



HAL
open science

Instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil

Fadoul Oumar Abdoulaye

► **To cite this version:**

Fadoul Oumar Abdoulaye. Instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Paris-Est, 2021. Français. NNT : 2021PESC2034 . tel-03545908

HAL Id: tel-03545908

<https://theses.hal.science/tel-03545908v1>

Submitted on 27 Jan 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ —
— PARIS-EST



Banque Islamique de Développement (BID)

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS-EST

Spécialité : Mécanique des fluides

École Doctorale Sciences, Ingénierie et Environnement (ED-SIE)

Instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil

Présentée par

OUMAR ABDOULAYE Fadoul

Soutenue le 12 mai 2021 devant le jury composé de :

AZITA AHMADI - Professeur, Université de Bordeaux.....Rapporteur

HUGUES BODIGUEL - Professeur, Université de Grenoble.....Rapporteur

NICOLAS ROUSSEL - Directeur de Recherche, CNRS.....Examineur

PHILIPPE COUSSOT - IGPEF, Navier.....Directeur de thèse



IFSTAR



Remerciements

Je voudrais d'abord remercier la BID pour avoir financé ces trois années de recherche. Je tiens à remercier particulièrement Philippe de m'avoir proposé ce sujet de thèse et de m'avoir accueilli au laboratoire Navier. Grâce à Philippe et les autres chercheurs du labo que j'ai pu bénéficier d'un meilleur cadre de travail durant mon séjour. A toi Philippe, je ne te remercierai jamais assez pour tous les moyens, tant financiers que matériels que tu mis à ma disposition pour la réussite de ce travail.

Ces remerciements ne peuvent être achevés sans une pensée à tout le personnel du labo qui m'a permis d'avancer dans ce travail de thèse. Merci à Julie Goyon pour son aide précieuse pour la préparation de mes matériaux.

Merci à David, Cédric, Christophe pour leur investissement dans la fabrication de mes dispositifs expérimentaux.

J'exprime ma gratitude aux chercheurs permanents du laboratoire Navier particulièrement à : François Chevoir, Laurent Tocquer, Yacine Khidas, Xavier Chateau, Abdoulaye Fall, Olivier Pitois....

Un grand merci aux thésards du Laboratoire Navier.

Je remercie vivement les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce mémoire. Votre participation à mon jury de soutenance a été un honneur pour moi. Le regard critique et pertinent que vous avez porté sur l'ensemble de mon travail m'a apporté un éclairage enrichissant et m'a permis d'hierarchiser mes interrogations et orienter ainsi ma réflexion et mon engagement dans de futurs travaux de recherche.

Merci à ma femme KHADIDJA pour sa patience et la force qu'elle m'a apportée pendant ces années de thèse. Une grande pensée pour mes trois enfants.

Enfin, une grande pensée à ma mère, décédée pendant cette période de thèse. Que ton âme repose en paix.

Table des matières

Introduction : Histoire de l'Instabilité de Saffman-Taylor (IST)	9
Chapitre 1: état de l'art	11
1.1 Introduction	11
1.2 Fluides à seuil	12
1.2.1. Lois de comportement.....	12
1.2.1.1. Tenseur de taux contraintes et tenseur des taux de déformation	12
1.2.1.1.1 Tenseur des contraintes	13
1.2.1.1.2 Tenseur des taux de déformation	13
1.2.2 Écoulement de cisaillement simple	14
1.2.3 Oscillations.....	15
1.2.3.1 Matériaux viscoélastiques.....	16
1.2.3.1.1 Modèle de Maxwell	16
1.2.3.1.2 Modèle de Kelvin-Voigt	17
1.2.4 Comportements non linéaires.....	17
1.2.4.1 Fluides rhéofluidifiant et rhéoépaississant	17
1.2.4.2 Fluides à seuil simples	18
1.2.4.3 Fluides à seuil thixotropes	19
1.3 Milieux poreux	20
1.3.1 Les différentes cellules.....	20
1.3.1.1 Géométrie linéaire	20
1.3.1.2 Géométrie radiale	21
1.4 Étude théorique de l'instabilité de Saffman-Taylor	22
1.4.1 Considération générale.....	22
1.4.1.1 Écoulement d'un fluide à seuil entre deux plans parallèles	22
1.4.1.1.1 Cas des écoulements en cellule linéaire.....	22
1.4.1.1.2 Cas d'un écoulement radial d'un fluide à seuil dans une CHS.....	27
1.5 Quelques études sur l'Instabilité de Saffman-Taylor	28
1.6 Objectif de cette thèse.....	33
Chapitre 2 : Matériaux et techniques expérimentales utilisées	34
2.1. Préparation des matériaux.....	34

2.1.1	L'émulsion	34
2.1.2	Émulsion directe transparente	37
2.1.3	Carbopol	38
2.1.4	Bentonite	39
2.1.5	Autres matériaux commerciaux utilisés : Ketchup et moutarde	40
2.2	Caractérisation rhéologique	40
2.2.1	Fluage	42
2.2.2	Courbe d'écoulement	44
2.2.3	Oscillations.....	46
2.3	Dispositifs expérimentaux	47
2.3.1	Machine de traction	48
2.3.1.1	Description de l'appareil	48
2.3.1.2	Protocole expérimentale	51
2.3.2	Dispositif Hele-Shaw	52
2.3.2.1	Description du montage expérimental (cellule de Hele-Shaw)	52
2.3.2.1.1	Cellule Hele-Shaw	52
2.3.2.1.2	Le GDS	53
2.3.2.2	Procédure expérimentale	55
2.3.2.3	Mise en route de l'expérience.....	56
2.3.2.3.1	Algorithme de la partie remplissage du GDS :	56
2.3.2.3.2	Algorithme de la partie injection par le GDS :	57
2.4	Précautions diverses :	58
2.4.1	Effet de l'état de surface (démouillage)	58
2.4.2	Impact de la mise en place du matériau : cas de la cellule de Hele-Shaw	58
2.4.3	Autres précautions :.....	59
 Chapitre 3 : Étirement de fluide à seuil entre deux plaques.....		60
3.1	Introduction	60
3.2	Aspect théorique	61
3.2.1	Force d'étirement	61
3.2.1.1	Cas d'un écoulement de cisaillement	61
3.2.1.2	Cas d'un écoulement d'élongation	62
3.3	Résultats typiques	62

3.3.1	Configuration générale	62
3.3.1.1	Évolution de l'échantillon lors de l'expérience de compression/traction.....	63
3.4	Résultats expérimentaux	64
3.4.1	Tendances générales.....	64
3.4.2	Description qualitative de l'impact des paramètres sur l'écoulement.....	65
3.4.2.1	Cas de surfaces rugueuses	65
3.4.3	Discussion sur les caractéristiques des écoulements.....	70
3.4.3.1	Analyse de l'écoulement	70
3.4.3.2	Force vs écartement des plaques : cas des surfaces rugueuses.....	70
3.4.4	Impact du volume sur l'allure de la force.....	74
3.4.5	Caractéristiques de l'instabilité.....	75
3.4.5.1	Approche sur le critère d'instabilité	75
3.4.5.1.1	Critère d'instabilité	75
3.4.5.1.2	Approche sur la longueur d'onde du doigt	78
3.5	Cas des surfaces lisses	80
3.5.1	Résultats de base sur l'élongation	80
3.5.2	Analyse et discussions.....	82
3.5.2.1	Courbes de forces vs écartement des plaques.....	82
3.5.2.2	Courbes de contraintes normales vs écartement des plaques	84
3.5.3	Impact de la vitesse	86
3.5.4	Élongation d'autres matériaux : carboxyméthylcellulose, ketchup et moutarde.....	87

Chapitre 4 : Expériences d'injection de fluide à seuil en CHS..... 92

4.1	Introduction	92
4.2	Écoulement induit par un test d'injection dans une cellule radiale	92
4.2.1	Configuration générale	92
4.2.2	Déroulement de l'expérience	93
4.2.3	Quelques résultats bruts	94
4.2.3.1	Reproductibilité de l'expérience.....	94
4.2.4	Analyse morphologique	95
4.2.4.1	Influence de paramètres sur la dynamique de l'interface.....	95
4.2.4.1.1	Effet du débit : mode d'invasion des doigts.....	95
4.2.4.1.2	Impact du volume et du confinement.....	98

4.2.4.1.3	Influence du rayon de démarrage.....	101
4.2.5	Résultats d'une émulsion directe à concentration élevée : fractures.....	102
4.2.6	Analyses et discussions sur les courbes expérimentales	105
4.2.7	Résultats d'autres matériaux :	108
4.2.7.1	Cas du carbopol	108
4.2.7.2	Cas de ketchup, moutarde et Bentonite	110
4.3	Calcul théorique de l'évolution de la pression selon deux hypothèses.....	111
4.3.1	Première hypothèse : Glissement sur les parois ($\tau = 0$).....	114
4.3.2	Deuxième hypothèse : existence de frottement visqueux	116
4.4	Analyse et comparaison des courbes théoriques vs expérimentales.....	117
4.4.1	Analyse de courbes théoriques	117
4.4.2	Comparaison théorie vs expérience.....	121
4.5	Caractéristiques de l'instabilité	125
4.5.1	Discussion sur le critère d'instabilité	125
4.5.2	Discussion sur la longueur d'onde de doigt	126
5	Chapitre 5 - Conclusion générale et perspectives	130

Table des figures

Figure 1- Cisaillement simple d'un fluide entre deux plans parallèles	14
Figure 2- Représentation schématique du modèle de Maxwell.....	16
Figure 3- Modèle de Kelvin-Voigt.....	17
Figure 4- cellule radiale de Hele-Shaw	21
Figure 5- écoulement unidirectionnel d'un fluide à seuil entre deux plans parallèles	23
Figure 6– (a et b) images du dispositif mixeur Silverson L4RT.	35
Figure 7- (c) les accessoires, (d) le bras,	35
Figure 8- schéma de principe de fonctionnement du mixer Silverson L4RT.	36
Figure 9- Schéma de l'émulsificateur Couette	38
Figure 10- photo du malaxeur	39
Figure 11- .matériaux : (a) émulsion directe ; (b) carbopol ; (c)bentonite, (d) ketchup.....	40
Figure 12- (a) Rhéomètre Ultra+ de Malvern	41
Figure 13- courbes de fluage (courbes de déformation en fonction du temps).....	43
Figure 14- courbes d'écoulement	45
Figure 15- courbes de variation des modules élastique et visqueux vs déformation.	47
Figure 16- schéma de principe de la machine Instron.....	50
Figure 17- montage expérimental (cellule de Hele-Shaw)	54
Figure 18- Écoulement d'un ketchup sur un plan incliné.....	58
Figure 19– Expérience de compression/traction.	63
Figure 20 - vues de l'écartement d'une émulsion à (82%, 3ml)	64
Figure 21- Aspects finaux de matériaux après séparation des plaques	68
Figure 22- Courbes de force vs gap en traction avec des surfaces rugueuses	72
Figure 23- Courbes de force vs gap en traction avec des surfaces rugueuses.....	74
Figure 24- Comparaison de courbes de force à différents volumes	75
Figure 25- Aspects finaux du dépôt après séparation en fonction du paramètre X et h0.....	76
Figure 26- Estimation de la longueur d'onde du doigt.....	78
Figure 27– Longueur d'onde de doigts pour l'instabilité de Saffman-Taylor.....	79
Figure 28– Images des écoulements stables à différents gaps pour une émulsion directe.....	81
Figure 29- Émulsion directe (89% H). Force vs écartement des plaques.	83
Figure 30– courbe de contrainte normale vs h0 lors d'une expérience de traction.	85
Figure 31- Expérience de traction avec des wafers de silicium.	87
Figure 32– Résultats (3mL) de différents matériaux (a- moutarde, b- ketchup, c- carbopol). 88	
Figure 33– résultats d'un essai de traction avec les wafers de silicium (3mL).....	89
Figure 34- vue de dessus de l'instabilité de digitation visqueuse.	94
Figure 35– images finales lors d'une expérience de répétabilité	94
Figure 36 - évolution de la digitation visqueuse au cours du temps	97
Figure 37 - Résultats de l'expérience d'une émulsion directe (40Pa, 2mm, 20mL.min ⁻¹) . 100	
Figure 38 - Ces images montrent l'impact du rayon de démarrage	102

Figure 39 - photographies des fractures à faibles débit.....	103
Figure 40 - Structures finales des invasions pour une émulsion directe	104
Figure 41 - Courbes de pression vs temps lors d'une expérience d'injection	106
Figure 42 - données issues d'une expérience d'injection d'air dans le carbopol.	109
Figure 43 - Données issues d'une expérience d'injection à paramètres imposés.....	110
Figure 44 - Schéma typique d'un écoulement radial stable dans une cellule de Hele-Shaw.	111
Figure 45 - Ecoulement radial stable sous l'hypothèse d'un glissement (élongation 2D).	114
Figure 46 - Ecoulement radial sous l'hypothèse d'un écoulement de cisaillement	116
Figure 47 - Courbes de pression théorique (26Pa, 40mL, 4mm) à débit variable.....	119
Figure 48 - Courbes de pression théorique (~117Pa, 30mLmin-1) à épaisseur variable	120
Figure 49 - Comparaison de courbes théoriques vs expérimentales	124
Figure 50 - comparaison de courbes théoriques vs expérimentales	124
Figure 51 - Fin de l'écoulement en fonction du paramètre X et h0	126
Figure 52 - Début de la déstabilisation de l'interface.	127
Figure 53 – Longueur d'onde de doigts pour l'instabilité de Saffman-Taylor.....	128

Introduction : Histoire de l'Instabilité de Saffman-Taylor (IST)

L'écoulement de deux fluides de viscosités différentes dans des milieux poreux se produit dans un grand nombre de situations pratiques par exemple en industrie agroalimentaire, en ingénierie, etc... dont le plus important est en ingénierie pétrolière. Lors du déplacement de deux fluides, par exemple lorsqu'un fluide moins visqueux déplace un autre fluide de viscosité plus élevée dans un milieu poreux ou un espace étroit, l'interface entre les deux fluides est visqueusement instable, le fluide de viscosité inférieure envahit celui plus visqueux (qu'il soit newtonien ou non newtonien *Saffman and Taylor (1958); Linder et al., (2002)*). En effet, lors de cet écoulement, si aucun autre mécanisme, par exemple le contraste de densité entre les deux fluides ou la tension superficielle, n'équilibre l'instabilité visqueuse, des doigts vont se développer et une bonne partie du fluide poussé restera derrière le front en progression *Lindner et al., (2002)*.

Pour la première fois, l'instabilité qui se produit à l'interface de deux fluides de viscosité différente a été examinée par *Hill et al.(1952)* lors d'une expérience visant à déplacer les liqueurs de sucre par de l'eau. La digitation visqueuse est couramment observée dans un large éventail d'applications, aussi bien lorsqu'on sépare deux plaques solides initialement en contact par l'intermédiaire d'une fine couche de liquide (newtonien ou non newtoniens) ; ou lorsqu'on injecte un fluide pour pousser un autre initialement confiné dans un espace étroit (par exemple, lors de la dernière phase de récupération assistée du pétrole au cours de laquelle on injecte toute sorte de fluide pour pousser le pétrole en surface). En effet, le pétrole brut se trouve généralement enfoui dans des roches poreuses à des kilomètres sous terre; son extraction nécessite des moyens colossaux. Généralement, la récupération du pétrole se fait sous haute pression dans les réservoirs. Or, il a été constaté que lors du processus de récupération, la pression diminue rapidement et le débit d'huile s'arrête. Compte tenu de cette difficulté, l'injection d'un second fluide (eau ou gaz) est donc nécessaire pour permettre l'extraction du pétrole des puits. Cependant, après injection du second fluide, une instabilité hydrodynamique peut se développer à l'interface entre le fluide poussant et le pétrole brut. Des doigts se développent et peuvent rapidement atteindre l'entrée du puits, et finalement deux fluides (poussant et poussé) seront récupérés en surface au lieu d'un (le pétrole). Ce phénomène est l'une des conséquences majeures qui entraîne une réduction spectaculaire de la récupération du pétrole *Gorell and Homsy, (1983)*. L'intense effort des recherches relatives à cette instabilité et la compréhension qui en découlent a été impulsé par l'industrie pétrolière à partir des années 50. L'objectif était de trouver un moyen afin d'éviter cette diminution des rendements d'extraction causée par cette instabilité. C'est l'une des causes qui a poussé *Saffman-Taylor (1956)* à s'intéresser à cette étude.

Comme les expériences en milieu poreux ne sont pas faciles à réaliser du fait que ces milieux ne sont pas transparents, les expériences originales de *Saffman-Taylor* ont été réalisées dans une cellule linéaire Hele-Shaw *Hele-Shaw,(1898)*, c'est-à-dire dans un mince canal rectangulaire : constitué de deux plaques de verre parallèles séparées par un entrefer faible devant les autres dimensions. Cette configuration modélise l'écoulement dans un milieu poreux en dimension 2. En 1958, Saffman et Taylor ont mené une première étude de cette instabilité qui portera leur nom. Depuis, cette instabilité est connue sous le nom d'instabilité de Saffman-Taylor (ou digitation visqueuse). Généralement, cette instabilité survient dès lors qu'un fluide moins visqueux pousse un fluide plus visqueux dans un milieu poreux ou un espace étroit. En raison de l'instabilité qui sévit à l'interface, les «doigts» du fluide le moins visqueux poussent dans celui plus visqueux, ces doigts deviennent plus étroits à mesure que le débit traversant les puits (réservoirs) augmente. Pendant plusieurs décennies, de nombreux

travaux de recherche ont été réalisés afin de comprendre l'origine physique de la formation de motifs interfaciaux, l'influence de la rhéofluidification, du rhéoépaississement, de l'élasticité ou encore de l'existence de seuil d'écoulement, pour prédire, contrôler ou tenter de supprimer l'instabilité *Combescot et al. (1986)*, *Lindner et al. (2000)*, *Mullins and Sekerka (1964)*, *Ben Jacob et al. (1992)*, *Clanet & Searby (1998)*, *Hull (1999)*, *Couder (2000)*. En effet, l'étude de la formation de motifs hydrodynamiques de l'interface croissante entre deux fluides se concentrent sur deux géométries principales: (i) rectangulaire *Saffman-Taylor (1958)*, *Bensimon et al. (1986)*, *Homsy (1987)*, *McCloud and Maher (1995)*; et (ii) radiale *Bataille (1968)*, *Paterson (1981)*. A noter que, en l'absence de l'instabilité dans les cellules rectangulaires, l'interface non perturbée est droite et l'écoulement est uniforme et parallèle aux parois cellulaires. Par contre, dans le cas radial, l'interface non perturbée est circulaire avec le fluide moins visqueux pompé dans celui plus visqueux en un point au centre de la plaque. Des structures ondulées en forme de bulles forment dans des cellules rectangulaires, tandis que des motifs visuellement ramifiés augmentent dans le cas radial. L'étalement, le fractionnement et la compétition sont les trois mécanismes de croissance de base du processus de doigt visqueux. Bien qu'il existe une abondante littérature sur la digitation visqueuse dans les fluides newtoniens dans les deux géométries, la digitation visqueuse plus complexe impliquant des fluides non newtoniens n'a pas été étudiée en profondeur. Des études expérimentales et théoriques antérieures ont observé des différences considérables entre le développement de l'instabilité pour les fluides newtoniens et non newtoniens *Lindner et al., (2002)*. *Lindner et Coll. (2002)*; *Amar & Poiré, (1999)*; *Fast et al., (2001)*; *Lemaire et al., (1991)*; *Sader et al., (1994)*; *White and Ward, (2014)*.

Ce manuscrit se découpe selon le plan suivant :

Le chapitre 1 aborde dans un premier les généralités sur l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides simples (fluides newtoniens), puis dans un second temps l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides non newtoniens en cellule radiale et enfin présentera l'objectif et le plan de la thèse. Dans le chapitre 2, nous présenterons les matériaux et méthodes qui ont servis à la réalisation des expériences. Dans le chapitre 3, nous étudierons l'instabilité de Saffman-Taylor en écartement des plaques. Et enfin, le chapitre 4 abordera l'instabilité de Saffman-Taylor en écoulement radial en cellule de Hele-Shaw suivi du Chapitre 5 qui présentera la conclusion générale et des perspectives.

Chapitre 1: état de l'art

1.1 Introduction

Lorsqu'un fluide moins visqueux déplace un autre plus visqueux dans un espace étroit ou un milieu poreux, le déplacement peut être soit stable, soit instable *Saffman and Taylor (1958)*, *Homsy (1987)*. Dans des conditions dites "stables", la longueur d'onde de l'interface entre les deux fluides reste plus grande que la longueur de l'interface, qui apparaît dès lors droite pour un écoulement dans une seule direction ou bien circulaire pour un écoulement radial. Dans le cas d'un déplacement instable, l'interface évolue sous la forme d'un ou de plusieurs doigts selon le type de géométrie utilisée. Pour les fluides visqueux, l'instabilité trouve son origine dans le fait que, si la pression le long de l'interface est uniforme, une légère perturbation ou une petite irrégularité de l'interface peut provoquer la déstabilisation de cette dernière et entraîner la formation d'un motif ou de plusieurs motifs. De telles structures sont généralement observées dans diverses situations pratiques quand on tente de séparer deux surfaces solides initialement en contact par l'intermédiaire d'une fine couche de matériau, ou quand on cherche à déplacer un fluide initialement au repos par un autre fluide. Ces types de structures se produisent aussi bien avec des liquides simples (newtoniens) qu'avec des fluides complexes (non newtoniens). En effet, ces différentes caractéristiques sont typiques de l'instabilité de *Saffman and Taylor (1958)* qui se produit quand on cherche à déplacer un fluide visqueux en le poussant par un autre fluide moins visqueux dans un espace étroit ; par exemple un liquide poussé par un gaz.

Ces motifs peuvent provoquer un écoulement irrégulier. Le développement et la croissance de cette perturbation ne peuvent être amortis que si la tension superficielle qui, au contraire, va à l'encontre de la déformation de l'interface initiale, suffit à contrebalancer les effets visqueux. En effet, lors du déplacement instable, des "doigts" du fluide déplaçant peuvent pénétrer dans le fluide déplacé. Dans tous les cas, les fluides déplaçant et déplacé, de viscosités différentes se déplacent à une vitesse proportionnelle au gradient de pression. Ce phénomène qualifié de digitation visqueuse a été étudié (pour les fluides simples) pour la première fois par *Saffman and Taylor (1958)* et a pris le nom de doigt de Saffman-Taylor suite à l'étude de cette instabilité. Lors du déplacement, en raison de la viscosité plus faible du fluide déplaçant, le front de déplacement aura tendance à aller vers l'instabilité, de sorte que des ondulations puissent apparaître et se transformer en doigts. Le doigt visqueux n'est pas établi comme un phénomène réel dans les conditions de réservoir *Price and Dupont (1977)*. Cependant, un certain nombre d'expériences modèles l'ont établi comme un phénomène en laboratoire par exemple, *van Meurs (1957)*, *Habermann (1960)* and *Paterson (1981)*.

Dans ce chapitre, nous allons d'une part, rappeler brièvement les différents modèles qui régissent le comportement de fluides non newtoniens, et d'autre part, nous focaliser sur la théorie de base permettant d'examiner plus en détail l'origine physique de ces phénomènes (doigts) à l'aide d'une description approximative. De ce fait, nous allons considérer deux écoulements dans deux géométries différentes : un écoulement dans un canal linéaire et un autre dans un canal radial. Nous allons tirer profit de ces deux géométries pour déterminer les conditions critiques pour lesquelles l'instabilité de Saffman-Taylor est susceptible de se développer selon le type d'écoulement : radial ou longitudinal, et selon le sens d'écoulement. En outre, nous passerons en revue les observations sur l'instabilité de Saffman-Taylor pour

les fluides non newtoniens, notamment les comparaisons théorie-expérience. En fin, nous présenterons l'objectif et le plan de travail de cette thèse.

1.2 Fluides à seuil

Définition : Les fluides à seuil sont des matériaux très particuliers qui ne s'écoulent que si une contrainte élevée leur est imposée. Si on applique à un tel matériau une faible contrainte, ce dernier va se déformer comme un solide élastique parfait ; au-delà d'une certaine contrainte, le matériau va s'écouler comme un liquide simple. Autrement dit, ce sont des matériaux qui présente un changement de comportement en fonction de la contrainte qui leur ait appliquée. Cette contrainte est appelée contrainte seuil. La richesse de leur comportement (élastique, plastique, rhéofluidifiant, rhéoépaissant) est au cœur de leur utilisation dans diverses applications pratiques *Coussot (2005)*. On rencontre généralement ce type de comportement dans le domaine de l'agro-alimentaire (ketchup, mousse au chocolat,...), des cosmétiques (crèmes, mousse à raser,...), du génie civil (plâtre ou béton frais), etc...

1.2.1. Lois de comportement

La loi de comportement d'un matériau exprime la relation entre le tenseur des contraintes en chaque point en fonction du tenseur des taux de déformation. D'un point de vue physique, on cherche à déterminer les efforts entre deux groupes d'éléments du fluide situés de part et d'autre d'une surface en fonction de leurs mouvements. De très nombreux types de lois de comportement (de plus simples au plus complexes) ont été proposés dans la littérature pour décrire ces mouvements. En effet, pour caractériser expérimentalement la loi de comportement d'un matériau, il faut à priori mesurer le champ des contraintes et le champ de vitesses au sein de ce matériau pendant un écoulement. A noter que, cette loi se détermine lorsque les échanges thermiques sont négligés. Pratiquement, pour déterminer la loi de comportement, il est donc impératif de se placer dans des conditions telles que la forme du tenseur des taux de déformation (\mathbf{D}) est la plus simple possible. De cette façon, le nombre de relations entre les composantes de \mathbf{D} et celles du tenseur de contrainte (Σ) à déterminer par la mesure est réduit. Diverses géométries peuvent être utilisées et divers types d'écoulements peuvent être obtenus dont le plus simple est le cisaillement en régime permanent (voir fig. 1). Cette géométrie permet de connaître la loi de comportement à travers des mesures de contrainte et de gradient de vitesse.

1.2.1.1. Tenseur de taux contraintes et tenseur des taux de déformation

Dans le cadre de l'étude de la loi de comportement, le tenseur de taux des contraintes et celui des taux de déformations (ou gradient de vitesse) locales dans une base ijk , s'écrivent :

1.2.1.1.1 Tenseur des contraintes

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Ce tenseur est symétrique ($\sigma_{yx} = \sigma_{xy}$, $\sigma_{xz} = \sigma_{zx}$ et $\sigma_{yz} = \sigma_{zy}$), ces éléments correspondent aux contraintes tangentielles (elles expriment le cisaillement) et σ_{xx} , σ_{yy} et σ_{zz} sont les contraintes normales (elles expriment l'élongation). Ce tenseur peut être décomposé sous la forme suivante:

$$\Sigma = -p\mathbf{I} + \mathbf{T} \quad (2)$$

où \mathbf{T} est le déviateur du tenseur des contraintes qui vérifie $tr\mathbf{T} = \mathbf{0}$, \mathbf{I} la matrice identité et p la pression isotrope dans le fluide, elle est donnée par la relation :

$$p = -\frac{tr\Sigma}{3} \quad (3)$$

1.2.1.1.2 Tenseur des taux de déformation

Pour quantifier la variation de la vitesse en un point, les études rhéologiques s'appuient sur le tenseur gradient de vitesse qui s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{L} = \nabla u = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (4)$$

De ce qui précède, on peut en déduire que les composantes du tenseur des taux de déformation s'écrivent sous la forme suivante :

$$d_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

Où les v_i sont les composantes du vecteur vitesse dans la base orthonormée.

Dans le cadre de l'étude de la loi de comportement en cisaillement simple, on s'intéresse généralement au tenseur des taux de déformation \mathbf{D} , notamment la partie symétrique de ∇u qui ne retient que les mouvements relatifs de cisaillement entre les éléments du matériau. Le tenseur des déformations s'écrit :

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2}(\mathbf{L} + \mathbf{L}^T) \quad (6)$$

Pour un fluide incompressible c'est-à-dire un fluide dont la masse volumique est constante, sa trace est nulle on a :

$$\text{tr}\mathbf{D} = 0 \quad (7)$$

L'écriture de \mathbf{D} dans une base cylindrique nécessite une transformation, qui s'écrit (ou z est l'axe de symétrie) :

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_r}{\partial r} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) & \left(\frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (8)$$

1.2.2 Écoulement de cisaillement simple

Le concept de cisaillement est utilisé par plusieurs domaines. En sciences de l'ingénieur, le cisaillement désigne une sollicitation mécanique et la déformation qui en résulte appliquée à un matériau. La figure 1 ci-dessous donne le schéma de principe pour un teste de cisaillement : le fluide est confiné entre deux plaques rigides ; l'une inférieure fixe (vitesse nulle) et l'autre supérieure mobile (vitesse non nulle).

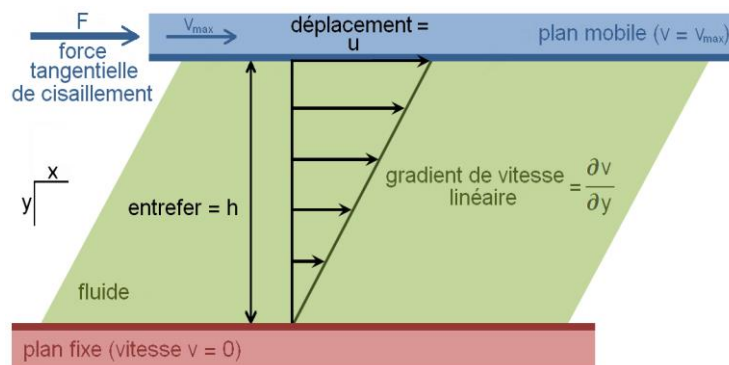


Figure 1-Cisaillement simple d'un fluide entre deux plans parallèles. *D'après* [/https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=17501737](https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=17501737)

Les composantes de vitesse d'un fluide soumis à écoulement de cisaillement simple s'écrivent :

$$\begin{cases} v_x = \dot{\gamma}y \\ v_y = 0 \\ v_z = 0 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \dot{\gamma} = \partial V(y)/\partial y \quad (9)$$

ou $\dot{\gamma}$ est la vitesse de cisaillement. Le tenseur des taux de déformations prend la forme simple :

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \dot{\gamma} & 0 \\ \dot{\gamma} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (10)$$

Le tenseur des contraintes correspondantes s'écrit :

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (12)$$

1.2.3 Oscillations

Le comportement d'un fluide est linéaire quand le tenseur \mathbf{T} dépend linéairement de \mathbf{D} . Par exemple, dans le cas d'un écoulement de cisaillement simple, si la déformation imposée est sinusoïdale dans le temps, la vitesse de cisaillement générée aura également une forme sinusoïdale. Il est alors possible de définir le tenseur des contraintes $\tau(t)$. Considérons que le matériau subit une déformation sinusoïdale de faible amplitude d'amplitude γ_0 , telle que son écriture est donnée par :

$$\gamma(t) = \gamma_0 \cos \omega t \quad (12)$$

La contrainte résultante est de la forme :

$$\tau(t) = \tau_0 \cos(\omega t) \cos \varphi - \tau_0 \sin(\omega t) \sin \varphi \quad (13)$$

où φ est le déphase entre la contrainte et la déformation, ω la fréquence d'oscillation.

De cette expression, on voit bien que la contrainte se décompose en un terme qui est en phase avec la déformation et un autre en quadrature phase. Les modules, respectivement élastique et visqueux sont donnés par :

$$G' = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \cos \varphi \quad (14)$$

$$G'' = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \sin \varphi \quad (15)$$

De ce qui précède, on peut réécrire l'expression de la contrainte en fonction de G' et G'' :

$$\tau(t) = G' \gamma_0 \cos \omega t - G'' \gamma_0 \sin \omega t \quad (16)$$

1.2.3.1 Matériaux viscoélastiques

Deux modèles sont généralement définis pour décrire le comportement mécanique des fluides viscoélastiques : le modèle de Maxwell (fig.2) et le modèle de Kelvin-Voigt (fig.3). Ces modèles modélisent la relation entre la contrainte et la déformation par un système ressort-amortisseur. Le ressort modélise le comportement élastique du matériau, tandis que l'amortisseur modélise celui visqueux entre la contrainte et la vitesse de cisaillement. Les matériaux appartenant à cette famille, peuvent avoir un comportement élastique plus important si $G' > G''$ et un comportement très visqueux lorsque $G' < G''$. Les comportements de Maxwell et de Kelvin-Voigt représentent deux comportements théoriques limites.

1.2.3.1.1 Modèle de Maxwell

Ce modèle est décrit par l'association en série d'un ressort de raideur G et d'un amortisseur de coefficient η . Cette modélisation permet d'illustrer un comportement visqueux (réponse de



Figure 2- Représentation schématique du modèle de Maxwell. Un ressort de raideur G est branché en série avec un amortisseur de viscosité η .

l'amortisseur) à faible fréquence d'excitation, et un comportement élastique (réponse du ressort) à forte fréquence d'excitation. La loi de comportement décrivant ce modèle s'écrit :

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau}{G} + \frac{\dot{\tau}}{\eta} \quad (17)$$

1.2.3.1.2 Modèle de Kelvin-Voigt

Le modèle de Kelvin-Voigt est l'opposée de celui de Maxwell. Ce modèle est schématisé par l'association en parallèle d'un ressort de raideur G et d'un piston de coefficient d'amortissement η . Cette analogie illustre dans ce cas, un comportement élastique à faible fréquence d'excitation, et un comportement visqueux à forte fréquence d'excitation.

