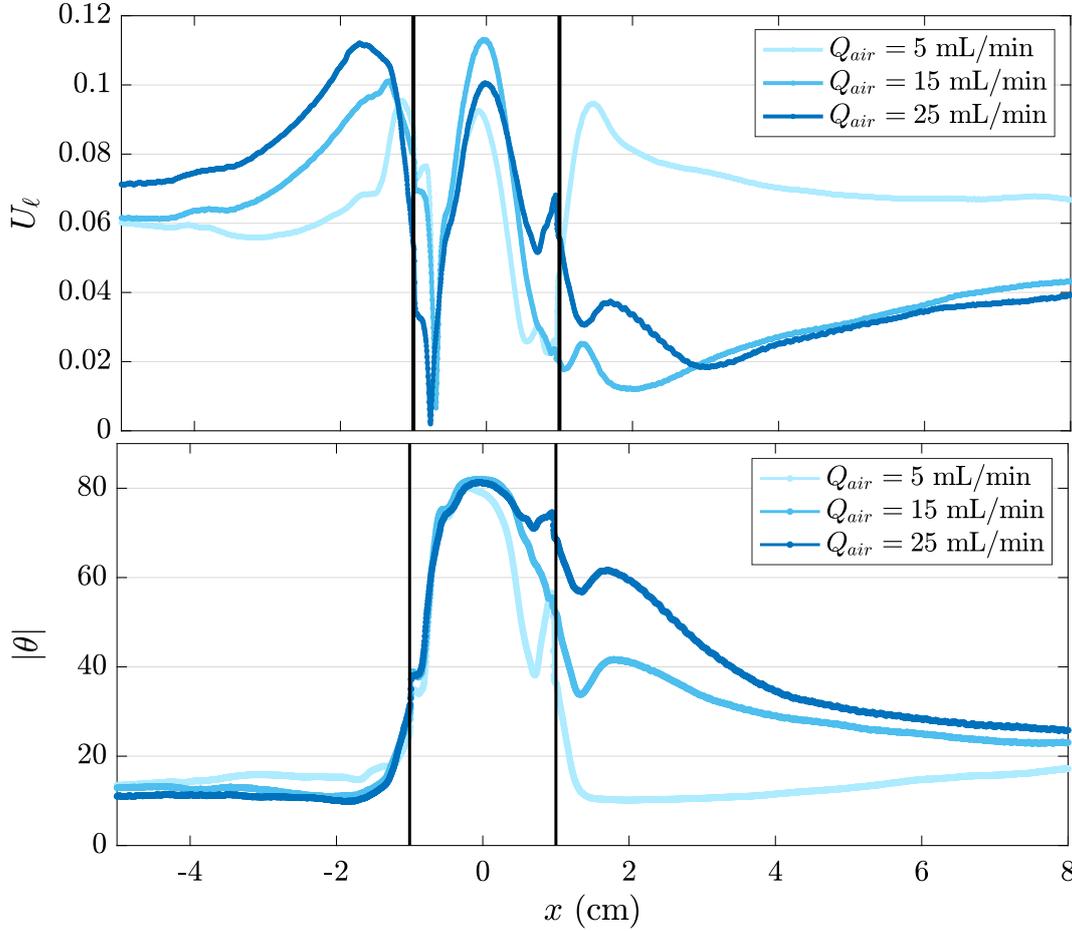


FIGURE 4.15 – Profils longitudinaux sur l’axe central de la déformation U_ℓ (haut) et de l’orientation $|\theta|$ des bulles (bas), pour les trois débits d’air considérés. Il s’agit ici d’une mousse de fraction liquide $\varphi = (1,3 \pm 0,5)\%$, d’air moyenne de bulle $A = 14,0 \text{ mm}^2$, dans un canal d’écartement $b_0 = 0,45 \text{ mm}$ et pour un puits de profondeur $\delta b = 0,45 \text{ mm}$. La courbe bleu pâle ($Q_{air} = 5 \text{ mL/min}$) correspond à un sillage négatif, tandis que les deux autres sont caractéristiques d’un sillage positif.

On mesure une déformation minimale autour de $U_\ell \simeq 0,015 \pm 0,005$ dans le sillage positif, en aval du puits. Ce minimum est atteint après un léger sursaut de déformation, immédiatement après le puits avant de progressivement augmenter vers la déformation générale $U_{\ell,0}$ de l’écoulement bouchon.

Dans le cas du sillage positif, l’orientation des bulles est loin de zéro et s’échelonne entre 40° et 60° pour la mousse la plus sèche et rapide. Les images brutes présentées en figure 4.14 semblent indiquer que les bulles sont effectivement en moyenne plutôt orientées transversalement à l’écoulement dans le cas d’un sillage positif, et nettement alignées dans le sens de l’écoulement dans le cas du sillage négatif (courbe bleu pâle sur la figure 4.15).

Pour ce dernier cas, la courbe de déformation est similaire à celles obtenues dans la section précédente 4.2 ainsi que pour les obstacles partiels du chapitre 3.

Nous ne savons pas comment expliquer cette différence de comportement à l’heure actuelle, ni pour la vitesse, ni pour la déformation et l’orientation des bulles.

Enfin, nous pouvons noter que dans tous les cas, les bulles dans le puits ont une déformation de l’ordre de $U_\ell \simeq 0,10 \pm 0,02$ (la forte incertitude est due à la variation des

paramètres de contrôle) dans le sens transversal à l'écoulement. Cela est cohérent avec le fait que les bulles vont avoir tendance à s'entasser dans le puits, se comprimant les unes contre les autres dans ce sens.

4.4 Discussion

L'étude des puits, correspondant à une expansion locale de l'écartement b_0 du canal, a fait émerger de nombreux résultats surprenants et inattendus.

En premier lieu, le confinement joue un rôle frappant quand au comportement de la mousse dans le sillage du puits : si le confinement n'est pas assez fort, la mousse présente un profil de vitesse amont/aval symétrique, avec en aval une relaxation de la vitesse vers la valeur imposée V_0 , comme attendu pour un fluide newtonien. On retrouve également ce type de profil pour les mousses les moins sèches que nous avons observées, celles-ci ayant un module élastique plus faible que des mousses très sèches, leur comportement se rapprochant naturellement du fluide newtonien.

En second lieu, le débit a un rôle essentiel en présence d'un fort confinement, que nous n'avions pas observé pour les constriction. Comme la fraction liquide, le débit d'écoulement peut alors déterminer si le sillage sera plutôt négatif (pour un débit très faible) ou positif. Pour la fraction liquide, les sillages positifs *a priori* attendus sont obtenus pour des mousses sèches, et peuvent même forcer ce régime pour un débit très faible (figure 4.11).

Enfin, l'étude de la déformation et de l'orientation des bulles dans les deux types de sillage a révélé un lien net entre l'orientation transversale des bulles du sillage positif contre longitudinale dans le sillage négatif.

Il serait également très intéressant d'étudier quantitativement les champs de plasticité obtenus pour les deux types de sillage mais nous n'avons malheureusement pas eu le temps de nous y consacrer. Rappelons cependant que l'observation directe des expériences suggère que le taux de plasticité est nettement plus faible que dans le cas des constriction.

4.4.1 Impact de la friction

La plupart de ces résultats semblent caractéristiques de l'impact de la friction de la mousse contre les parois. En effet, plus le débit et le confinement sont forts, plus la friction des bulles contre les parois de la cellule est importante et nous avons montré que ces deux paramètres jouent un rôle déterminant sur le type de sillage observé, en plus de la fraction liquide caractérisant les propriétés élasto-plastiques de la mousse.

Il faut aussi avoir à l'esprit que la feuille de PVC utilisé pour la construction du puits recouvre entièrement une des surfaces du canal d'écoulement et qu'il est possible que cela joue sur les effets de friction. Cela reste tout de même improbable, car la feuille de PVC est aussi lisse que le verre et ne présente pas de rugosités, ce qui détermine généralement si la mousse glisse ou non [31]. En règle générale, les effets frictionnels sont dus à la friction visqueuse liée au mouvement du fluide au sein de la partie liquide.

Il a aussi été montré que la friction peut changer les contraintes élastiques : une friction plus élevée entraîne des bulles plus étirées et donc des contraintes élastiques plus fortes, car elles relaxent moins rapidement [32]. La figure 4.17 confirme que pour une friction élevée, U_ℓ est de manière générale beaucoup plus importante que pour les autres expériences de ce chapitre (autour de 0,18 jusqu'à des maxima de déformation à 0,19).

Ce couplage entre friction et contrainte élastique est probablement d'intérêt pour comprendre la transition entre les deux types de sillage.

4.4.2 Distorsion des bulles sous l'effet de la friction

Il a également déjà été montré que la friction peut conduire à des distorsions de la forme des bulles qui ne respectent plus les lois de Plateau (décrites en section 1.1.2) [36, 35], voire

à des fractures au sein de la mousse [12, 39, 40].

Nous avons également pu observer des distorsions inattendues de la forme des bulles (figure 4.16) dans le cas d'une mousse sèche avec de grandes bulles (créées avec une aiguille de diamètre $\varnothing_s = 0,8$ mm) et poussée à un débit d'air $Q_{air} = 25$ mL/min dans une cellule très confinée ($b_0 = 0,45$ mm).

Ces distorsions dépendent également de leur orientation géométrique :

- lorsqu'elles ont deux côtés parallèles alignés avec le vecteur vitesse, il n'y a pas de distorsion et les lois de Plateau semblent être respectées (bas de la figure 4.16) ;
- lorsque ces côtés parallèles sont transverses au vecteur vitesse, on observe des distorsions de bulles, les lois de Plateau ne sont *a priori* pas respectées et ces côtés parallèles raccourcissent tandis que les quatre autres ne sont plus rectilignes entre les vertex. Les bulles s'arrangent entre elles comme des écailles de poissons (haut de la figure 4.16).

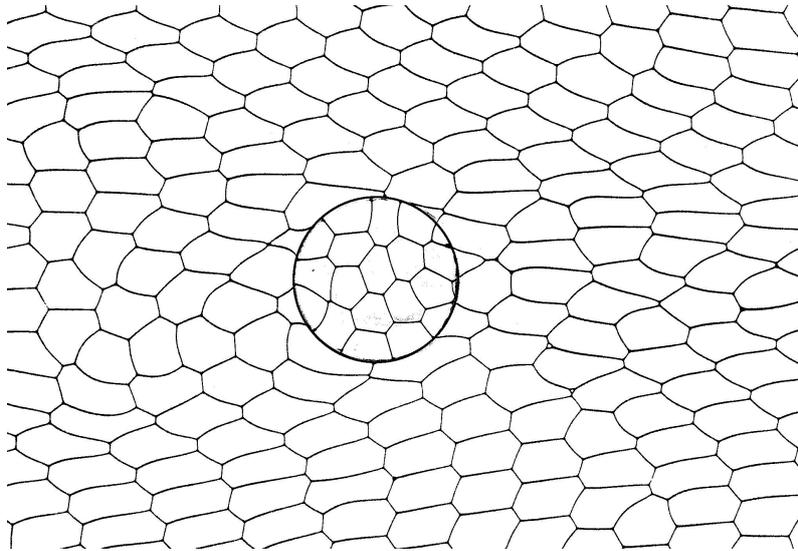


FIGURE 4.16 – Image binarisée d'un écoulement d'une mousse sèche ($\varphi = (1,2 \pm 0,3)\%$), dans un canal de confinement $b_0 = 0,45$ mm en présence d'un puits de profondeur $\delta b = 0,45$ mm. Les bulles sont créées avec une aiguille de diamètre $\varnothing_s = 0,8$ mm à un débit $Q_{air} = 25$ mL/min, et sont donc très comprimées dans la direction z : leur aire apparente moyenne vaut $A = 34,0$ mm². On voit l'apparition de bulles très distordues, en « écailles de poisson, » en haut de l'image.

Cet écoulement particulier n'a pas été pris en compte dans ce chapitre, car les champs de vitesse et de déformation correspondent à un régime encore complètement différent (figure 4.17) : un fort ralentissement sur toute la région en amont du puits, compensé par des accélérations sur les bords pour garder un débit constant ; et l'inverse en aval où la mousse est très rapide derrière le puits et plus lente sur les bords. On observe sur toutes les zones de fortes vitesses une très forte déformation, plus importante que toutes celles que nous avons mesurées jusque là, autour de $U_\ell \simeq 0,19$.

Ce cas particulier un peu pathologique nous a amené à nous pencher sur la description de ce type de distorsion et de leur création indépendamment de la présence d'un obstacle ou d'un puits. Nous avons alors commencé à étudier l'écoulement bouchon (sans obstacle) d'une mousse faisant apparaître de telles formes de bulles. C'est ce dont nous allons discuter dans le chapitre 5.

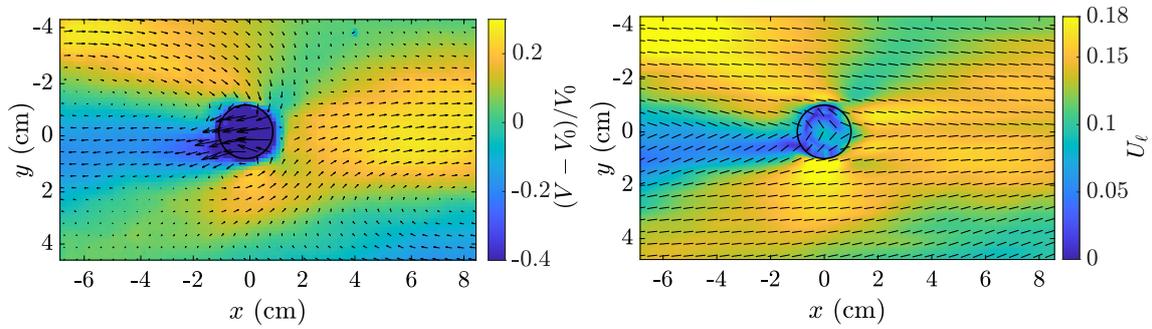


FIGURE 4.17 – Champs moyens de l'expérience présentée dans la figure 4.16 présentant des bulles très distordues. Gauche : Champ moyen de la vitesse adimensionnée, superposé au champ de vecteur dans le référentiel de la mousse. Droite : Champ moyen de la déformation U_l superposé aux segments présentant l'orientation moyenne des bulles.

Chapitre 5

Anisotropie et distorsion des bulles en écoulement confiné rapide

Un fort confinement ou une vitesse élevée peuvent parfois mener à des formes de bulles s'éloignant de ce qui est attendu par les lois de Plateau à l'équilibre [35, 32], allant parfois jusqu'à la rupture [25, 39, 40]. D'un point de vue numérique, certains modèles comme le *viscous froth model* [50] ont également pu présenter de tels résultats de forme de bulles non quasi-statique [52, 60, 38, 37]. Des expériences ont également montré des déviations à la forme d'équilibre des bulles régie par les lois de Plateau (voir figure 5.1, [35]).

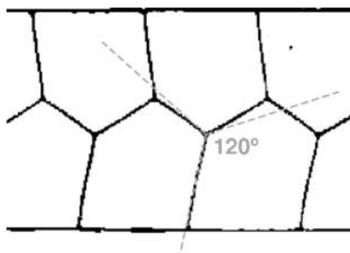


FIGURE 5.1 – Écoulement rapide ($v = 15$ mm/s) d'une mousse 2D sèche d'une largeur de deux bulles dans un canal de largeur 7 mm et d'épaisseur 0,5 mm. On observe une déviation des angles à 120° entre les films intérieurs de la mousse, et une déviation de l'angle à 90° entre les films et la paroi. [35]

Nous avons pu observer de telles distorsions dans le chapitre 4, au cours de nos expériences en présence d'une expansion, celles-ci présentant un très fort confinement ($b_0 = 0,45$ mm). Nous proposons ici une courte étude de l'anisotropie et de la distorsion des bulles dans un milieu confiné sans défaut (écoulement bouchon). Nous commençons par décrire les spécificités des expériences dans la section 5.1, puis nous présentons nos résultats et observations en section 5.2 suivi d'une tentative d'explication théorique en section 5.3.

5.1 Expériences

5.1.1 Paramètres des expériences

Nous utilisons le même matériel que pour nos autres expériences, à ceci près que nous ne plaçons pas de défaut dans la cellule de Hele-Shaw et que nous parcourons une gamme de débits bien supérieure à celle que nous avons utilisée jusque là. En effet, pour étudier l'impact de la friction, nous avons préféré dans un premier temps nous concentrer sur des vitesses de mousses élevées, dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm, de largeur $w = 15$ cm et de longueur $L = 48$ cm.

Les débits explorés et la conversion en vitesse moyenne de l'écoulement V_0 sont décrits dans le tableau 5.1. Par ailleurs, comme la mousse est créée par une seule aiguille (de diamètre $\varnothing_s = 0,5$ mm ici), l'aire des bulles et le débit sont corrélés [1], comme nous avons pu le constater dans les chapitres précédents 3 et 4. Nous n'avons donc pas pu expérimenter à taille de bulles constante, celle-ci augmentant avec le débit, comme on peut le voir sur la figure 5.2 et le tableau 5.1, pour chaque expérience à débit d'air croissant ; ceci serait une perspective intéressante de notre étude.

Q_{air}	25	55	75	105	125	155	en mL/min
V_0	3,5	6,9	9,5	13,3	16,1	20,0	en mm/s
A	9,5	16,8	25,2	29,9	34,4	39,7	en mm ²
inc(A)	$\pm 0,2$	$\pm 0,2$	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$	$\pm 0,4$	
φ	0,34	0,23	0,17	0,15	0,15	0,12	en %
inc(φ)	$\pm 0,16$	$\pm 0,09$	$\pm 0,06$	$\pm 0,06$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	

TABLE 5.1 – Valeurs de la vitesse moyenne V_0 de l'écoulement (en mm/s), de l'aire moyenne A des bulles (en mm²) et de la fraction liquide φ (en %) pour les débits d'air imposé Q_{air} (en mL/min), pour une section de canal de $wb_0 = 135$ mm² et une aiguille d'injection de $\varnothing_s = 0,5$ mm.

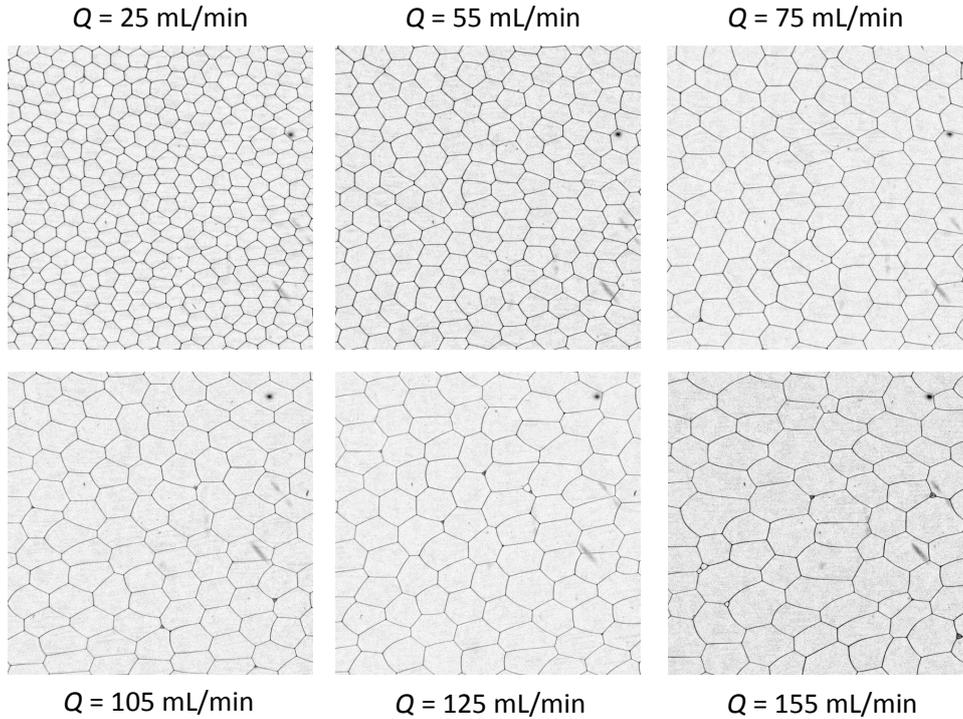


FIGURE 5.2 – Clichés de la mousse étudiée à différents débits Q_{air} . L'écoulement va de gauche à droite et chaque aperçu fait $5,5 \times 5,5$ cm².

