



Écoulement de mousse dans des modèles de milieux poreux

Virginie Hourtané

► To cite this version:

Virginie Hourtané. Écoulement de mousse dans des modèles de milieux poreux. Chimie-Physique [physics.chem-ph]. Université de Bordeaux, 2014. Français. NNT : 2014BORD0330 . tel-01188575

HAL Id: tel-01188575

<https://theses.hal.science/tel-01188575>

Submitted on 31 Aug 2015

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.

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES CHIMIQUES
SPÉCIALITÉ Physique-chimie

Par Virginie HOURTANÉ

**ÉCOULEMENT DE MOUSSE DANS DES MODÈLES DE
MILIEUX POREUX**

Sous la direction de : Annie COLIN et Hugues BODIGUEL

Soutenue le 3 décembre 2014

Membres du jury :

M. BARET, Jean-Christophe
Mme. JULLIEN, Marie-Caroline
M. PANIZZA, Pascal
M. CHABERT, Max

Professeur CRPP
Chargé de recherches ESPCI
Professeur Université de Rennes
Ingénieur de Recherche Solvay

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur

Titre : Écoulement de mousse dans des modèles de milieux poreux

Résumé :

Pour augmenter le taux de récupération du pétrole, une des solutions chimiques utilisées consiste à injecter des mousses dans les milieux poreux. En effet, les mousses permettent sous certaines conditions de diminuer la mobilité et ainsi d'améliorer le balayage du réservoir. Cependant, les mécanismes contrôlant la mobilité des mousses ne sont pas bien compris. Nous proposons une approche microfluidique permettant une observation directe de l'écoulement des bulles dans un micromodèle de milieux poreux. Nous observons que l'écoulement n'est pas homogène dans le milieu poreux: il se fait uniquement dans quelques chemins. Le nombre de chemins préférentiels dépend de la qualité de la mousse et du nombre capillaire. Si nous simplifions le milieu poreux à une boucle, nous montrons que la formation des chemins préférentiels dépend de la taille de la boucle. En effet, les bulles sont bloquées dans la boucle uniquement quand la taille de la boucle est de l'ordre de grandeur de la taille des bulles.

Mots clés : mousse, bulles, milieux poreux, microfluidique, récupération du pétrole, écoulement diphasiques

Title : Flow of foams in models of porous media

Abstract :

Crude oil is already usually trapped into heterogeneous porous media. In order to increase the recovery efficiency, one of the chemical solutions consists in injecting foams in porous media to expel oil from the rock. Foam is indeed able in some cases to greatly decrease the mobility, leading to a better sweeping of the reservoir. However, the mechanisms controlling the foam mobility are not well known. We propose a microfluidic approach allowing a direct observation of the flow of bubbles in a model of porous media. We observe that the flow is not homogeneous in the porous medium: it is concentrated in some paths. The number of these preferential paths depends of the foam quality and the capillary number. If we simplify the geometry of the porous medium to a loop, we prove that the formation of preferential paths depends of the size of the loop. Indeed we can only immobilize the bubbles if the size of the loop is around the size of the bubbles.

Keywords : foam, bubbles, porous media, microfluidic, oil recovery, two-phase flow

Unité de recherche

[Laboratoire du Futur, UMR 5258, 178, avenue du Dr Schweitzer 33608 Pessac]

Table des matières

1	Récupération assistée du pétrole, milieux poreux et mousses.	1
1	Récupération assistée du pétrole	1
2	Descriptions des écoulements en milieux poreux. Loi de Darcy.	2
2.1	Le cas monophasique.	2
2.2	Le cas diphasique dans la description de Darcy.	3
2.3	Stabilité du front de balayage du pétrole par de l'eau.	3
3	Mousses	5
3.1	Description des mousses en dehors des poreux	5
3.2	Formation et stabilité des mousses en milieux poreux	6
3.3	Ecoulement des mousses dans les milieux poreux	6
	Ecoulement des mousses dans les milieux poreux : deux régimes dif- férents	6
	Mobilité du gaz	8
4	Plan de thèse	10
2	Outils microfluidiques	13
1	Détails expérimentaux	14
1.1	Fabrication de puces microfluidiques en PDMS	14
	Moule en SU8	14
	Puce en PDMS	15
1.2	Fluides utilisés	16
2	Génération des bulles	17
2.1	État de l'art	17
	<u>Co-flow</u>	18
	<u>Jonction en T</u>	18
	<u>Flow-focusing</u>	19
	<u>Géométries 2.5D</u>	20
2.2	Design sélectionné	21
	<u>Premiers essais avec une géométrie en 2.5D</u>	21
	<u>Flow-focusing</u>	22
3	Mesures de pression	26
3.1	Mise en place des mesures de pression	26
3.2	Validation des mesures de pression	27

	... pour un fluide newtonien	27
	...en présence de bulles	28
3	Influence de la présence de bulles dans un canal rectiligne.	31
1	Écoulement d'un train de bulles dans un canal droit : état de l'art.	31
1.1	Écoulement d'un fluide newtonien	32
1.2	Écoulement d'une bulle	33
	<u>Vitesses relatives</u>	34
	<u>Modification du champ de pression en présence de bulles.</u>	35
2	Etudes expérimentales	39
2.1	Protocole expérimental	39
2.2	Vitesse d'écoulement des bulles	39
2.3	Différence de pression en présence de bulles	40
2.4	Discussions	43
4	Écoulement des bulles à une jonction	47
1	Bulles et gouttes à une jonction à faibles nombres capillaires	48
2	Protocole expérimental	51
3	Grande boucle	52
3.1	Observation des différents régimes d'écoulement	52
3.2	Modélisation de l'écoulement.	54
3.3	Le régime filtre	55
3.4	Le régime répartition	55
	Remise en cause des hypothèses	56
	Égalité des débits d'eau	58
	Incompressibilité des bulles	58
4	Analyse de la dynamique des écoulements	61
5	Petite boucle	64
5.1	Régime blocage	66
5.2	Régime déblocage	68
5	Écoulement de mousses dans des modèles de milieu poreux.	73
1	Matériels et méthodes	74
1.1	Design du micro-modèle de milieu poreux.	74
1.2	Caractérisation hydraulique des milieux poreux	76
	Mesure directe de la différence de pression en monophasique	76
	Mesure de pression en présence de bulles	77
	Modélisation	77
1.3	Modèle de milieu poreux simplifié	81
1.4	Mesure des vitesses locales	82
	Principe	83
	Validation et calibration	85
2	Résultats	87

2.1	Réduction de mobilité	87
2.2	Champs des vitesses dans le milieu poreux	89
	Milieu poreux grandes boucles	89
	Milieu poreux petites boucles	93
2.3	Chemins préférentiels	94
	Définition	95
	Résultats	97
3	Discussion	99
3.1	Influence de la taille des boucles et des paramètres de contrôle . . .	99
3.2	Chemins préférentiels	99
3.3	Modification de la qualité de la mousse dans le milieu poreux	101
	Filtration	102
	Estimation de la qualité de la mousse dans le milieu poreux	104
6	Conclusions et perspectives	109

Table des figures

1.1	A gauche, photo d'une mousse [1]. A droite, schéma d'une mousse polyédrique et représentation des bords de plateau. [2].	5
1.2	Evolution de la pression capillaire P_c en fonction de la qualité de mousse f_g [49].	7
1.3	Schéma des deux régimes d'écoulement des mousses dans les milieux poreux définis en fonction des débits d'eau et de gaz [21].	8
1.4	Quantité de mousse mobile dans les milieux poreux en fonction de la vitesse du gaz et du rapport des débits de gaz et d'eau [45].	9
1.5	Evolution de la mobilité relative du gaz en fonction de la qualité de mousse f_g [49].	9
2.1	Protocole de fabrication de puces microfluidiques en PDMS [11].	14
2.2	Mesure de l'angle de contact entre une goutte d'eau et une surface en PDMS non insolée au plasma (à gauche) et une surface en PDMS insolée au plasma quelques minutes avant (à droite).	16
2.3	Mesure de la tension de surface avec la méthode de la goutte pendante. . .	16
2.4	Techniques classiques de génération de gouttes. (a) Écoulement co-flow, (b) jonction en T et (c) flow-focusing [10].	17
2.5	Génération de gouttes avec une géométrie de co-flow [4].	18
2.6	Génération de gouttes avec une jonction en T [44].	19
2.7	Génération de gouttes par flow-focusing [34].	20
2.8	Génération de gouttes monodisperses avec une géométrie 2.5D [15].	20
2.9	Système de génération des bulles 2.5D. $H=150\mu\text{m}$, $L=500\mu\text{m}$, $W=500\mu\text{m}$, $h=15\mu\text{m}$, $l=50\mu\text{m}$, $w=50\mu\text{m}$	21
2.10	Géométrie 2.5D. A gauche, taille des gouttes en fonction du débit d'eau pour des débits d'huile $Q_{\text{eau}}=100\mu\text{L/h}$ (carrés), $Q_{\text{eau}}=500\mu\text{L/h}$ (ronds) et $Q_{\text{eau}}=1000\mu\text{L/h}$ (étoiles). La hauteur h vaut $30\mu\text{m}$. A droite, taille des bulles en fonction du débit d'air pour des débits d'eau $Q_{\text{eau}}=100\mu\text{L/h}$ (carrés), $Q_{\text{eau}}=300\mu\text{L/h}$ (ronds) et $Q_{\text{eau}}=400\mu\text{L/h}$ (étoiles). La hauteur h vaut $15\mu\text{m}$	22
2.11	Génération de bulles d'air dans de l'eau par flow-focusing. Pour le canal $100\times 100\mu\text{m}$ ($w\times h$), $w_{or}=40\mu\text{m}$ et $l_{or}=160\mu\text{m}$. Pour le canal $250\times 300\mu\text{m}$, $w_{or}=100\mu\text{m}$ et $l_{or}=400\mu\text{m}$	22

2.12	Photo du montage expérimental. L'écoulement dans la puce microfluidique est observé au moyen d'un microscope et enregistré par une caméra rapide MIRO. La puce est alimentée en gaz via un contrôleur de pression Fluigent et en solution d'eau et de MIR Vaisselle par un pousse-seringue Cetoni Nemesys.	23
2.13	Forme des bulles.	24
2.14	A gauche, les disques rouges correspondent au canal $100 \times 100 \mu\text{m}$ et les carrés noirs représentent le canal $250 \times 300 \mu\text{m}$. La droite en pointillés bleus représente les valeurs trouvées par J.-P. Raven. A droite, les valeurs trouvées par J.-P. Raven[38].	24
2.15	Géométries utilisées : canal droit, boucle dissymétrique et modèle de milieux poreux.	26
2.16	A gauche , photo d'un capteur de pression en différentiel Honeywell. A droite, schéma des mesures de pression.	26
2.17	Écart de pression dans un canal droit en fonction du débit dans le cas d'un écoulement d'eau. A gauche, pour le canal $100 \times 100 \mu\text{m}$ et à droite pour le canal $250 \times 300 \mu\text{m}$	28
2.18	Rapport des différences de pression entre les canaux de longueur 2 cm et ceux de 1 cm, pour une qualité de mousse q_m variant entre 0,2 et 0,6. . . .	28
3.1	Écoulement de bulles confinées. Coupe d'un tube cylindrique de diamètre $2r$ dans lequel s'écoule une bulle confinée, film de liquide d'épaisseur e entre la bulle et la paroi. Coupe d'un canal rectangulaire de largeur w et de hauteur h dans lequel s'écoule une bulle confinée, présence d'un film d'épaisseur e et de gouttières entre les parois du canal et la bulle.	33
3.2	Perturbation de l'écoulement du fluide pousseur dans un canal induite par une bulle.	34
3.3	Découpage de l'écoulement de bulles dans un canal rectangulaire.	35
3.4	Schéma des ménisques dynamique et statique [6].	37
3.5	Vitesse des bulles en fonction du débit total pour le canal de $250 \times 300 \mu\text{m}$ à gauche et pour le canal de $100 \times 100 \mu\text{m}$ à droite. Les points noirs représentent le cas des grandes bulles ($L_{bulle}/w = 1,4$ pour le canal $100 \times 100 \mu\text{m}$ et $L_{bulle}/w = 1,6$ pour le canal $250 \times 300 \mu\text{m}$) et, en rouge, le cas des petites bulles ($L_{bulle}/w = 1,15$ pour le canal $100 \times 100 \mu\text{m}$ et $L_{bulle}/w = 1,2$ pour le canal 250×300). Les carrés correspondent au régime dilué ($\lambda > 2 \times L_{bulle}$) et les disques au régime concentré ($\lambda < 2 \times L_{bulle}$).	40
3.6	A gauche, canal de dimensions $250 \times 300 \mu\text{m}$. A droite, canal de dimensions $100 \times 100 \mu\text{m}$. Les disques noirs correspondent au régime dilué ($\lambda > 2 \times Lb$) et les carrés rouges au régime concentré ($\lambda < 2 \times Lb$).	41
3.7	Evolution des paramètres b et c pour deux tensioactifs différents en fonction de la concentration en tensioactifs [28].	42
3.8	Evolution de l'écart de pression adimensionnée par l'écart de pression en eau en fonction de la qualité de la mousse q_m . La couleur des points correspond au nombre capillaire Ca	43

4.1	Bulle à une jonction.	48
4.2	Jonction en T représentant la répartition des bulles à la jonction en entrée de la boucle.	50
4.3	Représentation de la géométrie de boucle dissymétrique. R : rayon de la boucle, Θ : angle entre l'entrée et la sortie.	51
4.4	A gauche : régime de filtre. A gauche haut, pour $\Theta = 120^\circ$, $R = 2$, $Q_{eau} = 2200 \mu\text{L}/\text{min}$ et $Q_{air} = 160 \mu\text{L}/\text{min}$ et à gauche bas $\Theta = 60^\circ$, $R = 5$, $Q_{eau} = 700 \mu\text{L}/\text{min}$ et $Q_{air} = 284 \mu\text{L}/\text{min}$. A droite : régime de répartition. A droite haut, pour $\Theta = 120^\circ$, $R = 2$, $Q_{eau} = 200 \mu\text{L}/\text{min}$ et $Q_{air} = 160 \mu\text{L}/\text{min}$ et à droite bas $\Theta = 60^\circ$, $R = 5$, $Q_{eau} = 400 \mu\text{L}/\text{min}$ et $Q_{air} = 284 \mu\text{L}/\text{min}$. . .	53
4.5	Evolution de la fréquence d'apparition des bulles dans chacune des branches à Ca^* fixé. A gauche, la boucle $\Theta = 120^\circ$ et à droite, la boucle $\Theta = 60^\circ$. En noir $Ca^* = 1 \times 10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2 \times 10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$	53
4.6	Evolution de la longueur d'onde λ dans le bras court en régime de filtre en fonction de la qualité de la mousse. A gauche, la boucle $\Theta = 120^\circ$. A droite, la boucle $\Theta = 60^\circ$. En noir $Ca^* = 1 \times 10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2 \times 10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$	55
4.7	Evolution la longueur d'onde λ dans le bras court en régime de répartition en fonction de la qualité de la modèle. A gauche, la boucle $\Theta = 120^\circ$. A droite, la boucle $\Theta = 60^\circ$. En noir $Ca^* = 1 \times 10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2 \times 10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$	56
4.8	Evolution du produit longueur d'onde $\times$ fréquence temporelle dans chaque bras. La ligne rouge correspondant à l'égalité du porduit dans les deux bras. A gauche, la boucle $\Theta = 120^\circ$. A droite, la boucle $\Theta = 60^\circ$	57
4.9	Les $\square$ représentent la boucle $\Theta = 120^\circ$ tandis que les $\bigcirc$ représentent la boucle $\Theta = 60^\circ$	57
4.10	Rapport des débits d'eau entre le bras court et le bras long dans le régime de répartition. A gauche, la boucle $\Theta = 120^\circ$. A droite, la boucle $\Theta = 60^\circ$. .	58
4.11	A gauche, grande boucle 120° et à droite grande boucle 60° . Evolution de la distance λ dans chaque branche : les $\square$ représentent la branche longue et les $\square$ représentent la branche courte. Dans le bras court, $\lambda = L_{bulle}$ pour $q_m \geq 0,5$. .	59
4.12	Grande boucle $\Theta = 120^\circ$: en noir $Ca^* = 1.10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2.10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3.10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6.10^{-3}$. A gauche, modélisation des débits totaux dans chaque bras en fonction de la qualité de la mousse q_m . A droite, modélisation des fréquences d'apparition des bulles dans chaque bras en fonction de q_m	60
4.13	Grande boucle $\Theta = 60^\circ$: en noir $Ca^* = 1.10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2.10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3.10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6.10^{-3}$. A gauche, modélisation du rapport des débits d'eau dans chaque bras et en entrée en fonction de la qualité de la mousse q_m et du nombre capillaire Ca^* . A droite, modélisation du rapport des fréquences d'apparition des bulles dans chaque bras et en entrée en fonction de la qualité de la mousse q_m et du nombre capillaire Ca^* . .	60

4.14	Grande boucle $\Theta = 120^\circ$. a) Régime de répartition dilué $\lambda > L_{bulle}$, $q_m = 0,28$ et $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$. b) Régime de répartition concentré $\lambda = L_{bulle}$, $q_m = 0,65$ et $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$	61
4.15	Distance parcourue par chaque bulle dans le canal d'entrée (en bleu), dans la jonction (en noir) et dans le bras choisi (en rouge pour le bras court et en vert le bras long). a) Régime de répartition dilué $\lambda > L_{bulle}$, $q_m = 0,28$ et $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$. b) Régime de répartition concentré $\lambda = L_{bulle}$, $q_m = 0,65$ et $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$	62
4.16	Evolution de la vitesse instantanée dans le bras court V_1 (rouge) et dans le bras long V_2 (bleu) et de la différence de vitesse $V_1 - V_2$ (noir) en fonction du temps. a) Régime de répartition dilué $\lambda > L_{bulle}$, $q_m = 0,28$ et $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$. b) Régime de répartition concentré $\lambda = L_{bulle}$, $q_m = 0,65$ et $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$	62
4.17	Evolution du temps passé à la jonction ΔT en fonction et de la différence de vitesse entre les deux bras $V_1 - V_2$ à la jonction en fonction du temps t . Les  correspondent aux bulles allant dans le bras long et les  aux bulles dans le bras court. Aa) Régime de répartition dilué $\lambda > L_{bulle}$, $q_m = 0,28$ et $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$. b) Régime de répartition concentré $\lambda = L_{bulle}$, $q_m = 0,65$ et $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$	63
4.18	Evolution du temps passé à la jonction adimensionné par le temps de génération entre deux bulles successives dans le canal d'entrée $\Delta T \times f$ en fonction de la qualité de mousse q_m	63
4.19	Illustration des collisions dans la jonction d'entrée de la grande boucle $\Theta = 120^\circ$	64
4.20	A gauche, $R_{boucle} = 3200\mu m$. A droite, $R_{boucle} = 360\mu m$	64
4.21	Différents schémas de répartition des bulles dans les deux branches pour $Q_{eau} = 1000\mu L/min$ et $Q_{air} = 360\mu L/min$	65
4.22	Petite boucle $\Theta = 120^\circ$: en noir $Ca^* = 1.10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2.10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3.10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6.10^{-3}$	65
4.23	Blocage des bulles dans le bras long. $Q_{air}=100\mu L/min$. $Q_{eau}=250\mu L/min$	66
4.24	Position du ménisque d'une bulle bloquée dans la grande branche. $Q_{air}=100\mu L/min$. $Q_{eau}=250\mu L/min$ entre les deux positions.	67
4.25	Reflux d'eau. $Q_{air}=100\mu L/min$. $Q_{eau}=250\mu L/min$	67
4.26	Régime de répartition : $q_m=0,47$ et $Ca^*=1.45 \times 10^{-3}$. Quand une bulle à la sortie du canal est immobilisée alors la bulle en entrée et aussi immobilisée.	68
4.27	Déblocage des bulles dans le bras long. $q_m=0,8$ et $Ca^*=6 \times 10^{-3}$. Deux images successives sont espacées d'un temps $\Delta t = 0.5ms$	69
4.28	Petite boucle $\Theta = 60^\circ$: en noir $Ca^* = 1.10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2.10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3.10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6.10^{-3}$	70

5.1	Principe de génération du réseau aléatoire. <i>Haut, de gauche à droite</i> : écart-type $s(k)$ utilisé pour la génération des nombres aléatoires, suivi d'un exemple de cette génération (l'image a été zoomée), et enfin à droite, exemple de résultat de la transformée de Fourier inverse. <i>Bas</i> : images successivement obtenues après seuillage de la transformée de Fourier inverse, squelettisation et enfin dilatation.	75
5.2	Modèle de milieu poreux. A gauche, milieu poreux grande boucle. A droite, milieu poreux petite boucle.	76
5.3	Évolution de la différence de pression ΔP en monophasique, en fonction du débit d'eau pour le milieu poreux grande boucle (à gauche) et pour le milieu poreux petite boucle (à droite).	77
5.4	Exemple de détermination des noeuds et des canaux du réseau.	78
5.5	Zoom sur une jonction.	78
5.6	A gauche, représentation du modèle de milieu poreux étudié. A droite, champ de pression lors de l'écoulement d'un fluide newtonien obtenu par modélisation PNM. a) Milieu poreux grande boucle. b) Milieu poreux petite boucle.	79
5.7	A gauche : représentation des débits dans chaque canal dans les deux modèles utilisés, déterminé par résolution du modèle PNM pour un fluide newtonien. La largeur des traits est proportionnelle au débit. A droite : Densité de probabilité des débits, tracée en fonction d'une vitesse normalisée $\tilde{V} = Q_{ij}/N_o S$, où N_o est le nombre de canaux effectifs, défini paragraphe suivant (équation 5.7).	81
5.8	A gauche, modèle de milieu poreux considéré. A droite, modèle simplifié composé de N_o canaux.	82
5.9	Fonction de corrélation $C(\tau)$, obtenue pour $Ca^* = 6,2 \times 10^{-5}$ et $q_m = 0,55$	83
5.10	Exemple de corrélation d'une bulle. <i>Haut</i> : image d'une bulle unique. <i>Milieu</i> : profil d'intensité centré $\bar{I}$ le long du milieu du canal. <i>Bas</i> : fonction de corrélation temporelle de ce profil.	84
5.11	Avancée d'un train de bulles dans un canal. $Ca^* = 6,2 \cdot 10^{-5}$ et $q_m = 0,55$	85
5.12	Fonction de corrélation et détermination du temps de décorrélation τ pour deux débits différents $Q_{total} = 110 \mu L/min$ et $Q_{total} = 320 \mu L/min$	85
5.13	Milieu poreux composé de $N=17$ canaux de longueur $L=1$ cm et de section $w=h=100 \mu m$. $Ca^* = 4,8 \cdot 10^{-4}$ et $q_m = 0,38$	86
5.14	Inverse du temps de décorrélation $\tau(s)$ en fonction de la vitesse des bulles (mm/s) dans le dispositif constitué de 17 canaux parallèles. La droite représente le meilleur ajustement linéaire, de pente $20,1 \times 10^{-3} mm$	86
5.15	Superposition du champs des vitesses et des canaux squelettisés en blanc pour $Ca^* = 5,1 \cdot 10^{-3}$ et $q_m = 0,68$	87
5.16	<i>Haut</i> : Réduction de mobilité $\Delta P/\Delta P_0$ en fonction de la qualité de la mousse q_m pour les deux modèles de milieu poreux. Le gradient de couleur correspond au nombre capillaire déterminé à partir de la vitesse effective $Ca = \eta Q/\gamma N_o S$. <i>Bas</i> : Zoom pour q_m compris entre 0 et 0.5.	88

5.17	Champ des vitesses $\tilde{V}$ pour le milieu poreux grandes boucles. Les vitesses sont comprises entre 0 (en bleu) et 5 (en rouge) : l'échelle de couleur est volontairement identique sur toutes les images. Les nombres capillaires (calculé sur le flux d'air) sont $Ca^* = 6, 2.10^{-5}, 1, 2.10^{-4}, 2, 2.10^{-4}, 4, 4.10^{-4}$ et $6, 4.10^{-4}$; et les qualités $q_m = 0,3, 0,5$ et $0,7$	90
5.18	Densité de probabilité des vitesses dans le milieu poreux grandes boucles. Chaque sous-figure correspond à une série d'expérience à Ca^* fixée : a) $Ca^* = 1, 2.10^{-4}$, b) $Ca^* = 2, 2.10^{-4}$, c) $Ca^* = 4, 4.10^{-4}$, d) $Ca^* = 6, 4.10^{-4}$. Les courbes en pointillés correspondent à la théorie pour le fluide newtonien. Les courbes en noir représentent l'écoulement d'une mousse à $q_m = 0,3$, celles en bleu à $q_m = 0,5$ et en rouge à $q_m = 0,7$	91
5.19	Milieu poreux grandes boucles. A gauche, évolution de la vitesse moyenne $\tilde{V}$ en fonction de la qualité de la mousse à Ca^* fixé. A droite, évolution de l'écart-type E en fonction de la qualité de la mousse à Ca^* fixé. Les $\square$ représentent $Ca^* = 6, 4.10^{-4}$, les $*$ $Ca^* = 4, 4.10^{-4}$, les $\triangleright$ $Ca^* = 2, 2.10^{-4}$ et les $\circ$ $Ca^* = 1, 2.10^{-4}$. Les courbes en pointillées correspondent au fluide newtonien, pour lequel ces grandeurs ne dépendent pas du nombre capillaire.	92
5.20	Milieu poreux petites boucles. $Ca^* = 1, 2.10^{-4}, 2, 2.10^{-4}, 4, 4.10^{-4}$ et $6, 4.10^{-4}$. $q_m = 0,2, 0,5, 0,6$ et $0,7$	93
5.21	Densité de probabilité des vitesses dans le milieu poreux petites boucles. Chaque sous-figure correspond à une série d'expérience à Ca^* fixée : a) $Ca^* = 1, 2.10^{-4}$, b) $Ca^* = 2, 2.10^{-4}$, c) $Ca^* = 4, 4.10^{-4}$, d) $Ca^* = 6, 4.10^{-4}$. Les courbes en pointillés correspondent à la théorie pour le fluide newtonien. Les courbes en noir représentent l'écoulement d'une mousse à $q_m = 0,32$, celles en bleu à $q_m = 0,5$, en rouge à $q_m = 0,6$ et en vert à $q_m = 0,7$	94
5.22	Milieu poreux petites boucles. A gauche, évolution de la vitesse moyenne $\tilde{V}$ en fonction de la qualité de la mousse à Ca^* fixé. A droite, évolution de l'écart-type E en fonction de la qualité de la mousse à Ca^* fixé. Les $\square$ représentent $Ca^* = 6, 4.10^{-4}$, les $\circ$ $Ca^* = 4, 4.10^{-4}$, les $\triangleright$ $Ca^* = 2, 2.10^{-4}$ et les $\triangleleft$ $Ca^* = 1, 2.10^{-4}$. Les droites noires correspondent aux valeurs obtenues avec un fluide newtonien ($\tilde{V}=0.73$ et $E=0.39$).	95
5.23	Modélisation du milieu poreux et détermination des canaux participant à l'écoulement dans le cas d'un fluide newtonien.	97
5.24	Evolution du nombre de chemins préférentiels par rapport au nombre de chemins initiaux en fonction du nombre capillaire Ca . La couleur des symboles représente la qualité q_m , selon l'échelle de couleur affichée en haut à droite. Les ronds représentent le milieu poreux grande boucle et les carrés le milieu poreux petite boucle. La ligne est un guide pour les yeux, de pente 1.	98
5.25	Evolution du rapport $\Delta P_{pref}/\Delta P$ en fonction de la qualité de la mousse q_m . ΔP_{pref} est la différence de pression théorique qui prend en compte les chemins préférentiels. La couleur des symboles représente le nombre capillaire Ca , selon l'échelle de couleur indiquée. A gauche, milieu poreux grande boucle. A droite, milieu poreux petite boucle.	100

5.26	En haut, le milieu poreux grande boucle, $Q_{total} = 120\mu L/min$ et $qm = 0.29$. En bas, le milieu poreux petite boucle, $Q_{total} = 305\mu L/min$ et $qm = 0.35$.	101
5.27		102
5.28	Observation de l'assèchement dans le milieu poreux petite boucle. $Q_{total} = 20\mu L/min$ et $q_m = 0.5$	103
5.29	Observation de l'assèchement dans le milieu poreux petite boucle. $Q_{total} = 20\mu L/min$ et $q_m = 0.5$	104
5.30	Comparaison entre la qualité de mousse effective calculée dans le milieu poreux q_m^{eff} pour rendre compte des pressions mesurées et la qualité de mousse injectée q_m . Les couleurs des symboles représentent le nombre capillaire Ca (voir échelle de gris). En haut, milieu poreux grandes boucles. En bas, milieu poreux petites boucles. La ligne horizontale représente la valeur de 0,75, pour laquelle $\lambda \simeq L_{bulle}$	105

Chapitre 1

Récupération assistée du pétrole, milieux poreux et mousses.

1 Récupération assistée du pétrole

L'économie mondiale actuelle s'appuie sur l'exploitation des ressources de pétrole et de gaz. Ces dernières sont une source d'énergie et de matières premières. Le pétrole est une huile plus ou moins visqueuse composée d'hydrocarbures. Sa formation résulte d'un long processus physicochimique qui s'effectue sur plusieurs centaines de millions d'années. La matière organique provenant d'animaux ou de végétaux morts s'accumule par gravité dans la matière minérale. La température et la pression de cette strate organique augmentent du fait de l'enfouissement par des sédiments. Ces conditions de pression et température font que la matière organique se transforme en kérogène qui est ensuite pyrolysé en hydrocarbures si la température est suffisante. Les hydrocarbures formés, plus légers que l'eau, sont expulsés du kérogène. Ils sont piégés dans une zone perméable (du sable ou des carbonates par exemple) appelée roche réservoir, roche qui est recouverte par une couche imperméable (mélange d'argile, de schiste et de gypse). Il existe différents types de pétrole, avec des compositions chimiques variées.

La récupération du pétrole s'effectue selon différents modes. Lorsqu'un puits est foré, le pétrole remonte spontanément à la surface sous la différence de pression entre l'intérieur du réservoir pétrolier et la surface. Ce phénomène est appelé récupération primaire et permet de récupérer 5 à 20 % du pétrole présent dans un puits. De façon à augmenter ce taux de récupération, de l'eau ou du gaz sont injectés pour pousser le pétrole à travers le milieu poreux des puits d'injection vers les puits de production. Le taux de récupération varie alors de 15 à 35%. Ces opérations constituent la récupération secondaire. Pour récupérer le pétrole piégé, il est alors nécessaire de faire appel à des techniques de récupération tertiaire basées sur la récupération chimique (injection de surfactants et de polymères), la récupération par CO₂ ou la récupération thermique. Un gain de 20% supplémentaire est généralement atteint grâce à ces techniques. Ces techniques se basent sur des principes de

réduction de tension interfaciale et d'augmentation de la viscosité de la phase pousseuse. Notons que pour être viables, ces techniques nécessitent que le prix du baril de pétrole soit supérieur à une quarantaine de dollars. Ceci explique que bien que développées dans les années 80, peu de compagnies pétrolières les utilisaient à la fin du 20ème siècle. Depuis dix ans, du fait des conditions économiques, ces techniques connaissent un nouvel essor et commencent à être implémentées. Des problèmes techniques demeurent. Il faut être capable de choisir la technique la plus adaptée au puits. Pour ce faire une bonne compréhension des écoulements au sein du milieu poreux est nécessaire.

Dans le paragraphe suivant, nous allons décrire plus en détail ces écoulements à l'échelle de Darcy. Nous montrerons pourquoi il est important que la phase qui pousse le pétrole piégé ait une forte viscosité (en fait un rapport de viscosité divisé par la perméabilité important). Ceci nous amènera à introduire le sujet de notre étude qui est l'écoulement de mousse en milieu poreux. Nous concluons en présentant les objectifs de la thèse.

2 Descriptions des écoulements en milieux poreux. Loi de Darcy.

2.1 Le cas monophasique.

Un milieu poreux est une matrice constituée de pores dont les tailles varient entre le micromètre et le centimètre. Ces pores peuvent être interconnectés ou non. La porosité d'un milieu (notée p par la suite) est définie comme le volume des pores divisé par le volume total du poreux. La porosité est une grandeur comprise entre 0 et 1. Pour connaître l'écoulement du fluide, il faut connaître la géométrie du poreux. Toutefois la taille et la complexité du réseau rendent impossible une résolution des équations de Navier-Stokes à l'échelle du pore, pour connaître les écoulements au niveau du réservoir. La modélisation des écoulements se fait à une échelle de taille intermédiaire comprise entre la taille du pore et la taille du réservoir appelée échelle de Darcy.

A cette échelle, la perte de charge à bas nombre de Reynolds dans une partie du poreux ΔP est reliée au débit le traversant Q par : $\vec{Q} = -\frac{K}{\eta} \overrightarrow{\text{grad}} P - \rho \vec{g}$ où K représente la perméabilité du milieu poreux, η la viscosité du fluide, ρ la masse volumique du fluide et $\vec{g}$ la force de pesanteur. Outre cette équation, la conservation de la matière impose en régime stationnaire que $\text{div}(\rho \vec{u}) = 0$ où $\vec{u}$ est donnée par $\vec{Q}/\Sigma p$ ou Σ est la section du poreux et p la porosité. La résolution de ces deux équations permet de modéliser simplement l'écoulement d'un fluide unique dans un poreux. Lorsque deux fluides sont présents, une telle description est plus complexe car il faut prendre en compte les interactions entre les deux fluides. Le paragraphe suivant va traiter le cas diphasique.

2.2 Le cas diphasique dans la description de Darcy.

Lorsque deux fluides sont présents dans un milieu poreux, la capacité à s'écouler du premier fluide dépend de la présence du second. De plus, les interactions microscopiques entre les deux fluides (tension de surface et pression capillaire) induisent des fluctuations de pression qui doivent être prise en compte. Pour ce faire une version généralisée des équations de Darcy est proposée. Par la suite, l'indice e se rapporte à l'eau et l'indice h se rapporte à l'huile. Le débit de chacun des fluides est relié au gradient de pression qu'il supporte par :

$$\vec{v}_e = -\frac{Kk_e}{\eta_e}(\overrightarrow{grad}P_e) \quad (1.1)$$

$$\vec{v}_h = -\frac{Kk_h}{\eta_h}(\overrightarrow{grad}P_h) \quad (1.2)$$

Dans ces équations la gravité est négligée. K est la perméabilité du poreux, k_e et k_h sont les perméabilités relatives à l'eau et à l'huile. Les perméabilités relatives dépendent des quantités d'eau et d'huile présentes dans le poreux appelées saturation. La saturation est le volume de fluide divisé par le volume des pores. Ces perméabilités relatives se déterminent expérimentalement. P_h et P_e sont les pressions dans les phases d'huile et d'eau. Elles sont différentes du fait de la tension interfaciale. La modélisation de ces phénomènes capillaires est la principale difficulté rencontrée dans le calcul des écoulements diphasiques.

2.3 Stabilité du front de balayage du pétrole par de l'eau.

A partir de cette modélisation, Homsy a analysé la stabilité d'un front d'huile poussé par de l'eau (indice e concerne la phase eau et l'indice h la phase huile) [18]. Il montre qu'en absence de gravité, l'écoulement est stable uniquement si

$$\frac{\eta_e}{k_e} > \frac{\eta_h}{k_h}. \quad (1.3)$$

Ceci explique pourquoi il est nécessaire d'injecter un fluide plus visqueux que le fluide en place pour éviter les instabilités de digitation et le piégeage d'huile au sein du poreux. Les quelques lignes suivantes détaillent le calcul réalisé par Homsy.

Considérons un domaine géométrique poreux. Au départ de l'expérience, le pétrole se situe dans la zone $y > 0$ et le fluide pousseur est dans la zone $y < 0$. Cherchons tout d'abord à déterminer la vitesse de propagation du front V en fonction de la chute de pression en supposant que celui-ci se déplace en restant plat. Les deux fluides obéissent aux équations de Darcy. En négligeant la gravité, on peut écrire pour chaque fluide :

$$\vec{v} = \overrightarrow{grad}\phi, \quad (1.4)$$

et

$$p = -\frac{\eta}{kK}\phi, \quad (1.5)$$

Comme les fluides sont incompressibles, le potentiel de vitesse ϕ vérifie : $\Delta\phi = 0$. Ainsi,

$$\phi = Vy + f(t) = -p \frac{kK}{\eta}. \quad (1.6)$$

Au niveau du front, le saut de pression est égal à la pression capillaire. Ceci permet d'estimer les fonctions f . On obtient :

$$(V^2t + fe(t)) \frac{\eta_e}{k_e K} - (V^2t + fh(t)) \frac{\eta_h}{k_h K} = pc. \quad (1.7)$$

Pour que cette équation soit vraie à n'importe quel temps, il faut que :

$$f_e(t) = F_e t + C_e, \quad (1.8)$$

et

$$f_h(t) = F_h t, \quad (1.9)$$

avec F_e, C_e et F_h des constantes qui vérifient :

$$(V^2 + F_e) \frac{\eta_e}{k_e K} - (V^2 + F_h) \frac{\eta_h}{k_h K} = 0, \quad (1.10)$$

et

$$C_e \frac{\eta_e}{k_e K} = pc. \quad (1.11)$$

Considérons une perturbation de l'interface $y = Vt + h(x, t)$ où $h = a \exp(i\alpha x - i\omega t)$. La nouvelle solution du champ de vitesse est :

$$\phi_e = Vy + F_e t + C_e + B_e \exp(i\alpha x - i\omega t - \alpha(y - Vt)), \quad (1.12)$$

$$\phi_h = Vy + F_h t + B_h \exp(i\alpha x - i\omega t - \alpha(y - Vt)). \quad (1.13)$$

La continuité du champ de vitesse et le fait que le saut de pression soit égal à la pression capillaire permettent la détermination des constantes B_e et B_h et fixent la valeur du taux de croissance.

$$i\omega = \alpha \frac{V \frac{\eta_e}{k_e} - \frac{\eta_h}{k_h}}{\frac{\eta_e}{k_e} + \frac{\eta_h}{k_h}}. \quad (1.14)$$

Ainsi l'écoulement est stable si

$$\frac{\frac{\eta_e}{k_e} - \frac{\eta_h}{k_h}}{\frac{\eta_e}{k_e} + \frac{\eta_h}{k_h}} > 0 \Rightarrow \frac{\eta_e}{k_e} > \frac{\eta_h}{k_h}. \quad (1.15)$$

Ce calcul montre qu'il est important d'utiliser des fluides visqueux pour pousser un front d'huile. Notons que le fluide pousseur n'a pas besoin d'être plus visqueux que le fluide en place. Il faut simplement que le rapport de viscosité entre le fluide pousseur et le fluide poussé soit plus grand que $\frac{k_e}{k_h}$. Pour répondre à ce critère, deux solutions sont classiquement utilisées : les solutions de polymères et les mousses de savon.

3 Mousses

3.1 Description des mousses en dehors des poreux

Les mousses sont des dispersions de gaz dans un liquide [19]. Selon la fraction de volume en gaz, les bulles de gaz sont des cellules sphériques ou polyédriques qui sont séparées par des films liquides minces appelés films de mousse ou lamelles. Dans les mousses polyédriques sèches, les films se rencontrent pour former des bords de Plateau. Ces bords de Plateau forment un réseau connecté.

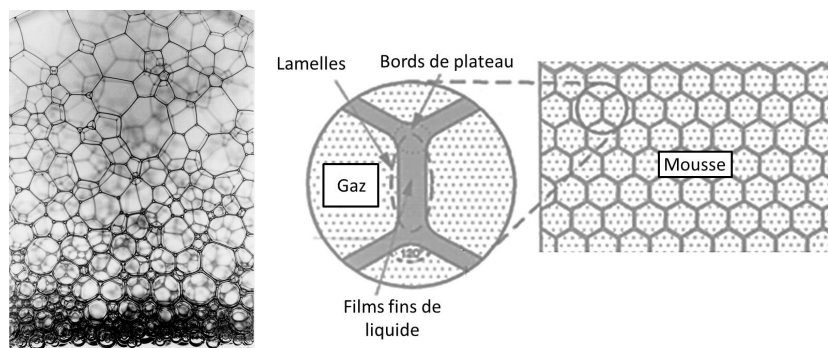


FIGURE 1.1 – A gauche, photo d’une mousse [1]. A droite, schéma d’une mousse polyédrique et représentation des bords de plateau. [2].

Les mousses sont des systèmes métastables. Elles disparaissent au cours du temps pour laisser la place à une simple interface eau-air ce qui permet de minimiser l’aire de contact et donc l’énergie interfaciale. En volume, en dehors d’un milieu poreux, les modes de destruction ou d’évolution d’une mousse sont au nombre de trois : le drainage, le mûrissement d’Oswald et la coalescence. Le drainage est contrôlé par la gravité et correspond à l’écoulement du liquide dans les bords de Plateau. Dans le procédé de mûrissement, la déstabilisation de mousse résulte du transfert du gaz des petites bulles vers les grandes bulles à cause de leur pression interne différente. La coalescence correspond à la rupture des films minces qui séparent les bulles. Elle est principalement gouvernée par la fraction liquide [9] [5]. En dessous d’une fraction liquide, la mousse casse. Ce point a été vérifié expérimentalement par de nombreuses équipes. Cette gamme critique de fraction liquide dépend de la concentration en tensioactifs et de la nature du tensioactif, mais ne dépend pas de la taille des bulles. Notons que des mécanismes faisant intervenir la pression de disjonction (i.e. l’interaction entre les films liquides) ont déjà été évoqués dans la littérature. A notre connaissance il n’existe pas de vérification quantitative de ce critère sur les mousses liquides. En effet, la pression de disjonction appliquée sur une mousse qui casse est de l’ordre de 100 Pa pour des bulles de 1 mm. Cette pression est très faible par rapport à la pression que peut supporter un film isolé dans une expérience de Thin liquid Balance (typiquement 10^5 Pa).

3.2 Formation et stabilité des mousses en milieux poreux

Dans les milieux poreux, la situation est différente. Les bulles ou films minces sont entourés de solide, ce qui va modifier certains mécanismes. Le mûrissement d'Oswald est fortement influencé par la présence des murs. Il devient un phénomène secondaire car les bulles ne peuvent pas grandir plus que la taille des pores. La stabilité des mousses vis-à-vis de la coalescence semble elle aussi affectée. Khatib et al. [49] ont montré que lorsque la pression capillaire atteint une valeur critique, les bulles se cassent. Ils ont suivi ce phénomène expérimentalement en notant que les signaux de saut de pression entre l'eau et l'air (i.e. la pression capillaire) présentaient des discontinuités. Lorsqu'ils augmentent le flux de gaz injecté la pression capillaire demeure constante.