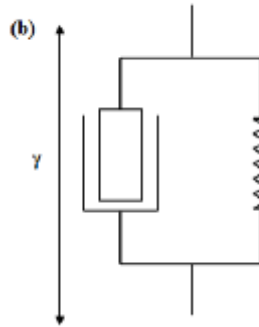


Figure 3- Modèle de Kelvin-Voigt

Dans ce cas la contrainte mécanique du matériau est vue comme celle d'un ressort et d'un amortisseur en parallèle c'est-à-dire la contrainte totale est la somme des contraintes de chaque branche. Ce modèle suppose que le matériau est solide, de ce fait, la loi de comportement le décrivant s'écrit :

$$\tau = \eta \dot{\gamma} + G \gamma \quad (18)$$

Ou

$$G' = G'' \text{ et } G'' = \eta \omega \quad (19)$$

1.2.4 Comportements non linéaires

1.2.4.1 Fluides rhéofluidifiant et rhéoépaississant

Les fluides rhéofluidifiant sont de fluides pour lesquels la viscosité apparente décroît lorsque le taux de cisaillement augmente. Ce sont de fluides pseudoplastiques « shear-thinning fluids ». Ce comportement est observé généralement dans des solutions de polymère ou des suspensions diluées de particules solides. En pratique, la viscosité apparente diminue en suivant une loi en puissance dans une certaine gamme de vitesses de cisaillement. Une loi de comportement qui modélise ces fluides s'écrit sous la forme :

$$\tau = K \dot{\gamma}^n \quad (20)$$

où K et n sont respectivement les constantes de plasticité et l'indice de pseudoplasticité. D'autres modèles ont été proposés pour décrire ces fluides, par exemple le modèle de Carreau et le modèle de loi de puissance. Le modèle de Carreau prend en compte les régimes Newtoniens à haute et basse vitesse de cisaillement, il s'écrit sous la forme :

$$\frac{\eta - \eta_{\infty}}{\eta_0 - \eta_{\infty}} = (1 + K\dot{\gamma}^2)^{-n/2} \quad (21)$$

où K et n représentent les deux paramètres de la modélisation, η_0 et η_{∞} sont les deux plateaux Newtoniens à basse et haute vitesse de cisaillement.

Par ailleurs, la simplicité du modèle de loi en puissance en fait un des modèles le plus utilisé pour décrire le comportement des fluides rhéofluidifiants. A l'opposé du comportement rhéofluidifiant, on trouve le comportement rhéoépaississant. Dans ce cas la viscosité apparente augmente lorsque la vitesse de cisaillement augmente. Ce comportement rhéoépaississant se caractérise par la relation :

$$d\tau/d\dot{\gamma} > 0 \quad (22)$$

1.2.4.2 Fluides à seuil simples

Les fluides à seuil simples sont des fluides qui ne se trouvent dans un régime « liquide » que lorsque la contrainte de cisaillement τ qui leur est imposée dépasse une contrainte seuil τ_c indépendamment de leur histoire d'écoulement. En d'autres termes, lorsque $\tau > \tau_c$, ces fluides s'écoulent (régime *liquide* sinon ils restent solides : $\tau < \tau_c$), et leur loi d'écoulement stationnaire est donnée sous la forme : $\tau = f(\dot{\gamma})$. Pour les fluides non thixotropes on suppose en général que cet état stationnaire est atteint quasi instantanément, ce qui correspond à un comportement de type « fluide à seuil simple ». La loi de comportement couramment utilisée pour les décrire est la loi de Herschel-Bulkley (H-B) qui s'écrit sous la forme :

$$\tau = \tau_c + K(\dot{\gamma})^n \quad (23)$$

où K est la consistance du matériau et n son indice.

D'autres lois de comportement existent, par exemple la loi de Bingham qui dérive de la loi H-B, lorsque $n = 1$, et K devient la viscosité plastique, et, la loi de Casson : $\sqrt{\tau} = \sqrt{\tau_c} + \sqrt{\eta\dot{\gamma}}$. Cependant, quel que soit la loi du comportement décrite ci-dessus, les fluides à seuil se trouvent dans leur régime solide lorsque $\tau < \tau_c$, ils se comportent donc comme un solide purement élastique c'est-à-dire ayant un comportement essentiellement élastique linéaire. De ce fait, la contrainte τ à appliquer pour déformer le matériau s'écrit $\tau = G\gamma$, où γ est la déformation et G est le module élastique du matériau. Notons que le comportement des fluides à seuil simples ne dépend pas, ou peu de l'histoire d'écoulement, ces fluides se caractérisent en particulier par des contraintes seuil statique et dynamique identiques. Dans la pratique, c'est le critère de Von Mises qui est utilisé pour décrire la loi de comportement 3D

des fluides à seuil simple. Ce critère a l'avantage de fournir une expression tensorielle simple pour décrire la transition solide-liquide, il s'exprime comme suit:

$$\sqrt{-T_{II}} < \tau_c \Leftrightarrow \mathbf{D} = 0 \text{ (pas d'écoulement)} \quad (24)$$

dans lequel T_{II} est le deuxième invariant de \mathbf{T} , le déviateur du tenseur de contrainte défini comme $\mathbf{\Sigma} = -p\mathbf{I} + \mathbf{T}$ avec $\mathbf{\Sigma}$ le tenseur de contrainte et $p = -\text{tr}\mathbf{\Sigma}/3$ (de sorte que $\text{tr}\mathbf{T} = 0$). En cisaillement simple, la forme tensorielle de ce critère s'écrit sous la forme :

$$\sqrt{-T_{II}} > \tau_c \Rightarrow \mathbf{\Sigma} = -p\mathbf{I} + \tau_c \frac{\mathbf{D}}{\sqrt{-D_{II}}} + F(D_{II})\mathbf{D} \quad (25)$$

dans laquelle F est une fonction positive, \mathbf{I} le tenseur d'identité, \mathbf{D} le tenseur des taux de déformation, défini comme la partie symétrique du tenseur de gradient de vitesse, et D_{II} le deuxième invariant de \mathbf{D} , c'est-à-dire $D_{II} = -\text{tr}(\mathbf{D})^2/2$ (pour un matériau incompressible). Pour un modèle de Bingham, nous avons $F = 2\mu_b$ où μ_b est une constante, et pour le modèle de Herschel-Bulkley, nous avons $F(D_{II}) = 2^n K / (\sqrt{-D_{II}})^{1-n}$. Pour des écoulements suffisamment lents, le dernier terme de (25) est négligeable. A noter que tous invariants de (\mathbf{T} , \mathbf{D} et $\mathbf{\Sigma}$) se calculent de la même façon.

1.2.4.3 Fluides à seuil thixotropes

Contrairement aux fluides à seuil simple, le comportement des fluides à seuil thixotropes dépend de leur histoire d'écoulement. Cette propriété dépend fortement de la structure interne du fluide et plus précisément du temps de reformation de cette structure. Leur caractérisation nécessite des procédures rigoureuses pour garantir la reproductibilité des résultats afin de prédire leur comportement dans des situations complexes. Ces fluides voient leur viscosité diminuer au cours du temps lorsqu'ils sont soumis à un cisaillement après un long temps de repos. On parle de déstructuration ou rajeunissement. Cette déstructuration est réversible; une fois au repos, le fluide va progressivement retrouver son état initial, caractérisé par une croissance de sa résistance à l'écoulement au cours du temps (ce phénomène est appelé structuration ou vieillissement). De plus, ces fluides se caractérisent par une contrainte de cisaillement appelée seuil dynamique d'écoulement $\tau_{c,d}$. En dessous de ce seuil l'écoulement s'arrête et le fluide entre dans son régime solide. Ce régime est alors caractérisé par un comportement élastique et une contrainte seuil de remise en écoulement appelée seuil statique d'écoulement $\tau_{c,s} > \tau_{c,d}$. Par ailleurs, dans ce régime, son module élastique G' et sa contrainte seuil de remise en écoulement s'amplifient au cours du temps passé au repos (on parle de structuration au repos). Ce comportement, bien que très proche du comportement rhéofluidifiant, se différencie de ce dernier de par son origine physique.

En effet, dans une série d'essais de fluage sur les fluides thixotropes, on peut observer un saut à la transition solide-liquide, ce qui signifie finalement qu'aucun état stationnaire ne peut être atteint à une valeur de taux de cisaillement inférieure à une valeur critique. Une première

conséquence d'un tel comportement est qu'on ne peut pas définir si facilement la limite d'élasticité du matériau.

1.3 Milieux poreux

Assez souvent on est confronté au problème de l'entrée ou de la sortie d'un fluide dans un milieu. Dans les deux cas, le phénomène d'écoulement impliqué est un écoulement à travers des milieux poreux partiellement saturés. Lorsque par exemple l'eau pénètre dans un sol, l'air doit être remplacé; et lorsque l'eau est éliminée, l'air doit entrer. L'écoulement implique donc deux fluides largement non miscibles; l'air et l'eau. La majeure partie de la littérature décrivant l'écoulement de deux fluides non miscibles se trouve dans des revues s'intéressant à la technologie pétrolière ou à la physique des sols. Un milieu poreux est un massif complexe constitué, à l'échelle microscopique d'une phase solide et d'une phase de "vide" appelée "pore", c'est-à-dire un milieu compact à l'intérieur duquel se trouvent des pores ou cavités reliés entre eux par de capillaires (canaux fins) et dans lequel circule un fluide. A l'échelle macroscopique on modélise ce milieu par un milieu continu munit d'un paramètre particulier : la porosité. Naturellement, les roches sont des milieux poreux dans lesquels des hydrocarbures sont piégés et dont la récupération ou l'extraction nécessite des moyens colossaux.

1.3.1 Les différentes cellules

1.3.1.1 Géométrie linéaire

La première étude de l'instabilité menée par *Saffman and Taylor (1958)* est réalisée dans une géométrie linéaire. C'est une cellule rectangulaire (fig. 4) dont les deux extrémités sont percées d'un trou, l'un des trous permet l'injection du second fluide pour chasser le premier fluide (initialement piégé) afin de sortir par le deuxième trou. Expérimentalement, à vitesse imposée, cette configuration offre l'avantage d'obtenir un grand nombre de formes stationnaires bien décrites par la largeur du doigt. Dans cette cellule, lorsqu'on impose une faible vitesse, on observe un large doigt qui occupe plus de la moitié de la cellule. Cependant, à forte vitesse de doigts instables sont observés.

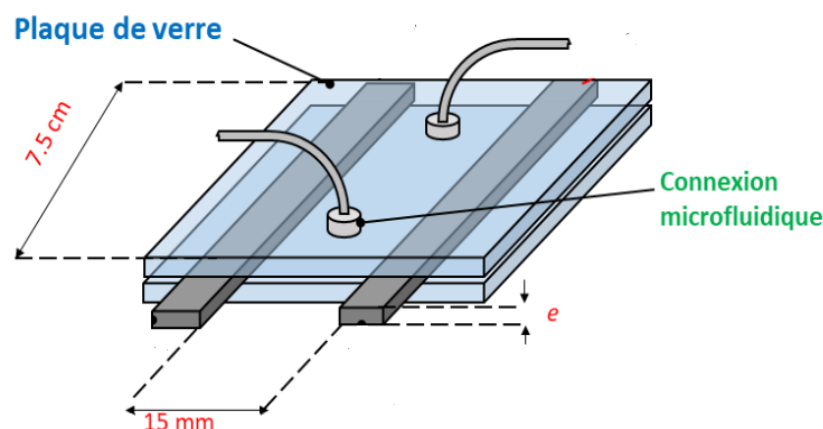


Figure 4- Représentation schématique de la cellule Hele-Shaw linéaire. D'après la *thèse de Chams KHARBACHI (2019)*.

1.3.1.2 Géométrie radiale

Bien que similaire à la géométrie rectangulaire, la géométrie radiale (fig. 5) impose deux nouveaux éléments importants: (i) l'interface est toujours asymétrique en raison de la distinction entre la zone à l'intérieur et à l'extérieur de la frontière entre les fluides; (ii) le flux radial présente plusieurs stades d'instabilité. Ces dernières années, de nombreuses recherches théoriques et expérimentales sont axées sur les cellules radiales *Paterson 1981*, *Chen (1989) et (1987) Bataille (1968)*, ce dispositif permet l'injection du fluide poussant au centre de la cellule, qui, initialement était rempli d'un autre fluide. Généralement, l'injection du fluide poussant est réalisée à débit ou pression constante. Initialement, l'interface est circulaire c'est-à-dire épouse la forme d'une bulle. Au fur et à mesure que la bulle se développe, l'interface ondule et les doigts grandissent. Cette cellule a l'avantage de déduire le volume d'air injecté lorsqu'on impose un débit Q constant.

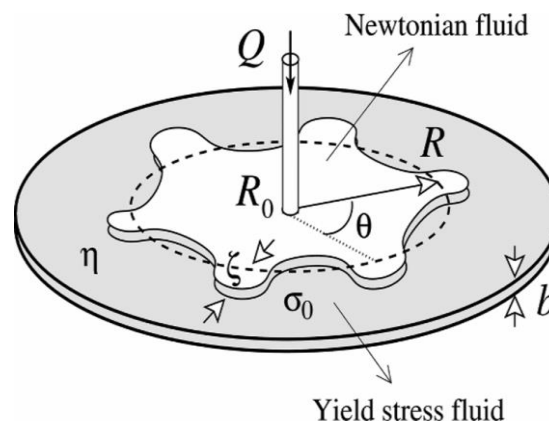


Figure 4- cellule radiale de Hele-Shaw. D'après *Joao V. Fontana, et al. (2013)*

a- Écoulement stable

Ici, nous définissons un écoulement stable comme un écoulement uniforme, celui pour lequel il existe une direction le long de laquelle les caractéristiques de l'écoulement sont identiques dans tout plan perpendiculaire à cette direction (i.e un écoulement dont l'interface fluide-fluide ne subit aucune perturbation tout au long de l'écoulement : par exemple lors d'un écoulement d'écrasement d'un fluide entre deux plaques parallèles, on voit que l'interface fluide-fluide est bien circulaire et avance sur des nouvelles zones tant que la plaque supérieure se rapproche). En d'autre terme, un écoulement stable correspond à un mouvement de fluide dans une direction x donnée, uniforme dans la direction perpendiculaire à z , c'est-à-dire un écoulement pour lequel l'interface avance perpendiculairement à la direction de l'écoulement dans le cas linéaire et est circulaire dans le cas radial. *Paterson (1981)* a vérifié

que le déplacement est stable si la circonférence du fluide injecté est inférieure à la longueur d'onde minimale. Des écoulements uniformes sont ainsi obtenus à travers de longs conduits droits section transversale (constante). Les écoulements de surface libres dans les canaux de forme fixe peuvent également être uniformes si le périmètre mouillé reste constant.

1.4 Étude théorique de l'instabilité de Saffman-Taylor

1.4.1 Considération générale

L'étude théorique de l'instabilité des écoulements des fluides newtoniens et non newtoniens a été abordée par un grand nombre de chercheurs, par exemple *Wilson et al. (1990)*, *Kondic et al. (1996)*, *Coussot (1999)*. Dans cette partie de la thèse, nous nous appuyons sur le traitement théorique qui résume les hypothèses et les résultats de *Coussot (1999)* dont l'approche semble représenter de manière appropriée la réalité. A l'aide d'une description approximative l'auteur a examiné en détail l'origine physique du phénomène de la digitation selon les différentes cellules (linéaire et radiale) et selon le type de fluides newtoniens ou non newtoniens. En effet, nous ne montrons que les grandes lignes de cette démarche qui ont conduit aux critères théoriques pour les fluides à seuil, particulièrement lorsqu'un fluide à seuil est poussé par fluide moins visqueux (de l'air dans notre cas). Pour plus d'informations, le lecteur peut se référer à l'article (*Coussot1999*).

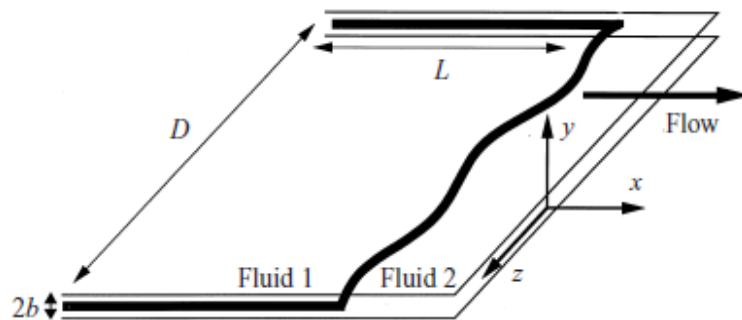
Rappelons que l'analyse théorique de *Coussot (1999)* repose sur plusieurs hypothèses, il considère notamment :

- (a) le fluide incompressible
- (b) l'écoulement se produit dans le cadre de l'approximation de la lubrification c'est-à-dire l'espacement ($2b$) entre les plaques parallèles est beaucoup plus petite que les autres dimensions ; ce qui suggère qu'on aura essentiellement un écoulement de cisaillement,
- (c) la contrainte de cisaillement à la paroi (τ_p) peut être approximée par une valeur proche de celle exacte (τ_c) pour un écoulement uniforme et stable,
- (d) il y'a absence de glissement du fluide sur la paroi ;
- (e) Les effets d'inertie sont négligés
- (f) la courbure et l'angle de contact demeurent constants dans le plan (x, z) : l'interface est seulement déformée le long z .
- (g) la description de ces approches s'appuie sur l'expression tridimensionnelle de l'équation constitutive de fluide (incompressible) en utilisant le modèle de Herschel-Bulkley
- (h) le confinement du fluide annule tout mouvement du fluide selon l'axe perpendiculaire à l'écoulement.

1.4.1.1 Écoulement d'un fluide à seuil entre deux plans parallèles

1.4.1.1.1 Cas des écoulements en cellule linéaire

Dans ce cadre, l'auteur considère l'écoulement dans un repère (x, y, z) où x est la direction de l'écoulement c'est à dire la direction de la ligne de contact entre le fluide et les plans, entre les deux plaques parallèles (fig. 6) sont séparées par un entrefer $2b$, l'axe y est perpendiculaire au plan. Dans le cadre de l'approximation de la lubrification, l'épaisseur du liquide $2b$ demeure beaucoup plus petite que les autres dimensions (L et D). Dans le cas de l'écoulement stable l'interface air-liquide (située à une distance L) avance perpendiculairement à la direction de l'écoulement c'est-à-dire perpendiculaire à x mais courbé dans le plan (x, y) avec un rayon de courbure R .



avec $2b$ la distance séparant les plaques rigides et L , la longueur du fluide dans la direction x et D , la largeur de la cellule, fluide 1 et fluide 2 sont respectivement le fluide poussant et celui poussé.

Figure 5- écoulement unidirectionnel d'un fluide à seuil entre deux plans parallèles. D'après [Coussot\(1999\)](#).

En tenant compte des hypothèses ci-dessus et des équations du mouvement, l'auteur a montré que seule la composante de vitesse le long de x c'est-à-dire u est non nulle. Par conséquent, elle induit des efforts significatifs (τ_{xy} différent de zéro), on voit que la composante du tenseur selon x dépend uniquement de y . De ce qui précède, l'auteur a déduit :

- l'expression de la pression sous forme :

$$P^* = p + \rho gZ = P_0^*(x, t) = Ax + B \quad (26)$$

où p est la pression, ρ la densité du liquide, g l'accélération due à la gravité et Z la position au-dessus du plan horizontal fixe, A et B deux fonction qui dépendent de temps t .

Par ailleurs, un bilan de masse pour cet écoulement droit conduit à la relation entre la vitesse moyenne du déplacement de l'interface et la chute de pression sous la forme :

$$U = \frac{\alpha}{m+1} \left(\frac{\alpha P^*}{K \frac{\partial x}{\partial x}} \right)^m (b-y_0)^{m+1} \left[\frac{1}{m+2} \left(1 - \frac{y_0}{b} - 1 \right) \right] \quad (27)$$

U est la vitesse moyenne du front,

$$m = 1/n.$$

Cette expression donne la relation entre la chute de pression (perte de charge) par unité de longueur et la vitesse moyenne de l'interface. De plus, dans le cadre de l'hypothèse de la lubrification, en appliquant l'équation d'équilibre sur une petite partie du liquide c'est-à-dire sur une section de l'écoulement dans la direction x (lorsque $y = b$), la somme de forces résultantes due à l'effort de cisaillement à la paroi et de celle due à la chute de pression conduisent à :

$$\frac{\partial P^*}{\partial x} = \alpha \frac{\tau_p}{b} \quad (28)$$

Avec

$$\tau_p = \tau_c + K |\dot{\gamma}_p|^n \quad (29)$$

où le $\dot{\gamma}_p$ est la valeur du taux de cisaillement à la paroi.

Cette équation donne la relation entre la chute de pression par unité de longueur, la contrainte cisaillement à la paroi lorsque $y = b$ et la caractéristique géométrique de la cellule b . Cette relation est valide seulement quand il y a un écoulement, autrement la distribution d'effort et de pression sont a priori inconnue. En considérant un écoulement très lent, l'intégration de (31) conduit à la distribution de la pression par unité de longueur sous la forme :

$$\frac{\partial P^*}{\partial x} = \alpha \frac{\tau_c}{b} \left[1 + c \left(\frac{K|U|^n}{\tau_c b^n} \right)^d \right] \quad (30)$$

Où τ_c est le seuil du matériau, c et d deux paramètres qui dépendent de n .

Cette équation établit la relation entre la chute de pression lors de l'écoulement, le paramètre rhéologique du matériau c'est-à-dire la contrainte seuil, la vitesse moyenne et la caractéristique géométrique de la cellule. Ceci est simplement un résultat approximatif de l'hypothèse de lubrification lorsque l'épaisseur du liquide poussé tend vers zéro. En effet, l'auteur a montré que cette écriture est approximativement équivalente à celle établit par Darcy pour les fluides newtoniens ($\partial P^*/\partial x = -\mu/k_0 U$) lorsque $n = 1, \tau_c = 0, K = \mu, d = 1$ et $c = 3$; où μ est la viscosité du liquides et k_0 la perméabilité, qui peut être calculée en fonction de la géométrie du canal. Dans le cas de l'écoulement entre deux plans parallèles k_0 est égal à $b^2/3$.

Par ailleurs, *Coussot* a effectué une analyse de stabilité linéaire en considérant une petite perturbation de l'interface de la forme $\eta = \varepsilon \exp(ikz + \omega t)$ (31) ou $2\pi/k = \lambda$ est la longueur d'onde de la perturbation, dans laquelle les paramètres :

- ε est l'amplitude de la perturbation (ε est beaucoup plus petit que $et D$),

- ω constante de croissance de la perturbation.
- k un paramètre,

Dans le cadre de l'approximation de la lubrification, le profil de vitesse est supposé légèrement perturbé selon les deux directions (x et z). De ce fait, en dérivant par rapport au temps $\eta = \varepsilon \exp(ikz + \omega t)$, et en tenant compte des conditions aux limites et de la conservation de la masse, l'auteur a déduit :

- les expressions des composants de de vitesse perturbée selon x et z sous la forme :

$$u_j = u_{0j}(y) + \varepsilon \phi_j(x) v_j(y) \exp(ikz + \omega t) \quad (32)$$

$$w_j = -v_j(y) \frac{\varepsilon \phi_j'(x)}{ik} \exp(ikz + \omega t) \quad (33)$$

En effet, cette distribution de vitesse (eq. 32) n'est qu'une approximation utilisée pour estimer, via les équations de mouvement et la conservation de masse, la perturbation induite sur la relation entre la pression par unité de longueur et la vitesse moyenne le long de l'interface $2b$.

- l'expression de la pression généralisée sous la forme :

$$P_j^* = P_{0j}^*(x, t) + \varepsilon f_j(x) \exp(ikz + \omega t) \quad (34)$$

Avec

$$P_{0j}^* = P_{0j} + \rho_j g Z = -\frac{\tau_{pj}}{b} x + B_j, \quad j = 1, 2 \quad (35)$$

$$\phi_j(x) = \frac{\omega}{U} \exp((-1)^{j+1} n_j^{1/2} kx) \quad (36)$$

$$f_j(x) = (-1)^j \frac{1}{k} \frac{\omega}{U} n_j^{1/2} \frac{\tau_{pj}}{b} \exp((-1)^{j+1} n_j^{1/2} kx) \quad (37)$$

Ou ϕ_j, v_j et f_j sont des fonctions à priori inconnues

- les expressions de composantes des efforts de cisaillement à la paroi correspondantes sont données sous la forme :

$$\tau_{xy} = -[\tau_{cj} + K_j |\dot{\gamma}_j|^{n_j} - n_j \varepsilon K_j |\dot{\gamma}_j|^{n_j-1} \phi_j(x) v_j'(y) \exp(ikz + \omega t)] \quad (38)$$

$$\tau_{yz} = \frac{(\tau_{cj} + K_j |\dot{\gamma}_j|^{n_j})}{|\dot{\gamma}_j|} \left[-\frac{\varepsilon \phi_j'(x)}{ik} v_j'(y) \exp(ikz + \omega t) \right] \quad (39)$$

Ou $|\dot{\gamma}_j| = -u'_{0j}(y)$.

A noter que les expressions de ces contraintes sont obtenues en se basant sur la distribution de vitesse obtenue en supposant une légèrement perturbant du profil stable. Ces efforts de cisaillement prédisent un écoulement partout dans le volume de fluide (tant que $\varepsilon \ll 1$) des que l'écoulement du volume fluide est mis en place. De ce qui précède et à partir de (eq.34), (eq. 35) et (eq. 36) pour cet écoulement instable, l'auteur a déduit l'expression de la chute de pression par unité de longueur sous la forme:

$$\frac{\partial P_j^*}{\partial x} = -\frac{\tau_{pj}}{b} \left[1 + \eta n_j \frac{\omega}{U} \exp((-1)^{j+1} n_j^{1/2} kx) \right] \quad (40)$$

Cette expression est valide pour une amplitude finie de faible perturbation. Cependant, la chute de pression diminue de sorte que le front c'est-à-dire le doigt évolue tandis que les autres régions derrière l'interface moyenne doivent demeurer statiques jusque la fin l'écoulement. En effet, pour un écoulement droit d'un fluide à seuil poussé par un autre moins visqueux (par exemple de l'air de viscosité négligeable), le traitement théorique complet tenant compte de la force supplémentaire généré par la courbure de l'interface c'est-à-dire du déplacement local η lors de la chute de pression le long de l'interface d'une part, et d'autre part, de la force due aux effets de tension superficielle dans la limite de faible vitesse (c'est-à-dire lorsque U tend vers zéro) conduit à l'expression de la longueur d'onde du taux de croissance maximale sous la forme :

$$\lambda_m = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma b}{\tau_c}} \quad (41)$$

Avec σ la tension superficielle entre les deux fluides

Cette longueur d'onde est finie, elle dépend du rapport entre la caractéristique géométrique de la cellule c'est-à-dire de l'entrefer entre les deux plaques et du seuil du matériau lorsque la vitesse tend vers zéro. Elle correspond à la valeur critique pour qu'un écoulement instable ait lieu entre les plaques. En effet, pour que ceci se produise, les forces visqueuses doivent être suffisamment grandes comparées aux forces résultant de la tension superficielle, de sorte que le critère pour le développement d'une instabilité apparente dans le cas d'un écoulement droit est donné sous la forme :

$$\tau_c > \frac{12\pi^2 \sigma b}{D^2} \quad (42)$$

ou D la largeur de la largeur de la cellule.

Ce critère théorique qui donne lieu au développement de doigt apparent est vraie seulement au premier stade de la déstabilisation de l'interface, et dans la limite de très faibles amplitudes de perturbation c'est-à-dire lorsque la longueur d'onde du taux de croissance maximale $\lambda_m < D$. Cependant, à un stade avancé, la perturbation sera amplifiée et l'instabilité se développera, le doigt initié évolue tandis que les autres régions vont rester statiques derrière l'interface moyenne. Ce qui suggère, la contrainte devrait légèrement dépasser le seuil dans les régions

ou les doigts évoluent (vitesses élevées) et par conséquent, elle pourrait être inférieure au seuil dans les régions arrêtées (faibles vitesses) derrière l'interface moyenne. Ce résultat implique que la plupart des écoulements des fluides à seuil entre deux plaques parallèles dont l'espacement est faible devant les autres dimensions correspondent à des écoulements à fort de cisaillement, et par conséquent seront instables.

1.4.1.1.2 Cas d'un écoulement radial d'un fluide à seuil dans une cellule de Héle-Shaw

Dans le cas présent, l'auteur a considéré un écoulement semblable à celui décrit ci-dessus sauf que maintenant la forme du volume liquide est un disque d'épaisseur $2b$ beaucoup plus petite que la longueur radiale du fluide, c'est à dire R . En raison de la symétrie et du confinement du fluide, il n'y a aucun mouvement dans la direction Oz (où Oz est l'axe perpendiculaire aux plaques) et les termes liés à θ s'annulent. Ces hypothèses ont conduit aux expressions suivantes :

- les équations du mouvement s'écrivent sous la forme :

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z}, \quad 0 = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z}, \quad 0 = -\frac{\partial P}{\partial z} \quad (43)$$

- la conservation de la masse sous la forme :

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} = 0 \quad (44)$$

En tenant compte des équations constitutives du modèle de H-B, et dans l'hypothèse de lubrification, *Coussot* a montré que la vitesse moyenne à travers une section transversale s'écrit sous la forme:

$$U = \frac{\alpha}{m+1} \left(\frac{\alpha P}{K \partial r} \right)^m (b-z_0)^{m+1} \left[\frac{1}{m+2} \left(1 - \frac{z_0}{b} \right) - 1 \right] \quad (45)$$

De même que l'équilibre de forces sur la section de l'écoulement a permis d'établir la relation entre la chute de pression par unité de longueur et la contrainte à la paroi sous la forme :

$$\frac{\partial P^*}{\partial r} = \alpha \frac{\tau_P}{b} \quad (46)$$

De ce, qui précède et en tenant compte de (eq. 29), l'écriture finale de la distribution de pression peut être écrite sous la forme :

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \alpha \frac{\tau_c}{b} \left[1 + c \left(\frac{K|U|^n}{\tau_c b^n} \right)^d \right] \quad (47)$$

Cette expression donne la relation entre la chute de pression par unité de longueur, la vitesse moyenne de l'interface, le seuil du matériau et l'épaisseur du volume liquide. A noter que la description ci-dessus suppose un écoulement stable.

De la même façon que le cas de l'écoulement droit décrit dans la section 1.6.1.1., l'auteur a considéré une légère perturbation de l'interface initialement stable, de ce fait l'interface se trouve maintenant à une distance $R(t) + \eta$. En gardant le même raisonnement que précédemment, c'est-à-dire celui dans le cas de l'écoulement droit instable, *Coussot* a montré que pour une tension superficielle finie lorsque U tend vers zéro, le traitement théorique complet pour un fluide à seuil poussé radialement par un gaz de viscosité négligeable dans une cellule de H-S conduit à la longueur d'onde de croissance maximale sous la forme :

$$\lambda_m = 2\pi R \left(\frac{3\sigma b}{\sigma b + \tau_c R^2} \right)^{1/2} \quad (48)$$

Cette longueur d'onde dépend du seuil du matériau, de l'espacement entre les plaques et de la distance radiale, elle tend vers une valeur finie de sorte que le critère d'apparition de l'instabilité apparente dans le cas radial soit donné sous la forme :

$$\tau_c > \frac{2\sigma b}{R^2} \quad (49)$$

Cette valeur critère est obtenue lorsque la longueur d'onde de croissance maximale (λ_m) est inférieure à $2\pi R$. Elle dépend de l'entrefer entre les plaques et de la distance radiale. Ce critère est valable que pour le début de la déstabilisation de l'interface, il ne permet pas de prédire les caractéristiques de l'écoulement après la déstabilisation *Sader et al. (1994)*. En conclusion, l'étude menée par *Coussot* a mis en évidence les caractéristiques fondamentales de l'instabilité de fluides à seuil qui sont intimement liées aux propriétés rhéologiques et de contrôle. De plus, l'auteur a souligné qu'il est probable que dans les régions non perturbées c'est-à-dire les régions arrêtées derrière l'interface moyenne, la contrainte soit faible comparée à celle dans des régions perturbées.