5.1.2 Analyse d'image

En plus de l'analyse d'image détaillée dans le chapitre 2, nous mesurons également deux données supplémentaires.

D'une part, nous avons relevé les liens $\vec{\ell}$ entre les centres de bulles voisines. Les vecteurs $\vec{\ell}$ sont ceux utilisés habituellement dans le calcul du tenseur de texture \mathbf{M} [53, 25]. Nous avons choisis de les reprendre dans ce chapitre afin de quantifier plus facilement l'anisotropie des bulles, notamment à l'aide de leur orientation α par rapport au sens de l'écoulement, tel que défini sur la figure 5.3.

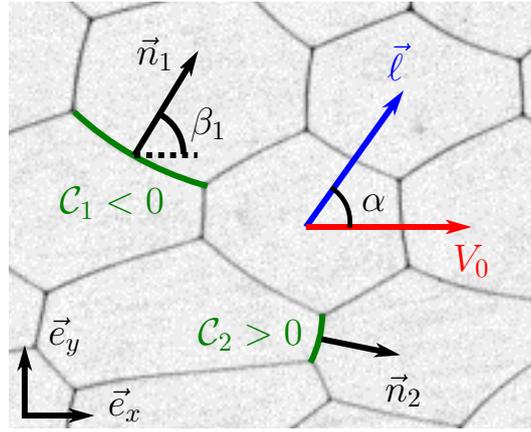


FIGURE 5.3 – Zoom sur quelques bulles en contact, présentant un vecteur $\vec{\ell}$ reliant deux centres de bulles et son angle d'orientation α par rapport à la direction d'écoulement V_0 . Présentation de deux exemples de courbures \mathcal{C} d'un film dont le signe dépend du vecteur normal \vec{n} : $\mathcal{C} < 0$ si \vec{n} pointe vers le centre de courbure (1) et inversement. On oriente toujours le vecteur normal tel que : $\vec{n} \cdot \vec{e}_x > 0$. L'orientation β d'un film est défini comme l'angle entre \vec{n} et \vec{e}_x . Puisque nous avons la liberté de choisir entre $\pm\vec{\ell}$, nous restreignons α et β à $[0, \pi/2]$.

D'autre part, nous avons extrait l'ensemble des pixels constituant le squelette de chaque film de bulles, puis procédé à son ajustement par la portion de cercle suivant au mieux ce squelette. Pour cela nous avons utilisé une fonction Matlab proposé par Nikolai Chernov disponible en ligne, et basé sur la méthode de Pratt [61], mesurant ainsi la courbure \mathcal{C} et l'orientation β des films, définis sur la figure 5.3. Nous ne mesurons qu'une seule courbure par côté bien qu'il apparaît parfois des côtés présentant une courbure non constante.

Nous n'avons pas cherché à quantifier une possible déviation par rapport aux lois de Plateau au niveau des angles des vertex, car la précision de la squelettisation n'est pas suffisante pour mesurer des déviations par rapport à 120° avec une incertitude relative raisonnablement faible.

5.2 Observations

5.2.1 Anisotropie des bulles

La figure 5.2 présente des clichés de la mousse poussée aux différents débits considérés. Ces clichés montrent des bulles de plus en plus grosses (comme précisé dans la section précédente) mais surtout de plus en plus allongées dans le sens de l'écoulement lorsque la vitesse augmente. Il est aussi à noter que la mousse créée au plus haut débit ($Q_{air} = 155$ mL/min) devient polydisperse, l'aiguille d'injection ayant un diamètre $\varnothing_s = 0,5$ mm trop faible pour garder des tailles de bulles constantes à ce débit d'air.

Pour quantifier l'élongation moyenne d'une bulle, nous reprenons le tenseur elliptique \mathbf{L} défini dans le chapitre 2 par l'équation (2.1), page 30, et que nous rappelons ici dans sa forme simplifiée :

$$L_{ij} = \frac{1}{2}(a_i a_j + b_i b_j),$$

avec \vec{a} et \vec{b} les vecteurs des diamètres des axes de l'ellipse approchée de la bulle, et $\{i, j\} \equiv \{x, y\}$. Il aurait été possible de prendre le tenseur de texture de la mousse $\mathbf{M} = \langle \vec{\ell} \otimes \vec{\ell} \rangle$ [52], où $\vec{\ell}$ est un vecteur liant deux centres de bulles en contact. Par cohérence avec le reste de la thèse, nous conservons le tenseur elliptique \mathbf{L} . Dans la suite nous considérons l'axe x porté par \vec{e}_x représentant la direction de l'écoulement (ou direction longitudinale) et l'axe y porté par \vec{e}_y la direction orthogonale (ou transverse).

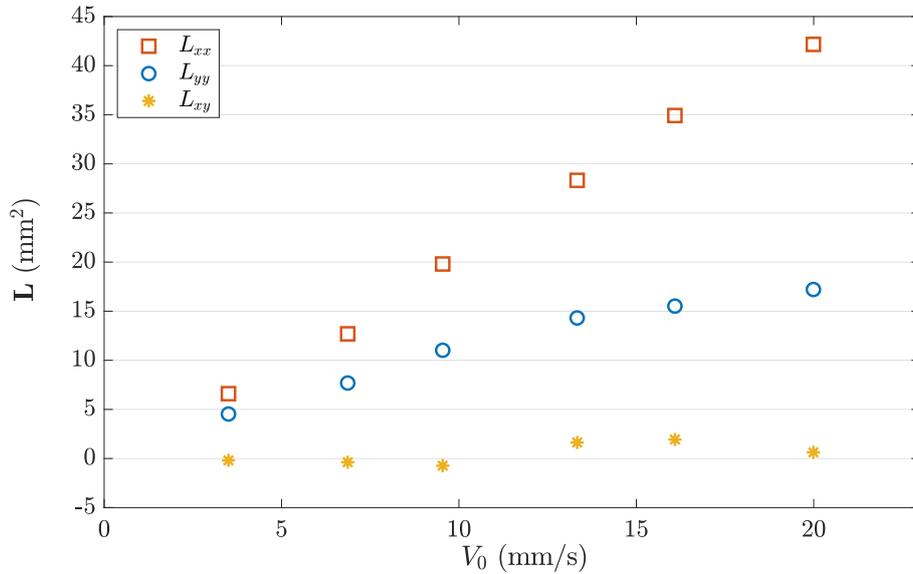


FIGURE 5.4 – Tracé des composantes du tenseur elliptique \mathbf{L} en fonction de la vitesse V_0 : L_{xx} (\square), L_{yy} (\circ) et L_{xy} (*).

La figure 5.4 montre que L_{xy} reste proche de zéro, de manière cohérente avec le fait que la direction de l'écoulement x est un axe de symétrie naturel des expériences. Ensuite, on constate qu'à la fois L_{xx} et L_{yy} augmentent avec le débit d'écoulement, ce qui est une conséquence directe de l'augmentation de l'aire des bulles avec le débit. Enfin, et de manière beaucoup plus significative, L_{xx} est systématiquement plus important que L_{yy} , la différence relative augmentant avec le débit. Cela quantifie bien l'impression visuelle que nous donne la figure 5.2, montrant une élongation longitudinale des bulles de plus en plus marquée avec le débit.

Pour aller plus loin que la seule distinction entre les directions x et y apportée par les composantes du tenseur \mathbf{L} , nous relevons les vecteurs $\vec{\ell}$ représentant les liens entre les centres de bulles voisines, et en particulier leur longueur ℓ et leur orientation α par rapport à x , dont la valeur est comprise entre 0 ($\vec{\ell}$ suivant \vec{e}_x) et $\pi/2$ ($\vec{\ell}$ suivant \vec{e}_y) (voir figure 5.3).

Nous traçons la longueur de $\vec{\ell}$ en fonction de l'orientation α dans la figure 5.5. L'élongation longitudinale visible sur la figure 5.2 est confirmée par le fait que pour chaque expérience la longueur est une fonction décroissante de l'orientation : les vecteurs selon \vec{e}_x ($\alpha \simeq 0$ rad) sont plus longs que ceux suivant \vec{e}_y ($\alpha \simeq \pi/2$ rad), comme on peut le voir sur le schéma de la figure 5.6. En effet, la distance entre deux centres de bulles voisines alignées longitudinalement a tendance à être plus grande que la distance entre deux centres de bulles voisines transverses comme schématisé en figure 5.6. De plus, la variation relative de la longueur entre $\alpha = 0$ et $\alpha = \pi/2$ tend à augmenter avec le débit.

Nous quantifions cette observation en ajustant les données avec la loi phénoménologique :

$$\ell(\alpha) = \ell_1 + \ell_2 \cos(2\alpha). \quad (5.1)$$

Celle-ci est choisie pour avoir une dérivée nulle en 0 et $\pi/2$, du fait de la restriction de α sur $[0, \pi/2]$ et de la symétrie de ℓ en 0 et $\pi/2$. Nous traçons ensuite sur la figure 5.7 le facteur d'anisotropie ℓ_2/ℓ_1 , en fonction du débit. Sans surprise, ce facteur augmente avec le débit, et ce de manière concave : l'élongation semble diminuer moins vite, voire saturer lorsque le débit augmente.

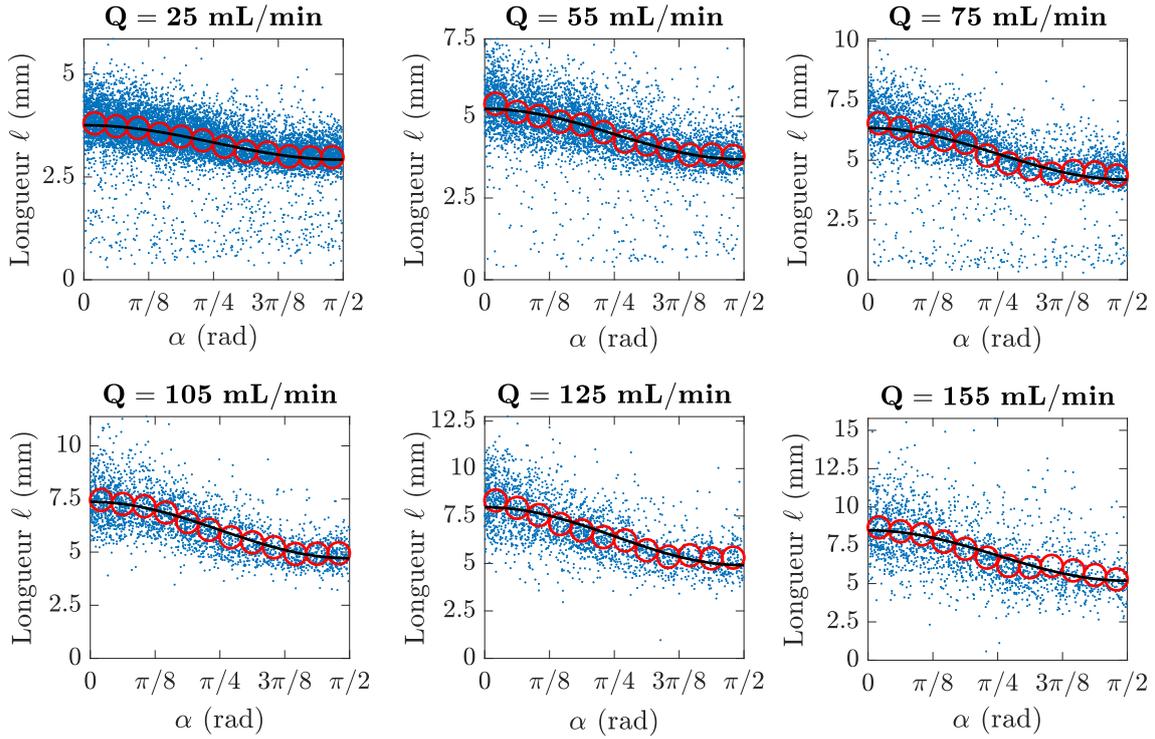


FIGURE 5.5 – Tracé de la longueur des vecteurs $\vec{\ell}$ en fonction de leur orientation α , pour des mousses poussées à divers débits Q_{air} . Les points individuels éparpillés correspondent chacun à un $\vec{\ell}$, tandis que les symboles circulaires \circ sont obtenus en moyennant les points individuels sur des boîtes de largeur $\pi/24$. Les courbes sont des ajustements de loi : $\ell(\alpha) = \ell_1 + \ell_2 \cos(2\alpha)$.

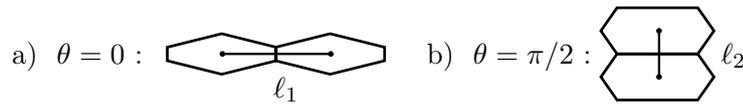


FIGURE 5.6 – Schéma représentatif des longueurs ℓ_1 et ℓ_2 entre deux bulles alignées dans le sens de l'écoulement (a) ou transversalement (b). On constate que ℓ_1 est nettement supérieur à ℓ_2 . Dans le cas de bulles hexagonales régulières, on a : $\ell_1 = \ell_2$.

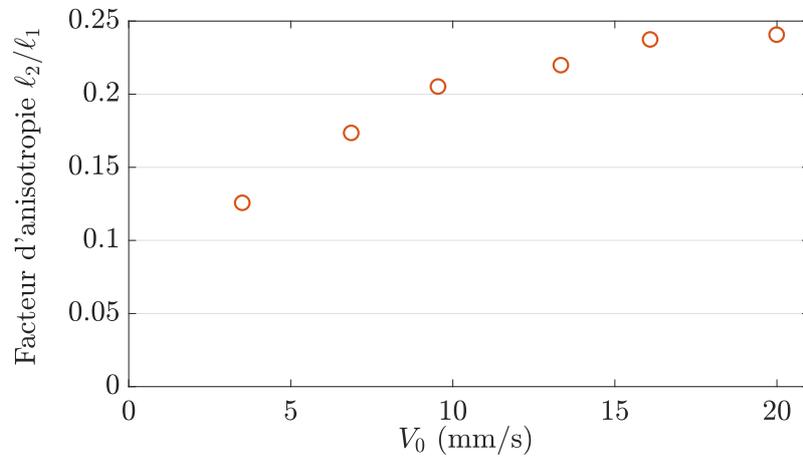


FIGURE 5.7 – Tracé du facteur d'anisotropie ℓ_2/ℓ_1 d'après les ajustements $\ell(\alpha) = \ell_1 + \ell_2 \cos(2\alpha)$ dans la figure. 5.5, en fonction de la vitesse V_0 .

5.2.2 Courbures des films

En plus de l'élongation des bulles longitudinalement, les bulles apparaissent également distordues, formant des motifs en « écailles de poissons » tels que vus en fin de chapitre 4. Nous proposons ici d'étudier la courbure des films plus en détail.

Les mousses présentées sur la figure 5.2 présentent des bulles dont les films ont une courbure marquée qui semble corrélée à leurs orientation, y compris pour des films séparant des bulles hexagonales. Cette courbure n'est donc pas due au respect des lois de Plateau sur les films des bulles de plus ou moins six côtés (courbure intérieure (extérieure) pour une bulle de plus (moins) six côtés) [14]. On peut également voir à certains endroits des films possédant une courbure non constante. Nous ne chercherons pas à quantifier ni à expliquer cette variation de courbure le long d'un film ici car nous n'avons pas accès à la courbure du film entre les plaques.

Nous quantifions la courbure \mathcal{C} d'un film, en nous restreignant donc aux films de bulles ayant seulement six côtés, pour éviter les courbures induites par les lois de Plateau. Elle est comptée positivement si \vec{n} (son vecteur normal unitaire moyen et défini tel que $\vec{n} \cdot \vec{e}_x > 0$) pointe à l'opposé du centre de courbure, et négativement dans le cas contraire (voir figure 5.3). Nous traçons sur la figure 5.8 la courbure des films en fonction de leur orientation β , également définie sur la figure 5.3 comme l'angle entre \vec{n} et \vec{e}_x , et donc restreinte sur $[0, \pi/2]$.

Bien que les données soient quelque peu dispersées pour les débits 25, 55 et 155 mL/min¹, une nette tendance se dessine : la courbure tend à s'annuler au voisinage de 0 et de $\pi/2$, et prend des valeurs négatives entre les deux, avec un minimum autour de $\beta = 1$ rad. Cette tendance est à peine visible dans la dispersion des valeurs pour le plus faible débit, mais se confirme de plus en plus à mesure que le débit augmente. Cela confirme que la plupart des films non transverses ont une courbure orientée vers l'amont, et une courbure soit nulle, soit faiblement orientée vers l'aval, pour les films transverses.

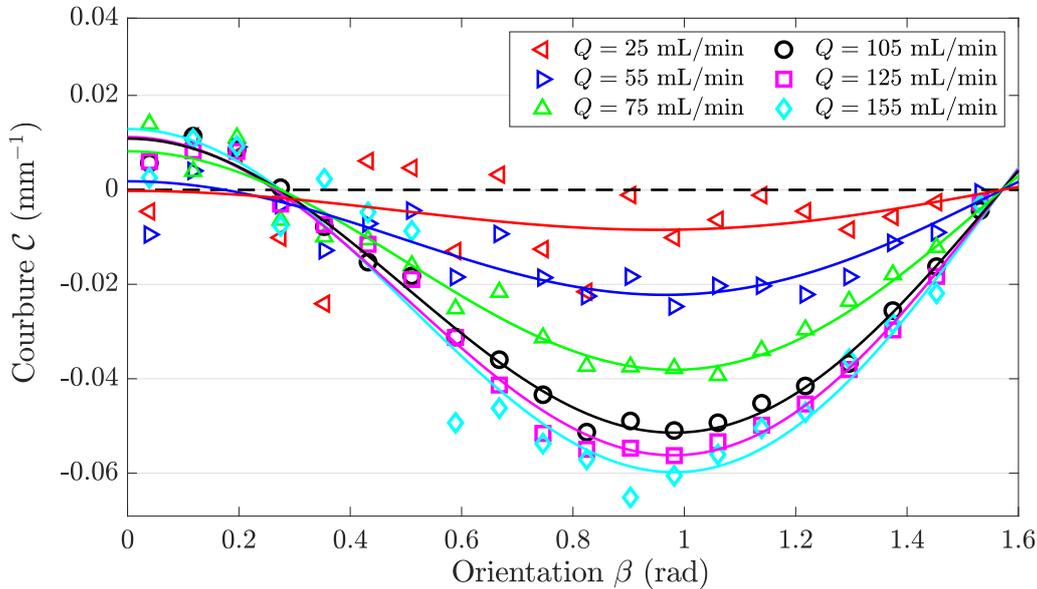


FIGURE 5.8 – Tracé de la courbure moyenne des films en fonction de leur orientation β à différents débits. Nous traçons les ajustements de la forme : $\mathcal{C}(\beta) = -C_1 \cos \beta [1 - C_2 \cos(2\beta)]$, pour chaque série de données, avec C_1 et C_2 des paramètres d'ajustements.

1. dû à une très faible déformation des films pour les plus faibles débits et probablement à la polydispersité des bulles pour l'expérience à $Q_{air} = 155$ mL/min.

5.3 Tentative d'explication théorique

Nous présentons d'abord une tentative d'explication de la courbure des films, s'appuyant en partie sur nos résultats phénoménologiques, puis nous proposons un modèle minimal pour expliquer les déviations par rapport à l'équilibre quasi-statique de la forme de bulles observées expérimentalement.

5.3.1 Courbure des films

On considère la frontière entre deux bulles, composé de deux bords de Plateau (un sur la plaque du haut et un sur la plaque du bas) et du film de savon entre les deux. On suppose que vu de dessus, elle a une unique courbure \mathcal{C} , une longueur s et un vecteur normal unitaire moyen \vec{n} (voir figures 5.3 et 5.9). Nous supposons que la courbure est faible, telle que : $s|\mathcal{C}| \ll 1$.