Les phénomènes de rupture de bulles sont plus nombreux jusqu'à l'apparition d'un domaine chaotique où la mousse disparaît du poreux. Il est important de noter que cette phase se produit à pression capillaire constante mais aussi à saturation en liquide constante. Dans les milieux poreux, ce phénomène a été analysé et interprété comme étant un mécanisme mettant en jeu une pression de disjonction critique. Les auteurs considèrent ainsi que si le film de savon met en jeu des pressions de disjonction importantes i.e des forces répulsives, il va demeurer stable dans un poreux. Notons que le mécanisme pourrait être analysé dans le même cadre que précédemment et pensé comme un mécanisme intervenant à fraction liquide critique. Dans ce cas-là, le rôle des forces répulsives serait moins évident.

La question principale de la pétrophysique concernant les mousses porte sur leur mode d'écoulement dans les milieux poreux. Il s'agit de comprendre comment injecter la mousse pour qu'elle soit visqueuse et ainsi un excellent fluide pousseur. Comme nous allons le voir dans la suite, différents régimes existent. La compréhension de ces régimes et pourquoi les mousses présentent des viscosités importantes restent toutefois mal compris.

3.3 Ecoulement des mousses dans les milieux poreux

Écoulement des mousses dans les milieux poreux : deux régimes différents

Khatib et al. [49] ont mesuré de façon simultanée la pression capillaire et la mobilité d'une mousse qui coule dans des milieux poreux faits de grains de sable ou de billes. Ils montrent que lorsque le rapport entre le débit de gaz et le débit total f_g croît, la pression capillaire (qui correspond à la différence entre la pression du gaz et la pression du liquide) augmente pour atteindre une valeur limite P_c^* . f_g est appelé qualité de la mousse et f_g^* est la qualité de la mousse lorsque la pression atteint la valeur P_c^* . Pour des valeurs de f_g supérieures à f_g^* , la pression capillaire demeure constante, la structure de la mousse évolue, des lamelles se cassent et se reforment et la saturation en liquide demeure constante. La perte de charge le long du poreux est indépendante de la vitesse du gaz et est proportionnelle à la vitesse du liquide. En effet sous ces conditions, l'eau forme un chemin continu entre les deux extrémités du poreux. La perte de charge mesurée est proportionnelle au gradient de pression supportée par l'eau. Comme la pression capillaire ne change plus et que la saturation est constante, la perméabilité relative est indépendante des caractéristiques de

l'écoulement du gaz. La perte de charge ne dépend donc plus que du débit d'eau. Si f_g croît encore, les événements de coalescence deviennent trop importants et nombreux, la mesure de la pression capillaire devient impossible.

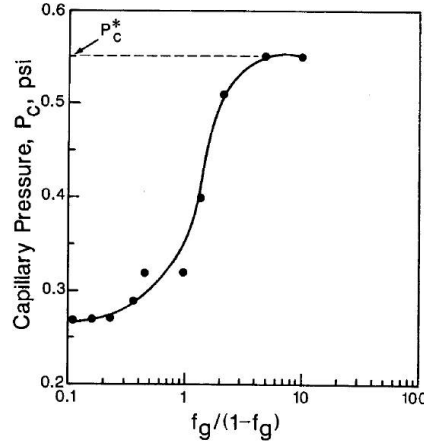


FIGURE 1.2 – Evolution de la pression capillaire P_c en fonction de la qualité de mousse f_g [49].

Les études suivantes d'Olsterloh et Jane [31] confirment et complètent ces premiers résultats. Ils montrent que pour des qualités inférieures à f_g^* , la perte de charge ne dépend que du débit de gaz et est indépendante du débit de liquide. Il s'agit du régime de basse qualité. A partir de f_g^* , la pression capillaire atteint une valeur critique et demeure constante. Ce régime est un régime dit de haute qualité. Des événements de coalescence sont présents. Dans ce régime, la perte de charge est indépendante du débit de gaz et ne dépend que du débit de liquide. Alors que Khatib avait trouvé une loi linéaire entre la perte de charge et le débit de liquide, Olsterloh et Jane trouvent une loi de puissance avec un exposant compris entre 0.31 et 0.33. Comme Khatib, Olsterloh et Jane retrouvent le régime chaotique où les événements de coalescence sont très nombreux. Dans cette région, la mobilité du gaz croît énormément. Cette situation correspond à des qualités supérieures à 0.998 dans les expériences d'Olsterloh et Jante et à des qualités supérieures à 0.7 pour les études d'Alvarez [21]. Dans ces études plus récentes, Alvarez lie ces régimes à la structure de la mousse. Pour des mousses de basse qualité, la taille des bulles est indépendante du débit de gaz et est fixée par le poreux. Pour des mousses de forte qualité, la taille des bulles (qui sont des lamelles) est fixée par la stabilité de la mousse et par les surfactants. Au-delà des dépendances en fonction des débits de liquide ou de gaz, les différents régimes présentent des mobilités différentes.

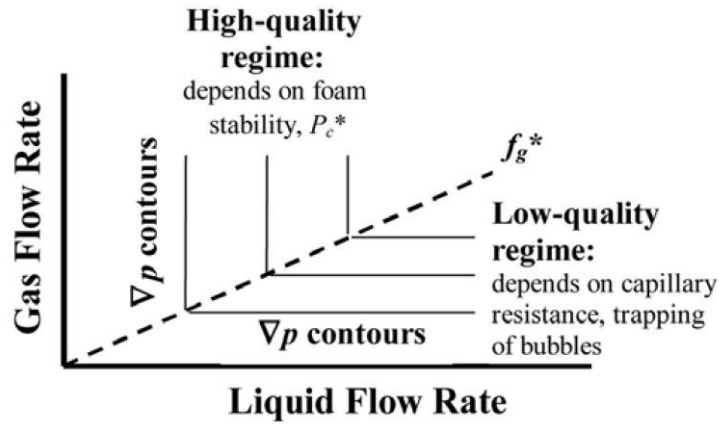


FIGURE 1.3 – Schéma des deux régimes d'écoulement des mousses dans les milieux poreux définis en fonction des débits d'eau et de gaz [21].

Mobilité du gaz

En présence de mousse que ce soit dans le régime basse qualité ou dans le régime haute qualité, la mobilité du gaz est très faible. Nous rappelons que la mobilité est définie comme le rapport entre le débit de gaz et le gradient de pression. La mobilité relative est définie comme la mobilité divisée par la perméabilité. Ce paramètre prend donc en compte la valeur de la perméabilité relative divisée par la viscosité. Dans le régime de basse qualité la structure des bulles ne varie pas. Les bulles sont stables. Rossen et Wang [39] proposent que dans ce régime les petits pores soient remplis d'eau, le gaz circule dans les grands pores et dans les pores intermédiaires le gaz est piégé. Cette répartition inhomogène et l'existence de gaz piégé expliquent la perte de mobilité du gaz. Dans cette vision l'existence de chemins préférentiels est liée au fait que les différents pores du milieu ont des tailles différentes et que du fait des pressions de Laplace les bulles ne pénètrent pas dans les très petits canaux.

Ce point a été étudié en détail en utilisant des traceurs de type méthane ou dioxyde de carbone. Tang et Kovscek [45] montrent que plus de 80% du gaz est piégé et stationnaire dans le milieu poreux, ce qui explique la réduction de mobilité par l'existence de chemins préférentiels. La quantité de gaz piégé diminue lorsque la vitesse du gaz augmente ou lorsque le rapport débit de gaz sur débit d'eau augmente dans le régime de haute qualité.

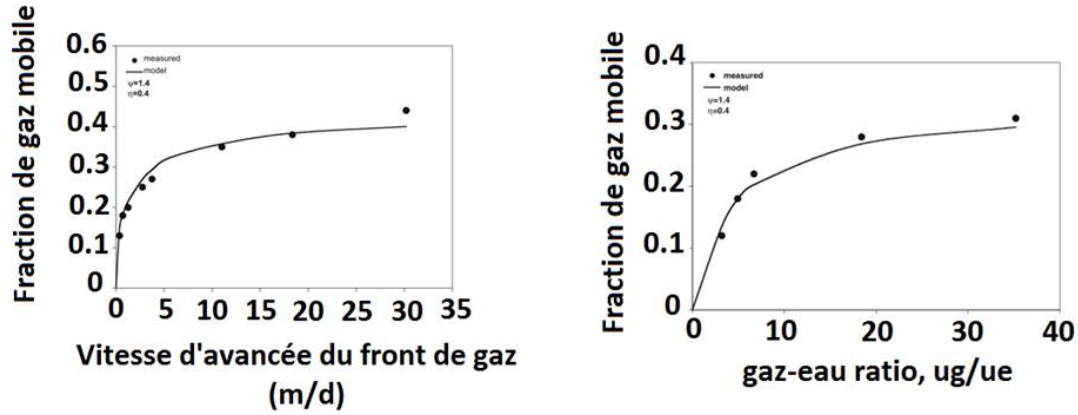


FIGURE 1.4 – Quantité de mousse mobile dans les milieux poreux en fonction de la vitesse du gaz et du rapport des débits de gaz et d'eau [45].

La figure 1.5 présente l'évolution de la mobilité relative des gaz dans le régime haute qualité. Les valeurs de mobilité obtenues sont très faibles et correspondent à des viscosités effectives très importantes de l'ordre de 1000 fois l'eau. Comme dans le régime basse qualité les faibles valeurs de mobilité sont reliées à l'existence de chemins préférentiels. L'augmentation de la mobilité pour des valeurs de qualité très importante correspond au régime chaotique et à la rupture de zone entière de mousse.

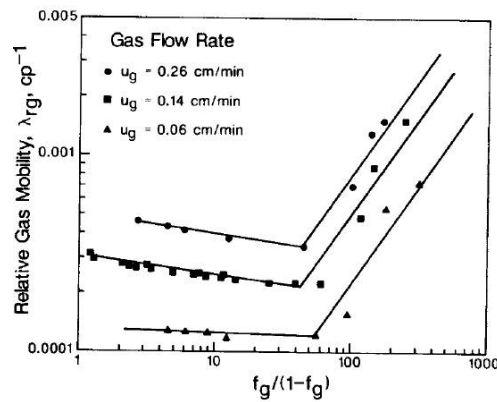


FIGURE 1.5 – Evolution de la mobilité relative du gaz en fonction de la qualité de mousse f_g [49].

4 Plan de thèse

Le paragraphe précédent résume les principaux résultats obtenus sur les milieux poreux. Le paramètre clef semble être la compréhension de la formation des chemins préférentiels. La microfluidique est une technique de choix pour mimer les écoulements en milieu poreux à des échelles pertinentes, de la taille du pore (de l'ordre du μm) au milieu poreux global (de l'ordre du cm). Le fait que les micromodèles soient transparents permet une observation directe de l'écoulement dans le milieu poreux au contraire des roches. Un autre avantage de la microfluidique est de pouvoir générer des gouttes ou des bulles de quelques centaines de microns de façon stable en contrôlant leur taille, leur vitesse ainsi que leur concentration. Ces paramètres permettent de faire varier la qualité de la mousse ainsi que le nombre capillaire. Dans la littérature, de nombreux travaux portent sur le trafic de gouttes notamment dans le cadre de la microfluidique digitale pour des applications en biologie ou en chimie par exemple. Ces travaux étudient l'écoulement des gouttes dans des réseaux de canaux uniquement lorsque les gouttes sont très diluées. Plus récemment, certaines études se sont intéressées à l'écoulement des bulles concentrées dans des micromodèles de milieu poreux [22], [8] et [30]. Il s'agit surtout de résultats illustratifs de l'écoulement de mousses dans des géométries complexes (tailles de pores hétérogènes, fractures, etc).

L'objectif de cette thèse est de comprendre la formation des chemins préférentiels lors de l'écoulement des mousses dans les milieux poreux. Nous allons chercher à identifier les paramètres importants pour créer de tels chemins puis à quantifier ces derniers. Ces informations devraient alors permettre de déterminer l'influence des chemins préférentiels sur la réduction de mobilité. L'approche microfluidique que nous proposons permet de travailler avec des mousses différentes : des mousses diluées (pas d'interactions entre les bulles) et des mousses concentrées (les bulles sont au contact les unes des autres et peuvent interagir). De plus, les modèles de milieu poreux étudiés ont une géométrie parfaitement contrôlée. Dans ces travaux, nous nous sommes placés dans des géométries simples où les canaux sont de tailles homogènes et reliés par des boucles.

Dans le premier chapitre, nous avons tout d'abord présenté les outils microfluidiques mis en place pour générer et contrôler la mousse, observer son écoulement à travers différentes géométries et mesurer les pertes de charge associées. Nous nous sommes intéressés dans le chapitre 2 à l'écoulement d'un train de bulles d'air dans un canal droit. Ces expériences ont permis de quantifier la surpression associée à la présence des bulles dans le canal en fonction de la qualité de la mousse et de leur vitesse d'écoulement. Par la suite, dans le chapitre 3, nous avons regardé le choix qu'effectue chaque bulle dans une boucle dissymétrique. Nous avons montré que le choix des bulles dépendait du choix effectué par les bulles précédentes. En modifiant la taille de la boucle, nous avons réussi à créer des chemins préférentiels avec une taille de canaux homogène. Cette boucle dissymétrique représente un motif d'un milieu poreux. Comprendre ce qu'il se passe à cette échelle nous a permis ensuite d'étudier l'écoulement de la mousse dans un milieu poreux modèle constitué d'un réseau de boucles dans le chapitre 4. Notons que nos expériences ont consisté à décrire ce qui se passe dans

le régime basse qualité. En effet, notre mode de formation de mousse et nos techniques d'injection ne nous a pas permis d'atteindre des niveaux de qualité assez important pour être dans le régime haute qualité.

Chapitre 2

Outils microfluidiques

Introduction

Ces dernières années, l'essor de la microfluidique, ses applications en biologie ou en chimie avec les laboratoires sur puce, a permis de faire des progrès considérables sur la production et le contrôle de trains de gouttes, servant pour des applications de réacteurs isolés[25]. Cette branche de la microfluidique, appelée microfluidique digitale constitue un modèle expérimental de choix pour mieux comprendre les mécanismes qui gèrent les écoulements de gouttes.

Ces techniques de génération de gouttes ont aussi été largement utilisées pour la formation de bulles et vont nous permettre de générer un train de bulles de taille homogène et de contrôler leur vitesse. Cependant, elles ne permettent pas de modifier directement la distance entre les bulles, ce qui est très important pour nous puisque ce paramètre contrôle la concentration des bulles et donc la qualité de la mousse.

La présence de gouttes ou bulles dans un canal perturbe l'écoulement du fluide porteur et entraîne une surpression. Mesurer la pression dans nos canaux est indispensable pour comprendre l'écoulement du train de bulles. Une partie du travail expérimental a consisté à mettre en place des mesures directes de pression à différentes positions dans les canaux.

Dans ce chapitre, nous exposerons tout d'abord les dispositifs microfluidiques fabriqués pendant cette thèse ainsi que le système de fluides utilisés. Nous verrons ensuite quelles géométries de génération de bulles nous avons essayées et celle que nous avons finalement choisie. Pour finir, nous présenterons les moyens mis en place pour pouvoir mesurer la pression dans nos canaux en présence de bulles.

Détails expérimentaux

1.1 Fabrication de puces microfluidiques en PDMS

La géométrie des micromodèles a été dessinée avec les logiciels Clewin3 et Matlab. Il existe différents matériaux pour la fabrication microfluidique tels que le verre, les résines SU8 ou bien la colle NOA81. Nous avons choisi de réaliser des puces microfluidiques à base d'un élastomère, le PDMS (PolyDiMethylSiloxane) car il permet d'obtenir des puces avec des géométries complexes peu chères, transparentes et fonctionnelles en moins de 24h. Les protocoles de fabrication avec cet élastomère sont bien connus [12], ses principales étapes sont représentées sur la figure 2.1.

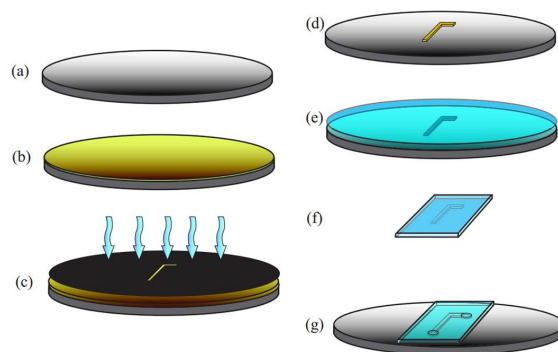


FIGURE 2.1 – Protocole de fabrication de puces microfluidiques en PDMS [11].

Moule en SU8

Il faut tout d'abord réaliser un moule négatif de nos canaux.

(a) Nettoyage du substrat : un wafer en silicium de 3 pouces de diamètre est nettoyé avec de l'isopropanol et de l'acétone puis exposé au plasma pendant 1 minute afin de favoriser le dépôt de la résine.

(b) Dépôt de la résine : une couche de résine photosensible négative, SU8 3000, est déposée grâce à une tournette. Les paramètres de spin-coating (la vitesse de rotation, la durée et l'accélération) et la viscosité de la résine vont déterminer l'épaisseur de la couche de résine déposée et donc l'épaisseur de nos canaux avec une précision au micron. Ensuite le wafer recouvert de résine est déposé sur une plaque chauffante (Avantec). La température et la durée de cuisson dépendent de l'épaisseur souhaitée. Cette étape permet d'évaporer les solvants.

(c) Insolation : la résine est insolée avec un aligneur UV pendant quelques secondes à travers le masque des canaux. Sur le masque, les canaux sont transparents tandis que le reste est noir. Ainsi la résine se trouvant au niveau des zones transparentes du masque va réticuler. Le temps d'exposition est fonction de la puissance de la lampe UV et de l'énergie d'exposition requise pour l'épaisseur donnée. Une seconde cuisson est nécessaire pour finir la réticulation.

(d) Développement : cette dernière étape permet d'enlever la résine non réticulée à l'aide du développeur PGMEA (Propylene Glycol Monomethyl Ether Acetate) et ainsi de faire apparaître les canaux. Nous obtenons alors un moule négatif des canaux.

La hauteur des canaux est par la suite vérifiée à l'aide d'un profilomètre à pointe (Veeco). Cet appareil nous permet de contrôler la hauteur de chaque canal dans une gamme allant de 100 nm à 300 μm .

A partir de ce moule, nous allons pouvoir fabriquer ensuite notre micromodèle en PDMS.

Puce en PDMS

(e) Préparation et moulage du PDMS : un mélange 10 :1 de polydiméthylsiloxane (PDMS) et de son réticulant est préparé. Pendant cette étape, de nombreuses bulles apparaissent. Le mélange est dégazé dans une cloche à vide puis versé sur le moule. L'ensemble est placé ensuite dans une étuve à 65 ° C pendant 1h afin que le PDMS soit complètement réticulé.

(f) Démoulage et découpage : Après la cuisson, on démoule le PDMS du wafer. Les trous correspondants aux injections et à la sortie sont réalisés à l'aide d'un poinçon. La taille des tubings utilisés pour injecter les fluides va dépendre de la taille de ces trous.

(g) Fermeture des canaux : une couche de quelques microns du mélange PDMS-réticulant est déposée sur une lame de verre puis cuite pendant 30 minutes environ dans une étuve à 65 ° C. Les deux parties (le PDMS avec les canaux et la lame de verre recouverte de PDMS) sont passées dans un plasma à oxygène pendant une minute. Le plasma à oxygène crée des radicaux de surface sur chacune des parties. Quand les deux parties sont mises en contact, les radicaux se recombinent pour former des liaisons covalentes permettant ainsi un collage résistant irréversible. Nous obtenons ainsi une puce microfluidique pouvant supporter des pressions allant jusqu'à 2 bars et pouvant être réutilisée plusieurs fois.

Le collage au plasma présente un autre avantage. Il permet de rendre le PDMS hydrophile pendant quelques heures suite à la ionisation des fonctions silanols. Si l'on souhaite retrouver un état hydrophobe, il faut placer la puce à l'étuve à 65 ° C pendant une nuit.

1.2 Fluides utilisés

Pour faire s'écouler des bulles d'air dans de l'eau, nous avons fait le choix de se placer dans des conditions de mouillage total entre l'eau et les parois du canal pour ne pas avoir de problème d'accroche des bulles sur les parois en PDMS. Pour générer des bulles d'air stables, i.e. qui ne coalescent pas, il est nécessaire d'utiliser un tensioactif. Dans notre cas, la phase aqueuse est une solution de MIR Vaisselle à 5% en masse. Le MIR vaisselle est un mélange industriel de tensioactifs composés de 5% de tensioactifs amphotères et de 15 à 30% de tensioactifs anioniques.

Nous avons vu dans la partie microfabrication que le collage au plasma de la puce nous permet d'obtenir un mouillage total entre le PDMS et l'eau seulement pendant quelques heures. Ceci a été vérifié en venant déposer une goutte d'eau sur un échantillon de PDMS ayant été exposé au plasma quelques minutes avant et un autre échantillon non exposé comme sur la figure 2.2.

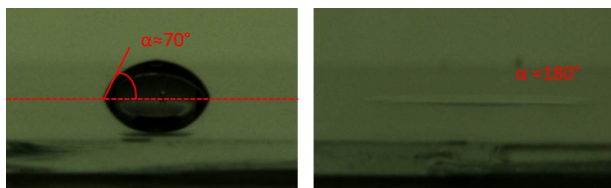


FIGURE 2.2 – Mesure de l'angle de contact entre une goutte d'eau et une surface en PDMS non insolée au plasma (à gauche) et une surface en PDMS insolée au plasma quelques minutes avant (à droite).

Nous avons constaté expérimentalement que, tant que la puce était remplie de solution eau-MIR Vaiselle après l'insolation au plasma, les parois en PDMS restaient hydrophiles. En mouillage total et en présence de tensioactifs, il est alors possible de faire s'écouler de l'eau et de générer des bulles d'air stables.

La tension de surface de notre solution a été déterminée par la méthode de la goutte pendante.

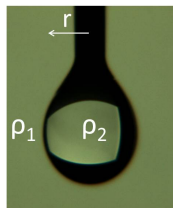


FIGURE 2.3 – Mesure de la tension de surface avec la méthode de la goutte pendante.

Le principe consiste à laisser pendre une goutte de solution à l'extrémité d'une aiguille dont le diamètre est connu et d'attendre qu'elle atteigne l'équilibre. Les forces gravitationnelles sont alors en équilibre avec les forces de tension superficielle. La courbure C de la goutte est alors définie par l'expression :

$$\gamma C = \rho g z \quad (2.1)$$

où ρ est la masse volumique et γ la tension de surface de la solution.

On note que la goutte possède un axe de symétrie selon l'axe z , ce qui nous permet d'exprimer la courbure C en coordonnées cylindriques. On a alors :

$$C = \frac{r_z z}{(1 + r_z^2)^{3/2}} + \frac{r_z}{r(1 + r_z^2)^{1/2}} \quad (2.2)$$

avec $r_z = \frac{dr}{dz}$ et $r_{zz} = \frac{d^2r}{dz^2}$. La courbure de la goutte est déterminée par analyse d'images puis un programme Matlab permet d'ajuster le profil de la goutte puis de résoudre les équations (2.1) et (2.2) pour déterminer la tension de surface γ . Pour notre solution d'eau et de MIR la tension de surface est égale à $\gamma = 27 \text{ mN/m}$.

2 Génération des bulles

2.1 État de l'art

La génération de gouttes a déjà été largement étudiée dans la littérature notamment dans le cadre de la microfluidique digitale. Les méthodes les plus classiques sont l'écoulement en co-flow, la jonction en T et le flow-focusing comme le montre la figure 2.4. Ces techniques sont utilisées aussi bien pour générer des gouttes que des bulles. Plus récemment, des géométries en 2.5D permettent de générer des gouttes plus petites avec une forte fréquence de génération.

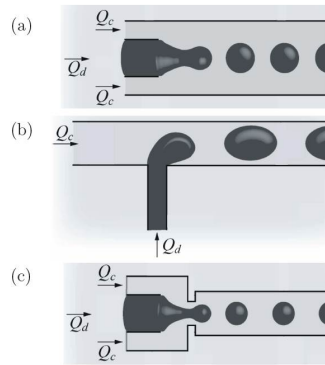


FIGURE 2.4 – Techniques classiques de génération de gouttes. (a) Écoulement co-flow, (b) jonction en T et (c) flow-focusing [10].

La description non exhaustive qui suit permet d'avoir une vue d'ensemble des principales techniques de génération de gouttes utilisées en microfluidique.

Co-flow

La géométrie d'un écoulement en co-flow consiste en un tube cylindrique (en général un capillaire en verre) centré dans un autre tube de section circulaire ou rectangulaire. Lors de l'écoulement de deux fluides en co-flow, le fluide interne se déstabilise en gouttes sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. La taille des gouttes dépend du rapport Q^d/Q^c [32]. Si ce rapport est trop faible, alors le jet de fluide dispersé ne peut pas se former et des gouttes ne sont pas générées. Si ce rapport est trop important alors le jet ne se déstabilise pas en gouttes. Deux régimes de génération de gouttes ont été observés : dripping et jetting [7]. Dans le régime dripping, les gouttes se forment directement à la fin du canal interne ; tandis que dans le régime jetting, un jet de fluide dispersé se forme dans le canal externe puis se déstabilise en gouttes. La transition entre ces deux régimes dépend de la vitesse du fluide dispersé, de la viscosité des fluides, du nombre capillaire et du confinement du jet de fluide dispersé [4][35].

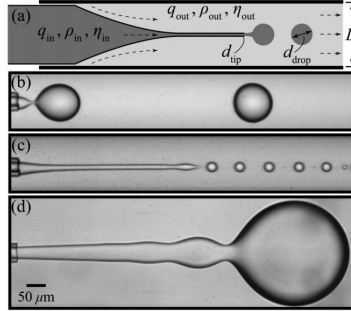


FIGURE 2.5 – Génération de gouttes avec une géométrie de co-flow [4].

Cette technique ne permet pas par sa géométrie d'être intégrée dans une puce microfluidique en deux dimensions.

Jonction en T

En 2001, Thorsen et al. ont proposé pour la première fois une technique permettant de générer des gouttes de façon reproductible dans des microcanaux. Cette technique repose sur l'écoulement de deux fluides dans une jonction en T comme il est présenté dans la figure 2.6. La phase continue s'écoule dans le canal principal tandis que la phase dispersée circule dans un canal perpendiculaire au canal principal. Quand le fluide dispersé rentre dans le canal principal, une goutte finit par se détacher. La taille des gouttes formées dépend du rapport Q^d/Q^c mais aussi des dimensions des canaux : pour avoir des gouttes de tailles inférieures au canal d'écoulement il faut que $w_{disperse} < w_{continu}$. La formation des

gouttes est alors due à une compétition entre les forces visqueuses, qui tendent à détacher la goutte par cisaillement, et la tension de surface, qui tend à retenir la goutte dans le canal secondaire. Dans le cas contraire, $w_{disperse} \geq w_{continu}$, les gouttes ont plutôt la forme d'un slug (la goutte est alors confinée par les parois du canal et de forme allongée). Dans ce cas-là, la phase dispersée présente dans le canal principal tend à obstruer celui-ci, ce qui entraîne une chute de pression. Quand cette chute est trop importante une goutte se détache.

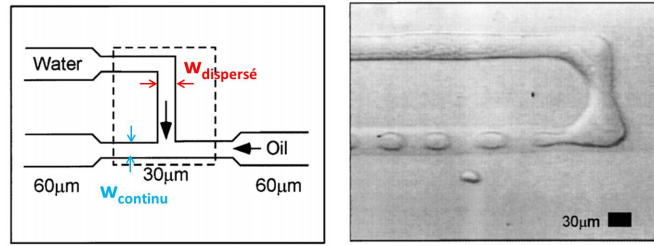


FIGURE 2.6 – Génération de gouttes avec une jonction en T [44].

Flow-focusing

La géométrie de flow-focusing a été appliquée pour la première fois dans une puce microfluidique par Anna et al. [41]. Cette géométrie se rapproche de l'écoulement en co-flow. La phase dispersée s'écoule colinéairement avec deux flux de fluides continus. Il peut alors se former un jet de fluide dispersé. Le système s'écoule après dans une constriction, qui affine le jet et qui peut permettre la génération de gouttes comme le montre la figure 2.7. Cette technique présente l'avantage de pouvoir générer des gouttes avec une gamme de tailles beaucoup plus importantes que pour le système de jonction en T (le diamètre des gouttes peut être inférieur ou au contraire bien plus grand que la section de la constriction) avec une fréquence de génération importante de l'ordre du kHz, et de réaliser des émulsions doubles ou triples.

En 2004, Gartsecki et al. ont étudié la formation de bulles monodisperses dans une géométrie de flow-focusing. Le jet de gaz entouré de liquide obstrue la constriction, ce qui entraîne une chute de pression qui vient "pincer" le jet qui se déstabilise et génère une bulle puis reprend sa position initiale avant la constriction. Pour une pression de gaz fixée, une augmentation du débit du fluide porteur entraîne une diminution de la taille de la bulle. Pour une géométrie donnée, la taille des bulles dépend uniquement du rapport entre la pression du gaz et le débit de liquide. Ils ont montré que dans une telle configuration le volume de la bulle ne dépendait que de la pression imposée pour le gaz P_g et du débit de liquide Q_f lorsque $Ca \ll 1$:

$$\Omega_{bulle} = \frac{P_g}{\mu Q_f} \quad (2.3)$$

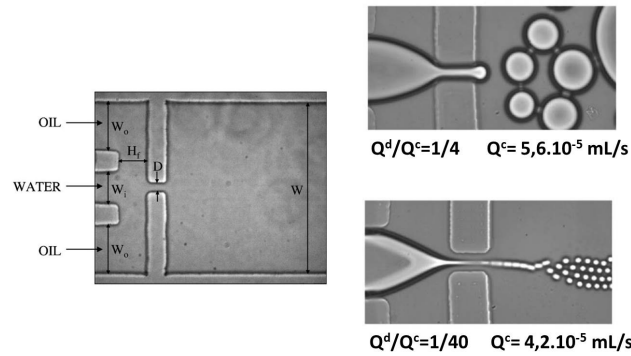


FIGURE 2.7 – Génération de gouttes par flow-focusing [34].

Géométries 2.5D

Plus récemment de nouveaux systèmes ont été développés comme des géométries 2.5D dans le but de générer à haut débit des gouttes ou des bulles de très petites tailles (le diamètre est inférieur à $10 \mu\text{m}$) [15],[26]. Cette technique combine des zones confinées et non-confinées. Le système de génération consiste en une co-injection des deux fluides dans une géométrie tridimensionnelle où le jet du fluide dispersé non-mouillant se déstabilise dans un réservoir de plus grandes dimensions sous l'effet des forces de surface. Dans la littérature, les dispositifs étudiés en phase liquide-liquide ou gaz-liquide ont mis en évidence le fait que la taille des bulles ou des gouttes ne dépendait que des dimensions de la géométrie dans une gamme de débits donnés. Par exemple, Malloggi et al. ont montré que dans leur géométrie 2.5D la taille des gouttes formées dépendait uniquement de la hauteur de jet h et vaut 2 à 3 fois h comme le montre la figure 2.8 dans une gamme de débits compris entre 1 et $10 \mu\text{L/min}$.

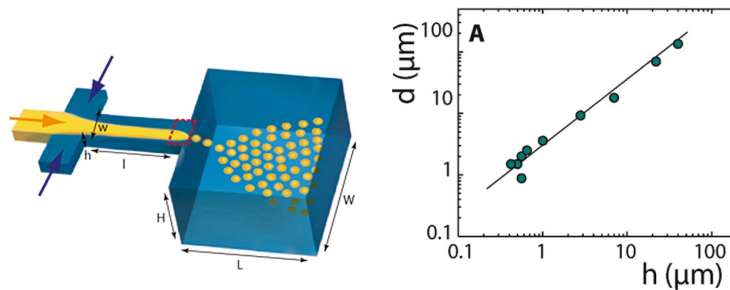


FIGURE 2.8 – Génération de gouttes monodisperses avec une géométrie 2.5D [15].

2.2 Design sélectionné

Premiers essais avec une géométrie en 2.5D

Dans un premier temps, nous avons utilisé la géométrie 2.5D présentée par Malloggi et al. [15] afin de générer des bulles dont la taille serait indépendante des débits d'injection.

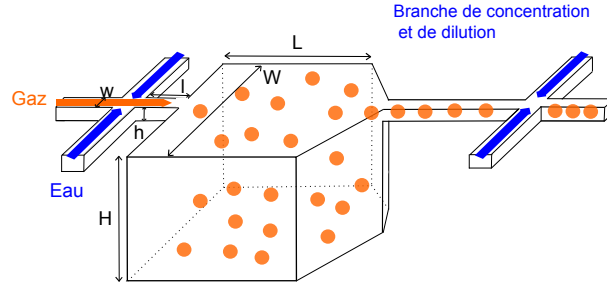


FIGURE 2.9 – Système de génération des bulles 2.5D. $H=150\mu\text{m}$, $L=500\mu\text{m}$, $W=500\mu\text{m}$, $h=15\mu\text{m}$, $l=50\mu\text{m}$, $w=50\mu\text{m}$

Les résultats présentés sur la figure 2.10 montre que cette conclusion ne s'applique pas aux bulles ni aux gouttes dans notre gamme de débits utilisés, car nous trouvons non seulement des tailles de bulles et de gouttes qui dépendent des débits mais aussi un rapport d/h différent entre les deux systèmes. Pour les gouttes, leur diamètre vaut 1 à 2 fois h alors que pour les bulles leur taille est comprise entre 5 et 10 fois h . Des approfondissements tant théoriques qu'expérimentaux semblent nécessaires afin de comprendre cette différence entre génération de bulles et de gouttes.

Cette technique n'apporte pas l'effet escompté puisque la taille des bulles varie avec le débit total injecté. De plus, comme il s'agit d'une géométrie avec différentes épaisseurs, le protocole de microfabrication est plus long et plus compliqué puisque chaque hauteur nécessite la réalisation d'une photolithographie comme présentée dans la partie 1.2 avec une étape délicate d'alignement. Pour toutes ces raisons, nous avons choisi d'utiliser une autre géométrie.

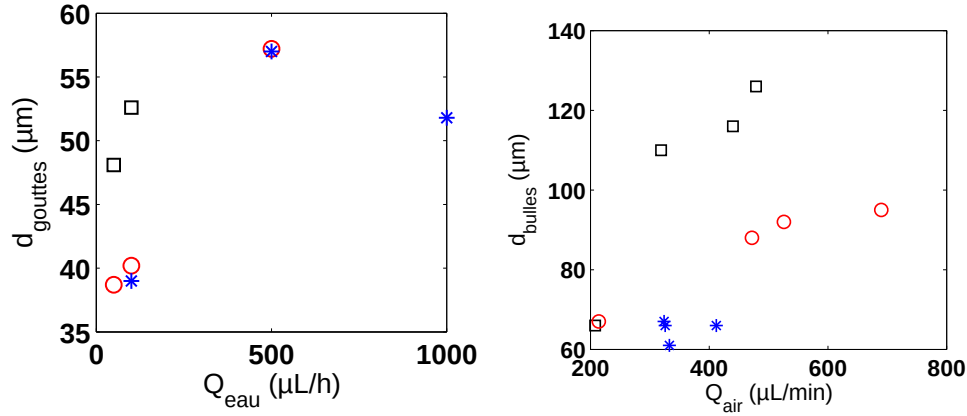


FIGURE 2.10 – Géométrie 2.5D. A gauche, taille des gouttes en fonction du débit d'eau pour des débits d'huile $Q_{\text{eau}}=100\mu\text{L/h}$ (carrés), $Q_{\text{eau}}=500\mu\text{L/h}$ (ronds) et $Q_{\text{eau}}=1000\mu\text{L/h}$ (étoiles). La hauteur h vaut $30\mu\text{m}$. A droite, taille des bulles en fonction du débit d'air pour des débits d'eau $Q_{\text{eau}}=100\mu\text{L/h}$ (carrés), $Q_{\text{eau}}=300\mu\text{L/h}$ (ronds) et $Q_{\text{eau}}=400\mu\text{L/h}$ (étoiles). La hauteur h vaut $15\mu\text{m}$.

Flow-focusing

La géométrie en flow-focusing nous permet de travailler avec des gammes de débits plus grandes et d'avoir une plus grande liberté quant à la taille des bulles par rapport aux autres géométries 2D. Dans une géométrie de flow-focusing comme sur la figure 2.11, le jet d'air dans de l'eau est confiné dans un canal plus étroit puis lorsqu'il arrive dans un canal plus large il se déstabilise en bulles.

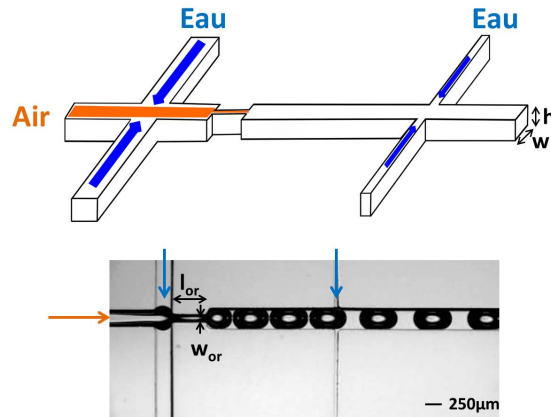


FIGURE 2.11 – Génération de bulles d'air dans de l'eau par flow-focusing. Pour le canal $100\times 100\mu\text{m}$ ($w\times h$), $w_{\text{or}}=40\mu\text{m}$ et $l_{\text{or}}=160\mu\text{m}$. Pour le canal $250\times 300\mu\text{m}$, $w_{\text{or}}=100\mu\text{m}$ et $l_{\text{or}}=400\mu\text{m}$.

L'écoulement de l'eau est contrôlé en débit par l'intermédiaire d'un pousse-seringue Cetoni Nemesys dans une gamme de débits pouvant aller de quelques $\mu\text{L}/\text{h}$ à plusieurs mL/s . L'air est quant à lui contrôlé à pression imposée par un contrôleur de pression Fluigent, dans une gamme allant de 0 à 1400 mbar. Pour chaque expérience, la visualisation de la génération des bulles d'air et de leur écoulement se fait par un microscope Olympus et une caméra rapide Phantom Miro. En fonction du champ de résolution de la caméra, il est possible d'avoir des fréquences d'acquisition allant de 25 images/s jusqu'à 15000 images/s.

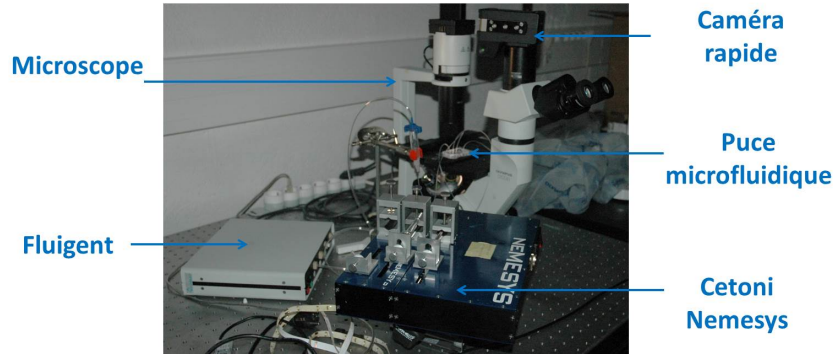


FIGURE 2.12 – Photo du montage expérimental. L'écoulement dans la puce microfluidique est observé au moyen d'un microscope et enregistré par une caméra rapide MIRO. La puce est alimentée en gaz via un contrôleur de pression Fluigent et en solution d'eau et de MIR Vaisselle par un pousse-seringue Cetoni Nemesys.

L'eau et l'air sont contrôlés par deux grandeurs physiques différentes : le débit et la pression. Afin de faciliter les calculs par la suite, il est nécessaire de connaître les débits de chaque fluide. Le débit d'air est déterminé par la relation suivante :

$$Q_{\text{air}} = \Omega_b \times f \quad (2.4)$$

où Ω_b est le volume des bulles et f la fréquence de génération.

Pour déterminer le volume de la bulle, nous supposons que la bulle a la forme d'un parallépipède. Le volume est alors défini par :

$$\Omega_b = S \times L_{\text{bulle}} \quad (2.5)$$

avec S la section du canal et L_{bulle} la longueur de la bulle.

La fréquence de génération des bulles est définie comme le nombre de bulles formées par unité de temps. Les mesures de fréquence sont effectuées à la main en calculant le nombre d'images entre la génération de deux bulles successives. Connaissant la fréquence d'acquisition de la caméra, nous pouvons alors en déduire la fréquence de génération des

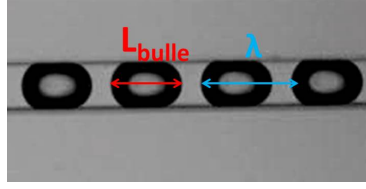


FIGURE 2.13 – Forme des bulles.

bulles en secondes.

En faisant varier le débit d'eau et la pression de l'air, nous obtenons un domaine de fonctionnement avec une génération stable pour des nombres capillaires $Ca = [10^{-4}; 10^{-2}]$, où $Ca = \eta V / \gamma$, V étant la vitesse dans le jet, et η la viscosité de l'eau. Dans la littérature, les mousses sont caractérisées par leur qualité. Nous définissons alors la qualité de la mousse comme étant le rapport $q_m = Q_{\text{air}} / Q_{\text{total}}$. Elle est comprise entre 0 (pas de bulles) et 1 (que de l'air). D'après la littérature, dans le cas d'une génération en flow-focusing, la taille des bulles dépend uniquement du rapport des débits $R = Q_{\text{air}} / Q_{\text{eau}}$ pour une géométrie donnée. Si R est trop faible, alors il n'y a pas de génération de bulles puisque nous ne formons pas de jet d'air dans de l'eau. Si R est trop grand, alors le jet ne se déstabilise plus. Dans nos expériences, nous avons fait varier les débits en gardant R constant afin de conserver une taille de bulle constante. Sur le graphique 2.14, nous avons comparé nos mesures de tailles de bulle avec celles obtenues par J. P. Raven lors de sa thèse sur la génération de bulles en flow-focusing.