1.5 Quelques études sur l'Instabilité de Saffman-Taylor

L'instabilité de Saffman-Taylor est observée lorsqu'un fluide de faible viscosité pousse un autre plus visqueux dans une géométrie confinée, c'est dire lorsque la distance entre les parois pleines est beaucoup plus petite que la longueur caractéristique dans la direction de l'écoulement. De telles conditions aux limites sont typiquement rencontrées dans les milieux poreux ou entre deux plaques parallèles, par exemple une cellule de Hele-Shaw. Dans des

conditions dites "stables", la longueur de l'interface entre les deux fluides reste minimale, de sorte qu'elle est droite pour un écoulement dans une seule direction (cellule linéaire) ou circulaire (cellule radiale). En effet, lorsque l'instabilité de Saffman-Taylor se développe, l'interface évolue sous la forme de doigts. Pour les fluides visqueux, l'instabilité trouve son origine dans le fait que, si la pression le long de l'interface est uniforme, toute perturbation ou irrégularité (courbure locale) de l'interface a tendance à se développer car le fluide visqueux a tendance à avancer plus vite devant une courbure dans le sens d'écoulement, de ce fait le volume de fluide à pousser est maintenant plus petit que le volume initial. De plus, le développement de cette perturbation ne peut être amorti que si la tension superficielle qui, au contraire, va à l'encontre de la déformation de l'interface initiale, suffit à contrebalancer l'effet visqueux. Nous rappelons qu'un grand nombre de chercheurs s'est penché sur l'étude de cette instabilité notamment pour les fluides simples *Saffman and Taylor(1958)- Paterson (1981), etc....*

Cependant, des expériences avec des cellules de Hele-Shaw radiales utilisant des fluides non newtoniens ont montré des différences qualitatives frappantes dans le modèle de doigt (voir par exemple *Van Damme et al. (1994)- McCloud, et al. (1995)*). Il a été découvert que, lorsque le fluide poussé est à haute viscosité, de doigts étroits et très tortueux se développent le long de l'interface conduisant à des motifs fractaux ramifiés *Nittmann, et al. (198)*. Il a également été montré que ce modèle de doigt visqueux peut être remplacé par un modèle de fracture viscoélastique pour les nombres de Deborah appropriés *Lemaire,et al (2012), Foyart,et al.(2013)*. Sur le plan théorique, le traitement du problème d'instabilité de Saffman-Taylor a été revisité pour les fluides viscoélastiques ou rhéofluidifiant. *Wilson (1990)* a examiné un fluide Oldroyd-B présentant une élasticité, il a traité particulièrement le cas des écoulements unidirectionnels, de même que *Sader et al. (1994)*, et *Kondic et al. (1996)*, ainsi que celui de fluides fortement viscoélastiques par *Foyart, et al.(2013)*, mais ceux-ci dans le cas des écoulements radiaux.

En effet, sauf dans le cas de fluides de viscosité négative pour lesquels des couches glissantes peuvent se former *Kondic et al. (1996)* ou de fluides fortement viscoélastiques *Foyart, G. et al.(2013)*, les résultats théoriques correspondants ne montrent pas de forts changements dans le processus d'instabilité fondamental tel qu'il apparaît pour les fluides Newtoniens. Pour les fluides viscoélastiques, *Wilson (1990)* a mis en évidence une sorte de résonance qui peut produire des taux de croissance en forte augmentation lorsque le temps de relaxation du fluide augmente. Cependant, *Sader et al. (1994)* ont principalement montré que la diminution de l'indice de la loi de puissance augmentait considérablement les taux de croissance des perturbations à l'interface et permettait une compression de longueur efficace pour la formation de doigt visqueux, leur permettant ainsi de se développer beaucoup plus rapidement. Pour les fluides à faible fluidification par cisaillement non élastiques, *Lindner et al. (2000)* ont montré que l'évolution de l'instabilité de Saffman-Taylor dans une cellule de Hele-Shaw rectangulaire, la largeur des doigts en fonction du nombre capillaires s'effondrant sur la courbe universelle des fluides newtoniens, à condition d'utiliser la viscosité amincie par cisaillement. Pour les fluides rhéofluidifiant, on trouve des doigts plus étroits. *Lindner et al. (2002)* ont fourni d'autres observations sur les matériaux élastiques.

Pour autant que nous sachions, la description théorique de l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil, qui ne peuvent s'écouler qu'au-delà de leur contrainte critique, sinon ils se comportent comme des solides *Coussot, P. (2014)*, commence par les travaux de *Coussot (1999)*. Pour les écoulements longitudinaux et radiaux dans les cellules de Hele-Shaw, cette approche est basée sur l'utilisation d'une loi de Darcy approximative pour les

fluides à limite d'élasticité, ce qui conduit à une équation de dispersion pour les deux types d'écoulement similaire aux équations obtenues pour les fluides visqueux ordinaires, à l'exception du fait que les termes visqueux dans les nombres sans dimension conditionnant l'instabilité contiennent la limite d'élasticité. En conséquence, la longueur d'onde de la croissance maximale peut être extrêmement petite, même à la disparition de la vitesse, de sorte que l'instabilité de Saffman-Taylor peut toujours exister et nous avons une situation originale: une instabilité «hydrodynamique» à la disparition de la vitesse. Un autre aspect original de cette instabilité pour les fluides à seuil réside dans le fait qu'à des débits suffisamment faibles, le processus de doigt laisse des volumes de fluide arrêtés derrière le front en progression *Coussot, (1999)*. *Miranda (2013)* a présenté une analyse théorique qui va au-delà de la théorie ci-dessus en utilisant une approche de couplage de mode pour examiner les caractéristiques morphologiques de l'interface fluide-fluide au début de la non-linéarité, et a finalement proposé des mécanismes pour expliquer la montée du clivage et des événements secondaires. Cependant, cette approche repose sur une équation de type loi de Darcy valable dans le régime de viscosité élevée par rapport aux effets de limite d'élasticité, ce qui n'est précisément pas l'objet du présent document. Au contraire, comme nous nous intéressons à l'effet spécifique du seuil, nous nous concentrons sur les situations dans lesquelles le comportement lié au seuil a un impact majeur. D'un autre côté, une approche numérique a également été développée pour étudier le problème standard de la pénétration d'un doigt dans une cellule de Hele-Shaw (pour les fluides newtoniens, un doigt immobile), d'abord pour le fluide à seuil simple *Ebrahimi, et al. (2016)* puis pour un fluide thixotrope *Ebrahimi et al. (2015)*. À titre expérimental, l'instabilité Saffman-Taylor pour les fluides à seuil a été étudiée dans une cellule de Hele-Shaw rectangulaire avec des gels de Carbopol *Maleki-Jirsaraei, et al. (2005)* - *Eslamin, et al. (2017)*. Cela repose sur l'injection d'air en un point donné au centre de la cellule, qui se propage ensuite à travers le fluide. Pour un fluide visqueux newtonien, cet essai aboutit, après une certaine distance, à la formation d'un seul doigt qui avance dans la direction principale de la cellule, d'une taille égale à la moitié de la largeur de la cellule. Le résultat avec un fluide à seuil est très différent: la taille du doigt peut être beaucoup plus petite que la largeur de la cellule et il forme en permanence un doigt secondaire qui s'arrête finalement. Une comparaison avec la théorie n'est guère possible dans ce contexte, mais les détails de l'évolution et des différents régimes ont été décrits *Eslamin, et al. (2017)*. Des approches similaires ont également été développées pour un fluide à seuil thixotrope *Maleki-Jirsaraei, et al. (2015)*, ce qui engendre évidemment des effets plus complexes à prévoir en raison de la dépendance temporelle du comportement du fluide.

Pour relier directement les propriétés viscoélastiques du fluide à ses performances, *Derks et al. (2003)* ont réalisé des expériences d'étirement en utilisant un fluide newtonien. Les auteurs ont montré que dans certaines conditions, l'instabilité trouve son origine dans la dissipation visqueuse. Les auteurs ont réussi à dériver une expression théorique de la courbe force-distance en fonction du seuil, qui décrit très bien les résultats expérimentaux. En outre, les auteurs ont constaté que dans leur plage d'observation spécifique, l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de doigt expérimentale était bien prédit par la théorie de l'instabilité de Saffman-Taylor, mais il restait une divergence inexplicée entre la théorie et les données concernant les variations de cette longueur d'onde. Bien qu'il semble clair que l'initiation du schéma de doigt observé est étroitement liée à l'instabilité de Saffman-Taylor. Ce résultat est soutenu par le fait que l'on ne trouve pas de réduction significative de la force en présence d'instabilités de doigt. À cette époque, ces auteurs ont fait valoir que la forme de l'interface devrait avoir une influence négligeable sur la force. Cependant, en traitant des huiles très visqueuses et des vitesses d'étirement de plaques plus importantes, *Poivet et al. (2003)* ont montré que le mécanisme de doigt influence fortement la force d'étirement. Par la suite,

l'influence du doigt interfaciale sur la force a été confirmée par *Lindner et al.(2005)*, qui rapportent que le motif observé est étroitement lié à la force de traction mesurée.

En effet, en comparant les résultats expérimentaux à des simulations numériques, ils ont observé que l'évolution entièrement non linéaire du schéma de doigt c'est à dire que la diminution du nombre de doigts semble être exponentielle dans le temps. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les résultats des simulations numériques. Les auteurs suggèrent que la quantification de la force doit prendre en compte non seulement le nombre de doigts mais aussi l'amplitude de la croissance du doigt. Cependant, dans la situation expérimentale, il est difficile de déterminer les paramètres exacts régissant les fluctuations initiales de l'interface air-fluide. Les auteurs suggèrent que la viscosité du fluide, le rapport d'aspect initial mais également des effets plus subtils, tels que la façon dont l'échantillon est préparé, pourraient être à l'origine des fluctuations de l'interface. D'autres chercheurs *Derks, and Lindner (2011)* confirment ces résultats par la recherche expérimentale récemment menée. Les auteurs ont mené une étude du doigt visqueux au cours de laquelle des doigts en croissance et des doigts stagnants sont observés. La variation systématiquement des propriétés de l'huile visqueuse et des paramètres de contrôle, ont montré que le nombre de doigts en croissance est à chaque instant bien décrit par l'analyse de stabilité linéaire et ne dépend que de la tension superficielle sans dimension. En revanche, l'amplitude des doigts et par conséquent le nombre total de doigts (doigts en croissance et doigts stagnants) dépendent du confinement cellulaire. Les auteurs rapportent que, une amplitude et un nombre de doigts plus élevés entraînent des forces plus faibles. En d'autre terme, le processus de formation du doigt est responsable d'une diminution de la force. En outre, *Martine Ben Amara et Daniel Bonn(2005)* confirment ce résultat lors de l'étude des instabilités de doigt visqueux en effectuant une analyse d'instabilité linéaire comparée aux résultats expérimentaux. Des différences significatives sont trouvées entre la théorie et les résultats expérimentaux. Ils observent un grand nombre de doigts au début de l'expérience alors ce nombre diminue avec le temps, à mesure que la séparation des plaques augmente. Cette diminution se révèle exponentielle dans le temps, en nette contradiction avec le résultat théorique qui prédit un nombre de doigts supérieur à celui obtenu expérimentalement. Les auteurs suggèrent qu'il peut y avoir deux explications possibles pour cet écart : Premièrement, les effets non linéaires peuvent être importants ; deuxièmement les effets tridimensionnels, qui ont été négligés dans le traitement théorique pourraient être importants. Cependant, l'accord est quelque peu amélioré en prenant en compte les effets tridimensionnels, mais il subsiste un écart important qui, pour le moment reste difficile à comprendre.

De plus, les auteurs rapportent que, l'effet d'une fine couche de mouillage affecte le nombre de doigts dans les stades ultérieurs de développement du motif. La référence *Sharma (2003)* a discuté du rôle de la rugosité de surface et de la morphologie dans le démouillage en plus d'autres complexités. L'auteur a montré que la rugosité physico-chimique initiale des interfaces, peut avoir de profondes influences dans l'instabilité induite par la variation de densité. Si le fluide déplacé mouille le substrat en laissant derrière lui un film mince, le fluide envahissant se déplace essentiellement sur le premier fluide, plutôt que sur le substrat. Cela rend l'analyse plus simple, évitant le problème de la "ligne de contact mobile" *Park and Homsy (1984)*. *Barral et al. (2010)* ont réalisé une expérience sur un gel de carbopol en utilisant des surfaces rugueuses (papier de verre). Différents régimes sont identifiés à la fin de l'écoulement après séparation des plaques. Les auteurs ont montré que dans une plage spécifique de rapports d'aspect initiaux, la forme finale de l'échantillon est conique quel que soit son volume. De plus, les auteurs ont montré que dans ce régime l'énergie d'adhérence est significativement plus importante que celle théorique. Cependant, ils ont montré que l'effet

accrochage lié à la ligne de contact fluide-parois qui empêche l'écoulement d'ensemble du matériau pourrait être à l'origine de l'énergie d'adhésion significativement plus importante (d'un facteur d'environ deux) que celle estimée à partir de la théorie de la lubrification. De plus, ils ont aussi observé que les conditions de développement du doigt visqueux ne sont pas du tout prédites par la théorie classique de l'instabilité de Saffman-Taylor prenant en compte le caractère non newtonien spécifique du fluide. Les auteurs suggèrent que pour les pâtes, l'effet d'accrochage joue un rôle stabilisateur important. Dans des études théoriques et expérimentales *Zhong Zheng et al. (2015)* ont montré un bon accord quantitatif entre les données expérimentales et les prédictions de l'analyse de stabilité linéaire. En choisissant la valeur d'un seul paramètre de contrôle indépendant du temps, les auteurs ont pu soit supprimer totalement l'instabilité du doigt visqueux, soit maintenir une série de doigts visqueux qui ne se séparent pas pendant le processus de déplacement du fluide. Récemment, des études théorique et expérimentale portant sur les différents paramètres qui conditionnent l'apparition et le développement du doigt visqueux à la fois pour les fluides newtoniens et non newtoniens a été faite par *Kale et al. (2019)*. En modifiant la loi de Darcy pour les deux fluides, les résultats montrent un bon accord entre la prédiction théorique et les résultats expérimentaux quant aux paramètres influant l'instabilité. Une divergence notable est observée au-delà d'un rayon critique, ce rayon critique varie avec la quantité de fluide et la vitesse. Les auteurs montrent que le modèle développé est précis jusqu'à 85% avec les valeurs expérimentales et il peut être utilisé pour prédire le modèle de doigt visqueux. Les auteurs suggèrent que pour obtenir une interface stable l'espacement entre les plaques doit être minimal. Récemment, *Kozlov et al. (2020)* ont réalisé une étude expérimentale en géométrie radiale, les auteurs ont montré que les doigts atteignent la plus grande longueur dans la phase de déplacement du fluide, tandis que l'interface retrouve sa forme concentrique dans la phase de contraction. Les auteurs ont rapporté que le seuil d'apparition de l'instabilité du doigt est proportionnel à l'amplitude des oscillations d'interface et, dans des conditions de contraste élevé de viscosités coïncide à différents rayons moyens de l'interface. De plus, une comparaison des longueurs d'onde des doigts pulsants conduit à un bon accord avec la prédiction théorique.

Conclusion : Divers travaux (théoriques et expérimentaux) ont été réalisés pour appréhender le comportement de fluides à seuil en écoulement dans des géométries simples ou complexes. Les résultats de *Coussot* (dans les cas des écoulements longitudinaux et radiaux pour les fluides à seuil) ont conduit à une équation de dispersion similaire aux équations obtenues pour les fluides visqueux ordinaires (i.e. que les mêmes caractéristiques d'instabilité pour les fluides newtoniens sont trouvées), à l'exception du fait que les termes visqueux dans les nombres sans dimension qui conditionnent l'instabilité contiennent la limite d'élasticité. De plus, l'auteur a montré que la longueur d'onde de la croissance maximale peut être petite lorsque la vitesse tend vers zéro, de sorte que l'instabilité de Saffman-Taylor peut toujours exister. En conséquence, des volumes de fluide vont rester piégés derrière le front en progression. A noter que ces résultats reposent sur l'hypothèse que le fluide subit essentiellement un cisaillement sur la paroi.

Des résultats expérimentaux ont montré que sur une gamme de paramètres imposés, un accord raisonnable entre la longueur d'onde de doigt et les prédictions théoriques a été trouvé *Lindner et al. (2000)*, *Derks et al. (2003)*, mais cela a été fait dans une plage de paramètres relativement étroite, car l'écart était varié. En plus, les observations de *Barral et al. (2010)* ont montré qu'il existe une forte divergence entre les données théoriques et celles expérimentales concernant le début de l'instabilité. Malheureusement cela semble être la seule approche expérimentale du début de cette instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à

seuil. Cependant, un accord quantitatif a été trouvé entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques sur une large plage de paramètres spécifiques qui conditionnent l'instabilité du doigt visqueux *Hong Zheng et al. (2015)*, *Kale et al. (2019)*. De l'autre côté, des résultats ont montré que sur une gamme de paramètres imposés, le mécanisme de doigt influence fortement la force d'étirement *Poivet et al. (2003)*, *Lindner et al.(2005)*, *Derks, and Lindner (2011)*, *Amara and Bonn(2005)*. De plus, en accord avec les prédictions théoriques, ils ont montré que la diminution du nombre de doigts semble être exponentielle dans le temps, et que le temps de séparation des plaques suit une loi de puissance universelle avec la force d'étirement *Sinha et al. (2008)*, de même que le nombre de doigts dépend du confinement et de la tension superficielle *Amara and Daniel Bonn(2005)*.

1.6 Objectif de cette thèse

L'objectif de ce manuscrit est d'une part, à travers des nouvelles expériences, de vérifier la validité du critère théorique sur l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil et de mener une discussion plus approfondie de la longueur d'onde de doigt afin de clarifier les discussions sur les résultats existants à ce jour. D'autre part, il s'agit de vérifier la validité de la loi de comportement 3D utilisée habituellement pour décrire les fluides à seuil, et dérivée du modèle de Herschel-Bulkley pour l'écoulement dans le régime liquide et du critère de Von Mises pour la limite d'élasticité.

De ce fait, nous tentons des nouvelles expériences au cours desquelles, nous nous intéressons aux effets de paramètres rhéologiques (particulièrement le seuil), de paramètres de contrôles (volume de fluide, rapport d'aspect initial, vitesse) et des états de surface afin de déterminer les conditions critiques pour lesquelles cette instabilité se développe. De plus, une analyse approfondie avec un œil critique sera faite sur les données obtenues, permettant ainsi d'en tirer des conclusions plus claires sur la validité de la théorie afin de dégager de nouvelles perspectives sur l'étude de l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides non newtoniens d'une part, et sur la validité des équations 3D d'autre part.

Le travail de thèse consiste dans un premier temps à étudier expérimentalement l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil d'abord en écoulement d'étirement entre deux plaques qui s'écartent progressivement l'une de l'autre. Après cette première phase, nous réalisons des expériences d'injection d'air dans des fluides non-newtoniens dans un milieu poreux modèle (cellule de Hele-Shaw) dans le but de de déterminer les conditions critiques pour lesquelles cette instabilité se développe et d'observer les mécanismes de déstabilisations.

Chapitre 2 : Matériaux et techniques expérimentales utilisées

Ce second chapitre du manuscrit est consacré aux principaux dispositifs, aux techniques expérimentales et à la méthodologie qui ont été utilisés au cours de cette thèse. Nous décrivons les procédures de fabrications de matériaux modèles utilisés, leurs caractérisations, notamment via de des essais rhéométriques qui permettent de définir leurs propriétés intrinsèques. Pour la plupart, nous avons utilisé de fluides modèles, faciles à fabriquer et dont peut varier à volonté les propriétés rhéologiques en modifiant leurs concentrations. Les matériaux utilisés vont des fluides à seuil simples (émulsion, carbopol) que nous avons fabriqué nous même au laboratoire à des fluides à seuil thixotropes (bentonite). A cela s'ajoutent d'autres matériaux commerciaux (moutarde et ketchup) afin d'élargir et valider notre champ d'étude.

2.1. Préparation des matériaux

2.1.1 L'émulsion

Pour réaliser nos expériences, nous avons fabriqué deux émulsions à différentes concentrations (transparente et non transparente) en utilisant deux types de phases dispersées (huile de Silicone et huile de dodécane). De même, nous avons utilisé deux phases continues (de l'eau filtrée du robinet et de l'eau filtrée et mélangée avec du glycérol). L'eau filtrée simple permet l'obtention de l'émulsion directe non transparente, tandis que la deuxième eau permet d'obtenir de l'émulsion directe transparente. Le mélange eau-glycérol permet de modifier l'indice de réfraction de la phase. Afin de stabiliser les émulsions, un tensioactif commercialement appelé TTAB (Bromure de 1-tetradécyltriméthylammonium, Alfa Aesar) est ajouté aux mélanges.

La préparation de l'émulsion directe, consiste initialement à dissoudre manuellement le TTAB dans de l'eau de manière à avoir une phase continue partiellement homogène. Ce prémélange sera ensuite mélangé avec l'appareil Silverson de façon à avoir une seule phase bien homogène. La deuxième étape consiste à ajouter la phase à disperser dans la phase continue, celle-ci se fait en rajoutant l'huile (dodécane ou silicone selon le cas) à volume contrôlé dans le mélange eau-TTAB. Mécaniquement, cette dispersion se fait par cisaillement de l'ensemble, ceci permet de disperser l'huile sous forme de fines gouttelettes dans le mélange eau-TTAB. Pour ce faire, nous avons utilisé deux types de mélangeur : un mélangeur Silverson modèle L4RT (fig. 7a et 7b) et un mélangeur Couette (fig. 8) dont les modes opératoires différent.

En effet, quel que soit le type d'appareil utilisé, le principe d'un mélangeur consiste à casser l'une des phases en des petites gouttelettes pour obtenir finalement une seule phase macroscopiquement homogène mais microscopiquement hétérogène. Contrairement au mélangeur Couette, le mixer Silverson de type L4RT, est plus avantageux car il offre la possibilité de préparer de volumes pouvant aller jusque 2L. Le L4RT est constitué d'un bras

(fig. 7d), d'un croisillon (fig. 7e) qui tourne à vitesse contrôlée au milieu d'un grillage cylindrique (fig. 7f).



Figure 6— (a et b) images du dispositif mixeur Silverson L4RT.(c) les accessoires, (d) le bras, (e) croisillon qui tourne à vitesse contrôlée et (f) le grillage cylindrique.

Le principe de fonctionnement du mixer repose sur quatre étapes décrites ci-dessous (fig. 8) : la première phase démarre après avoir plongé le bras du mixer dans le

mélange eau-huile, puis précisément à l'interface de deux liquides. Durant cette phase, la vitesse de rotation des lames du rotor par rapport au stator produit une puissante aspiration, attirant le mélange depuis le fond de la cuve jusqu'au centre de la tête de travail (fig. 8a). La deuxième phase consiste à pousser les deux liquides mélangés, sous l'effet de la force centrifuge vers l'extrémité des lames du rotor où ils subissent un très fort cisaillement mécanique grâce notamment au faible entrefer entre rotor et stator (fig. 8b). Le cisaillement du mélange s'opère par palier de 600 tours par minute pendant 4 minutes.

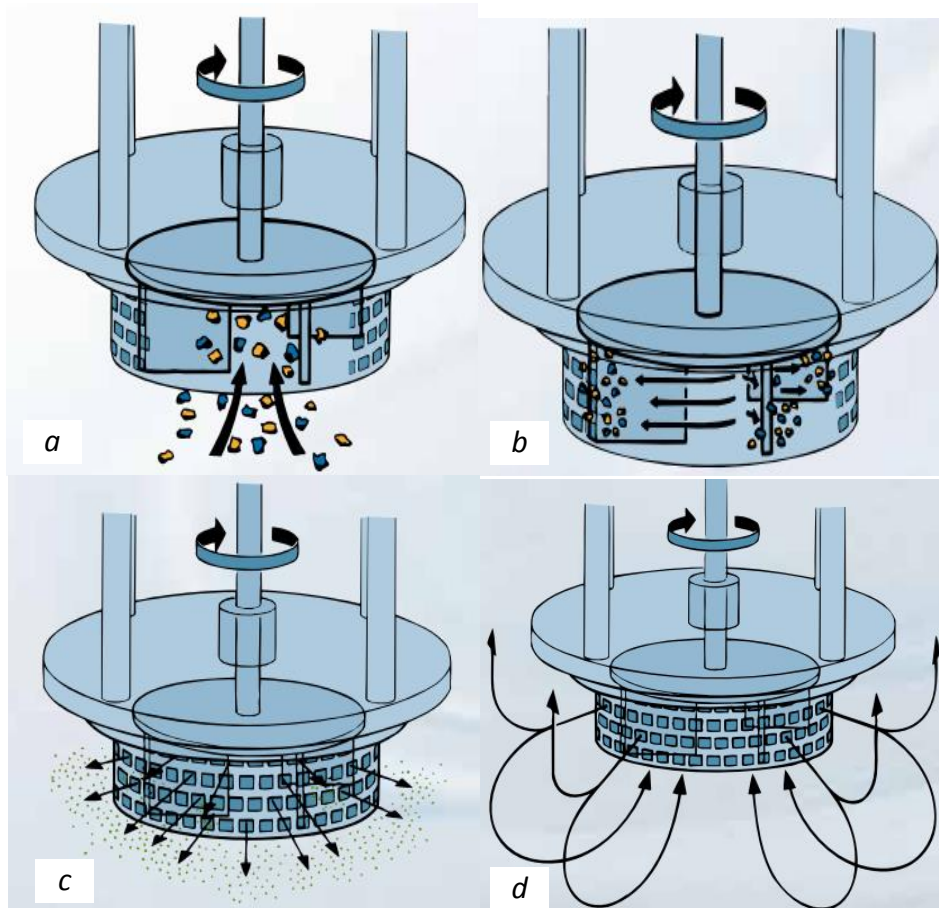


Figure 7- schéma de principe de fonctionnement du mixer Silverson L4RT.

Cependant, durant la phase 3, les produits sont ensuite soumis à un cisaillement hydraulique intense au cours du passage dans les perforations, puis sont expulsés à haute vitesse (figure 7c), provoquant une forte circulation dans l'ensemble du bain. Enfin, les produits sont projetés radialement à grande vitesse vers les parois de la cuve. Dans le même temps, le produit est renouvelé dans la tête de travail, assurant le cycle de mélange. La combinaison des deux, en maintenant une expulsion radiale et une aspiration verticale, produit un courant de circulation sous la surface sans turbulence. Notons qu'à chaque ajout de la phase dispersée, le mixer est placé à l'interface entre les deux fluides et la vitesse peut

démarrer de 600 tours par minute et pouvant aller jusque 6000 tours par minute pour homogénéisation complète.

Cependant, la fabrication de l'émulsion avec le mélangeur Couette (fig. 9) repose sur l'injection à vitesse contrôlée du mélange (eau-huile-tensioactifs) dans une cellule de Couette. Ce mélange est préalablement obtenu et se fait manuellement. Avec ce dispositif, nous pouvons varier l'entrefer entre le stator et le rotor jusqu'à 200 μm , de même que la vitesse de rotation entre 150 à 600 tours par minutes (les taux de cisaillement correspondants sont respectivement 3550 s^{-1} et 14200 s^{-1}). Dans notre cas, nous avons utilisé un gap 100 μm ; une fois les paramètres calés et le mélange injecté, l'ensemble subit un cisaillement grâce à la rotation du rotor. Le mélange cisailé constitue notre phase dispersée. La vitesse maximale de rotation du rotor est 600 tours par minute correspondant à un gradient de vitesse apparent de 14 200 s^{-1} , ce qui permet de produire de gouttelettes de taille de micron. Cependant, la diminution de la vitesse de rotation entraîne l'augmentation de la taille des gouttelettes de l'émulsion. Pour que le mélange injecté soit homogène, il faut que les deux phases aient à peu près la même viscosité; pour cela on prépare un pré-mélange d'émulsion en versant goutte à goutte la phase dispersée dans la phase continue tout en mélangeant manuellement avec une spatule.

En effet, une attention particulière est portée à la dernière phase, afin d'éviter l'incorporation de bulles d'air dans le mélange. Cependant, s'il s'avère que des bulles d'air sont emprisonnées dans le matériau, il est possible de les éliminer en centrifugeant l'émulsion à une vitesse pouvant aller jusqu'à 1200 tr/min pendant 4 min. Le matériau sera laissé au repos dans une salle climatisée pendant 24h pour stabilisation avant son utilisation.

2.1.2 Émulsion directe transparente

La préparation d'une émulsion transparente est particulière, elle nécessite l'adaptation des indices optiques de la phase continue et de la phase dispersée. L'indice optique n d'un mélange de deux constituants d'indice optique différents n_1 et n_2 est donné par la formule suivante : $n = x_1n_1 + x_2n_2$ où x_i est la fraction massique du constituant i , d'indice optique n_i . En effet, la préparation de la phase continue consiste en un mélange de 50% de la masse d'eau et 50% de la masse de glycérol. Nous utilisons de l'huile de silicone comme phase dispersée. De plus, l'ajoute de tensioactif est nécessaire, il permet de modifier l'indice optique du mélange afin d'obtenir une émulsion transparente. En effet, l'émulsion finale doit se composer de petites gouttelettes de l'ordre μm et relativement monodisperse. Pour ce qui est de la procédure de fabrication on pourra se référer au paragraphe (2.1.1.).

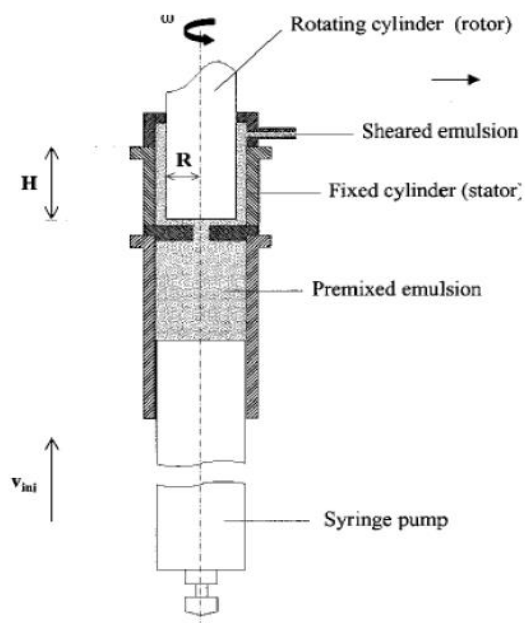
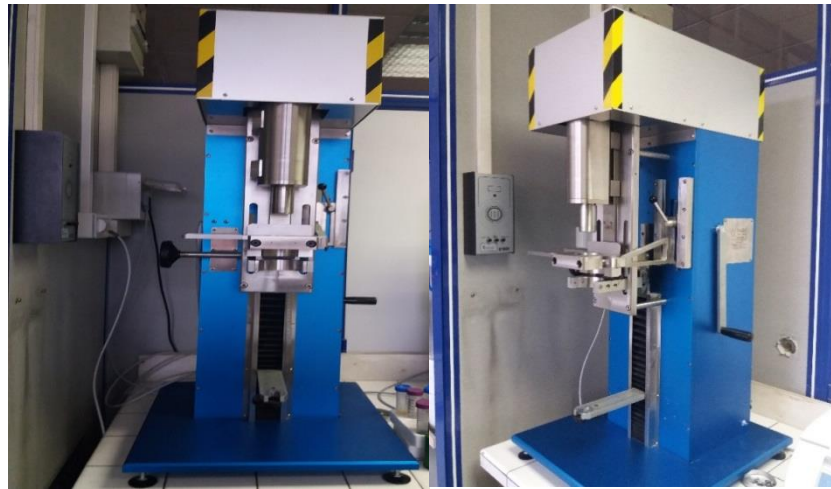


Figure 8- Schéma de l'émulsificateur Couette

2.1.3 Carbopol

Méthode de préparation

Pour la préparation du gel de Carbopol, nous avons utilisé un malaxeur à mortier. Ce malaxeur nous permet de préparer jusqu'à 4 litres de fluide. Grâce à sa pale qui cisaille l'ensemble du volume de matériau, ce malaxeur nous fournit un mélange homogène. La vitesse de rotation choisie est de 90 tours par minute. Cette vitesse sera maintenue tout au long de la préparation. Initialement on verse une quantité d'eau nécessaire dans le malaxeur,

cette eau est ensuite agité, puis progressivement nous ajoutons la quantité de carbopol en poudre correspondant à la concentration visée sans arrêter le malaxage.



Figure 9- photo du malaxeur

Une fois la poudre incorporée dans sa totalité, l'agitation est prolongée durant trois heures minimum pour que toute la poudre soit hydratée et qu'il n'y ait plus de « grumeaux ». Afin de favoriser une bonne dispersion de la poudre dans le mélange, on évite d'en mettre sur la pale du malaxeur. A la fin de l'étape d'agitation, la solution obtenue est acide et n'est pas encore un fluide à seuil. Celle-ci nécessite très rapidement l'ajout d'un volume adéquat d'hydroxyde de sodium (NaOH) à 1mol/L à l'aide d'une seringue. Cet ajout permet d'obtenir une solution de pH neutre. De plus, le malaxage doit continuer pendant environ 24h sans arrêt afin d'obtenir une solution finale homogène.

2.1.4 Bentonite

La bentonite est un fluide à seuil thixotrope. C'est donc une argile qui a une grande capacité de rétention d'eau. C'est un fluide à seuil qui donne l'impression de se liquéfier au - delà d'un seuil de contrainte : il est possible de le maintenir en écoulement en imposant une contrainte inférieure à celle qu'il a fallu appliquer pour briser la structure initiale. Contrairement à ce qu'on pourrait croire, cet effet est réversible : en laissant le matériau au repos, la structure initiale se reforme progressivement au cours du temps et le seuil de contrainte apparent du matériau augmente en conséquence. Cette propriété étrange s'explique par un phénomène physique résultant de l'évolution des interactions entre ces particules colloïdales. La préparation consiste à mélanger de l'eau avec de la bentonite en poudre (provenant de la société française des bentonites et dérivés) en contrôlant la fraction massique de la bentonite. La suspension est d'abord agitée manuellement pendant dizaine de minutes, puis à l'aide d'un mélangeur électrique pendant une bonne dizaine de minutes afin qu'elle soit bien homogénéisée. Elle est laissée au repos pendant au moins 24 heures pour permettre aux éléments en suspension de s'hydrater et de se disperser.