Ce système (film de savon et bords de Plateau) est soumis à trois forces, telles que présentées sur la figure 5.9.

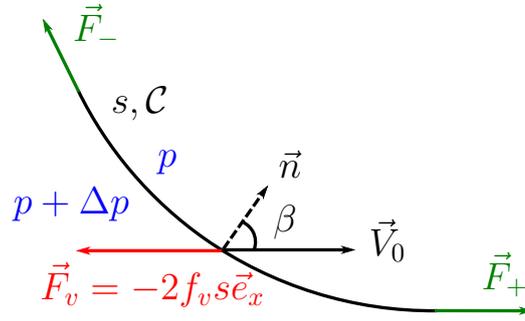


FIGURE 5.9 – Bilan des forces sur un film de courbure \mathcal{C} et de longueur s .

La première force est la friction visqueuse, qui vient du glissement des bords de Plateau contre les parois. Pour l'exprimer, nous utilisons la même méthode que dans [34]. Nous supposons nos surfactants mobiles, c'est-à-dire de viscoélasticité interfaciale suffisamment petite pour que les gradients de tension de surface restent négligeables, et donc pour qui une condition aux limites de contrainte libre s'applique en bonne approximation. Nous supposons ensuite que la force de friction visqueuse F_v agissant sur un film transverse d'une longueur projetée l'_y s'écrit : $F_v = f_v l'_y$, où f_v est la force de friction visqueuse par unité de longueur d'un bord de Plateau transverse à l'écoulement. La force de friction exercée sur une bulle de longueur projetée l_y vaut alors $2f_v l_y$. Le facteur 2 rend compte du fait qu'un film donné est borné par deux bords de Plateau, un sur la plaque du haut et l'autre sur la plaque du bas. La deuxième force est la force de pression, venant de la différence de pression Δp entre les deux bulles. L'hypothèse de faible courbure nous permet d'estimer ces deux forces comme si le film vu de dessus était une ligne droite s , et leur projection suivant \vec{n} vaut alors : $-2f_v s \cos \beta + sb_0 \Delta p$.

Enfin, la troisième contribution vient de la tension de surface et est due à la courbure du film (vu de dessus). On note \vec{F}_- et \vec{F}_+ les forces tirant sur le film par les bords de Plateau de côté. On suppose que la mousse est suffisamment sèche pour avoir des rayons de bords de Plateau beaucoup plus petits que l'écartement des plaques b_0 . On a alors : $|\vec{F}_\pm| = 2\gamma b_0$, et un raisonnement géométrique donne $\vec{F}_- + \vec{F}_+ = -2\gamma sb_0 \mathcal{C} \vec{n}$. En supposant un écoulement permanent, l'équilibre des forces selon \vec{n} donne alors :

$$\gamma \mathcal{C} = \frac{\Delta p}{2} - \frac{f_v}{b_0} \cos \beta. \quad (5.2)$$

Dans l'approximation de champ moyen, nous supposons que la pression à l'intérieur de chacune des deux bulles est uniforme, mais que la mousse est soumise au gradient de pression global ∇p entre l'entrée et la sortie de la cellule, induit par la friction visqueuse

des bulles contre les plaques, et que nous considérons uniforme [47]. Ce qui donne : $\Delta p = \nabla p \times \ell \cos \alpha$, entre les deux centres de bulles. Nous ne chercherons pas à développer ∇p dans cette section pour le moment. Alors, (5.2) donne :

$$\mathcal{C} = \frac{f_v}{b_0 \gamma} \left(\frac{b_0 \nabla p}{2 f_v} \ell \cos \alpha - \cos \beta \right).$$

Par ailleurs, nous avons déterminé ℓ par la loi phénoménologique (5.1) dans la section 5.2.1, ce qui donne :

$$\mathcal{C} = \frac{f_v}{b_0 \gamma} \left[\frac{1}{\ell_3} (\ell_1 + \ell_2 \cos(2\alpha)) \cos \alpha - \cos \beta \right],$$

où l'on définit $\ell_3 = \frac{2f_v}{b_0 \nabla p}$, qui a la dimension d'une longueur comme ℓ_1 et ℓ_2 , et correspond en ordre de grandeur à la longueur longitudinale d'une bulle. On peut réduire l'expression de \mathcal{C} en supposant $\alpha \simeq \beta$ ($\vec{\ell}$ et \vec{n} étant très proches) en :

$$\mathcal{C} = -\frac{f_v}{b_0 \gamma} (1 - \ell_1/\ell_3) \cos \beta \left[1 - \frac{\ell_2/\ell_3}{1 - \ell_1/\ell_3} \cos(2\beta) \right]. \quad (5.3)$$

On peut donc ajuster les séries de données de la figure 5.8 avec une fonction d'ajustement de type : $-C_1 \cos(\beta) [1 - C_2 \cos(2\beta)]$, avec C_1 et C_2 des paramètres que nous laissons ajustables et qui dépendent à la fois de ∇p et de f_v . Cette fonction s'ajuste dans l'ensemble bien à la répartition des données, en particulier pour les débits intermédiaires. L'ajustement au voisinage de $\beta = 0$ est un peu moins efficace, mais les mesures de \mathcal{C} au voisinage de $\beta = 0$ ne sont pas très fiables : en effet, pour les débits plus élevés, les films transverses sont très petits, et la mesure de courbures est extrêmement sensible au nombre de pixels pris en compte aux alentours des vertex.

On trace les valeurs des coefficients d'ajustements C_1 et C_2 sur la figure 5.10. On peut par ailleurs détailler leurs expressions en fonction des paramètres pertinents f_v , ∇p , γ et b_0 , ainsi que des deux autres paramètres d'ajustements ℓ_1 et ℓ_2 , tels que :

$$C_1 = \frac{f_v}{b_0 \gamma} \left(1 - \frac{\ell_1}{\ell_3} \right) = \frac{f_v}{b_0 \gamma} - \frac{\nabla p}{2\gamma} \ell_1 \quad \text{et} \quad C_2 = \frac{\ell_2/\ell_3}{1 - \ell_1/\ell_3} = \frac{\ell_2 b_0 \nabla p}{2f_v - \ell_1 b_0 \nabla p}, \quad (5.4)$$

Il est donc possible de retrouver des valeurs phénoménologiques de ∇p et f_v à partir de ces expressions.

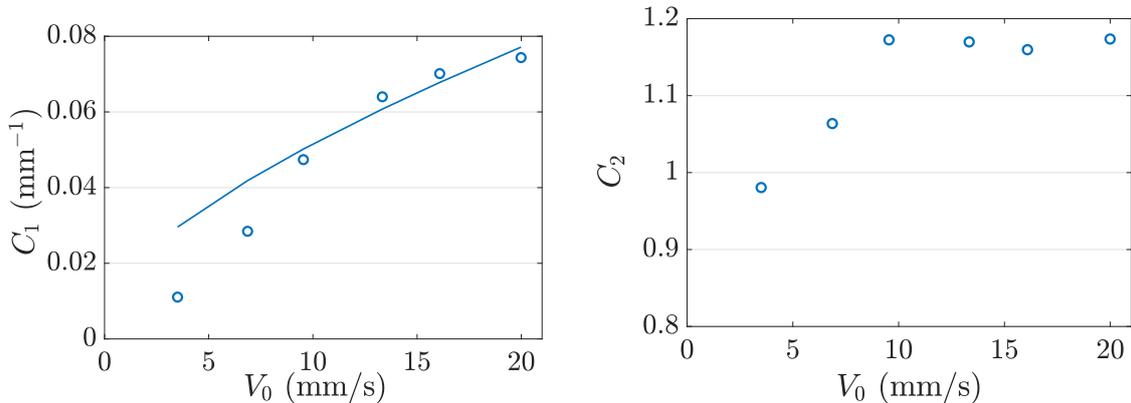


FIGURE 5.10 – Tracés des coefficients d'ajustement C_1 (gauche) et C_2 (droite) obtenus *via* les ajustements sur la figure 5.8 en fonction de la vitesse moyenne V_0 . À gauche, nous avons tracé une courbe d'ajustement en $C_1 = c_1 V_0^{2/3} + c_2$ en nous appuyant sur les quatre derniers points seulement (discussion dans le texte).

Les deux premiers points de chacun des graphes de la figure 5.10 ne sont pas très fiables et sont sûrement sous-estimés : ils correspondent en effet aux coefficients d'ajustements des

mesures de courbures très dispersées des écoulements à $Q_{air} = 25$ mL/min et, dans une moindre mesure, $Q_{air} = 55$ mL/min (voir figure 5.8).

On constate alors que C_2 est relativement constant, autour de 1,2, ce à quoi on pouvait s'attendre, puisque en première approximation ℓ_1 et ℓ_2 évoluent de manière similaire avec V . Par ailleurs, C_1 étant linéaire en f_v , on s'attend à une dépendance en $V^{2/3}$ puisque f_v est *a priori* décrit par une loi de type [28] :

$$f_v = 3,72\gamma\text{Ca}^{2/3} = 3,72\gamma^{1/3}(\eta V)^{2/3},$$

où Ca est le nombre capillaire défini au chapitre 1 avec η la viscosité dynamique de la mousse. On constate *via* l'ajustement en $V^{2/3}$ (évalué sans prendre en compte les deux premiers points) sur la figure 5.10 de gauche, que C_1 a la bonne tendance d'évolution avec V_0 , à savoir croissante de manière concave. Il est cependant difficile de juger de la pertinence de cette loi de puissance sur une si petite échelle de valeurs. Par ailleurs, les paramètres ℓ_1 et ∇p évoluent légèrement avec le débit Q_{air} et donc de V (la taille des bulles augmentant avec ce débit), ce qui peut modifier la loi d'échelle du paramètre C_1 avec V . En résolvant le système d'équations (5.4), nous exprimons f_v et ∇p en fonction des paramètres d'ajustements C_1 , C_2 , ℓ_1 et ℓ_2 . Nous trouvons alors des valeurs de f_v de l'ordre du mN/m, ce qui est cohérent avec les valeurs de la littérature [33].

5.3.2 Énergie de la mousse

Nous proposons ici un modèle de minimisation énergétique pour tenter d'expliquer l'allongement longitudinal des bulles

Nous supposons que la tension de surface γ est constante autour de 30 mN/m². Dans l'esprit des modèles classiques de rhéologie des mousses [26, 62] ou d'autres modèles de mousses hors équilibre [63], nous supposons que la mousse est parfaitement ordonnée et monodisperse, avec des bulles d'aire A et de périmètre \mathcal{P} . Nous négligeons toute la structure entre les plaques (en particulier la courbure des films de savon), ce qui nous permet de travailler sur un modèle purement 2D, où les films sont représentés par des arcs circulaires.

Nous considérons l'énergie de la mousse :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_\gamma + \mathcal{E}_p,$$

avec la contribution de la tension de surface \mathcal{E}_γ ainsi que celle de la pression \mathcal{E}_p . Comme nous l'avons dit plus tôt, la friction visqueuse des bulles contre les plaques induit une perte de charge ∇p en amont du canal considérée uniforme [47], en négligeant les effets de bords à l'entrée et à la sortie du canal et proche des bords latéraux. On peut donc décrire la pression dans la mousse comme :

$$p(x) = p_{\text{atm}} + (L - x)\nabla p, \quad (5.5)$$

avec x la coordonnée longitudinale variant entre 0 à l'entrée et L à la sortie, et p_{atm} la pression atmosphérique. Nous choisissons la condition aux bords en sortie : $p(x = L) = p_{\text{atm}}$. Nous trouvons alors une pression dans la mousse supérieure à la pression atmosphérique, dû à la friction visqueuse, et une énergie de pression stockée dans la mousse telle que :

$$\mathcal{E}_p = \int_{\text{mousse}} (p - p_{\text{atm}})dV = wb_0 \int_0^L [p(x) - p_{\text{atm}}]dx,$$

avec w la largeur du canal. En utilisant le champ de pression (5.5), on obtient :

$$\mathcal{E}_p = \frac{1}{2}b_0wL^2\nabla p. \quad (5.6)$$

2. Nous n'avons malheureusement pas eu le temps de la mesurer au moment où nous écrivons cette thèse, ce que nous ne manquerons pas de faire avant la soutenance.

Pour ramener la perte de charge à la friction visqueuse, nous utilisons la description donnée dans la section précédente 5.3.1. En supposant que les bulles subissent le champ moyen de pression (5.5), le film subit la force de pression $Ab_0\nabla p$. Nous cherchons désormais à exprimer ∇p . Lors d'un écoulement permanent, la force de friction et de pression se compensent et on a alors :

$$\nabla p = \frac{2f_v l_y}{Ab_0}, \quad (5.7)$$

ce qui, ré-injecté dans (5.6) donne :

$$\mathcal{E}_p = \frac{wL^2 f_v l_y}{A}.$$

L'énergie de surface est facile à obtenir. La mousse contient Lw/A bulles et chaque bulle a une surface $b_0\mathcal{P}$, ce qui donne une énergie de surface pour toute la mousse de :

$$\mathcal{E}_\gamma = \gamma \frac{Lw}{A} b_0 \mathcal{P}.$$

L'énergie totale de la mousse vaut alors :

$$\mathcal{E} = \frac{Lw}{A} (L f_v l_y + \gamma b_0 \mathcal{P}). \quad (5.8)$$

Nous supposons qu'avec la contrainte de la conservation d'aire, la forme des bulles s'adaptent de telle façon à minimiser l'énergie de la mousse. D'une part, l'énergie de surface favorise les bulles isotropes : si elle agissait seule, cela donnerait une structure hexagonale régulière, en nid d'abeilles. En revanche, l'énergie de pression favorise plutôt l'allongement des bulles dans le sens de l'écoulement, car cela réduit la longueur projetée par bulle. Ainsi, le compromis entre ces deux énergies explique qualitativement l'anisotropie des bulles observée et le fait qu'elle augmente avec le débit.

Nous pouvons réécrire (5.8) telle que :

$$\mathcal{E} = \gamma b_0 \frac{Lw}{\sqrt{A}} \left(2\xi \frac{l_y}{\sqrt{A}} + \frac{\mathcal{P}}{\sqrt{A}} \right), \quad (5.9)$$

où nous définissons le paramètre sans dimension ξ :

$$\xi = \frac{L f_v}{2\gamma b_0} \quad (5.10)$$

qui compare l'influence de la friction vis-à-vis de la tension de surface.

Un modèle de bulle rectangulaire

Pour être plus quantitatif, nous modélisons maintenant la forme de la bulle. Nous utilisons ici la forme la plus simple qui puisse montrer une élongation sous l'influence de la friction : un rectangle. Ce n'est pas une forme réaliste de bulle, dans le sens qu'elle n'autorise pas des vertex à trois branches et à angles égaux, mais elle permet de faire facilement les calculs, pour fournir des prédictions semi-quantitatives.

Nous prenons donc un rectangle de longueur longitudinale a , et de largeur transverse l_y (par définition sa longueur projetée). Son aire est égale à $A = al_y$, et son périmètre à $\mathcal{P} = 2(a + l_y)$. Pour minimiser l'énergie (5.9), on doit alors minimiser :

$$2\xi \frac{l_y}{\sqrt{A}} + \frac{\mathcal{P}}{\sqrt{A}} = \frac{2}{\sqrt{A}} \left[(1 + \xi)l_y + \frac{A}{l_y} \right],$$

ce qui donne comme valeur de la longueur projetée, en supposant l'aire constante :

$$l_y = \sqrt{\frac{A}{1 + \xi}}. \quad (5.11)$$

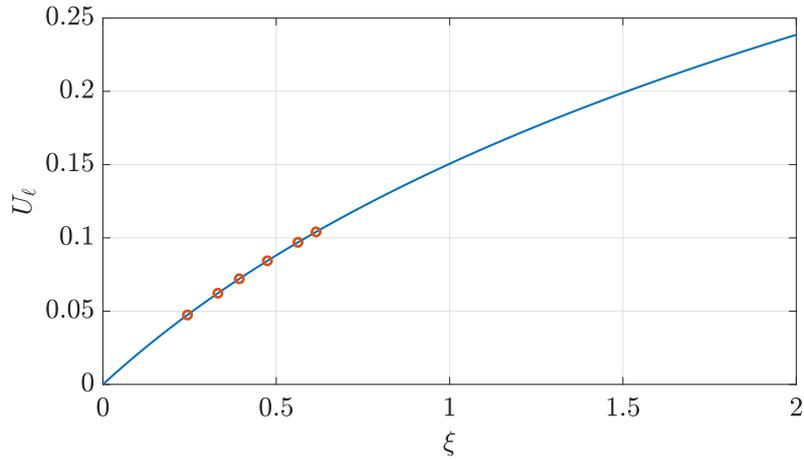


FIGURE 5.11 – Tracé de U_ℓ en fonction de ξ tel que $U_\ell = \frac{1}{2} \log(1 + \xi)$ (en trait plein) et les six valeurs expérimentales de U_ℓ des expériences précédentes reportées sur la courbe (\circ), pour un modèle de bulle rectangulaire.

Cette expression simple montre que la longueur projetée est une fonction décroissante du paramètre de friction sans dimension ξ , ce qui était attendu.

De cette minimisation d'énergie, nous pouvons prédire comment la déformation varie avec le paramètre de friction ξ . Si l'on considère le tenseur de déformation $U_{\mathbf{L}}$, il suffit de considérer les côtés du rectangle à la place des axes de l'ellipse modélisant les bulles. On trouve :

$$U_{\mathbf{L}} = \frac{1}{2} \log \frac{a}{l_y} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \log(1 + \xi) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Nous obtenons alors une simple prédiction de la déformation scalaire :

$$U_\ell = \frac{1}{2} \log(1 + \xi), \quad (5.12)$$

qui est tracée en figure 5.11. Une des façons d'obtenir le paramètre ξ à partir des expériences est alors de mesurer U_ℓ et d'utiliser la formule (5.12). Nous pouvons ensuite remonter à f_v , la force de friction visqueuse par unité de longueur, via la définition de ξ (5.10), et la comparer à la littérature.

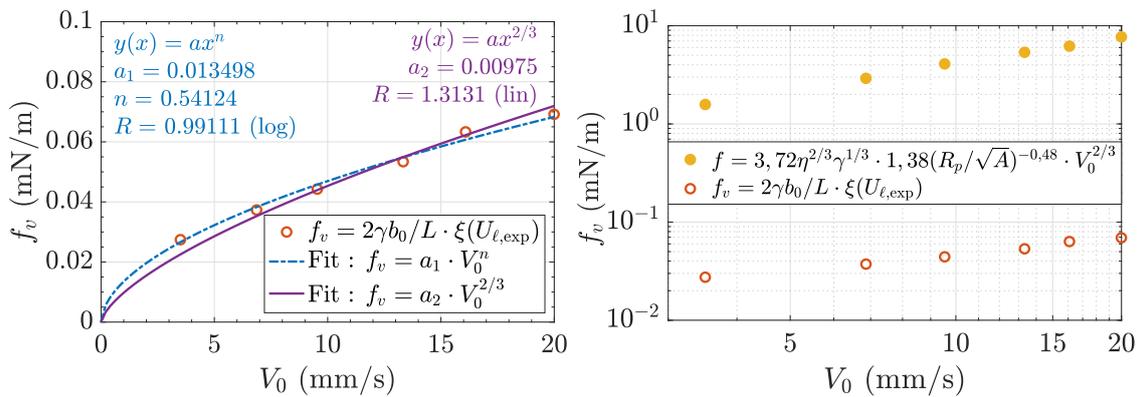


FIGURE 5.12 – Tracé des valeurs de la force de friction visqueuse par unité de longueur f_v (\circ) obtenues *via* ξ et les équations (5.12) et (5.10), en fonction de la vitesse moyenne V_0 (en mm/s). Gauche : deux ajustements en loi de puissance sont effectués : un avec n laissé libre : $f_v = 0,013 \cdot V_0^{0,54}$ (---); un autre en imposant $n = 2/3$: $f_v = 0,0098 \cdot V_0^{2/3}$ (—). Droite : on trace en log-log les valeurs calculées à partir d'une formule de f_v de [33] (\bullet), en plus de (\circ).