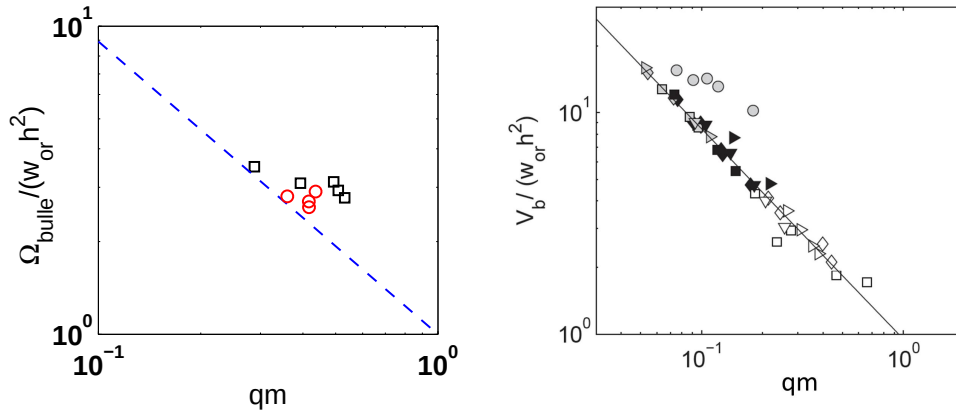


FIGURE 2.14 – A gauche, les disques rouges correspondent au canal $100 \times 100 \mu\text{m}$ et les carrés noirs représentent le canal $250 \times 300 \mu\text{m}$. La droite en pointillés bleus représente les valeurs trouvées par J.-P. Raven. A droite, les valeurs trouvées par J.-P. Raven[38].

Nous constatons que nos mesures expérimentales sont cohérentes avec celles obtenues

par J. P. Raven. Les différences que l'on peut observer entre nos deux canaux et entre nos canaux et la littérature peuvent s'expliquer par des géométries de canaux différentes (sections carrée et rectangulaire).

Ainsi la taille des bulles dépend de la qualité de mousse q_m mais elle est à peu près constante pour une qualité donnée. La gamme de qualité de mousse de notre génération est assez faible. Il va être important par la suite de contrôler ce paramètre et de pouvoir le faire varier sans modifier la taille des bulles. Les systèmes de génération de gouttes sont la plupart du temps utilisés pour la microfluidique digitale et ne prévoient pas de contrôler la concentration en gouttes ou bulles.

Dans le but de contrôler la qualité de mousse, nous avons ajouté après la génération de bulles deux canaux nous permettant d'aspirer ou d'injecter de l'eau pour diluer ou concentrer les bulles. La taille de ces canaux est très importante car s'ils ont la même largeur que le canal principal alors les bulles peuvent s'y écouler. Il faut donc qu'ils soient aussi fins que possible. Cependant les limites de la microfabrication ne nous permettent pas de fabriquer des canaux dont le rapport h/w soit supérieur à 5. Les canaux d'aspiration ont donc un rapport $h/w = 5$. Lors de la concentration des bulles, il n'est pas possible d'aspirer toute l'eau injectée lors de la génération. En effet, lorsque le débit d'aspiration se rapproche du débit initial, les bulles sont aspirées dans les deux canaux et finissent par se casser. Il n'est alors pas possible de concentrer plus les bulles. Ceci limite la qualité de mousse à 0,8. La dilution des bulles n'est quant à elle pas limitée par les conditions de génération. Il est possible d'injecter autant d'eau que souhaitée. La valeur du débit d'eau total à considérer dans les calculs prend en compte le débit d'eau imposé pour la génération des bulles mais aussi la valeur du débit d'eau injecté ou aspiré après la génération. Nous avons ainsi :

$$Q_{\text{eau}} = Q_{\text{eau}}^g + Q_{\text{eau}}^d \quad (2.6)$$

où Q_{eau}^g représente le débit d'eau à la génération et Q_{eau}^d le débit d'eau dans la branche de dilution.

Lors de nos travaux, pour chaque série d'expériences, nous nous plaçons tout d'abord dans un couple $[Q_{\text{eau}}; Q_{\text{air}}]$ pour avoir une génération stable. Les valeurs de débits varient entre $[10; 6] \mu\text{L}/\text{min}$ et $[100; 77] \mu\text{L}/\text{min}$ pour le canal $100 \times 100 \mu\text{m}$ et entre $[100; 102] \mu\text{L}/\text{min}$ et $[800; 829] \mu\text{L}/\text{min}$ pour le canal $250 \times 300 \mu\text{m}$. Ensuite, nous injectons ou aspirons de l'eau pour diluer ou concentrer les bulles. La qualité de mousse q_m varie entre 0,1 et 0,8. Ainsi, le débit d'air est fixé par la génération et le débit d'eau varie. Nous introduisons un nouveau paramètre $Ca^* = \mu Q_{\text{air}} / S\gamma$. Chaque série d'expériences se déroule donc à Ca^* fixé compris entre 1.10^{-3} et 9.10^{-3} .

Une fois que les bulles sont générées de façon stable, elles vont s'écouler dans une autre géométrie.

3 Mesures de pression

Sur la même puce microfluidique, en aval de la génération des bulles, se trouve une géométrie dédiée à l'étude de l'écoulement des bulles d'air. Nous avons choisi d'étudier trois géométries distinctes. Pour comprendre l'écoulement des bulles dans une géométrie complexe tel qu'un milieu poreux, nous avons tout d'abord caractérisé l'écoulement des bulles dans un canal droit puis regardé ce qu'il se produit lorsque le canal droit arrive à une jonction de type boucle dissymétrique. Ce modèle de jonction représente un motif de notre modèle milieu poreux, ce qui va permettre une compréhension plus précise des phénomènes observés dans de telles géométries. En plus de la visualisation de l'écoulement, nous avons cherché à déterminer les différences de pression liées à l'écoulement des bulles dans les différentes géométries.

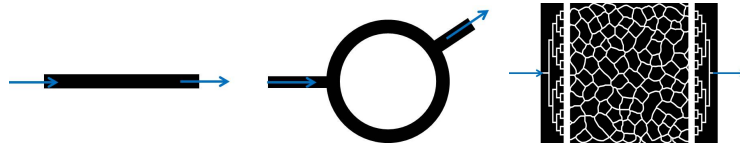


FIGURE 2.15 – Géométries utilisées : canal droit, boucle dissymétrique et modèle de milieux poreux.

3.1 Mise en place des mesures de pression

Nous souhaitons déterminer la pression en amont et en aval de la zone d'étude sur une distance L . Pour cela, nous avons utilisé des capteurs de pression HONEYWELL fonctionnant en différentiel i.e. ils mesurent directement $P - P_{atm}$. Il s'agit de capteurs à membrane. Chaque capteur est relié à la zone d'étude par un canal rempli d'eau. Les dimensions de ce canal sont importantes : il ne faut pas que les bulles puissent rentrer dans ce canal et venir modifier la pression. Les limites de la microfabrication nous imposent de créer un canal dont le rapport h/w soit égal à 5. Les variations de pression dans l'eau vont entraîner un mouvement de l'eau sur la membrane qui va générer une tension. Une calibration réalisée au préalable permet de déterminer la pression associée à la tension.

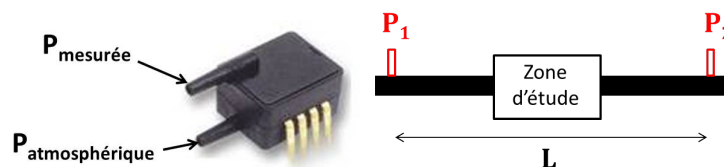


FIGURE 2.16 – A gauche, photo d'un capteur de pression en différentiel Honeywell. A droite, schéma des mesures de pression.

Les capteurs sont connectés à un circuit imprimé et à une carte d'acquisition National Instrument pour les alimenter et récupérer le signal de sortie. Il existe des capteurs avec des gammes de pression différentes en fonction des mesures effectuées. Dans nos expériences, nous avons travaillé avec des capteurs allant de 0 à 15 psi soit de 0 à 1 bar avec une précision de ± 1 mbar. Le temps de réponse du capteur à une différence de pression est de l'ordre de 1 à 2 secondes.

3.2 Validation des mesures de pression ...

... pour un fluide newtonien

Les mesures de pression ont été validées au préalable dans le cas d'un fluide newtonien tel que de l'eau. Il a été montré précédemment que l'écart de pression entre l'entrée et la sortie de ce canal s'écrit alors :

$$\Delta P = \frac{a\mu L}{h^4}Q = R_h Q \quad (2.7)$$

Dans nos expériences, la constante a vaut 28 pour le canal $100 \times 100 \mu\text{m}$ et 31 pour le canal $250 \times 300 \mu\text{m}$. Par le calcul, nous trouvons $R_h = 1,2$ mbar.min/ μL pour le canal de section $100 \times 100 \mu\text{m}$ et $R_h = 2,3 \cdot 10^{-2}$ mbar.min/ μL pour le canal de section $250 \times 250 \mu\text{m}$. Expérimentalement, nous faisons s'écouler l'eau dans le canal droit et nous mesurons l'écart de pression pour un débit donné. Nous retrouvons la relation linéaire entre l'écart de pression et le débit comme le montre la figure 2.17. La pente de cette courbe est égale à la grandeur R_h . Pour le canal de $100 \mu\text{m}$, nous trouvons $R_h = 1,1$ mbar.min/ μL et pour celui de $250 \mu\text{m}$ $R_h = 2,1 \cdot 10^{-2}$ mbar.min/ μL . Comme nous retrouvons les mêmes valeurs à 8% près pour la résistance hydrodynamique entre la théorie et l'expérience pour les deux tailles de canaux, nous validons les mesures en pression réalisées en canal droit.

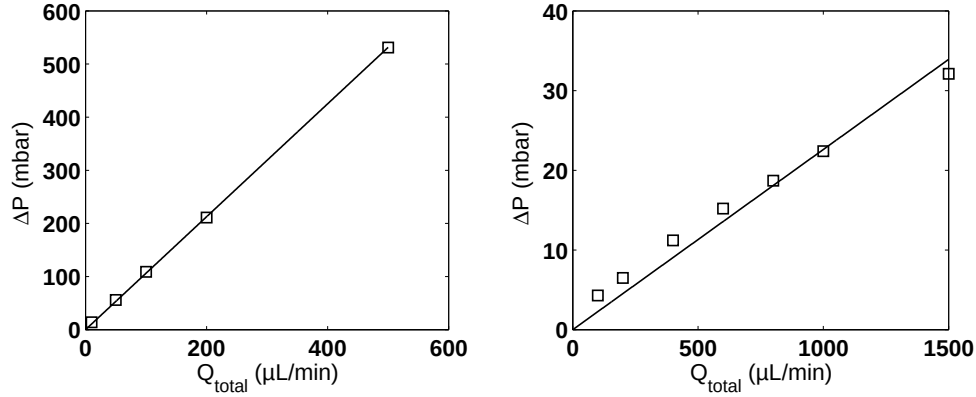


FIGURE 2.17 – Écart de pression dans un canal droit en fonction du débit dans le cas d'un écoulement d'eau. A gauche, pour le canal $100 \times 100 \mu\text{m}$ et à droite pour le canal $250 \times 300 \mu\text{m}$.

...en présence de bulles

Quand un train de bulles s'écoule dans un canal, nous ne connaissons pas la loi reliant ΔP à Q . Il n'est alors pas possible de faire une validation directe des mesures de pression. Afin de valider les mesures de pression en présence de bulles, nous avons considéré n canaux parallèles de longueur L . Si la longueur des canaux est multipliée par deux, alors la différence de pression ΔP doit aussi être multipliée par deux pour un même débit. La figure 2.18 représente le rapport des ΔP lorsque $L=1$ cm et $L=2$ cm pour 17 canaux en parallèle de section $100 \times 100 \mu\text{m}$. Elle montre qu'une augmentation de longueur d'un facteur 2 entraîne en effet une multiplication par 2 de la différence de pression.

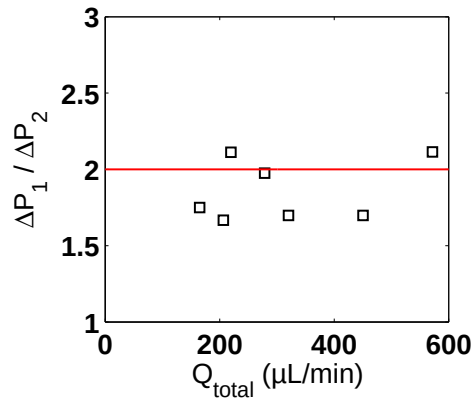


FIGURE 2.18 – Rapport des différences de pression entre les canaux de longueur 2 cm et ceux de 1 cm, pour une qualité de mousse q_m variant entre 0,2 et 0,6.

Conclusion et perspectives

Dans nos travaux, nous souhaitons étudier l'écoulement de mousses dans des milieux poreux. L'approche microfluidique proposée permet de générer un train de bulles dont la taille, la vitesse et la qualité sont parfaitement contrôlées grâce à une technique de génération de gouttes développée pour la microfluidique digitale : le flow-focusing. Il a fallu au préalable fabriquer des puces microfluidiques en PDMS et choisir un système air-liquide de tel sorte que les bulles ne coalescent pas et qu'elles s'écoulent sans problème de mouillage. Nous utilisons de l'air comprimé et une solution de MIR Vaisselle à 5%.

Afin de compléter l'observation de l'écoulement des bulles dans différentes géométries (canal droit, boucle et modèle de milieu poreux), nous avons souhaité effectuer des mesures de pression dans les géométries étudiées. Ces mesures de pression ont nécessité la mise en place de capteurs de pression et la validation des mesures en eau et en présence de bulles. Dans l'étude de l'écoulement des bulles, les paramètres importants vont être la qualité de la mousse q_m et le nombre capillaire modifié Ca^* .

Résumé

- Afin d'étudier l'écoulement d'un train de bulles dans de l'eau, nous avons utilisé des puces microfluidiques en PDMS fabriquées avec les techniques classiques de photolithographie.
- Le système est constitué de bulles d'air dans une solution d'eau et de MIR Vaisselle (5%) pour obtenir un mouillage total entre les parois en PDMS et l'eau et pour stabiliser les bulles.
- Les bulles sont générées par une géométrie en flow-focusing.
- L'observation directe de l'écoulement permet de déterminer les vitesses d'écoulement et les trajectoires des bulles. Elle est complétée par des mesures de pression dans la géométrie utilisée.

Chapitre 3

Influence de la présence de bulles dans un canal rectiligne.

Introduction

Afin de comprendre comment s'écoule une mousse dans un milieu poreux, nous nous sommes tout d'abord intéressés à la phénoménologie et aux lois d'écoulement des bulles dans une géométrie telle qu'un canal droit. Dans ce chapitre, nous allons comprendre et modéliser les perturbations induites par la présence de bulles dans un canal microfluidique.

Nous présenterons tout d'abord les travaux déjà existants sur l'écoulement de bulles ou de gouttes lorsque celles-ci sont très diluées. Lors de nos expériences, nous avons validé les modèles de la littérature dans le cas du régime dilué puis nous avons regardé leur validité en régime concentré. Chaque bulle présente dans le canal perturbe l'écoulement du fluide et augmente la pression localement dans le canal. En nous basant sur les études existantes dans la littérature, nous analyserons les pertes de charge en fonction de la fraction de fluide.

1 Écoulement d'un train de bulles dans un canal droit : état de l'art.

Une fois les bulles générées, elles sont ensuite transportées dans un canal par le fluide porteur. Ces écoulements diphasiques ont d'ores et déjà été beaucoup étudiés pour le cas des gouttes notamment lorsque celles-ci sont très diluées pour éviter toute interaction entre elles. Il faut distinguer deux cas : dans le premier cas, la taille des gouttes est beaucoup plus petite que les dimensions du canal microfluidique. Les bulles suivent les lignes de courant du fluide porteur, leur vitesse dépend essentiellement de leur position dans le canal. Or la déformabilité des bulles conduit à des phénomènes de migration qui ont tendance à les faire migrer vers le centre du canal [3]. Dans le second cas, la taille des gouttes est plus grande que la section du canal, elles sont donc confinées. L'écoulement de ces bulles

dépend alors des effets capillaires et de la déformation des interfaces de la goutte. Nous nous intéressons plus particulièrement à la situation de gouttes confinées.

1.1 Écoulement d'un fluide newtonien

Lorsqu'un fluide newtonien s'écoule dans un canal droit, le bilan de quantité de mouvement s'écrit sous la forme :

$$\rho\left(\frac{\partial}{\partial t} + \underline{V} \cdot \underline{\nabla} \underline{V}\right) \cdot \underline{V} = -\underline{\nabla} P + \eta \nabla^2 \underline{V} + \rho \underline{f}, \quad (3.1)$$

avec

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{V} = 0, \quad (3.2)$$

qui exprime l'incompressibilité du fluide.

Dans ces équations, ρ est la masse volumique du fluide, η sa viscosité, V sa vitesse, P la pression et f représente les forces volumiques s'exerçant sur le fluide. Cette équation correspond à l'équation de Navier-Stokes. A partir de cette équation, il est possible de définir un nombre sans dimensions permettant de caractériser le régime de l'écoulement, le nombre de Reynolds. Il représente le rapport entre le terme inertiel $\rho(\underline{V} \cdot \underline{\nabla} \underline{V}) \cdot \underline{V}$ et le terme des forces visqueuses $\eta \nabla^2 \underline{V}$. Pour un écoulement stationnaire de longueur caractéristique L et de vitesse V ,

$$Re = \frac{\rho V L}{\eta}, \quad (3.3)$$

Dans nos expériences, la vitesse est de l'ordre de quelques centaines de μm par seconde et la longueur caractéristique est de 1 mm. Le nombre de Reynolds vaut alors $Re = 10^{-3}$. Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1 (valeur typique en microfluidique), les forces inertielles sont négligeables devant les forces visqueuses. L'équation(3.1) peut alors se simplifier :

$$-\underline{\nabla} P + \eta \nabla^2 \underline{V} + \rho \underline{f} = 0, \quad (3.4)$$

avec

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{V} = 0, \quad (3.5)$$

qui exprime l'incompressibilité du fluide.

On parle de régime de Stokes. Au contraire de l'équation de Navier-Stokes, l'équation de Stokes est linéaire et réversible. Selon la géométrie de canaux, il est possible de déterminer l'expression de la vitesse du fluide à partir de cette équation. La résolution de l'équation de Stokes et la conservation du débit permettent d'obtenir la relation suivante :

$$\Delta P = R_h Q, \quad (3.6)$$

où ΔP est la différence de pression aux bornes du canal et Q le débit. Ainsi la variation de pression est proportionnelle au débit via un coefficient que l'on appelle résistance hydrodynamique R_h qui dépend uniquement de la géométrie du canal et de la viscosité du fluide. Par la suite nous utiliserons uniquement des canaux de section constante rectangulaire. Il a été montré que l'équation (3.6) s'écrit alors

$$\Delta P = \frac{a\mu L}{wh^3} Q, \quad (3.7)$$

avec une constante a , dont la valeur dépend du rapport entre la largeur w et la hauteur h du canal et est donné par [29] :

$$a = \frac{\pi^3 w}{8 h} \left(\sum_n \frac{w}{h\pi n^4} - \frac{2}{\pi^2 n^5} \tanh\left(n\pi \frac{w}{2h}\right)^{-1} \right). \quad (3.8)$$

Que se passe-t-il quand une bulle s'écoule dans un canal ? Comment vient-elle perturber la pression dans le canal ?

1.2 Écoulement d'une bulle

Dans cette partie, nous considérons l'écoulement d'un train de bulles ayant une vitesse V_b dans des canaux microfluidiques de sections circulaire et rectangulaire. Nous regarderons quelles sont les conséquences des perturbations induites par la présence de ces bulles.

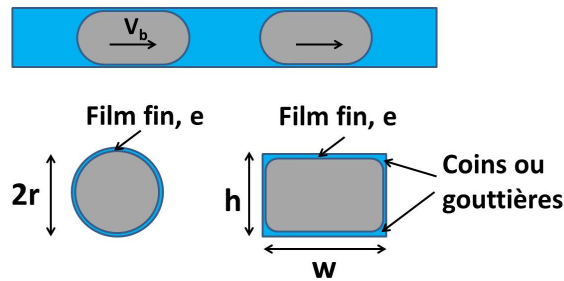


FIGURE 3.1 – Écoulement de bulles confinées. Coupe d'un tube cylindrique de diamètre $2r$ dans lequel s'écoule une bulle confinée, film de liquide d'épaisseur e entre la bulle et la paroi. Coupe d'un canal rectangulaire de largeur w et de hauteur h dans lequel s'écoule une bulle confinée, présence d'un film d'épaisseur e et de gouttières entre les parois du canal et la bulle.

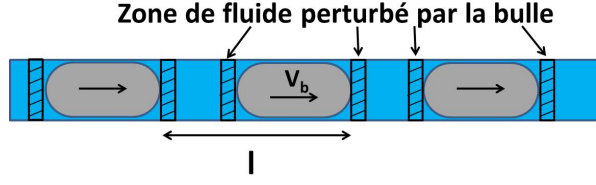


FIGURE 3.2 – Perturbation de l'écoulement du fluide pousseur dans un canal induite par une bulle.

Vitesses relatives

Regardons tout d'abord la vitesse de l'écoulement d'une bulle dans un canal. La bulle avance car elle est entraînée par le fluide porteur. A l'interface eau-air, on peut écrire l'égalité de vitesses :

$$V_{eau} = V_{air}, \quad (3.9)$$

et des contraintes visqueuses :

$$\eta_{eau} \frac{\partial V_{eau}}{\partial n} = \eta_{air} \frac{\partial V_{air}}{\partial n}, \quad (3.10)$$

Ces équations définies dans le champ local et la linéarité de l'équation de Stokes permettent de montrer l'existence d'une relation linéaire entre la vitesse d'écoulement d'une bulle et celle du fluide autour. La vitesse du fluide porteur est directement reliée au débit total $Q_{total} = Q_{air} + Q_{eau}$. Par suite, on peut écrire une relation de proportionnalité entre la vitesse des bulles et le débit total :

$$V_b = \beta \frac{Q_{total}}{S}, \quad (3.11)$$

où β est une constante dépendant du volume de la bulle, de la géométrie et de la viscosité des fluides.

Pour des capillaires cylindriques, quand les bulles ou les gouttes sont assez espacées pour qu'il n'y ait pas d'interactions, β vaut 1, si la taille de la bulle est plus grande que le diamètre du capillaire et sa valeur augmente quand la taille des bulles diminue[42].

Lorsqu'une bulle s'écoule dans un canal rectangulaire, on note l'apparition de gouttières comme le montre la figure 3.1. Le fluide porteur va pouvoir s'écouler par les gouttières le long de la bulle et entraîner la bulle. Quand la taille des bulles est plus grande que les dimensions du canal, la valeur β est inférieur à 1 [42]. Fuertsman et al. [28] ont validé cette valeur pour des bulles et ont montré qu'elle dépendait de la présence et de la concentration en tensioactifs. En effet, en absence de surfactants, β est égale à 1 mais une faible concentration en tensioactif le fait chuter à 0.48. Une augmentation de la concentration en tensioactif permet d'augmenter cette valeur à 0.83. En 2011, Jakiela et al.[40] ont montré

que la valeur de β dépendait également du volume de la bulle et donc du rapport L_{bulles}/w . La valeur du coefficient de proportionnalité entre la vitesse des bulles et le débit total β est difficile à déterminer précisément car il dépend de plusieurs paramètres : la forme du canal, le rapport entre la taille de la bulle et la largeur du canal L_{bulles}/r et la présence de tensioactifs.

Il a été montré que la présence d'une bulle dans un canal perturbait l'écoulement en venant créer une surpression comme le montre la figure 4.1.

Comment peut-on quantifier cette surpression ?

Modification du champ de pression en présence de bulles.

Considérons une bulle dans un canal rectangulaire comme sur la figure 3.3. nous découpons la portion en trois zones [28] :

- La zone avec uniquement le fluide porteur : ΔP_l ;
- Le corps de la bulle : ΔP_b ;
- Les deux extrémités de la bulle : ΔP_{ext} .

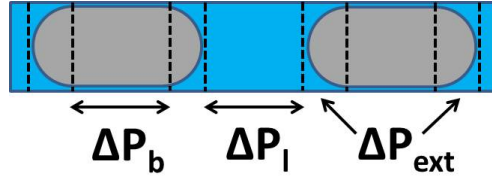


FIGURE 3.3 – Découpage de l'écoulement de bulles dans un canal rectangulaire.

Les grandeurs associées à chaque partie ont pour indice respectivement : l , b et ext . L'écart de pression total sur le canal peut s'écrire comme la somme des écarts de pression de chaque partie :

$$\Delta P_{total} = \Delta P_l + \Delta P_b + \Delta P_{ext}. \quad (3.12)$$

→ Différence de pression associée à la zone sans bulles : ΔP_l

Dans la portion de canal sans bulles, nous pouvons appliquer la loi linéaire $\Delta P \propto Q$ trouvée pour un fluide newtonien :

$$\Delta P_l = \frac{a\mu Q_l L_l}{wh^3} = \frac{a\mu Q_l (L_{total} - nL_{bulle})}{wh^3}, \quad (3.13)$$

L_l représente la somme des longueurs de toutes les parties du canal sans bulle. est égale à la différence entre la longueur total du canal L_l sur lequel ΔP_{total} est appliqué et la somme des longueurs L_{bulle} des n bulles présentes dans le canal. Le débit d'eau est défini par : $Q_l = V_l wh$ et le nombre de bulles n par L_{total}/λ où λ est la distance séparant deux bulles consécutives. L'équation(3.13) s'écrit alors :

$$\Delta P_l = \frac{aL_{total}\mu V_l (1 - \frac{L_{bulle}}{\lambda})}{h^2}. \quad (3.14)$$

→ Différence de pression associée au corps de la bulle : ΔP_b

Quand on regarde l'écoulement d'une bulle dans un canal rectangulaire, on note l'apparition de gouttières comme le montre la figure 3.1. Le fluide porteur va pouvoir s'écouler par les gouttières et le long de la bulle. ΔP_b décrit la différence de pression dans le liquide s'écoulant dans les gouttières. Lorsque $\beta < 1$ et la géométrie des gouttières fixe, alors la différence de pression s'écrit :

$$\Delta P_b = \frac{b\mu V_l L_b}{h^2}, \quad (3.15)$$

Dans l'équation(3.15) L_b représente la somme des longueurs de la partie centrale des bulles (sans les extrémités) des n bulles présentes et b est un nombre sans dimensions qui dépend de la géométrie du canal et de la longueur caractéristique des gouttières. L'équation (3.15) a alors la même forme que l'équation (3.14).

→ Différence de pression associée aux extrémités de la bulle : ΔP_{ext}

Considérons la région du canal où la bulle est présente. Lorsque la bulle avance dans le canal, un film fin d'épaisseur e se dépose entre la bulle et les parois du canal. Il perturbe le ménisque sur une petite longueur l appelée ménisque dynamique comme le montre la figure 3.4. En 1960, Bretherton [6] a déterminé l'expression de l'épaisseur de ce film.

La pression dans le film est constante et est égale à la pression extérieure P_o . Dans le ménisque statique, la pression vaut $P_o - \sqrt{2}\gamma/r$. Le gradient de pression s'écrit alors :

$$\frac{dP}{dx} \sim \frac{\Delta P}{l} \sim \frac{\gamma}{rl}, \quad (3.16)$$

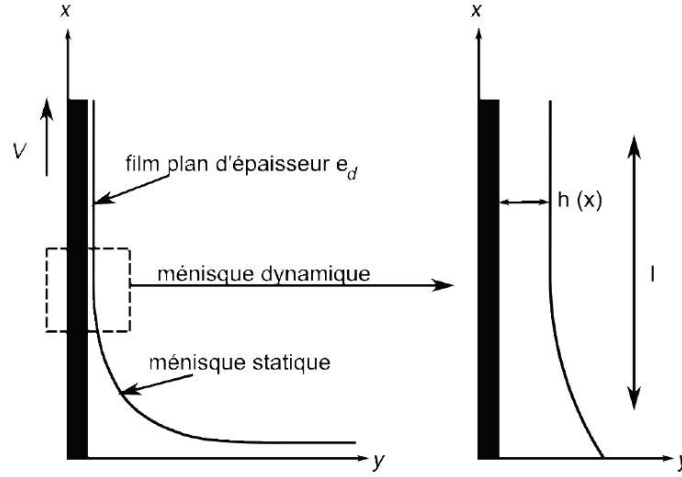


FIGURE 3.4 – Schéma des ménisques dynamique et statique [6].

Pour $Re \ll 1$, les forces d'inertie sont négligeables. De plus, la taille du ménisque dynamique est négligeable devant celle du ménisque statique, ce qui permet de négliger les effets de la gravité. Les forces visqueuses s'équilibrent alors avec les forces de pression :

$$\eta \frac{V}{e^2} \sim \frac{\gamma}{rl}, \quad (3.17)$$

d'où

$$e \sim \left(\frac{rlV\eta}{\gamma} \right)^{1/2}, \quad (3.18)$$

Pour déterminer la valeur l du ménisque dynamique, il faut écrire que le ménisque dynamique d'épaisseur comparable à e ne peut se raccorder au ménisque statique que si sa courbure est de l'ordre de $2/r$:

$$\frac{1}{r} + \frac{e}{l^2} \sim \frac{2}{r}, \quad (3.19)$$

Ainsi ,

$$l \sim \sqrt{re}, \quad (3.20)$$

En combinant les équations (3.18) et (3.20), le film présent entre la bulle et les parois du canal a une épaisseur e :

$$e \sim r \left(\frac{\eta V}{\gamma} \right)^{2/3} \sim r Ca^{2/3}, \quad (3.21)$$

où $Ca = \eta V / \gamma$ représente le nombre capillaire qui compare les forces visqueuses aux forces de tension de surface.

Par la suite, Bretherton [6] a déterminé l'expression de l'écart de pression associé au ménisque de la bulle. La courbure du ménisque dynamique K peut être approximée par :

$$K \sim \frac{2}{r - e}, \quad (3.22)$$

Un développement limité à l'ordre 1 nous permet d'écrire :

$$K \sim \frac{2}{r} \left(1 + \frac{e}{r} \right) = \frac{2}{r} (1 + Ca^{2/3}), \quad (3.23)$$

Donc, en plus de la différence de pression statique γ/r , qui est compensée à l'arrière de la bulle, s'établit une surpression $2\gamma Ca^{2/3}/r$.

Ce résultat a été validé expérimentalement et par des simulations numériques mais aussi étendu au cas d'un train de bulles [16][17]. Wong et al. [16][17] ont montré en 1995 que pour de très faibles nombres capillaires la contribution principale venait de l'interface entre la bulle et le fluide en amont et en aval de la bulle. Ceci entraîne alors une dépendance du ΔP_{ext} en $Ca^{2/3}$ comme dans le cas d'un capillaire cylindrique. Pour des nombres capillaires plus importants, l'écoulement dans les gouttières est négligeable. L'écart de pression ΔP_{ext} varie alors linéairement avec le débit d'eau. La valeur critique entre les deux cas Ca_c a été déterminée et vaut 10^{-6} . L'absence de gouttières dans une section circulaire explique le fait que ce terme linéaire n'ait pas été vu. En 2007, Fuertsman et al. [28] ont repris les calculs de Wong afin de déterminer l'expression de l'écart de pression d'un train de bulles diluées s'écoulant dans un canal droit pour des nombres capillaires $Ca \gg 10^{-6}$.

Concernant la dernière partie de notre canal, à savoir les deux extrémités de la bulle, l'expression utilisée est celle démontrée par Wong et al. lorsque $Ca \gg Ca_c$ pour des canaux rectangulaires. ΔP_{ext} est alors défini par l'équation (3.24) où c est un nombre adimensionné qui dépend du rapport w/h et de la longueur caractéristique des extrémités de la bulle :

$$\Delta P_{ext} = \frac{cn\gamma Ca^{2/3}}{h}, \quad (3.24)$$

Si l'on injecte les expressions de ΔP concernant chaque zone de l'écoulement dans l'équation (3.12), l'écart de pression appliqué sur le canal entier s'écrit :

$$\Delta P_{total} = \frac{aL_{total}\mu V_l(1 - \frac{L_{bulle}}{\lambda})}{h^2} + \frac{b\mu V_l L_b}{h^2} + c \frac{L_{total}\gamma Ca^{2/3}}{\lambda h}, \quad (3.25)$$

Soit encore :

$$\Delta P_{total} = [aL_{total}(1 - \frac{L_{bulle}}{\lambda}) + bL_b] \frac{\gamma}{h^2} Ca + c \frac{L_{total}\gamma Ca^{2/3}}{\lambda h}, \quad (3.26)$$

Ce modèle permet de décrire la perturbation induite par l'écoulement de bulles dans un canal rectangulaire sur la perte de charge du canal. Il contient deux paramètres b et c dont les valeurs doivent être déterminées expérimentalement en fonction de la géométrie du canal et du système de fluide utilisé.

Nous allons par la suite étudier les modèles présentés précédemment afin de définir la vitesse des bulles et l'écart de pression associé à l'écoulement d'un train de bulles diluées et concentrées dans un canal droit de section carré.

2 Etudes expérimentales

2.1 Protocole expérimental

Notre dispositif microfluidique est composé d'un système de génération de bulles présenté dans la chapitre 1 suivi d'un canal droit de longueur $L=35\text{mm}$. Nous avons étudié ce système pour 2 tailles de canaux différentes $w \times h$: $100 \times 100 \mu\text{m}$ et $250 \times 300 \mu\text{m}$. Pour différents Q_{total} , nous avons calculé la vitesse des bulles et mesuré la distance λ entre deux bulles consécutives afin de déterminer le coefficient de proportionnalité β . Ensuite, des mesures de pression effectuées en deux points distants de 3cm ont permis de caractériser la surpression ajoutée par chaque bulle présente dans le canal. Toutes ces expériences ont été réalisées pour un nombre capillaire $Ca = \eta Q_{total} / \gamma S$ variant de 10^{-4} à 10^{-2} et une qualité de mousse q_m définie par $q_m = Q_{air} / Q_{total}$ comprise entre 0,1 et 0,8.

2.2 Vitesse d'écoulement des bulles

La figure 3.5 représente l'évolution de V_{bulles} en fonction de Q_{total}/S dans le cas de bulles diluées ($\lambda > 2 \times L_{bulles}$) et de bulles concentrées ($\lambda < 2 \times L_{bulles}$) pour chaque taille de canaux et pour deux tailles de bulle. D'après la littérature, en régime dilué, β est inférieur à 1 pour des bulles confinées dans un canal rectangulaire mais aucune donnée à ce jour ne porte sur le régime concentré. D'après le graphique 3.5, la valeur de β est identique dans les deux régimes pour les deux tailles de canaux. Pour le canal de $100 \times 100 \mu\text{m}$, β vaut 0.81 dans le cas où $L_{bulle}/w = 1.4$ et augmente quand la taille des bulles diminue jusqu'à 0.9 pour $L_{bulle}/w = 1.15$. Pour le canal de section 250×300 , β vaut 0.9 quand $L_{bulle}/w = 1.6$ et 0.91 $L_{bulle}/w = 1.2$. Cet écart de 13% peut s'expliquer par le fait que nous avons de petites variations du rapport L_{bulle}/w . Ce résultat est en accord avec la littérature[28].

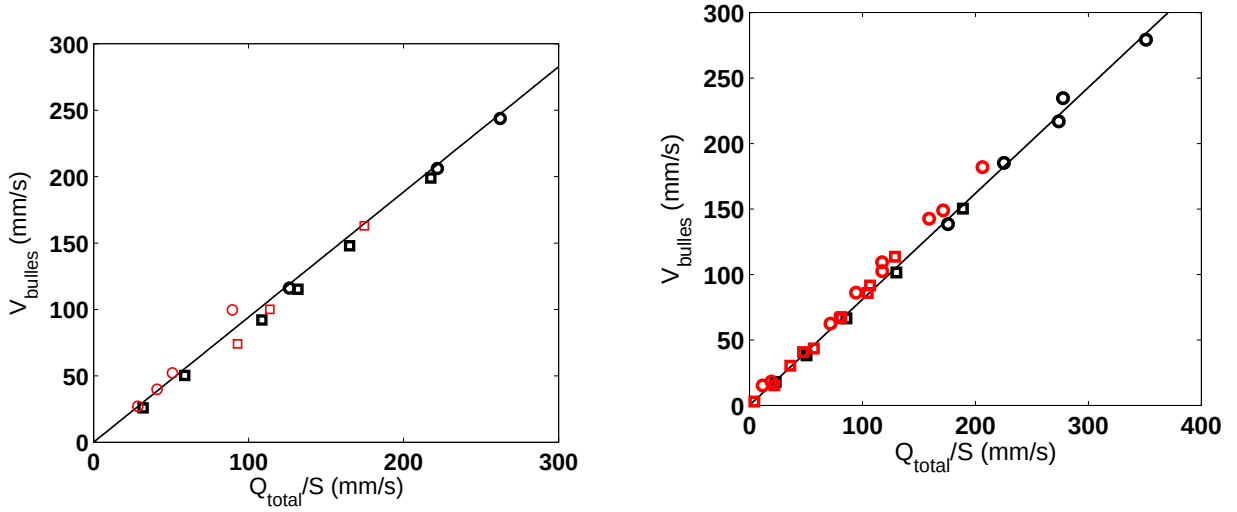


FIGURE 3.5 – Vitesse des bulles en fonction du débit total pour le canal de $250 \times 300 \mu\text{m}$ à gauche et pour le canal de $100 \times 100 \mu\text{m}$ à droite. Les points noirs représentent le cas des grandes bulles ($L_{bulle}/w = 1,4$ pour le canal $100 \times 100 \mu\text{m}$ et $L_{bulle}/w = 1,6$ pour le canal $250 \times 300 \mu\text{m}$) et, en rouge, le cas des petites bulles ($L_{bulle}/w = 1,15$ pour le canal $100 \times 100 \mu\text{m}$ et $L_{bulle}/w = 1,2$ pour le canal 250×300). Les carrés correspondent au régime dilué ($\lambda > 2 \times L_{bulle}$) et les disques au régime concentré ($\lambda < 2 \times L_{bulle}$).

Cette expérience a permis de valider le fait que la vitesse des bulles soit proportionnelle au débit total (équation(3.11)) en régime concentré et surtout de montrer que la valeur de β reste inchangée quand les bulles sont au contact les unes des autres. Ceci signifie que les interactions entre les bulles ne sont pas significatives pour les valeurs de λ étudiées.

2.3 Différence de pression en présence de bulles

Nous réalisons des mesures de différence de pression sur la canal droit. Nous souhaitons comparer ces mesures avec les valeurs de ΔP issues du modèle (3.26) où les paramètres b et c dépendent de la géométrie du canal et des fluides utilisés. Le modèle peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta P_{total} = \Delta P_{eau} + n\Delta P_{bulle} = a(L_{total} - nL_{bulle})\frac{\gamma}{h^2}Ca + n(bL_b\frac{\gamma}{h^2}Ca + \frac{c\gamma}{h}Ca^{2/3}). \quad (3.27)$$

Sur la figure 3.7, est représenté l'évolution de l'écart de pression associé à une bulle défini par l'équation (3.28) en fonction du nombre capillaire. :

$$\Delta P_{bulle} = \frac{\Delta P_{total} - \Delta P_{eau}}{n} \quad (3.28)$$

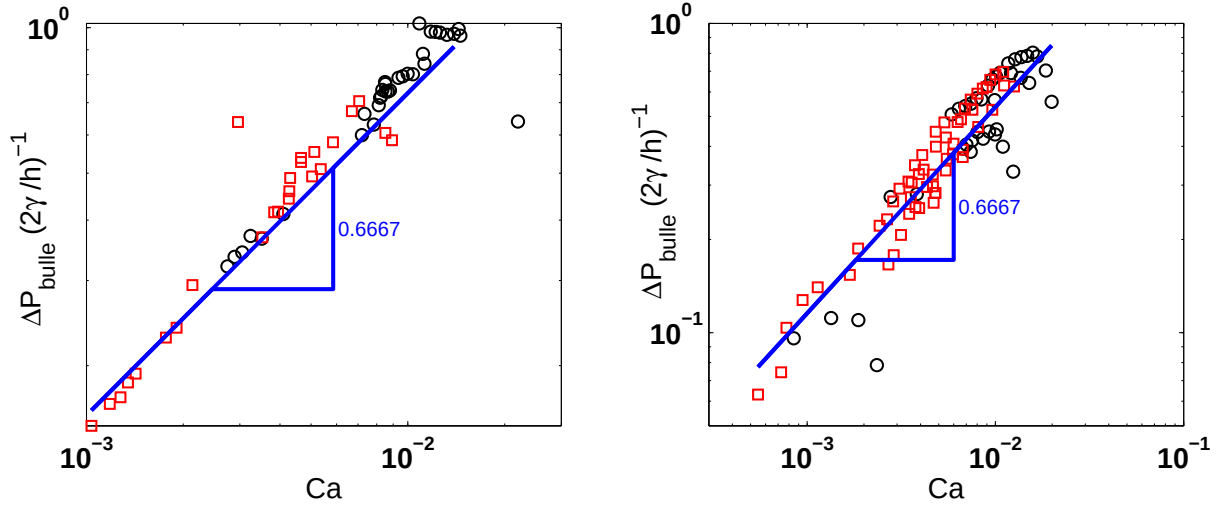


FIGURE 3.6 – A gauche, canal de dimensions $250 \times 300 \mu\text{m}$. A droite, canal de dimensions $100 \times 100 \mu\text{m}$. Les disques noirs correspondent au régime dilué ($\lambda > 2 \times Lb$) et les carrés rouges au régime concentré ($\lambda < 2 \times Lb$).

Pour les deux tailles de canaux, nous trouvons que ΔP_{bulle} est proportionnel au nombre capillaire $Ca^{2/3}$, ce qui permet de montrer que le terme en bCa est négligeable dans l'équation (3.27). La différence de pression associée à une bulle s'écrit alors :

$$\Delta P_{bulle} = \frac{c\gamma}{h} Ca^{2/3}. \quad (3.29)$$

La figure 3.7 permet également de déterminer la valeur de la constante c . Nous trouvons $c = 34$ pour le canal le plus grand et $c = 25$ pour l'autre. L'équation (3.27) peut alors se simplifier :

$$\Delta P_{total} = aL_{total}\left(1 - \frac{L_{bulle}}{\lambda}\right)\frac{\gamma}{h^2}Ca + c\frac{L_{total}\gamma}{\lambda h}Ca^{2/3}. \quad (3.30)$$

Dans la littérature, quelques travaux ont validé ce modèle en régime dilué lorsque les interactions entre les bulles sont négligeables, et ont pu déterminer expérimentalement les paramètres b et c . Khan et al.[36][37] ont trouvé la même expression de ΔP mais une valeur de c différente $c = 6 - 7$. D'autres auteurs ont trouvé un terme en bCa non négligeable avec des valeurs de c de l'ordre de 17[28][20]. Fuerstman et al. ont montré que les constantes b et c étaient indépendantes du rapport d'aspect w/h mais fortement dépendantes du rapport L_{bulle}/h , ainsi que de la présence ou non de tensioactifs et de leur concentration et par conséquent du système de fluides utilisés comme le montre la figure 3.7. Il n'est donc pas surprenant que les valeurs que nous avons trouvées diffèrent de la littérature. Afin de comparer les valeurs de b et c , il faudrait se placer exactement dans les mêmes géométries et utiliser le même système de fluides.