2.1.5 Autres matériaux commerciaux utilisés : Ketchup et moutarde

En plus de fluides à seuil modèles que nous avons fabriqués nous-mêmes au labo, nous avons utilisé d'autres matériaux commerciaux (ketchup et moutarde). Le ketchup est une association de la sauce concentrée de tomates mûres, du vinaigre, du sucre, du sel et parfois des épices, des clous de girofle, ainsi que de la cannelle. Ces ingrédients forment un réseau complexe dans la solution. La moutarde est une émulsion qui contient de l'eau, des graines de moutarde, du vinaigre, du sel, du régulateur d'acidité et de l'agent épaississant.

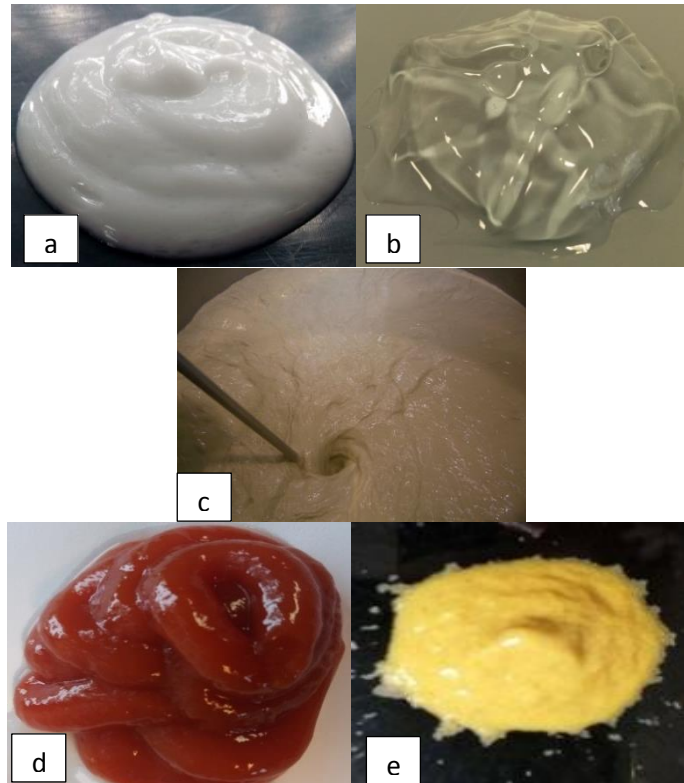


Figure 10-matériaux : (a) émulsion directe ; (b) carbopol ; (c) bentonite, (d) ketchup et (e) moutarde.

2.2 Caractérisation rhéologique

Dans cette section nous effectuerons des expériences de rhéométrie. Nous décrirons les différentes procédures permettant de caractériser les matériaux utilisés, c'est à dire de définir le comportement des matériaux utilisés au cours de cette thèse notamment par de tests de fluage, de rampes de cisaillement pour en déduire les courbes d'écoulements d'une part, et d'autre part, à partir de mesure de modules élastique et visqueux pour déduire la déformation critique.

- **Matériels utilisés :**

Pour effectuer ces mesures, nous avons utilisé le rhéomètre Kinexus Ultra+ de Malvern et de géométries de disques parallèles de même axe et de même rayon ($R=25\text{ mm}$) pour observer l'écoulement des échantillons de fluide (fig. 12). Les plaques supérieure et inférieure sont toutes rugueuses et de géométries plan/plan striés, elles sont choisies de telles sortes qu'un éventuel glissement des fluides sur les parois puisse pas se produire. Les deux plans sont séparés par un entrefer de 1mm. En effet, le choix de la géométrie est d'une grande importance pour chaque mesure, le mauvais choix de celle-ci conduirait à une fausse interprétation du comportement du fluide étudié. Notons que le rhéomètre est piloté en contrainte. Nous faisons nos mesures à la température du labo qui n'excède pas 18°C .

La mesure consiste à faire au préalable le zéro du rhéomètre, une fois que la mise à zéro effectuée, l'échantillon est déposé sur le plan inférieur sous une forme d'un cône pour éviter d'entraîner des bulles d'air lors de l'écrasement. Ensuite, le plan supérieur est descendu jusqu'à être à une distance égale à l'entrefer imposé, écrasant ainsi le matériau. Pour obtenir un échantillon de forme cylindrique et prendre en compte correctement celle-ci durant le traitement de données, nous retirons l'excès de matériau à la périphérie des plaques avec une spatule afin d'avoir une forme droite bien droite. La géométrie est ensuite protégée par un clapet anti-évaporation pour éviter tout phénomène de séchage du matériau. L'écoulement est généré dans cette géométrie dès la mise en rotation du plan supérieur. Ce sont ces données, τ et $\dot{\gamma}$ que le rhéomètre fournira en sortie, que nous allons analyser et interpréter.

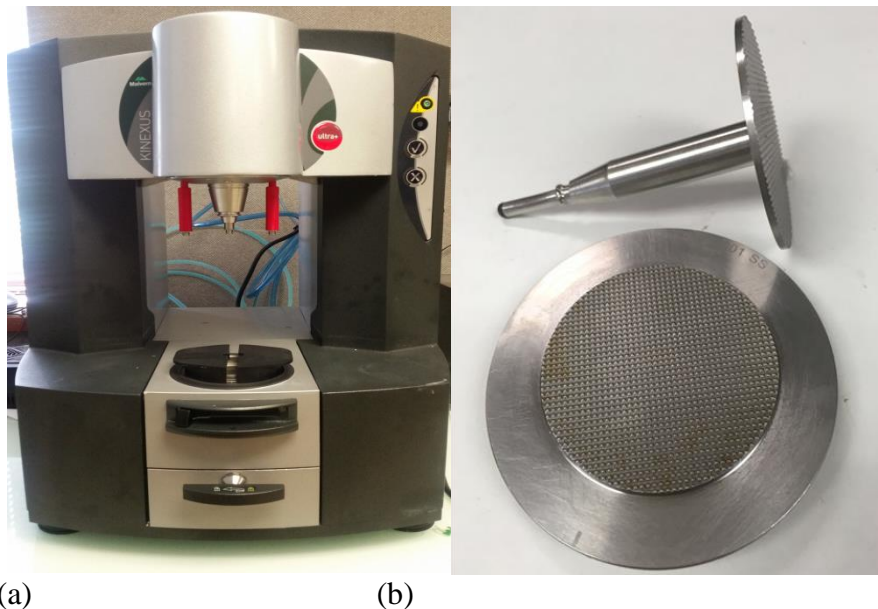


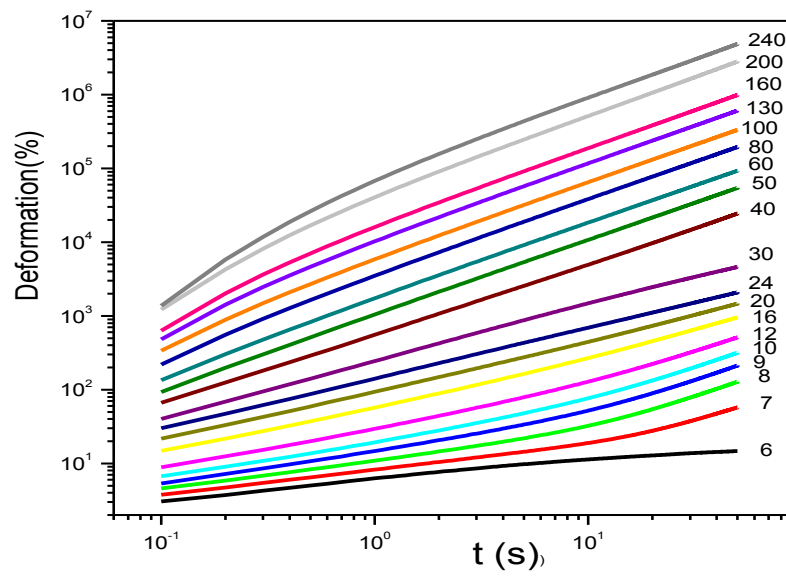
Figure 11-(a) Rhéomètre Ultra+ de Malvern, (b) Géométrie Plan / Plan striés ($R = 25\text{ mm}$)

2.2.1 Fluage

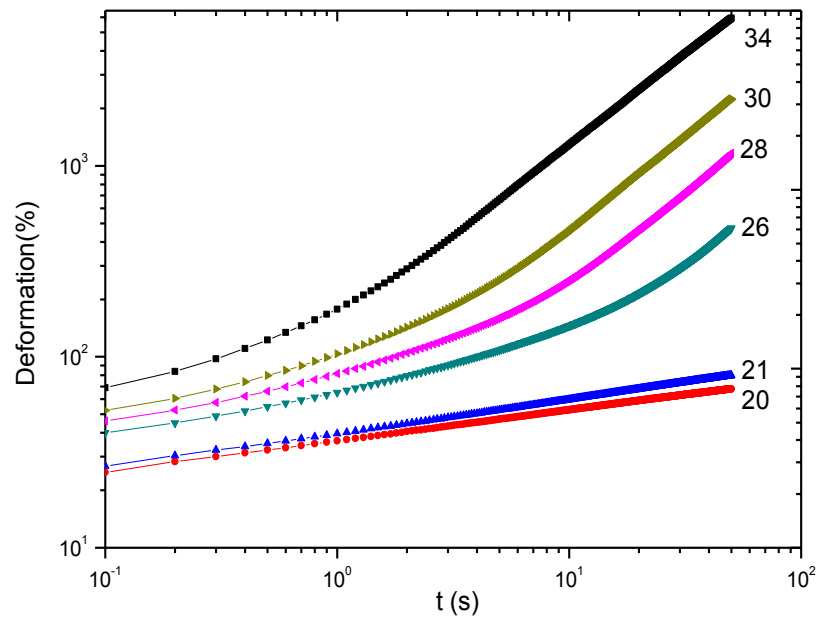
Les fluides à seuil possèdent deux comportements : un comportement solide qui leur permet de se déformer sans s'écouler, et un comportement liquide dans lequel ils s'écoulent. Un test rhéométrique permet de mieux distinguer et caractériser ces régimes solide et liquide. Ce test consiste en une série d'essais de fluage, c'est-à-dire que la déformation est suivie dans le temps pour une contrainte fixe, et pour différents niveaux de contrainte en utilisant le même échantillon de fluide pour chaque valeur de contrainte.

Nous avons utilisé le même rhéomètre qui est décrit précédemment au paragraphe 2.2. En effet, la procédure de mise en place du matériau et les diverses précautions prises restent les mêmes. Une fois que le matériau est déposé et confiné entre les deux plaques, l'échantillon est cisailé pendant 2 minutes à un taux de cisaillement élevé, puis laissé au repos. La séquence proprement dite commence par l'application de faibles contraintes (ici 6Pa pour l'émulsion directe, et 20Pa pour le carbopol voir fig. 13). Après chaque niveau de contrainte imposée, on impose un temps de repos de 5 secondes (en imposant une contrainte nulle) pour permettre au matériau de retrouver son état initial avant l'application d'une nouvelle contrainte. La figure 13 ci-dessous présente les courbes de déformation en fonction du temps pour les deux matériaux (émulsion directe fig.13A et carbopol fig. 13B)

Après une étape transitoire, les différentes courbes de déformation en fonction du temps évoluent de deux manières : pour une contrainte supérieure à une valeur critique (par exemple 40 Pa), toutes les courbes suivent finalement une pente 1 en échelle log-log, indiquant que le matériau est dans son régime liquide, c'est-à-dire que le régime permanent est atteint, la déformation augmente linéairement en fonction du temps, il s'écoule. On peut alors déterminer le taux de cisaillement comme la pente de la courbe déformation-temps (voir fig. 14). Cependant, pour une contrainte moindre, la déformation semble tendre vers un plateau, et reste en dessous d'une valeur critique, comme pour un solide. On peut encore soutenir que dans ce dernier régime, la déformation augmente avec le temps. Cependant, la diminution de la pente dans le temps indique que le taux de cisaillement apparent diminuerait continuellement dans le temps vers des valeurs de plus en plus basses sans atteindre un écoulement. La déformation apparemment limitée et la diminution continue du taux de cisaillement apparent vers des valeurs très faibles justifient que l'on considère ce régime comme un régime solide.



(A)



(B)

Figure 13: courbes de fluage (courbes de déformation en fonction du temps)

Figure 12-courbes de fluage (courbes de déformation en fonction du temps) : (A) pour une émulsion à seuil 40Pa à différents niveaux de contraintes (de bas en haut) : 6, 7, 8, 9,10, 12, 16, 20, 24, 30, 40, 50, 60, 80, 100, 130, 160, 200, 240 100 Pa. (B) pour carbopol à seuil 70Pa à différents niveaux de contraintes (de bas en haut): 20, 21, 26, 28, 30 et 34Pa.

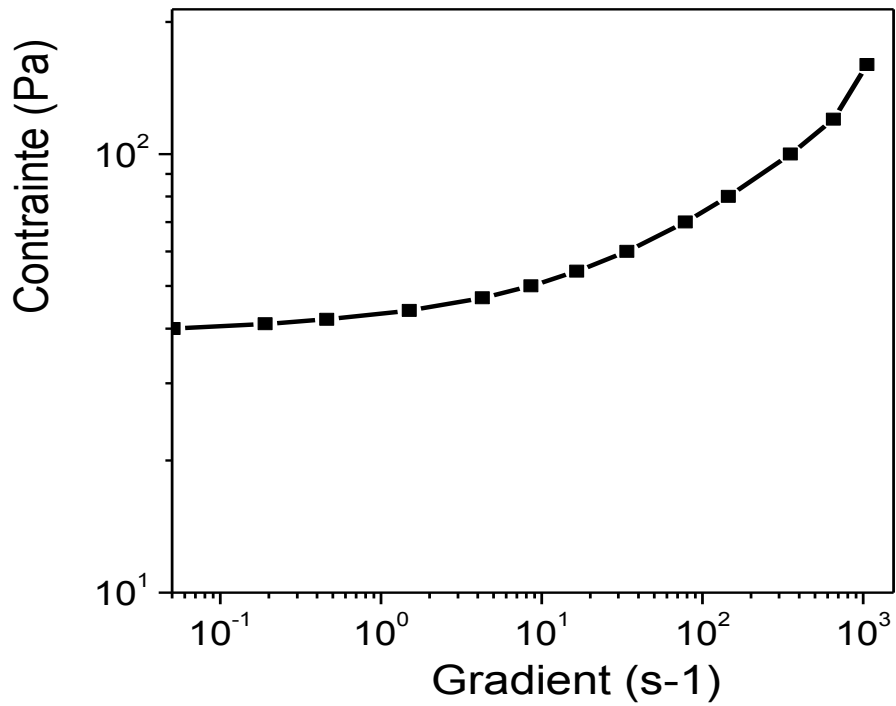
Notons que si ces expériences conduisent à une caractérisation très précise des matériaux, néanmoins elles sont relativement longues et ne permettent pas d'obtenir un grand nombre de points pour le tracé de la courbe d'écoulement du matériau étudié.

2.2.2 Courbe d'écoulement

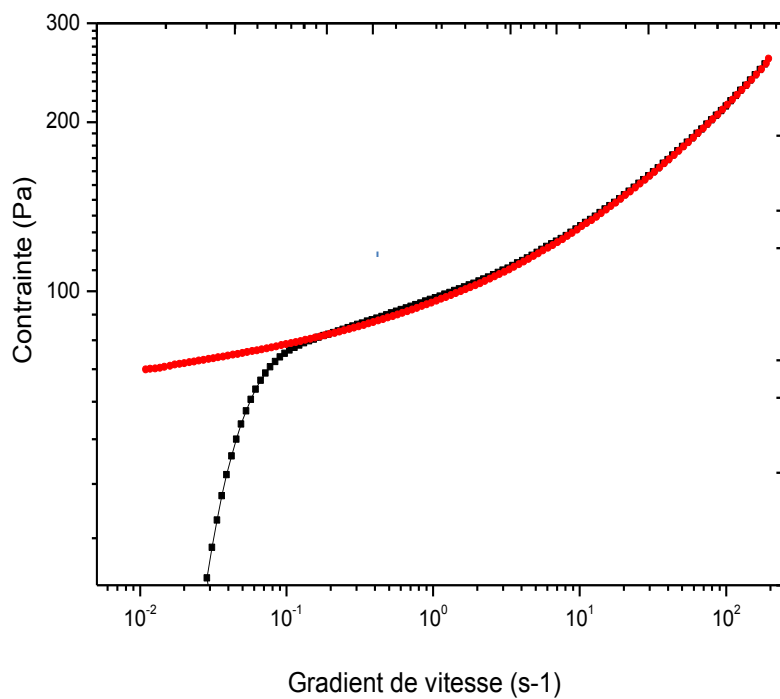
- Rampes de cisaillement

Ce test consiste à faire subir aux matériaux une rampe en contrainte de cisaillement (ou de manière équivalente une rampe en gradient de vitesse) croissant puis décroissant pendant un temps donné. Pour s'assurer de la reproductibilité du matériau, il est toujours préférable d'appliquer un pré-cisaillement après la mise en place du matériau. Couramment, le matériau initialement au repos subit d'abord l'application d'une rampe croissante, suivie d'une rampe décroissante c'est-à-dire le matériau doit faire un aller-retour. On voit que les deux courbes (les deux rampes) se superposent bien (fig. 14B); ce qui confirme effectivement le comportement stationnaire d'un fluide à seuil simple (i.e. non thixotrope, autrement on aurait observé une différence entre la rampe croissante et la rampe décroissante, du fait de la déstructuration du matériau en cours d'écoulement). La Figure 14 ci-dessous présente deux courbes d'écoulement : celle de l'émulsion directe à seuil 40Pa, déduite des courbes de fluages de la figure 13A, et celle du carbopol à seuil 70Pa obtenue à partir d'une rampe de cisaillement.

En effet, au début de la rampe croissante de contrainte, le matériau se trouve dans le régime solide, et son comportement est essentiellement élastique. Au fur et à mesure la rampe croissante de contrainte évolue, et tant que la contrainte reste inférieure au seuil du matériau, le matériau continue de se déformer élastiquement. Au contraire, au-delà du seuil, le matériau est dans son régime liquide, il s'écoule. Par ailleurs, lors de la rampe décroissante, la même courbe est observée c'est-à-dire que les deux courbes se superposent jusqu'à ce que la contrainte soit égale au seuil du matériau. En dessous de ce seuil (correspondant à la séparation de deux courbes), le matériau restitue l'énergie élastique emmagasinée lors de la rampe croissante. Ceci est justifié par la portion de la courbe (rampe décroissante) à partir de la séparation de deux rampes, conduisant ainsi à l'observation d'une vitesse de cisaillement négative. L'avantage de ce test, est de pouvoir, en un temps court d'obtenir la courbe d'écoulement afin de déduire le seuil du matériau.



(A)



(B)

Figure 13- courbes d'écoulement ; (A) une de l'émulsion directe à seuil 40Pa, déduite des courbes de fluages de la figure 13A, (B) courbe de carbopol à seuil 70Pa obtenue à partir d'une rampes de cisaillement.

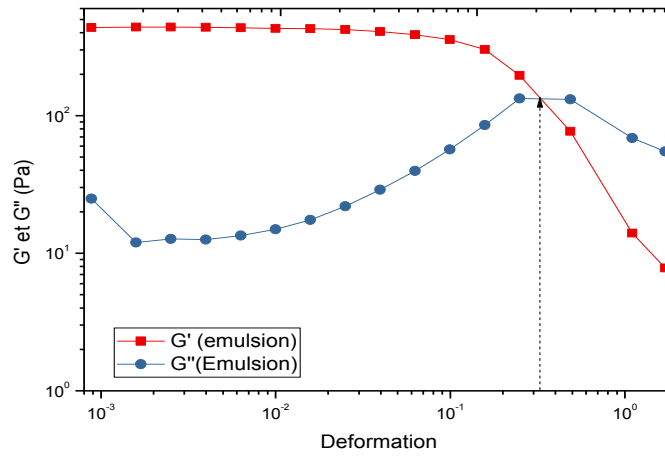
2.2.3 Oscillations

- Balayage en déformation

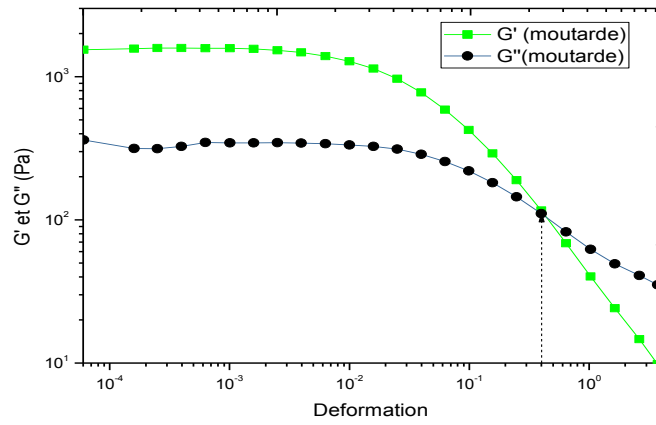
Pour ce test, nous avons fixé la fréquence à 1Hz pour tous les matériaux, par contre nous avons imposé une déformation croissante en mode dynamique allant de 10^{-3} à 1 pour l'émulsion directe, et de 10^{-4} à 3 pour les autres matériaux (ketchup et la moutarde). Cette mesure permet de déterminer la variation des modules élastique et visqueux en fonction de la déformation afin d'en déduire la déformation critique qui correspond à la déformation au-delà de laquelle le fluide à seuil va se comporter comme un simple fluide visqueux newtoniens. La figure ci-dessus, tracée en log-log présente les résultats pour les trois matériaux (émulsion directe, ketchup et moutarde) testés. L'analyse de ces courbes permet de distinguer deux régimes qui se distinguent sur les courbes :

Le premier régime correspondant au régime linéaire c'est-à-dire que les matériaux se comportent comme un solide linéaire pur. Dans ce régime, on observe qu'aux faibles déformations, le module élastique G' du matériau atteint sa valeur maximale comparé à celui visqueux G'' . Les matériaux se déforment en accumulant de l'énergie sous forme d'énergie élastique, cette énergie élastique peut être restituée à la fin de ce régime, c'est-à-dire une fois que la déformation est supprimée. À noter que la fin du régime linéaire est marquée par la zone critique, cette zone correspond à l'intersection de deux courbes du module élastique G' et du module visqueux G'' c'est-à-dire les valeurs de G' et G'' coïncident et est respectivement égale à 133Pa pour une déformation critique de 0,25 dans le cas de l'émulsion directe, elle est de 116Pa pour une déformation critique de 0,4 dans le cas de la moutarde et enfin de 58,5Pa pour une déformation critique de 0,65 dans le cas de ketchup. Ces valeurs de déformation correspondent aux valeurs au-delà desquelles les matériaux vont quitter le régime linéaire. Ce point critique est le point de transition progressive entre le domaine élastique linéaire et le domaine visqueux non linéaire. De plus, la transition vers le deuxième régime (régime non-linéaire) se fait différemment d'un matériau à un autre. Cette différence peut être liée à la nature de ces matériaux.

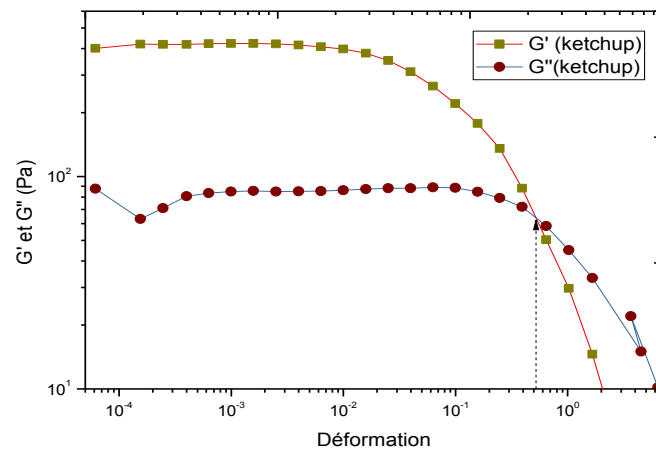
Cependant, lorsqu'on dépasse légèrement la zone critique, les matériaux entrent dans le second régime correspondant au domaine non linéaire. En effet, dans ce second régime, les déformations sont importantes, on observe le phénomène inverse comparé au premier régime, le module visqueux devient plus important que celui élastique. Cette augmentation correspond à la dissipation visqueuse c'est à dire à l'apparition d'effets dissipatifs visqueux. En conséquence, le matériau coule.



A-



B-



C-

Figure 14- courbes de variation des modules élastique et visqueux vs déformation pour les trois matériaux respectivement : (A) émulsion directe, ((B) moutarde et (C) ketchup.

2.3 Dispositifs expérimentaux

Cette partie est consacrée aux dispositifs expérimentaux utilisés dans le cadre de l'étude de l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil en écoulement radial. Dans un premier temps nous avons utilisé une machine de traction pour générer un écoulement radial vers l'axe, tandis que dans le second nous avons utilisé une cellule de Hele-Shaw. Ce dernier permet de générer un écoulement radial vers l'extérieur. De plus, nous présenterons les protocoles utilisés pour réaliser nos expériences, et pour finir, nous mettons l'accent sur les difficultés rencontrées au cours de ce travail.

2.3.1 Machine de traction

Le premier axe de recherche de cette thèse s'appuie sur des expériences d'écoulement d'étirement réalisé en utilisant la machine de traction Instron® modèle 3365. En effet, les fluides à seuil présentent la propriété remarquable de résister à l'écrasement/étirement entre deux plaques rigides ; nous nous intéressons au cas d'étirement au cours duquel l'air environnant pousse le fluide vers l'intérieur. Ce cas correspond à celui de l'étude d'instabilité de S-T lorsqu'un fluide moins visqueux pousse un autre de viscosité élevée dans un espace étroit. Cependant, il existe une différence significative entre l'étude d'instabilité classique de S-T (entrefer fixe) et notre démarche, dans le cas présent (écoulement d'étirement), la distance entre les surfaces solides varie au cours du temps.

2.3.1.1 Description de l'appareil

C'est une machine d'essais mécaniques. Employée en laboratoire ou en production, elle permet, suivant les accessoires utilisés, de réaliser des essais de traction, de compression ou de flexion. Destinée à une très large variété d'applications, elle permet aussi de bien évaluer le comportement d'un nouveau matériau lorsqu'il est soumis à une sollicitation mécanique. Elle se compose d'un bâti rigide, constitué de deux colonnes de guidage et de deux traverses horizontales (l'une fixe, l'autre mobile). La figure 16 ci-dessous présente une photographie de l'appareil et un schéma de principe où l'on distingue le disque inférieur et le disque supérieur monté sur la platine de translation entre les deux colonnes, entre lesquels est placé un cylindre de fluide. En effet, les forces développées lors de l'écrasement/étirement peuvent aller jusqu'à plusieurs centaines de Newton.

L'expérience consiste à étirer un cylindre de fluide en imposant un gap, un volume ou une vitesse et de mesure la force vs écartement. En effet, ceci demande donc des spécifications particulières avec une bonne sensibilité, adaptée à la mesure des efforts supportables par les fluides utilisés. C'est pour cette raison que nous avons choisi ce modèle associé à un capteur qui donne la valeur de la force appliquée sur le plateau supérieur avec une précision de + ou -10^{-5} N et une valeur maximale de 500N. L'ensemble est piloté par un logiciel (*Bleue Hill*) qui permet l'acquisition instantanée de la force verticale exercée sur le capteur et donne accès aux valeurs instantanées de la position du plateau supérieur. Il enregistre en continu ces deux valeurs. Finalement, ce sont d'une part les dépôts finaux après séparation complète des cylindres de fluide en deux parties, et d'autre part, les courbes de force $F(h)$ que nous allons tenter d'analyser et de comprendre pour répondre aux questions

liées à l'instabilité qui se développe. En effet, avant l'utilisation de la machine, des étalonnages sont nécessaires pour permettre l'obtention de la valeur h (espacement entre les plateaux rigides) ainsi que la force F exercée par le fluide sur le plateau supérieur en procédant comme suit :

- on réalise d'abord un premier tarage de la force à vide sans contact des plateaux,
- ensuite, rapprochement de deux plateaux rigides à faible vitesse (constante) jusqu'au contact de ces derniers, ceci permet de définir notre gap ou entrefer de départ,
- on refait un dernier tarage de la force une fois que le gap est défini et après séparation à vide des disques rigides; la platine est alors prête à l'emploi.

Grâce au logiciel d'acquisition Blue Hill installé sur le PC directement relié à la machine Instron, nous avons pu créer une série des séquences de mesure pour enchaîner les tests d'écrasement et d'étirement à différents paliers de vitesse, différents gaps et différents volumes de fluides, permettant ainsi de mesurer la force vs écartement des plaques. Pour utiliser de gros volume, nous avons adapté d'autres plateaux avec des états de surfaces différents.

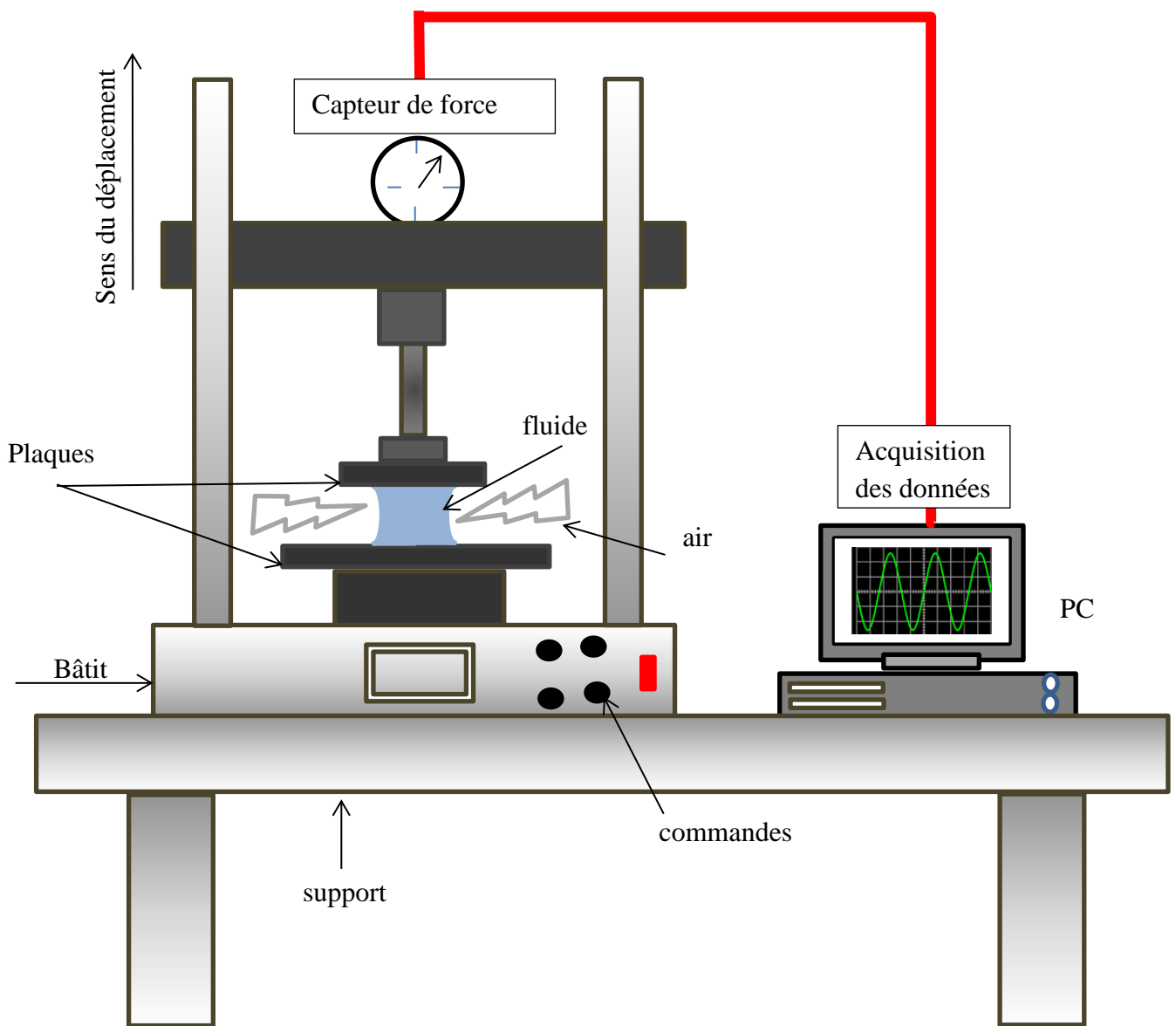


Figure 15- schéma de principe de la machine Instron

2.3.1.2 Protocole expérimentale

L'expérimentation s'appuie sur des tests de traction systématiques dans différentes conditions (vitesse d'étirement, volume de fluide, rapport d'aspect initial, interaction avec la surface solide). Lors de ces expériences, nous enregistrons l'évolution de la force en fonction de l'écartement des plaques comme donnée de sortie.