On trace ainsi $f_v = f(V_0)$ en figure 5.12, que l'on ajuste par deux fonctions de puissance (figure de gauche). La première est un ajustement laissé libre sur la puissance tandis que l'on force la puissance en $(2/3)$ dans la seconde.

Cet exposant n'est pas toujours celui obtenu suivant les expériences et il arrive qu'il soit trouvé autour de $1/2$ [64]. Nous trouvons effectivement un exposant plus proche de $1/2$ lorsque celui-ci est laissé libre. Nous comparons les données de f_v trouvées par notre méthode avec celles de [33], qui introduit un préfacteur correctif en $(R_p/\sqrt{A})^{-1/2}$ (figure 5.12, droite). Malheureusement nous observons un écart des valeurs de presque un facteur 100.

5.3.3 Critiques

Nous trouvons des valeurs de ξ comprises entre 0,25 et 0,7 environ, soit légèrement inférieures à 1 (figure 5.11), ce qui suffit pour que la friction joue un rôle sur la déformation des bulles. Pour des frictions plus élevées, donc des valeurs de ξ plus grandes, les mousses commencent à fracturer [25, 39, 40].

Les valeurs de ξ ne sont donc *a priori* pas absurdes. Mais la présence de L , la longueur du canal, dans la définition de ce paramètre (Eq. (5.10)) est étrange car rien ne laisse *a priori* penser que L est un paramètre important et pertinent. Certaines études [25, 46] travaillaient notamment avec une longueur de canal L de l'ordre de 1 ou 2 m, sans pour autant observer des élongations de bulles comme observées ici dans ces expériences. Le rapport $L/b_0 \simeq 500 \gg 1$ dans la définition de ξ nous donne alors des valeurs de f_v beaucoup trop faibles par rapport à ce qu'il est attendu. Il y a donc une erreur quelque part dans le raisonnement ou dans l'évaluation des termes.

Cela dit, nous pensons que l'idée de comparer la force de friction à celle de la tension de surface est la bonne idée. Définir un paramètre sans dimension ξ comparant ces deux forces semble alors pertinent pour décrire le phénomène observé. Le problème se situe sûrement soit dans l'estimation de l'énergie de pression (5.6), soit dans l'hypothèse initiale du champ de pression (5.5), soit dans la formule intégrale de l'énergie de pression à partir du champ de pression. En effet, l'apparition d'un facteur L^2 dans \mathcal{E}_p contre un simple facteur L dans \mathcal{E}_γ ne permet pas d'éliminer L du résultat final. Nous n'avons pour le moment pas de solution parfaitement satisfaisante à apporter. On pourrait simplement prendre l'énergie de pression comme étant proportionnelle au gradient de pression local, ce qui semble raisonnable ; cependant il resterait à donner un sens physique au préfacteur multiplicatif d'une telle proposition.

Par ailleurs, le modèle de bulle rectangulaire reste très simpliste. Un modèle de bulle hexagonale pourrait éventuellement être développé dans des études ultérieures, et être utilisé pour décrire par exemple le tenseur de texture \mathbf{M} ou le tenseur elliptique \mathbf{L} (et donc la déformation U_ℓ) en fonction de ξ de manière plus précise.

Par ailleurs, il faut également garder à l'esprit ce qui est discuté en section 2.3.2, à savoir que les bulles à l'entrée du canal ont tendance à s'allonger dans le sens de l'écoulement en sortant du réservoir, d'autant plus que leur taille est grande. Il est possible que l'anisotropie et l'allongement des bulles observés dans ce chapitre soient un résidu de ce phénomène, en particulier à ces débits élevés imposant à la fois des grandes tailles de bulles et une vitesse importante. En présence d'un écoulement bouchon, nous détectons peu d'événements plastiques et cette disposition de la mousse étirée en entrée peut persister sur tout l'écoulement. Cela n'explique en revanche pas la courbure prononcée des côtés des bulles.

Chapitre 6

Perméabilité du défaut

Jusque là, à partir des champs de vitesse présentés, nous nous sommes surtout intéressés aux profils de vitesse longitudinaux et à l'impact du défaut sur la vitesse en dehors de celui-ci, spécifiquement dans son sillage en aval. Nous avons quand même pu observer sur les profils de la figure 3.4 que la vitesse V_i à l'intérieur du défaut, en particulier pour les obstacles partiels, dépendait principalement du pourcentage de constriction : plus $\delta b/b_0$ est grand, c'est-à-dire pour un faible écartement au niveau du défaut b_i , plus V_i est faible par rapport à V_0 .

Il s'agit dans ce chapitre d'étudier l'impact de l'écartement sur la vitesse au niveau du défaut. Nous présentons dans une première section les résultats expérimentaux, puis nous proposons un modèle simplifié de l'écoulement. Rappelons que les résultats ainsi obtenus peuvent être intéressants dans le contexte des écoulements de mousses en milieux poreux, particulièrement dans une fracture ouverte.

6.1 Observations et résultats expérimentaux

Nous essayons dans ce chapitre d'aller plus loin dans l'étude de la vitesse sur le défaut V_i et d'observer l'influence de la perméabilité sur toute la gamme de défauts (obstacles partiels et puits) explorée expérimentalement.

Pour un écoulement à paramètres fixés, nous mesurons V_i en moyennant les valeurs du champ de vitesse moyen sur une portion représentative du défaut. Celle-ci est située légèrement plus près de l'entrée du défaut que de sa sortie, afin de considérer une zone relativement homogène en vitesse, non impactée par les bords de l'obstacle (où la mesure de vitesse n'est pas fiable) ni par la vitesse de sortie du défaut (voir figure 6.1). En effet, on observe parfois une accélération de la mousse sur le défaut proche de la sortie¹, supposément entraînée par élasticité par l'overshoot en aval, et ce d'autant plus que b_i/b_0 est proche de 1, que les bulles sont grosses et que la fraction liquide est faible. Le choix de délimitation de cette zone d'évaluation, qui est la même pour une série d'expériences mais peut varier d'une série à l'autre, donne donc généralement une vitesse V_i mesurée légèrement inférieure à celle qui serait obtenue en moyennant la vitesse sur tout l'obstacle.

Nous mesurons V_i pour chaque écoulement à paramètres donnés. Chaque série est constituée d'environ une douzaine d'expériences ou plus (à l'exception de la constriction de 75% à $b_0 = 0,9$, qui n'en contient que sept). Nous traçons donc en figure 6.2 les rapports de vitesse V_i/V_0 de tous les écoulements observés, en fonction des rapports de l'écartement disponible b_i à l'intérieur du défaut sur l'écartement général b_0 du canal, où b_i vaut $b_0 - \delta b$ dans le cas d'un obstacle partiel, contre $b_0 + \delta b$ dans le cas d'un puits.

La figure 6.2 présente une tendance propre mais légèrement dispersée, de V_i/V_0 sur une gamme de rapport d'écartements b_i/b_0 bien couverte entre 0 et 2. On a ainsi une tendance en cloche asymétrique, où V_i est systématiquement inférieur à V_0 , y compris pour une

1. Cette accélération de la mousse sur le défaut est bien physique et vérifiable sur les vidéos et ne résulte pas d'une erreur de l'évaluation de la vitesse.

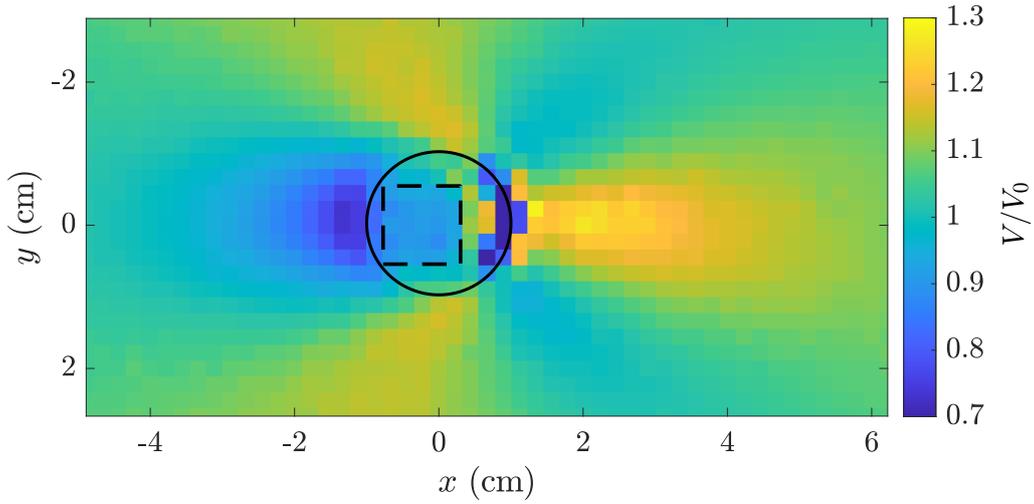


FIGURE 6.1 – Champ de vitesse autour d’un obstacle partiel de $\delta b/b_0 = 25\%$, pour une mousse de fraction liquide $\varphi = (0,3 \pm 0,1)\%$, une aire de bulle moyenne $A = 30,4 \text{ mm}^2$ et un débit $Q_{air} = 25 \text{ mL/min}$, dans un canal d’écartement $b_0 = 0,9 \text{ mm}$. On présente en tirets la zone de sélection rectangulaire utilisée pour moyenner V_i sur ce champ de vitesse. On montre aussi une accélération de la mousse avant la sortie de l’obstacle, visible malgré les défauts d’évaluation de la vitesse au niveau du bord aval.

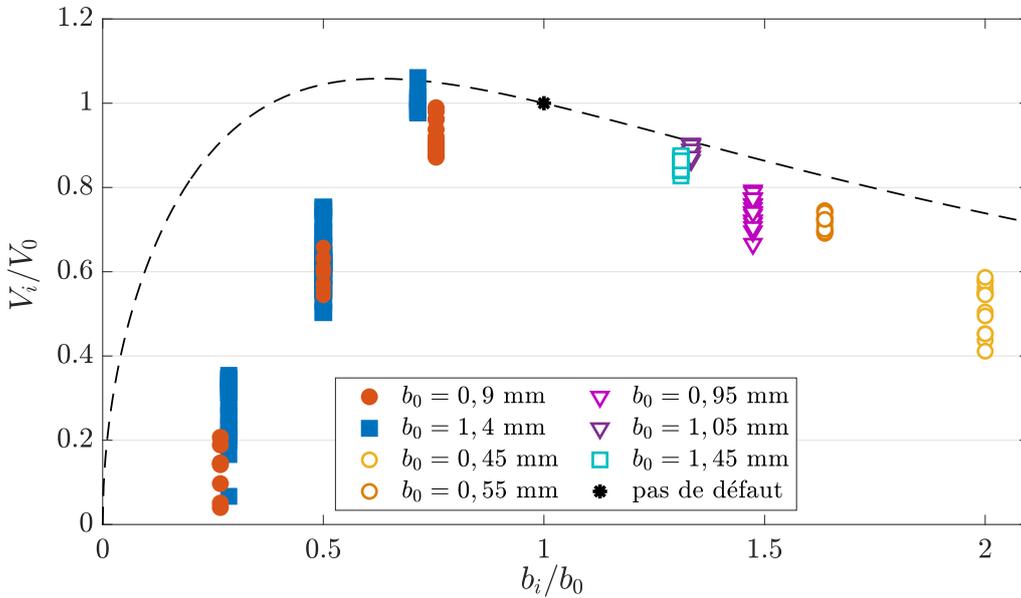


FIGURE 6.2 – Tracé de V_i/V_0 moyen en fonction de $b_i/b_0 = 1 \pm \delta b/b_0$, pour toutes les expériences considérées. Les symboles pleins sont les obstacles partiels ($b_i/b_0 < 1$), les symboles vides sont les puits ($b_i/b_0 > 1$). On trace en tirets la courbe modèle $\frac{V_i}{V_0} = \frac{2\sqrt{x}}{1+\sqrt{x}}$, avec $x = b_i/b_0$, obtenu en section 6.2.3.

constriction de l'écartement où on pourrait s'attendre à une augmentation de la vitesse par conservation du débit. Il n'est cela dit pas exclu que cela se produise pour b_i/b_0 entre 0,8 et 1, soit pour des obstacles partiels d'épaisseur très faible relativement à l'écartement général b_0 . Dans le cas des obstacles partiels, la figure 6.2 confirme la tendance déjà observée dans le chapitre 3, à savoir que plus l'écartement disponible sur le défaut est faible, plus la vitesse de la mousse y est faible. Dans le cas des puits c'est l'inverse, plus b_i/b_0 augmente, plus V_i/V_0 diminue. L'asymétrie de la tendance se comprend aisément : quand b_i/b_0 tend vers 0, l'obstacle partiel devient plein et V_i tend vers 0 également, tandis que lorsque b_i/b_0 augmente, la vitesse au sein du puits diminue mais ne sera jamais complètement nulle.

Nous observons par ailleurs que pour les obstacles partiels, les rapports V_i/V_0 semblent un peu plus étalés que pour les puits. Cet étalement est principalement dû aux paramètres de contrôle, en particulier la fraction liquide (et dans une moindre mesure la taille des bulles), comme nous pouvons le constater en traçant V_i/V_0 en fonction de φ sur la figure 6.3.

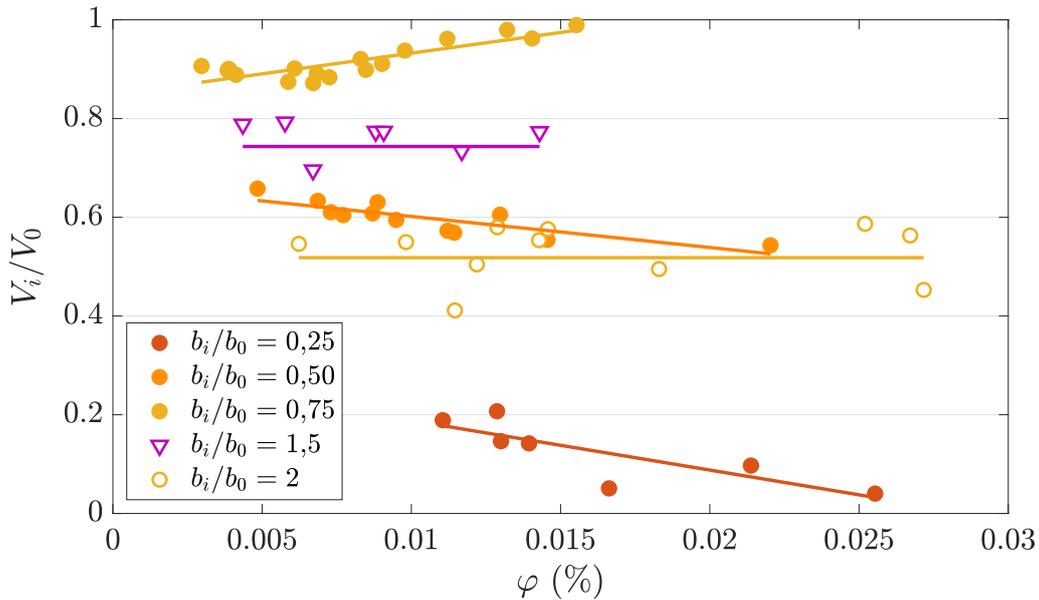


FIGURE 6.3 – Tracé du rapport de vitesse V_i/V_0 en fonction de la fraction liquide φ , pour les écoulements de cinq séries, où les symboles pleins correspondent à un obstacle partiel dans un canal d'écartement $b_0 = 0,9$ mm et où les symboles vides correspondent à un puits. On constate que pour $b_i/b_0 = 0,25$ et $0,50$ (constriction de 75% et 50% respectivement), le rapport des vitesses V_i/V_0 diminue avec φ , contrairement aux deux autres séries qui ne montrent pas de tendance avec φ .

Pour les deux séries d'expériences en présence d'un puits légèrement étalées sur la figure 6.2 (∇ et \circ), nous constatons que cet étalement n'est pas dû à la fraction liquide, mais peut-être plutôt à l'aire des bulles, bien que l'effet est relativement léger et absent des autres écoulements de puits. On ne peut donc pas en dire grand chose.

Pour l'écoulement à $b_i/b_0 \simeq 0,75$ (soit une constriction de 25%), on observe une légère augmentation de V_i avec la fraction liquide, que nous n'expliquons pas. En revanche, pour les écoulements à $b_i/b_0 \simeq 0,25$ et $0,5$ (soit des constriction de 75% et 50% respectivement), les rapports V_i/V_0 diminuent avec la fraction liquide. Une mousse a en effet d'autant plus de mal à imbiber un faible écartement b_i que sa fraction liquide est élevée (ou que ses bulles sont grosses) résultant en des valeurs de V_i beaucoup plus faibles (voir figure 6.3).

Pour un écartement général de $b_0 = 0,9$ mm et une constriction de 75%, b_i vaut 0,24 mm, ce qui est particulièrement faible. Dans ce cas, nous avons remarqué qu'au-delà d'une fraction liquide seuil aux alentours de 2,5%, l'obstacle n'est plus perméable à la mousse et les bulles glissent autour sans le traverser tandis que celles déjà présentes sur l'obstacle y restent coincées, avec une vitesse V_i nulle (voir figure 6.4). L'obstacle partiel se comporte alors comme un obstacle plein. Pour cette valeur de l'écartement, nous n'avons donc pas

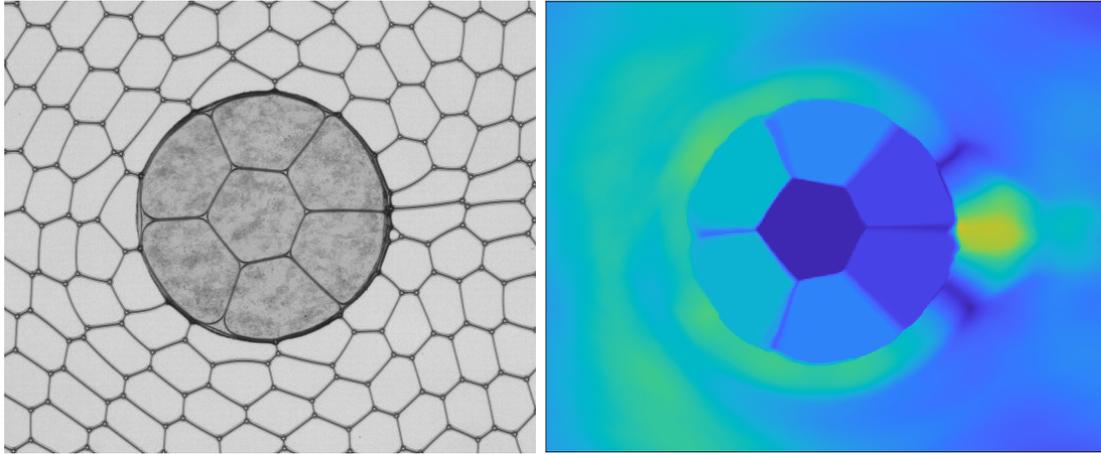


FIGURE 6.4 – Gauche : Photo d'un obstacle partiel de 75% pour un écartement global de $b_0 = 1,4$ mm, une fraction liquide de $\varphi = (2,9 \pm 0,6)\%$, une aire moyenne de bulle $A = 13,1$ mm² et un débit $Q_{air} = 15$ mL/min. Droite : champ de déformation associé, moyenné dans le temps. On constate que les bulles sur l'obstacle sont coincées et sont arrangées de manière stable, tandis que les bulles à l'extérieur glissent autour de l'obstacle comme s'il était plein.

mesuré d'écoulement dans ces conditions, ni avec des bulles d'aires supérieures à environ 15 mm² en dehors de l'obstacle. Pour l'écartement global de $b_0 = 1,4$ mm, un phénomène similaire intervient également mais de manière moins tranchée : les bulles peuvent encore parfois entrer et sortir de l'obstacle (il y a généralement un échange, une bulle rentre en même temps qu'une sort) mais ce phénomène intervient à un taux extrêmement faible, de l'ordre d'un échange par minute ou moins. Ceci peut éventuellement s'expliquer par le fait qu'à fraction liquide suffisamment élevée, les bulles se désolidarisent suffisamment pour être plus indépendantes de leurs voisines et la mousse se comporte un peu moins comme un milieu continu. Ce phénomène suggère aussi le seuil observé en $b_i/b_0 \simeq 0,2$ sur la figure 6.2.