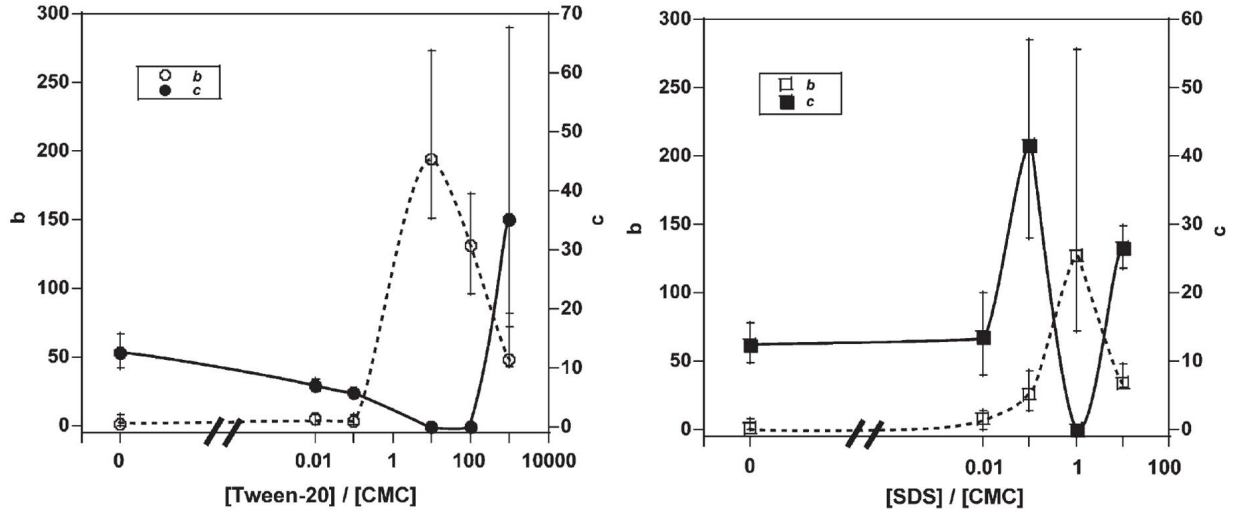


FIGURE 3.7 – Evolution des paramètres b et c pour deux tensioactifs différents en fonction de la concentration en tensioactifs [28].

Ce modèle a été étudié en régime dilué pour $\lambda > 2L_{bulle}$ mais aussi en régime concentré $\lambda > 2L_{bulle}$. Il est valable pour les deux régimes et surtout quand les bulles sont collées les unes aux autres. Ceci est très important car le régime concentré, où les interactions entre les bulles sont alors non négligeables, a été très peu étudié alors que la plupart des expériences réalisées et des activités liées au pétrole nécessitent des mousses sèches (les bulles sont au contact les unes des autres).

Pour augmenter le rendement d'extraction du pétrole, la mousse est utilisée pour réduire le rapport de mobilité entre la mousse et l'eau. Il cherche ainsi à augmenter le rapport entre les différences de pression avec et sans bulles. Dans les meilleures conditions, ce rapport atteint 100. Le modèle décrivant la différence de pression en présence de bulles montre que cet écart de pression est proportionnel au nombre de bulles (i.e. à la qualité de la mousse) et au nombre capillaire d'après l'équation (3.30). La figure 3.8 représente l'évolution de la différence de pression adimensionnée par la différence de pression correspondant pour un fluide newtonien en fonction de la qualité de la mousse et du nombre capillaire.

Il apparaît que la différence de pression augmente avec la qualité de la mousse et qu'elle est d'autant plus grande que le nombre capillaire diminue. Elle augmente au maximum d'un facteur 6, ce qui est bien loin des réductions de mobilité attendues (100). Le simple écoulement d'un train de bulles dans un canal ne permet pas d'expliquer de telles réductions de mobilité et donc l'utilité de la mousse.

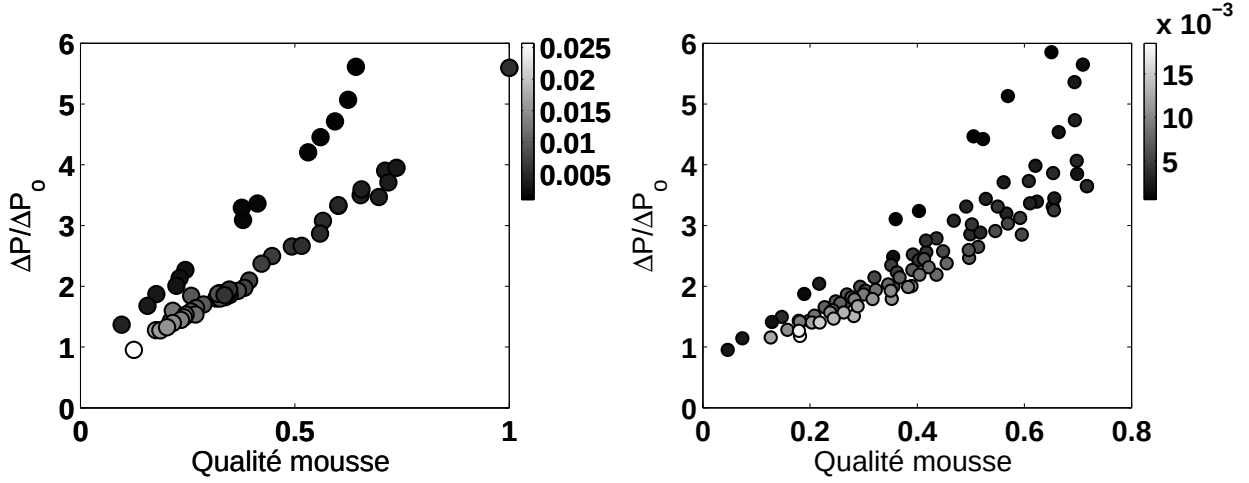


FIGURE 3.8 – Evolution de l'écart de pression adimensionnée par l'écart de pression en eau en fonction de la qualité de la mousse q_m . La couleur des points correspond au nombre capillaire Ca .

2.4 Discussions

Considérons la surpression apportée par une bulle :

$$\Delta P_{bulle} = \frac{c\gamma}{h} Ca^{2/3} - aL_{bulle} \frac{\gamma}{h^2} Ca. \quad (3.31)$$

Lorsque le nombre capillaire est grand, alors le terme en $Ca^{2/3}$ est négligeable. La surpression ajoutée par une bulle est alors négative. Dans leur travaux, Khan et al.[36] ont montré qu'au-delà d'un nombre capillaire critique, ajouter une bulle dans un canal n'augmentait pas la résistance du canal mais qu'au contraire elle la diminuait. Ce nombre capillaire critique dépend du confinement de la bulle et des paramètres a et c . Il est défini par :

$$Ca_c = \left(\frac{cH}{aL_b} \right)^3, \quad (3.32)$$

Pour le canal $250 \times 300 \mu\text{m}$, ce critère vaut $Ca_c = 0.35$ et $Ca_c = 0.23$ pour le canal à $100 \times 100 \mu\text{m}$. Il s'agit de nombres capillaires assez élevés qui ne correspondent pas à la gamme balayée dans nos expériences ($10^{-4} < Ca < 10^{-2}$). Par la suite, nous serons toujours dans le cas d'une surpression positive.

Ce modèle permettant de relier la différence de pression au nombre capillaire est très complexe et ne peut pas être généralisé car les constantes a , b et c doivent être réévaluées quand la géométrie ou les fluides changent et la dépendance en $Ca^{2/3}$ disparaît pour des nombres capillaires assez élevés. Il est étonnant de ne pas plus voir ce modèle dans la

littérature mais de trouver la plupart du temps une relation linéaire entre la différence de pression et le débit définie par :

$$\Delta P_{total} = (L_{total} - nL_{bulle}) \frac{\gamma}{h^2} Ca, \quad (3.33)$$

Dans ce modèle, la résistance apportée par chaque bulle dépend uniquement de la qualité de la mousse et de la taille de la bulle mais pas du débit total. Ce modèle est valable sur des petites gammes de Ca avec un rapport de viscosité $\mu_{disperse}/\mu_{porteur} \gg 1$ [23][46] ou dans le cas de petites bulles ($L_{bulle} \leq h$) [42]. Par exemple, Labrot et al. [46] ont montré expérimentalement que dans le cas de l'écoulement d'un train de gouttes la résistance apportée par chaque bulle dépendait aussi du débit total et donc du nombre capillaire en dessous d'une certaine vitesse d'écoulement des bulles. Jousse et al. [14] ont montré plus précisément que la résistance d'une bulle était proportionnelle à $Ca^{-1/3}$ et donc que $\Delta P_{bulle} \propto Ca^{2/3}$ dans le cas de bulles d'eau dans de l'huile. La dépendance en Ca est prise en compte dans ce cas-là. Ces exemples nous permettent de mettre en évidence le fait qu'il est possible de faire différentes approximations en fonction des conditions expérimentales afin de simplifier le modèle (3.27).

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'écoulement d'un train de bulles dans un canal rectangulaire. La vitesse d'écoulement des bulles est proportionnelle au débit total par le coefficient β . Ce coefficient vaut 0.9 dans notre cas pour des bulles dont la longueur est plus grande que la largeur du canal. Nous avons montré que β était identique en régime dilué et en régime concentré même quand les bulles sont au contact les unes aux autres ! Ceci signifie que les interactions entre les bulles n'ont pas d'effet sur leur écoulement.

La présence d'une bulle dans un canal entraîne une surpression en amont et en aval de la bulle. La différence de pression dans un canal contenant des bulles est définie par :

$$\Delta P_{total} = a(L_{total} - nL_{bulle}) \frac{\gamma}{h^2} Ca + bnL_b \frac{\gamma}{h^2} Ca + c \frac{n\gamma}{h} Ca^{2/3}. \quad (3.34)$$

Ce modèle prend en compte la dissipation liée au fluide pousseur, aux films de coins et aux ménisques dynamiques. Le paramètre a dépend de la géométrie du canal et de la viscosité du fluide porteur tandis que les paramètres b et c dépendent du système de fluides utilisés et du rapport L_{bulle}/h . La littérature ne permet pas de déterminer à l'avance ces constantes, il est nécessaire de les définir expérimentalement. Dans nos expériences, nous trouvons que le terme en bCa est négligeable et que le paramètre c vaut 25. Le modèle se simplifie alors :

$$\Delta P_{total} = a(L_{total} - nL_{bulle}) \frac{\gamma}{h^2} Ca + \frac{cn\gamma}{h} Ca^{2/3}. \quad (3.35)$$

ΔP dépend de la qualité de la mousse et du nombre capillaire. Nous avons montré que ce modèle, déjà validé dans la littérature pour le régime dilué, décrit également le régime

concentré quand les bulles sont au contact les unes des autres. Cette relation non-linéaire entre ΔP et Ca va jouer un rôle très important dans l'écoulement des bulles dans un réseau de canaux.

Résumé

- La vitesse d'écoulement des bulles dans un canal droit suit la loi :

$$V_b = \beta \frac{Q_{total}}{S}, \quad (3.36)$$

avec β une constante dépendant du rapport entre la taille des bulles et les dimensions du canal. En régimes dilué et concentré, la valeur de β est identique, ce qui implique que les interactions entre les bulles n'ont pas d'effet sur leur écoulement.

- La perturbation induite par la présence des bulles entraîne une modification de l'écart de pression en comparaison avec un fluide newtonien. Le modèle prend en compte l'écoulement de l'eau avec et sans bulles.
- Nos expériences ont permis de montrer que la surpression au niveau du corps de la bulle n'était pas négligeable car l'air est très peu visqueux. Ce modèle est valable pour les régimes dilué et concentré.

$$\Delta P_{total} = a(L_{total} - nL_{bulle})\frac{\gamma}{h^2}Ca + \frac{cn\gamma}{h}Ca^{2/3}. \quad (3.37)$$

Chapitre 4

Écoulement des bulles à une jonction

Introduction

Quand une bulle s'écoule dans un canal droit, elle entraîne une surpression dans le fluide porteur, ce qui augmente la résistance hydrodynamique dans le canal. Pour décrire l'écoulement d'une mousse dans un poreux, il faut savoir modéliser les valeurs des résistances hydrodynamiques en fonction du nombre de bulles présentes dans un canal mais surtout comprendre comment les bulles se répartissent dans un poreux. En effet, dans un milieu poreux, les bulles doivent faire un choix à chaque jonction entre plusieurs canaux. La distribution des bulles dans les canaux du poreux dépend de ce choix. Il est crucial de comprendre ce point pour comprendre l'existence des chemins préférentiels.

Ces questions ont été étudiées récemment en utilisant les outils de la microfluidique. La plupart de ces études portent sur une jonction en T : un canal amont est divisé en deux branches filles. Lorsqu'une bulle arrive à une jonction en T, elle peut soit se fragmenter soit se diriger dans un des deux canaux.

La fragmentation des bulles dépend du rapport entre les forces visqueuses et les forces de tension de surface (i.e du nombre capillaire Ca), du rapport de taille entre la bulle et le canal et des viscosités des fluides [24]. Cette géométrie est souvent utilisée pour générer des bulles ou des gouttes monodisperses de très petite taille [33].

Nos expériences se déroulent dans des gammes de capillaire assez faibles pour s'affranchir du phénomène de fragmentation à la jonction et pour ainsi se focaliser sur le choix de chaque bulle arrivant à la jonction.

1 Bulles et gouttes à une jonction à faibles nombres capillaires

Lorsqu'une bulle se trouve à la jonction, chaque "face" de la bulle est soumise à une force $\vec{F}_i$ proportionnelle à la vitesse du fluide $\vec{V}_i$ proche d'elle dans le canal i . La bulle va se déplacer dans le canal qui la tirera le plus fort. Le choix de la bulle dépend ainsi du signe de $\vec{F}_1 - \vec{F}_2$ et donc de $V_1 - V_2$. Ce point est la base du mécanisme de choix d'une bulle à la jonction.

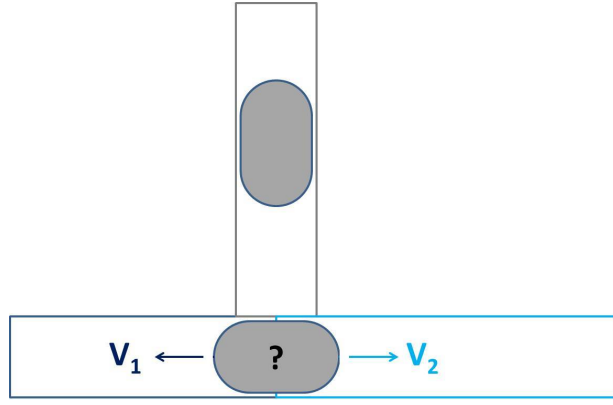


FIGURE 4.1 – Bulle à une jonction.

En 2005, W.Engl et al [48] ont étudié une géométrie constituée de deux canaux circulaires millifluidiques de longueurs différentes reliés à un même canal en amont par une jonction en forme de T. Les deux canaux débouchent dans l'air à la pression atmosphérique. W. Engl a d'abord étudié des gouttes de tailles égales ou légèrement supérieures à la taille du canal. Il met en évidence deux régimes. Lorsque la distance entre les gouttes dans le canal amont est importante (i.e lorsque les gouttes sont diluées), les gouttes se dirigent toutes dans le bras le plus court. Lorsque cette distance diminue et devient inférieure à une valeur critique, les gouttes se répartissent dans les deux bras.

La compréhension de ce phénomène est basée sur le critère de choix présenté précédemment et sur le fait que des gouttes dont la taille est de l'ordre de grandeur de la taille d'un canal affectent la résistance hydrodynamique de ce dernier. Ainsi lorsqu'une goutte arrive à la jonction dans le régime dilué, elle va dans le bras qui débite le plus fort donc dans le bras le plus court. En régime dilué, le nombre de gouttes dans les bras est faible et le bras le plus court a une résistance hydrodynamique plus faible que le bras le plus long. En régime concentré, le nombre de gouttes dans le bras le plus court devient important ce qui a pour effet d'augmenter la résistance hydrodynamique du bras court. A partir d'un certain nombre de gouttes, la résistance hydrodynamique du bras le plus court devient plus grande que celle du bras le plus long. La goutte suivante choisit donc d'aller dans le bras le plus long. Le choix des gouttes suivantes se réalise de façon à équilibrer les résistances

hydrodynamiques des deux bras. Cette situation correspond au régime de répartition.

Dans ce cadre (i.e pas de rôle de la jonction, nombre capillaire faible), il est possible de modéliser finement les régimes de filtration et de répartition. Chaque branche du canal subit une différence de pression ΔP^i identique. Nous avons ainsi :

$$\Delta P^1 = \Delta P^2 \quad (4.1)$$

Cette équation contient quatre inconnues : $\lambda^1, \lambda^2, Q_{total}^1$ et Q_{total}^2 . Afin de résoudre cette équation, il est nécessaire d'avoir trois équations en plus.

La conservation de la masse de l'eau et de la masse de l'air permet d'écrire :

$$Q_{total}^{entree} = Q_{total}^1 + Q_{total}^2 \quad (4.2)$$

$$Q_{eau}^{entree} = Q_{eau}^1 + Q_{eau}^2 \quad (4.3)$$

$$Q_{air}^{entree} = Q_{air}^1 + Q_{air}^2 \quad (4.4)$$

Nous savons de plus que la vitesse des bulles V_{bulle} est proportionnelle au débit total Q_{total} :

$$V_{bulle}^i = \frac{\beta Q_{total}^i}{S} = \lambda^i f^i \quad (4.5)$$

Afin de finir la modélisation, il est nécessaire de définir une 4ème équation. En régime filtre, nous pouvons écrire que le débit d'air dans le canal le plus long est nul puisque toutes les bulles vont dans le bras court :

$$Q_{air}^2 = 0 \Rightarrow Q_{total}^2 = Q_{eau}^2. \quad (4.6)$$

Dans le régime de répartition, la plupart des modèles présentés dans la littérature émettent l'hypothèse que les débits totaux de chaque branche sont identiques étant donné que les bulles se répartissent alternativement dans les deux bras. Il vient ainsi :

$$Q_{total}^1 = Q_{total}^2 = \frac{Q_{total}^{entree}}{2} \quad (4.7)$$

Une autre hypothèse a également été mentionnée mais peu utilisée (seul Engl l'a utilisé dans son article de 2005 [48]). Elle concerne non pas l'égalité des débits totaux mais l'égalité des débits d'eau.

$$Q_{eau}^1 = Q_{eau}^2 \quad (4.8)$$

Notons que ces deux hypothèses, égalité des débits d'eau et égalité des débits totaux, proviennent dans les deux cas de l'idée que la force qui tire la bulle vers le bras court doit être en moyenne égale à la force qui tire vers le bras long. Cette force d'origine visqueuse est

proportionnelle à la vitesse du fluide porteur au voisinage de la goutte. Les deux hypothèses diffèrent donc sur l'analyse locale du champ de vitesse. L'égalité des débits totaux suppose que la vitesse du fluide porteur est proportionnelle au débit total. L'égalité des débits d'eau suppose quant à elle que la vitesse du fluide porteur est proportionnelle au débit d'eau.

Du fait de l'incompressibilité des fluides, la vitesse du fluide porteur entre deux gouttes est égale au débit total divisé par la surface. Pour que la vitesse du fluide porteur soit différente de cette valeur, il est nécessaire que les gouttes s'arrêtent. Ainsi la conservation de la matière va imposer le fait que la vitesse du fluide porteur soit égale au débit de fluide porteur divisé par la surface. Dans nos expériences, ceci peut se produire si la goutte marque un temps d'arrêt prolongé à la jonction.

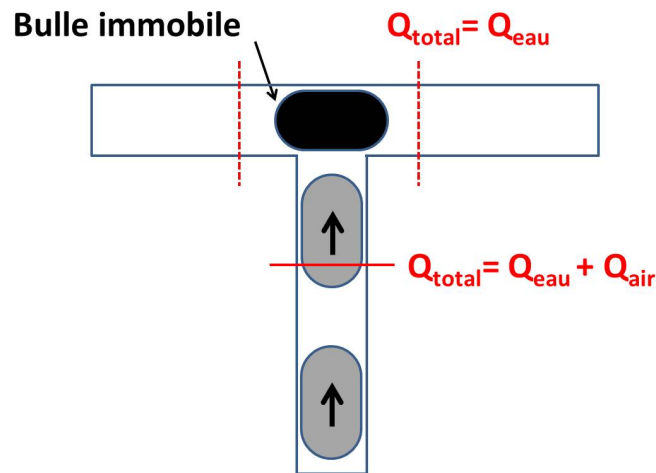


FIGURE 4.2 – Jonction en T représentant la répartition des bulles à la jonction en entrée de la boucle.

La résolution de ces équations dans le cadre de gouttes dans des géométries circulaires conduit à des expressions analytiques car la perte de charge dans ces systèmes est linéaire en fonction du débit total et ne présente pas de terme lié à la perte de charge dans les films significatifs.

Plus tard, Engl et al [48] ont étudié des gouttes de tailles inférieures au rayon du capillaire. De façon étonnante, ils mettent en évidence un régime de filtre et un régime de répartition. Dans ce cas, le régime de filtre n'est pas lié à une variation de la résistance hydrodynamique en fonction du nombre de gouttes. En effet, les gouttes de petites tailles n'affectent pas ou très peu la résistance hydrodynamique d'un canal. Le régime de répartition provient des collisions qui se produisent à la jonction : lorsque deux gouttes sont présentes à une jonction en même temps, une goutte part dans un bras et l'autre goutte part dans l'autre. Belloul et al. ont retrouvé ce régime de collisions dans un dispositif microfluidique [23].

Ces deux études se limitent à des systèmes relativement dilués. Les systèmes très concentrés ont été relativement peu étudiés dans la littérature. Wong Choi et al. [47] ont montré qu'un train de bulles concentrées se comporte et se répartit comme un fluide monophasique newtonien. Cependant la compréhension de ce phénomène n'a pas été approfondie.

Notre travail va consister à reprendre ces études dans une boucle. Les questions que nous allons chercher à résoudre sont les suivantes. Nous allons étudier le régime très concentré et nous allons essayer de comprendre s'il est possible de générer des chemins préférentiels (i.e de bloquer des gouttes ou des bulles) dans un système de type boucle. Notons que ce point n'a jamais été mis en évidence dans la littérature. Le paragraphe suivant décrit le protocole expérimental.

2 Protocole expérimental

Nous avons choisi comme jonction une géométrie de boucle dissymétrique : elle se compose d'un canal d'entrée au bout duquel les bulles vont choisir de s'écouler soit dans la branche courte soit dans la branche longue. En sortie, les bulles des deux branches vont s'organiser pour toutes sortir par le même canal. Cette boucle est caractérisée par deux paramètres :

- la taille de la boucle déterminée par le rayon R . Dans un premier temps, nous prendrons $R \gg L_{bulle}$ soit $R = 3200\mu m$ puis $R \approx L_{bulle}$ $R = 360\mu m$.
- l'angle Θ formé par le canal d'entrée et le canal de sortie qui permet de modifier le rapport des longueurs $R_{branche}$ entre les deux branches de la boucle. Nous avons étudié le cas où $\Theta = 120^\circ$ soit $R_{branche} = 2$ et le cas où $\Theta = 60^\circ$ soit $R_{branche} = 5$.

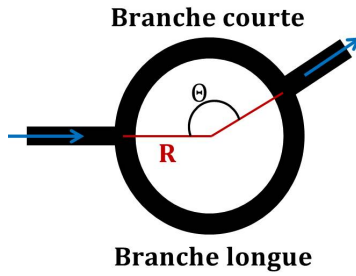


FIGURE 4.3 – Représentation de la géométrie de boucle dissymétrique. R : rayon de la boucle, Θ : angle entre l'entrée et la sortie.

Dans chaque branche de la boucle, nous allons déterminer le nombre de bulles n , la fréquence d'apparition des bulles f , le débit d'air Q_{air} défini par $Q_{air} = \Omega_b \times f$ et le débit total Q_{total} . Le débit total est déterminé par l'équation $Q_{total}^i = SV_{bulles}^i / \beta$ où la constante β a été

mesurée dans le chapitre 3 et vaut 0,9. La vitesse des bulles est calculée à partir des films en utilisant une procédure classique. Les images sont corrélées et le décalage spatial entre deux images séparées par un temps dt donne la distance parcourue par les gouttes lors de cet intervalle de temps dt . Nous regardons l'évolution de ces grandeurs par rapport à la qualité de la mousse définie comme le rapport entre le débit d'air et le débit total $q_m = Q_{air}/Q_{total}$.

Expérimentalement, lorsque nous réalisons une série d'expériences nous fixons le débit d'air et nous faisons varier le débit d'eau. Ainsi, nos expériences se déroulent à débit d'air fixé et nous introduisons alors un nouveau nombre capillaire Ca^* qui est défini par $Ca^* = \eta Q_{air}/\gamma S$. Pour un Ca^* donné, les expériences sont réalisées avec les mêmes paramètres d'injection, elles correspondent donc rigoureusement à la même taille de bulles. Lorsque Ca^* varie, la taille des bulles varie faiblement. Sur l'ensemble de nos expériences, nous estimons la variation de taille à 15%.

Nous rappelons que la solution aqueuse contient un détergent commercial. Ce détergent a été choisi pour que la phase aqueuse mouille le PDMS. Ainsi un film de mouillage est toujours présent entre la bulle d'air et le PDMS.

3 Grande boucle

Nous nous plaçons tout d'abord dans le cas d'une grande boucle i.e. $R \gg L_{bulle}$ soit $R=3200\mu m$.

3.1 Observation des différents régimes d'écoulement

Pour chaque valeur de Θ , nous regardons comment s'écoulent les bulles à travers la boucle. Dans les deux configurations, deux régimes d'écoulement ont été observés comme le montre la figure 4.4.

Dans le premier cas, toutes les bulles vont dans la branche courte de la boucle. Il s'agit du régime de filtre. Dans le second régime dit de répartition, les bulles vont de façon alternée dans chaque branche de la boucle. Nous retrouvons ainsi les régimes déjà vus dans la littérature. Comme cela a été souligné précédemment, la génération des bulles dans nos expériences se fait en fixant le débit d'air et le débit d'eau. Ce dernier varie ensuite par aspiration ou dilution. Les expériences obtenues pour les mêmes conditions de génération, ie débit d'air et débit d'eau donnés, sont présentées avec le même code de couleur. Elles sont associées à un nombre capillaire $Ca^* = \frac{Q_{air}\eta}{\gamma S}$ défini sur le débit d'air.

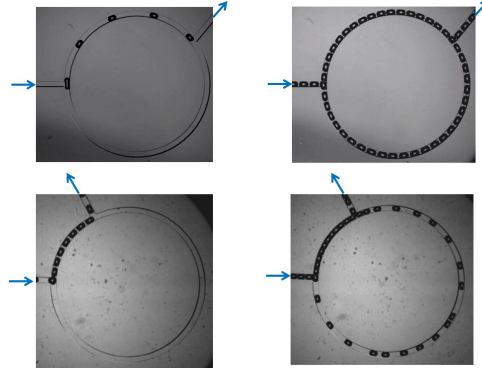


FIGURE 4.4 – A gauche : régime de filtre. A gauche haut, pour $\Theta = 120^\circ$, $R = 2$, $Q_{eau} = 2200 \mu\text{L}/\text{min}$ et $Q_{air} = 160 \mu\text{L}/\text{min}$ et à gauche bas $\Theta = 60^\circ$, $R = 5$, $Q_{eau} = 700 \mu\text{L}/\text{min}$ et $Q_{air} = 284 \mu\text{L}/\text{min}$. A droite : régime de répartition. A droite haut, pour $\Theta = 120^\circ$, $R = 2$, $Q_{eau} = 200 \mu\text{L}/\text{min}$ et $Q_{air} = 160 \mu\text{L}/\text{min}$ et à droite bas $\Theta = 60^\circ$, $R = 5$, $Q_{eau} = 400 \mu\text{L}/\text{min}$ et $Q_{air} = 284 \mu\text{L}/\text{min}$.

Regardons maintenant quand a lieu la transition entre ces deux régimes. Le graphique 4.5 montre l'évolution de la fréquence d'apparition des bulles dans chaque branche adimensionnée par la fréquence d'entrée des bulles pour différentes valeurs de Ca^* . La dispersion des points est due à la variation de Ca^* .

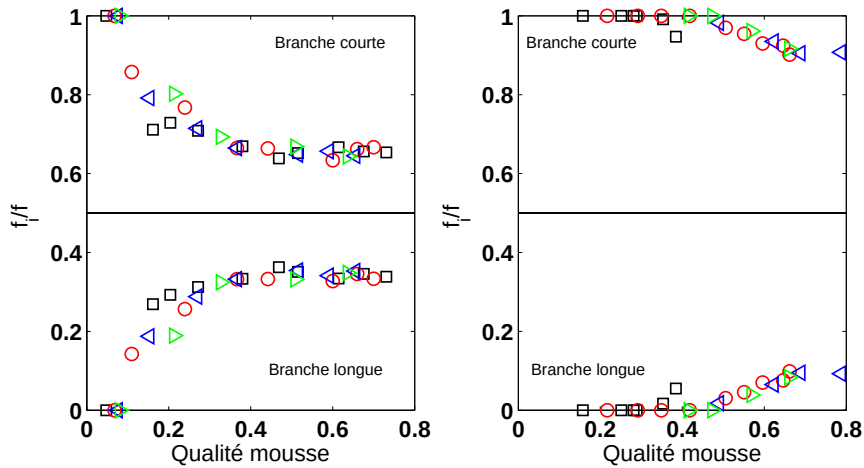


FIGURE 4.5 – Evolution de la fréquence d'apparition des bulles dans chacune des branches à Ca^* fixé. A gauche, la boucle $\Theta = 120^\circ$ et à droite, la boucle $\Theta = 60^\circ$. En noir $Ca^* = 1 \times 10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2 \times 10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$.

A très basse qualité de mousse, les bulles sont très éloignées les unes des autres. La première bulle qui arrive à la jonction va choisir le canal dont le débit instantané est le

plus fort soit la résistance hydrodynamique la plus faible. Elle va ainsi aller dans le canal le plus court. Les bulles suivantes vont également se diriger dans ce canal. Quand la qualité de mousse q_m augmente, le nombre de bulles dans la branche courte croît. Ceci entraîne alors l'augmentation de la résistance hydrodynamique. Pour un nombre de bulles critique, la résistance hydrodynamique de la branche courte devient supérieure à celle de la branche longue. Certaines bulles vont alors aller dans la branche longue. La valeur de ce critère dépend du rapport des longueurs $R_{branche}$. En effet, pour $R_{branche} = 2$, $q_m^c = 0,15$ alors que pour $R_{branche} = 5$, $q_m^c = 0,51$.

Nous avons pu identifier deux régimes d'écoulement distincts et déterminer expérimentalement la valeur de la qualité de mousse pour laquelle a lieu la transition. Nous allons par la suite appliquer les modèles de la littérature et analyser leur pertinence à l'égard de nos expériences.

3.2 Modélisation de l'écoulement.

Reprenons le modèle décrit dans la partie 4.1. Dans chaque branche du canal, nous pouvons appliquer l'équation (4.9) issue du modèle de Fuerstman et al. [28] reliant l'écart de pression au débit total présenté dans le chapitre 3 :

$$\Delta P = R_o(1 - \frac{L_b}{\lambda})Q + c \frac{\gamma L}{H\lambda} Q^{2/3} \quad (4.9)$$

Etant donné que les deux canaux sont reliés à la même entrée et à la même sortie, l'écart de pression appliqué dans la branche courte est identique à celui dans la branche longue. Nous avons ainsi :

$$\Delta P_{court} = \Delta P_{long} \quad (4.10)$$

Cette équation contient quatre inconnues : λ_{court} , λ_{long} , Q_{court}^{total} et Q_{long}^{total} . Afin de résoudre cette équation il est nécessaire d'avoir trois équations en plus. A la différence des travaux d'Engl, le lien ΔP - Q est non linéaire en Q . De fait, la résolution des équations et les valeurs du rapport des fréquences entre les deux bras en fonction de la qualité de la mousse vont dépendre explicitement du débit de gaz injecté à l'entrée ou du débit d'eau injecté.

Nous pouvons utiliser la conservation de la masse pour écrire :

$$Q_{entree}^{total} = Q_{court}^{total} + Q_{long}^{total} \quad (4.11)$$

$$Q_{entree}^{eau} = Q_{court}^{eau} + Q_{long}^{eau} \quad (4.12)$$

$$Q_{entree}^{air} = Q_{court}^{air} + Q_{long}^{air} \quad (4.13)$$

Nous savons de plus que :

$$V_{bulle} = f_i \times \lambda_i = \frac{\beta Q_i^{total}}{S} \quad (4.14)$$

Pour compléter le modèle, la littérature émet l'hypothèse que les débits totaux des deux bras sont égaux en régime de répartition :

$$Q_{court}^{total} = Q_{long}^{total} = \frac{Q_{entree}^{total}}{2} \quad (4.15)$$

En régime de filtre, le débit de gaz dans le bras le plus long est nul.

3.3 Le régime filtre

Le régime filtre est correctement prédit par le modèle décrit précédemment. Notons que pour prédire la longueur d'onde, nous avons utilisé les paramètres déterminés dans le chapitre précédent (cf figure 4.6). La description de la transition vers le régime de répartition nécessite de comprendre comment se fait cette transition et quels sont les éléments qui pilotent cette transition.

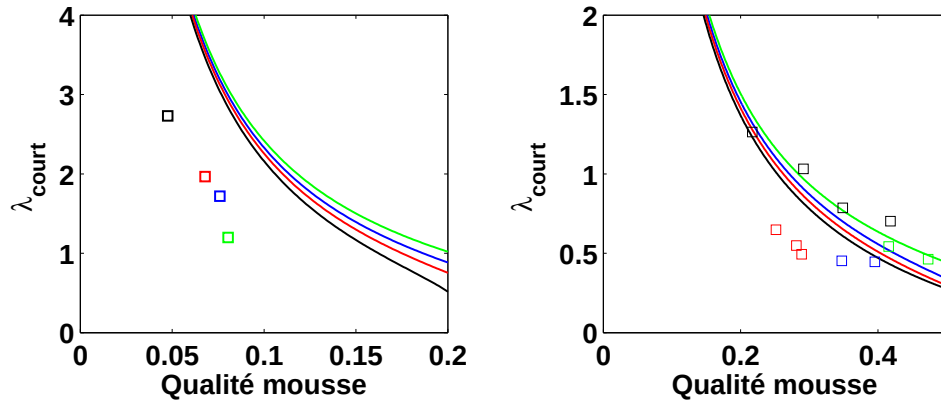


FIGURE 4.6 – Evolution de la longueur d'onde λ dans le bras court en régime de filtre en fonction de la qualité de la mousse. A gauche, la boucle $\Theta = 120^\circ$. A droite, la boucle $\Theta = 60^\circ$. En noir $Ca^* = 1 \times 10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2 \times 10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$

3.4 Le régime répartition

Le modèle nous permet d'extraire la longueur d'onde dans le bras long en fonction de la qualité de la mousse et de la comparer aux données expérimentales. Les figures suivantes montrent cette comparaison pour $R = 2$ et $R = 5$.

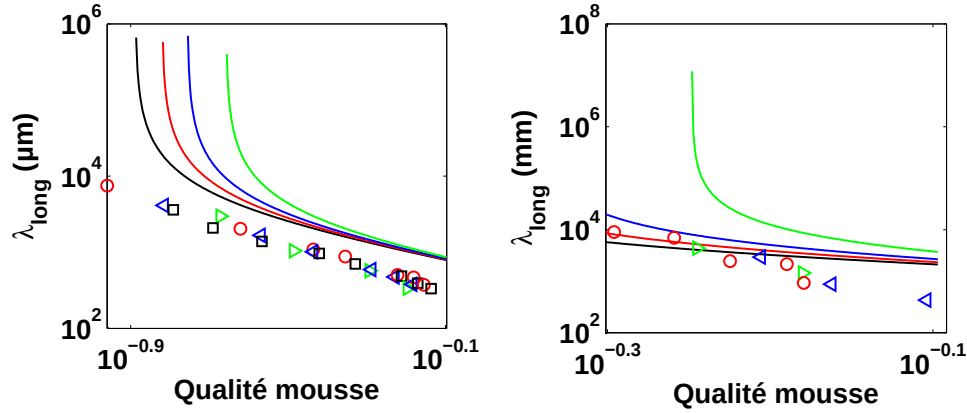


FIGURE 4.7 – Evolution la longueur d'onde λ dans le bras court en régime de répartition en fonction de la qualité de la mousse. A gauche, la boucle $\Theta = 120^\circ$. A droite, la boucle $\Theta = 60^\circ$. En noir $Ca^* = 1 \times 10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2 \times 10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$.

Des différences apparaissent entre le modèle basé sur l'hypothèse des débits totaux et nos données. Dans le paragraphe suivant, nous allons essayer de comprendre quelles sont les hypothèses qui sont remises en cause dans nos expériences.

Remise en cause des hypothèses

Notre calcul est guidé par l'hypothèse que les débits totaux sont égaux dans le régime de répartition. Pour vérifier cette hypothèse nous allons faire deux mesures. Le débit total est donné par $f \times \lambda = \frac{\beta Q_{total}}{S}$. L'égalité des débits totaux implique que le produit longueur d'onde $\times$ fréquence temporelle soit égal dans les deux bras si le paramètre β est constant dans les deux bras.

La figure 4.8 montre que cette égalité, ie l'égalité produit longueur d'onde $\times$ fréquence temporelle, n'est pas vérifiée. Deux raisons peuvent être évoquées soit β n'est pas constant, soit les débits totaux ne sont pas égaux.

Pour vérifier que β est bien constant, nous avons mesuré le débit total dans chaque branche en utilisant la relation :

$$Q_i^{total} = \frac{SV_i^{bulles}}{\beta}, \quad (4.16)$$

puis nous l'avons tracé en fonction de la qualité de la mousse la somme des débits totaux mesurés divisée par le débit total imposé.

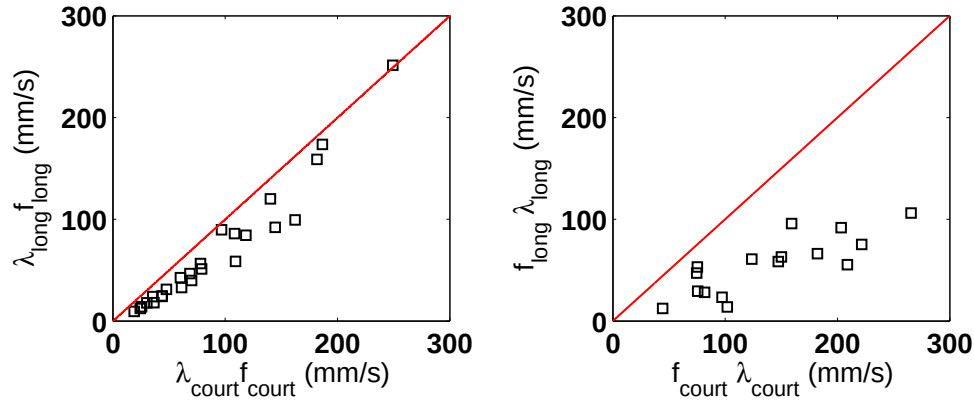


FIGURE 4.8 – Evolution du produit longueur d’onde $\times$ fréquence temporelle dans chaque bras. La ligne rouge correspondant à l’égalité du produit dans les deux bras. A gauche, la boucle $\Theta = 120^\circ$. A droite, la boucle $\Theta = 60^\circ$.

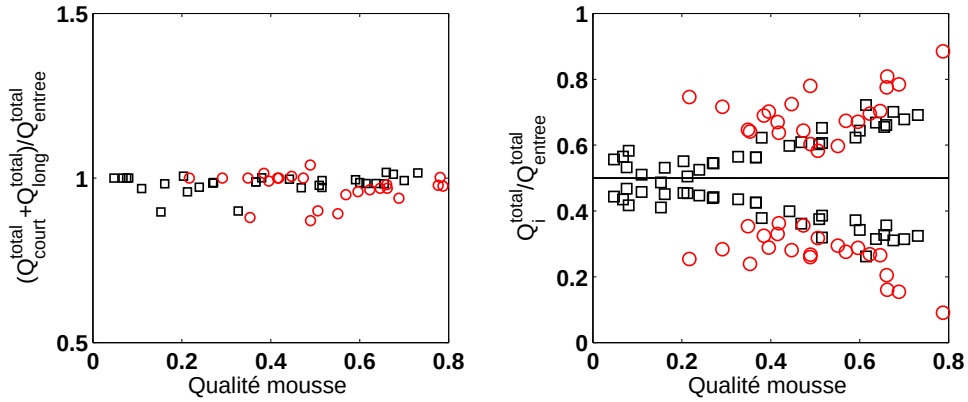


FIGURE 4.9 – Les $\square$ représentent la boucle $\Theta = 120^\circ$ tandis que les $\circ$ représentent la boucle $\Theta = 60^\circ$.

La figure 4.9 montre que la somme des débits totaux de chaque branche divisée par le débit total imposé est égale à 1. Cette courbe permet de valider la définition du débit total donné par l’équation (4.16) et par conséquent de valider le fait que la valeur de β reste inchangée dans chaque branche. Ainsi nous concluons qu’une des raisons pour lesquelles nous n’arrivons pas à reproduire nos données à partir des modèles de la littérature réside dans le fait que les débits totaux ne sont pas égaux.

Pour aller plus loin , il est nécessaire de reformuler certaines hypothèses.

Égalité des débits d'eau

Nous avons testé la seconde hypothèse proposée initialement par W.Engl : l'égalité des débits d'eau. Nous rappelons que cette égalité est compatible avec les lois d'incompressibilité à partir du moment où les bulles s'arrêtent. C'est le cas des bulles qui arrivent à une jonction. Nous pouvons donc penser que le liquide autour des bulles au niveau de la jonction avance à la vitesse du débit d'eau. Expérimentalement, nous calculons ces débits à partir de la vitesse des bulles. En effet, $V_{bulles} = \frac{\beta Q_{total}}{S}$ et $Q_{air} = V_{bulles} \frac{\omega}{\lambda S}$. De la définition du débit total, on tire $Q_{air} = Q_{total}(1 - \frac{\omega\beta}{\lambda S})$. Ainsi la mesure de la vitesse des bulles et la connaissance de β permettent de mesurer le débit d'air dans un bras. Nous reportons sur la figure 4.10 la valeur du débit d'eau dans les deux bras dans le régime répartition pour $R = 2$ et $R = 5$. Nous constatons que l'égalité des débits d'eau est vérifiée pour des qualités de mousse inférieures à 0,5 pour $R = 2$ et 0,6 pour $R = 5$. Ainsi il nous faut trouver une autre raison pour comprendre le régime de répartition pour $R = 2$ lorsque la qualité de la mousse est supérieure à 0,5 et pour $R = 5$.