Manipulations : L'expérience débute à vide pour nous permettre de faire notre zéro parfait, ceci consiste à faire descendre le disque supérieur jusqu'au contact du disque inférieur fixe. Une fois le contact établi et à l'aide du logiciel (programme), nous allons réaliser le zéro parfait, c'est-à-dire considérer le point de contact comme point de départ (ou gap nul) de notre expérience. De plus, nous devons successivement procéder comme suit :

- **Calibrage du capteur** : le capteur de force se calibre par voie logicielle. Nous avons défini une séquence dans laquelle le plateau supérieur descend à vitesse constante de 1mm/s. Il faut cependant calibrer le capteur de position, ceci se fait à vide, c'est-à-dire sans comprimer un matériau. Il suffit, de faire descendre le plateau supérieur mobile pour faire notre zéro parfait et même en temps tarer la charge de compression.
- **Mise en place du fluide (émulsion)** : l'émulsion est mise sur le plateau inférieur fixe manuellement à l'aide d'une seringue graduée, ce qui permet d'injecter délicatement le volume nécessaire du fluide à étirer, c'est-à-dire d'avoir un contrôle parfait du volume à mettre en place sur le plateau inférieur fixe. Le fluide est bien centré de façon à ce qu'il n'y ait pas de débordement de matériau entre les deux plateaux lors de l'écrasement par le plateau supérieur. Cependant, si par hasard, un débordement de matériau a eu lieu, un temps d'attente d'une minute est imposé pour nous permettre de racler le débordement de matériau à l'aide d'une spatule de façon à avoir, lors de l'étirement des informations uniquement sur le matériau qui épouse le diamètre du plateau supérieur;
- **Approche des plateaux** : le plateau supérieur est actionné vers le bas à une vitesse de descente de 1 mm/s jusqu'à atteindre le gap souhaitée. Ce gap définit donc notre surface initiale de contact à décoller à la fin de l'écrasement du fluide entre les deux plaques;
- **Début d'étirement** : juste après écrasement du matériau par le plateau supérieur jusqu'à l'épaisseur souhaitée, on lance le test d'étirement. Celui-ci consiste en un simple déplacement vertical du plateau supérieur à vitesse contrôlée. Dans la plupart des cas, la vitesse d'étirement est fixée à 0,01mm/seconde pour tous les gaps. La position du plateau supérieur et la force exercée par le fluide au contact de celle-ci sont enregistrées instantanément pour le jeu de paramètres imposés (volume, épaisseur,.....)
- **Fin de l'essai** : l'essai est arrêté dès que le fluide est entièrement séparé en deux parties.

2.3.2 Dispositif Hele-Shaw

2.3.2.1 Description du montage expérimental (cellule de Hele-Shaw)

Le dispositif d'injection est composé de cinq grandes parties :

- Cellule de Hele-Shaw
- L'appareil GDS,
- Bouteille
- Camera
- Ordinateur

A cela s'ajoute d'autres accessoires dont trois tuyaux en plastiques souples, une valve à deux sorties, deux valves simple et des embouts permettant la connexion des tuyaux directement aux différents éléments. Un des tuyaux sera relié à la bouteille (entrée bouteille), le deuxième tuyau sera connecté à l'arrivée d'eau dans le cylindre du GDS, le troisième tuyau permet de relier la bouteille (sortie bouteille) à la cellule de Hele-Shaw. Le dispositif utilisé est assez robuste, il offre l'avantage d'imposer un débit constant et de pouvoir visualiser la dynamique de l'interface pour différents matériaux utilisés. Nous avons utilisé la cellule de Hele-Shaw en géométrie radiale pour l'étude de l'instabilité de Saffman-Taylor. Cette géométrie offre plusieurs avantages, notamment :

- Elle est l'équivalent d'un milieu poreux en 2 dimensions ;
- Les plaques sont transparentes, ce qui permet d'observer la dynamique de l'interface air-fluide en temps réel
- La possibilité de varier le gap, etc...

2.3.2.1.1 Cellule Hele-Shaw

La cellule de Hele-Shaw se compose de deux plaques parallèles séparées par une petite distance dans la direction verticale z . La dimension des plaques dans la direction x et y est beaucoup plus grande que la direction z . La cellule de Hele-Shaw utilisée dans notre travail est composée de deux plaques rigides de verre/plexiglass de 10mm d'épaisseur et 45mm de côté espacées de quelques millimètres. Un système de vis-écrou et de calles sont utilisés respectivement dans le cas des plaques en plexiglass et dans le cas des plaques en verre pour modifier l'espacement (entrefer) entre les plaques tout en les maintenant parallèles. Un trou a été percé au centre de l'une des plaques (celle inférieure) pour permettre l'injection du deuxième fluide ; celle-ci se fait par le bas de la cellule. A l'aide des espaceurs d'épaisseurs différentes, on peut à bon gré varier l'entrefer. La plupart de nos expériences ont été menées avec un espacement allant de 0,5 à 8mm.

Les plaques étant suffisamment rigides qu'aucune déflexion n'est observée au cours de nos expériences, ce qui empêche toute variation supplémentaire de l'espacement. En effet, compte tenu de son interstice suffisamment faible, l'écoulement dans cette cellule est analogue (bidimensionnel) d'un écoulement dans un milieu poreux *Saffman and Taylor, (1958); Homsy, (1987); De Wit, (2003)*. Un support (châssis) permet de fixer la plaque inférieure, une fois cela réalisé, on peut immobiliser la cellule. Lorsque la cellule est positionnée sur le dispositif, on peut lui imposer un gap initial grâce à des cales usinées. Ces cales sont installées aux quatre coins de la cellule pour éviter de gêner la surface destinée à

recevoir le liquide visqueux, et sur laquelle la plaque supérieure peut être posée. Cette cellule est placée au milieu entre le dispositif d'injection GDS et le PC.

2.3.2.1.2 Le GDS

Le GDS ou contrôleur avancé de pression/volume est une pompe à vis commandée par microprocesseur pour la régulation et la mesure précises de la pression du fluide et du changement de volume. En tant qu'appareil de recherche standard dans les laboratoires commerciaux et d'enseignement des laboratoires de mécanique des sols, il offre le plus haut niveau de précision, de résolution et de contrôle. Cet appareil peut être utilisé avec de l'eau, de l'huile ou de l'air mais, nous avons utilisé uniquement de l'eau de robinet au cours de ce travail. Ce dernier fonctionne en mode autonome, c'est une source de pression (débit) constante. De plus, il a l'avantage d'être programmé (voir les détails du programme dans les paragraphes ci-dessous) via son propre panneau de commande (fig.17B) sur RAMP et CYCLE pour modifier la pression ou le volume de manière linéaire en fonction du temps. Cela signifie que l'appareil est également idéal pour les tests de perméabilité avec un débit constant ou une charge constante. Surtout, l'appareil dispose de sa propre interface informatique et peut être contrôlé directement à partir d'un ordinateur. Le GDS constitue donc le lien essentiel entre l'ordinateur et la cellule de test dans les systèmes de test contrôlés par ordinateur GDS ainsi que dans les systèmes de test commandés par ordinateur.

Le dispositif d'injection (GDS) est composé de deux vannes (une vanne V2 pour l'arrivée d'eau dans le cylindre et une vanne V1 pour l'injection d'eau dans la bouteille), de tuyaux en PVC souples de l'ordre de mm et des embouts permettent son raccordement aux autres éléments du système (voir fig. 17). En effet, l'expérience se déroule en deux phases : la première concerne le remplissage du cylindre du GDS, et la deuxième phase concerne l'expérience proprement dite, c'est-à-dire la phase d'injection du second fluide dans la cellule de Hele-Shaw ; les algorithmes de fonctionnement de ces deux phases seront décrits dans les sections ci-dessous.

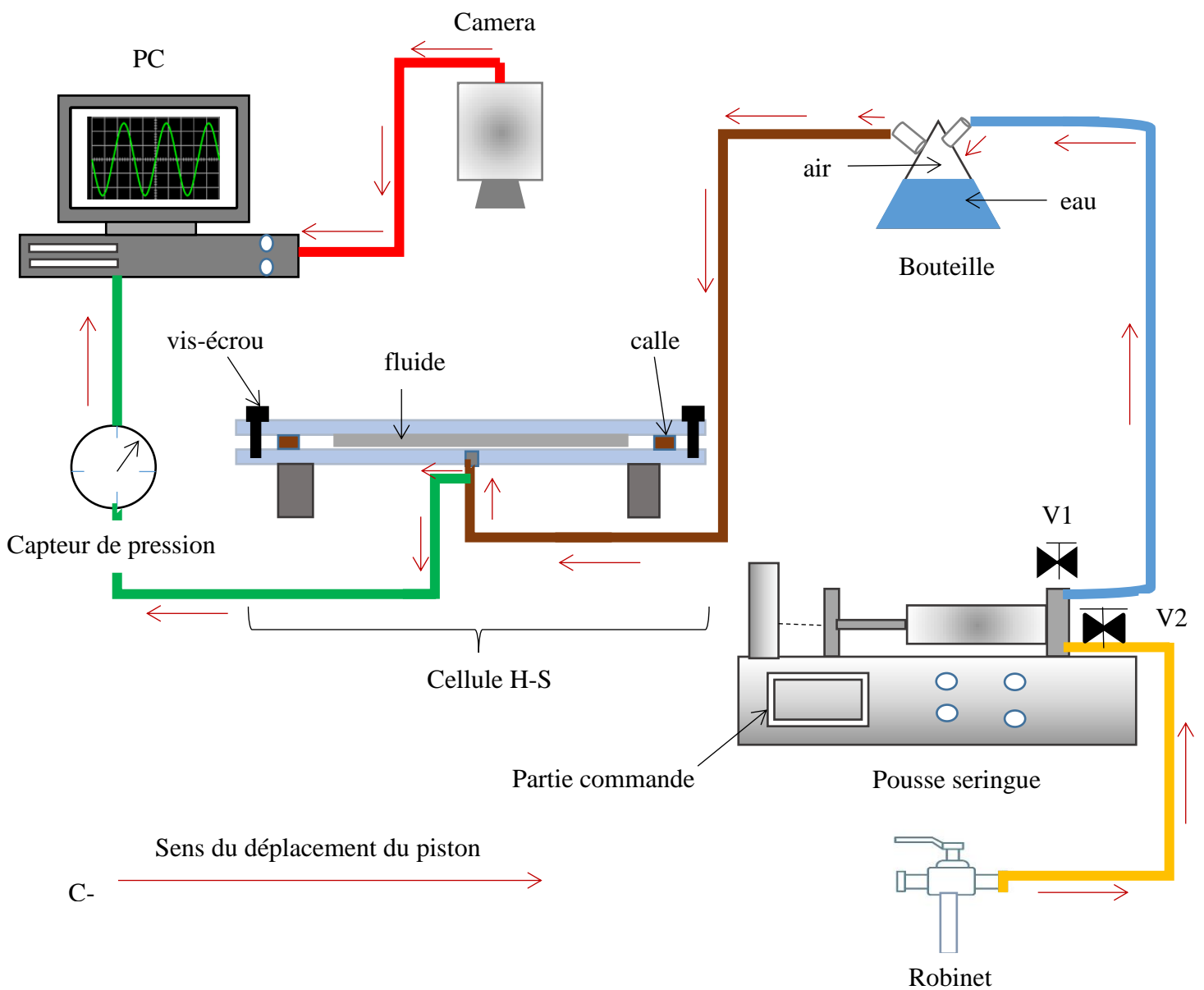
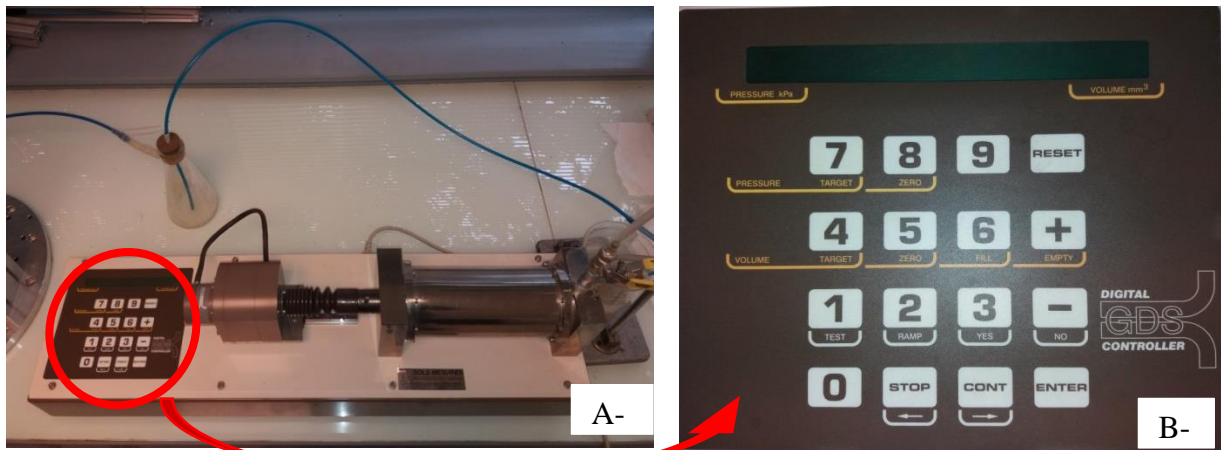


Figure 16- montage expérimental (cellule de Hele-Shaw) : A- GDS ; B-interface de commande et C- schéma de principe.

2.3.2.2 Procédure expérimentale

La première étape consiste à installer les plaques de la cellule. Afin d'éliminer toute trace ou empreinte quelconque, les plaques sont nettoyées au préalable avec du papier toilette non agressif, puis elles sont ensuite nettoyées avec de l'éthanol. La même précaution est appliquée aux tuyaux et aux autres accessoires. La préparation de la cellule commence par le bouchage du trou de la cellule en utilisant une tige souple de diamètre sensiblement égal à celui du trou d'injection, ce qui permet d'éviter la fuite du fluide vers le bas lors de l'écrasement par la plaque supérieure. Dorénavant, les seringues contenant le fluide à seuil sont centrifugées puis stockées dans un gobelet en PVC rigide environ 30 minutes avant le début du test dans la salle de manip. Elles sont disposées verticalement dans le gobelet de façon à ce que le matériau se tasse afin d'éliminer les microbulles piégées dans l'échantillon.

- Mise en place du matériau

Pour avoir une répartition uniforme et bien centrée du fluide visqueux sur la plaque, nous avons procédé à une injection manuelle à l'aide d'une seringue graduée préalablement remplie. La seringue d'injection est dirigée vers l'orifice central de la plaque inférieure. On commence par injecter délicatement le fluide à seuil au centre de la plaque inférieure de façon à ce qu'il puisse épouser une forme conique. Ceci permet de répartir la couche de fluide de manière plus homogène autour du trou. Il n'est pas nécessaire de lisser la surface du fluide à l'aide d'une spatule ou autre.

Ensuite vient la phase de confinement du fluide déjà injecté, la plaque supérieure est posée sur le cône de fluide déposé, celle-ci écrase progressivement le fluide pour l'étaler sur la plaque jusqu'à l'espacement imposé pour cette manip. Le fluide est pris en "sandwich" entre les deux plaques de telle sorte que la forme finale ressemble à une galette bien circulaire. On ajuste ainsi précisément les points de contact de manière à n'avoir aucun jeu tout en respectant le gap initialement imposé. Les quatre vis, une fois ajustées et serrées, sont bloquées par des écrous en évitant ainsi tout jeu pouvant être créé par le mouvement apporté par l'expérimentateur. La tige d'obstruction est retirée, on raccorde l'arrivée de la bouteille directement à la cellule. Une dérivation est faite juste à l'entrée de la cellule (fig. 17 : trait en vert) permettant ainsi le raccordement du tuyau à l'ordinateur via le capteur de pression à diaphragme, ce qui permet d'enregistrer la courbe de pression en fonction du débit imposé. L'ensemble du dispositif est maintenant en place, les raccordements sont faits entre le GDS, la bouteille, la cellule de H-S, le capteur de pression et l'ordinateur.

La dernière phase consiste à injecter, à un débit constant le fluide de déplacement (ici de l'air) à l'aide du système de pouce seringue (GDS) via le trou central percé sur la plaque inférieure. Pour ce faire, on doit écrire un algorithme permettant de rendre autonome le dispositif expérimental. À noter qu'initialement, le cylindre du GDS est vide. Comme l'expérience consiste à injecter indirectement de l'air dans la cellule (on injecte de l'eau dans la bouteille), l'arrivée d'eau dans la bouteille provoque l'échappement de l'air vers la cellule

de Hele-Shaw. De ce fait, il faut au préalable remplir le cylindre du GDS (voir paragraphe ci-dessous pour les algorithmes de commandes).

2.3.2.3 Mise en route de l'expérience

2.3.2.3.1 Algorithme de la partie remplissage du GDS :

Début

- **Étape 1** : les touches **RESET** + **FILE** permettent d'actionner la machine pour remplir le cylindre. Le déplacement du piston se fait de la droite vers la gauche jusqu'en position fin de course (temps estimé pour le remplissage du cylindre est ~ 25minutes) ;
- **Étape 2** : Après remplissage du cylindre, les touches **RESET** + **EMPTY** permettent de mettre fin à l'étape 1 tout en maintenant verticalement le tuyau d'arrivée d'eau jusqu'à ce qu'il n'y ait aucune bulle d'air dans le tuyau ;
- **Étape 3** : On ferme la vanne V2 de l'arrivée d'eau et on ouvre la vanne V1. Les deux manipulations se font simultanément, ceci permet d'éviter de piéger des bulles d'air dans le cylindre

Fin

Le système est alors prêt à recevoir les commandes pour la mise en marche d'injection du second fluide (ici de l'air) via la bouteille. Pour ce faire on doit écrire un programme qui permettrait de piloter de façon autonome le GDS en utilisant son interface (fig. 17B). A noter que le GDS fournit l'inverse du débit c'est-à-dire temps/volume. De ce fait, il faut au préalable faire une conversion pour obtenir le ou les débit(s) souhaités.

2.3.2.3.2 Algorithme de la partie injection par le GDS :

Le dispositif fournit l'inverse du débit (ms/mm³ ou s/mm³). Pour ce faire, on doit imposer à la machine une rampe négative en volume afin d'avoir, en sortie un débit constant en mL/min.

Début :

- **Étape 1** : Réinitialisation des valeurs du volume et de la pression à zéro :
 - touche **RSET** + touche **8** impose une pression nulle,
 - touche **RESET** + touche **5** impose un volume nul,
- **Étape 2** : Imposer une rampe en volume
 - touche **RESET** + touche **2** + **ENTER** impose le volume en mm³
- **Étape 3** : Imposer le temps
 - touche **SLOP CMD** + touche **1** + **ENTER** impose le temps en milliseconde,
 - touche **CMD** + touche **9** + **ENTER** impose le temps en seconde,
- **Étape 4** : Imposer la valeur du débit
 - touche **SLOP** + **valeur du débit** + touche **ENTER**
- **Étape 5** : Imposer les deux valeurs extrêmes de volumes du cylindre de GDS :
 - touche **LOWER VAL** + **(-100 000)** + touche **ENTER** impose la valeur maximale du volume,
 - touche **LOWER VAL** + **0** + touche **ENTER** impose la valeur minimale du volume
- **Étape 5** : exécution du programme
 - touche **ENTER** + touche **3** + touche **9** + **ENTER** + touche **YES** déclenche l'exécution du programme d'injection.

Fin

Dès que toutes les consignes sont données, la touche **OK** permet d'actionner le dispositif GDS. Le piston va se déplacer de la gauche vers la droite, permettant ainsi l'injection d'abord de l'eau dans la bouteille (fig. 17 : circuit bleu). L'arrivée de l'eau dans la bouteille va chasser l'air initialement contenu dans la bouteille, à cet instant, on registre une courbe de pression nulle. L'air chassé va directement dans la cellule de H-S (fig. 17 : circuit en marron) pour percer la nappe de fluide à seuil initialement piégé entre les deux plaques. La dynamique de l'interface et la pression dans l'échantillon de fluide sont enregistrées directement dans le PC via respectivement la camera et le capteur de pression (fig.17 : circuits rouge et vert). Les images sont enregistrées sous format JPEG, l'interprétation sera réalisée sur les données brutes.

2.4 Précautions diverses :

2.4.1 Effet de l'état de surface (démouillage)

A noter que les critères théoriques s'appuient sur un démouillage parfait du fluide sur les parois. De ce fait, pour tester l'impact d'un dépôt ou d'un glissement du matériau, nous avons également utilisé des plaques lisses. Des précautions expérimentales ont été prises pour le choix de ces plaques afin de minimiser l'adhérence du fluide sur les parois, et espérer avoir un écoulement stable. Pour ce faire, nous avons effectué un test de glissement sur l'une de nos plaques (fig.18). L'idée était de déposer un volume important du fluide sur la plaque rigide initialement maintenue horizontale. Une fois que le volume de fluide est déposé, nous maintenons fixe l'un des côtés de la plaque (celui opposé à l'origine du repère), puis progressivement nous inclinons le deuxième côté (celui confondu avec l'origine du repère) jusqu'à provoquer l'écoulement du fluide sous l'effet de la gravité. On voit le fluide glisse parfaitement sur la plaque, sauf au début de l'écoulement, près du bord, le fluide laisse de dépôt sur les parois indiquant qu'il est cisailé.

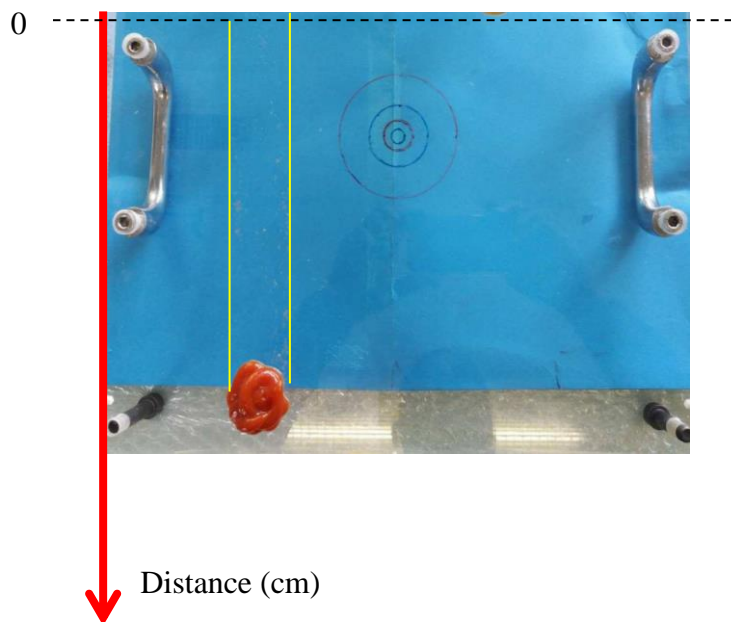


Figure 17- Écoulement d'un ketchup sur un plan incliné

2.4.2 Impact de la mise en place du matériau : cas de la cellule de Hele-Shaw

À noter que lors de l'injection du premier fluide (fluide à seuil) à l'aide d'une seringue, le fluide à pousser doit être bien centré sur la plaque inférieure car la forme du dépôt et le décalage du disque de fluide peuvent fortement influencer les paramètres d'initiation de l'instabilité. Or, il faut noter qu'après confinement du fluide visqueux, il est très difficile d'avoir une nappe de fluide bien centré sur le trou d'injection. Nous avons constaté que ce décalage impose parfois une direction préférentielle de l'écoulement, surtout du côté du rayon

inferieur du cylindre de fluide par rapport à l'orifice d'injection. Ceci suggère que, dès que la nappe du fluide n'est pas parfaitement centrée sur le trou d'injection, on a pas une répartition uniforme de la pression à l'interface air-liquide. Nous pensons que, du fait qu'il y aura plus de matériau du côté du plus grand rayon du cylindre de fluide, la pression aura du mal à pousser le fluide de ce côté-là, du coup celle-ci bascule vers la zone de faiblesse i.e. zone où il y'a moins de matériau à pousser.

2.4.3 Autres précautions :

La distance (plus petite pour les petits gaps) camera-cellule peut également être variée selon la taille de la zone à filmer, cette zone dépend du volume de fluide injecté. Par ailleurs, lors des expériences d'injection en cellule de H-S, certaines manips peuvent durer plus d'une dizaine de minutes, de ce fait il faut être vigilant, contrôler régulièrement la bouteille, la vider de temps en temps après avoir réalisé trois ou quatre manips de suite, sinon elle sera remplie et par la suite de l'eau est injectée dans la cellule au lieu de l'air. Ceci peut finalement rendre le matériau inutilisable pour la suite des expériences. De plus, dès la mise en place du fluide à pousser, il faut impérativement obstruer le trou d'injection du second fluide avant de poser la deuxième plaque, ceci permet d'éviter au fluide injecté de boucher le conduit d'arrivée du second fluide (air). Si tel n'est pas le cas, dès l'injection du second, on va enregistrer une courbe de pression qui correspondrait à la phase de nettoyage du conduit d'arriver d'air et non celle qui devait permettre effectivement de pousser le volume de fluide à déplacer.

En conclusion, nous avons montré à travers ce chapitre, les méthodes de fabrication de matériaux modèles utilisés au cours de cette thèse, ainsi que leurs caractérisations. Nous avons détaillé les deux méthodes de caractérisation pouvant aboutir à la détermination du seuil du matériau. De plus, nous montrés les deux régimes (solide et liquide) qu'incarne intrinsèquement un fluide à seuil. Enfin, nous avons montré les dispositifs expérimentaux et leur limite ainsi que les précautions à prendre pour une bonne réalisation des expériences.

Chapitre 3 : Étirement de fluide à seuil entre deux plaques

3.1 Introduction

Dans cette partie de thèse, nous réalisons une expérience d'étirement sur plusieurs fluides aux propriétés rhéologiques contrôlées. L'étirement de fluide se produit dans un grand nombre de procédés industriels. Nous considérons l'écoulement d'un fluide entre deux plaques parallèles, rigides et circulaires pour lequel la plaque supérieure est soulevée uniformément à une vitesse fixe alors que la plaque inférieure reste immobile. Nous avons utilisé la machine de force (*Instron model 3365*). Durant ces tests de traction dans différentes conditions (volume de fluide, rapport d'aspect initial, interaction avec la surface solide), on place le fluide sous un écoulement de déformation latérale, aspirant l'interface et le conduisant se déformer. Autrement dit, tout se passe comme si le fluide externe moins visqueux (de l'air dans notre cas) poussait le fluide visqueux entre les deux plaques provoquant le déplacement du cylindre de fluide initialement confiné vers l'intérieur. En conséquence, l'interface air-fluide se déforme, en donnant des morphologies interfaciales complexes et visuellement frappantes. Nous remarquons sur chacune des plaques que des doigts d'air pénètrent dans le fluide et se développent. Cette instabilité de doigt qui survient peut être associée à l'instabilité de Saffman-Taylor qui apparaît lorsqu'un fluide moins visqueux pousse et pénètre un fluide visqueux sous formes de doigts. Cette situation (instabilité lors de l'écartement des plaques) est la plus fréquente dans la vie de tous les jours, ou on observe l'instabilité de Saffman-Taylor chez les fluides à seuil dès qu'une mince couche de peinture, de colle, de purée, de yaourt est pressée entre deux surfaces solides qui sont ensuite séparées.

De telles expériences ont la particularité de voir que la croissance des doigts a lieu dans un volume de liquide conservé et que certains paramètres de contrôle (espacement des plaques par exemple) qui régissent l'instabilité changent avec le temps. De plus, nous remarquons que si l'interface fluide/air se retire et, si les parois sont rugueuses, un certain volume peut rester accroché sur ces dernières. Cela contraste avec les liquides simples pour lesquels les doigts se relâchent rapidement sous l'action des effets de mouillage et une couche uniforme se reforme rapidement. Au cours de cette expérience, je m'intéresse à la relation force vs écartement des plaques, puis je me focalise sur les dépôts finaux (qui marquent l'arrêt de l'écoulement) qui peuvent me renseigner sur les différents régimes d'écoulement observés après séparation complète du cylindre de fluide en deux parties quasi égales.

L'expérimentation décrite dans cette partie est la première à être abordée au début de cette thèse. En effet, nous commencerons par présenter les aspects théoriques généraux dans le cas d'un écoulement radial afin d'en déduire la courbe de force d'étirement selon deux hypothèses : lubrification et élongation. En outre, nous présenterons et analyserons les données expérimentales brutes obtenues, nous discuterons les analyses possibles en termes de critère d'instabilité et de longueur d'onde de déstabilisation. Des expériences ont déjà été tentées dans des géométries similaires à la nôtre sur des gels *Derks et al. (2003)* et *Barral et al. (2010)*, sur des boues par *Mohamed Abdelhaye et al. (2008)* ou encore par *Francis et al. (2001)*, sur des peintures *Sinha (2008)*, *Rafael E. Bras and Jingping Liu (2018)* sur de carbopol, bentonite, *Bharatbhushan et al. (2019)* etc..... Pour une comparaison qualitative, la partie discussion va s'appuyer en grande partie sur l'article de *Barral et al. (2010)* car l'auteur et son équipe ont utilisé une démarche similaire à la nôtre. À noter que les résultats obtenus

dans cette partie de la thèse ont faits l'objet d'une publication dans la référence *Fadoul and Coussot(2019)*.

3.2 Aspect théorique

3.2.1 Force d'étirement

3.2.1.1 Cas d'un écoulement de cisaillement

Dans cette configuration, on place un volume Ω d'un fluide à seuil entre deux plans parallèles et on fait monter le plan supérieur avec une vitesse $U = dh/dt$ suivant la direction z avec une distance h entre ces deux plans. Le matériau s'écoule suivant la direction e_z tout en se rassemblant vers le centre (voir fig. 16). Cette configuration regarde les propriétés de l'écoulement du fluide selon deux situations en fonction des surfaces solides utilisées (rugueuses ou lisses) et du rapport d'aspect imposé initialement. Si le rapport d'aspect ($h_0/R_0 < 1$) alors l'hypothèse de lubrification est vérifiée, dans ce cas le matériau subit essentiellement un écoulement de cisaillement radial vers l'axe. Dans ce cas, on mesure les composantes non diagonaux du déviateur du tenseur de contraintes. Pour un élément de volume du fluide défini par, $dr, r d\theta$ et h , l'équation du bilan de la quantité du mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial p}{\partial r} = - \frac{2\tau_w}{h} \quad (50)$$

où p est la pression dans le matériau, r la distance de l'élément du fluide par rapport au centre et τ_w la contrainte de cisaillement appliquée à cet élément. En considérant que l'écoulement est suffisamment lent pour que l'on puisse faire l'approximation que $\tau_w = \tau_c$. de ce qui précède, on en déduit alors l'expression de la pression :

$$p = \frac{2\tau_c}{h}(r - R) \quad (51)$$

L'intégration de (51) sur toute la surface de contact fluide-paroi solide conduit à l'obtention de la force totale exercée sur le plateau supérieur :

$$F = \frac{2\pi R^3 \tau_c}{3h} \quad (52)$$

La conservation de la masse permet de réécrire l'expression de cette force sous la forme :

$$F = \frac{2\Omega^{3/2} \tau_c}{3\sqrt{\pi} h^{5/2}} \Leftrightarrow F \propto \frac{1}{h^{5/2}} \quad (53)$$

De cette expression, avec le volume de l'échantillon Ω constant, on voit que la force varie en h puissance $-2,5$. Lorsque le plateau supérieur monte, l'air pénètre dans le fluide sous forme

de doigt, précipitant ainsi la séparation du matériau en deux. Du fait que des doigts d'air apparaissent dans le fluide, il devient alors difficile de quantifier la contrainte normale lors de l'étirement.

3.2.1.2 Cas d'un écoulement d'élongation

Cette configuration impose un rapport d'aspect ($h_0/R_0 > 1$). De ce fait, on mesure les composantes diagonales du déviateur du tenseur de contraintes et du tenseur de déformation. Pour ce faire, il est nécessaire d'utiliser un critère de limite d'élasticité prenant en compte le champ de contrainte tridimensionnel. Deux de ces critères sont actuellement utilisés dans la littérature : les critères de Tresca et de Von Mises, mais nous ne retiendrons que le second (eq. 24) qui a été généralement utilisé pour décrire le comportement des fluides à seuil. Outre le fait que ce critère semble représenter de manière appropriée la réalité, son grand avantage est de fournir une expression tensorielle simple pour décrire la transition solide-liquide.