6.2 Proposition d'un modèle théorique simple

Dans cette section, on cherche à discuter théoriquement le rapport des vitesses observé expérimentalement. Plus généralement, nous prenons cette occasion pour revisiter les modèles continus du comportement mécanique des mousses.

On cherche ainsi à modéliser la mousse comme un milieu continu viscoélastoplastique. On utilise pour cela le modèle de Saramito [56], car il a fait ses preuves pour prédire avec un bon accord l'écoulement d'une mousse autour d'un obstacle plein [55]. On considère que la mousse est confinée sous forme d'une monocouche de bulles dans un canal d'écartement variable $b(\vec{r})$, où \vec{r} est le vecteur position dans le plan du canal. Ainsi, on cherche un modèle 2D, au sens où les champs décrivant l'écoulement de la mousse ne dépendent que de \vec{r} .

Comme ce cas d'un écartement variable n'a pas été traité pour une mousse 2D, nous prenons d'abord le temps d'établir les lois de conservation dans ce cas, en section 6.2.1. Nous présentons les lois de comportement sur les contraintes dans la mousse et la friction en section 6.2.2, avant d'étudier le cas dominé par la friction en section 6.2.3.

6.2.1 Lois de conservations

Conservation de la masse

On commence en considérant la conservation de la masse. En négligeant la densité du gaz, la masse volumique de la mousse est égale à $\rho = \rho_\ell \varphi$, où ρ_ℓ est la densité du liquide.

Pour établir la conservation de la masse, nous raisonnons sur le volume géométrique situé dans le canal entre x et $x+dx$ et entre y et $y+dy$. La masse de mousse contenue dans ce volume vaut $\rho b dx dy$. La masse entrant dans le volume à travers la face située en x par unité de temps vaut : $\rho(x, y)b(x, y)V_x(x, y)dy$. De même, la masse sortant du volume à travers la face située en $x + dx$ par unité de temps vaut : $\rho(x + dx, y)b(x + dx, y)V_x(x + dx, y)dy$. La résultante de ces deux contributions donne une masse entrante égale à $-\frac{\partial}{\partial x}(\rho b V_x)dx dy$. En effectuant le même raisonnement pour la masse entrant et sortant des faces y et $y + dy$, en considérant la composante V_y de la vitesse, on trouve alors que la masse entrant dans le volume par ses frontières par unité de temps vaut : $\left[-\frac{\partial}{\partial x}(\rho b V_x) - \frac{\partial}{\partial y}(\rho b V_y)\right] dx dy = \text{div}(\rho b \vec{V})dx dy$.

Ainsi, la conservation de la masse dans le volume donne : $\frac{\partial}{\partial t}(\rho b) + \text{div}(\rho b \vec{V}) = 0$. En supposant de plus la densité de la mousse constante, on en déduit :

$$\text{div}(b \vec{V}) = 0. \quad (6.1)$$

Dans les zones du canal à écartement constant, cette relation se réduit à la forme classique pour des fluides incompressibles : $\text{div} \vec{V} = 0$. Cependant, nous garderons la forme complète (6.1), du moins pour exprimer une condition à la frontière du défaut local.

Conservation de la quantité de mouvement

On passe à présent à la conservation de la quantité de mouvement. En raisonnant de façon similaire à la section précédente, on montre qu'elle donne la relation :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho b \vec{V}) + \text{div}(\rho b \vec{V} \otimes \vec{V}) = \vec{F},$$

où $\vec{F}dx dy$ est la force qui s'exerce sur le volume géométrique déjà considéré en section 6.2.1.

En négligeant la gravité, cette force \vec{F} a d'une part une contribution de la force de friction visqueuse de la plaque sur la mousse $2\vec{f}_v dx dy$, où \vec{f}_v est la force par unité de surface, et d'autre part une contribution de la contrainte de la mousse extérieure au volume géométrique considéré par les frontières de l'élément volumique. Par exemple, la force exercée sur la face située en x vaut $b(x, y)\vec{f}_\sigma(x, y)dy$, où $\vec{f}_\sigma = \boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{n}$ est la force surfacique s'exerçant à travers la face de normale sortante \vec{n} , avec $\boldsymbol{\sigma}$ le tenseur des contraintes. Ainsi sur cette face où $\vec{n} = -\vec{e}_x$, la force exercée vaut : $[-\sigma_{xx}(x, y)\vec{e}_x - \sigma_{xy}(x, y)\vec{e}_y]b(x, y)dy$. En raisonnant de même sur les trois autres faces, on trouve que la contribution à la force par les frontières vaut $\text{div}(b\boldsymbol{\sigma})dx dy$. La conservation de la quantité de mouvement fournit finalement la relation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho b \vec{V}) + \text{div}(\rho b \vec{V} \otimes \vec{V}) = \text{div}(b\boldsymbol{\sigma}) + 2\vec{f}_v.$$

En raison de la faible densité de la mousse et de l'importance des effets dissipatifs, nous allons négliger les effets inertiels, ce qui peut se justifier proprement, voir par exemple [40]. On se contentera également, par la suite, d'étudier des écoulements stationnaires. Dans ce cadre, la conservation de la quantité de mouvement se réduit à :

$$\vec{0} = \text{div}(b\boldsymbol{\sigma}) + 2\vec{f}_v. \quad (6.2)$$

6.2.2 Lois de comportement

Il faut se donner deux lois de comportements pour fermer le problème, l'une pour les contraintes de la mousse, l'autre pour les forces extérieures. Ces dernières incluent les forces de friction qui accompagnent le glissement de la mousse sur les parois du canal, et nous les considérons en premier.

Friction mousse/paroi

Nous nous restreignons au cas des tensioactifs mobiles, qui donnent des conditions de contrainte libre aux interfaces liquide/gaz [23]. Les forces de friction proviennent alors des zones de transition entre les bords de Plateau et les films de lubrification entre les bulles et les parois du canal. Plus précisément, pour un bord de Plateau glissant contre une paroi avec une vitesse normale à son orientation, la force par unité de longueur a pour ordre de grandeur $\gamma\text{Ca}^{2/3}$, comme vu en introduction (section 1.1.4). Un bord de Plateau glissant avec une vitesse tangente à son orientation ne subit pas de friction. Donc f_v est proportionnel à $\gamma\text{Ca}^{2/3}$ et à la longueur des bords de Plateau par unité de surface, avec un préfacteur dépendant (entre autres) de l'orientation moyenne des bords de Plateau, un effet que nous négligerons ici. Puisque la longueur des bords de Plateau par unité de surface est d'ordre $A^{-1/2}$ avec A l'aire moyenne des bulles, nous utiliserons l'expression :

$$\vec{f}_v = -\frac{-K' \gamma^{1/3} \eta_\ell^{2/3}}{\sqrt{A} V^{1/3}} \vec{V} \quad (6.3)$$

où, si nécessaire, la dépendance en fraction liquide peut être explicitée dans le préfacteur adimensionné K' [33]. Notons que l'écartement du canal n'apparaît pas explicitement dans (6.3). Cependant, l'aire des bulles et l'écartement du canal sont liés par le volume des bulles : $\mathcal{V} = Ab$. Si l'écoulement de la mousse est incompressible, \mathcal{V} est uniforme et A varie en raison inverse de b . Cette hypothèse d'incompressibilité est raisonnable dans la mesure où le module de compression de la mousse (constituée principalement de gaz) est de l'ordre de la pression ambiante, soit 10^5 Pa, ce qui reste nettement supérieur à la perte de charge visqueuse le long du canal. Notons enfin que pour simplifier les calculs, on sera amené à linéariser l'expression (6.3) en vitesse.

Contraintes

C'est dans le tenseur des contraintes que s'expriment les propriétés viscoélastoplastiques de la mousse. On prend le modèle linéaire de Saramito [56] :

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{Id} + 2\eta\dot{\boldsymbol{\epsilon}} + 2G\boldsymbol{\epsilon}_e \quad (6.4)$$

où p désigne la pression, η la viscosité de la mousse, G son module de cisaillement, $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$ le tenseur des taux de déformation et $\boldsymbol{\epsilon}_e$ celui de déformation élastique. Ces deux tenseurs sont reliés par : $\dot{\boldsymbol{\epsilon}} = \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_e + \dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p$, où $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}_p$ est le tenseur des taux de déformation plastique, qui s'active au-dessus d'un certain seuil $\boldsymbol{\epsilon}_s$ de déformation.

6.2.3 Cas limites

La loi de comportement des contraintes du modèle de Saramito, décrite dans la section 6.2.2, inclut tous les ingrédients *a priori* importants de la rhéologie des mousses, à savoir leur dissipation visqueuse interne, leurs contraintes élastiques et la plasticité qui tend à saturer ces dernières au-delà d'un certain seuil. Cependant, un tel modèle complet demande une résolution numérique complexe, inaccessible ici. Il est donc intéressant d'étudier un cas limite de ce modèle en le simplifiant. Cela permet alors de se ramener à des prédictions analytiques ou numériques simples, facilement comparable avec les expériences.

Écoulement dominé par la friction

On considère un écoulement dominé par la friction, ce qui nous permet de négliger les contraintes élastiques et visqueuses de la mousse. Ceci se justifie en régime dissipatif, lorsque $f_v/b \gg \gamma/d\sqrt{A}$, où d est le diamètre de l'obstacle. De f_v on peut sortir la vitesse et ainsi considérer que cette hypothèse de domination de la friction est justifiée lorsque la vitesse V_0 est nettement supérieur à quelques mm/s [40]. Dans nos écoulements, les vitesses

sont de cet ordre de grandeur ou un peu moins, donc cette hypothèse est très discutable. Elle reste tout de même pertinente pour considérer la vitesse sur le défaut V_i , qui est la zone qui nous intéresse plus particulièrement ici.

Développons donc le problème sous cette hypothèse. Les contraintes (6.4) se réduisent au terme de pression, et l'équation de conservation de la quantité de mouvement (6.2) donne :

$$\vec{0} = -\overrightarrow{\text{grad}}(bp) + 2\vec{f}_v.$$

Ainsi, dans chaque portion de canal à écartement constant, il faut résoudre les deux équations :

$$\text{div}\vec{V} = \vec{0}, \quad \vec{0} = -\overrightarrow{\text{grad}}(p) + 2\vec{f}_v/b$$

où \vec{f}_v est donné par (6.3).

Pour pouvoir obtenir une description analytique, il est nécessaire de supposer que la force de friction varie linéairement avec la vitesse, au lieu d'une puissance 2/3. Nous posons donc : $\vec{f}_v = -K\vec{V}/2$ avec K un coefficient de friction. Nous obtenons alors :

$$\text{div}\vec{V} = 0, \quad \vec{V} = -\frac{b}{K}\overrightarrow{\text{grad}}(p).$$

On retrouve le fait que la mousse est en écoulement irrotationnel autour du défaut, et que la pression joue le rôle d'un potentiel des vitesses. Cependant, il faut faire attention aux conditions aux limites à la surface de l'obstacle : c'est le débit $b\vec{V}$ selon la normale \vec{n} au bord de l'obstacle qui est conservé, et non pas la vitesse. Par ailleurs, on a continuité des contraintes normales, donc ici de la pression. Les conditions aux limites au niveau du saut d'écartement b sont donc :

$$[b\vec{V}] \cdot \vec{n} = 0 \quad [p] = 0,$$

où $[\cdot]$ désigne ici le saut d'une quantité à la traversée du bord de l'obstacle. Pour la suite, nous considérons un obstacle partiel cylindrique de rayon d , d'épaisseur $\pm\delta b$ et d'écartement interne $b_i = b_0 \pm \delta b$, dans un canal d'écartement b_0 . Adoptons des coordonnées polaires (r, θ) centrées sur l'obstacle et axées selon l'écoulement à l'infini. Le problème à résoudre s'écrit donc :

$$\begin{cases} \text{div}\vec{V}_e = 0, & \vec{V}_e = -\frac{b_0}{K_e}\overrightarrow{\text{grad}}(p_e) & \text{pour } r > d, \\ \text{div}\vec{V}_i = 0, & \vec{V}_i = -\frac{b_i}{K_i}\overrightarrow{\text{grad}}(p_i) & \text{pour } r < d, \\ b_0V_{e,r} = b_iV_{i,r}, & p_e = p_i & \text{en } r = d, \\ \vec{V}_e \rightarrow V_0\vec{e}_x & & \text{en } r \rightarrow \infty, \end{cases}$$

où les indices e caractérisent les variables à l'extérieur de l'obstacle.

La solution de ce problème est classique. On obtient les champs de vitesse suivants :

$$\begin{cases} \vec{V}_e = V_0 \left[\left(1 - \frac{b_0^2/K_e - b_i^2/K_i}{b_0^2/K_e + b_i^2/K_i} \frac{d^2}{r^2} \right) \vec{e}_r \cos \theta - \left(1 + \frac{b_0^2/K_e - b_i^2/K_i}{b_0^2/K_e + b_i^2/K_i} \frac{d^2}{r^2} \right) \vec{e}_\theta \sin \theta \right] \\ \vec{V}_i = 2V_0 \frac{b_0}{b_i} \frac{b_i^2/K_i}{b_0^2/K_e + b_i^2/K_i} \vec{e}_x. \end{cases} \quad (6.5)$$

Des exemples de tels champs de vitesses sont tracés en figure 6.5.

On constate que l'écoulement est uniforme dans l'obstacle, et que si $b_0^2/K_e > b_i^2/K_i$ l'écoulement \vec{V}_e est le même que celui autour d'un obstacle plein effectif de rayon :

$$d_{\text{eff}} = d \sqrt{\frac{b_0^2/K_e - b_i^2/K_i}{b_0^2/K_e + b_i^2/K_i}}.$$

On déduit de ces champs de vitesses le rapport de vitesse suivant :

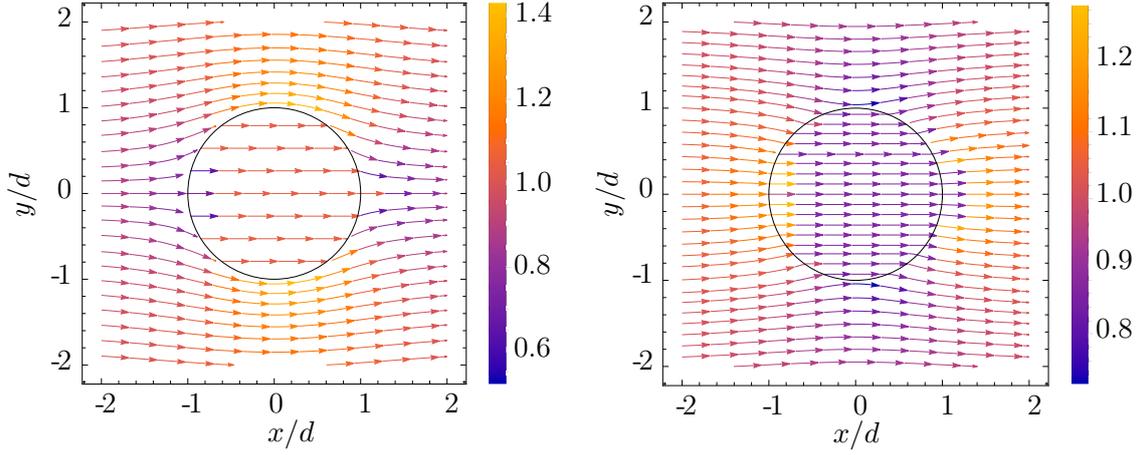


FIGURE 6.5 – Lignes de courant de l'écoulement donné par les champs de vitesse (6.5), à gauche pour $b_i/b_0 = 1/2$ (configuration d'obstacle partiel), à droite pour $b_i/b_0 = 3/2$ (configuration de puits). Le cercle figure la position du défaut de diamètre d , et la barre de couleur indique la valeur locale de la vitesse adimensionnée par V_0 . On suppose par ailleurs que $K_i/K_e = (b_i/b_0)^{1/2}$.

$$\frac{V_i}{V_0} = 2 \frac{b_0}{b_i} \frac{b_i^2/K_i}{b_0^2/K_e + b_i^2/K_i}. \quad (6.6)$$

On peut adimensionner ces résultats, et on trouve que les champs de vitesse adimensionnés $\bar{V}_i = V_i/V_0$ et $\bar{V}_e = V_e/V_0$ dépendent des paramètres adimensionnés suivants : $\bar{r} = r/d$, θ , ainsi que du rapport des écartements b_i/b_0 et de celui des coefficients de friction K_i/K_e . Comme discuté en section 6.2.2, l'équation (6.3) donnant la force de friction suggère que K est proportionnel à $A^{-1/2}$, donc à $b^{1/2}$ pour une mousse incompressible. En considérant donc $K_i/K_e = (b_i/b_0)^{1/2}$, on trouve en remplaçant dans (6.6) :

$$\frac{V_i}{V_0} = \frac{2\sqrt{b_i/b_0}}{1 + (b_i/b_0)^{3/2}}. \quad (6.7)$$

Conformément à cette hypothèse, nous traçons en figure 6.5 deux exemples de lignes de courant, l'une pour un obstacle partiel ($b_i/b_0 < 1$) et l'autre pour un puits ($b_i/b_0 > 1$). Ces figures montrent que l'obstacle partiel tend à écarter les lignes de courant, mais pas autant que pour un obstacle plein, alors que le puits tend à faire converger les lignes de courant. Par ailleurs, la vitesse sur le défaut est prédite homogène, tandis que celle à l'extérieur présente un champ symétrique amont-aval. C'est logique puisque nous nous sommes affranchis dans cette modélisation du caractère viscoélastoplastique de la mousse, qui pilote l'overshoot en vitesse en sortie du défaut. L'équation (6.7) a été tracée sur la figure 6.2, et nous en discutons dans la section suivante.

6.3 Discussions

Bien que le modèle développé dans la section précédente a la bonne tendance générale, en cloche asymétrique, il surestime systématiquement le rapport de vitesse, particulièrement pour les obstacles partiels. Nous avons fait le choix de sélectionner la zone de vitesse homogène non impactée par la vitesse de sortie du défaut. Cependant, il est à noter que notre méthode de mesure sous-estime aussi peut-être la vitesse sur l'obstacle, mais celle-ci n'étant pas homogène telle que prédite par le modèle, il n'est pas évident de savoir quelle est exactement la vitesse à mesurer pour la comparer au modèle.

Par ailleurs, le modèle ne rend pas compte du seuil en b_i/b_0 et considère que si l'obstacle n'est pas plein, peu importe la constriction, la mousse pourra toujours passer un peu, ce

qui n'est pas le cas expérimentalement. Il doit exister en pratique des effets physiques supplémentaires non pris en compte dans le modèle qui rendent le passage des bulles sur le défaut plus difficile.

Notre modèle s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses, la plus importante étant le fait de négliger le caractère viscoélastoplastique de la mousse. Celui-ci doit agir à plusieurs niveaux, entre autre sur l'homogénéité de la vitesse sur le défaut ou sur le franchissement de l'obstacle en amont, peut-être sous forme de blocage capillaire.

Une autre hypothèse suppose la force de friction linéaire en la vitesse. Cependant, après vérification, il semblerait que le cas non-linéaire empire l'accord avec les expériences.

Enfin, nous avons supposé que les contraintes normales sont continues au bord de l'obstacle, et en particulier la pression. Celle considérée dans le modèle est la pression de la mousse, puisque nous effectuons une résolution en milieu continu. Cependant, si nous considérons le franchissement de l'obstacle à l'échelle d'une bulle, la pression ne l'est *a priori* pas. En effet, si l'on pose l'énergie de surface d'une bulle $\mathcal{E}_s = \gamma(2A + b\mathcal{P})$, où $\mathcal{P} = \alpha\sqrt{A}$ est son périmètre avec α un coefficient adimensionné de forme ($\alpha = 2\sqrt{\pi}$ pour un cercle ou $\alpha = 2^{3/2} \times 3^{1/4}$ pour un hexagone régulier), alors la variation de b à la frontière du défaut est associée à une force F que la bulle exerce sur les plaques telle que :

$$F = \left. \frac{d\mathcal{E}_s}{db} \right|_{\mathcal{V}} = \gamma \left(-2\frac{\mathcal{V}}{b^2} + \frac{\alpha}{2}\sqrt{\frac{\mathcal{V}}{b}} \right).$$

On peut ainsi définir une *pression de confinement* $p_c = F/A$ associé à cette force, telle que :

$$p_c = \gamma \left(-\frac{2}{b} + \frac{\alpha}{2}\sqrt{\frac{b}{\mathcal{V}}} \right),$$

résultant en un saut de pression à la frontière du défaut, positif ou négatif suivant que l'on considère un obstacle ou un puits.