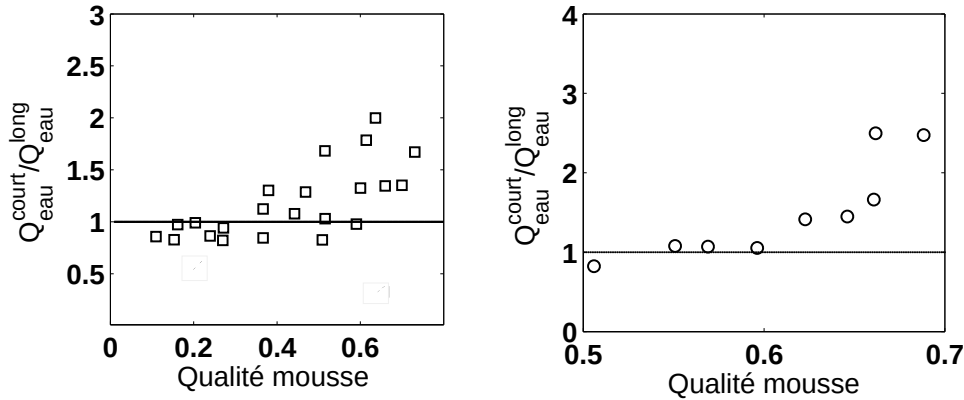


FIGURE 4.10 – Rapport des débits d'eau entre le bras court et le bras long dans le régime de répartition. A gauche, la boucle $\Theta = 120^\circ$. A droite, la boucle $\Theta = 60^\circ$.

Incompressibilité des bulles

L'étude des films montre qu'un autre phénomène apparaît. Pour les qualités importantes, la longueur d'onde dans le bras court est très proche de la taille de la bulle. Il semble judicieux d'admettre que les bulles ne se déforment pas. Ainsi au lieu de sur-concentrer le bras court, de déformer les bulles dans ce bras, le système choisit d'envoyer les bulles surnuméraires dans le bras long. Ceci permet de ne pas déformer les bulles. Notons que le capillaire est faible dans nos expériences ce qui rend cette hypothèse très raisonnable. Ce mécanisme s'accompagne de nombreuses collisions à la jonction. En effet, pour évacuer une goutte dans le bras long, il faut que le bras court soit plein de bulles. Ceci a pour effet de bloquer l'entrée des bulles dans le canal court et de les éjecter dans le canal long.

La transition entre le régime égalité des débits d'eau et régime concentré se produit pour que $\lambda_{court} = L_{bulle}$. Cette égalité demeure vraie dans tout le régime concentré. Notons que pour le cas $R = 5$ la transition entre le régime filtre et le régime répartition se passe directement dans cette zone.

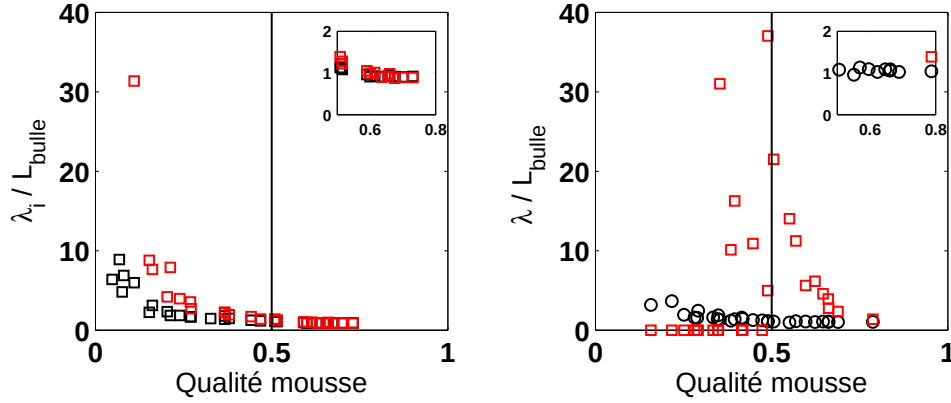


FIGURE 4.11 – À gauche, grande boucle 120° et à droite grande boucle 60° . Evolution de la distance λ dans chaque branche : les $\square$ représentent la branche longue et les $\square$ représentent la branche courte. Dans le bras court, $\lambda = L_{bulle}$ pour $q_m \geq 0,5$.

La prise en compte des trois équations précédentes nous permet de décrire quantitativement l'ensemble des expériences. Dans le cas de la grande boucle 120° , nous avons pu modéliser la répartition des bulles et l'évolution des débits totaux dans chaque branche de la boucle à partir de considérations expérimentales comme le montre la figure 4.12. Des petites différences sont notées dans le régime intermédiaire entre une qualité de mousse égale à 0,42 et 0,52 mais ces différences restent mineures.

Nous avons ensuite appliqué la même méthode pour la grande boucle 60° . De même que pour la grande boucle 120° , il est possible de modéliser la distribution des débits totaux en caractérisant les deux régimes d'écoulement comme le montre la figure 4.13.

L'étude des valeurs moyennes des vitesses et des débits dans chaque branche a permis de modéliser la répartition des bulles dans la grande boucle. Cette répartition est contrôlée par l'égalité des débits d'eau en régime de répartition. Au delà d'une certaine valeur de la qualité, la longueur d'onde reste constante dans le bras court pour des raisons liées au fait que les bulles sont faiblement compressibles. Ce dernier régime s'accompagne d'un nombre important de collisions.

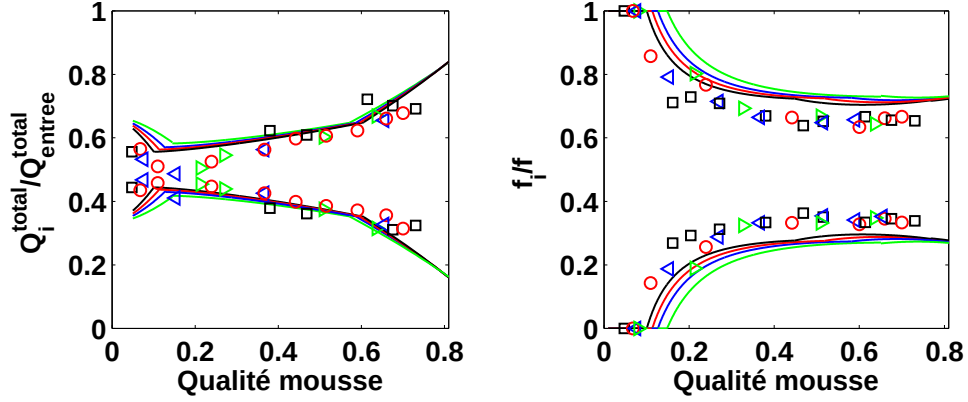


FIGURE 4.12 – Grande boucle $\Theta = 120^\circ$: en noir $Ca^* = 1.10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2.10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3.10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6.10^{-3}$. A gauche, modélisation des débits totaux dans chaque bras en fonction de la qualité de la mousse q_m . A droite, modélisation des fréquences d'apparition des bulles dans chaque bras en fonction de q_m .

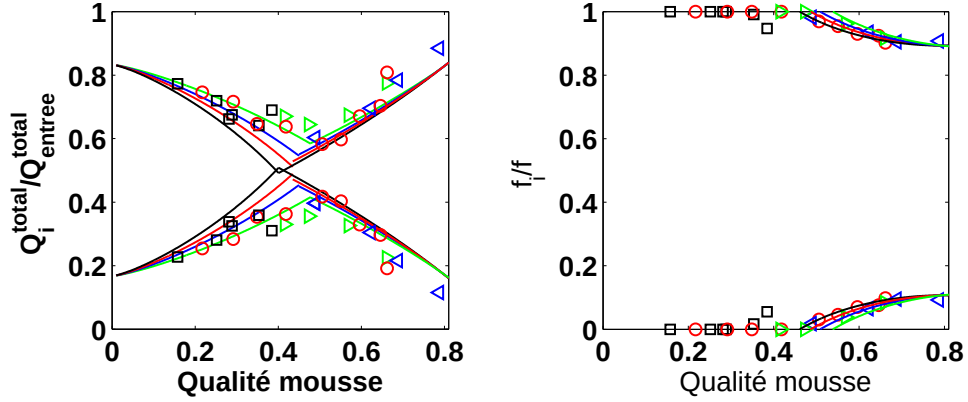


FIGURE 4.13 – Grande boucle $\Theta = 60^\circ$: en noir $Ca^* = 1.10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2.10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3.10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6.10^{-3}$. A gauche, modélisation du rapport des débits d'eau dans chaque bras et en entrée en fonction de la qualité de la mousse q_m et du nombre capillaire Ca^* . A droite, modélisation du rapport des fréquences d'apparition des bulles dans chaque bras et en entrée en fonction de la qualité de la mousse q_m et du nombre capillaire Ca^* .

En conclusion de ces paragraphes, nous avons montré que la répartition des bulles dans une grande boucle est guidée par deux phénomènes. Pour de faibles qualités de mousse, la bulle choisit la branche ayant le débit instantané le plus fort : le régime filtre correspond au cas où les débits de phase porteuse sont plus grand dans le bras court et le régime répartition au cas où les débits d'eau sont égaux dans les deux bras. La transition entre les

deux régimes correspond au cas où il n'y a pas de bulles dans le bras long et où le débit de liquide porteur dans le bras long correspond au débit de liquide porteur dans le bras court.

Lorsque la qualité de la mousse est très importante, de façon originale nous mettons en évidence un dernier critère de sélection : les bulles se comportent dans ce régime comme des systèmes non déformables. La longueur d'onde dans le bras court devient égale à la taille des bulles, les bulles sont éjectées dans le bras long qui débite moins du fait des collisions ayant lieu à l'entrée de la boucle.

Les expériences menées sur une grande boucle nous ont permis de comprendre et de modéliser la répartition des bulles. Notons que ces géométries ne permettent pas de former des chemins préférentiels. Avant de passer aux petites boucles, nous allons présenter un paragraphe sur une analyse locale des écoulements. Nous montrerons que la vision donnée ci-dessus est une vision moyenne de l'écoulement et que celui-ci subit de nombreuses fluctuations.

4 Analyse de la dynamique des écoulements

Le but de cette section est d'analyser les phénomènes dynamiques qui se produisent lors des écoulements. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement au régime de répartition. Nous avons considéré deux situations : le régime de répartition dilué gouverné par l'égalité des débits d'eau et le régime de répartition concentré comme l'illustre la figure 4.14.

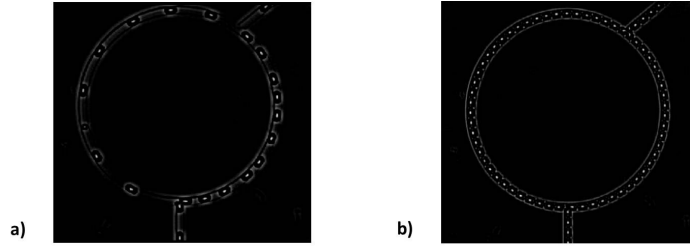


FIGURE 4.14 – Grande boucle $\Theta = 120^\circ$. a) Régime de répartition dilué $\lambda > L_{bulle}$, $q_m = 0,28$ et $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$. b) Régime de répartition concentré $\lambda = L_{bulle}$, $q_m = 0,65$ et $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$.

La figure 4.15 représente la distance parcourue par chaque bulle en fonction du temps, i.e. sa vitesse, et en fonction de sa position dans la géométrie.

Ce graphe montre les variations de vitesse que subit la bulle. Quand la bulle arrive à la jonction d'entrée, elle ralentit. Ensuite, elle accélère quand elle entre dans le bras choisi.

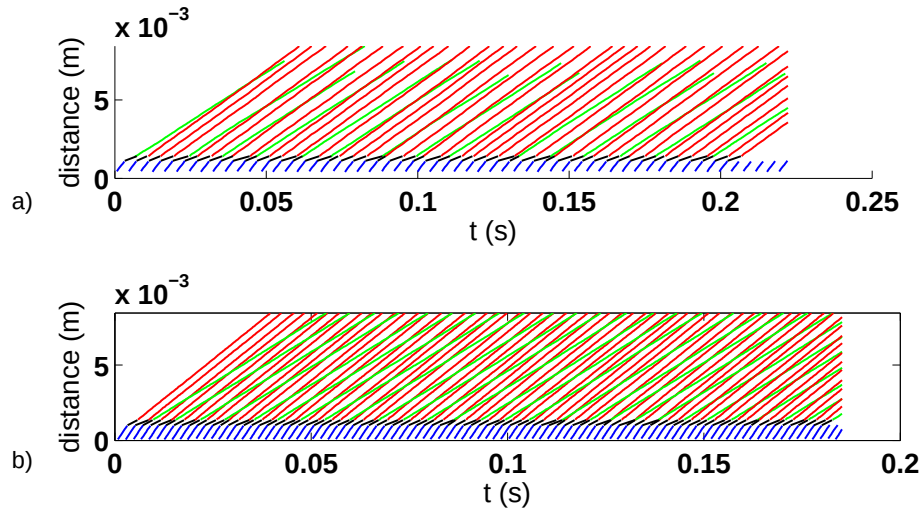


FIGURE 4.15 – Distance parcourue par chaque bulle dans le canal d'entrée (en bleu), dans la jonction (en noir) et dans le bras choisi (en rouge pour le bras court et en vert le bras long). a) Régime de répartition dilué $\lambda > L_{bulle}$, $q_m = 0,28$ et $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$. b) Régime de répartition concentré $\lambda = L_{bulle}$, $q_m = 0,65$ et $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$.

Le graphe 4.16 présente l'évolution des vitesses dans chacune des branches en fonction du temps pour le régime dilué et le régime concentré. Dans les deux cas, nous observons de fortes fluctuations des signaux de vitesse. De plus, dans le cas concentré, la différence de vitesse entre les deux bras est de l'ordre de grandeur de la vitesse dans le bras long. Ces mesures montrent que le modèle précédent qui repose sur une approche moyennée dans le temps est une version très simplifiée de la réalité.

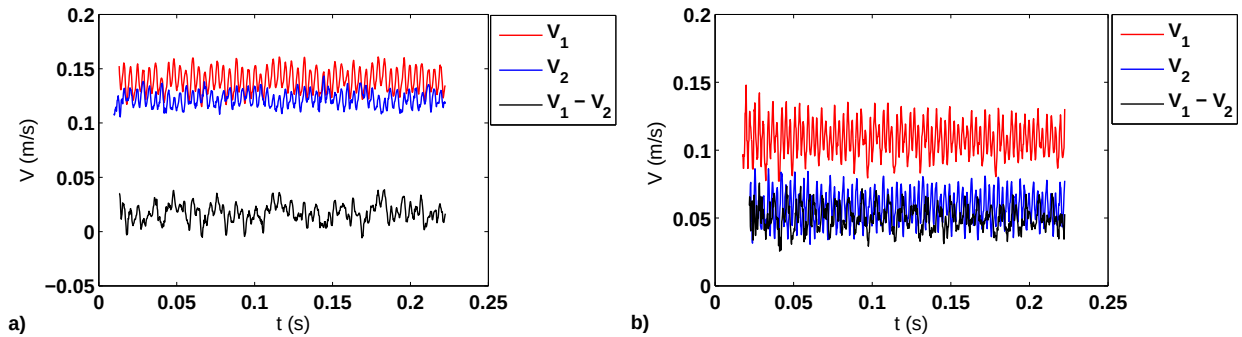


FIGURE 4.16 – Evolution de la vitesse instantanée dans le bras court V_1 (rouge) et dans le bras long V_2 (bleu) et de la différence de vitesse $V_1 - V_2$ (noir) en fonction du temps. a) Régime de répartition dilué $\lambda > L_{bulle}$, $q_m = 0,28$ et $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$. b) Régime de répartition concentré $\lambda = L_{bulle}$, $q_m = 0,65$ et $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$.

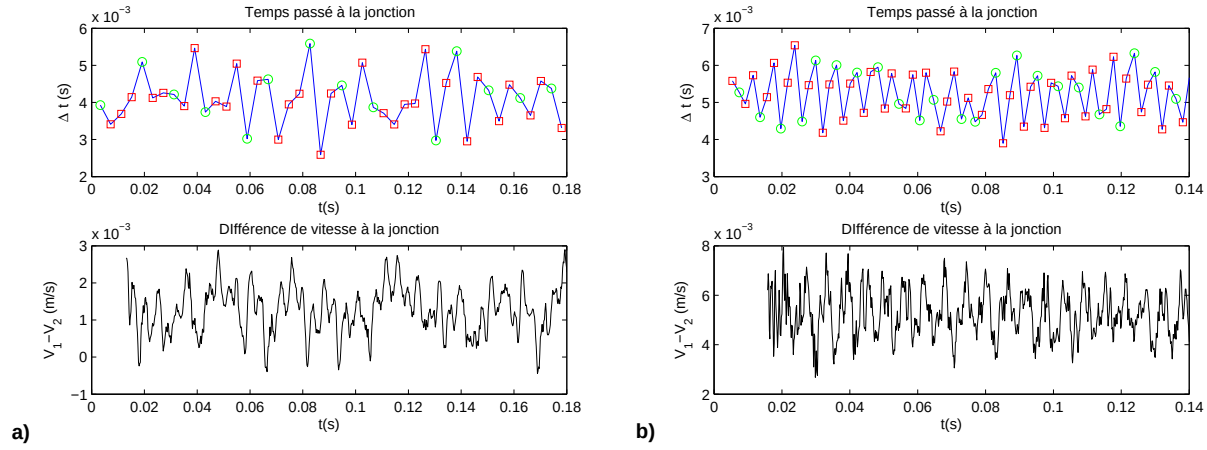


FIGURE 4.17 – Evolution du temps passé à la jonction ΔT en fonction et de la différence de vitesse entre les deux bras $V_1 - V_2$ à la jonction en fonction du temps t . Les $\bigcirc$ correspondent aux bulles allant dans le bras long et les $\square$ aux bulles dans le bras court. Aa) Régime de répartition dilué $\lambda > L_{bulle}$, $q_m = 0,28$ et $Ca^* = 3 \times 10^{-3}$. b) Régime de répartition concentré $\lambda = L_{bulle}$, $q_m = 0,65$ et $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$.

La figure 4.17 décrit le temps passé à la jonction par les bulles. De façon générale, ce temps est important, de l'ordre du temps caractéristique de la génération (cf figure 4.18). Ceci suggère que les bulles ralentissent fortement à la jonction. Ce ralentissement permet de justifier l'hypothèse sur l'égalité des débits d'eau.

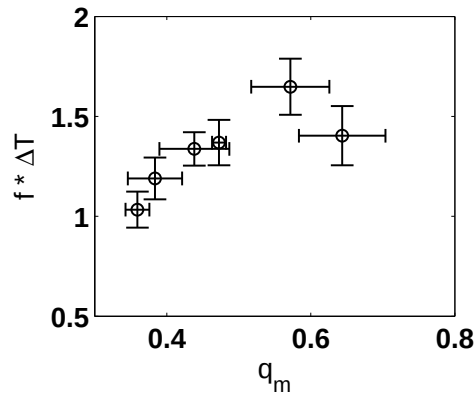


FIGURE 4.18 – Evolution du temps passé à la jonction adimensionné par le temps de génération entre deux bulles successives dans le canal d'entrée $\Delta T \times f$ en fonction de la qualité de mousse q_m .

Les $\bigcirc$ correspondent aux bulles allant dans le bras long et les $\square$ aux bulles dans le bras court. La répartition entre les deux bras n'est pas régulière dans le temps. Nous

pouvons observer des trains de 3 bulles partant dans le bras court puis de 2 puis de 1. Cette dynamique met en jeu des collisions à la jonction comme l'illustre la figure 4.19. Nous pouvons noter toutefois qu'en moyenne les bulles se dirigent dans le bras long quand la différence de vitesse entre les deux bras $V_1 - V_2$ est faible et dans le bras court dans le cas inverse, ce qui justifie notre modélisation initiale.

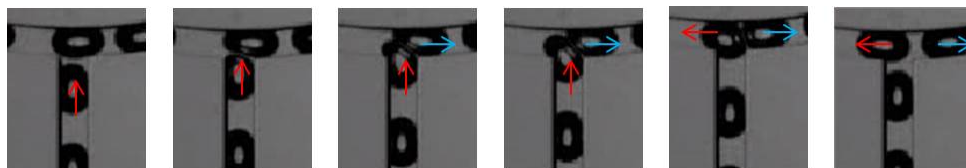


FIGURE 4.19 – Illustration des collisions dans la jonction d'entrée de la grande boucle $\Theta = 120^\circ$.

Cette étude fine de l'écoulement nous permet de conclure deux choses. Les bulles passent du temps à la jonction ce qui justifie l'hypothèse égalité des débits d'eau. Par ailleurs, l'écoulement est le signe de nombreuses fluctuations temporelles qui sont dues à la présence des jonctions. Il est raisonnable de penser que ces fluctuations temporelles vont s'amplifier lorsque la taille de la boucle va se réduire.

5 Petite boucle

Une différence fondamentale entre les milieux poreux et nos expériences concerne la distance entre deux jonctions consécutives. En réalité, dans un milieu poreux, la distance entre deux jonctions consécutives est de l'ordre de grandeur de la taille d'une bulle. Nous avons alors par la suite réduit le diamètre de notre boucle dissymétrique d'un facteur 9 comme il est représenté dans la figure 4.20.

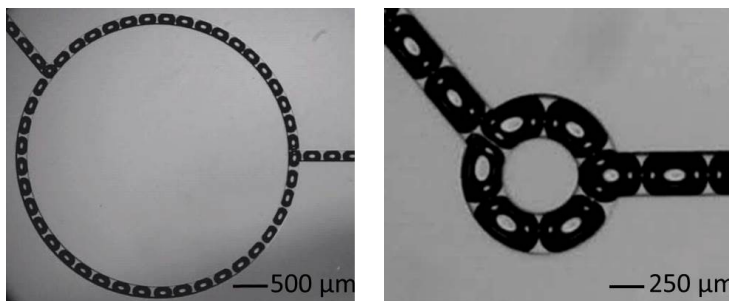


FIGURE 4.20 – A gauche, $R_{boucle} = 3200\mu m$. A droite, $R_{boucle} = 360\mu m$.

Une des principales conséquences de la réduction de la taille des boucles est l'existence de fluctuations très importantes du nombre de bulles dans chaque branche. Ainsi, comme

le montre la figure 4.21 lors d'une même expérience à débit fixé, il est possible d'avoir différentes configurations :

- 1 bulle dans la branche courte/ 1 bulle dans la branche longue ;
- 1 bulle dans la branche courte/ 0 bulle dans la branche longue ;
- 0 bulle dans la branche courte/ 1 bulle dans la branche longue.

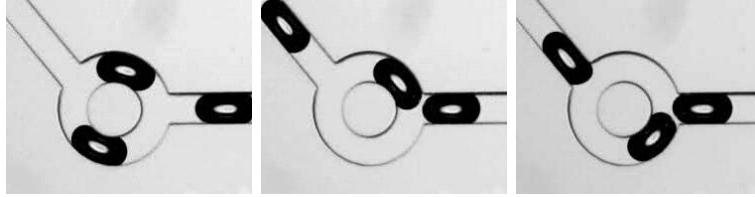


FIGURE 4.21 – Différents schémas de répartition des bulles dans les deux branches pour $Q_{eau} = 1000\mu\text{L}/\text{min}$ et $Q_{air} = 360\mu\text{L}/\text{min}$.

Cet aspect non-stationnaire ne nous permet pas comme pour la grande boucle de définir des valeurs moyennes de vitesses et de débits dans la boucle.

Nous allons nous restreindre aux valeurs moyennées des fréquences de répartition. Comme pour la grande boucle, nous avons donc regardé l'évolution de la fréquence moyenne de passage des bulles dans chaque branche à Ca^* fixé en fonction de la qualité de la mousse injectée ainsi que la variation du nombre de bulles dans la branche longue. Les résultats sont présentés sur la figure 4.22.

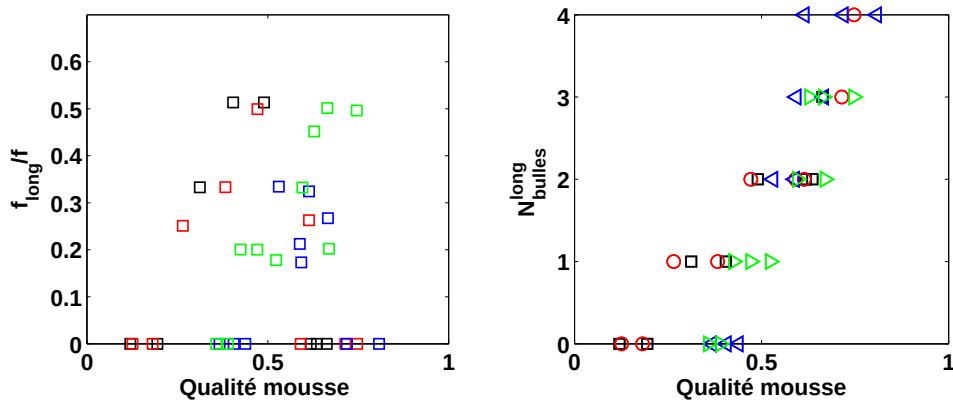


FIGURE 4.22 – Petite boucle $\Theta = 120^\circ$: en noir $Ca^* = 1.10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2.10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3.10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6.10^{-3}$.

Ces courbes mettent en évidence un régime filtre à basse qualité de mousse, un régime de répartition et enfin un nouveau régime où les bulles ne pénètrent plus dans le bras long. Ce régime correspond au régime de blocage. Les bulles ne vont plus dans le bras long. Celles qui y sont présentes y restent. Clairement, il est impossible de décrire ce qui se passe en utilisant les modèles précédents. Le régime de blocage n'est pas prédit par ces modèles.

Dans la suite, nous allons revenir en détail sur le régime de blocage.

5.1 Régime blocage

Quand la qualité de la mousse continue d'augmenter, les bulles vont de nouveau s'écouler uniquement dans le canal le plus court. D'après la figure 4.22, il apparaît que pour les mousses les plus sèches, les bulles circulent toutes dans la branche courte. Cependant, le nombre de bulles dans la branche longue est non nul. Nous observons ainsi la formation de chemins préférentiels puisque les bulles dans la branche courte s'écoulent alors que les autres sont bloquées dans la grande branche. La figure 4.23 met en évidence ce phénomène de blocage. Elle a été obtenue en faisant la somme des différences d'images du film d'écoulement des bulles. La réduction de la taille de la boucle a permis la formation de chemins préférentiels.

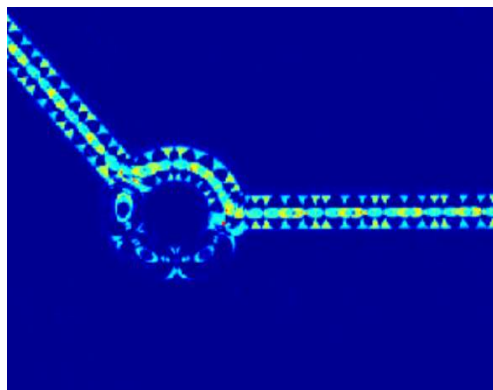


FIGURE 4.23 – Blocage des bulles dans le bras long. $Q_{air}=100\mu\text{L}/\text{min}$. $Q_{eau}=250\mu\text{L}/\text{min}$.

L'originalité de cette étude est que nous avons réussi à former un chemin préférentiel dans une boucle avec des canaux de tailles homogènes. En effet, la littérature prévoit que les différences de section des canaux sont responsables de ces chemins préférentiels.

Lorsqu'une bulle de la grande branche arrive à la jonction de sortie, elle est repoussée dans son canal par la bulle venant de l'autre branche car celle-ci a toujours une vitesse plus grande. Dans la grande branche, les bulles ont un mouvement de va-et-vient comme le montre la figure 4.24.

Quand une bulle est repoussée, l'eau qui s'écoule dans la branche longue est repoussée également. Afin de mettre en évidence ce reflux, nous avons injecté des traceurs. Il s'agit



FIGURE 4.24 – Position du ménisque d’une bulle bloquée dans la grande branche. $Q_{air}=100\mu\text{L}/\text{min}$. $Q_{eau}=250\mu\text{L}/\text{min}$. $\Delta t=4\text{ ms}$ entre les deux positions.

d’une émulsion de PDMS dans de l’eau stabilisée avec du SDS (Sodium Dodécyl Sulfate) à 4% avec une taille de goutte moyenne de $20\mu\text{m}$. Sur la figure 4.25, nous pouvons observer le reflux de l’eau. En suivant une goutte, il apparaît que le débit d’eau dans la grande branche en régime de blocage est non nul puisque la goutte avance même si elle fait des mouvements de va-et-vient. Ce débit d’eau est cependant négligeable par rapport au débit d’eau total $Q_{eau}^{court}/Q_{eau}^{long} \simeq 10$. En régime de blocage, nous pouvons donc considérer que le flux dans le bras long est nul. Ceci suggère que la vitesse des bulles est nulle en moyenne et que le débit de phase porteuse est nul aussi en moyenne.

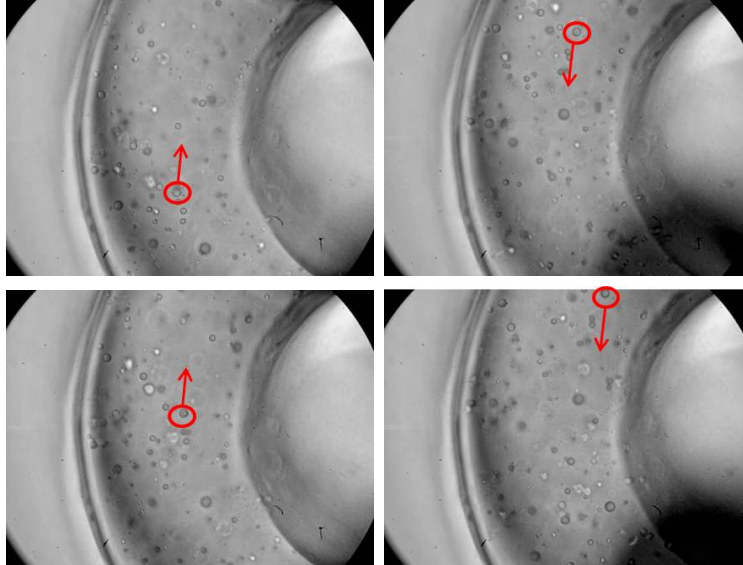


FIGURE 4.25 – Reflux d’eau. $Q_{air}=100\mu\text{L}/\text{min}$. $Q_{eau}=250\mu\text{L}/\text{min}$

Comment expliquer qu’en ayant la même configuration de boucle (rapport des longueurs, section des canaux, nombre capillaire), il est possible de bloquer complètement le

bras long? La seule différence est la distance entre l'entrée et la sortie de la boucle. Il semble qu'il y ait des interactions entre les phénomènes d'entrée et de sortie. Cet effet est illustré sur la figure 4.26. Dans le régime de répartition, lorsque la bulle en sortie du bras long est bloquée par la bulle arrivant du bras court, alors la bulle entrant dans le bras long est bloquée aussi. Elle n'avance pas alors qu'elle n'est pas bloquée par une autre bulle.

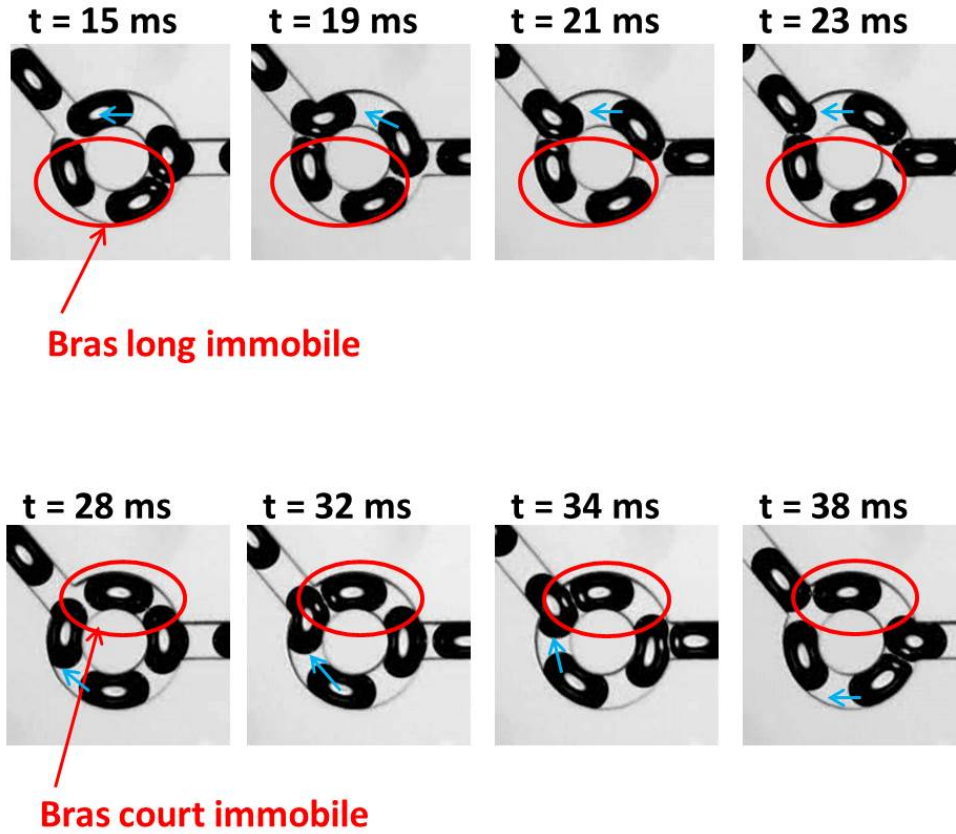


FIGURE 4.26 – Régime de répartition : $q_m=0,47$ et $Ca^*=1.45\times 10^{-3}$. Quand une bulle à la sortie du canal est immobilisée alors la bulle en entrée et aussi immobilisée.

Le phénomène de blocage est étonnant. Nous ne sommes pas capable de le modéliser. Une des particularités de ce phénomène de blocage est qu'il n'intervient qu'à faible valeur de débit de gaz injecté. Lorsque le débit augmente ce phénomène disparaît. Nous discutons ce point dans le paragraphe suivant.

5.2 Régime déblocage

Pour $Ca^* = 6 \times 10^{-3}$, ce régime de blocage n'apparaît pas. En effet, pour q_m très grands, les bulles se répartissent dans les deux branches de la boucle. Si nous regardons l'écoulement des bulles dans ce cas-là, nous observons que les bulles arrivent à sortir de la branche longue

parce qu'elles se déforment pour passer sur celles arrivant de la branche courte. Même si elles se déforment beaucoup elles ne se cassent pas. La déformation des bulles dépend du ratio de viscosité entre les bulles et le fluide porteur et du nombre capillaire. Pour de faibles nombres capillaires, en raison de la tension de surface la bulle prend la forme d'une sphère. Quand on augmente Ca^* , on change la taille des bulles, les débits et on augmente de fait le capillaire ressenti par la bulle. Les forces visqueuses compensent alors les forces de surface ce qui permet la déformation des bulles. Lorsque les forces visqueuses deviennent supérieures aux forces de surface alors les bulles se déforment tant qu'elles finissent par se casser, c'est le phénomène de breakup[27][43].

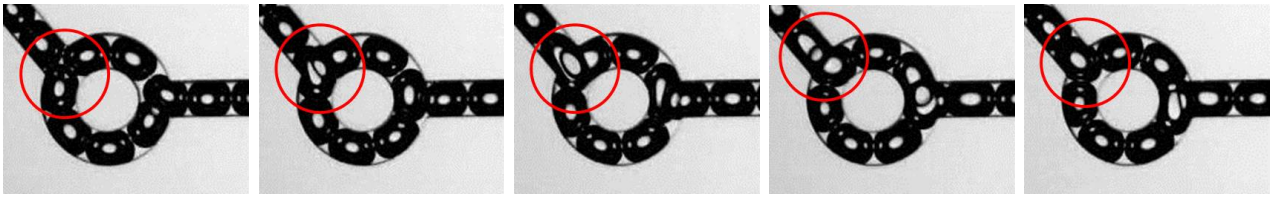


FIGURE 4.27 – Déblocage des bulles dans le bras long. $q_m=0,8$ et $Ca^*=6 \times 10^{-3}$. Deux images successives sont espacées d'un temps $\Delta t = 0.5ms$.

Que se passe-t-il si nous augmentons le rapport des longueurs des branches ?

Sur la figure 4.28, nous constatons l'absence du régime de répartition. En effet, la fréquence de passage des bulles dans la branche longue est à peu près tout le temps égale à 1. Pour chaque Ca^* , lorsque la qualité de mousse est faible, nous sommes dans le régime de filtre. Puis au-delà d'une valeur critique q_m^c , qui augmente avec Ca^* , on bascule dans le régime de blocage puisque le nombre de bulles dans la branche longue est non nul.

Comme pour la grande boucle, lorsque le rapport des longueurs des branches est très grand, le rapport des vitesses des bulles des deux branches augmente. Par conséquent, les bulles dans la grande branche ayant une vitesse très inférieure à celle dans la branche courte, elles ne peuvent sortir de la branche longue. Pour la valeur de Ca^* la plus élevée, pour $q_m \geq 0,8$, les bulles bloquées se déforment pour sortir.

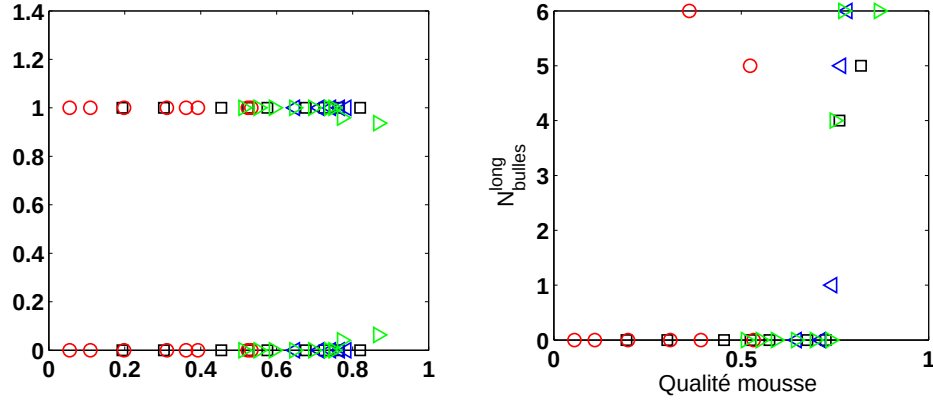


FIGURE 4.28 – Petite boucle $\Theta = 60^\circ$: en noir $Ca^* = 1.10^{-3}$, en rouge $Ca^* = 2.10^{-3}$, en bleu $Ca^* = 3.10^{-3}$ et en vert $Ca^* = 6.10^{-3}$.

Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons étudié la répartition des bulles dans une boucle dissymétrique. Pour de faibles qualités de mousse, les bulles se dirigent toutes dans le bras court car il a le débit total le plus fort. Quand la qualité augmente, les bulles se répartissent dans les deux bras. D'après la littérature, on s'attend à ce que cette répartition entraîne une égalité des débits totaux. Nous avons montré que cette hypothèse était fausse. En réalité, le temps passé à la jonction par la bulle est de l'ordre de grandeur du temps caractéristique de génération des bulles. Aux temps courts, la bulle est immobile à la jonction, ce qui entraîne une égalité des débits d'eau dans une certaine gamme de qualité. Pour des qualités de mousse élevées, lorsque que les bulles sont au contact les unes des autres, les bulles se comportent comme des systèmes non déformables. Quand la longueur d'onde dans le bras court est de l'ordre de la longueur d'une bulle, les bulles se dirigent dans le bras long par collisions. L'étude dynamique menée a mis en évidence de fortes fluctuations temporelles dans l'écoulement en raison des jonctions d'entrée et de sortie. La modélisation de la répartition des bulles présentée est une version simplifiée de l'écoulement.

Les expériences menées sur une grande boucle n'ont pas permis de mettre en évidence la formation de chemins préférentiels. Nous avons alors diminué la taille de cette boucle. Lorsque la taille de la boucle est de l'ordre de grandeur de la taille des bulles, il est possible de bloquer les bulles présentes dans le bras défavorable à savoir le bras long, en fonction de la qualité de mousse q_m et du nombre capillaire Ca^* . Ce régime de blocage illustre la formation des chemins préférentiels. Quand Ca^* augmente, nous avons montré qu'il était possible de débloquent les bulles en leur permettant de se déformer et ainsi de sortir du canal. La répartition des bulles dans cette géométrie est le résultat de phénomènes dynamiques et d'interactions entre l'entrée et la sortie de la boucle, qui ne permettent plus de raisonner sur des valeurs moyennes de vitesse et de débit.

Avec une taille de canaux homogène, nous avons réussi à former des chemins préférentiels dans une boucle dissymétrique en modifiant la taille de la boucle. Afin de comprendre l'évolution et l'impact des chemins préférentiels dans un milieu poreux, nous avons considéré un milieu poreux modèle comme un réseau de boucles de taille contrôlée.

Résumé

Pour la grande boucle :

- La répartition des bulles est régie par deux phénomènes : l'égalité des débits du fluide porteur en régime dilué, et la non déformabilité des bulles en régime concentré (lorsqu'elles sont au contact les unes des autres).
- En régime dilué, les bulles vont uniquement dans le bras court pour les très faibles qualités de mousse. Elles choisissent le canal ayant le débit total instantané le plus fort. Pour des qualités plus élevées, les bulles se répartissent entre les deux bras. Ce cas est caractérisé par une égalité des débits d'eau, qui s'explique par le temps important passé par les bulles à la jonction.
- En régime concentré, lorsque $\lambda = L_{bulle}$ dans le bras court, les bulles se comportent comme des systèmes non déformables. Les bulles vont dans le bras long par collisions à la jonction d'entrée.
- La présence des jonctions d'entrée et de sortie entraîne de fortes fluctuations temporelles dans l'écoulement.

Pour la petite boucle :

- Apparition d'un nouveau régime : le régime de blocage. Pour des mousses de hautes qualités, il a été possible d'immobiliser les bulles présentes dans le canal le plus long tandis que les bulles circulent librement dans le canal le plus court.
- Sans hétérogénéité de taille de canaux, il est donc possible de former des chemins préférentiels.
- En augmentant le nombre capillaire Ca^* associé au débit d'air, les bulles ne restent plus bloquées dans la branche longue. Elles sont capables de se déformer pour sortir de la boucle.
- La formation des chemins préférentiels est liée à des phénomènes dynamiques et à des interactions entre l'entrée et la sortie. Les modèles développés en régime stationnaire ne sont plus valables.

Chapitre 5

Écoulement de mousses dans des modèles de milieu poreux.