Pour un allongement uniaxial simple, le champ de vitesse en coordonnées cylindriques peut être exprimé comme suit: $v_r = -r\dot{\varepsilon}/2; v_\theta = 0; v_z = z\dot{\varepsilon}$, avec $\dot{\varepsilon} = (dh/dt)/h$ la vitesse de déformation. De ce qui précède, il est facile de déduire les trois composantes diagonales non nulles de \mathbf{D} $-\dot{\varepsilon}/2, -\dot{\varepsilon}/2, \dot{\varepsilon}$, de tel sorte que $D_{II} = -3\dot{\varepsilon}^2/4$, et l'expression pour le déviateur:

$$\mathbf{T} = \frac{\tau_c}{\sqrt{3}} \frac{|\dot{\varepsilon}|}{\dot{\varepsilon}} (-\mathbf{e}_{rr} - \mathbf{e}_{\theta\theta} + 2\mathbf{e}_{zz}) \quad (54)$$

D'un autre côté, les forces externes sur l'échantillon dues à la pression externe et à la force exercée par la plaque supérieure ($\mathbf{F} = F\mathbf{e}_z$) induisent dans le matériau un tenseur de contraintes qui peut s'écrire : $-p_0\mathbf{I} + (F/3\pi R^2)(\mathbf{I} + (-\mathbf{e}_{rr} - \mathbf{e}_{\theta\theta} + 2\mathbf{e}_{zz}))$, dans lequel se trouve le tenseur de contraintes supplémentaires $(F/3\pi R^2)(-\mathbf{e}_{rr} - \mathbf{e}_{\theta\theta} + 2\mathbf{e}_{zz})$. En égalant cette expression avec (eq. 54), nous déduisons la relation entre la force appliquée à la plaque et la limite d'élasticité du matériau, selon l'équation constitutive 3D (eq.25):

$$F = \sqrt{3}\pi R^2 \tau_c = \frac{\sqrt{3}\tau_c \Omega}{h} \quad \Leftrightarrow \quad F \propto \frac{1}{h} \quad (55)$$

L'expression de la force en élongation est proportionnelle à $1/h$. A noter que cette expression peut être obtenue directement en considérant que la contrainte normale induite par la force sur la plaque est égale à la différence de contraintes normales ($\sigma = \sigma_{zz} - \sigma_{rr}$) du tenseur des contraintes (eq.54).

3.3 Résultats typiques

3.3.1 Configuration générale

Pour le déroulement de l'expérience, un certain volume de matériau à étudier est prélevé à l'aide d'une seringue graduée. Il est ensuite placé entre les deux disques parallèles (recouverts de papier de verre P400 ou de substrat de silicium) et est écrasé jusqu'à atteindre l'entrefer désiré. L'expérience proprement dite commence quand la plaque supérieure

s'éloigne de celle inférieure. Après arrêt de l'écoulement qui marque la fin de l'expérience, nous observons diverses morphologies en fonction des différents paramètres imposés allant d'un simple dépôt ayant une forme conique avec une interface bien circulaire accrochée sur chacun des plateaux, à une structure comportant d'innombrables branches et ramifications accrochées sur chaque paroi. La valeur de la force est enregistrée à chaque instant et on peut la tracer en fonction de l'espacement entre les deux plateaux. Les expériences ont été effectuées dans les mêmes conditions en respectant le même protocole de mise en place (décrit au chapitre 2). Cependant, seuls les paramètres rhéologiques (seuil) et de contrôle (volume de fluide injecté, vitesse d'étirement et hauteur de démarrage h_0 i.e hauteur à partir de laquelle l'expérience d'étirement commence) sont variés. Dans la plupart des cas, nous avons imposé une vitesse d'étirement à $V = 10^{-2} \text{mms}^{-1}$.

3.3.1.1 Évolution typique de l'échantillon lors de l'expérience de compression/traction

Dans ce paragraphe, nous supposons que le cylindre de fluide de rayon R_0 et d'épaisseur initiale h_0 est correctement mis en place entre les deux plateaux (les détails et les techniques de mise en place sont discutées au chapitre 2). En effet, il y a deux types d'expériences possibles : la compression et la traction. Lors de l'écrasement (compression) du fluide, l'interface air-fluide avance sur de nouvelle surface en gardant une forme bombée tant que les plaques se rapprochent. Dans cette phase, le fluide continue d'emmagasiner de l'énergie (uniquement dans le régime solide, par élasticité, car ensuite il n'y a pas d'énergie accumulée dans le régime liquide) tant que les plaques se rapprochent, cela suppose que la pression au sein du fluide est plus forte que la pression atmosphérique. Au début de l'étirement, le fluide libère l'énergie accumulée en poussant sur les plateaux. Lors de l'étirement, le fluide se déforme d'abord élastiquement puis se liquéfie pour provoquer l'écoulement. Autrement dit, le matériau passe du régime solide au régime liquide. Dans ce cas, la contrainte imposée atteint et dépasse le seuil du matériau. Une fois le pic de la force atteint, l'interface se creuse (fig. 19c) et l'écoulement du fluide commence. Le dépôt final du fluide après séparation complète en deux parties quasi égales sera analysé plus en détail dans les paragraphes ci-dessous.

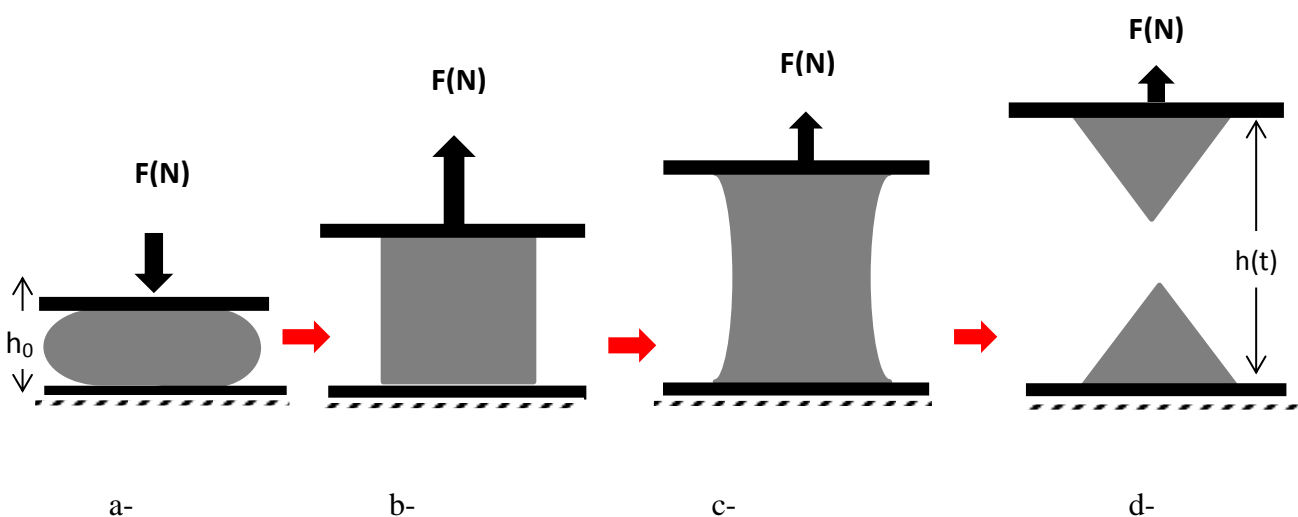


Figure 18– Expérience de compression/traction. (a) fin de test d'écrasement, (b) et(c) tests d'étirement, (d) fin de l'expérience d'étirement.

3.4 Résultats expérimentaux

Nous avons systématiquement étudié, à température et pression ambiante, la réponse en force de matériaux en fonction du confinement initial h_0 , de la vitesse de traction nominale U et de la concentration du matériau utilisé. Toutes les expériences sont faites avec le même appareil Instron. La vitesse de traction varie généralement dans toute la gamme disponible, de quelques $1/100$ de mm.s^{-1} à quelques $1/10$ de mm.s^{-1} . L'épaisseur initiale h_0 de l'échantillon de matériau comprimée varie de quelques $1/10$ de millilitres à quelques millilitres, la masse du matériau déposé étant choisie de manière à assurer un diamètre nominal de matériau variable pour chaque manip. Dans tous les cas on a un bon parallélisme entre les plaques inférieure et supérieure. Avant l'expérience proprement dite, les échantillons sont aspirés dans des seringues graduées allant d'une dizaine de millilitre à une centaine de millilitre qui seront ensuite centrifugées afin de chasser les bulles d'air piégées lors de l'aspiration. Elles sont ensuite laissées au repos pendant au moins 30 minutes pour atteindre un état d'échantillon reproductible comme expliqué en détail dans le chapitre 2.

3.4.1 Tendances générales

La figure 20 ci-dessous présente les résultats finaux d'un essai de traction à volume fixé (épaisseurs variables) pour une même émulsion directe ($\tau_c = 40\text{Pa}$, $\Omega = 3\text{mL}$). Les dépôts finaux sur les deux plaques (plaque supérieure fig. 20c et 20e, et plaque inférieure 20b et 20d) sont approximativement symétrique sur chaque surface solide. En fonction des

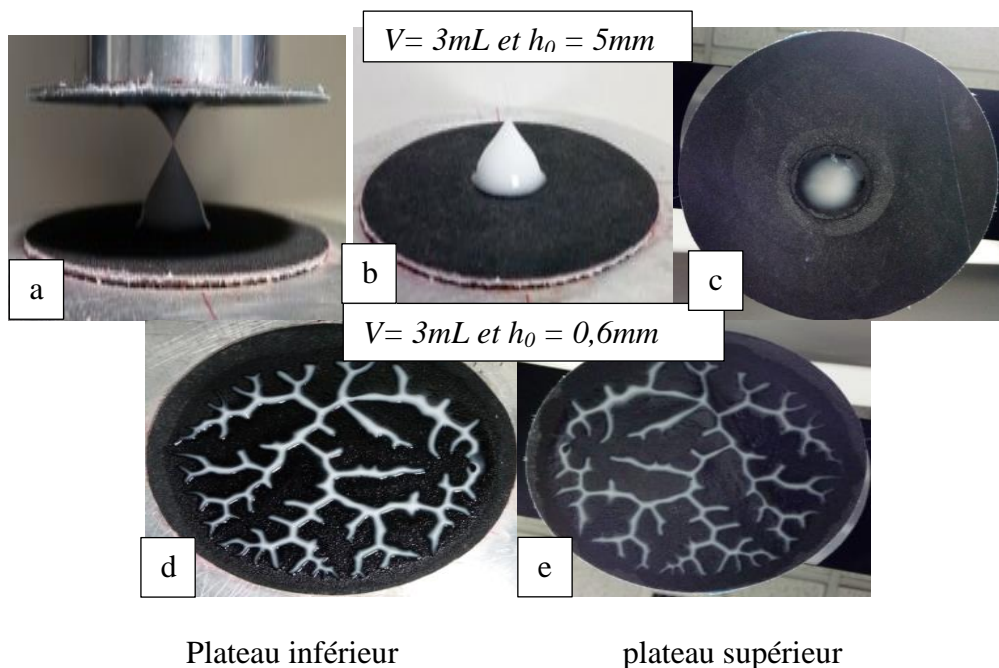


Figure 19 - vues de l'écartement d'une émulsion à (82%, 3ml) à différentes épaisseurs initiales respectivement 5mm (images a, b et c) et 0,6 mm (images d et e) avec des surfaces rugueuses. (a, b et c) vue d'un écoulement stable ou on obtient une forme conique (image b : dépôt sur la plaque inférieure et c : celui sur la plaque supérieure). Images (d et e) aspects de doigts respectivement sur la plaque inférieure et sur celle supérieure après arrêt de l'écoulement.

conditions expérimentales, le dépôt final présente différents aspects, allant d'une simple forme conique (fig. 20a, 20b et 20c) à une structure à doigts (fig. 20d et 20e). De plus, puisque la forme initiale est cylindrique, un écoulement stable (fig. 20a, b et c) maintiendrait une interface circulaire, par contre une structure arborescente (fig. 20d et e) est le signe distinctif d'une instabilité.

3.4.2 Description qualitative de l'impact des paramètres sur les caractéristiques de l'écoulement

3.4.2.1 Cas de surfaces rugueuses

La figure 21 ci-dessous présente les résultats finaux après séparation complète des plaques d'une série d'expériences dans le cas de l'émulsion directe à seuil 40Pa et du carbopol à seuil 70Pa. Le fait de tester différents matériaux permet de regarder si les données expérimentales obtenues avec ces différents matériaux peuvent être généralisées sur l'ensemble de fluides à seuil ou non, c'est-à-dire de s'assurer si les données expérimentales obtenues avec les différents matériaux peuvent avoir une même tendance ou des divergences notoires. Dans le cas de l'émulsion directe (fig. 21A), nous avons testé sept épaisseurs (0,2 ; 0,4 ; 0,6 ; 0,8 ; 1 ; 3 et 5mm) et quatre volumes (0,3 ; 0,5 ; 1 et 3mL), tandis que dans le cas du carbopol (fig. 21B), nous avons testé quatre épaisseurs (0,1 ; 0,2 ; 0,4 et 0,6mm) et deux volumes (0,5 et 1mL).

Différents régimes d'écoulement sont observés pour un jeu de paramètres fixés (seuil du matériau, vitesse d'étirement, rapport d'aspect, volume) notamment dans le cas de l'émulsion. Un premier régime dans lequel le dépôt final présente une structure ramifiée notamment l'évolution de la digitation (fig. 21A : C1 à C5), et un deuxième régime dans lequel le matériau se divise en deux parties sensiblement égales et dont les formes finales ressemblent à des cônes (Fig. 21A: C6 et C7). Pour une analyse qualitative, il est aussi important de se focaliser sur les résultats visuels, c'est à dire sur les dépôts finaux après arrêt de l'écoulement correspondant à la séparation du cylindre de fluide en deux parties.

Nos observations permettent de souligner que dans le régime stable (Fig. 21A: C6 à C7), l'évolution de l'interface air-fluide n'est pas affectée par de perturbations lors de l'augmentation croissante de l'entrefer. Dans ce régime, nous avons constaté que l'éloignement des plaques est précédé d'un écoulement uniforme c'est-à-dire l'interface air-fluide est restée bien circulaire depuis le rayon initial R_0 jusqu'à la diminution correspondante à $R - dR$. Dans ce régime, compte tenu du rapport d'aspect trop grand devant l'unité, le fluide ne se trouve pas suffisamment écrasé pour être étalé sur une grande surface. De ce fait, le cylindre de fluide n'adhère pas suffisamment sur les parois pour subir du cisaillement comme attendu de la théorie. Il est remarqué que sur une gamme de rapports d'aspect supérieurs à l'unité, le cylindre de fluide se trouve alors dans un cas proche de celui d'un écoulement d'élongation. En conséquence, des écoulements stables sont obtenus (fig. 21A : C6 et C7). Une observation visuelle sur les dépôts finaux a permis d'identifier deux cônes avec une cassure nette et quasi symétrique accrochés part et d'autre des parois solides. Ces résultats sont obtenus au bout d'une dizaine de minutes. En outre, pour certains écoulements stables, après séparation complète du fluide, nous observons, à la périphérie du cylindre de

fluide, un dépôt de film sur les parois. Ceci suggère que le matériau subit un fort cisaillement au début de l'étirement.

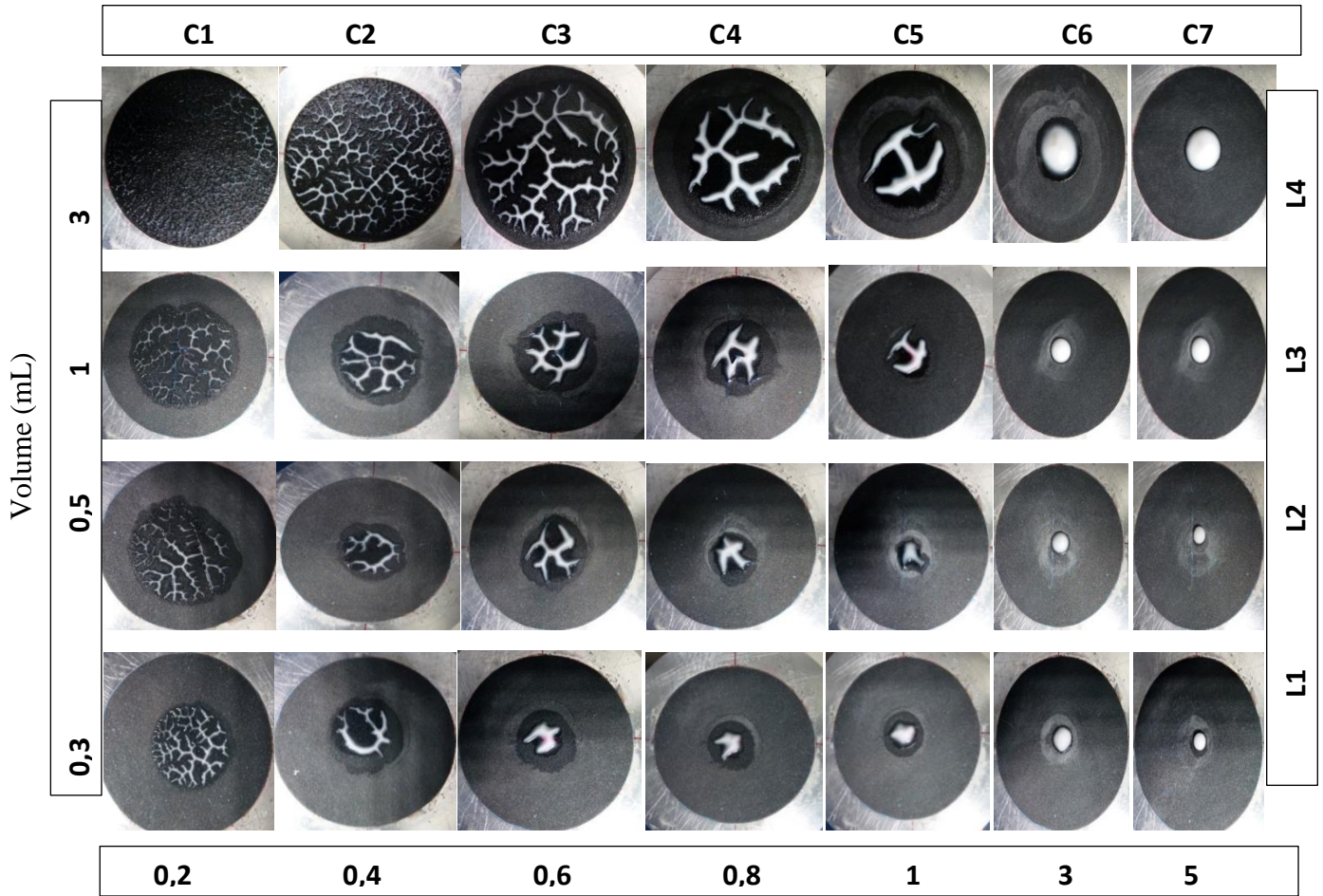
Par contre, dans le régime instable où il y a formation des motifs (fig. 21A : C1 et C5), le fluide est suffisamment écrasé donc étalé sur une grande surface. Dans cette configuration, l'épaisseur du cylindre de fluide devient suffisamment petite comparée au rayon d'étalement R_0 . De ce fait, à l'étirement, le fluide subit essentiellement un écoulement de cisaillement radial vers l'axe central comme décrit dans le cadre de la théorie de la lubrification. Cependant, du fait de la rugosité des parois, une partie du fluide restent accrochée à certains endroits, empêchant ainsi le fluide de se mobiliser vers l'intérieur. En conséquence, l'interface se déstabilise, entraînant ainsi la formation des motifs en forme de "doigts" ressemblant aux doigts de Saffman-Taylor ou digitation visqueuse. Cette instabilité s'avère ainsi très riche en motifs avec des structures très ramifiées dans lesquelles des doigts s'élargissent ou s'amincissent. Cette morphologie est obtenue rapidement au bout d'un dixième de seconde.

De plus, nous remarquons que, pour des petites épaisseurs de l'ordre de 0,2 mm à 0,4mm (Fig.21A : C1xL1 à L4, C2xL1 à L4) des doigts apparaissent aussitôt au début de l'étirement, ce qui n'est pas le cas lorsque l'on dépasse légèrement ces épaisseurs i.e. à partir de 0,6mm et au-delà. En effet, à partir des images de la figure 21A, pour un volume de fluide et une vitesse d'étirement fixés (épaisseur initiale variable), nous remarquons que la morphologie finale passe d'une structure moins dense à une structure très dense comportant d'importantes ramifications (primaires, secondaires et tertiaires) pour les faibles épaisseurs (0,2 et 0,4mm). De plus, pour le même matériau, en fixant l'épaisseur mais en variant le volume (0,3 à 3mL), ces doigts passent de 57 à 187 pour 0,2mm ; de 6 à 161 pour 0,4mm ; de 2 à 53 pour 0,6mm et de 4 à 18 pour 0,8mm. De même, en regardant de plus près cette évolution, lorsque le volume est fixé mais en diminuant l'épaisseur initiale h_0 , les résultats donnent une évolution croissante des doigts d'air dans le liquide. Dans ce cas, le nombre de doigts passe de 4 à 57 pour 0,3mL ; de 6 à 85 pour 0,5mL ; de 7 à 81 pour 1mL et 3 à 187 pour 3mL. Ces résultats suggèrent que, lorsque le volume est multiplié par un facteur 10 le nombre de doigts passe de 6 à 161 pour le 0,4mm soit une augmentation de plus de 50%. En revanche, ces doigts d'air diminuent progressivement jusqu'à disparaître lorsque l'épaisseur croît. Cela prouve que l'augmentation des doigts d'air est proportionnelle à l'augmentation du volume de matériau d'une part, et est proportionnelle à la diminution de l'épaisseur d'autre part. Ces doigts disparaissent totalement dans le cas des épaisseurs importants (3 et 5mm), et ce quel que soit le volume du matériau utilisé é (fig. 21A : C6 et C7).

De la même façon que l'émulsion directe décrite ci-dessus, les résultats issus du carbopol sont très affectés par les doigts après séparation des plaques (fig. 21B). Ces résultats montrent une multitude de doigts avec d'innombrables ramifications similaires à ceux observés dans l'émulsion. En effet, les résultats issus du carbopol sont obtenus dans les conditions de la lubrification, c'est-à-dire un rapport d'aspect faible devant l'unité ($h_0/R_0 < 1$). De ce fait, à l'étirement, le cylindre de fluide subit essentiellement un écoulement de cisaillement radial vers l'axe comme attendu de la théorie. De plus, nous remarquons que, cette instabilité s'avère très riche en motifs comme le cas de l'émulsion directe allant de simples doigts à des structures très ramifiées dans lesquelles des ramifications. En effet, en regardant l'évolution des doigts lorsque le volume est fixé, on remarque que, le nombre des doigts diminue au fur et à mesure que l'épaisseur croît. Le tableau 1 ci-dessous donne le nombre de doigts en fonction du volume et de l'épaisseur. Ce nombre diminue de 81 à 9 lorsque l'épaisseur croît de 0,1 à 0,6mm pour le volume 0,5mL ; soit une diminution de

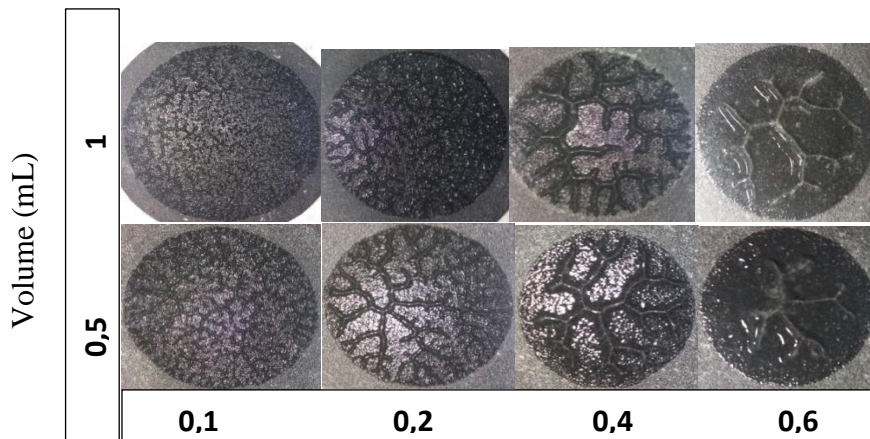
presque 80% lorsque l'épaisseur est augmentée d'un facteur six. De la même façon, lorsque le volume est multiplié par un facteur deux, le nombre de doigts décroît de 110 à 15 pour les mêmes épaisseurs (c'est-à-dire lorsque l'épaisseur passe de 0,1 à 0,6mm); soit une diminution de 76%. Ainsi on voit que, plus l'épaisseur est petite, plus de doigts se développent. De plus, nous remarquons que, plus le volume devient important, plus de doigts fins avec autant de ramifications sont observés.

Une comparaison quantitative des résultats (voir tableau 2) entre l'émulsion et le carbopol (par exemple le cas de 1mL ; 0,4mm) permet de souligner que, en gardant les mêmes conditions de départ (rapport d'aspect), on dénombre 17 doigts pour l'émulsion directe contre 42 pour le carbopol, soit une augmentation proportionnelle 42%. De même, en gardant les mêmes conditions de départ, ces résultats passent de 14 doigts pour l'émulsion à 65 doigts pour le carbopol (soit une augmentation de 64%) lorsque le volume est diminué de moitié. Par ailleurs, pour le cas (1mL ; 0,6mm), on compte 8 doigts pour l'émulsion et 15 pour le carbopol (soit une augmentation de sensiblement 30%) pour un écart d'un facteur approximativement égale 2. Cependant, si on réduit de moitié le volume de l'échantillon (0,6mm), nous dénombrons 5 doigts pour l'émulsion et 23 pour le carbopol, soit une augmentation proportionnelle de 65%. En conclusion, les structures finales des dépôts sont relativement proches, le nombre de doigts s'avère plus importants dans le cas du carbopol que celui de l'émulsion directe dans les mêmes conditions de départ. On passe d'un facteur approximativement de 2,5 à 4,5 lorsque le volume de l'échantillon est réduit de moitié. Ceci suggère qu'en augmentant d'un facteur deux le volume de l'échantillon tout en restant cohérent avec l'hypothèse de la lubrification, on peut diminuer de presque moitié le nombre de doigts d'air dans le fluide. A noter que l'écart sur le nombre de doigts entre l'émulsion et le carbopol n'est guère surprenant puis le seuil du carbopol est sensiblement deux fois celui de l'émulsion directe. Ceci nous laisse penser que le seuil pourrait bien jouer un rôle moteur dans le processus de multiplication de doigts. Rappelons que le comptage du nombre de doigts est une estimation grossière : on compte le nombre de doigts apparents à la périphérie de la couche d'échantillon initiale. Le tableau 1 ci-dessous résume le nombre de doigts en fonction du volume et de l'épaisseur lors de chaque expérience.



(A)

$h_0(\text{mm})$



(B)

$h_0(\text{mm})$

Figure 20- Aspects finaux de matériaux après séparation complète des plaques pour différents rapports d'aspect initial h_0/R_0 et différents volumes : A- pour une émulsion (82%, 3mL), B- pour un carbopol (70Pa, 3mL). vitesse d'étirement imposée à 0.01mms^{-1} .

Tableau 1- nombre de doigts compté sur les dépôts finaux après séparation complète du cylindre de fluide en deux parties, c'est-à-dire après arrêt de l'écoulement pour le cas de l'émulsion à seuil 40Pa.

Volume (mL)	h ₀ (mm)	Émulsion	Carbopol
		NE	NC
0,3	0,1		
	0,2	57	
	0,4	6	
	0,6	4	
	0,8	4	
0,5	0,1	85	81
	0,2	14	65
	0,4	5	23
	0,6	6	9
	0,8	1	
	1	81	
1	0,2	17	110
	0,4	8	96
	0,6	7	42
	0,8	187	15
3	0,2	161	
	0,4	53	
	0,6	18	
	0,8	3	
	1		

Tableau 2: nombre et pourcentage de doigts respectivement NE, %NE pour l'émulsion, et NC %NC pour le carbopol.

volume (mL)	h ₀ (mm)	Émulsion		Carbopol	
		NE	%NE	NC	%NC
0,5	0,4	14	17,72	65	82,27
	0,6	5	17,85	23	82,14
1	0,4	17	28,81	42	71,18
	0,6	8	34,75	15	65,21

3.4.3 Discussion sur les caractéristiques des écoulements

En utilisant le même protocole que celui décrit au chapitre 2, nous avons réalisé plus de 200 tests sur les matériaux utilisés, le même traitement a été effectué sur tous les tests dont quelques résultats sont choisis pour être présenté sur la figure 22 ci-dessous. Les axes, respectivement des ordonnées (force) et des abscisses (écartement des plaques i.e. la position du plateau supérieur par rapport au plateau inférieur) sont en échelle log-log afin de mieux voir la zone de décollement du fluide. En effet, du fait de l'augmentation croissant de l'entrefer et des différentes formes (fig. 19) que prend le matériau au cours l'expérience, le rayon R réel du cylindre de fluide décroît proportionnellement à l'accroissement de h contrairement à celui déterminé à partir du volume apparent du liquide. Dans tous les cas, les tendances générales des réponses $F(h)$ sont presque les mêmes.

3.4.3.1 Analyse de l'écoulement

Plusieurs phénomènes peuvent coexister lors de l'écrasement/étirement du fluide notamment la déformation élastique du matériau, la tension de surface, les effets de mouillage/démouillage, etc... qui doivent jouer un rôle crucial dans la dynamique de l'échantillon, à fortiori sur l'allure de la courbe de force. De ce fait, l'écoulement qui a lieu entre les deux plaques rigides devient difficile à appréhender et l'interprétation de la courbe force vs écartement des plaques devient complexe. Au-delà de l'effet de doigts visqueux, la courbe de force enregistrée par le capteur peut refléter à la fois la force visqueuse du matériau liée son régime liquide, celle associée à la déformation élastique du matériau lié à son régime solide et éventuellement les effets de la tension de surface, etc....

En effet, le fait que la croissance ou la chute de la force se fait de façon non linéaire, prouve que les effets susmentionnés ont une influence significative sur la force enregistrée en fonction de l'écartement des plaques. L'allure de la courbe de force (voir fig. 22) permet de distinguer quatre zones parfois cinq dans certains cas :

- Une zone de croissance rapide,
- Une légère déviation (dans certains cas),
- Une zone de chute brutale,
- Une zone de chute douce correspondante à la pente $-5/2$ et
- Une zone de chute brutale vers la fin de l'écoulement.

3.4.3.2 Force vs écartement des plaques : cas des surfaces rugueuses

Notre expérience démarre d'abord par une compression jusqu'à l'entrefer désiré. Après compression, nous observons une force négative résiduelle, probablement due à la compression d'un fluide ayant une limite d'élasticité importante. Cette force négative initiale est relâchée dès que le test de traction est lancé. La figure 22 montre des images de l'interface air-liquide prises à la fin de l'écoulement et les courbes de force associées à différentes rapports d'aspect. Dans tous les cas, à l'exception de quelques-unes, la diminution de la force est régulière quels que soient le rapport d'aspect et la vitesse imposée. Une première

observation permet de voir que les courbes ont une même allure quel que soit l'entrefer imposé, ce qui prouve que l'écoulement suit bien une loi qui est la même. Par ailleurs, l'allure de la courbe permet de distinguer une zone où on observe un accroissement rapide de la force en quelques secondes, cette croissance rapide peut être associée au comportement du matériau dans son régime solide et aux effets de l'angle de contact échantillon-parois solides qui doit croître tant que le régime solide n'est pas vaincu.

Dans ce régime, le matériau subit de grande déformation c'est-à-dire qu'il se déforme élastiquement tant que la déformation critique n'est pas atteinte et dépassée pour générer l'écoulement, la ligne de contact reste figée c'est-à-dire que le point triple (air-fluide-parois) se déforme tout en restant accroché sur les parois rugueuses. De ce fait, il peut subsister une force de mouillage associée à cet angle de contact mais qui peut être négligeable comparé à celle due à la déformation élastique. L'échantillon continue d'emmagasiner de l'énergie. Cependant, un changement de régime s'opère au-delà d'une valeur critique de la déformation correspondant au pic de la courbe, le processus de stockage de l'énergie diminue progressivement et les effets associés à l'écoulement de l'échantillon s'installent très rapidement. Le matériau coule et la courbe chute brutalement juste après ce pic. Cette chute peut être associée à des phénomènes qui se produisent à certains points de l'interface.

Du fait de l'adhérence et de la rugosité des parois, localement certains points de l'interface se déplacent vers l'axe central (zone critique) tandis que d'autres restent accrochés, permettant ainsi à l'air extérieur de se précipiter soudainement dans l'échantillon depuis le bord. Ce qui pourrait provoquer la chute brutale de la force expérimentale observée *Poivet et al. (2003)*, *Lindner et al. (2005)*, *Martine Ben Amara, Daniel Bonn (2005)*, *Yana Peykova, et al. (2010)*. Les doigts visqueux initiés par ces phénomènes vont devoir évoluer de plus en plus vite, ils se fragmentent pour donner des ramifications à l'intérieur du fluide. À mesure que la plaque supérieure s'éloigne, les doigts grossissent et communiquent maintenant avec les autres doigts, soulageant ainsi la force expérimentale. Par ailleurs, ces doigts augmentent proportionnellement au volume et au rapport d'aspect, tandis que la fraction de surface de la zone fluide concernée par les instabilités de doigt diminue. Expérimentalement, nous pouvons ainsi identifier l'apparition de doigts juste après le maximum de la courbe, c'est-à-dire peu après le pic de force dans les courbes $F(h)$. En conséquence, plus l'écoulement se poursuit, moins on a un matériau à pousser, du coup moins d'effort à mobiliser ; ceci est cohérent avec nos observations expérimentales.