Ces éléments seraient à prendre en compte pour développer un modèle à la fois plus réaliste, qui rende compte de la viscoélasticité de la mousse, pour notamment prédire le sillage négatif observé en aval, mais en même temps assez simple pour permettre une résolution analytique ou numérique simple. Un tel modèle est en cours de préparation au moment où nous écrivons ces lignes.

Chapitre 7

Conclusion et ouverture sur l'écoulement des mousses liquides en milieu confiné

7.1 Résumé

Au cours de cette thèse, nous avons été amené à étudier de manière systématique des écoulements de mousse bidimensionnelle (composée d'une monocouche de bulles) en milieu confiné inhomogène, à savoir une cellule de Hele-Shaw modélisant une fracture ouverte, en présence d'un unique défaut local, réduisant ou augmentant l'écartement de la cellule et jouant ainsi sur sa perméabilité.

Dans le chapitre 1, nous avons présenté les mousses de manière générale, leurs propriétés physiques et leurs applications, ainsi qu'un état de l'art de l'étude des écoulements de mousse bidimensionnelle en milieu confiné, et en particulier l'étude qui a généré cette thèse [57].

Dans le chapitre 2, nous avons décrit en détail le matériel et les techniques expérimentales utilisés, nous avons présenté les paramètres de contrôle expérimentaux, les gammes de valeurs considérées ainsi que les problèmes généraux rencontrés lors des expériences. Nous avons également décrit les processus et techniques d'analyses d'image utilisés, à commencer par la binarisation et squelettisation des images des écoulements obtenus. Les champs de vitesse sont obtenus par une technique de PIV, tandis que la détection des événements plastiques s'appuie sur les travaux de Benjamin Dollet [46, 47]. En revanche, nous avons développé une nouvelle manière de mesurer la déformation des bulles, que nous avons montré équivalente à ce qui était utilisé dans de précédentes études *via* le tenseur de texture [53, 25], mais qui ne nécessite pas la squelettisation des images (nécessaire pour déterminer quelles bulles sont voisines) et permet de considérer les bulles individuellement, ce qui est utile dans le cas des mousses humides. Nous nous appuyons pour cela sur l'approximation des bulles sous forme d'ellipses, et définissons un tenseur elliptique inspiré du tenseur de texture et le tenseur de déformation associé.

Dans le chapitre 3, nous étudions de manière systématique les écoulements de mousses en présence d'un obstacle partiel, réduisant localement l'écartement de la cellule et donc sa perméabilité, en fonction des paramètres de contrôle. Nous avons ainsi pu constater que l'asymétrie de l'écoulement, et en particulier le sillage négatif observé dans le cas d'un obstacle cylindrique plein [46], était toujours présente pour un obstacle partiel, même petit, et celui-ci permet de moduler la perturbation induite sur l'écoulement : l'overshoot en vitesse et la déformation augmentent avec la constriction, au moins jusqu'à 75%, valeur à partir de laquelle le maximum de vitesse sature. Nous avons également pu confirmer que la fraction liquide, qui régit la viscoélasticité de la mousse, contrôle le sillage négatif. En la faisant varier sur une grande gamme de valeurs, nous avons montré une transition douce entre un comportement de fluide viscoélastique et un comportement de fluide newtonien

survenant lorsque la mousse est très humide. Quant au débit d'écoulement ou à l'aire des bulles, nous avons montré qu'ils n'avaient que peu d'influence sur les profils de vitesse et de déformation, en particulier lorsque le seuil de plasticité est facilement atteint, pour des constrictions supérieures ou égales à 50%. En revanche nous avons pu observer une influence de la taille des bulles sur le taux de T1 mesuré, que nous expliquons comme le fait qu'à déformation équivalente, de grosses bulles n'ont pas encore atteint leur seuil de plasticité, contrairement aux petites. Nous avons également montré que la vitesse était liée de manière linéaire à la déformation, à la fois au niveau de leurs maxima, mais également sur le profil longitudinal, particulièrement dans les zones de charge élastique (lorsque les bulles passent d'un état peu déformé à très déformé, ce qui est le cas en amont de l'obstacle) et de relaxation (où la transition inverse se produit, dans le sillage en aval). Nous proposons une explication de cette dépendance à l'aide d'un argument de conservation du débit sur un tube de courant de la taille d'une bulle. Celui-ci n'explique qu'une partie de l'observation et n'explique pas la légère différence observée entre l'amont et l'aval.

Nous nous sommes ensuite penchés sur l'écoulement en présence d'une expansion locale de l'écartement dans le chapitre 4. Nous y présentons deux manières de considérer le puits en comparaison à l'obstacle partiel (cas opposé ou complémentaire) et qui nous amène à observer deux types de sillages. Un sillage positif correspondant à un profil asymétrique tel qu'attendu pour un fluide viscoélastique, où nous observons dans le sillage un fort lien entre le ralentissement et la compression des bulles dans le sens orthogonal à l'écoulement, et un sillage négatif, correspondant à un profil symétrique, où la vitesse de la mousse dépasse sa valeur moyenne à la fois en amont et en aval, accompagné d'un allongement des bulles dans le sens de l'écoulement dans les deux cas. L'influence du puits sur l'écoulement est tout de même systématiquement plus faible en amplitude que pour un obstacle partiel, à la fois en vitesse et en déformation. C'est la friction qui semble jouer le rôle principal dans ces expériences et qui détermine quel type de sillage est obtenu. Elle est contrôlable via le débit, le confinement et la fraction liquide.

Cette friction nous a fait obtenir dans un cas extrême des formes de bulles étranges et des courbures de films peu naturelles. Nous avons observé plus en détail ce phénomène dans le chapitre 5 pour des écoulements bouchon sans défaut effectués sur une grande variation de débits. Nous avons étudié notamment, de manière statistique, l'anisotropie des bulles — à savoir leur allongement marqué dans le sens de l'écoulement à mesure que le débit augmente — et la courbure des films, présentant des formes de bulles distordues par rapport aux lois de Plateau et agencées parfois en « écailles de poisson ». Nous avons proposé une description phénoménologique de leur évolution, en fonction de leur angle par rapport au sens de l'écoulement. Nous avons également proposé un modèle d'explication théorique encore largement perfectible puisque la longueur de la cuve entre en compte, ce qui est surprenant, et nous trouvons par conséquent des valeurs de friction trop faibles par rapport à ce qui était attendu.

Dans le chapitre 6 enfin, nous présentons l'évolution du rapport de vitesse sur ou dans le défaut, en fonction d'un paramètre de mesure de la perméabilité du défaut, le rapport de l'écartement disponible dans le défaut sur l'écartement général de la cellule. Nous observons que le défaut induit systématiquement une diminution de la vitesse sur le défaut, et ce de manière asymétrique en fonction de si l'on considère un obstacle partiel ou un puits, les premiers faisant chuter la vitesse à l'intérieur du défaut beaucoup plus rapidement en fonction de la constriction qu'en fonction de l'extension. Cette évolution ne dépend quasiment pas des autres paramètres de contrôle, excepté dans le cas de la constriction de 75% que la mousse a du mal à franchir lorsqu'elle est moins sèche, et le défaut est alors perçu comme un obstacle plein. Cette étude vise à décrire de manière uniforme l'influence d'un défaut réduisant ou augmentant l'écartement et nous proposons de nouveau un modèle théorique simplifié de l'écoulement, en nous basant sur le modèle de Saramito [56] et des arguments de conservation, dans le cas dominé par la friction. La tendance du modèle est correcte mais la valeur de la vitesse sur le défaut est toujours

surévaluée. Celle-ci n'est d'ailleurs pas uniforme sur le défaut, contrairement à ce que prédit le modèle.

7.2 Perspectives

Cette thèse ouvre de nombreuses perspectives, à la fois expérimentalement et théoriquement. Nous avons proposé à de multiples reprises des modèles simples pouvant expliquer nos observations expérimentales, mais bien que ceux-ci décrivent souvent la bonne tendance, ils concordent généralement peu aux expériences de manière quantitative. Il reste donc encore quelques éléments de description des mousses à développer théoriquement pour décrire nos observations. Au moment où nous rendons cette thèse, une description théorique du sillage négatif est actuellement développée par Benjamin Dollet, mais est encore trop balbutiante pour être décrite dans cette thèse.

Le lien mis en évidence au chapitre 3 entre la vitesse et la déformation, ainsi que l'orientation des bulles (montrée au chapitre 4), peut d'ailleurs permettre une meilleure compréhension et une description théorique plus poussée de l'écoulement des mousses bidimensionnelles. C'est également le cas de l'étude approfondie que nous avons menée sur l'évolution du taux de T1 ; ce type de mesure encore très peu répandu ouvre des perspectives nouvelles sur la compréhension de la rhéologie mousse.

Nous allons également poursuivre l'étude de l'impact de la friction, notamment en considérant un confinement plus important à des débits moindres, pour observer des phénomènes similaires à ceux présentés au chapitre 5, ou encore l'apparition de fractures dans la mousse, que nous avons pu voir apparaître à quelques reprises lors de nos tâtonnements pour l'élaboration d'un protocole expérimental viable pour les écoulements avec puits.

L'étude des effets du confinement et de la constriction ouvre par ailleurs des pistes vers les écoulements de mousses en milieux poreux bidimensionnels. La description de l'écoulement à travers un unique obstacle partiel est utile pour comprendre les phénomènes se déroulant à l'échelle locale. À terme, il s'agirait d'explorer des écoulements de mousse en milieu confiné hétérogène, c'est-à-dire en présence de *nombreux* défauts partiels répartis aléatoirement, à l'image d'une fracture ouverte. La mousse étant un milieu multiphasique présentant beaucoup d'interfaces, il est possible de relier cette étude par analogie avec celle de l'interface d'un fluide lors de l'imbibition dans un milieu confiné hétérogène similaire, et peut-être observer une progression par avalanches successives [65]. Dans cette optique, l'observation de l'avancée du front de mousse peut également être pertinente (voir figure 7.1).

En effet, l'étude de défauts partiels introduit des effets locaux plus complexes au niveau des bulles ou des films, et qui sont difficilement explicables par une description en milieu continu. Nous observons par exemple que les films des bulles se piègent sur le bord de l'obstacle dans la dimension z avant de s'en décrocher (voir figure 7.2), ce qui peut jouer sur la dynamique globale de la mousse en introduisant une résistance capillaire. Des études supplémentaires s'intéressant spécifiquement aux films de savons lors de tels écoulements, sont nécessaires pour décrire plus avant ces événements et leur influence sur l'écoulement de la mousse, et peut-être les rapprocher de phénomènes de piégeage-dépiégeage observés pour d'autres type d'interface (voir Annexe A). On peut par exemple imaginer une expérience dans un tube large d'une ou deux bulles (comme par exemple dans [35]) en présence d'un obstacle partiel aussi large que le tube et à travers lequel on peut observer par le dessus et le côté, afin de caractériser la déformation en z également.

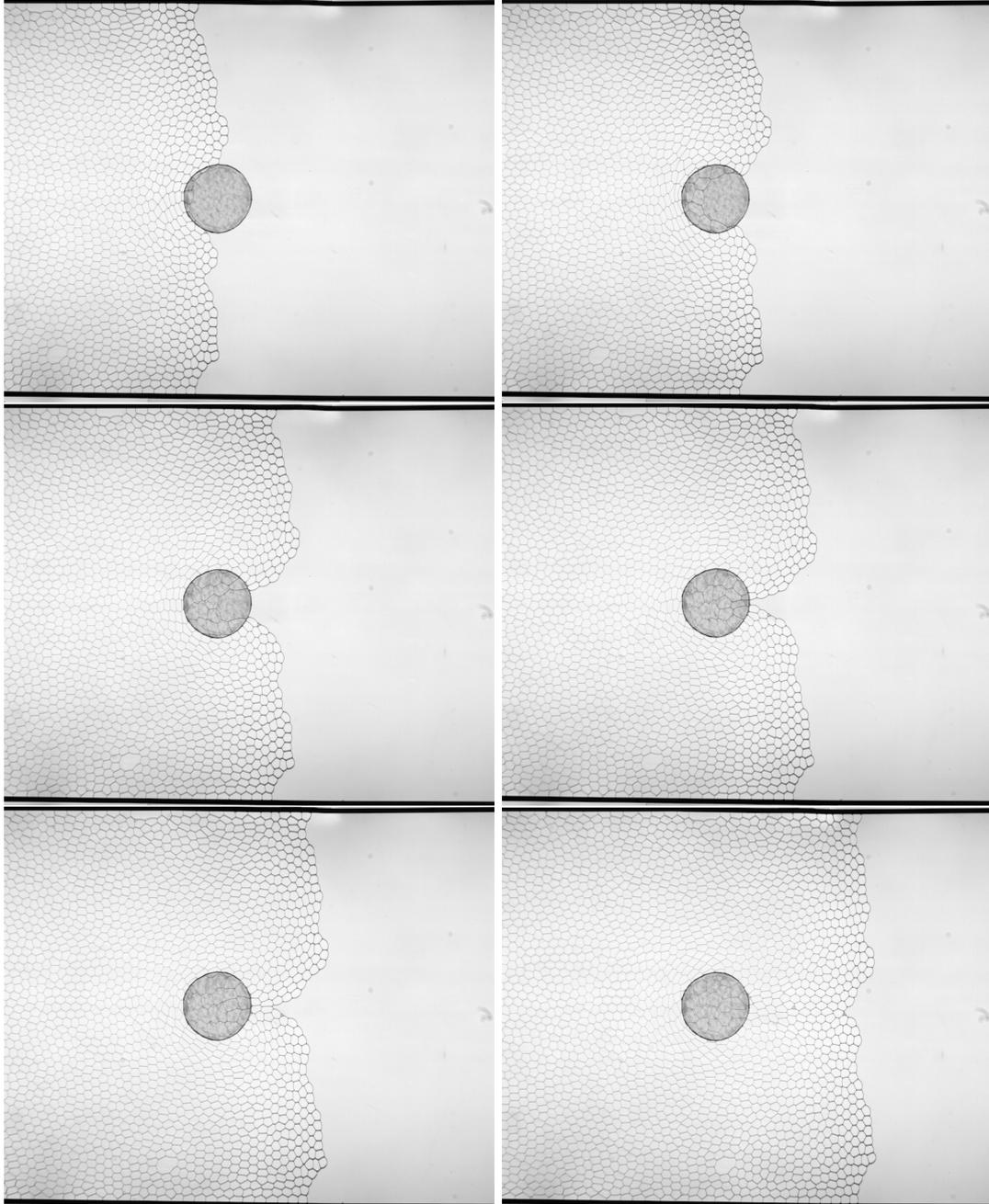


FIGURE 7.1 – Avancée d'un front de mousse sèche au sein d'une cellule de Hele-Shaw présentant une constriction de 50%.

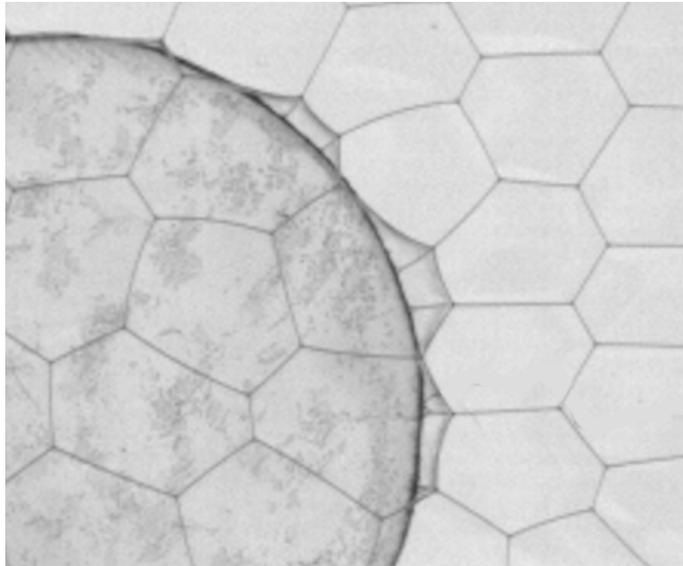


FIGURE 7.2 – Zoom sur un obstacle partiel où l'on peut voir des films de bulles se déformer selon z lors du décrochage des bulles de l'obstacle.

Bibliographie

- [1] W. Drenckhan and A. Saint-Jalmes. The science of foaming. *Advances in Colloid and Interface Science*, 222 :228–259, 2015.
- [2] Y. Lu, S. Shi, H. Wang, Z. Tian, Q. Ye, and H. Niu. Thermal characteristics of cement microparticle-stabilized aqueous foam for sealing high-temperature mining fractures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 131 :594–603, 2019.
- [3] F. Elias, J. Crassous, C. Derec, B. Dollet, W. Drenckhan, C. Gay, Valentin Leroy, C. Noûs, J. Pierre, and A. Saint-Jalmes. The acoustics of liquid foams. *Current Opinion in Colloid & Interface Science*, 50 :101391, 2020.
- [4] R. Raspet and S. K. Griffiths. The reduction of blast noise with aqueous foam. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 74(6) :1757–1763, 1983.
- [5] I. Cantat, S. Cohen-Addad, F. Elias, F. Graner, R. Höhler, O. Pitois, F. Rouyer, and A. Saint-Jalmes. *Les Mousses : structure et dynamique*. Belin, Collection Échelles, 2010.
- [6] P. Stevenson. *Foam engineering : fundamentals and applications*. John Wiley & Sons, 2012.
- [7] D. H. Smith and L. L. Schramm. *Foams : Fundamentals and applications in the petroleum industry*, 1996.
- [8] S. H. Talebian, R. Masoudi, I. M. Tan, and P. L. J. Zitha. Foam assisted co₂-eor : A review of concept, challenges, and future prospects. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 120 :202–215, 2014.
- [9] A. R. Kovscek and H. J. Bertin. Foam mobility in heterogeneous porous media. *Transport in porous media*, 52(1) :17–35, 2003.
- [10] L. W. Lake. *Enhanced Oil Recovery*. Prentice Hall, 2010.
- [11] B. Géraud, S. A Jones, I. Cantat, B. Dollet, and Y. Méheust. The flow of a foam in a two-dimensional porous medium. *Water Resources Research*, 52(2) :773–790, 2016.
- [12] B. Géraud, Y. Méheust, I. Cantat, and B. Dollet. Lamella division in a foam flowing through a two-dimensional porous medium : A model fragmentation process. *Physical Review Letters*, 118(9) :098003, 2017.
- [13] A. Mauray, M. Chabert, and H. Bodiguel. Yield stress fluid behavior of foam in porous media. *Physical Review Fluids*, 5(9) :094004, 2020.
- [14] D. Weaire and S. Hutzler. *The Physics of Foams*. Oxford University Press, 1999.
- [15] F. Graner and D. Riveline. ‘the forms of tissues, or cell-aggregates’ : D’arcy thompson’s influence and its limits. *Development*, 144(23) :4226–4237, 2017.
- [16] I. M. Gemp, R. W. Carthew, and S. Hilgenfeldt. Cadherin-dependent cell morphology in an epithelium : constructing a quantitative dynamical model. *PLoS computational biology*, 7(7) :e1002115, 2011.
- [17] A. M. Kraynik. Foam flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 20(1) :325–357, 1988.
- [18] R. Höhler and S. Cohen-Addad. Rheology of liquid foam. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 17(41) :R1041–R1069, 2005.