Introduction

Les mousses sont utilisées dans les milieux poreux afin d'augmenter la viscosité effective des gazs, en co-injectant une phase aqueuse contenant un surfactant. Afin de rendre compte de cet effet, on définit la réduction de mobilité comme le rapport entre la différence de pression mesurée dans ces conditions et la différence de pression obtenue pour un même débit total d'eau. Dans les meilleures conditions possibles, et notamment lorsque la fraction de gaz injectée est très grande, cette réduction de mobilité peut atteindre des valeurs de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines.

On peut mettre en avant deux principaux phénomènes pour expliquer ces réductions de mobilité. D'une part, comme nous l'avons vu au chapitre 3, la simple présence de bulles augmente très significativement la résistance hydrodynamique d'un simple canal. Cet effet est d'autant plus grand que le nombre capillaire est faible et que la fraction volumique d'air est élevée. D'autre part, comme nous l'avons observé au chapitre 4, le désordre du milieu et la présence de jonctions entre canaux créent des hétérogénéités d'écoulement, à la fois en débits et en fractions volumiques. Les boucles dissymétriques que nous avons étudiées constituent l'élément de base le plus simple d'un réseau de canaux. Pourtant, nous avons observé des phénomènes relativement complexes, fortement dépendants du rapport entre le débit d'air et le débit total (qualité de la mousse), et des caractéristiques géométriques des boucles.

Lorsque la distance entre deux jonctions successives est élevée (grandes boucles), les bulles se concentrent dans le chemin favorable à faible qualité (régime filtre) ce qui réduit les hétérogénéités de vitesses, et se répartissent dans les deux bras à des qualités supérieures (régime de répartition). Si cette répartition reste délicate à décrire à cause des collisions entre bulles et de la non-stationnarité de l'écoulement, elle tend, par rapport au régime

filtre à homogénéiser la fraction volumique. On observe d'ailleurs, au dessus d'une qualité de l'ordre de 0,7, qu'il n'y a plus d'hétérogénéités de fraction de volumique. Ce scénario est très différent dans le cas extrême où la distance entre jonctions est faible (petites boucles), et est de l'ordre de la taille des bulles. Si on retrouve qualitativement les deux régimes de filtre et de répartition, il n'est plus possible de les prédire simplement. Mais, plus important, nous avons identifié pour des qualités supérieures à 0,5, un nouveau régime d'écoulement, qualifié de régime de blocage, où des bulles restent piégées dans la branche défavorable, alors même que les tailles des canaux sont uniformes. On peut s'attendre à ce que ce régime ait des conséquences importantes dans un réseau de canaux, dans la mesure où il revient à concentrer entièrement l'écoulement dans certains chemins favorables, que l'on nommera par la suite chemins préférentiels. Pour un débit total donné, si l'écoulement est concentré dans certaines zones uniquement, les vitesses locales y seront beaucoup plus élevées que dans le cas d'un écoulement homogène, et par suite, la différence de pression associée à l'écoulement beaucoup plus grande.

Au regard de la complexité des différents régimes d'écoulement dans des simples boucles, il semble délicat d'en déduire les comportements dans un réseau complexe. Nous avons donc choisi de poursuivre notre approche expérimentale afin de pouvoir hiérarchiser les différents phénomènes (filtrage, répartition, blocage) dans un réseau de canaux complexes. Nous avons fait le choix de conserver une taille de canaux uniforme, afin de dissocier l'effet des hétérogénéités de pressions capillaires qui doivent également conduire à de la filtration et du blocage. En revanche, puisque nous avons identifié grâce aux expériences sur boucles le rôle crucial de la distance entre jonction, nous avons fait varier cette caractéristique. Nous nous sommes focalisés sur la mesure de la différence de pression aux bornes du réseau créée par l'injection d'un train de bulles de taille homogène à débit contrôlé, afin de pouvoir obtenir des résultats comparables à ceux que l'on pourrait obtenir en milieux poreux. Nous verrons que nous obtenons des réductions de mobilités effectives très importantes. Nous bénéficions évidemment d'une visualisation directe des écoulements, dont nous avons tiré parti pour mesurer des vitesses locales et ainsi déterminer les hétérogénéités de vitesses qui se développent. L'objectif de ce chapitre est de pouvoir discuter l'origine des réductions de mobilités mesurées, afin de mieux comprendre les rôles respectifs des débits, de la qualité et de la géométrie du milieu.

1 Matériels et méthodes

1.1 Design du micro-modèle de milieu poreux.

Le modèle de milieux poreux que nous avons utilisé est conçu avec le logiciel Matlab. Il se compose de trois zones : l'injection des bulles, le milieu poreux et la sortie comme le montre la figure 5.2. L'entrée et la sortie du milieu poreux sont symétriques et identiques. Elles se composent d'une arborescence en 2^n suivie d'une piscine 5 fois plus large que les canaux afin d'assurer une répartition spatiale homogène des bulles. Le milieu poreux seul

mesure 1×1 cm afin de permettre l'observation au microscope du poreux dans sa quasi-totalité. Les canaux ont une largeur de $100\mu\text{m}$ et une hauteur de $100\mu\text{m}$.

Pour réaliser le milieux poreux, nous partons d'une image G dans l'espace de Fourier générée aléatoirement suivant une loi uniforme centrée dont l'écart-type $s(k)$ dépend de la fréquence spatiale $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ et est donné par :

$$s(k) = \frac{1}{k^{1/2}} \exp \left[-\frac{(k - k_0)^2}{w^2} \right]. \quad (5.1)$$

Dans cette équation, k_0 et w sont deux paramètres permettant respectivement de définir une fréquence spatiale moyenne, et un désordre de cette fréquence.

On revient dans l'espace réel par transformée inverse de Fourier de l'image G (voir figure 5.1). L'image obtenue possède alors une longueur de corrélation $l_c = 2\pi/k_0$. En effectuant un seuillage, puis une squelettisation, on obtient un réseau de canaux de longueur de corrélation l_c . La dernière étape consiste en une dilatation de ce réseau afin de contrôler la largeur des canaux.

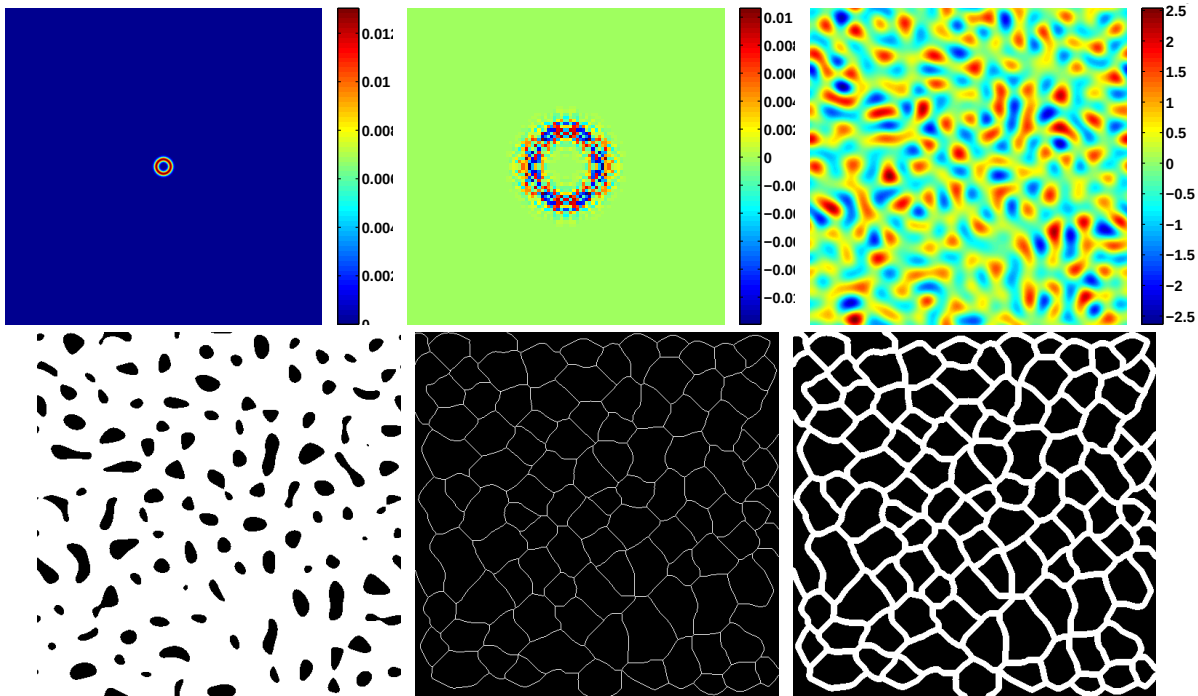


FIGURE 5.1 – Principe de génération du réseau aléatoire. *Haut, de gauche à droite* : écart-type $s(k)$ utilisé pour la génération des nombres aléatoires, suivi d'un exemple de cette génération (l'image a été zoomée), et enfin à droite, exemple de résultat de la transformée de Fourier inverse. *Bas* : images successivement obtenues après seuillage de la transformée de Fourier inverse, squelettisation et enfin dilatation.

Nous avons choisi d'étudier des modèles de milieu poreux avec une taille de canaux

homogène mais avec deux longueurs de corrélation différentes : $l_c = 820\mu m$, ce qui correspond au cas où $l_c \gg L_{bulle}$ et $l_c = 200\mu m$ où $l_c \simeq L_{bulles}$. Par la suite, nous appellerons "milieu poreux grande boucle" le milieu poreux modèle avec $l_c = 820\mu m$ et "milieu poreux petite boucle" le milieu poreux modèle avec $l_c = 200\mu m$. Ces deux milieux sont représentés figure 5.2.

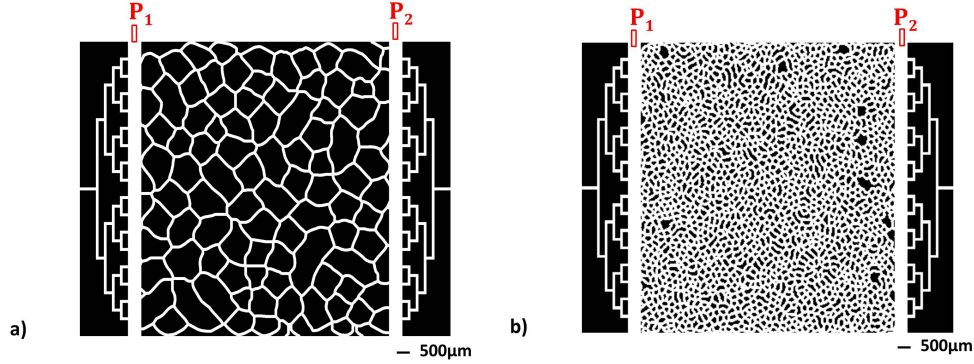


FIGURE 5.2 – Modèle de milieu poreux. A gauche, milieu poreux grande boucle. A droite, milieu poreux petite boucle.

1.2 Caractérisation hydraulique des milieux poreux

Mesure directe de la différence de pression en monophasique

De même que sur le canal droit, nous effectuons des mesures de pression en entrée et en sortie du milieu poreux afin de déterminer la perte de charge associée à l'écoulement de mousses. Les capteurs sont positionnés dans les piscines de part et d'autre du milieu poreux.

Dans un premier temps nous avons vérifié les mesures de pression pour un écoulement de fluide Newtonien comme l'eau. L'écart de pression a été mesuré dans le milieu poreux pour différents débits d'eau.

La relation entre le débit et la pression s'écrit :

$$\Delta P = R_h^{poreux} Q \quad (5.2)$$

Comme le montre la figure 5.3, nous observons bien expérimentalement une loi linéaire entre ces deux grandeurs. La pente de cette courbe correspond à la résistance hydrodynamique du milieu poreux R_h^{poreux} . Nous obtenons pour le milieu poreux grande boucle une résistance hydrodynamique de $R_h = 3.2 \times 10^{-2} \text{mbar.min}/\mu\text{L}$ et pour le milieu poreux petite boucle une valeur de $R_h = 6.2 \times 10^{-3} \text{mbar.min}/\mu\text{L}$.

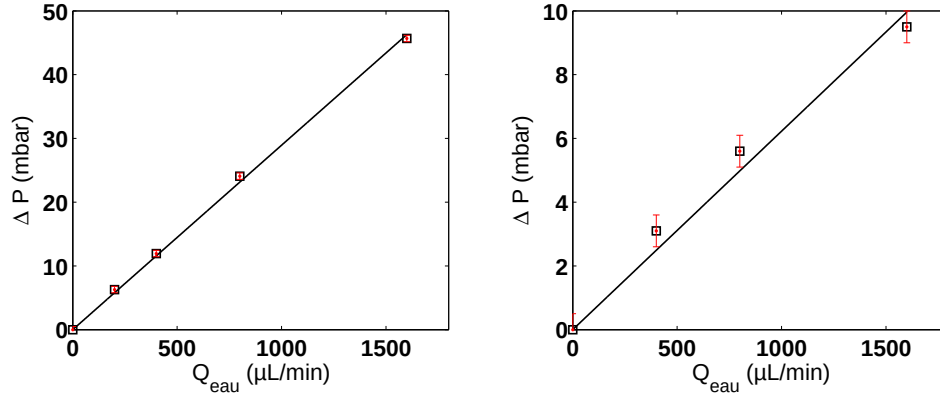


FIGURE 5.3 – Évolution de la différence de pression ΔP en monophasique, en fonction du débit d'eau pour le milieu poreux grande boucle (à gauche) et pour le milieu poreux petite boucle (à droite).

Mesure de pression en présence de bulles

Quand un train de bulles s'écoule dans un milieu poreux, nous ne connaissons pas la loi reliant ΔP à Q . Il n'est alors pas possible de faire une validation directe des mesures de pression en présence de bulles. Afin de néanmoins vérifier que leur présence n'introduit pas de biais, et notamment l'apparition d'une constante additive, nous avons utilisé un milieu poreux constitué de $N=17$ canaux parallèles reliés entre eux par une piscine d'entrée et une autre en sortie et le même système d'injection des bulles que celui de notre modèle de milieux poreux, de deux longueurs différentes : 1 et 2 cm. Nous trouvons bien, comme détaillé au chapitre 2, une différence de pression proportionnelle à la longueur, ce qui permet de penser qu'il n'y a effectivement pas de corrections significatives à apporter à la mesure de pression en présence de bulles.

Modélisation

Afin de valider nos valeurs expérimentales, nous avons modélisé le milieu par un réseau de canaux, à l'instar des méthodes de type PNM (Pore Network Model). Dans un premier temps, nous identifions les différents noeuds du réseau et les canaux reliant les noeuds en utilisant sur le masque généré une succession d'algorithmes de traitement d'image. Les résultats de cette procédure sont illustrés sur la figure 5.4, on voit qu'on parvient de manière satisfaisante à localiser les jonctions. On connaît alors la position des noeuds, mais surtout l'ensemble des canaux et leur longueur.

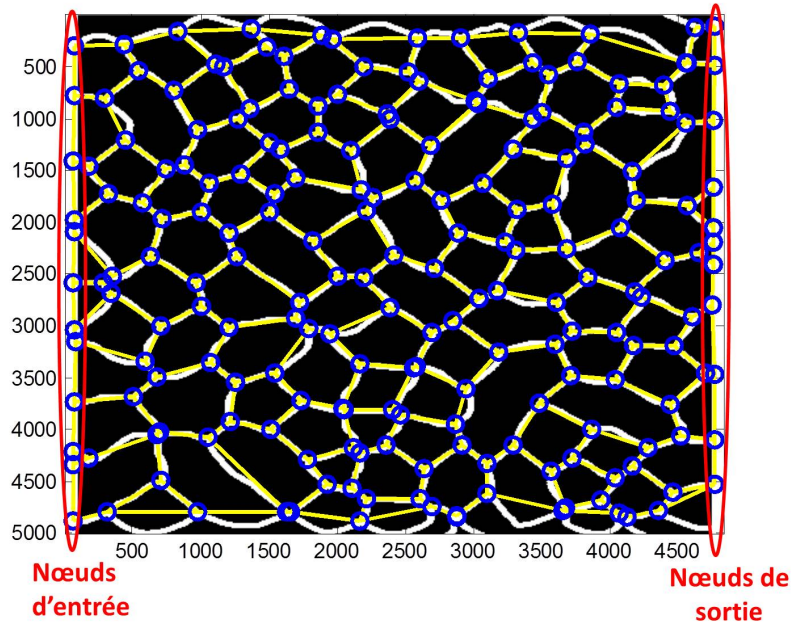


FIGURE 5.4 – Exemple de détermination des noeuds et des canaux du réseau.

Considérons le noeud j dans le milieu poreux tel que présenté dans la figure 5.5. Sur le noeud j , nous pouvons écrire par conservation de la masse, que la somme des débits doit être égale à 0, soit

$$\sum_{i \text{ voisin de } j} Q_{ij} = 0, \quad (5.3)$$

où Q_{ij} est le débit du canal numéroté ij reliant le noeud i au noeud j .

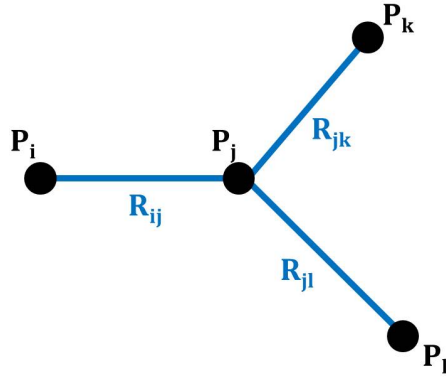


FIGURE 5.5 – Zoom sur une jonction.

Chaque canal suit la loi $\Delta P = \frac{a\mu L}{h^4} Q$ [?] reliant la différence de pression au débit, ce qui permet d'écrire que :

$$\sum_{i \text{ voisin de } j} \frac{1}{R_{ij}} (P_i - P_j) = 0, \quad (5.4)$$

où $R_{ij} = a\mu L_{ij}/wh^3$ est la résistance hydrodynamique associée au canal correspondant, de longueur L_{ij} et de section uniforme wh . a est un préfacteur dépendant du rapport d'aspect et donné par l'équation :

$$a = \frac{\pi^3 w}{8 h} \left(\sum_n \frac{w}{h\pi n^4} - \frac{2}{\pi^2 n^5} \tanh(n\pi \frac{w}{2h}) \right)^{-1}. \quad (5.5)$$

Afin de résoudre le système d'équations (5.4), nous devons définir des conditions aux limites. Nous imposons des conditions aux limites en pression. Après avoir identifié les noeuds d'entrée et de sortie (cf. figure 5.4), nous imposons $P = 0$ en sortie et $P = 1$ en entrée. On résout alors le système linéaire d'équations (5.4) par inversion matricielle. On obtient le champ de pression solution, représenté sur la figure 5.6.

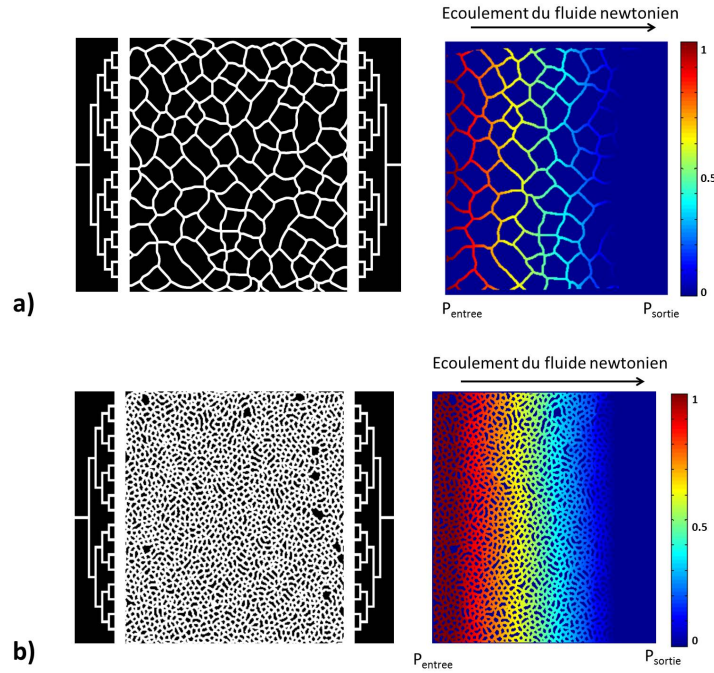


FIGURE 5.6 – A gauche, représentation du modèle de milieu poreux étudié. A droite, champ de pression lors de l'écoulement d'un fluide newtonien obtenu par modélisation PNM. a) Milieu poreux grande boucle. b) Milieu poreux petite boucle.

On remonte ensuite aux débits dans chaque canal, représentés sur la figure 5.7. Le débit total est enfin déterminé en sommant les débits des canaux partant des noeuds d'entrée. Connaissant la différence de pression ΔP imposée et le débit calculé, nous en déduisons la valeur de la résistance hydrodynamique du poreux R_h^{poreux} .

Pour le milieu poreux grande boucle, nous trouvons $R_h^{\text{poreux}} = 3.9 \cdot 10^{-2}$ mbar.min/ μ L, contre 3.2×10^{-2} mbar.min/ μ L expérimentalement. Quant au milieu poreux petite boucle, le modèle donne $R_h^{\text{poreux}} = 7.1 \times 10^{-3}$ mbar.min/ μ L et l'expérience 6.2×10^{-3} mbar.min/ μ L. Nous retrouvons donc des valeurs de résistance hydrodynamique similaires entre la simulation numérique et les expériences. L'erreur relative peut sans doute en partie s'expliquer par le fait que le modèle PNM ne considère pas de jonctions, mais des canaux qui se joignent ponctuellement. Or, la section dans les jonctions est différente de celle des canaux, elle est plus grande. La résistance hydrodynamique est donc au niveau des jonctions certainement un peu plus faibles. On peut donc penser que le modèle conduit à des résistances hydrodynamiques surestimées, ce qui est effectivement le cas. Néanmoins, le bon accord entre les valeurs théoriques et expérimentales est très satisfaisant, il permet d'indiquer que la mesure de la différence de pression est correcte, et que la modélisation proposée est adaptée.

L'intérêt de cette modélisation est, par ailleurs, d'avoir accès aux débits locaux. La figure 5.7 représente le champ des vitesses dans les deux modèles de milieu poreux ainsi que la densité de probabilité p des vitesses. Cette dernière est calculée en prenant en compte la longueur de chaque canal, c'est à dire selon :

$$p = \left(\sum_{\text{canaux } ij} L_{ij} Q_{ij} / S \right) / \sum_{\text{canaux } ij} L_{ij}. \quad (5.6)$$

Nous observons des hétérogénéités de vitesse du fluide newtonien en raison de la géométrie des milieux poreux. Tous les canaux ne contribuent pas de la même façon à l'écoulement. Nous verrons par la suite que la présence de bulles modifie cette densité de probabilité.

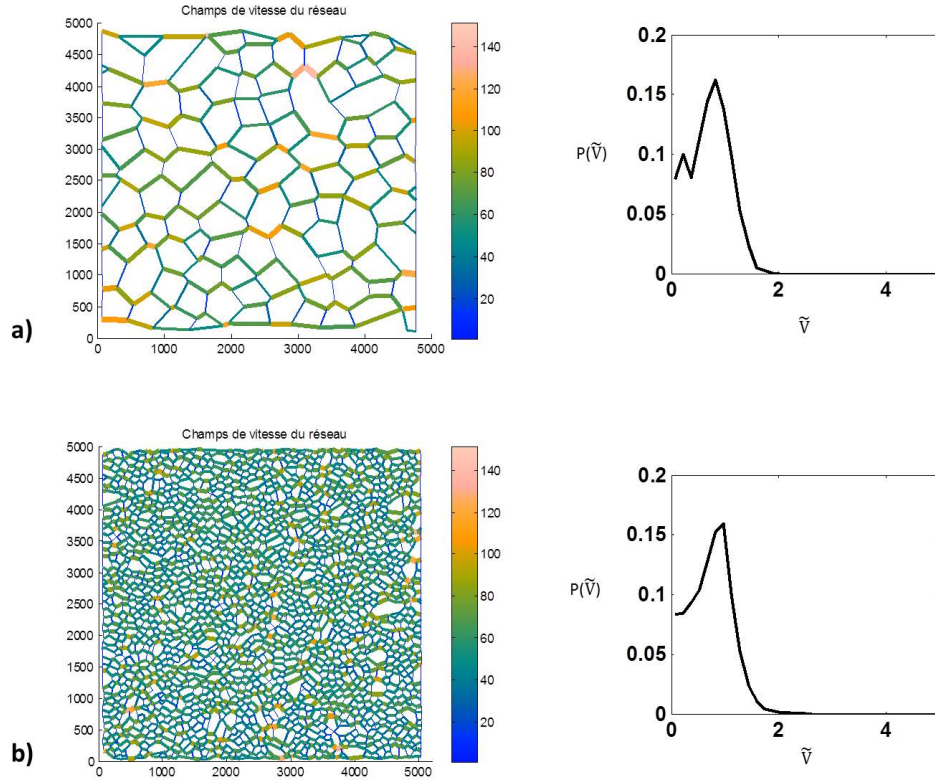


FIGURE 5.7 – A gauche : représentation des débits dans chaque canal dans les deux modèles utilisés, déterminé par résolution du modèle PNM pour un fluide newtonien. La largeur des traits est proportionnelle au débit. A droite : Densité de probabilité des débits, tracée en fonction d'une vitesse normalisée $\tilde{V} = Q_{ij}/N_o S$, où N_o est le nombre de canaux effectifs, défini paragraphe suivant (équation 5.7).

1.3 Modèle de milieu poreux simplifié

Afin de pouvoir bâtir des raisonnements simples, nous modélisons les milieux poreux modèles en un ensemble de N_0 canaux parallèles de longueur et de section identiques au réseau de canaux que nous avons utilisé (voir figure 5.8).

Les deux milieux poreux sont équivalents si leurs résistances hydrodynamiques sont égales. La résistance du milieu poreux R_h^{poreux} a été déterminée expérimentalement et validée par la simulation numérique. La résistance des canaux parallèles s'obtient directement à partir de celle d'un canal, R_h^{canal} . L'équivalence entre les deux modèles s'écrit donc :

$$R_h^{\text{poreux}} = \frac{R_h^{\text{canal}}}{N_o} \quad (5.7)$$

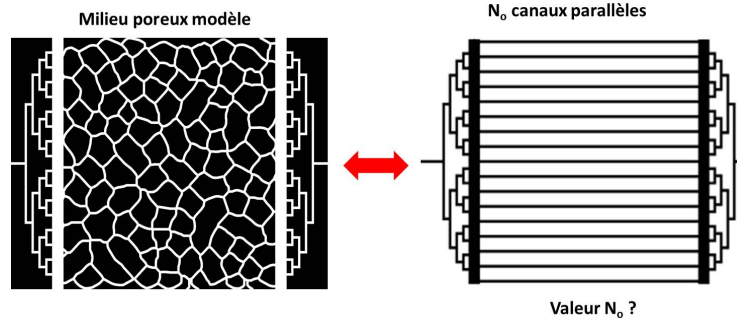


FIGURE 5.8 – A gauche, modèle de milieu poreux considéré. A droite, modèle simplifié composé de N_o canaux.

où R_h^{canal} est calculée à partir de l'équation

$$R_h^{\text{canal}} = \frac{a\mu L}{wh^3}. \quad (5.8)$$

Pour le milieu poreux grande boucle, nous trouvons $N_o = 12,4$, et pour le milieu petite boucles et $N_o = 45,2$.

Le milieu étant l'équivalent d'un ensemble parallèle de canaux identiques, la quantité $Q/N_o S$ est une vitesse caractéristique de l'écoulement à laquelle nous nous référerons systématiquement par la suite. Le nombre capillaire Ca est calculé dans tout ce qui suit à partir de cette vitesse : $Ca = \eta Q / \gamma N_o S$. De même que précédemment, les expériences sont réalisées à débit d'air fixé, c'est-à-dire à Ca^* fixé, défini par $Ca^* = \mu Q_{\text{air}} / \gamma N_o S$.

1.4 Mesure des vitesses locales

Afin de quantifier les hétérogénéités d'écoulement, nous mesurons les vitesses des bulles dans chaque canal du milieu poreux.

Une première idée serait de réaliser un suivi direct des bulles ("particle tracking"). Cette méthode consiste à définir la forme d'une bulle puis à repérer toutes les bulles avec cette forme et ensuite à suivre leur déplacement. Nous pourrions alors obtenir la vitesse des bulles dans chaque canal mais aussi leur trajectoire. Dans nos expériences, les bulles ne s'écoulent pas avec une forme fixe. En effet, comme les canaux ne sont pas rectilignes les bulles se déforment en suivant la courbure du canal, mais elles se déforment aussi et se réorganisent lorsque le nombre capillaire est assez élevé. La méthode de tracking ne semble pas adaptée dans notre cas et nécessiterait un travail assez important sur la détection des bulles.

Nous avons choisi d'utiliser une méthode plus simple à mettre en oeuvre se basant sur la décorrélation temporelle locale de l'image. Cette méthode consiste à déterminer, par

pixel, un temps caractéristique de décorrélation, qui est relié au temps de passage d'une bulle, et donc à la vitesse locale.

Principe

Pour ce faire, on définit la fonction de corrélation suivante pour chaque pixel :

$$C(\tau) = \frac{\int \bar{I}(t)\bar{I}(t+\tau)d\tau}{\int \bar{I}^2(t)d\tau}. \quad (5.9)$$

L'intensité centrée $\bar{I}$ est construite de la façon suivante :

$$\bar{I}(t) = I(t) - \langle I \rangle_t, \quad (5.10)$$

où $\langle I \rangle_t$ est la moyenne temporelle de l'intensité lumineuse du pixel considéré. Ainsi la fonction C tend vers 1 quand $\tau \rightarrow 0$ et tend vers zéro en l'absence de corrélation quand $\tau \rightarrow \infty$.

La figure 5.9 représente un exemple d'évolution de la fonction de corrélation pour un pixel sur un film entier d'une expérience (à savoir 2000 images environ) en fonction du temps de corrélation τ . La courbe obtenue présente une décroissance aux temps courts suivie d'oscillations dont l'amplitude diminue avec τ .

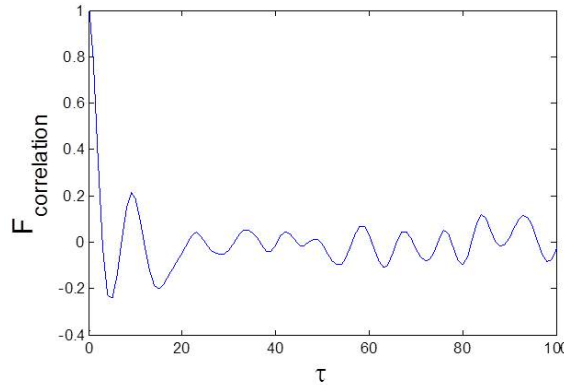


FIGURE 5.9 – Fonction de corrélation $C(\tau)$, obtenue pour $Ca^* = 6,2 \times 10^{-5}$ et $q_m = 0,55$.

La fonction $C(\tau)$ est une fonction de corrélation temporelle locale. Elle dépend de la forme des bulles, de leur vitesse et de leur fréquence, mais il n'est pas trivial de la modéliser pour en extraire ces grandeurs, et en particulier la vitesse des bulles.

Par analogie avec les fonctions de corrélation utilisées classiquement en diffusion du rayonnement, on peut décomposer la fonction C comme la convolution d'une fonction de corrélation d'une seule bulle en mouvement C_b (l'équivalent du facteur de forme) avec celle d'un train d'objets ponctuels (l'équivalent du facteur de structure). La première contribution dépend directement de la vitesse de la bulle, puisque l'intensité lumineuse associée

est fonction de $(x - vt)$ pour une bulle avançant à vitesse v dans la direction x . Pour une intensité lumineuse décrite par une Gaussienne de largeur spatiale w , on obtient également une fonction de corrélation temporelle gaussienne, dont la largeur à mi-hauteur est donnée par w/v . A cause de l'éclairage, les bulles ont une intensité plus complexe, puisque le bord apparaît en noir et le centre en blanc, comme le montre la figure 5.10. La fonction de corrélation C_b , représentée sur la figure 5.10, de la bulle seule montre alors une oscillation. Le premier minimum correspond à la distance séparant le centre du milieu du bord noir de la bulle. Connaissant cette distance, la mesure de la position temporelle de ce minimum permet alors une mesure directe de la vitesse de la bulle.

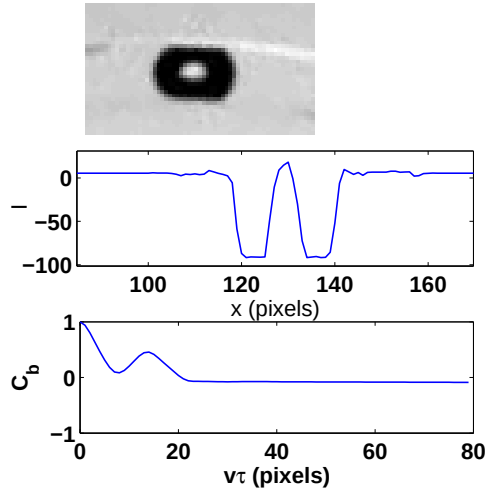


FIGURE 5.10 – Exemple de corrélation d’une bulle. *Haut* : image d’une bulle unique. *Milieu* : profil d’intensité centré $\bar{I}$ le long du milieu du canal. *Bas* : fonction de corrélation temporelle de ce profil.

Le train de bulle étant plus ou moins périodique, il va générer, après convolution avec la fonction C_b d’autres oscillations, qui semblent complexes à analyser dans la mesure où il n’y a pas de véritable séparation d’échelle entre la bulle et la longueur d’onde moyenne du train de bulle. C’est la raison pour laquelle nous n’avons pas cherché à exploiter les fonctions de corrélation complètes, et que nous nous sommes limités à la première décroissance de $C(\tau)$. Les temps de corrélation courts correspondent en effet aux plus petites distances, et le temps caractéristique τ_0 associé à cette première décroissance est découplé de la fréquence de passage des bulles. Il est donné par $\tau_0 = \alpha d/v$, où d est la taille de la bande noire entourant la bulle (voire figure 5.11), et α un préfacteur proche de l’unité dépendant de la définition exacte de τ_0 . Nous avons choisi de manière empirique de définir τ_0 tel que $C(\tau_0) = 0,6$. Pour bénéficier d’une bonne précision, τ_0 est déterminé numériquement après interpolation linéaire de la fonction C .

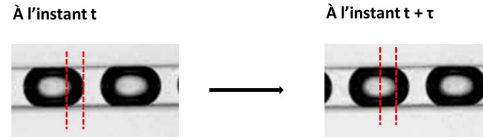


FIGURE 5.11 – Avancée d'un train de bulles dans un canal. $Ca^* = 6,2 \cdot 10^{-5}$ et $q_m = 0,55$.

Validation et calibration

La figure 5.12 représente les fonctions de corrélation obtenues pour deux débits injectés différents. Quand le débit augmente, le temps de décorrélation τ_0 diminue, ce qui est qualitativement en accord avec le fait que τ_0 soit inversement proportionnel à la vitesse des bulles.

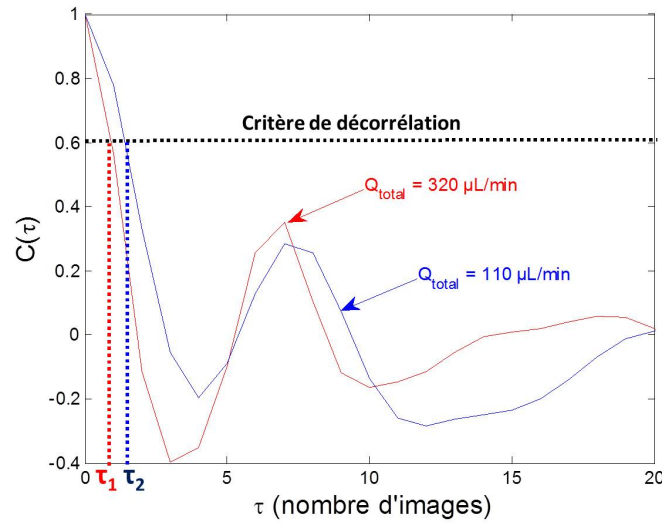


FIGURE 5.12 – Fonction de corrélation et détermination du temps de décorrélation τ pour deux débits différents $Q_{total} = 110 \mu L/min$ et $Q_{total} = 320 \mu L/min$.

Pour tester ces mesures, nous avons appliqué cette méthode sur un milieu poreux composé de $N = 17$ canaux parallèles identiques de dimensions $L=1cm$, et $w=h=100 \mu m$, représenté sur la figure 5.13. Dans ce cas-là, le débit se répartit uniformément dans les canaux. La vitesse des bulles dans un canal peut alors s'écrire :

$$V_{bulle} = \frac{\beta Q}{NS}, \quad (5.11)$$

où Q est le débit total injecté en amont du milieu poreux, S la section d'un canal et β le rapport entre la vitesse des bulles et la vitesse total déterminé expérimentalement dans le chapitre 2 et vaut 0,9.

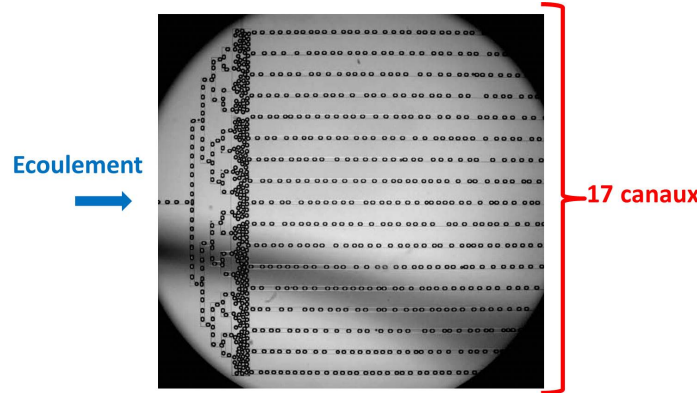


FIGURE 5.13 – Milieu poreux composé de $N=17$ canaux de longueur $L=1$ cm et de section $w=h=100\mu m$. $Ca^* = 4,8 \cdot 10^{-4}$ et $q_m = 0,38$.

La figure 5.14 représente le temps caractéristique de décorrélation τ_0 (s) en fonction de la vitesse des bulles. On remarque que, comme attendu, τ_0 est bien inversement proportionnel à la vitesse des bulles. La distance caractéristique associée à cette variation, vaut empiriquement $20,1\mu m$, ce qui est bien de l'ordre de grandeur de la bande noire située à la périphérie des bulles sur les images (voir figure 5.11). Ce résultat permet à la fois de valider et de calibrer la méthode de mesure par décorrélation temporelle.

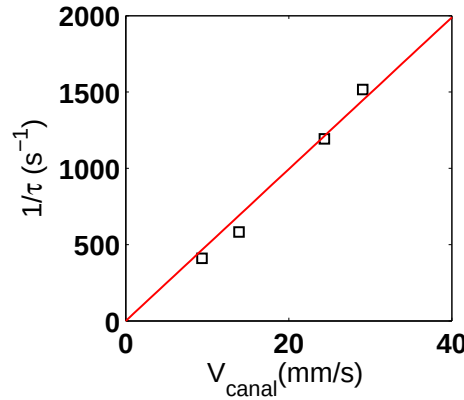


FIGURE 5.14 – Inverse du temps de décorrélation τ (s) en fonction de la vitesse des bulles (mm/s) dans le dispositif constitué de 17 canaux parallèles. La droite représente le meilleur ajustement linéaire, de pente $20,1 \times 10^{-3} \text{ mm}$.

Notons les limites de cette technique.

La première est liée à la calibration détaillée ci-dessus, qui suppose que l'image associée à une bulle ne varie pas d'une expérience à l'autre. Or, quand la mousse est très sèche, les bulles ont la forme de lamelles et la forme de l'interface eau-air change. Dans ce cas-là, la

distance de décorrelation n'est plus la même. Les résultats obtenus pour les mousses sèches seront donc uniquement qualitatifs.

Une autre difficulté liée à cette mesure concerne la position du pixel dans la canal : en effet, sur le bord du canal, la distance de décorrelation coïncide avec la bulle elle-même, alors que près du centre, nous avons vu qu'elle était plus faible et de l'ordre de la largeur de la bande noire entourant la bulle. Puisque la méthode est calibrée au centre du canal, il est crucial, pour les expériences réalisées en milieu poreux, d'isoler les pixels situés aux milieux des canaux. Pour ce faire, nous superposons le masque des canaux avec la zone d'observation de l'écoulement. Un exemple est présenté sur la figure 5.15. Cette étape permet d'identifier les pixels correspondant au centre des canaux et de récupérer pour chacun la valeur de τ_0 uniquement en ces positions. Toutes les vitesses que nous présentons par la suite correspondent ainsi aux centres des canaux, pour lesquels la correspondance temps de décorrelation τ_0 et vitesse a été calibrée.

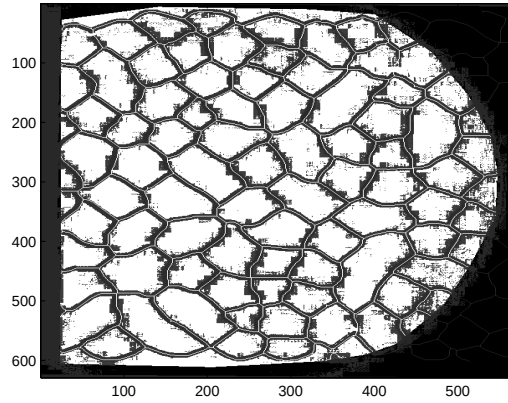


FIGURE 5.15 – Superposition du champs des vitesses et des canaux squelettisés en blanc pour $Ca^* = 5,1 \cdot 10^{-3}$ et $q_m = 0,68$.

2 Résultats

2.1 Réduction de mobilité

Pour chaque série d'expériences, nous nous plaçons à Ca^* fixé défini par $Ca^* = \mu Q_{\text{air}} / \gamma N_o S$ et faisons varier le débit d'eau pour modifier la qualité de la mousse q_m . La pression est mesurée en entrée et en sortie du milieu poreux. Nous considérons par la suite la différence de pression $\Delta P = P_{\text{entree}} - P_{\text{sortie}}$. Pour chaque expérience, la différence de pression correspondante en monophasique pour de l'eau, notée ΔP_o est calculée à partir de la valeur de la résistance hydrodynamique R_h déterminée expérimentalement dans la section 5.1.2. et du débit total. La figure 5.16 montre l'évolution de la différence de pression en bulles

adimensionnée par la différence de pression en eau en fonction de la qualité de la mousse q_m . Ce rapport $\Delta P / \Delta P_o$ est appelé par la suite réduction de mobilité.