Cependant, à des moments légèrement plus tardifs, c'est-à-dire que lorsque les doigts sont suffisamment développés, la force mesurée est de plus en plus soulagée ; elle diminue de plus en plus vite avant d'atteindre finalement une pente douce correspondant approximativement à la pente $-5/2$. Néanmoins, il subsiste un écart modéré entre l'expérience et la prédiction théorique dans la zone correspondant à la décroissance en h puissance $-2,5$. De plus, à vitesse de traction maintenue constante, la force théorique est systématiquement plus grande que celle mesurée d'un écart pouvant atteindre près d'un ordre de grandeur. A priori, on s'attend à ce que l'approximation de la lubrification conduisant à l'équation (eq.53) soit valide dans cette zone, ce qui n'est pas le cas. Cet écart est probablement dû aux doigts d'air dans le fluide qui ne sont pas pris en compte dans le modèle actuel bien que clairement observés. Cette pente $-5/2$ est immédiatement suivie d'une forte baisse de la force qui apparaît vers la fin de la courbe marquant ainsi l'arrêt de l'écoulement. De plus, on remarque que le maximum de courbe est d'autant plus important quand l'épaisseur initiale est petite et est marqué par un taux de croissance des doigts plus dense comparé aux autres. Les images montrent que de nombreuses ramifications apparaissent juste après le pic de cette force et se

développent dans la zone de chute en douceur correspond à la diminution de la force en $h^{-5/2}$. Notons que les mécanismes liés à la chute de force subséquente sont quasi similaires, même si cette zone est beaucoup plus longue pour certaines courbes. Finalement, on remarque que toutes les courbes enregistrées sont en dessous de celle théorique.

À partir de ces observations, nous pouvons suggérer une interprétation de ce qui se passe pendant la traction sur toute la gamme du rapport d'aspect. L'idée générale est qu'au fur et à mesure que les plaques se séparent, la conservation du volume implique a priori l'existence d'un flux radial et convergent du bord de l'échantillon vers le centre, ce qui tend à atténuer la force enregistrée. De plus, les instabilités des doigts concourent à soulager davantage la force enregistrée, la raison pour laquelle la force enregistrée chute dès lors que les doigts apparaissent dans le fluide, et ce quel que soit le paramètre imposé. Ceci implique que certaines parties importantes du matériau ne coulent plus dans la direction radiale, elles restent accrochées du fait de la rugosité des parois. Ce qui pourrait expliquer l'écart entre force expérimentale et celle théorique. Ce décalage est en contradiction avec la théorie ci-dessus puisque l'expression (eq. 53) ne dépend que du volume de l'échantillon et de l'écartement des plaques. En effet, essayons de prendre en compte ce phénomène. Nous supposons que, lors du retrait de la ligne de contact du fluide sur les surfaces solides c'est-à-dire de dR , les doigts se développent bien de telle sorte que la moitié du matériau est laissée

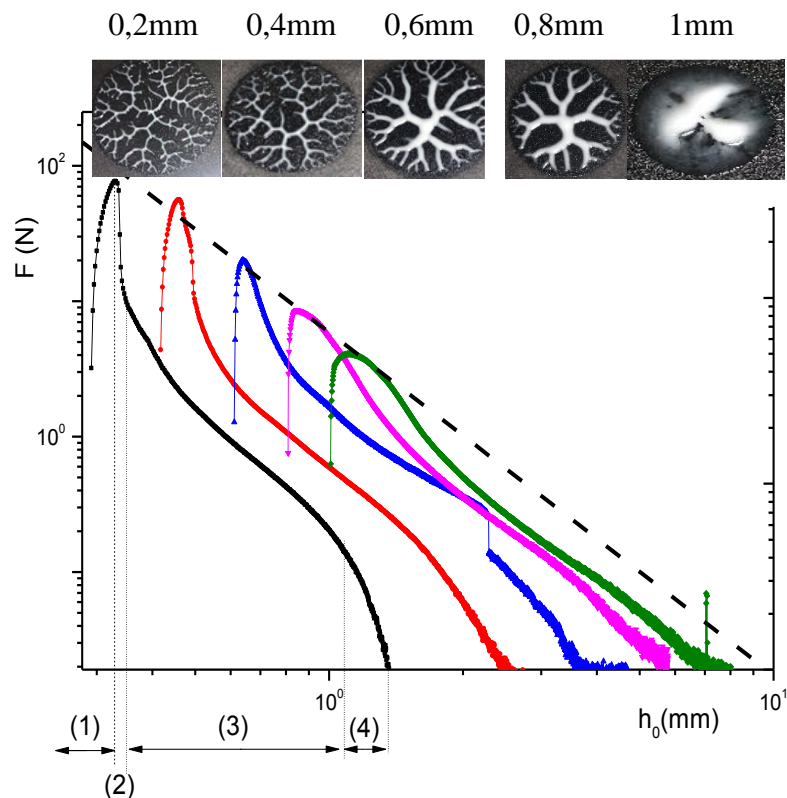


Figure 21- Courbes de force vs gap lors d'une expérience de traction avec des surfaces rugueuses, pour une émulsion (89%, $\Omega=3\text{mL}$) à différents rapports d'aspect initiaux (correspondant au premier point des courbes à gauche c'est-à-dire : en noire (0,2mm), en rouge (0,4mm), en bleue (0,6mm), rose (0,8mm) et vert claire (1mm). La ligne pointillée est

la courbe théorique c'est-à-dire le modèle de lubrification (eq. 53). La vitesse de traction est maintenue à 0.01mms^{-1} .

derrière l'interface ; tandis que la région centrale continue de couler. De ce fait, nous avons encore une variation du volume de matière dans la zone d'écoulement c'est-à-dire $d\Omega = \pi R h dR$, puisque, par définition ce volume: $\Omega = \pi R^2 h$, réduction $d\Omega/\Omega = dR/R$ et par intégration $\Omega = \Omega_0 R/R_0 = \Omega_0^2/\pi h R^2$. Finalement nous trouvons $F = \frac{2\tau_c \Omega_0^{3/2}}{3\pi^{1/2}} h_0^{3/2} h^{-4}$. Bien que cette expression prédise désormais une diminution de la force en fonction de la distance initiale (h_0), elle prédit également une diminution de cette force avec l'écartement des plaques en puissance -4, c'est qui est en contradiction avec les données expérimentales. Ainsi, nous pouvons conclure que, bien que nous puissions reproduire certaines tendances qualitatives à travers différentes approches, il nous manque certainement une théorie complète pour décrire l'évolution de la force avec l'écartement des plaques lorsque les doigts se développent de manière significative.

En effet, dans le deuxième régime dit régime stable ou il y'a absence totale de doigts, la force enregistrée (fig. 23) présente une allure légèrement différente de celle où l'instabilité de doigts survient. La croissance de la force atteint le maximum de la courbe en quelques secondes et affiche un pseudo plateau à la place du pic. Pas de chute brutale de la force, ce pseudo plateau est suivi d'une décroissance douce correspondant approximativement à la pente -5/2. L'allure de cette courbe est probablement due à l'absence des doigts dans l'échantillon d'une part, et à l'effet des déformations élastiques résiduelles dans le régime liquide qui s'atténuent très rapidement d'autre part. Cependant, nous pouvons remarquer que quel que soit le paramètre imposé (volume, rapport d'aspect, etc...), toutes les courbes enregistrées ont une allure identique et se superposent. En conclusion, avec les surfaces rugueuses nos résultats ont mis en évidence l'impact de l'épaisseur initiale et du volume sur les caractéristiques des courbes. Nos résultats ont montré que les courbes de force augmentent proportionnellement à l'épaisseur initiale et suivent bien la pente -5/2. Cependant, en désaccord avec les prédictions théoriques, nous avons trouvé des courbes expérimentales en dessous de celle théorique. De plus, nous avons montré qu'il n'était en effet pas possible de tester le critère théorique de l'instabilité apparente des fluides à seuil dans les essais de traction: dès que l'écoulement radial est induit, un écoulement instable est observé.

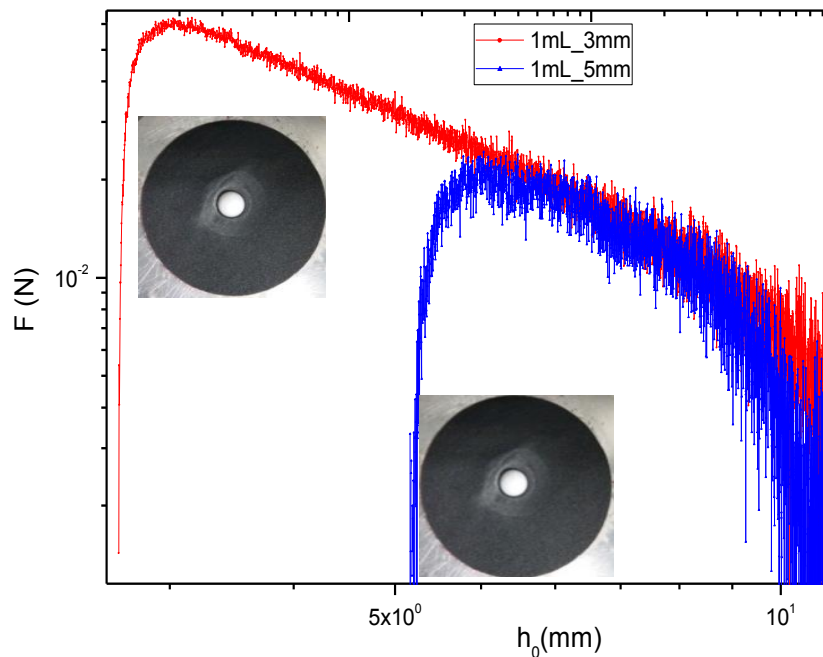


Figure 22- Courbes de force vs gap lors d'une expérience de traction avec des surfaces rugueuses pour une émulsion (82%, $\Omega = 1\text{mL}$) à différents rapports d'aspect initiaux (correspondant au premier point des courbes à gauche). Les courbes correspondent respectivement aux épaisseurs initiales (3mm) pour celle en rouge et (5mm) pour celle en bleue. La vitesse de traction est maintenue à 0.01mms^{-1} .

3.4.4 Impact du volume sur l'allure de la force

En comparant les courbes de forces pour un même rapport d'aspect mais des volumes différents (1 et 3 mL), nous remarquons que le pic de la force pour le volume 3mL est beaucoup plus important que celui du volume 1mL, on observe un écart d'environ cinq au nouveau du maximum des courbes. Cette augmentation importante de la force lorsque le volume croît pourrait venir du fait que quand le volume est doublé voir triplé, on aura alors suffisamment de liquide disponible le long de la paroi pour une bonne traction. De plus, nous remarquons que l'expression théorique (eq. 53) de la force dépend du volume. C'est pourquoi quand le volume augmente, on voit une augmentation de la force due à l'augmentation du volume de liquide cisailé. De ce fait, si on augmente le volume d'un facteur 3, la force augmenterait d'un facteur 5 ; ce qui veut dire que pour étirer un échantillon de cylindre de fluide de 10mL, il faudrait mobiliser une force d'environ 15 N. Néanmoins, ces deux courbes ont même allure et suivent la même pente $-5/2$ dans la zone d'écoulement douce comprise entre (0,4 et 1,5mm). Cependant, un écart raisonnable d'environ 1,5 est observé entre les courbes dans cette zone. Ces deux courbes (0,2mm) se croisent à h égale 2mm avant l'arrêt de

l'écoulement. En conclusion, le volume de l'échantillon semble affecter considérablement la courbe de force mesurée lors de la traction du fluide.

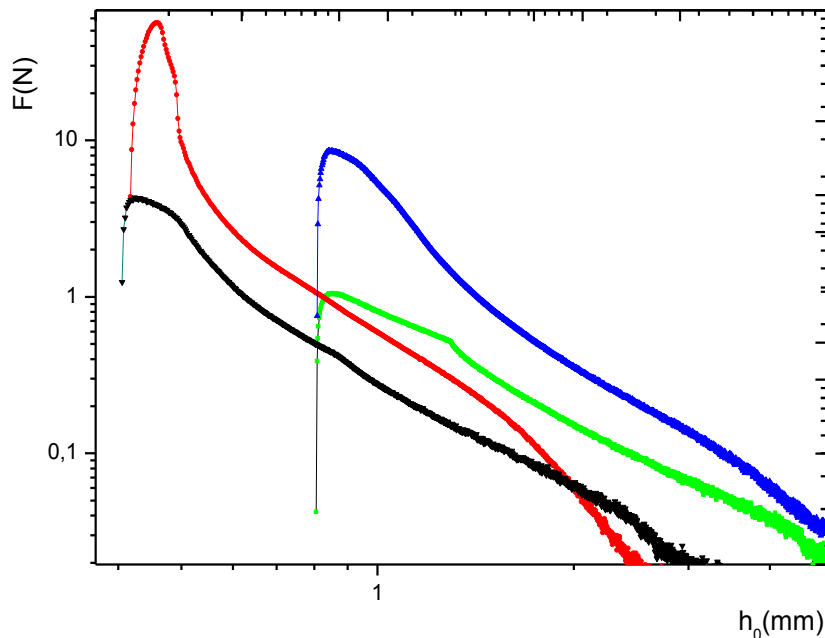


Figure 23- Comparaison de courbes de force à différents volumes (1mL pour les courbes en noire et verte claire et 3mL pour celles en rouge et bleue) pour de gaps fixés lors d'une expérience de traction avec des surfaces rugueuses pour une émulsion directe (89%). Les courbes rouge et noire correspondent à 0,4mm, celles en verte claire et bleue correspondent à 0,8mm. La vitesse de traction est maintenue à 0.01mms⁻¹.

3.4.5 Caractéristiques de l'instabilité

3.4.5.1 Approche sur le critère d'instabilité

3.4.5.1.1 Critère d'instabilité

Dans ce paragraphe, nous discutons des caractéristiques de cette instabilité afin de mieux discuter de l'origine de l'évolution de la forme du dépôt final en fonction des différents paramètres (rhéologique et de contrôle). Pour cela, nous nous appuyons sur la prédiction théorique du critère d'instabilité (éq. $\tau_c > \frac{\sigma h}{R^2}$) sous des effets visqueux supplémentaires négligeables en utilisant l'approximation $\tau_w = \tau_c$, de sorte que ce critère peut être réécrit comme $\tau_c \Omega_0 / h^2 > 2\pi\sigma$. De cette expression, nous voyons que, si l'instabilité doit se produire, elle se produira au début du retrait du fluide sur les parois solides lorsque la hauteur est la plus petite. De ce fait, nous pouvons écrire le critère d'instabilité sous la forme : $X = \tau_c \Omega_0 / h^2 > 2\pi\sigma$. En conséquence, ces conditions conduisent à fortiori à ce que

l'instabilité soit «plus développée» pour des valeurs croissantes de X . La figure 25 ci-dessous présente les données issues des parois rugueuses.

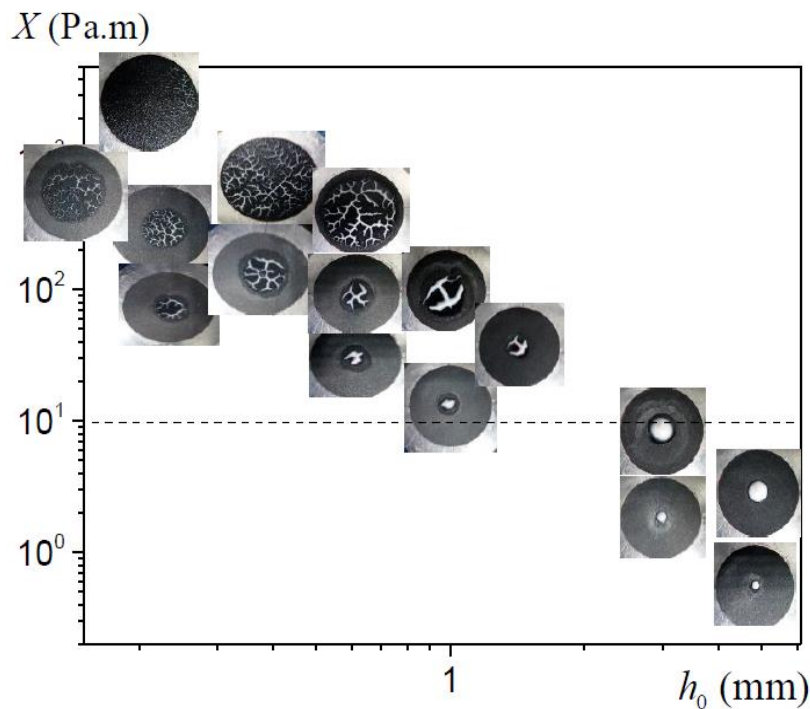


Figure 24- Aspects finaux du dépôt après séparation des plaques en fonction du paramètre X et de l'épaisseur initiale pour une émulsion de seuil 40Pa et différents volumes d'échantillons ($\Omega_0 = Xh_0^2/\tau_c$). Le diamètre de disque sombre sur toutes les photos est de 10 cm.

Les résultats ci-dessus montrent les différentes formes finales observées pour différentes valeurs de X en fonction de la distance initiale entre les plaques. Différents aspects du dépôt sont trouvés pour une valeur de h_0 fixée. Nos observations permettent de déduire que finalement h_0 ne détermine pas uniquement l'intensité de l'instabilité comme montré dans la section 3.4.2. Au contraire, comme prévu par la théorie, nous remarquons que l'aspect des dépôts semble être proche pour une valeur donnée de X . Nous obtenons des structures ramifiées approximativement similaires le long de chaque ligne horizontale dans cette représentation (fig. 25). De plus, nous pouvons déterminer la limite entre les régimes instable et stable, en considérant que l'absence de doigt apparent est la marque d'un écoulement stable. Nous trouvons donc que cette limite correspond à $X = 10$ Pa.m. En comparant nos données à celles de [Barral et al. \(2010\)](#), cette approche conduirait à obtenir la limite de transition entre les régimes instable et stable correspondant à $X = 80$ Pa.m. D'autre part, en utilisant pour la tension superficielle la valeur du liquide interstitiel (eau) $\sigma = 0,07$ Pa.m, on trouve la valeur de l'expression $2\pi\gamma$ égale à 0,4 Pa.m. Ainsi, nous constatons que les expériences donnent des écoulements stables dans une large gamme où des écoulements instables sont attendus de la théorie, à savoir entre $X = 10$ Pa.m et $X \approx 0,4$ Pa.m.

À première vue, ce résultat peut être perçu comme un fort écart entre les prédictions théoriques et les données expérimentales. En réalité, ce n'est pas si évident. En effet, en

regardant les écoulements considérés comme «stables», on voit qu'ils correspondent à un écoulement radial plutôt limité c'est-à-dire compte tenu du rapport (h_0/R) trop grand, le fluide se trouve juste « pincé », il est alors difficile de générer un écoulement radial. Dans de telles conditions, l'instabilité de Saffman-Taylor ou plus précisément le doigt n'aurait tout simplement pas assez de temps ou de distance pour se développer. Dans ce cas de figure, c'est la validité de l'hypothèse de lubrification qui doit être discutée, car nous nous attendons à ce que, si cette hypothèse est valide, pendant le test de traction, la distance augmente maintenant à des valeurs élevées c'est-à-dire au moins du même ordre de grandeur que le rayon initial, ce qui implique un écoulement radial important. En calculant le rapport (h_0/R) , nous trouvons que les écoulements stables correspondent exactement à ceux pour lesquels h_0/R est supérieur à 1, alors que des écoulements instables sont attendus de la théorie dans cette zone. Cela suggère que l'hypothèse de lubrification n'est plus valide. En conséquence, nous avons un écoulement plus complexe que celui prévu par la théorie, en particulier il existe maintenant probablement une composante importante d'étirement le long de l'axe vertical, ce qui pourrait atténuer ou amortir l'instabilité.

Par ailleurs, en regardant de plus près la forme initiale et finale de l'échantillon, nous voyons que le matériau se transforme essentiellement d'une couche de disque circulaire en un cône de même base et ne s'écoule pas radialement de manière significative. Cela suggère que nous ne pouvons pas vraiment tester la validité du critère d'instabilité, car bien avant la plage pour laquelle la stabilité est attendue, l'hypothèse de lubrification n'est plus valide. Nous pouvons simplement dire que, sous les hypothèses appropriées, à savoir l'hypothèse de lubrification, l'écoulement est instable en accord avec le critère théorique. On a donc un doute sur nos résultats à petits volumes conduisant systématiquement à des écoulements stables. En réalité ces écoulements stables ne correspondent pas à un écoulement de cisaillement radial attendu tel que prédit par la théorie, on pense qu'ici on ne fait que pincer le fluide mais on ne génère pas un écoulement de cisaillement (rapport d'aspect trop grand). En effet, essayons une autre approche, c'est-à-dire regarder dans quelles conditions on peut avoir un écoulement stable et être en accord avec les prédictions théoriques (rapport d'aspect < 1). Partant de l'équation $(\tau_c > \frac{\sigma h}{R^2})$ donnant le critère d'instabilité, pour obtenir un écoulement stable il faut à fortiori que :

$$\tau_c < \frac{\gamma h}{R^2} \quad (56)$$

Considérons un volume de fluide $\Omega = \pi h R^2$, en injectant l'expression du volume dans l'équation (56) nous déduisons que :

$$\frac{h}{R} > \frac{\Omega}{\pi} \left(\frac{\pi \tau_c}{\Omega \gamma} \right)^{3/4} = \frac{1}{\pi^{1/4}} \left(\frac{\tau_c}{\gamma} \right)^{3/4} \Omega^{1/4} \quad (57)$$

si $\frac{1}{\pi^{1/4}} \left(\frac{\tau_c}{\gamma} \right)^{3/4} \Omega^{1/4} > 0,2 \Rightarrow \left(\frac{h}{2R} > 0,1 \right)$, alors la condition est non vérifiée.

Cependant, pour que $\frac{1}{\pi^{1/4}} \left(\frac{\tau_c}{\gamma} \right)^{3/4} \Omega^{1/4} < 0,2$; il faut que $\Omega < \left(\frac{\tau_c}{\gamma} \right)^3 \times \pi \times 16 \cdot 10^{-4}$

Par exemple : si $\left\{ \begin{array}{l} \tau_c = 70 \text{ Pa} \Rightarrow \Omega < 5 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3 \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3 \\ \tau_c = 7 \text{ Pa} \Rightarrow \Omega < 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3 \approx 5 \text{ mm}^3 \end{array} \right.$

Après calcul, il s'avère que pour être en accord avec l'hypothèse de la lubrification (c'est-à-dire rapport inférieur à l'unité) et obtenir des écoulements stables, il faut à fortiori utiliser des volumes extrêmement faible de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ à $5 \cdot 10^{-6}$ mL pour des seuils allant compris 7 à 70 Pa ; il semble difficile dans ce cas de faire des tests contrôlés avec ces volumes. En conclusion, nous avons montré le désaccord entre théorie vs expérience : des écoulements stables sont trouvés dans la zone où des écoulements instables sont attendus de la théorie. Mais nous avons montré que la théorie développée ne prend pas en compte le matériau arrêté derrière l'interface moyenne. Et que les cas stables observés ne peuvent en fait pas être décrits par la théorie, si bien que la théorie s'avère finalement valide dans tous les cas où un écoulement a le temps de se développer.

3.4.5.1.2 Approche sur la longueur d'onde du doigt

Dans ce paragraphe, on va s'appuyer sur une autre approche pour tester la validité du critère théorique. Cette approche consiste à regarder la longueur d'onde du doigt. Pour ce faire, nous allons examiner les caractéristiques du doigt apparent au tout début de l'instabilité comme le suppose la théorie décrite dans le cadre de l'analyse de la stabilité linéaire, car c'est le seul aspect pertinent. En effet, l'analyse théorique considère une petite perturbation de l'interface initialement stable. Nous rappelons que le calcul de la longueur d'onde expérimentale est une approche un peu globale dans laquelle on compte le nombre de doigts apparent à la périphérie de la structure arborescente sur le dépôt final après séparation complète des plaques (fig. 26), puis on fait une estimation grossière de la taille des doigts. Cette longueur d'onde correspond à $N/2$.

$\lambda_{observée}$

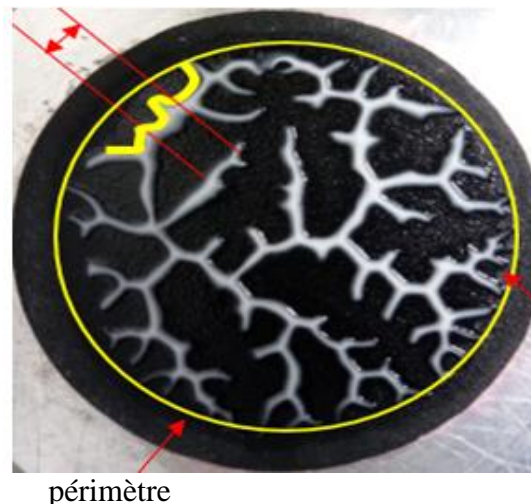


Figure 25- Estimation de la longueur d'onde du doigt sur une image obtenu après arrêt de l'écoulement lors d'un test de traction sur une émulsion directe à seuil 40Pa. Le cercle en jaune délimite le périmètre du dépôt initial avant étirement du cylindre de fluide

La prédiction théorique du nombre de doigts N au début de l'instabilité, c'est-à-dire $2\pi R/\lambda_m$ déduite de (eq. 48 et eq. 49) s'écrit :

$$N = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(1 + \frac{2Y}{\pi} \right)^{1/2} \quad (58)$$

Dans lequel $Y = X/\sigma$.

La figure 27 ci-dessous montre toutes les données pour les différentes morphologies correspondant aux différents fluides. Globalement nos observations montrent que la prédiction théorique est en accord avec les résultats expérimentaux sachant que toutes les données pour les différents fluides, différentes épaisseurs initiales et différents volumes d'échantillons, évoluent autour d'une courbe maîtresse correspondant à une augmentation du nombre de doigts suivant en moyenne la courbe théorique. Cependant, des divergences notoires sont observées: à faibles valeurs de Y , le nombre de doigts savère systématiquement inférieur d'un facteur environ 1,5 à la prédiction théorique, ce qui suggère que, dans ce cas, la composante allongée de l'écoulement joue un rôle important et atténue légèrement l'instabilité. Par ailleurs, à des plus grandes valeurs de Y , le nombre de doigts est légèrement supérieur à la prédiction théorique, mais à l'heure actuelle nous n'avons aucune explication à cela

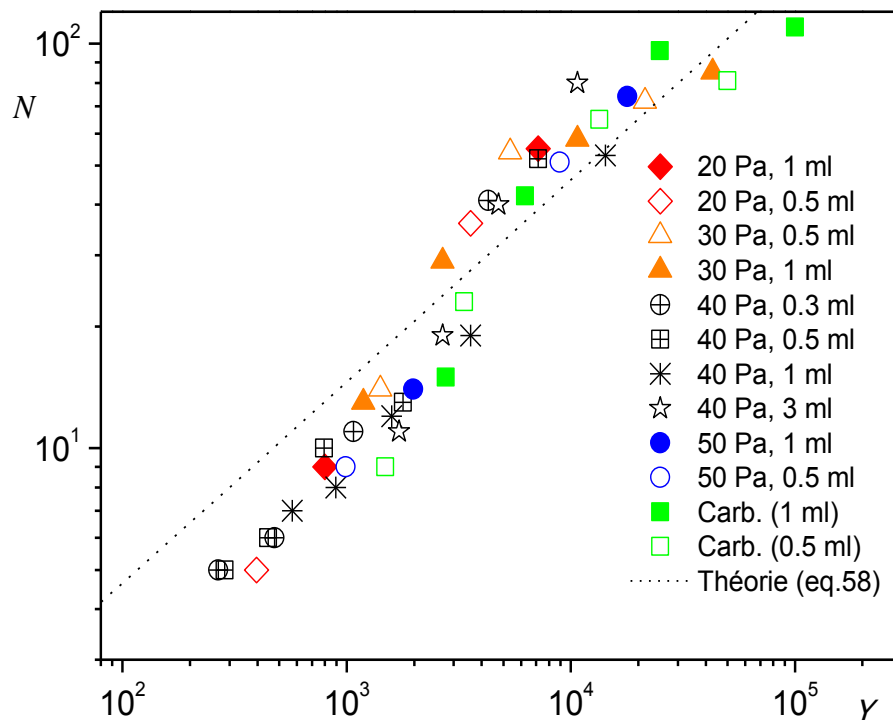


Figure 26– Longueur d'onde de doigts pour l'instabilité de Saffman-Taylor lors d'un essai de traction sur une émulsion directe de seuil 40Pa, pour différents volumes d'échantillon et différentes épaisseurs initiales. Chaque point représente une expérience : Nombre de doigts en fonction du paramètre X . Légende: émulsions, sauf mention contraire (Carbopol).

Ainsi, nous pouvons conclure que, en accord avec la prédiction théorique pour la taille du doigt, une courbe maîtresse est obtenue lorsque le nombre de doigts N est tracé en fonction de X pour différents paramètres (différents volumes, différents contraintes seuil et différentes épaisseurs initiales). Cependant, ces résultats oscillent sur des plages assez larges autour de la courbe maîtresse. Au vu de ces résultats, nous pouvons dire que la théorie décrit bien l'ensemble des observations au premier ordre, et qu'il nous manque certainement une théorie complète plus détaillée prenant en compte le matériau arrêté derrière l'interface moyenne,

3.5 Cas des surfaces lisses

3.5.1 Résultats de base sur l'élongation

Dans le paragraphe précédent, nous avons réalisé des expériences de traction avec les surfaces rugueuses. Lors de ces expériences nous nous sommes confrontés à un problème d'adhérence du fluide sur les parois solides. Ce phénomène a conduit à éliminer l'hypothèse sur le démouillage tel que considéré par la théorie. En effet, au-delà de l'hypothèse de la lubrification (rapport d'aspect $h_0/R_0 \ll 1$), la théorie suppose un démouillage parfait et que l'angle de contact demeure constant tout au long de l'écoulement du fluide sur les parois solides.

Une des possibilités qui nous permettrait d'être proche/ou du moins retrouver ces hypothèses serait d'utiliser des plaques lisses pour supprimer l'adhérence, ou du moins la réduire fortement. De ce fait, nous avons relancé le test de validité en utilisant des surfaces lisses. Pour ce faire, nous avons utilisé deux plaques de wafers de silicium (décrits au chapitre 2). L'expérience se déroule exactement comme celle réalisée avec les surfaces rugueuses. La différence réside dans l'interaction fluide-parois solide ; le premier cas conduit à des instabilités et le second à un écoulement d'élongation. Contrairement à l'écoulement de cisaillement dont les techniques mesurent les composants non diagonaux du déviateur du tenseur de contraintes (dont celles diagonaux sont nuls) et du tenseur de déformation, celles de l'élongation consistent à déterminer les composants diagonaux de ces tenseurs qui sont en revanche non nuls dans ce cas.