- [19] S. Cohen-Addad, R. Höhler, and O. Pitois. Flow in foams and flowing foams. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45(1) :241–267, 2013.
- [20] B. Dollet and C. Raufaste. Rheology of liquid foams. *C. R. Physique*, 15 :731–747, 2014.
- [21] S. Cohen-Addad, H. Hoballah, and R. Höhler. Viscoelastic response of a coarsening foam. *Physical Review E*, 57 :6897–6901, 1998.
- [22] A. Bussonnière and I. Cantat. Local origin of the visco-elasticity of a millimetric elementary foam. *Journal of Fluid Mechanics*, 922, 2021.
- [23] N. Denkov, S. Tcholakova, K. Golemanov, K. Ananthpadmanabhan, and A. Lips. Role of surfactant type and bubble surface mobility in foam rheology. *Soft Matter*, 5, 2009.
- [24] S. Cohen-Addad, R. Höhler, and Y. Khidas. Origin of the slow linear viscoelastic response of aqueous foams. *Physical Review Letters*, 93(2) :028302, 2004.
- [25] Christophe Raufaste. RHÉOLOGIE ET IMAGERIE DES ÉCOULEMENTS 2D DE MOUSSE. *Approche expérimentale, numérique et théorique*. Theses, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, October 2007.
- [26] H. M. Princen. Rheology of foams and highly concentrated emulsions. i. elastic properties and yield stress of a cylindrical model system. *Journal of Colloid and Interface Science*, 91 :160–175, 1983.
- [27] A. Saint-Jalmes and D. J. Durian. Vanishing elasticity for wet foams : Equivalence with emulsions and role of polydispersity. *Journal of Rheology*, 43(6) :1411–1422, 1999.
- [28] F. P. Bretherton. The motion of long bubbles in tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 10(2) :166–188, 1961.
- [29] A. Saugey, W. Drenckhan, and D. Weaire. Wall slip of bubbles in foams. *Physics of Fluids*, 18(5) :053101, 2006.
- [30] I. Cantat. Liquid meniscus friction on a wet plate : Bubbles, lamellae, and foams. *Physics of Fluids*, 25(3) :031303, 2013.
- [31] M. Marchand, F. Restagno, E. Rio, and F. Boulogne. Roughness-induced friction on liquid foams. *Physical Review Letters*, 124(11) :118003, 2020.
- [32] B. Dollet and C. Bocher. Flow of foam through a convergent channel. *European Physical Journal. E*, 38 :123, 2015.
- [33] C. Raufaste, A. Foulon, and B. Dollet. Dissipation in quasi-two-dimensional flowing foams. *Physics of Fluids*, 21(5) :053102, 2009.
- [34] I. Cantat, N. Kern, and R. Delannay. Dissipation in foam flowing through narrow channels. *Europhysics Letters*, 65 :726–732, 2004.
- [35] W. Drenckhan, S. J. Cox, G. Delaney, H. Holste, D. Weaire, and N. Kern. Rheology of ordered foams—on the way to Discrete Microfluidics. *Colloids and Surfaces A*, 263 :52–64, 2005.
- [36] B. Dollet. Local description of the two-dimensional flow of foam through a contraction. *Journal of Rheology*, 54(4) :741–760, 2010.
- [37] B. Embley and P. Grassia. Viscous froth simulations with surfactant mass transfer and marangoni effects : Deviations from plateau’s rules. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 382(1) :8–17, 2011.
- [38] SJ Cox, D Weaire, and G Mishuris. The viscous froth model : steady states and the high-velocity limit. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 465(2108) :2391–2405, 2009.
- [39] S. Arif, J. C. Tsai, and S. Hilgenfeldt. Speed of crack propagation in dry aqueous foams. *EPL*, 92 :38001, 2010.

- [40] I. Ben Salem, I. Cantat, and B. Dollet. Response of a two-dimensional liquid foam to air injection : swelling rate, fingering and fracture. *Journal of Fluid Mechanics*, 714 :258–282, 2013.
- [41] J. Lambert, I. Cantat, R. Delannay, R. Mokso, Peter Cloetens, J. A. Glazier, and F. Graner. Experimental growth law for bubbles in a moderately “wet” 3d liquid foam. *Physical Review Letters*, 99(5) :058304, 2007.
- [42] I. Cantat and O. Pitois. Stokes experiment in a liquid foam. *Physics of Fluids*, 18(8) :083302, 2006.
- [43] M. F. Vaz and S. J. Cox. Two-bubble instabilities in quasi-two-dimensional foams. *Philosophical Magazine Letters*, 85(8) :415–425, 2005.
- [44] J. P. Hulin E. Guyon and L. Petit. *Hydrodynamique Physique*. Inter-editions/Editions du CNRS, 2001.
- [45] B. Dollet, F. Elias, C. Quilliet, C. Raufaste, M. Aubouy, and F. Graner. Two-dimensional flow of foam around an obstacle : Force measurements. *Physical Review E*, 71 :031403, 2005.
- [46] B. Dollet and F. Graner. Two-dimensional flow of foam around a circular obstacle : local measurements of elasticity, plasticity and flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 585 :181–211, 2007.
- [47] Benjamin Dollet. ÉCOULEMENTS BIDIMENSIONNELS DE MOUSSE AUTOUR D’OBSTACLES. Theses, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, September 2005.
- [48] C. Raufaste, B. Dollet, S. Cox, Y. Jiang, and F. Graner. Yield drag in a two-dimensional foam flow around a circular obstacle : Effect of liquid fraction. *European Physical Journal E*, 23 :217–228, 2007.
- [49] S. Cox, M.F. Vaz, and D. Weaire. Topological changes in a two-dimensional foam cluster. *European Physical Journal. E, Soft matter*, 11 :29–35, 2003.
- [50] N. Kern, D. Weaire, A. Martin, S. Hutzler, and S. J. Cox. Two-dimensional viscous froth model for foam dynamics. *Physical Review E*, 70 :041411, 2004.
- [51] F. Boulogne and S. J. Cox. Elastoplastic flow of a foam around an obstacle. *Physical Review E*, 83(4) :041404, 2011.
- [52] F. Graner, B. Dollet, C. Raufaste, and P. Marmottant. Discrete rearranging disordered patterns, part i : Robust statistical tools in two or three dimensions. *European Physical Journal. E*, 25 :349–369, 2008.
- [53] M. Asipauskas, M. Aubouy, J. A. Glazier, F. Graner, and Y. Jiang. A texture tensor to quantify deformations : the example of two-dimensional flowing foams. *Granular Matter*, 5(2) :71–74, 2003.
- [54] O. Hassager. Negative wake behind bubbles in non-newtonian liquids. *Nature*, 279 (5712) :402–403, 1979.
- [55] I. Cheddadi, P. Saramito, B. Dollet, C. Raufaste, and F. Graner. Understanding and predicting viscous, elastic, plastic flows. *The European Physical Journal E*, 34(1) :1–15, 2011.
- [56] P. Saramito. A new constitutive equation for elastoviscoplastic fluid flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 145(1) :1–14, 2007.
- [57] N. Shmakova, T. Chevalier, A. Puisto, M. Alava, C. Raufaste, and S. Santucci. Quasi-two-dimensional foam flow through and around a permeable obstacle. *Physical Review Fluids*, 5 :093301, 2020.
- [58] W. R. Rossen. Theory of mobilization pressure gradient of flowing foams in porous media : I. incompressible foam. *Journal of Colloid and Interface Science*, 136(1) :1–16, 1990.

- [59] S. J. Cox, S. Neethling, W. R. Rossen, W. Schleifenbaum, P. Schmidt-Wellenburg, and J. J. Cilliers. A theory of the effective yield stress of foam in porous media : the motion of a soap film traversing a three-dimensional pore. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 245(1-3) :143–151, 2004.
- [60] T. E. Green, P. Grassia, L. Lue, and B. Embley. Viscous froth model for a bubble staircase structure under rapid applied shear : An analysis of fast flowing foam. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 348(1-3) :49–58, 2009.
- [61] V. Pratt. Direct least-squares fitting of algebraic surfaces. *ACM SIGGRAPH computer graphics*, 21(4) :145–152, 1987.
- [62] S. A. Khan and R. C. Armstrong. Rheology of foams : I. theory for dry foams. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 22 :1–22, 1986.
- [63] P. Grassia, B. Embley, and C. Oguey. A pryncen hexagonal foam out of physicochemical equilibrium. *Journal of Rheology*, 56 :501–526, 2012.
- [64] L. W. Schwartz, H. M. Princen, and A. D. Kiss. On the motion of bubbles in capillary tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 172 :259–275, 1986.
- [65] E. Pauné and J. Casademunt. Kinetic roughening in two-phase fluid flow through a random hele-shaw cell. *Physical Review Letters*, 90(14) :144504, 2003.

Annexe A

Écoulement d'un fluide simple en milieu confiné inhomogène

Au cours de ma thèse, j'ai été amenée à travailler sur un sujet un peu différent en collaboration avec Jordi Ortín et Ramon Planet au laboratoire de Física de la Matèria Condensada à l'Universitat de Barcelona. J'ai pu effectuer plusieurs séries d'expériences d'imbibition et de drainage d'un fluide simple (une huile de silicone) dans un milieu confiné inhomogène similaire à celui de ma thèse : une cellule de Hele-Shaw en présence d'un obstacle (rectangulaire cette fois-ci) partiel. Nous observons à différents débits la déformation et la dynamique de piégeage-dépiégeage de l'interface huile-air. Cette annexe contient un brouillon d'article présentant ces expériences et résultats, et dont la partie numérique et théorique est encore en cours de rédaction.

The impact of flowrate on morphologically stable imbibition/drainage displacements through a single constriction

Ido Lavi, Ramon Planet, Jaume Casademunt, and Jordi Ortín
*Departament de Física de la Matèria Condensada,
Universitat de Barcelona, Martí i Franquès 1, 08028 Barcelona, Spain.*

Lauren Rose and Stéphane Santucci
ENSL, CNRS, Laboratoire de Physique, F-69342 Lyon, France
(Dated: May 6, 2022)

We study the driven displacement of an oil-air interface through an imperfect Hele-Shaw cell, with a localized “mesa” constriction. Combining experiments, theory, and finite-element numerical simulations, we demonstrate that the driving velocity modifies dramatically the fluid interface pinning/depinning dynamics and its resultant deformations, when flowing through such a defect. Our thorough analysis reveals an asymmetric hysteresis in the front morphology during imbibition-drainage cycles, which becomes increasingly asymmetric with the imposed flow rate. The fluid interface becomes softer when increasing the drainage velocity, and may even approach a pinch-off singularity, with extreme deformation fully captured by our theoretical and numerical approach.

Two-phase flows through porous and fractured media play an essential role in a variety of natural and engineered processes, from sap circulation in plants and soil irrigation, to secondary oil recovery, CO₂ storage, operation of fuel cells, filtering and printing. Since the seminal work of Saffman and Taylor [1] we know that density and viscosity contrasts can render a two-phase front unstable against fingering (the heterogeneous penetration of one fluid into the other, which limits the displacement efficiency). In contrast, the conventional understanding is that density and viscosity contrasts play a minor role in morphologically stable displacements. Here we challenge this view for displacements in inhomogeneous media. The interface in this case is subjected locally to capillary forces, and as a result experiences local deformations. Combining experiments, numerical simulations and theoretical analysis, we show here that front deformations depend strongly on flowrate, and are increasingly smaller in imbibition and larger in drainage. We prove that this is due to the nearby presence of a fingering instability, which makes density and viscosity contrasts to play a fundamental role also in morphologically stable displacements. This finding has important consequences for imbibition-drainage cycles in disordered media.

Local processes at microscales (apertures in fractured systems or pores and throats in porous materials) play an essential role in the overall dynamics of multiphase flows at much larger scales, from the continuum to the field scales. The interfacial tension of the front and the wetting affinities of the fluids to the solid matrix govern capillary-driven interfacial motions of immiscible two-fluid displacements at pore scales, whereas the morphological stability of the interface is determined by viscous and gravitational forces in the bulk phases. Even though the interplay of these different mechanisms has been thoroughly studied, many questions remain poorly understood, particularly those related to localized capillary instabilities and their mutual cooperative interaction in the form of macroscopic Haines jumps.

Back in 1986, P.G. de Gennes suggested that a narrow channel with gap thickness modulations (an “imperfect” Hele-Shaw cell) would be an interesting playground to study in detail the complexities of multiphase flows in disordered media [2]. Experimental studies in this setup have since addressed various interesting problems, from kinetic roughening to capillary rise and avalanche dynamics of imbibition fronts [3, 4]. More recently, studies in the “imperfect” Hele-Shaw cell have focused on the mechanisms underlying collective interfacial rearrangements (Haines jumps); the way pore scale jumps give rise to capillary pressure–saturation hysteresis cycles at continuum (Darcy) scales; and the relation between the memory properties of cyclic drainage-imbibition displacements and the corresponding energy losses. [5, 6]. While those studies have been carried out in the limit of quasistatic driving, with displacements driven exceedingly slowly through minute changes of the applied pressure, the impact of flowrate in flowrate-controlled displacements remains hitherto unexplored.

Therefore, we tackle this problem by studying here imbibition and drainage trajectories, front deformations, and pinning/depinning dynamics in the passage of a two-phase fluid interface through a single localised constriction at finite driving velocities. This apparently simple process presents already a very rich phenomenology, since the constriction imposes a capillary pressure jump which either attracts or repels the fluid–fluid interface, depending on the relative affinity of the fluids to the substrate, and produces at the same time a local reduction of the hydraulic permeability to fluid flow. We use an “imperfect” Hele-Shaw cell featuring here a mesa-shaped local reduction in gap spacing, on which experiments, numerical simulations and calculations can be carried out. Darcy’s law holds in the bulk of the fluids, and the constriction induces capillary-driven distortions and jumps of the two-fluid interface akin to those occurring in complex fractured and porous media.

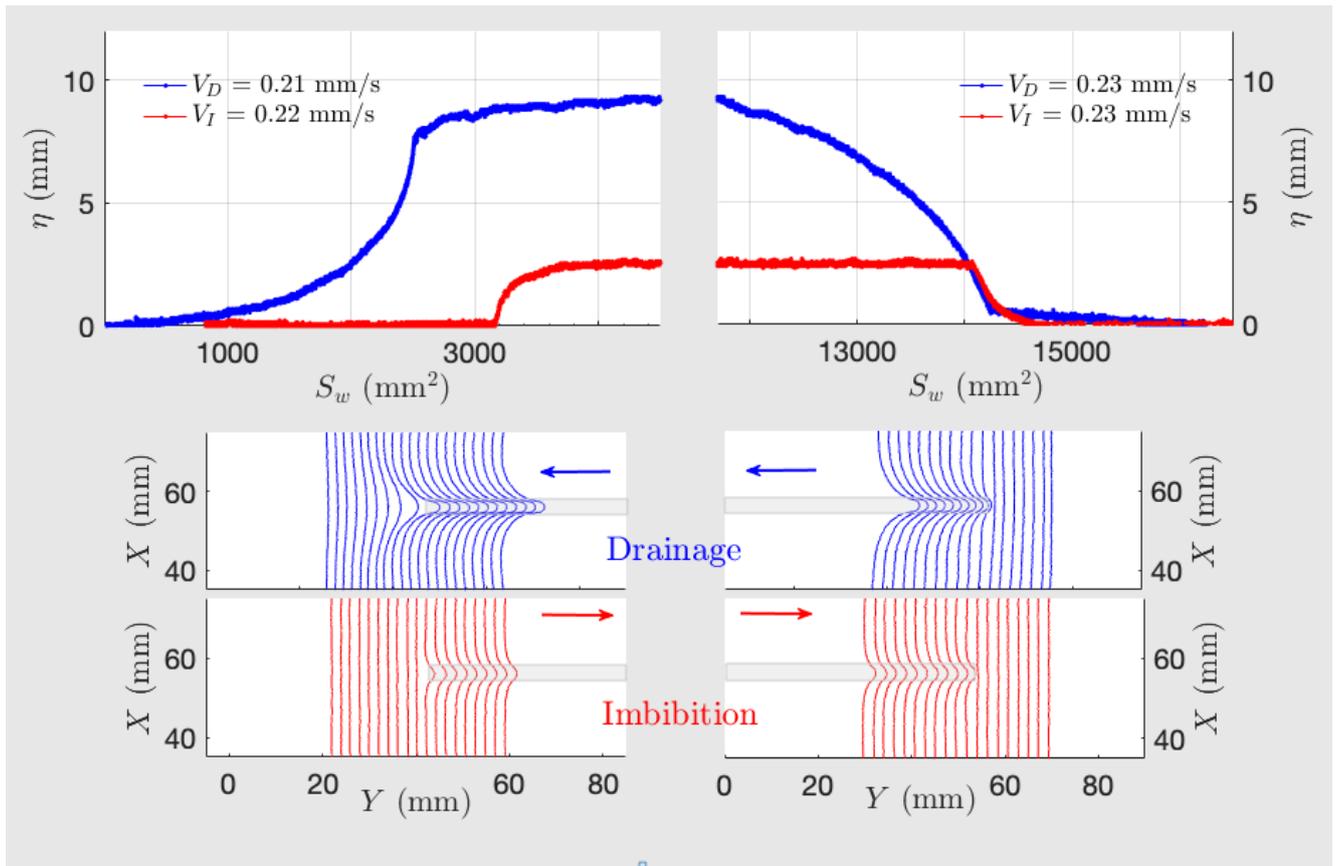


FIG. 1. The fluid interface deformation η as a function the wetting-phase saturation of the cell, S_w during an imbibition–drainage cycle at a high imposed flow-rate $|V_\infty| \simeq 0.2$ mm/s) displays an asymmetric hysteresis loop. Illustrative examples of the corresponding two-fluid interfaces are also shown.

Experimental/Numerical setup. We consider a rectangular Hele-Shaw cell made of two rectangular parallel plates separated by a small gap thickness b_0 , in which two immiscible and incompressible fluids, 1 and 2, are displaced at constant flowrate. Further details are provided in the Supplementary Material [7]. In this homogeneous (“perfect”) Hele-Shaw cell, the stability of the front morphology is controlled by density and viscosity contrasts [1]. The stability criterion is given by the sign of $Ca + Bo$, where the capillary number $Ca = \Delta\mu V_\infty / \gamma$ is the ratio of viscous to capillary forces and the Bond number $Bo = (\rho_1 - \rho_2)g_e \kappa / \gamma$ the corresponding ratio of gravitational to capillary forces. Here $\Delta\mu = \mu_1 - \mu_2$, $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$, V_∞ is the velocity of injection (> 0) or withdrawal (< 0) of fluid 1, g_e is the effective gravitational acceleration ($g_e = g \sin \alpha$, where α is the angle of inclination of the cell with the horizontal), κ is the hydraulic permeability of the cell ($\kappa = b_0^2 / 12$ for homogeneous gap spacing b_0), and γ is the interfacial tension between the two fluids. Here we consider only cell inclinations $\alpha \geq 0^\circ$, so that $Bo > 0$, and we restrict ourselves to morphologically stable displacements, $Ca + Bo > 0$. This condition is granted in imbibition displacements, for

which $Ca > 0$, but in drainage displacements ($Ca < 0$) it imposes a maximum withdrawal velocity, given in dimensionless form by $Ca = -Bo$.