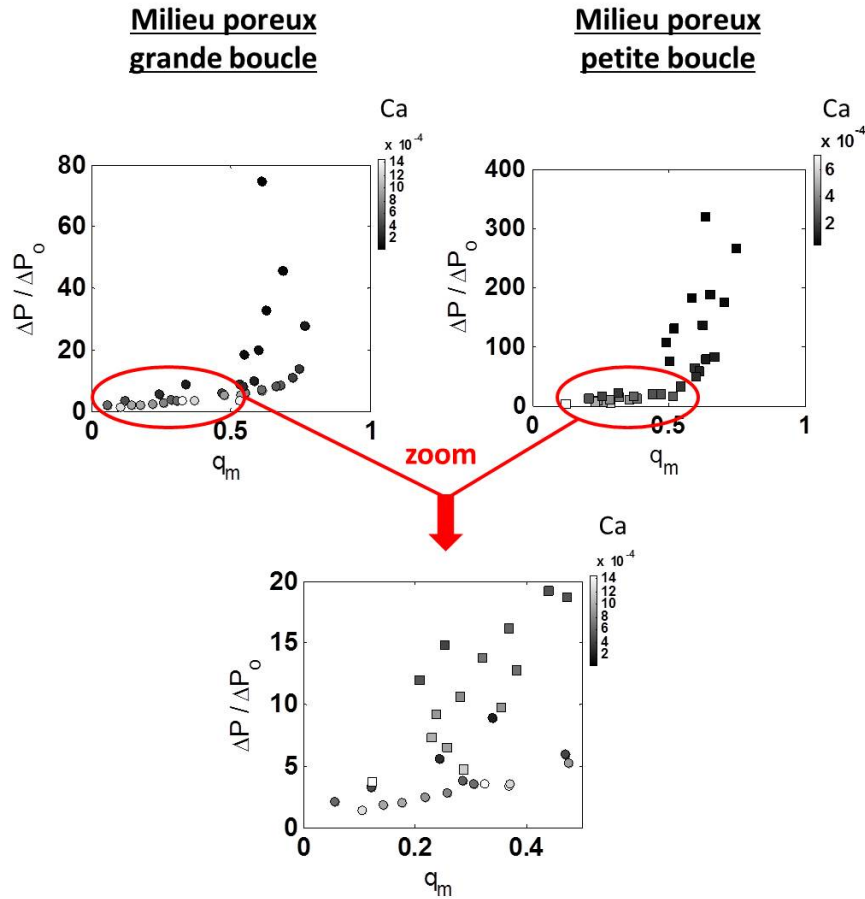


FIGURE 5.16 – *Haut* : Réduction de mobilité $\Delta P / \Delta P_o$ en fonction de la qualité de la mousse q_m pour les deux modèles de milieu poreux. Le gradient de couleur correspond au nombre capillaire déterminé à partir de la vitesse effective $Ca = \eta Q / \gamma N_0 S$. *Bas* : Zoom pour q_m compris entre 0 et 0.5.

Nous observons sur la figure 5.16 que la réduction de mobilité $\Delta P / \Delta P_o$ augmente avec la qualité de la mousse q_m mais diminue avec le nombre capillaire Ca . Dans le cas du milieu poreux grande boucle, nous obtenons une réduction de mobilité d'un facteur 80. Quand la taille de boucle diminue, la réduction de mobilité augmente jusqu'à 400. Pour une même qualité de mousse, la réduction de mobilité est donc plus importante dans le milieu poreux petite boucle que dans le milieu poreux grande boucle. Ceci est vrai même pour des faibles qualités, comme le montre le zoom de la figure 5.16.

Nous obtenons de très fortes réductions de mobilité, comme en milieux poreux réels. Dans la littérature, ces fortes réductions de mobilité semblent s'expliquer par la formation

de chemins préférentiels due à l'hétérogénéité de la taille des pores. Or, nos modèles de milieux poreux ont une taille de canaux homogène. Non seulement l'hétérogénéité de taille des pores n'est pas la seule condition conduisant à de fortes réductions de mobilité, mais les résultats présentés ci-dessus laissent penser que le mécanisme principal conduisant à augmenter la différence de pression n'est pas forcément associée aux hétérogénéité de taille.

Dans le chapitre 3, nous avons montré que l'écoulement d'un train de bulles dans un canal droit entraîne une surpression dans le canal. Quand la qualité de mousse augmente, la réduction de mobilité augmente jusqu'à un facteur 6 pour une qualité de 0,75. La présence de bulles est une première explication quant à l'augmentation de la réduction de mobilité dans un milieu poreux homogène mais ce n'est pas suffisant pour expliquer l'ordre de grandeur des réductions de mobilité supérieures à quelques dizaines observées.

En revanche, nous observons, en particulier à forte qualité, que l'écoulement de la mousse dans le milieu poreux ne se fait pas de façon homogène mais au contraire se concentre dans quelques canaux. Ces chemins préférentiels vont contribuer à l'augmentation de la réduction de mobilité.

Nous allons par la suite étudier les vitesses d'écoulement locales des bulles dans les deux milieux poreux "grandes boucles" et "petites boucles" afin de mettre en évidence ces chemins préférentiels et les quantifier.

2.2 Champs des vitesses dans le milieu poreux

Nous avons appliqué de manière systématique la méthode de corrélation temporelle présentée dans la partie 5.1.4 pour déterminer le champ des vitesses dans les milieux poreux.

Afin de pouvoir comparer les écarts de vitesse entre les deux modèles de milieu poreux, nous avons étudié l'évolution du champs de vitesse. Ce dernier est obtenu à partir de la vitesse des bulles obtenue par corrélation temporelle, et normalisée par β pour revenir à des vitesses moyennes par canal. Ces vitesses sont adimensionnées par la vitesse estimée si la mousse s'écoulait dans le milieu poreux équivalent $V_o = Q_{\text{total}}/N_o S$. Par la suite, ce rapport de vitesse sera appelé $\tilde{V}$. L'intérêt de cet adimensionnement réside dans le fait de pouvoir comparer le champs des vitesses à différents débits. Pour un fluide newtonien, le problème étant linéaire, ce champs de vitesse normalisé est en effet indépendant du débit.

Milieu poreux grandes boucles

Regardons tout d'abord le milieu poreux avec une grande taille de boucle. La figure 5.17 présente quelques exemples de résultats, dans laquelle la vitesse $\tilde{V}$ est représentée en échelle de couleur, pour différentes qualités de mousse q_m et nombres capillaires $Ca^* = \mu Q_{\text{air}}/N_o S \gamma$.

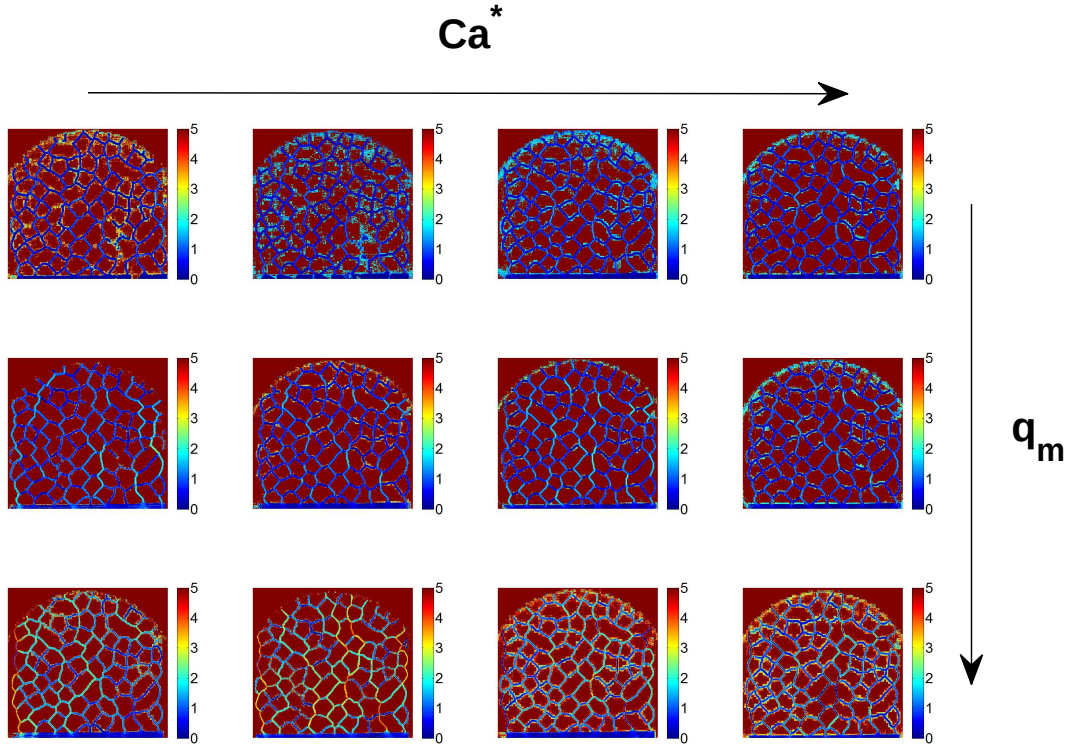


FIGURE 5.17 – Champ des vitesses $\tilde{V}$ pour le milieu poreux grandes boucles. Les vitesses sont comprises entre 0 (en bleu) et 5 (en rouge) : l'échelle de couleur est volontairement identique sur toutes les images. Les nombres capillaires (calculé sur le flux d'air) sont $Ca^* = 6, 2 \cdot 10^{-5}, 1, 2 \cdot 10^{-4}, 2, 2 \cdot 10^{-4}, 4, 4 \cdot 10^{-4}$ et $6, 4 \cdot 10^{-4}$; et les qualités $q_m = 0,3, 0,5$ et $0,7$.

Sur la figure 5.17, nous observons des hétérogénéités de vitesse dans le milieu poreux qui dépendent de la qualité de la mousse et du nombre capillaire. On constate que l'écoulement devient de plus en plus hétérogène lorsque la qualité augmente. En augmentant le nombre capillaire en revanche, les hétérogénéités d'écoulement se réduisent.

Afin de mieux quantifier ces effets, nous avons déterminé les densités de probabilité des vitesses des bulles, le long des milieux des canaux, après superposition des images et du masque utilisé pour la photolithographie. Quelques exemples de résultats sont présentés sur la figure 5.18, où est également reportée la densité de probabilité théorique pour un fluide Newtonien déterminée numériquement (voir section 5.1.2). De ces densités de probabilité,

on extrait également de manière systématique la valeur moyenne $\tilde{V}_{moyen}$ et l'écart-type E . Ces deux grandeurs sont représentées sur la figure 5.19.

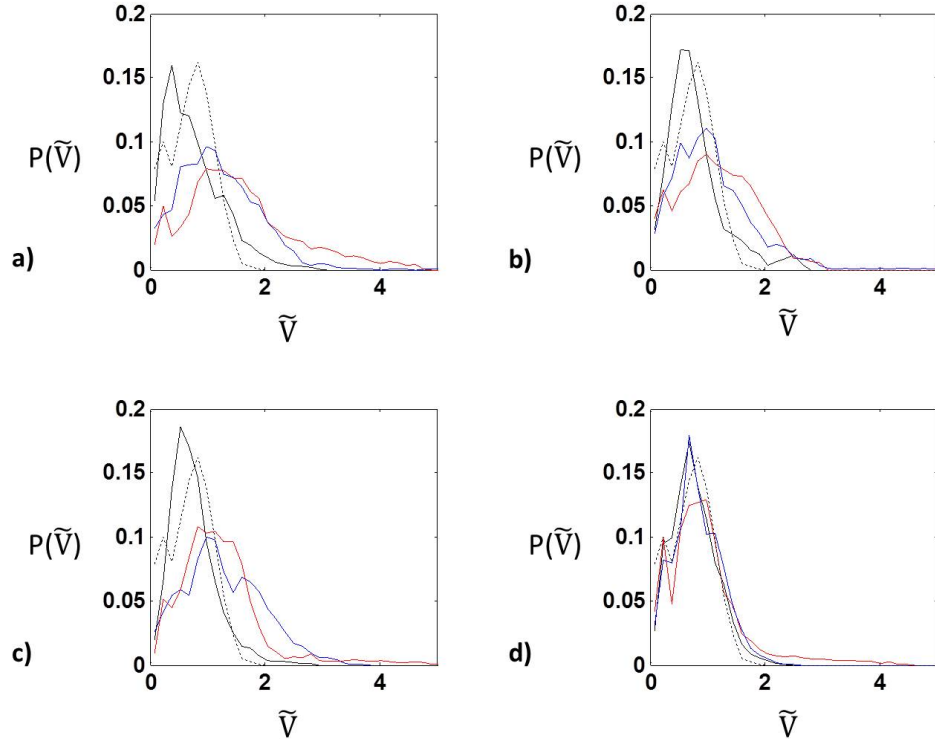


FIGURE 5.18 – Densité de probabilité des vitesses dans le milieu poreux grandes boucles. Chaque sous-figure correspond à une série d'expérience à Ca^* fixée : a) $Ca^* = 1, 2 \cdot 10^{-4}$, b) $Ca^* = 2, 2 \cdot 10^{-4}$, c) $Ca^* = 4, 4 \cdot 10^{-4}$, d) $Ca^* = 6, 4 \cdot 10^{-4}$. Les courbes en pointillés correspondent à la théorie pour le fluide newtonien. Les courbes en noir représentent l'écoulement d'une mousse à $q_m = 0,3$, celles en bleu à $q_m = 0,5$ et en rouge à $q_m = 0,7$.

Il est remarquable de constater que, à fort nombre capillaire, les densités de probabilité des vitesses sont quasiment superposables, quelle que soit la qualité, et sont mêmes en bon accord aux prédictions pour le newtonien. Ceci n'est qu'une approximation dans la mesure où la valeur moyenne et l'écart-type augmente un peu pour des qualités supérieures à 0.5.

Pour des nombres capillaires inférieurs à 5×10^{-4} , les densités de probabilités sont très différentes de celle du newtonien. On constate, à faible qualité ($q_m < 0,5$), que la valeur moyenne est identique à la valeur théorique pour un fluide Newtonien, alors que les densités de probabilité mettent en évidence un décalage du maximum vers les faibles vitesses. Corrélativement, l'écart-type est légèrement supérieur. Il est tentant d'interpréter cette observation par une conséquence de la modification de la loi débit-pression pour des trains de bulles. Nous avons en effet vu au chapitre 3 que cette dernière était non-linéaire, à cause de la différence de pression liée à une bulle qui varie en $Ca^{2/3}$. En faisant l'hypothèse d'une fraction volumique homogène, la conséquence de cette rhéofluidification est d'augmenter

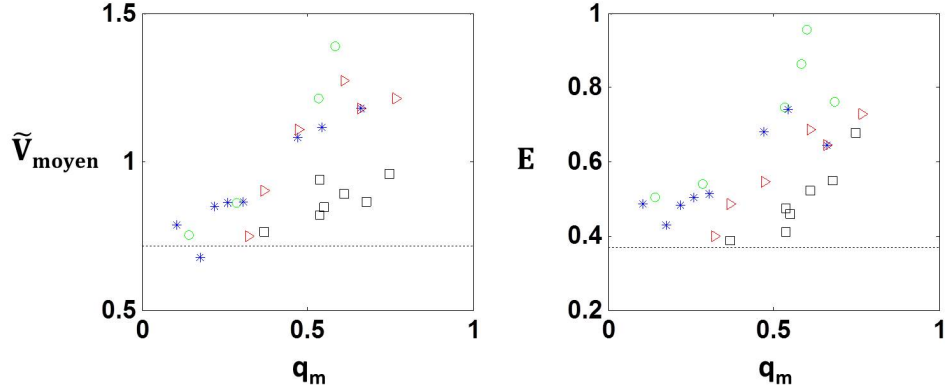


FIGURE 5.19 – Milieu poreux grandes boucles. A gauche, évolution de la vitesse moyenne $\tilde{V}$ en fonction de la qualité de la mousse à Ca^* fixé. A droite, évolution de l'écart-type E en fonction de la qualité de la mousse à Ca^* fixé. Les $\square$ représentent $Ca^* = 6, 4 \cdot 10^{-4}$, les $*$ $Ca^* = 4, 4 \cdot 10^{-4}$, les $\triangleright$ $Ca^* = 2, 2 \cdot 10^{-4}$ et les $\circ$ $Ca^* = 1, 2 \cdot 10^{-4}$. Les courbes en pointillées correspondent au fluide newtonien, pour lequel ces grandeurs ne dépendent pas du nombre capillaire.

le débit dans les canaux circulant rapidement et de le diminuer dans ceux circulant plus lentement. Cet argument doit toutefois être pondéré par les hétérogénéités de concentration qui apparaissent. Dans ces régimes dilués en effet, nous observons qualitativement que la fraction volumique est un peu plus grande dans les canaux qui circulent les plus vite, similairement à ce qui se passe dans le cas d'une boucle asymétrique.

De manière plus flagrante, pour des qualités supérieures à 0,5, on observe pour des nombres capillaires inférieurs à 5×10^{-4} , que la moyenne et l'écart-type des vitesses augmente très significativement. Il n'est pas aisée d'interpréter directement l'augmentation de la valeur moyenne, dans la mesure où cette dernière mêle les canaux lents et les canaux rapides, tous affectés par la présence de bulle. Notons également, que pour ces fortes qualités, certains canaux ne débitent que très peu mais présentent des mouvements de va-et-vient qui entraînent une décorrélation des images, et donc, une vitesse apparente significative. Par ailleurs, la valeur de la vitesse moyenne est assez sensible aux incertitudes liées à la calibration des vitesses (voir paragraphe 5.1.4). L'écart-type en revanche est plus simple à interpréter. Il augmente très significativement, ce qui correspond, comme nous l'avons déjà remarqué sur les cartes des vitesses (voir figure 5.17) à l'apparition d'hétérogénéités importantes dans l'écoulement. Le débit a tendance à se concentrer dans quelques canaux. L'observation directe des vidéos montre que dans ce régime, certains canaux d'orientation transverse à l'écoulement ont un débit très faible et assez saccadé : l'encombrement des sorties dans les canaux qui débitent fortement a tendance à bloquer les bulles dans ces canaux défavorables.

Pour résumer, nous observons trois régimes dans le milieu poreux grandes boucles :

un régime haut capillaire où l'écoulement de la mousse est assez bien décrit par un fluide newtonien ; un régime bas capillaire et basse qualité ($q_m < 0,5$, $Ca^* < 5 \times 10^{-4}$) où les hétérogénéités entre canaux lents et rapides augmentent légèrement ; et enfin un régime bas capillaire et haute qualité ($q_m \geq 0,5$, $Ca^* < 5 \times 10^{-4}$), où apparaissent des chemins préférentiels dans lesquels se concentre l'écoulement et qui bloquent les autres canaux.

Milieu poreux petites boucles

Nous avons étudié de la même façon les expériences réalisées pour le milieu poreux avec une taille de boucle de l'ordre de grandeur de la taille d'une bulle (milieu petites boucles). La figure 5.20 montre des exemples de cartographie des vitesses pour différents nombres capillaires Ca^* et qualités de mousse q_m .

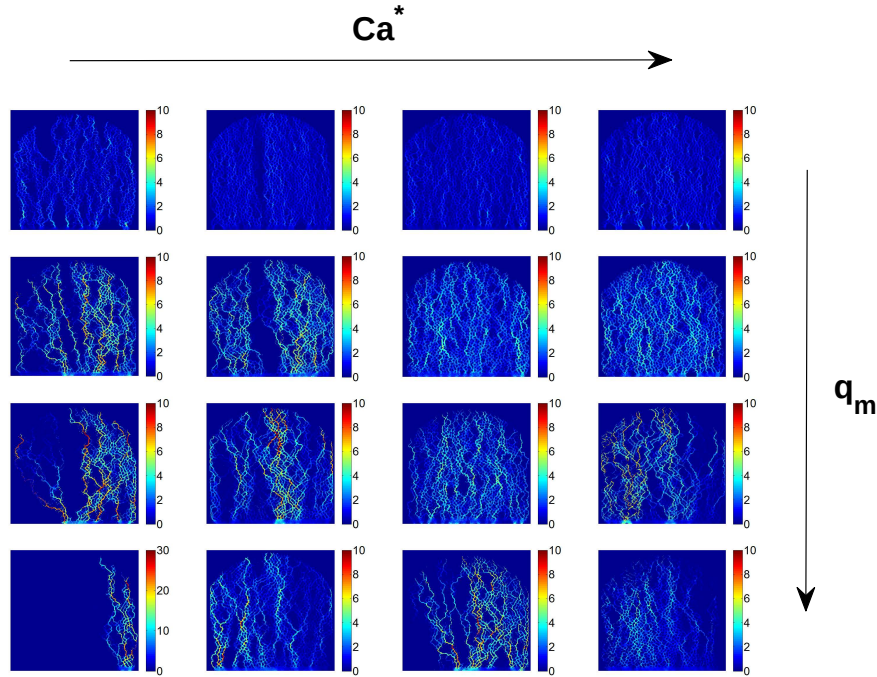


FIGURE 5.20 – Milieu poreux petites boucles. $Ca^* = 1, 2, 4, 6$ et $q_m = 0,2, 0,5, 0,6$ et $0,7$.

Pour ce milieu, les hétérogénéités de vitesse sont spectaculaires à forte qualité, et à faible nombre capillaire. On constate clairement que certaines zones du milieu poreux ne coulent pas, et que l'écoulement se produit dans un nombre très limité de chemins préférentiels. Les zones qui ne coulent pas correspondent à des canaux où les bulles sont complètement bloquées. On retrouve qualitativement les évolutions décrites pour le milieu grande boucle : l'écoulement est plus homogène si on diminue la qualité ou si on augmente le nombre capil-

laire. Pour ce milieu toutefois, même à grand Ca , on conserve des hétérogénéités de vitesse significatives.

De manière similaire au milieu poreux grandes boucles, nous avons déterminé les densités de probabilité des vitesses, dont quelques exemples sont reportés dans la figure 5.21. Les valeurs moyennes des vitesses et les écarts types de l'ensemble des expériences réalisées sont tracées sur la figure 5.22.

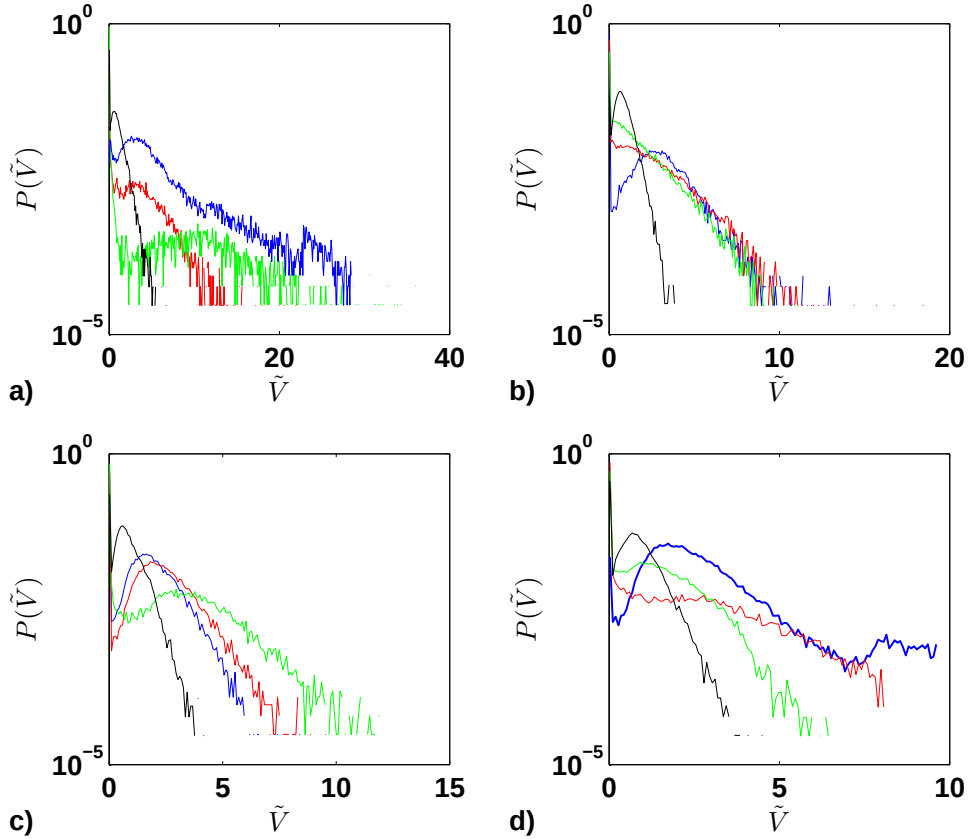


FIGURE 5.21 – Densité de probabilité des vitesses dans le milieu poreux petites boucles. Chaque sous-figure correspond à une série d'expérience à Ca^* fixée : a) $Ca^* = 1, 2 \cdot 10^{-4}$, b) $Ca^* = 2, 2 \cdot 10^{-4}$, c) $Ca^* = 4, 4 \cdot 10^{-4}$, d) $Ca^* = 6, 4 \cdot 10^{-4}$. Les courbes en pointillés correspondent à la théorie pour le fluide newtonien. Les courbes en noir représentent l'écoulement d'une mousse à $q_m = 0,32$, celles en bleu à $q_m = 0,5$, en rouge à $q_m = 0,6$ et en vert à $q_m = 0,7$.

2.3 Chemins préférentiels

La cartographie et l'analyse statistique des vitesses des bulles détaillées dans la section précédente révèlent de fortes hétérogénéités de vitesses, en particulier dans le milieu petites

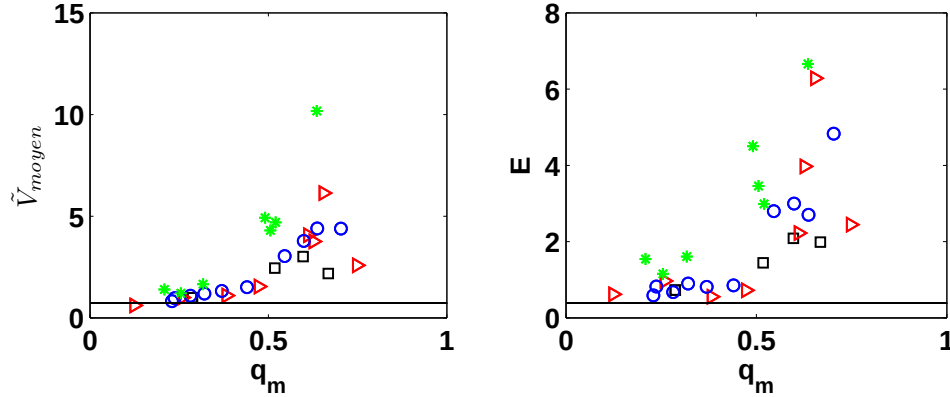


FIGURE 5.22 – Milieu poreux petites boucles. A gauche, évolution de la vitesse moyenne $\tilde{V}$ en fonction de la qualité de la mousse à Ca^* fixé. A droite, évolution de l'écart-type E en fonction de la qualité de la mousse à Ca^* fixé. Les $\square$ représentent $Ca^* = 6, 4 \cdot 10^{-4}$, les $\circ$ $Ca^* = 4, 4 \cdot 10^{-4}$, les $\triangleright$ $Ca^* = 2, 2 \cdot 10^{-4}$ et les $\star$ $Ca^* = 1, 2 \cdot 10^{-4}$. Les droites noires correspondent aux valeurs obtenues avec un fluide newtonien ($\tilde{V}=0.73$ et $E=0.39$).

boucles, à faible Ca et à forte qualité. On peut remarquer que cette évolution des hétérogénéités de vitesse avec les paramètres de contrôle est au moins qualitativement corrélée avec l'augmentation de la réduction de mobilité mesurée dans ces milieux et détaillée dans la section 5.2.1 : elle est d'autant plus grande que la qualité est forte, que Ca est faible et est significativement plus importante dans le milieu petite boucle que dans le milieu grande boucle.

Nous cherchons dans cette partie à savoir si les hétérogénéités de vitesse suffisent à expliquer les réductions de mobilité mesurées. Pour ce faire, nous proposons ci-dessous une approche très simplificatrice, où on modélise l'écoulement hétérogène par un ensemble de canaux parallèles identiques mais dont seule une fraction coule, les autres étant bloqués. Quoique discutable et améliorable, cette modélisation simpliste nous permettra de quantifier la fraction de chemins effectifs et d'en déduire les réductions de mobilité associées.

Définition

Nous cherchons à quantifier les chemins préférentiels afin de pouvoir étudier leur évolution en fonction du nombre capillaire, de la qualité de mousse et de la géométrie du milieu poreux.

On se ramène pour cela à un milieu poreux équivalent de N_o canaux parallèles, dont seule une fraction N_{pref}/N_o coule, avec N_{pref} le nombre de chemins préférentiels. Par conservation du débit, la vitesse des bulles non bloquées est donnée par $V_o N_o / N_{pref}$ dans les canaux préférentiels, et est nulle dans les autres (on rappelle que V_o est la vitesse caracté-

ristique donnée par $V_o = Q/N_o S$). La densité de probabilité des vitesses est donc bimodale.

Il paraît assez naturel de se servir de la densité de probabilité des vitesses pour définir un nombre de chemins préférentiels. Cependant, à part dans les cas extrêmes (faible Ca , forte qualité et petites boucles), nous n'observons pas vraiment de distribution bimodale expérimentalement, mais un élargissement significatif de la densité de probabilité. Deux raisons au moins peuvent être avancées. D'une part, la densité de probabilité des vitesses est déjà assez large pour un écoulement newtonien puisque beaucoup de canaux, à cause de leur orientation, ne contribuent que peu à l'écoulement. D'autre part, les chemins préférentiels eux-mêmes sont hétérogènes. Nous allons définir un seuil en vitesse en dessous duquel on considérera que le canal est localement bloqué et en dessus duquel le canal sera localement considéré comme appartenir à un chemin préférentiel. Une définition possible pour le nombre de chemins préférentiels consiste à partir du principe que la moyenne des vitesses des bulles non bloquées doit coïncider avec celle du modèle de canaux en parallèle, et doit donc être égale à $V_o N_o / N_{\text{pref}}$.

Le seuil choisi doit de manière évidente être proportionnel au débit imposé, ou de manière équivalente, à V_o . Il s'agit donc d'une valeur fixe notée $\tilde{V}_s$ pour les vitesses normalisées $\tilde{V} = V_{\text{bulles}}/V_o$. Nous avons choisi de fixer ce seuil de telle sorte que pour le fluide newtonien, on ait $N_{\text{pref}} = N_o$. Ainsi $\tilde{V}_s$ vérifie pour le fluide newtonien

$$\int_{\tilde{V}_s}^{\infty} \tilde{V} p(\tilde{V}) = 1, \quad (5.12)$$

et le nombre de chemins préférentiels d'un écoulement de mousse est alors défini par :

$$N_{\text{pref}} = N_o \int_{\tilde{V}_s}^{\infty} \tilde{V} p(\tilde{V}) . \quad (5.13)$$

La définition du seuil ci-dessus suppose que la moyenne des vitesses, pour un fluide newtonien, soit inférieure à V_o . Ceci est assuré dans la pratique, notamment à cause du désordre des orientations des canaux : les canaux qui sont plutôt transverses à l'écoulement contribuent peu à ce dernier, mais occupent un volume non négligeable. D'ailleurs, on voit sur la figure 5.7 que la moyenne des vitesses normalisées est bien inférieure à 1. On obtient à partir de la densité de probabilité des vitesses calculée pour un fluide newtonien des valeurs seuils qui valent respectivement : $\tilde{V}_s = 0,78$ pour le milieu grandes boucles et $\tilde{V}_s = 0,59$ pour le milieu petites boucles.

On peut tenter de donner une image plus concrète de la définition choisie pour les chemins préférentiels. En fait, cette définition est cohérente avec une modélisation du milieu comme un réseau constitué de N_o canaux parallèles à l'écoulement, ainsi que de canaux perpendiculaires ne contribuant pas à ce dernier (voir figure 5.23). Le seuil $\tilde{V}_s$ revient à déterminer la fraction des canaux transverse dans le réseau étudié.

Notons enfin que les choix effectués sont cohérents avec un état de référence tel que le fluide newtonien, mais pas avec un écoulement homogène d'une mousse. En effet, le

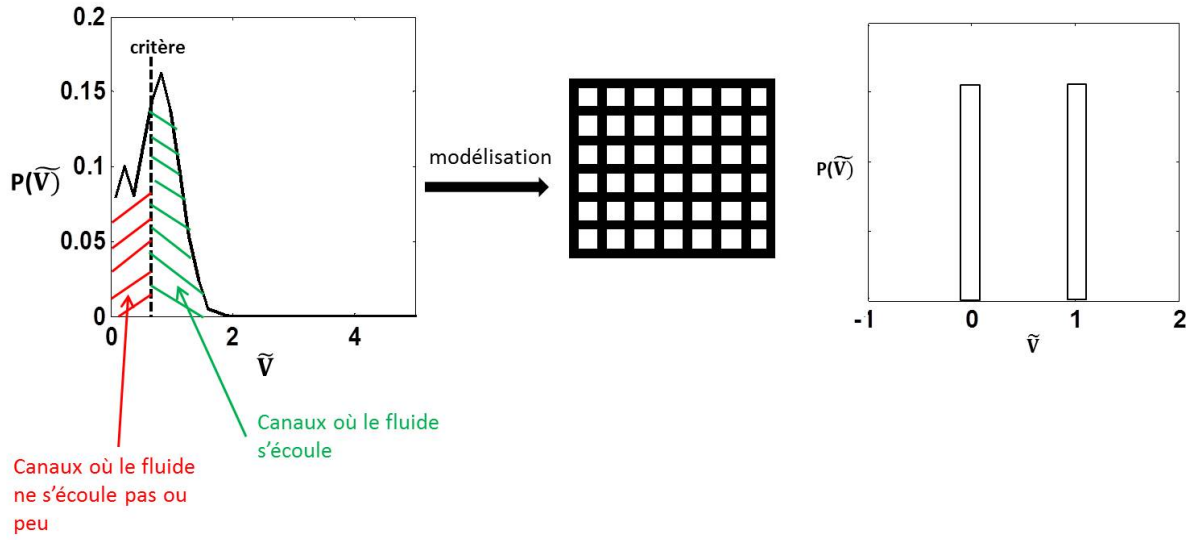


FIGURE 5.23 – Modélisation du milieu poreux et détermination des canaux participant à l'écoulement dans le cas d'un fluide newtonien.

caractère rhéofluidifiant de la relation débit-pression doit également modifier la densité de probabilité de l'écoulement homogène. Le seuil aurait alors été fonction de la qualité et du nombre capillaire. Le choix que nous avons effectué de prendre l'écoulement newtonien comme référence est motivé par la simplicité, et permet à minima de prendre en compte le fait qu'une partie des canaux ne contribue pas à l'écoulement, même pour un écoulement homogène. Les conséquences sur la valeur du nombre de chemins préférentiels restent néanmoins limitées dans la mesure où, d'une part la rhéofluidication reste faible (surtout pour les faibles q_m) et d'autre part les effets dont on cherche à rendre compte sont grands, au moins dans le milieu petites boucles où une grande partie du réseau est bloquée à forte qualité.

Résultats

Nous avons déterminé de manière systématique la fraction de chemins préférentiels en utilisant l'équation 5.13 sur les mesures empiriques des densités de probabilité des vitesses. La figure 5.24 montre l'évolution de cette fraction N_{pref}/N_0 en fonction de la qualité de mousse injectée et le nombre capillaire Ca .

On retrouve ici plus quantitativement les résultats qualitatifs de la section précédente : plus le nombre capillaire est faible et plus le nombre de chemins préférentiels est faible. L'influence de la qualité semble beaucoup plus faible, mais il convient de préciser que nous n'avons pas pu expérimentalement faire varier indépendamment la qualité et le nombre capillaire : les nombres capillaires les plus faibles sont obtenus par aspiration du train de bulle en amont du milieu poreux et correspondent donc toujours à des qualités de mousses

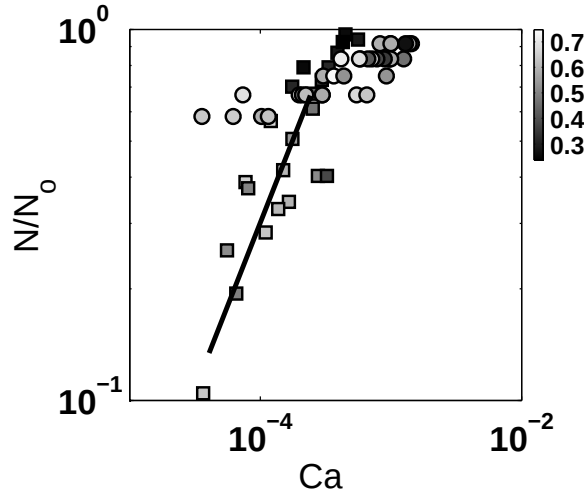


FIGURE 5.24 – Evolution du nombre de chemins préférentiels par rapport au nombre de chemins initiaux en fonction du nombre capillaire Ca . La couleur des symboles représente la qualité q_m , selon l'échelle de couleur affichée en haut à droite. Les ronds représentent le milieu poreux grande boucle et les carrés le milieu poreux petite boucle. La ligne est un guide pour les yeux, de pente 1.

importantes. Notons tout de même, que le nombre de chemins préférentiels semble relativement indépendant de la qualité dans le milieu petite boucle lorsque celle-ci est supérieure à 0,5. Pour des qualités de mousse plus faibles, la mousse s'écoule dans le milieu poreux entier quelque soit le modèle de milieu poreux utilisé.

On observe une différence frappante entre les milieux poreux petites boucles et grandes boucles, à faible capillaire et à forte qualité. Dans le milieu grande boucle, le rapport N_{pref}/N_o reste toujours supérieur à 0,6, alors qu'il atteint des valeurs de l'ordre de 0,1 pour le milieu petites boucles. On obtient grossièrement une loi d'échelle où $N_{\text{pref}} \sim Ca$. Ceci confirme les résultats décrits qualitativement dans la section précédente : à nombre capillaire fixé et à même qualité, la longueur de corrélation du milieu (la distance entre deux jonctions) contrôle en grande partie la fraction de chemins préférentiels : lorsque celle-ci est de l'ordre de quelques tailles de bulles, on observe un blocage d'une partie du milieu, ce qui réduit fortement le nombre de chemins préférentiels et contribue à augmenter la différence de pression. Il est intéressant de remarquer que les conditions expérimentales conduisant à des faibles valeurs pour N_{pref} sont aussi celles pour lesquelles on mesure de très fortes réduction de mobilité.

3 Discussion

Les mesures de pression lors de l'écoulement de la mousse dans les milieux poreux ont permis de mettre en évidence une très forte réduction de mobilité allant jusqu'à 400 dans le milieu poreux petite boucle. Comment expliquer une telle augmentation ? L'observation de l'écoulement montre que l'écoulement de la mousse n'est pas homogène et que des chemins préférentiels se forment pour des qualités de mousse élevées.

3.1 Influence de la taille des boucles et des paramètres de contrôle

La taille des boucles a un effet très important. Pour le milieu poreux grande boucle, nous n'avons pas observé de canaux complètement immobilisés, contrairement au milieu petites boucles. Quand la taille de boucle diminue, alors certaines zones du milieu poreux sont bloquées. Ce phénomène de blocage a été décrit dans le chapitre 4 dans le cas d'une boucle de petite taille, mais n'est pas observé, où alors de manière transitoire dans des boucles de plus grande tailles.

Les observations que nous rapportons ici sont donc corrélées avec ceux du chapitre 4. Pour une raison qui reste à éclaircir, la densité des jonctions favorise le blocage des bulles dans un milieu de taille homogène.

La corrélation avec les résultats du chapitre 4 se retrouve aussi sur les dépendances en qualité et en Ca . En effet, le blocage n'intervient dans les petites boucles isolées que pour des qualités supérieures à 0,5, et est de plus en plus marqué quand la qualité augmente. Par ailleurs, nous avons observé lors des expériences sur boucles isolées qu'au-delà d'un nombre capillaire de l'ordre de 10^{-3} , les bulles bloquées peuvent se déformer en sortie et ainsi limiter le phénomène de blocage. Ce phénomène est en accord qualitatif avec le fait que les chemins préférentiels sont fortement dépendants du nombre capillaire, au moins dans les milieux petites boucles où le phénomène de blocage est prépondérant.

3.2 Chemins préférentiels

A partir des estimations de la fraction de chemins préférentiels réalisées dans la section précédente, on peut, sous l'hypothèse d'une répartition homogène des bulles - ce qui n'est pas le cas, mais nous reviendrons plus loin sur ce point -, recalculer la différence de pression associée à l'écoulement des bulles injectées. En effet, la définition des chemins préférentiels repose sur la modélisation du milieu poreux comme un ensemble de N_{pref} canaux équivalents en parallèle. La différence de ΔP associée à l'écoulement d'une mousse de qualité q_m et injectée avec un débit total Q_{total} se déduit directement de l'équation (3.30) validée au chapitre 3 et est donnée par :

$$\Delta P_{pref} = a \frac{\mu L}{Sh^2} \left(1 - \frac{L_{bulle}}{\lambda}\right) \frac{Q_{total}}{N_{pref}} + \frac{c L_{bulle} \gamma}{\lambda h} \left(\frac{\mu}{\gamma S} \frac{Q_{total}}{N_{pref}}\right)^{2/3}. \quad (5.14)$$

Dans cette équation, le débit se divise dans les N_{pref} et la longueur d'onde λ des trains de bulles est simplement reliée à la qualité par la relation

$$q_m = \beta \Omega_b / \lambda S. \quad (5.15)$$

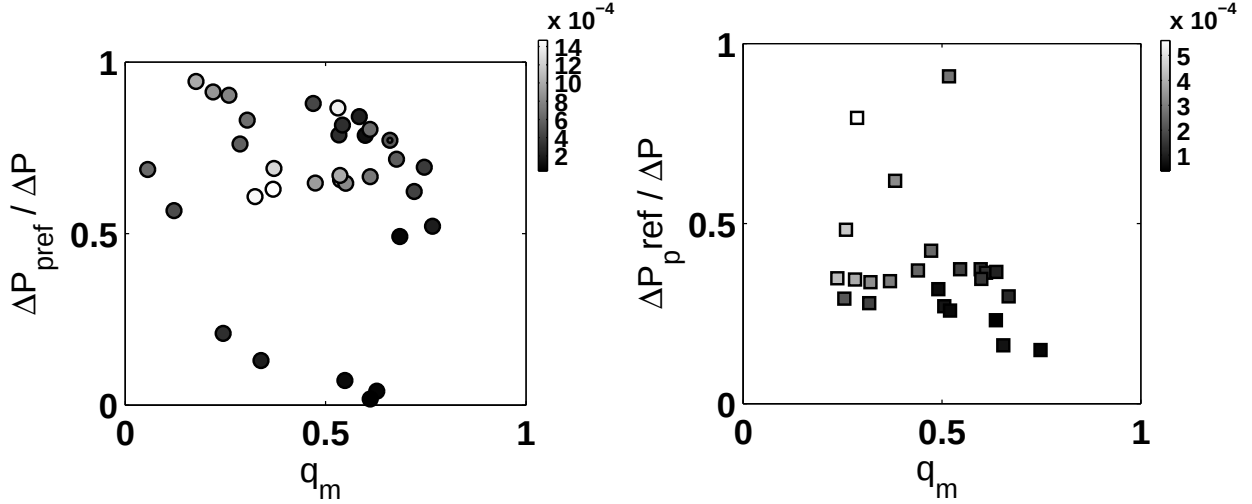


FIGURE 5.25 – Evolution du rapport $\Delta P_{\text{pref}} / \Delta P$ en fonction de la qualité de la mousse q_m . ΔP_{pref} est la différence de pression théorique qui prend en compte les chemins préférentiels. La couleur des symboles représente le nombre capillaire Ca , selon l'échelle de couleur indiquée. A gauche, milieu poreux grande boucle. A droite, milieu poreux petite boucle.