In our experiments, however, the cell was “imperfect”: it featured a single mesa-shaped constriction of lateral width $w = 3$ mm and thickness $\delta b = 0.06$ mm, centered in the cell. Thus the plate spacing $b(x, y)$ was everywhere uniform ($b_0 = 0.46$ mm) except at the constriction, where it took the value $b_0 - \delta b$. The cell is tilted of an angle $\alpha = 5.3^\circ$. Silicone oil (fluid 1) was injected at a constant flow rate with a syringe pump, and displaced the air (fluid 2) initially present in the cell. Its dynamic viscosity is $\mu = 50$ cP, and the oil-air surface tension is $\gamma = 21$ mN/m. Figure 1 shows the deformation of the silicone oil – air front as it passed through the constriction, η , measured in the center of the cell, as a function of the wetting-phase saturation in the cell (the relative surface fraction of the cell covered by silicone oil), S_w (see [7] for the precise definitions of η and S_w). A complex cycle formed upon a complete imbibition–drainage protocol. As the front entered the constriction in imbibition, the curvature of the oil–air meniscus in the direction across the gap changed abruptly, and the resulting increase in

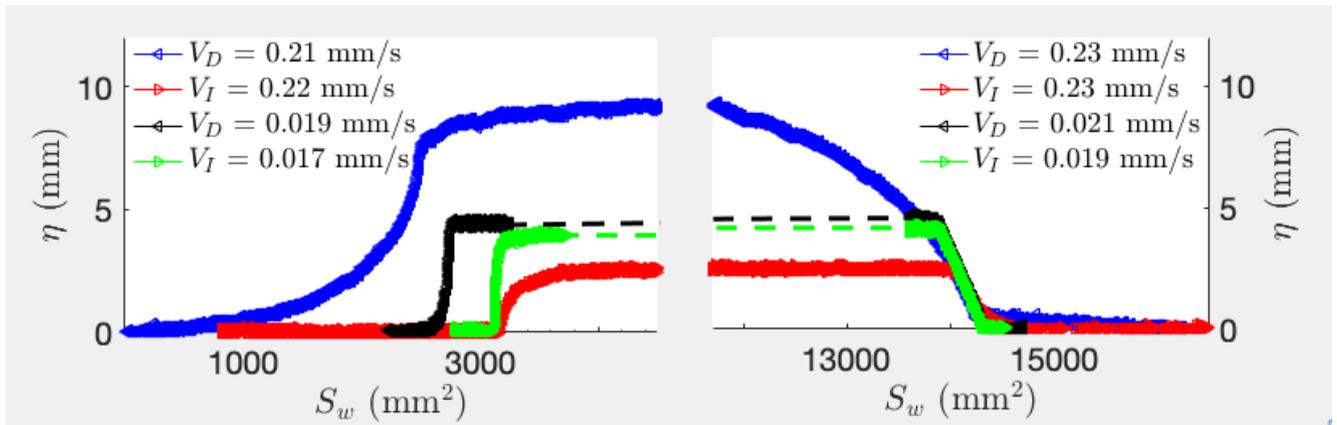


FIG. 2. The hysteresis loop in the front morphology during imbibition-drainage cycles $\eta(S_w)$ is increasingly asymmetric with the imposed flow rate.

capillary pressure jump across the interface pulled the central part of the front abruptly into the constriction. This deformed front moved then over the constriction and reached a steady deformation, until it finally reached the other end of the constriction, close to the outlet. At this end of the constriction, the central part of the front was pinned by the reduction in the capillary pressure jump across the interface imposed by the decrease in the curvature of the oil–air meniscus across the gap. The front became progressively flat, and only then was able to leave the constriction. The reverse displacement (the drainage of the oil phase) started from this flat configuration. The deformation of the front as a function of saturation (η vs S_w) at the right end of the constriction followed initially the same path than the imbibition one in reverse order. However, at finite flow rates the deformation of the front over the constriction was invariably larger in imbibition than in drainage; thus η kept increasing until eventually a steady value of deformation was reached; the constriction was not long enough however to reach this stationary state at the largest flow rates explored. At the left end of the constriction, finally, the interface was strongly pinned by the sharp increase in gap thickness, and could only depin abruptly when most of it was already beyond the left end of the constriction. A closed hysteresis cycle in the $\eta - S_w$ diagram was completed this way. This hysteresis cycle was significantly different from the one obtained in quasistatic pressure-driven displacements [5]. Distinctive features specific of displacements driven at nonzero V_∞ were the following (Fig. 1): (i) Steady deformations were always smaller in imbibition than in drainage, and the difference was highly sensitive to the magnitude of the flowrate. (ii) The capillary-driven jumps at the left end of the constriction, in both imbibition and drainage, exhibited a complex relaxation dynamics. (iii) At the right end of the constriction the front was pinned similarly to the quasistatic case, but since maximum deformations were different in imbibition and drainage, so were the corresponding reversible deformations and time intervals.

Steady deformations. Figure 3 shows the steady centerline deformations η_s reached by the front in the constriction as a function of the driving velocity $|V_\infty|$ (all other experimental parameters unchanged). In imbibition, these deformations gently decreased with injection rate, revealing that the interface became progressively *stiffer*. This is due to an increasing contrast in the viscous pressure gradient on each side of the interface. Conversely, in drainage, the measured steady deformations increased dramatically with injection rate, to the point that they seemed to diverge at a limiting velocity close to $V_\infty = -0.3$ mm/s. As mentioned earlier, a truly steady-state could not be reached within the length of the defect at these largest drainage flow-rates (open symbol in Fig.3). With air displacing oil in drainage, these large deformations result from the fact that the gravitationally-stabilized interface becomes progressively *softer* with increasingly negative V_∞ : the instability threshold $Ca + Bo > 0$ predicts indeed a threshold

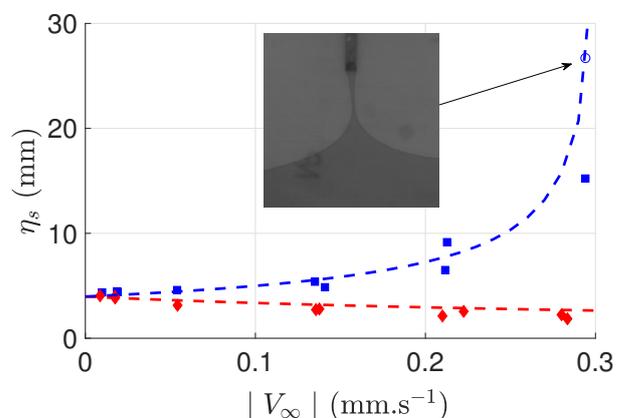


FIG. 3. The steady deformations reached by the front in the constriction as a function of the driving velocity $|V_\infty|$.

value $V_\infty = -0.30 \pm 0.02$ mm/s for a homogeneous cell.

If the front in the constriction is distorted only mildly from flatness, ($|h_x| = |dh/dx| < 1$), the in-plane curvature of the interface can be reduced to its linear approximation, $-h''(x)$. Then, the local balance between capillary, viscous and hydrostatic pressure is linear in $h(x)$, and the steady deformation of the interface at the centerline of the constriction is:

$$\eta_s = (8/\pi) \left(1 - e^{-w/2\ell}\right) \left(\frac{\ell}{b_0}\right)^2 \delta b \quad (1)$$

with $\ell^2 = \frac{\kappa\gamma}{\Delta\mu V_\infty + \kappa\Delta\rho g_e}$. The characteristic length, ℓ measures the typical extent of lateral correlations in the front positions [5, 8, 9]. This steady deformation, initially derived in [5], has been corrected here by a factor $4/\pi$ calculated by Park and Homsy to properly account for the Young-Laplace pressure jump associated with the principal curvature of the oil-air meniscus across the cell gap (direction z), when projected on the cell plane $x - y$ [10]. It reproduces well the experimental results for the smaller deformations, for which the linear approximation $|h_x| < 1$ applies, as shown in Fig. 3.

Transient depinning. Transient interfacial displacements follow a more complex dynamics. Indeed, the Laplacian character of the pressure field in the Hele-Shaw cell renders the interfacial dynamics non-local: the front motion at one particular location depends on the motion at all other locations [8, 9, 11]. Numerical simulations become therefore essential to understand transient phenomena. We show in the following that our finite-element simulations can even describe accurately such non-linear depinning dynamics.

The complete hysteresis cycle of Fig. 1 exhibits several transient displacements. At the end of the constriction closer to the inlet, the constriction is suddenly invaded in imbibition and abruptly withdrawn in drainage. Both events, of capillary origin, are much faster than the reg-

ular front displacements elsewhere. Figure 4 shows the temporal evolution of the interface deformation η , renormalized by the measured steady deformation reached on the constriction η_s during such depinning events. Interestingly, we can observe that the non-linear relaxation dynamics of the interface in drainage is at first order independent of the imposed flow rate, in contrast to the depinning event in imbibition. Such a difference is probably related to the fact that the drainage front leaves the end of the mesa-defect slowly retracting in a region of homogeneous gap thickness, while the imbibition front invades a varying permeability zone.

At the other end of the constriction, closer to the cell outlet, we observe two other transient events. In imbibition the front tip gets pinned at the edge of the constriction, and the deformation of the front relaxes gently from its maximum value in the constriction to a zero value, at which point the flat front leaves the constriction. In drainage we observe the reverse sequence of configurations, but the deformation increases up to a larger steady value in drainage, as discussed earlier.

Discussion and Conclusions. It is widely recognized that capillary processes at pore scales govern the large scale behavior of immiscible two-phase flows through disordered media. Here we have proved that the proximity of a fingering instability has dramatic effects on the morphology and dynamics of nominally stable two-fluid displacements in disordered media. By studying an elementary event at the scale of the medium heterogeneities –the passage of the front through a single constriction in an “imperfect” Hele-Shaw cell– we have shown that the susceptibility of the front to deformations triggered by the medium heterogeneities depends strongly on the driving flowrate and on the direction of displacement. This simple system unveils a very complex nonlinear behavior, featuring pinning, depinning and imbibition/drainage hysteresis. We have studied its dependence on flowrate, and explained its highly asymmetric response in imbibition and drainage.

The present research opens many interesting avenues. A natural one is to consider many constrictions (and expansions) simultaneously, in order to emulate a spatially-extended disordered medium. The presence of multiple defects gives rise to cooperative phenomena in the form of avalanches, which will amplify the asymmetric and flowrate dependent susceptibility of the front to local deformations. A scheme based on the combination of experimental and numerical tools for checking theoretical predictions, like the one followed in this work, should be most helpful. We anticipate an asymmetric pressure-saturation hysteresis cycle, more strongly asymmetric the higher the applied pressure or the injection rate. On the other hand, asymmetry in the morphology and dynamics of imbibition and drainage displacements have been attributed typically to wetting effects. Our results however suggest that the dynamic effects unveiled in this work may also be at the basis of the observed asymmetries. We point out therefore the need of systematic studies of

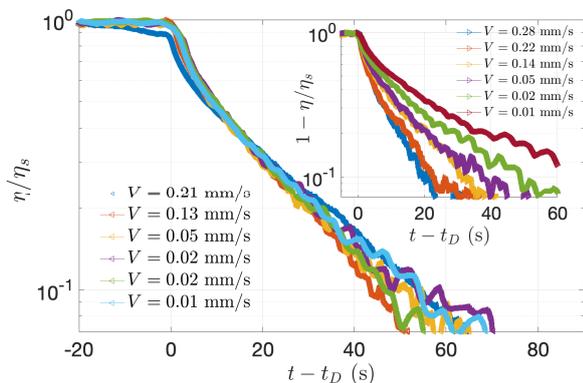


FIG. 4. Transient depinning dynamics in drainage (main figure) and imbibition (insert). The time axis is shifted by the time t_D at which the interface leaves or enters the mesa defect, in drainage or imbibition, respectively.

immiscible displacements in heterogeneous media, specifically addressed to disclose these two different physical origins of imbibition/drainage asymmetries.

Answering these questions will deepen the understanding of the dynamics of two-fluid displacements in disordered media, and will help mastering its application to natural and engineered processes.

ACKNOWLEDGMENTS

Financial support from MICINN (the Spanish Ministry of Science and Innovation) through projects HydroPore (PID2019-106887GB-C32, JO) and xxxxxx (PID2019-yyyyy, IL and JC) is gratefully acknowledged. JC, JO and RP were supported also by AGAUR (Generalitat de Catalunya) through project no. 2017-SGR-1061. LR and SS acknowledges support from ENS de Lyon and CNRS.

-
- [1] P. G. Saffman and G. Taylor, Proc. R. Soc. A **245**, 312 (1958).
 - [2] P. G. de Gennes, J. Physique **47**, 1541 (1986).
 - [3] J. Soriano, J. Ramasco, M. Rodríguez, A. Hernández-Machado, and J. Ortín, Phys. Rev. Lett. **89**, 026102 (2002).
 - [4] J. Soriano, A. Mercier, R. Planet, A. Hernández-Machado, M. A. Rodríguez, and J. Ortín, Phys. Rev. Lett. **95**, 104501 (2005).
 - [5] R. Planet, L. Díaz-Piola, and J. Ortín, Phys. Rev. Fluids **5**, 044002 (2020).
 - [6] R. Holtzman, M. Dentz, R. Planet, and J. Ortín, Communications Physics **3**, 222 (2020).
 - [7] Supplemental Material.
 - [8] M. Dube, M. Rost, K. Elder, M. Alava, S. Majaniemi, and T. Ala-Nissila, Phys. Rev. Lett. **83**, 1628 (1999), arXiv:9907394 [cond-mat].
 - [9] E. Pauné and J. Casademunt, Phys. Rev. Lett. **90**, 144504 (2003).
 - [10] C. W. Park and G. M. Homsy, Journal of Fluid Mechanics **139**, 291 (1984).
 - [11] V. Ganesan and H. Brenner, Phys. Rev. Lett. **81**, 578 (1998).

Appendix: SUPPLEMENTAL MATERIAL

1. Experimental details

Experimental set-up

Definitions of η and S_w :

The wetting-phase saturation in the cell, S_w , is given by the product $b_0 Q t$ in a Hele-Shaw cell of homogeneous gap thickness. However, in our imperfect Hele-Shaw cell the cross-sectional area of the cell changes slightly at the constriction, and S_w is only piece-wise proportional to Q and t .

Saffman–Taylor stability criterion: In a cell of homogeneous gap thickness, the ratio of capillary to gravity forces is characterized by a Bond number, Bo , and the ratio of capillary to viscous forces by a capillary number, Ca . The stability of two-phase displacements against the formation of viscous fingers is given then by the condition $Bo-Ca > 0$, which is equivalent to $V_\infty > -\kappa\Delta\rho g_e/\Delta\mu$, where κ is the hydraulic permeability of the cell ($\kappa = b_0^2/12$ for uniform plate spacing b_0), $\Delta\rho \equiv \rho_1 - \rho_2$, $\Delta\mu \equiv \mu_1 - \mu_2$, and 1 : oil, 2 : air.

Lateral correlations: The competition between capillary, viscous, and gravity forces at different length scales leads to a characteristic length, ℓ , which measures the typical extent of lateral correlations between front positions [5, 8, 9]. This length is given by the relation

$$\ell^2 = \frac{\kappa\gamma}{\Delta\mu V_\infty + \kappa\Delta\rho g_e}. \quad (\text{A.1})$$

Here γ is the oil–air interfacial tension.

The interface regarded as an elastic spring: If the front is distorted from flatness, but only mildly ($|h_x| = |dh/dx| < 1$), the local pressure balance equation accounting for in-plane surface tension, viscosity and gravity is linear in $h(x)$, and the combined effect of those three forces can be reduced to an equivalent Hookean force applied

to the tip of the deformed front, with spring constant [5]:

$$k = \frac{\gamma/\ell^2}{1 - e^{-w/2\ell}}. \quad (\text{A.2})$$

Park and Homsy's correction to the Young-Laplace pressure jump: The equations above were derived assuming that the local pressure jump of the depth-averaged pressure field across the curved interface is given by the Young-Laplace equation,

$$\llbracket p \rrbracket = \gamma(\kappa_{\parallel} + \kappa_{\perp}) = \gamma \left(-\frac{h_{xx}}{(1 + h_x^2)^{3/2}} + \frac{2}{b} \cos \theta \right), \quad (\text{A.3})$$

where γ is the interfacial tension between the two fluids, κ_{\parallel} is the principal curvature of the projection onto the plane of the tip of the meniscus separating the two phases, and κ_{\perp} is the principal curvature of the transverse cut of the meniscus, respectively. In the linear approximation, $|h_x| \ll 1$, and for perfect wetting of the viscous fluid, $\cos \theta = 1$ this pressure jump reduces to

$$\llbracket p \rrbracket \simeq \gamma \left(-h_{xx} + \frac{2}{b} \right), \quad (\text{A.4})$$

which was used in the derivation of (A.1) and (A.2). And yet this last equation is just a first approximation to the proper dynamic boundary condition for the 2D Hele-Shaw problem. Using asymptotic matched expansions, Park and Homsy showed in 1984 that the pressure jump for perfect wetting ($\cos \theta = 1$), to leading order in Ca , actually reads [10]:

$$\llbracket p \rrbracket \simeq \gamma \left\{ -\frac{\pi}{4} h_{xx} + \frac{2}{b} (1 + 3.80 Ca^{2/3}) \right\}. \quad (\text{A.5})$$

The $\pi/4$ correction is a geometric factor that comes from averaging (along the z-axis) the true principal curvature that is perpendicular to $\kappa_{\perp} = 2/b$ on the curved surface of the meniscus.

Résumé

Nous présentons une étude expérimentale de l'écoulement d'une mousse 2D (une monocouche de bulles) confinée dans une cellule de Hele-Shaw. Le milieu modélise une fracture ouverte rendue inhomogène par la présence d'un défaut local réduisant ou augmentant l'écartement de la cellule. Ce défaut fait varier la perméabilité du milieu et perturbe l'écoulement. Le suivi des bulles par transparence de la cellule permet alors la mesure des champs moyens de vitesse et de déformation, ainsi que la répartition des événements plastiques. Ces champs sont ensuite analysés en fonction des différents paramètres de contrôle du milieu, de l'écoulement, du défaut et de la mousse, que nous avons fait varier extensivement dans de nombreuses expériences. Nous retrouvons la forte asymétrie amont-aval caractéristique des écoulements de fluides viscoélastiques en présence d'un obstacle plein, et confirmons son origine élastique (contrôlée par la fraction liquide de la mousse). Nous montrons une forte corrélation linéaire des profils longitudinaux de vitesse et de déformation dans les régions loin en amont (lorsque la mousse se charge élastiquement) et en aval (lorsqu'elle relaxe) de l'obstacle plein ou partiel. Nous mettons également en évidence l'importance de la friction contre les plaques pour des confinements ou débits forts, faisant émerger des sillages positifs, à la suite d'une expansion locale, couplés à une orientation des bulles orthogonale à l'écoulement, ou encore des distorsions particulières de bulles. Par ailleurs, nous quantifions la perméabilité du défaut en fonction de l'écartement, en étudiant le rapport de la vitesse dans le défaut et de la vitesse moyenne dans la cellule loin du défaut. Nous examinons enfin, dans une étude indépendante, la dynamique de l'interface d'un fluide simple confiné, entrant et sortant d'un obstacle local partiel, en mettant en évidence une hystérésis lors de cycles d'imbibition et de drainage.

Summary

We present an experimental study of a 2D foam, composed of a single monolayer of bubbles, forced to flow in a confining Hele-Shaw cell, which models an open fracture. A defect localized in the center of the cell, increasing or decreasing locally its gap, strongly disturbs the foam flow. The transparency of the cell allows to directly observe and monitor the bubbles' motion and deformation. We therefore performed a systematic study of the average bubble velocity and deformation fields, as well as the spatial distribution of the bubble rearrangements, as a function of the control parameters of the experiments : the imposed driving velocity, the cell and defect geometry (gap and height), as well as the bubble size and liquid foam fraction (controlling the foam rheology). For a localized constriction, we observe a strong fore-aft asymmetry of the velocity field, with an extended region downstream, where the foam velocity is much larger than the imposed driving one. We confirm here the elastic origin of such "overshoot" or "negative-wake", typical of viscoelastic fluid flows around an obstacle. We also show a linear correlation between longitudinal profiles of velocity and deformation in the regions far from the obstacle, both upstream (where the foam is loaded elastically) and downstream (where it relaxes). We furthermore show the importance of the friction against the wall plates for strong confinement and/or flow rates, leading to positive wakes after a local increase of the gap cell, coupled with a transversal orientation of the bubbles, as well as to strong unusual bubbles distortions. In addition, we quantify the defect permeability, by computing the evolution of the bubble velocity within the defect as a function of its height. Finally, in a complementary study, within an international collaboration, we have investigated the interfacial dynamics of a simple fluid, forced to flow through a local partial obstacle in a confining cell. We show that the two-phase interface displacements are strongly affected by the imposed flow rate, leading to asymmetric imbibition–drainage hysteresis cycles.