La figure 5.25 représente l'évolution de la différence de pression calculée par l'équation (5.14) ΔP_{pref} adimensionnée par celle mesurée ΔP en fonction de la qualité de mousse et du nombre capillaire. Nous constatons que les valeurs de différences de pression calculées capturent l'ordre de grandeur des pressions mesurées puisque le rapport $\Delta P_{\text{pref}} / \Delta P$ est compris (à quelques exceptions près) entre 0.2 et 1. Compte tenu des hypothèses effectuées sur la modélisation par des chemins préférentiels, ces résultats sont assez satisfaisants, mais on remarque néanmoins que malgré la prise en compte de chemins préférentiels, les différences de pression calculées sont systématiquement plus faibles que celles mesurées. L'écart est globalement plus important avec le milieu petites boucles.

Il convient à ce stade de discuter les hypothèses du calcul.

La première hypothèse repose sur l'incertitude associée à la définition et à la mesure du nombre de chemins préférentiels. Pour les qualités élevées, la différence de pression est essentiellement due au deuxième terme de l'équation 5.25, et fait donc intervenir N_{pref} dans une loi de puissance d'exposant $-2/3$. Par conséquent, il faudrait une erreur de quasiment une décade (pour le milieu petites boucles à forte qualité) sur la détermination de N_{pref} pour atteindre les valeurs de pression mesurées, ce qui est en dehors de l'incertitude expérimentale. En effet, nous avons qualitativement comparé les valeurs de N_{pref} avec les cartes

de vitesses, et constaté la cohérence de ces valeurs. On peut donc exclure une incertitude très importante.

La deuxième hypothèse forte du calcul est de considérer que la fraction volumique en bulle dans le milieu poreux reste égale à celle injectée, et est homogène. Il s'agit d'une hypothèse assez forte et qui a des conséquences importantes, car la différence de pression dans les régimes de haute qualité augmente linéairement avec le nombre de bulles. Cette hypothèse est discutée en détail dans la section suivante.

3.3 Modification de la qualité de la mousse dans le milieu poreux

Contrairement à l'hypothèse faite dans la section précédente, les observations directes de l'écoulement dans les réseaux de canaux montrent que la répartition des bulles n'est pas homogène dans l'ensemble des canaux qui coulent. La figure 5.27 illustre cet effet : certains canaux sont très dilués et d'autres très concentrés.

En régime de faible qualité, ceci est une conséquence directe des régimes de filtres et de répartition décrits pour des boucles uniques dans le chapitre précédent. Les bulles se concentrent dans les canaux où le débit est le plus grand, c'est à dire dans les chemins préférentiels. Si on reprend le modèle précédent de canaux préférentiels en prenant en compte cet effet, on s'attend à prédire des différences de pression plus importantes.

En régime de forte qualité, on observe plus des phénomènes de blocage.

Dans les deux régimes, on observe par ailleurs au moins qualitativement que la fraction volumique moyenne dans le milieu poreux est beaucoup plus élevée que celle injectée. Ceci est mis en évidence sur la figure 5.27 : la longueur d'onde du train de bulle en entrée est très significativement plus élevée que celle que l'on observe localement dans les canaux du réseau. Ceci est vrai à la fois dans le milieu poreux grandes boucles et petites boucles.

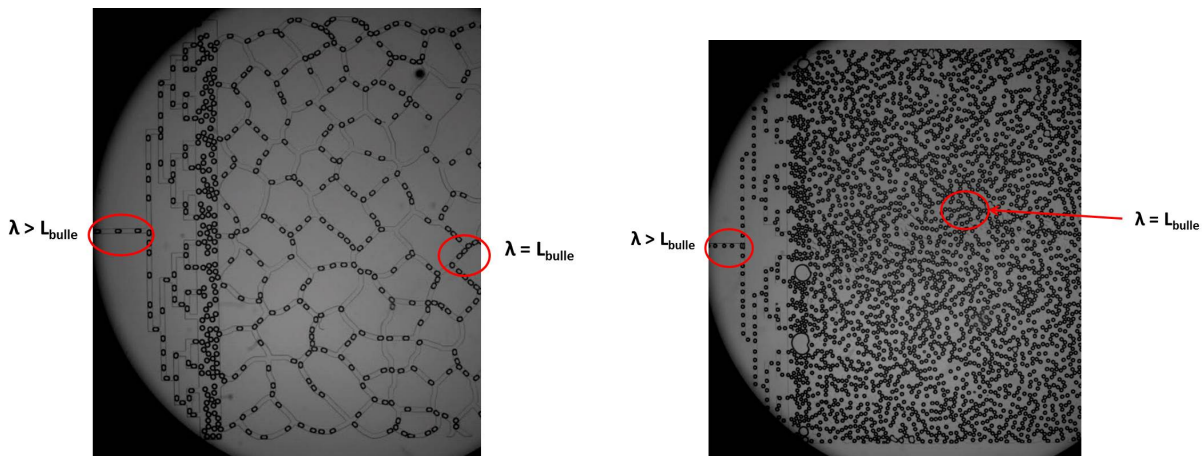


FIGURE 5.26 – En haut, le milieu poreux grande boucle, $Q_{total} = 120\mu L/min$ et $qm = 0.29$. En bas, le milieu poreux petite boucle, $Q_{total} = 305\mu L/min$ et $qm = 0.35$.

Même si nous n'avons pas pu étudier de manière directe et quantitativement ce phénomène de filtration, nous proposons dans ce qui suit quelques éléments de discussion permettant de comprendre son origine.

Filtration

Il existe deux modes principaux de filtration. Considérons pour les décrire deux canaux parallèles soumis à la même différence de pression $\Delta P = P_1 - P_2$.

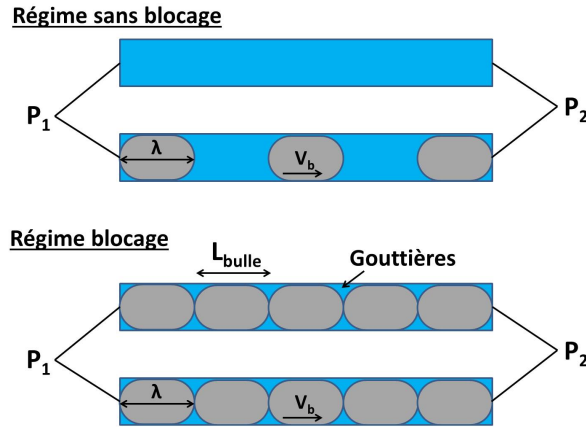


FIGURE 5.27 –

Dans un premier cas, il s'agit du régime de filtre. La bulle choisit le canal avec le débit instantané le plus fort. Toutes les bulles vont dans le même canal, ainsi le débit d'air en entrée est égale au débit d'air dans le canal choisi. Le débit d'eau est quant à lui divisé à la jonction. Par conséquent, pour un même débit d'air, le débit d'eau diminue et donc la qualité de mousse augmente dans le canal préférentiel. A la limite du régime filtre et de répartition, nous avons démontré au chapitre précédent que les débits d'eau étaient à peu près les mêmes dans les deux canaux. La conséquence directe est que dans le canal préférentiel, le débit d'eau est divisé par deux, ce qui augmente très significativement la qualité locale.

Le deuxième type de filtration est lié au blocage des bulles par la sortie, ce phénomène a été décrit dans le chapitre précédent et se retrouve dans les réseaux de canaux pour les qualités typiquement supérieures à 0,5. Dans ce régime de blocage, les deux canaux sont remplis de bulles. Dans un des canaux les bulles sont bloquées mais de l'eau continue à s'écouler tandis que dans l'autre elles avancent à la vitesse V_{bulle} . Dans le canal immobilisé, la relation $V_{bulle} = \beta Q_{total}/S$ n'est donc plus valide. Pour le canal où les bulles s'écoulent, nous pouvons déterminer la différence de pression par l'équation (3.30). Dans le canal immobile, la différence de pression peut être définie par $\Delta P = R_{gouttiere} Q_{eau}$ où $R_{gouttiere} = \mu L / Ba^4$ avec B une constante [13] qui vaut pour un canal carré environ 10^{-4} . On peut

alors estimer avec ce petit modèle le débit d'eau dans le canal bloqué. Compte tenu de la faible valeur de B , on obtient environ pour ce débit 1/10 du débit dans le canal qui coule. Ce mode de filtration est donc relativement peu efficace, la qualité n'augmente que faiblement dans le canal qui coule. Ceci étant dit, si de nombreux canaux sont bloqués, comme c'est le cas dans le milieu petites boucles à faible Ca et à forte qualité, où N_{pref}/N_o est de l'ordre de 0.1, cet effet conduit à diminuer le débit d'eau dans les canaux qui coulent d'un facteur 2, et donc ici également à augmenter très significativement la qualité.

Enfin, notons que nous observons en régime concentré des mouvement de bulles saccadées, qui traduisent des blocage transitoires et intermittants même dans les canaux qui coulent. Ceci indique que la vitesse relative entre les bulles et l'eau augmente : le coefficient β est probablement inférieur à 0,9. Si cette hypothèse est correcte - nous n'avons pas pu la vérifier directement -, cela conduirait également à augmenter la fraction volumique dans le milieu poreux.

Dans le cas du milieu poreux petite boucle, la filtration est tellement importante à bas nombre capillaire et à forte qualité qu'elle provoque l'assèchement des zones bloquées, comme le montre la figure 5.29. Cet assèchement se visualise par un changement de contraste sur les images. Pour des mousses humides, les bords noirs des bulles sont très contrastés. Quand la mousse s'assèche, la taille de ces bords noirs diminue jusqu'à ce qu'ils deviennent des films très fins, des lamelles. Nous observons alors très peu de contraste entre l'eau et l'air.

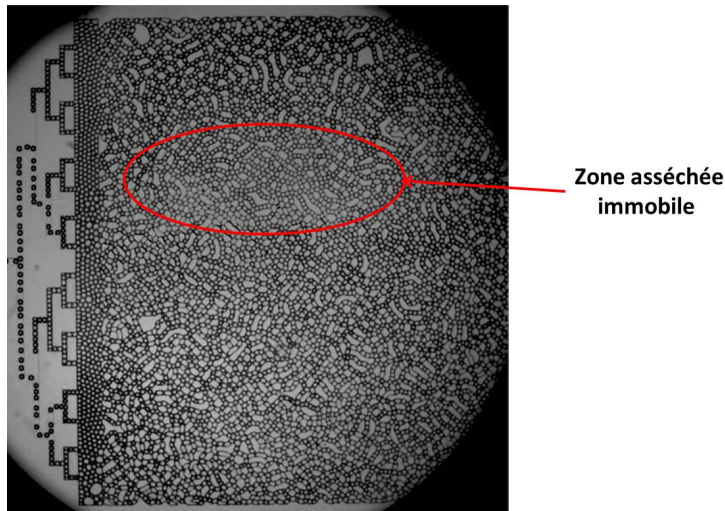


FIGURE 5.28 – Observation de l'assèchement dans le milieu poreux petite boucle. $Q_{\text{total}} = 20\mu\text{L}/\text{min}$ et $q_m = 0.5$.

Considérons un canal dans lequel les bulles sont bloquées. Les forces visqueuses permettent à l'eau de s'écouler à travers les gouttières tandis que les bulles sont immobiles. La relation reliant la vitesse des bulles et le débit total n'est alors plus valable. Sous l'effet,

des forces visqueuses et de la force exercée par le blocage, les bulles vont se compresser et former ainsi des lamelles.

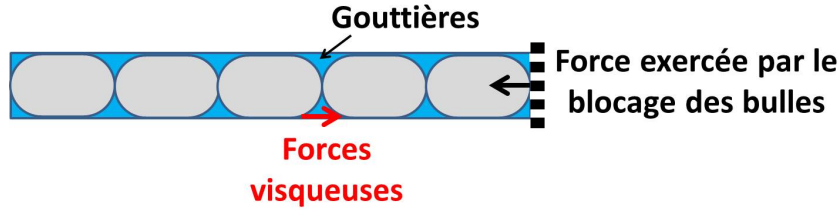


FIGURE 5.29 – Observation de l’assèchement dans le milieu poreux petite boucle. $Q_{total} = 20\mu L/min$ et $q_m = 0.5$.

Ces phénomènes de filtration présentés ci-dessus permettent d’expliquer la modification de la qualité de la mousse.

Estimation de la qualité de la mousse dans le milieu poreux

Lors du calcul de la différence de pression en présence de bulles (section 5.3.2), nous avons supposé que la qualité de mousse injectée était égale à la qualité dans le milieu. Nous avons vu par ailleurs que cette hypothèse était fautive, car la fraction volumique est in situ généralement plus élevée à cause des phénomènes de filtration décrits ci-dessus.

Il faudrait pouvoir mesurer de manière directe la fraction volumique en bulle dans le milieu poreux, et s’en servir pour calculer plus finement les différences de pression. Nous n’avons pas pu mener à bien cette démarche faute de temps, et proposons ci-dessous une approche inversée, où on recherche la qualité effective permettant de rendre compte des pressions mesurées, connaissant le nombre de chemins préférentiels. Concrètement, on repart de l’équation 5.14, en laissant libre de la distance entre bulle λ . La qualité effective est recalculée selon $q_m^{eff} = \beta\Omega_b/\lambda S$. La figure 5.30 représente l’évolution de la qualité de mousse effective q_m^{eff} calculée de la sorte en fonction de la qualité injectée q_m pour les deux modèles de milieu poreux.

Dans le cas du milieu poreux grandes boucles, la qualité mesurée est inférieure à 1 et mais elle est supérieure à celle injectée d’un facteur 2 environ. Jusqu’à des qualités de l’ordre de 0,5, la visualisation de l’écoulement semblent être en accord avec ce rapport : la filtration due au milieu augmente significativement la fraction volumique dans les canaux préférentiels. Ceci est réminiscent du régime de filtre décrit dans le chapitre 4, où les bulles se concentrent dans les canaux de plus fort débit. Pour des qualités injectées supérieures à 0,5, la qualité effective calculée dépasse la valeur de 0,75. Cette valeur correspond au cas où, dans un canal $\lambda \simeq L_{bulle}$. Or, les observations directes montrent que dans les canaux qui circulent, les bulles restent peu déformées. Plus grave, la qualité effective dépasse même l’unité pour les plus grandes qualités testées.

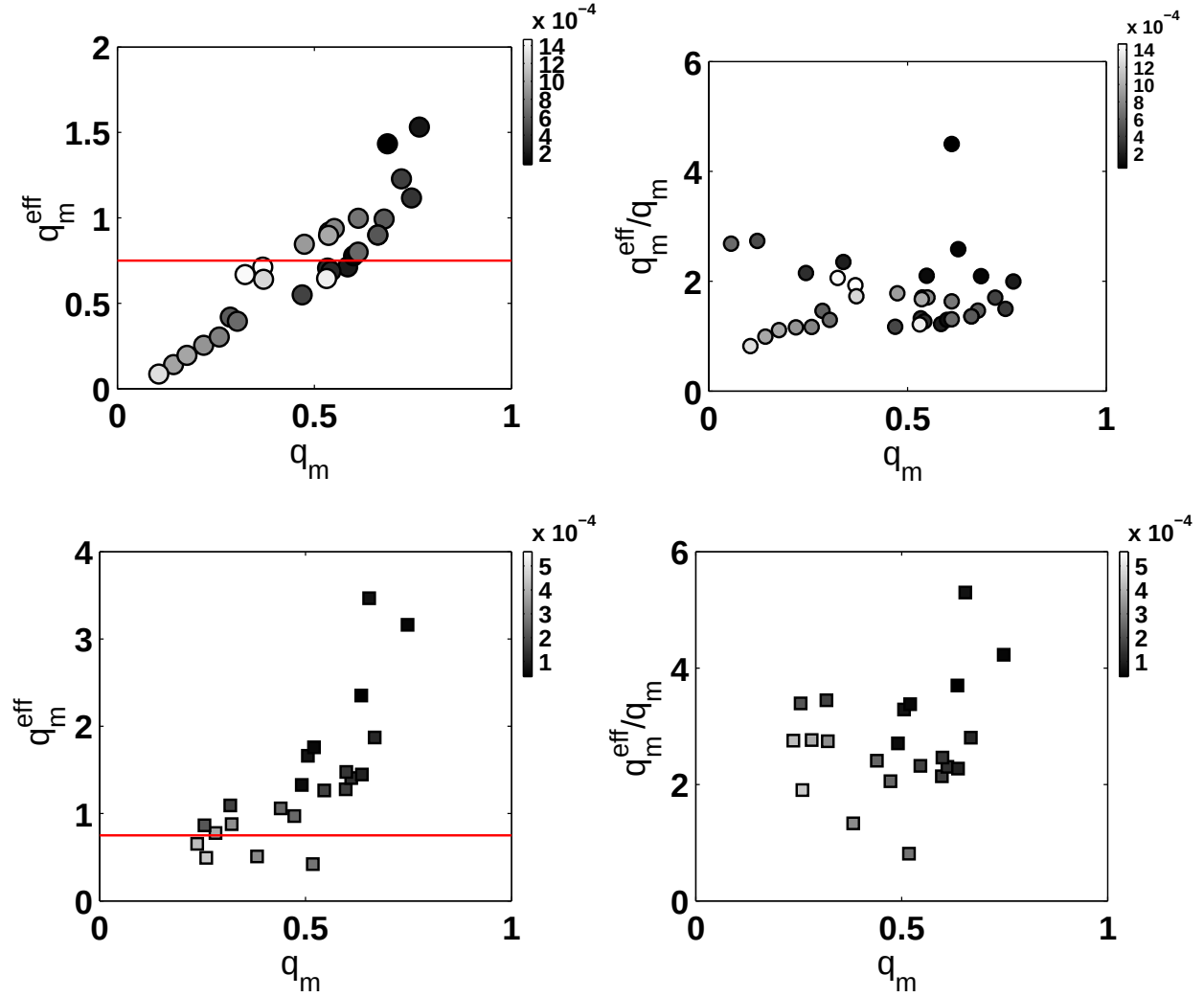


FIGURE 5.30 – Comparaison entre la qualité de mousse effective calculée dans le milieu poreux q_m^{eff} pour rendre compte des pressions mesurées et la qualité de mousse injectée q_m . Les couleurs des symboles représentent le nombre capillaire Ca (voir échelle de gris). En haut, milieu poreux grandes boucles. En bas, milieu poreux petites boucles. La ligne horizontale représente la valeur de 0,75, pour laquelle $\lambda \simeq L_{\text{bulle}}$.

Pour le milieu poreux petites boucles, on observe que la qualité effective est comprise entre 0,5 et 1 pour des qualités injectées inférieures à 0,5. Pour des qualités supérieures, la qualité effective dépasse largement l'unité.

Évidemment, des qualités effectives supérieures à l'unité n'ont pas de sens. Ce résultat implique donc que le modèle utilisé pour décrire les différences de pression n'est pas valable. Il est important de remarquer que ce dernier suppose que la distance entre bulle est plus grande que la longueur des bulles. Nous avons validé ce modèle (voir chapitre 3) jusqu'à

des longueurs d'onde de l'ordre de la taille de la bulle, mais sans parvenir à assécher suffisamment le train de bulle pour tester des qualités supérieures à 0,75. Pour des qualités même légèrement plus grandes que 0,75, les bulles sont comprimées et on s'attend à ce que l'incrément de pression du au ménisque dynamique soit plus important, comme l'indique l'équation 3.14 qui fait intervenir directement la pression capillaire.

Le deuxième phénomène qu'il faudrait prendre en compte lorsque la fraction volumique augmente et lorsque les bulles commencent à se comprimer est la possible variation du coefficient β , le rapport entre la vitesse des bulles et le débit total. Pour $q_m < 0,75$, nous avons déterminé une valeur de 0,9, laquelle est très robuste. Pourtant dans un régime plus concentré, il est possible que β diminue. Certains indices expérimentaux suggèrent par ailleurs, que dans les régimes de fortes qualités β soit en moyenne significativement plus faible. Non seulement il tend vers zéro dans les zones bloquées, mais les zones qui coulent montrent un mouvement saccadé, associé à des blocages transitoires au niveau des jonctions.

Les résultats présentés figure 5.30 n'ont donc pas beaucoup de sens, sauf pour les faibles qualités. Il prouvent en revanche que la fraction volumique en bulle dans le milieu poreux est plus grande que dans celle injectée, et ce même à faible qualité. Même s'il faudrait valider ces résultats par des mesures directes de fraction volumique, nous pouvons néanmoins conclure que cette augmentation de qualité dans le milieu permet, conjointement à la formation des chemins préférentiels, de rendre compte des réductions de mobilités mesurées pour des qualités inférieures à 0,5. Pour des qualités supérieures, il est clair que les phénomènes d'accumulation de bulles sont prépondérants et qu'il semble nécessaire de prendre en compte dans la loi débit-pression dans ce régime le fait que les trains de bulles soient concentrées au-delà d'une qualité de 0,75, et que les phénomènes de blocage tendent à diminuer la vitesse des bulles.

Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'écoulement des mousses dans deux modèles de milieu poreux de longueur de corrélation différentes. Les mesures de pression effectuées ont montré que la réduction de mobilité $\Delta P/\Delta P_o$ augmentait avec la qualité de mousse q_m et diminuait avec le nombre capillaire Ca . Cette réduction de mobilité est maximale pour le milieu poreux petites boucles, pour lequel la longueur de corrélation est de l'ordre de la taille des bulles. Nous avons démontré que cette réduction de mobilité était due à deux phénomènes simultanés.

Le premier phénomène concerne l'apparition d'hétérogénéités de vitesses : l'écoulement se concentre dans des chemins préférentiels. Nous avons pu les quantifier à partir de cartographies des vitesses locales dans le milieu et mis en évidence que leur fraction était beaucoup plus faible à bas capillaire pour le milieu poreux petites boucles que le milieu poreux grande boucles. On observe d'ailleurs dans le premier des zones entières où les bulles sont complètement bloquées.

Toutefois, ces chemins préférentiels, s'ils contribuent significativement à l'augmentation

de la réduction de mobilité, ne sont pas suffisant pour rendre compte des valeurs de cette dernière. Le deuxième phénomène que nous avons mis en évidence, plus qualitativement, concerne l'augmentation de la fraction volumique au sein du milieu poreux, par rapport à celle injectée. Différents phénomènes de rétention conduisent à une filtration des bulles par le milieu. Ainsi, la différence de pression, qui dépend beaucoup de cette fraction volumique, augmente significativement. Cet effet de filtration existe dans les deux milieux que nous avons étudié, mais est spectaculaire dans le milieu poreux petite boucles puisque nous observons même de l'assèchement de la mousse dans les zones figées.

Il convient de souligner ici que le modèle petites boucles est plus proche d'un milieu poreux réel où les longueurs de corrélation restent de l'ordre de grandeur de la taille des pores. Rappelons également que les deux modèles étudiés présentent des tailles de pores homogènes. Il serait évidemment intéressant de poursuivre cette étude avec des modèles hétérogènes, dans la mesure où les hétérogénéités de tailles conduisent à des hétérogénéités de pression capillaire et constituent de manière évidente un autre mécanisme de filtration et de formation de chemins préférentiels.

L'étude présentée dans ce chapitre appelle à des caractérisations complémentaires. Tout d'abord, il serait intéressant de mieux quantifier la filtration par des mesures de fractions volumiques locales. Ensuite, nous avons vu que les lois débits-pressions valables pour des trains de bulles, i.e. pour des mousses humides, doivent être modifiées lorsque la qualité locale dépasse des valeurs typiques de 0,75. Nos résultats indiquent fortement que la différence de pression augmente significativement au-delà de cette limite, de même que la vitesse relative entre les bulles et le fluide porteur.

Résumé

- Mise en place de mesures de pression en amont et en aval du milieu poreux modèle à l'aide de capteurs et caractérisation de l'écoulement par une technique de corrélation temporelle.
- La réduction de mobilité augmente avec la qualité de la mousse et diminue avec le nombre capillaire. L'augmentation est d'autant plus grande que la taille des boucles diminue.
- Les fortes réductions de mobilité sont liées aux hétérogénéités de vitesse des bulles dans les milieux poreux. Pour le milieu poreux petites boucles, certaines zones contenant des bulles sont bloquées. La formation de chemins préférentiels participe fortement à l'augmentation de la réduction de mobilité.
- La formation des chemins préférentiels n'est pas suffisante pour expliquer les fortes réductions de mobilité mesurées. Il faut aussi prendre en compte les phénomènes de filtration qui entraîne une augmentation de la qualité de la mousse à l'intérieur du milieu poreux.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Dans cette thèse, nous avons étudié l'écoulement des mousses dans les milieux poreux. Cette méthode est utilisée dans les techniques EOR (Enhanced Oil Recovery) pour diminuer la mobilité du gaz et ainsi améliorer le balayage de la roche par la mousse. En réalité toute la mousse ne s'écoule pas dans les milieux poreux, une grande partie reste piégée à l'intérieur tandis que le reste s'écoule à côté dans des chemins dits préférentiels. Ces chemins permettent d'expliquer la réduction de mobilité mais leur formation reste néanmoins peu comprise. Jusqu'à présent la principale raison avancée pour ces chemins était l'hétérogénéité de taille des pores de la roche. Nous nous sommes intéressés à comprendre comment se forment et évoluent ces chemins préférentiels et comment ils influent sur la réduction de mobilité.

Un milieu poreux est constitué de pores dans lesquels s'écoulent la mousse dont la taille caractéristique est de l'ordre de grandeur du μm . Nous avons alors choisi d'utiliser la microfluidique pour étudier l'écoulement des mousses dans des canaux micrométriques. L'approche microfluidique proposée permet de générer une mousse sous forme d'un train de bulles d'air dans une solution d'eau et de MIR Vaisselle avec une géométrie en flow-focusing. Cette génération permet de contrôler la taille, la vitesse et la longueur d'onde (i.e. la distance entre deux bulles successives) des bulles. Dans nos expériences, nous avons utilisé des bulles un peu plus grande que la section des canaux. Nous avons fait varier le nombre capillaire $Ca^* = \eta Q_{air} / \gamma S$ et la qualité de mousse $q_m = Q_{air} / Q_{total}$. L'écoulement de ces mousses a été étudié à travers différentes géométries : un canal droit, une boucle dissymétrique et un modèle de milieu poreux.

Les puces microfluidiques ont été fabriquées en PDMS (PolyDiMéthylSiloxane) selon des techniques connues. Elles présentent l'avantage d'être transparentes et ainsi de permettre l'observation en temps réel de l'écoulement des bulles. La réduction de mobilité des mousses correspond au rapport entre la différence de pression en présence de bulles et la différence de pression sans bulles $\Delta P / \Delta P_o$. Pour déterminer ces réductions de mobilité, nous avons mis en place des mesures de pression dans les différentes géométries à l'aide de capteurs de pression.

Lorsqu'un train de bulles s'écoule dans un canal droit rectangulaire, il a été montré que, dans le cas où les bulles sont très éloignées (régime dilué), la vitesse des bulles était proportionnelle au débit total $V_b = \beta Q_{total}/S$ où β est une constante qui dépend du confinement de la bulle et du système de fluide et tensioactifs utilisés. Nous avons validé cette relation en régime dilué et en régime concentré (les bulles sont au contact les unes des autres) et trouvé $\beta=0.9$ dans les deux cas. Ceci signifie que les interactions entre les bulles lorsqu'elles sont proches ne modifient pas leur vitesse d'écoulement.

La présence de bulles dans un canal apporte une surpression dans le fluide porteur. Cette perturbation entraîne une modification de la différence de pression appliquée sur le canal en comparaison avec un fluide newtonien. Nous avons montré que, dans nos expériences, la pression apportée en plus par chaque bulle n'était pas linéaire au nombre capillaire Ca mais proportionnelle à $Ca^{2/3}$. La différence de pression est alors définie par :

$$\Delta P_{total} = a(L_{total} - nL_{bulle})\frac{\gamma}{h^2}Ca + \frac{cn\gamma}{h}Ca^{2/3}. \quad (6.1)$$

Ce modèle, déjà validé dans la littérature pour le régime dilué, permet également de décrire le régime concentré. Dans un canal droit, la présence des bulles augmente la réduction de mobilité mais pas suffisamment pour expliquer les valeurs obtenues dans la littérature en milieu poreux. Un milieu poreux n'est pas constitué de canaux droits mais peut être considéré comme une succession de jonctions dans lesquelles les bulles doivent se répartir.

Le type de jonction le plus représentatif de ce qu'il se passe dans un milieu poreux est une boucle dissymétrique. A l'entrée de la boucle, les bulles doivent se répartir dans deux bras de même section mais de longueur différente ; à la sortie de la boucle, les bulles arrivant des deux bras doivent rentrer dans un seul canal. Lorsque la taille de la boucle est très grande devant la taille des bulles, nous avons montré que le choix effectué par chaque bulle à l'entrée dépendait de deux phénomènes : pour de faibles qualités de mousse, les bulles choisissent le canal dont le débit instantané est le plus faible ; tandis que pour des qualités plus élevées, les bulles se comportent des systèmes indéformables. Quand la longueur d'onde dans le bras court est égale à la longueur d'une bulle alors les bulles entrent dans le bras long par collisions. Pour cette taille de boucle, nous n'avons pas observé la formation de chemins préférentiels. Dans un milieu poreux, la taille d'une boucle est plutôt de l'ordre de grandeur de quelques tailles de bulles.

Nous avons alors diminué la taille de la boucle dissymétrique. Dans ce cas-là, nous avons observé le blocage des bulles dans le bras le plus défavorable à savoir le bras long pour des mousses assez concentrées. Les bulles ne sont pas statiques : elles effectuent un va-et-vient pour essayer de sortir mais leur vitesse n'est pas assez grande pour cela. Pour pouvoir débloquer ces bulles, il faut augmenter le nombre capillaire. Les bulles vont alors pouvoir se déformer et passer les unes sur les autres en sortie. Nous avons réussi à former des chemins préférentiels avec une taille de canaux homogènes en modifiant la taille de la boucle.

Notre modèle de milieu poreux est constitué d'un réseau de canaux 2D d'orientation aléatoire et de tailles contrôlées. Nous avons montré précédemment que la taille des boucles était un paramètre clef dans la formation des chemins préférentiels lorsque la taille des canaux est homogène. Nous avons ainsi considéré deux modèles : un milieu poreux grande boucle et un milieu poreux petite boucle. Les mesures de pression ont mis en évidence le fait que la réduction de mobilité $\Delta P/\Delta P_o$ augmentait avec la qualité de mousse q_m et diminuait avec le nombre capillaire Ca . Cette réduction de mobilité est maximale pour le milieu poreux petite boucle. L'observation du champs des vitesses dans les poreux a permis de mettre en évidence des différences de vitesses dans le milieu poreux grande boucle et des zones bloquées dans le milieu poreux petite boucle. Quand le nombre capillaire Ca^* augmente, l'écoulement dans le poreux est plus homogène car les bulles peuvent se déformer pour avancer. Ces observations confirment ce que nous avons montré à l'échelle d'une boucle. La réduction de mobilité augmente d'autant plus que le nombre de chemins parcourus diminue.

Quand on étudie l'écoulement des mousses dans un milieu poreux, la mousse est caractérisée par les paramètres d'injection : sa qualité et son nombre capillaire. Lorsque la mousse s'écoule dans le milieu poreux, sa qualité est supérieure in situ. Cette augmentation peut être expliquée par des phénomènes de filtration mais est difficile à quantifier. Pour les capillaires les plus bas, la filtration peut entraîner l'assèchement des zones bloquées. Ces assèchements n'ont jamais été étudiés et il serait intéressant de comprendre leur rôle.

La modélisation de l'écoulement des mousses dans les poreux modèles est compliquée. Nous avons simplifié le poreux à N canaux parallèles. Ce modèle nous a permis d'estimer le nombre de chemins préférentiels. Dans ce cas-là, nous pouvons appliquer le modèle de pression développé en canal droit. Cependant, il ne permet pas de retrouver les réductions de mobilité mesurées. La qualité de mousse augmentant dans le poreux, le modèle n'a pas été validé pour des qualités supérieures à 0.75 et n'est sans doute plus correcte. De plus, les chemins ne sont pas droits et peuvent présenter des ramifications. La simplification à un canal droit n'est alors plus valide.

Au cours de cette thèse, nous avons étudié des mousses sous forme de train de bulles plus ou moins concentrées. Dans la réalité, la mousse formée dans le poreux s'écoule sous forme de films fins ou de lamelles. Dans certaines conditions, les lamelles peuvent se casser et se reformer un grand nombre de fois modifiant ainsi l'écoulement. Il faudrait alors redéfinir le modèle portant sur la différence de pression et étudier les phénomènes de rupture et de coalescence.

Nous avons considéré des modèles de milieux poreux constitués de canaux aléatoires de tailles homogènes. En réalité, les pores d'un poreux sont hétérogènes. Il faudrait reproduire les expériences de cette thèse en ajoutant une hétérogénéité de section sur les canaux du modèle de poreux.

La mousse étant utilisée lors de la récupération assistée du pétrole, il serait intéressant dans des travaux futurs d'étudier l'écoulement des mousses en présence d'huile dans le poreux. L'huile va modifier le mouillage ce qui va perturber l'écoulement de la mousse.

Bibliographie

- [1] <http://www.cidehom.com>.
- [2] <http://petrowiki.org>.
- [3] M. Loewenberg A. Ramachandran and D. T. Leighton. A constitutive equation for droplet distribution in unidirectional flows of dilute emulsions for low capillary numbers. *Physics of Fluids*, 22(8), 2010.
- [4] H. A. Stone A. S. Utada, A. Fernandez-Nieves and D. A. Weitz. Dripping to jetting transitions in coflowing liquid streams. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :094502, 2007.
- [5] A. Delbos A.L. Biance and O. Pitois. How topological rearrangements and liquid fraction control liquid foam stability. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :068301, 2011.
- [6] F.P. Bretherton. The motion of long bubbles in tubes. 1960.
- [7] P. Fischer C. Cramer and E. J. Windhab. Drop formation in a co-flowing ambient fluid. *Chemical Engineering Science*, 59(15) :3045 – 3058, 2004.
- [8] G.J. Hirasaki C.A. Conn, K. Ma and S.L. Biswal. Visualizing oil displacement with foam in a microfluidic device with permeability contrasts. *Lab Chip*, 2014.
- [9] V. Carrier and A. Colin. Coalescence in draining foams. *Langmuir*, 19 :4535–4538, 2003.
- [10] G. F. Christopher and S. L. Anna. Microfluidic methods for generating continuous droplet streams. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(19) :R319, 2007.
- [11] C. Cottin. Drainage dans des micromodèles de milieux poreux. application à la récupération assistée du pétrole. *Thèse*, 2010.
- [12] O. J. A. Schueller D. C. Duffy, J. C. McDonald and G. M. Whitesides.
- [13] L. Du. Rôle des films liquides sur des problèmes de mouillage dynamiques pour des systèmes liquide-liquide. *Thèse*, 2012.
- [14] D. R. Link M. J. Fuerstman F. Jousse, R. Farr and P. Garstecki. Bifurcation of droplet flows within capillaries. *Phys. Rev. E*, 74 :036311, 2006.

- [15] R. Attia F. Monti P. Mary H. Willaime P. Tabeling B. Cabane F. Malloggi, N. Pannacci and P. Poncet. Monodisperse colloids synthesized with nanofluidic technology. *Langmuir*, 26(4) :2369–2373, 2010.
- [16] C.J. Radke H. Wong and S. Morris. The motion of long bubbles in polygonal capillaries. part 1. thin films. *Journal of Fluid Mechanics*, 292 :71–94, 1995.
- [17] C.J. Radke H. Wong and S. Morris. The motion of long bubbles in polygonal capillaries. part 2. drag, fluid pressure and fluid flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 292 :95–110, 1995.
- [18] G. M. Homsy. Viscous fingering in porous media. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 19 :271–311, 1987.
- [19] F. Elias F. Graner R. Höhler O. Pitois F. Rouyer I. Cantat, S. Cohen-Addad and A. Saint-Jalmes. Les mousses : structure et dynamique. page 278, 2010.
- [20] E. V. Rebrov J. Yue and J. C. Schouten. Gas-liquid-liquid three-phase flow pattern and pressure drop in a microfluidic chip : similarities with gas-liquid/liquid-liquid flows. *Lab Chip*, 14 :1632–1649, 2014.
- [21] H.J. Rivas J.M. Alvarez and W.R. Rossen. Unified model for steady-state foam behavior at high and low foam qualities. *Society of Petroleum Engineers*, 74141, 2001.
- [22] C.A. Conn G.J. Hirasak K. Ma, R. Lontas and S.L. Biswal. Visualization of improved sweep with foam in heterogeneous porous media using microfluidics. *Soft Matter*, 8 :10669–10675, 2012.
- [23] L. Courbin M. Belloul and P. Panizza. Droplet traffic regulated by collisions in microfluidic networks. *Soft Matter*, 7, 2011.
- [24] C. Cohen L. Menetrier ET P. Tabeling M.-C. Jullien, M.-J. Tsang Mui Ching. Brisure de gouttes dans une jonction en t à faible nombre capillaire. *19ème Congrès Français de Mécanique*, 24-28 août 2009.
- [25] M. S. Bartsch M. J. Jebrail and K. D. Patel. Digital microfluidics : a versatile tool for applications in chemistry, biology and medicine. *Lab on a chip*, 12 :2452–2463, 2012.
- [26] E. Lorenceau R. Höhler B. Mercier M. Stoffel, S. Wahl and D. E. Angelescu. Bubble production mechanism in a microfluidic foam generator. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :198302, 2012.
- [27] M. De Menech. Modelling of droplet breakup in a microfluidic t-shaped junction with phase-field model. *Phys. Rev. E*, 73, 2006.
- [28] M.E. Thurlow S.S. Shevkoplyas H. Stone M.J. Fuerstman, A. Lai and G.M. Whitesides. The pressure drop along rectangular microchannels containing bubbles. *Lab Chip*, 7 :1479–1489, 2007.

- [29] F. Okkels N. A. Mortensen and H. Bruus. Reexamination of hagen-poiseuille flow : Shape dependence of the hydraulic resistance in microchannels. *Phys. Rev. E*, 71 :057301, 2005.
- [30] B. Herzhaft Y. Peysson N. Quennouz M. Ryba, J.-F. Argillier and N. Pannacci. Microfluidic study of foams flow for enhanced oil recovery (eor). *Oil Gas Sci. Technol. – Rev. IFP Energies nouvelles*, 69(3) :457–466, 2014.
- [31] W. T. Osterloh and M. J. Jante. Effects of gas and liquid velocity on steady-state foam flow at high temperature. *Society of Petroleum Engineers*, 1992.
- [32] V. Prasad P. B. Umbanhowar and D. A. Weitz. Monodisperse emulsion generation via drop break off in a coflowing stream. *Langmuir*, 16(2) :347–351, 2000.
- [33] H. A. Stone P. Garstecki, M. J. Fuerstman and G. M. Whitesides. Formation of droplets and bubbles in a microfluidic t-junction-scaling and mechanism of break-up. *Lab Chip*, 2006.
- [34] W. DiLuzio G. M. Whitesides E. Kumacheva P. Garstecki, I. Gitlin and H. A Stone. Formation of monodisperse bubbles in a microfluidic flow-focusing device. *Applied Physics Letters*, 85 :2649–2651, 2004.
- [35] A. S. Utada P. Guillot, A. Colin and A. Ajdari. Stability of a jet in confined pressure-driven biphasic flows at low reynolds numbers. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :104502, 2007.
- [36] P. Parthiban and S. A. Khan. Filtering microfluidic bubble trains at a symmetric junction. *Lab Chip*, 12 :582–588, 2012.
- [37] P. Parthiban and S. A. Khan. Bistability in droplet traffic at asymmetric microfluidic junctions. *Biomicrofluidics*, 7, 2013.
- [38] J. P. Raven. Micro-mousse : génération, écoulement et manipulation. *Thèse*, 2007.
- [39] W. R. Rossen and M. W. Wang. Modeling foams for acid diversion. *Society of Petroleum Engineers*, 1999.
- [40] S. Makulska P. Korczyk S. Jakiela and P. Garstecki. Speed of flow of individual droplets in microfluidic channels as a function of the capillary number, volume of droplets and contrast of viscosities. *Lab Chip*, 11 :3603–3608, 2011.
- [41] N. Bontoux S. L. Anna and H. A. Stone. Formation of dispersions using “flow focusing” in microchanls. *Applied Physics Letters*, 82(3) :364–366, 2003.
- [42] D. A. Sessoms, M. Belloul, W. Engl, M. Roche, L. Courbin, and P. Panizza. Droplet motion in microfluidic networks : Hydrodynamic interactions and pressure-drop measurements. *Phys. Rev. E*, 80 :016317, 2009.

- [43] D. Funfschilling H. Z. Lib T. Fua, Y. Maa. Bubble formation and breakup mechanism in a microfluidic flow-focusing device. *Phys. Rev. E*, 64 :2392–2400, 2009.
- [44] F. H. Arnold T. Thorsen, R. W. Roberts and S. R. S. R. Quake. Dynamic pattern formation in a vesicle-generating microfluidic device. *Phys. Rev. Lett.*, 2001.
- [45] G.-Q Tang and A.R. Kavscek. Trapped gas fraction during steady-state foam flow. *Transport in Porous Media*, 65 :287–307, 2006.
- [46] P. Guillot A. Colin V. Labrot, M. Schindler and M. Joanicot. Extracting the hydrodynamic resistance of droplets from the behavior in microchannel networks. *Biomechanics*, 3, 2009.
- [47] A. K. Ellerbee X. Chen W. Choi, M. Hashimoto, P. Garstecki H. A. Stone K. J. Bishop, J. M. Kyle, and G. M. Whitesides. Bubbles navigating through networks of microchannels. *Lab Chip*, 11 :3970–3978, 2011.
- [48] A. Colin P. Panizza W. Engl, M. Roche and A. Ajdari. Droplet traffic at a simple junction at low capillary numbers. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :208304, 2005.
- [49] G.J. Hirasaki Z.I. Khatib and A.H. Falls. Effects of capillary pressure on coalescence and phase mobilities in foams flowing through porous media. *Society of Petroleum Engineers*, pages 919–926, 1988.