Pour préparer l'expérience d'étirement, le fluide à seuil est d'abord écrasé jusqu'à l'entrefer voulu. Quand le plateau supérieur monte, on voit que le matériau se rassemble vers le centre tout en conservant sa forme quasi cylindrique, avec une légère évolution de la courbure de la surface libre. En effet, expérimentalement on observe que le cylindre de fluide prend différentes formes (cf. fig. 19) ; allant d'une simple forme quasi cylindrique à une forme de deux cônes mis bout en bout jusque à la rupture totale de l'échantillon de fluide en deux parties, ce qui marque l'arrêt de l'écoulement. De plus, on observe que le rayon R initial du cylindre de fluide diminue à mesure que l'échantillon s'allonge dans la direction verticale tout en conservant son volume. Dans ce cas la ligne de contact du fluide sur les surfaces solides se déplace facilement car le fluide glisse même sous de très faibles contraintes c'est-à-dire que le matériau peut se déplacer comme un bloc solide pour une contrainte beaucoup plus petite que dans le cas la lubrification. On obtient alors un écoulement d'élongation uniaxiale dont les résultats seront présentés et discutés dans les paragraphes 3.6.2. Pour provoquer un tel écoulement, on impose une vitesse U constante sur la plaque supérieure pour éloigner les deux plaques tout en mesurant la force normale ressentie par la surface supérieure. L'écoulement s'effectue dans la direction verticale entraînant un écoulement radial vers l'axe c'est-à-dire vers le centre des plaques. En négligeant la courbure à l'interface et en tenant compte de la conservation de la masse, le champ de vitesse en coordonnées cylindriques

s'écrit: $v_r = -r\dot{\epsilon}/2; v_\theta = 0; v_z = z\dot{\epsilon}$, avec $\dot{\epsilon} = (dh/dt)/h = U/h$ la vitesse de déformation. Cela correspond à un simple écoulement élongation uniaxial. Expérimentalement pour un rapport d'aspect initial supérieur à l'unité, après séparation complète du cylindre de fluide, on observe des dépôts fins du fluide ressemblant à deux cônes sensiblement égaux sur les deux plateaux précédés d'un dépôt de film liquide sur les parois dans certains cas. De plus, lors de l'écoulement avec les parois lisses nous avons observé l'existence de deux régimes :

- *un premier régime stable* dans lequel le glissement s'opère parfaitement sans laisser de dépôt de film couche sur les parois. Dans ce régime, le matériau se déplace comme un bloc rigide (écoulement de bulk). Le cylindre de fluide prend différentes formes à mesure que l'éloignement des plaques se poursuit, l'interface se creuse jusqu'à la séparation complète de ce dernier en deux parties donnant ainsi une forme conique ;

- *un deuxième régime stable* où le fluide glisse en laissant des dépôts sur les parois solides i.e. un film de liquide sur les parois à certains endroits. À la différence avec le régime stable sans dépôt de film couche, on observe une pseudo adhérence du liquide sur les parois solide à certains endroits, puis soudain le fluide glisse idéalement pour se mobiliser vers le centre en donnant la même forme comme observée dans le cas précédent. Les résultats de cette expérience sont présentés sur la figure 28 ci-dessous :

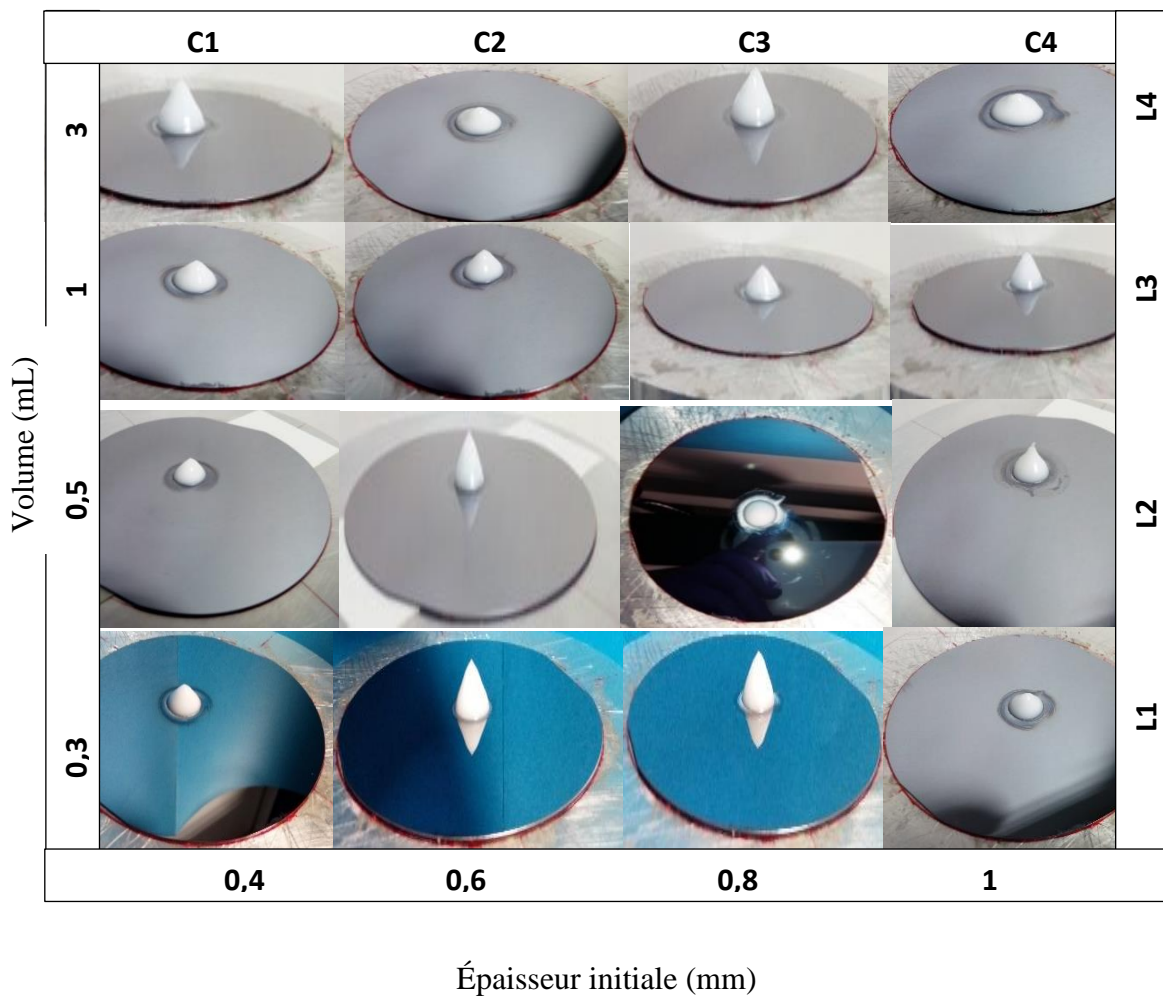


Figure 27– Images des écoulements stables à différents gaps pour une émulsion directe (40Pa, 3mL) avec des wafers de silicium pendant un test de traction ; ces images montrent les

dépôts finaux sur la plaque inférieure après séparation complète du cylindre de fluide en deux parties égales. Le diamètre de disque de silicium sur toutes les photos est de 10 cm.

Au cours de cette expérience, le matériau ne garde pas une forme cylindrique tout au long de l'écoulement. La courbure de sa surface latérale évolue à mesure que l'écoulement se poursuit, cette évolution pourrait entraîner un changement sur la pression de Laplace à l'interface air-échantillon. Cependant, comme l'échantillon est un fluide à seuil, la pression liée à l'écoulement du bulk peut l'emporter sur la pression de Laplace. En conclusion, nous soulignons que les résultats obtenus en utilisant les plaques lisses demeurent stables (ce ne sont pas les résultats qui sont stables), et ce que quel que soit le paramètre imposé (rapport d'aspect, volume). Ces résultats n'apportent donc rien concernant l'instabilité de Saffman-Taylor mais ouvre une discussion sur l'élongation d'un fluide à seuil.

3.5.2 Analyse et discussions

Dans les sections ci-dessous, nous discutons en détail les données présentées ci-dessus et les caractéristiques des courbes de force $f(h)$ pour divers paramètres ainsi que les courbes de contraintes normales. Nous rappelons que le modèle utilisé pour l'analyse de nos résultats est le modèle de Herschel-Bulkley. Bien entendu, pour faciliter l'analyse, nous ne prenons donc pas en compte les effets de gravité, ni la présence de la tension de surface.

3.5.2.1 Courbes de forces vs écartement des plaques

Voyons maintenant les variations de la force nécessaire pour imposer cet écoulement (voir fig.29). Une fois le test de traction lancé, la force augmente rapidement pour atteindre un maximum après un très petit changement de hauteur, c'est-à-dire qu'elle commence d'abord à partir d'une valeur faible, car le matériau est essentiellement déformé dans son régime solide. Puis à mesure que la traction progresse, l'interface de l'échantillon se déforme élastiquement (elle se creuse), ce qui tend à amplifier la force normale induite par la séparation des plaques. Dans cette zone, le matériau s'allonge en développant une résistance équivalente à celle qui est à l'origine de cet allongement (déformation).

Aux abords du pic de la courbe de force, le cylindre de fluide subit de plus en plus de déformation, cette déformation s'amplifie tant que les plaques s'éloignent et tant que l'écoulement n'est pas généré. Au maximum de la courbe, la déformation critique est atteinte, le pic représente donc la force requise pour provoquer l'écoulement de l'échantillon de fluide. Après cette force d'élongation maximale, le signal diminue rapidement à mesure que l'espacement augmente. Cette chute peut être la conséquence de l'écoulement radial vers l'axe créée par une dépression à l'intérieur du fluide et dont l'intégration sur l'interface conduit à la force normale mesurée. Puisque la déformation est fonction de h ($\dot{\epsilon} = U/h$), il est normale que les pics de force soit différents. Globalement, on voit que les courbes présentent une même allure à l'exception de celle en rouge correspondant à 0,3mm. Après une croissance rapide, celle-ci présente un plateau, puis une chute abrupte pour finalement rejoindre les autres dans la zone correspond à la diminution de la force en h à la puissance -1.

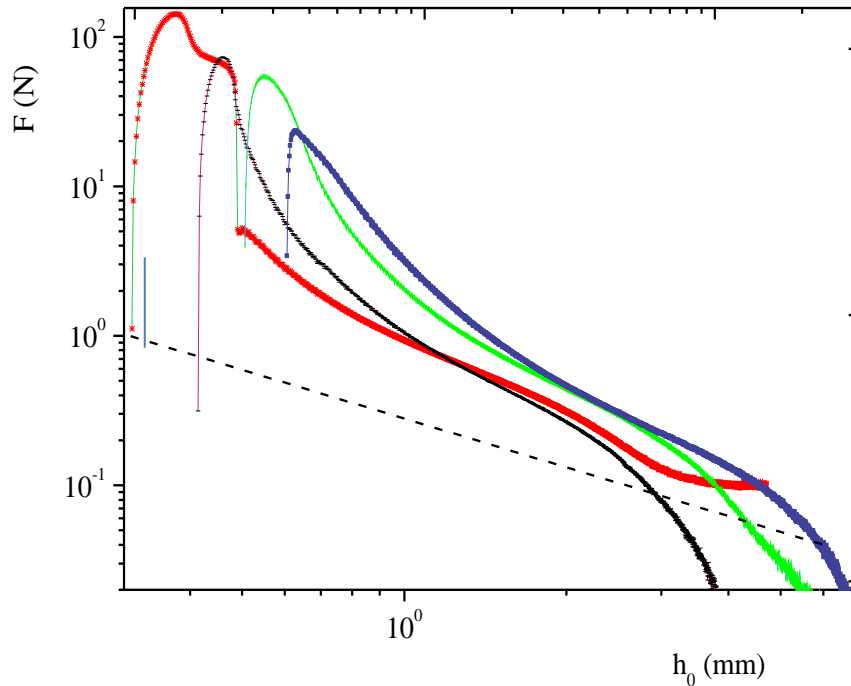


Figure 28- Émulsion directe (89% H). Force vs écartement des plaques pendant une expérience de traction avec des surfaces lisses (wafer de silicium), pour différents rapports d'aspect initiaux (correspondant au premier point des courbes à gauche), à $U = 0,01\text{mm}^{-1}\text{s}$ $\Omega = 3\text{ml}$). La ligne pointillée est la courbe théorique (éq. 55) pour un écoulement d'élongation.

Ce plateau pourrait être une conséquence d'un artefact lors de l'expérience. De plus, on voit que les courbes se rejoignent dans la zone correspondant à la décroissance en h puissance -1 . Dans cette zone, nous considérons que le cylindre de fluide est suffisamment allongé, la force continue de chuter mais de façon douce, puis subitement une chute brutale conduisant à la séparation de l'échantillon en deux parties quasi égales. Par ailleurs, on voit que le maximum de force est plus important pour la petite épaisseur. Ceci suggère que l'épaisseur a un fort impact sur les courbes de force. De plus, quels que soient les paramètres imposés, on trouve des courbes de force expérimentales bien au-dessus de celle théorique, ceci suggère que la théorie conduisant à l'équation (55) n'est pas valide. Cependant, un accord raisonnable est trouvé dans la zone correspondant à la pente h^{-1} , un rapport courbe expérimentale/courbe théorique donne un écart d'un facteur sensiblement égal à trois. En comparant les courbes de force de la fig. 29 avec celles de la fig. 22, on remarque que le maximum de courbes dans le cas de l'élongation est plus important que celui dans le cas de la lubrification. Cet écart peut être dû au fait dans le cas des parois rugueuses, le volume varie, une bonne partie de fluide reste figé derrière l'interface moyenne, en conséquence on fournit

moins d'effort pour déplacer l'autre moitié du fluide. Par contre, dans le cas de parois lisses tout le volume d'échantillon est impliqué dans l'écoulement à tout moment, il faut plus de force pour allonger le fluide. En effet, les résultats de tests avec les surfaces lisses offrent l'avantage de mesurer une quantité importante : la contrainte normale expérimentale. Cette contrainte normale σ est indépendante du rapport d'aspect actuel et de la taille du matériau, tant que l'échantillon reste cylindrique.

3.5.2.2 Courbes de contraintes normales vs écartement des plaques

En s'appuyant sur l'hypothèse que le matériau garde sa forme cylindrique, nous pouvons calculer la contrainte normale expérimentale $\sigma = F/\pi R^2$. Il s'agit de la contrainte normale associée à un écoulement d'élongation uniaxial simple lorsque la vitesse est suffisamment lente (en supposant que la ε qui apparaît ici comme une propriété intrinsèque du fluide à seuil est suffisamment faible). Pour calculer cette contrainte normale subit par l'échantillon de fluide lors de l'étirement, on fait l'hypothèse que l'échantillon de fluide s'allonge en gardant une forme cylindrique parfaite (fig. 19b) tout au long de son écoulement. De ce fait, on déduit la contrainte normale subie par le plateau supérieur à partir de la variation de force normale enregistrée par le capteur. Il est à noter que, contrairement aux approches habituelles qui ont étudié les écoulements d'élongations dans un volume localisé de l'échantillon lors d'un écoulement transitoire *Boujlel et al.(2013)- M.K. Tiwari et al.(2009)*, nous avons ici a priori une mesure simple de la contrainte normale nécessaire pour imposer un écoulement d'élongation dans un volume d'échantillon et sur une gamme significative de rapports d'aspect. La figure 30 présente les courbes de contraintes normales du matériau précédemment discutées dans la section 3.6.2.1.

Nous remarquons que quelle que soit l'épaisseur de départ, le changement de l'allure de la courbe de contrainte est lié expérimentalement aux différents régimes (solide/liquide) et aux différentes formes qu'épouse le cylindre de fluide lors de l'allongement. Pour de telles courbes, on peut distinguer qualitativement quatre régions différentes: pic de contrainte, chute de contrainte, plateau et la région finale. Chaque région peut être affectée par un phénomène différent se produisant dans l'échantillon de fluide. Une première observation permet de voir que quelle que soit l'épaisseur initiale imposée, les courbes de contraintes subissent une augmentation au début de l'étirement jusqu'à atteindre le maximum de la courbe ; cette augmentation est probablement associée à l'élasticité du matériau. Ensuite, elles subissent une chute abrupte après le maximum, une chute qui peut être la conséquence de la liquéfaction. Cette chute se produit dans un temps court (d'une dizaine de seconde), suivit d'un plateau, ce plateau correspond à la chute de la force en 1/h. De plus, ce plateau s'étale sur un large intervalle (allant de 0,8 à 3 mm). Dans cette région, certaines courbes se superposent puis elles chutent à nouveau vers la fin de l'écoulement. Ces courbes montrent que la chute de contrainte à la fin du plateau est sensiblement de l'ordre de 10^5 Pa. Par ailleurs, une comparaison qualitative permet de remarquer que toutes les courbes expérimentales sont largement au-dessus de celle théorique (qui est simplement proportionnel à τ_c , trait en

pointillé correspondant à $\sqrt{3}\tau_c$). Le rapport courbes expérimentales vs courbe théorique c'est-à-dire le rapport entre contrainte seuil expérimentale en élongation et celle prédite par la théorie est approximativement égale 1,5. Ce qui signifie la contrainte normale expérimentale est 1,5 plus grande que celle prévue par le modèle de Herschel-Bulkley en 3D.

Comme attendu de la théorie, dans cette zone (zone correspondante à la décroissance en $1/h$) la contrainte expérimentale devrait être du même ordre que $\sqrt{3}\tau_c$ c'est-à-dire que théorie et expérience devraient être en phase, ce qui n'est pas le cas. Cet écart est probablement dû à la variation de la forme de l'échantillon d'une part, ou à la variation de l'espacement entre les laques d'autre part, puisque la contrainte théorique obtenue à partir du modèle de Herschel-Bulkley ($\sqrt{3}\tau_c$) est proportionnelle au seuil, alors que celle expérimentale dépend de l'évolution de h . Ce résultat suggère que l'hypothèse sur la forme cylindrique du matériau et celle d'un facteur dépendant du deuxième invariant de l'équation constitutive ne sont pas valides.

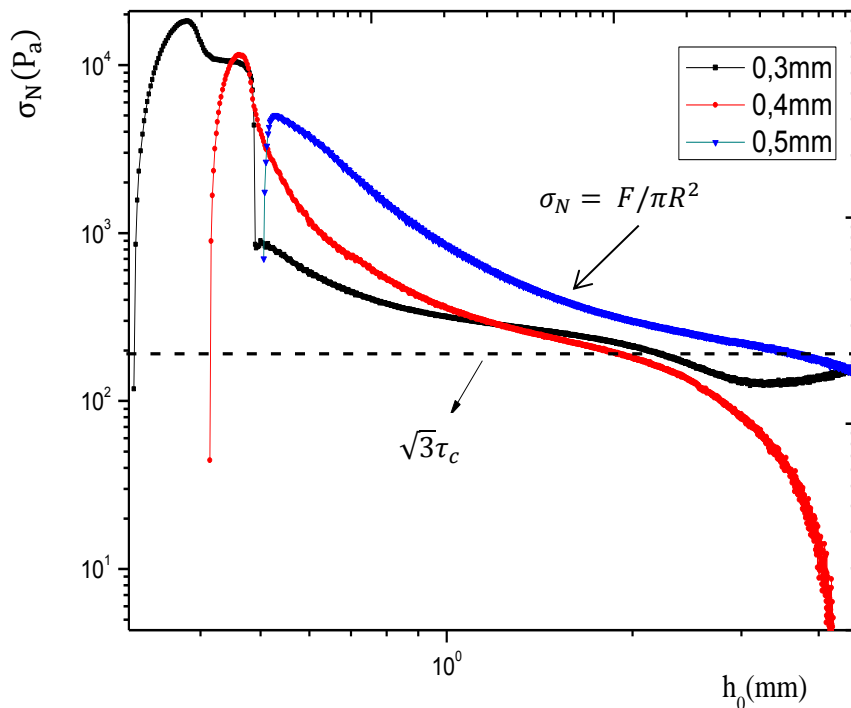


Figure 29– courbe de contrainte normale vs h_0 lors d'une expérience de traction de l'émulsion directe (89% H), 3mL avec des wafer de silicium à différents rapports d'aspect initiaux; la vitesse d'élongation est maintenue à 0.01mms^{-1} . La ligne pointillée est la contrainte théorique.

Cet effet trouve probablement son origine dans le fait que l'allongement d'un fluide à seuil nécessite plus de compression des éléments, et donc plus de stockage d'énergie, qu'un

simple cisaillement, dans lequel les éléments doivent essentiellement glisser les uns sur les autres en subissant de légères déformations. On peut illustrer ce point par l'exemple ci-dessous. Si nous considérons deux gouttelettes sphériques en contact; ces gouttelettes peuvent être déplacées (en subissant de légères déformations de l'interface) l'une par rapport à l'autre dans la direction tangentielle sans stocker de l'énergie élastique. Si maintenant nous appliquons à ce système une force dans la direction de l'écoulement (compression/traction) et passant par le centre des gouttelettes, ces dernières seront déformées et le mouvement sera fortement limité. Le premier cas correspond à un simple cisaillement, le second à un allongement, et nous voyons que les lois force vs mouvement seront radicalement différentes dans ces cas. Cela suggère que l'expression 3D de l'équation constitutive des fluides à seuil est plus complexe que ce qui a été suggéré jusqu'à présent, et ne peut pas laisser de côté les spécificités de la structure du matériau, et plus particulièrement l'origine physique de l'écoulement, notamment l'écoulement de cisaillement ou d'élongation. Nos observations permettent de souligner que les prédictions théoriques sous-estiment l'expression de la contrainte.

3.5.3 Impact de la vitesse

Dans cette partie, nous allons regarder l'effet de la vitesse sur les caractéristiques de l'écoulement. Les courbes force-déplacement obtenues pour une émulsion à seuil 40Pa en confinement imposé et à différentes vitesses de traction sont représentées sur la figure 31. Une observation qualitative permet de voir que toutes les courbes présentent une même allure. Les résultats montrent une diminution régulière de la force quel que soit la vitesse imposée. De plus, on observe que le maximum de la courbe est plus important pour la plus grande vitesse. Ceci suggère que la vitesse pourrait affecter la réponse du matériau. Autrement dit, la vitesse a un impact sur les caractéristiques de l'écoulement. Globalement, ces résultats montrent qu'après la déformation élastique de l'échantillon aux petits gaps, la variation de la force suit toujours une décroissance en $1/h$ quelle que soit la vitesse imposée. Toutes les courbes se rejoignent sur une distance comprise entre 1 et 8mm dans la zone correspondant à la décroissance en $1/h$, et elles sont toutes au-dessus de celle théorique. De plus, les résultats montrent que dans la région où la variation des forces expérimentales décroît en $1/h$, le rapport entre les courbes expérimentales vs celle théorique est approximativement égal à 10, autrement dit les forces expérimentales sont 10 fois plus grande de celle prédite par la théorie. Nous concluons que la vitesse de séparation peut légèrement affecter les caractéristiques des courbes, la courbe de force est d'autant plus importante que la vitesse est grande.

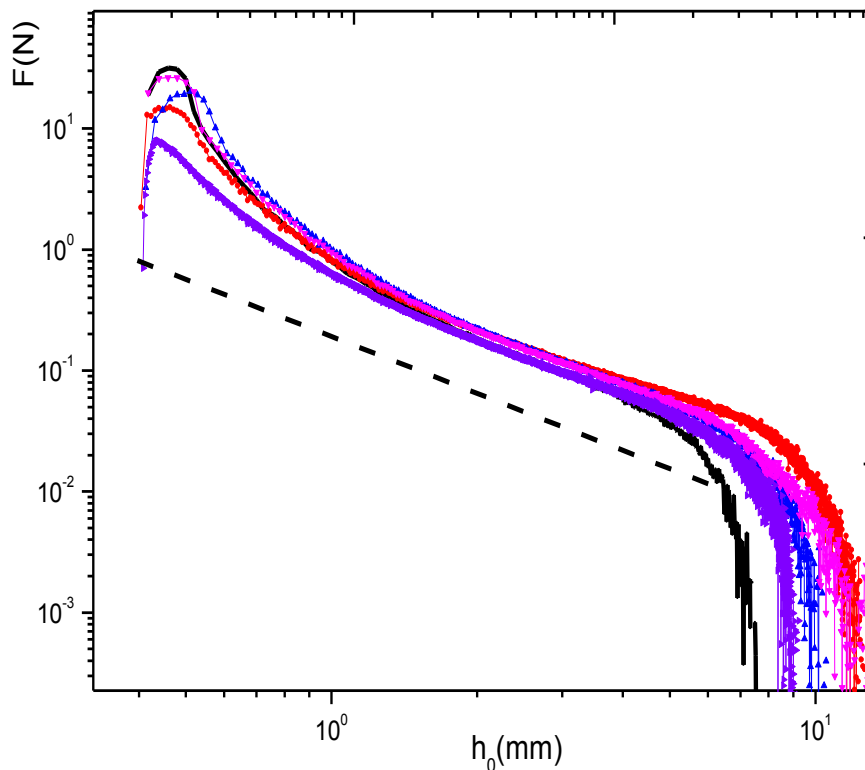


Figure 30- Expérience de traction avec des wafers de silicium pendant l'élongation de l'émulsion (82%, 3mL) aux différentes vitesses de séparations imposées (rouge $0,04\text{mms}^{-1}$; bleue $0,08\text{mms}^{-1}$; rose $0,1\text{mms}^{-1}$; violette $0,01\text{mms}^{-1}$; noire $0,01\text{mms}^{-1}$). La ligne pointillée est la force théorique.

3.5.4 Élongation d'autres matériaux : carbopol, ketchup et moutarde

Dans ce paragraphe nous présentons les résultats d'autres matériaux (moutarde, ketchup et carbopol) qui sont testés dans les mêmes conditions que ceux précédemment discutés. Pour tous les matériaux testés, nous allons tracer les courbes de force et courbes de contrainte en fonction de l'écartement initial des plaques dans l'optique de voir si on va observer une même tendance, ou des valeurs dispersées pour ces différents matériaux. Quelques résultats finaux après séparation complète des plaques sont montrés sur la figure 27. Une observation qualitative permet de voir clairement le film liquide (délimité par le cercle en jaune) laissé derrière l'interface lors de l'écoulement vers l'axe (fig. 32a et 32b) tel que décrit dans la section 3.5.1.

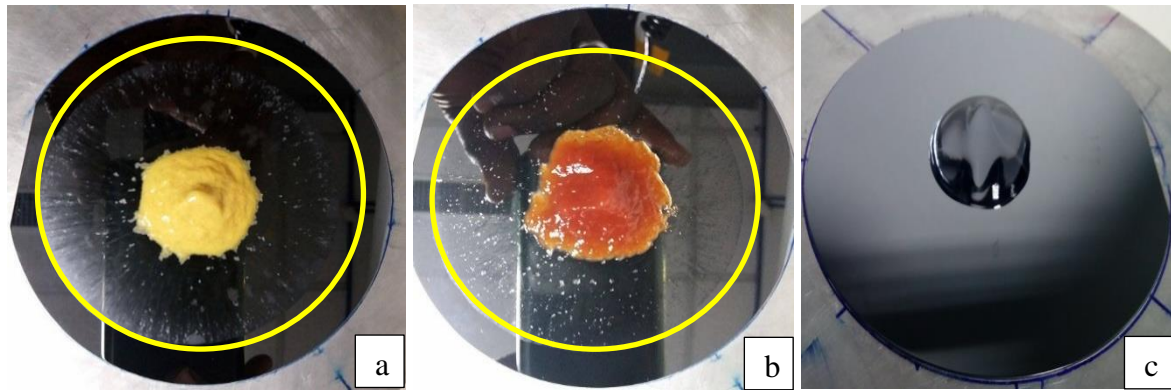
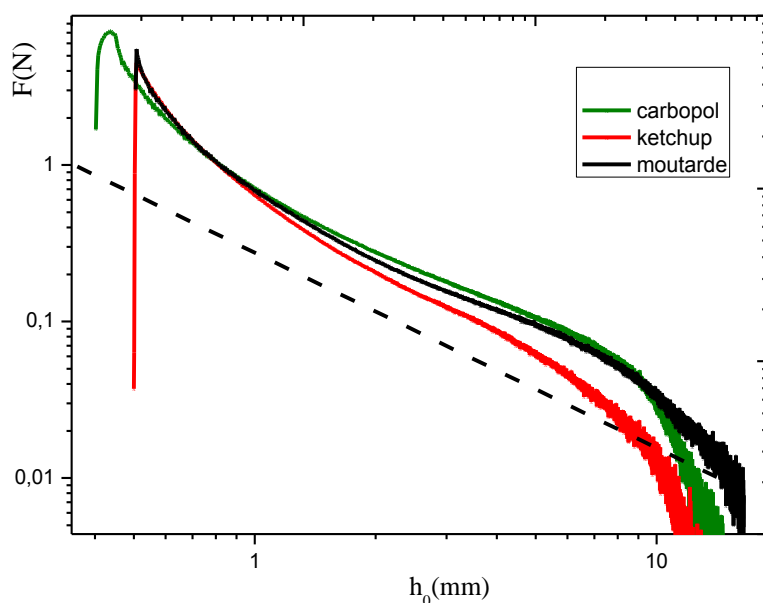


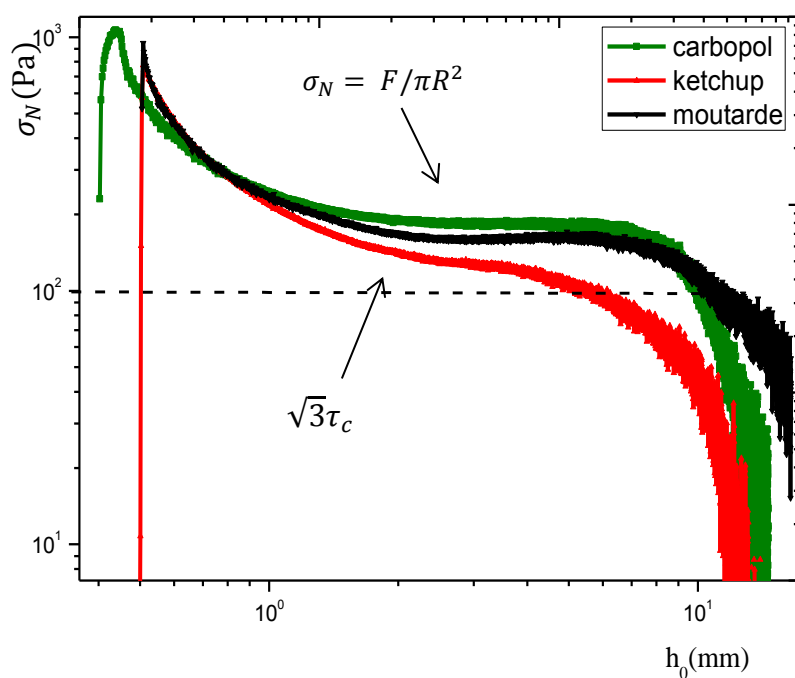
Figure 31– Résultats (3mL) de différents matériaux (a- moutarde, b- ketchup, c- carbopol) avec des wafer de silicium pendant un test de traction. Le cercle en jaune délimite le rayon à la fin de l'écrasement c'est-à-dire le rayon juste avant l'étirement. Le diamètre de disque de silicium sur toutes les photos est de 10 cm.

En comparant Les images (a, b et c) de la figure 32, nous remarquons que contrairement au carbopol, la moutarde et le ketchup ne présentent pas une interface bien circulaire malgré le glissement sur les parois. Cet aspect pourrait être lié à la nature complexe de ces matériaux. En regardant l'allure des courbes de ces matériaux, une analyse qualitative permet de noter que toutes les courbes ont un comportement assez similaire. Quel que soit le rapport d'aspect imposé, la force normale croît d'abord à cause de la déformation élastique du matériau, ensuite elle décroît et suit la pente en $1/h$. De plus, on voit que le décollement des courbes du carbopol et celle de l'émulsion ne se fait pas de la même manière que celui du ketchup et de la moutarde. Les courbes de l'émulsion directe et celle du carbopol présentent une zone de croissance progressive jusqu'au pic qui déclenche l'écoulement; cette montée progressive de la force peut être liée au régime solide du matériau c'est à dire à la rigidité de l'interface air-fluide au début de l'étirement. Par ailleurs, on voit que le maximum de la courbe de l'émulsion est moins important que celui du ketchup et la moutarde, l'est encore moins que celui du carbopol.

Cependant, contrairement aux autres courbes, nous observons que seule la courbe du carbopol présente une zone de chute brutale sur quelques dixièmes de millimètre avant de rejoindre la zone correspondant à décroissance en h^{-1} . Cette variation de force aux petits gaps suggère qu'on a probablement une élasticité plus importante et un glissement plus complexe chez le carbopol que chez les autres matériaux.



A-



B-

Figure 32– résultats d'un essai de traction avec les wafers de silicium (3mL). (A) courbes de forces : en bleue émulsion directe (40Pa, 0,4mm), en verte carbopol (70Pa, 0,4mm), en rouge ketchup (30Pa ; 0,5mm) et en noire moutarde (~35Pa 0,5mm) à différents rapports d'aspect. (B) courbes de contraintes normales de ces mêmes matériaux ayant les mêmes paramètres rhéologiques et de contrôle que celui de (A). Les lignes en pointillée représentent respectivement la force théorique et la contrainte d'élongation uniaxiale théorique.

De plus, on peut remarquer que, à l'exception de la courbe de l'émulsion directe, la variation de la force du carbopol en élongation uniaxiale se superpose presque avec celles de

la moutarde et du ketchup juste après le maximum des courbes c'est-à-dire au début de la chute douce mais elles se séparent très rapidement. Néanmoins, la courbe du carbopol reste superposée à celle de la moutarde, cette superposition s'étend sur une distance approximativement comprise entre (0,6 et 2mm), zone correspondante à la décroissance en $1/h$. elles se séparent vers la fin de l'écoulement correspondant de nouveau à une chute brutale de l'ordre de $3.10^{-2}N$. De même, en regardant de près l'allure des courbes (émulsion et carbopol), on s'aperçoit que l'écart entre les courbes (émulsion vs carbopol) reste constant depuis le maximum de courbe jusque à la fin de l'écoulement. Cette allure peut être la conséquence de l'élasticité qui devrait être plus élevée dans le carbopol (70Pa) que dans l'émulsion (40Pa). Une comparaison qualitative a permis de voir que toutes les courbes expérimentales sont au-dessus de celle prévue par la théorie. En regardant la zone où la force décroît en $1/h$ les résultats montrent que le rapport entre les courbes expérimentales (carbopol, moutarde et ketchup) et la courbe théorique est d'environ 3, autrement dit les forces expérimentales sont 3 fois plus grandes de celle prédite par la théorie.

En comparant les courbes de contraintes normales (fig. 33B), nous observons que toutes les courbes suivent une diminution abrupte après le maximum avant de rejoindre la zone de plateau correspondant à la décroissance en $1/h$ malgré les écarts qui subsistent entre elles. Contrairement aux autres courbes (ketchup, moutarde et émulsion), celle du carbopol présente un maximum assez important. Juste après la chute brutale, on voit que les courbes (carbopol, ketchup et moutarde) se superposent sur un petit intervalle compris entre (0,6-1mm). Cependant, elles divergent à partir de 1mm, seules celles du carbopol et de la moutarde évoluent ensemble, puis divergent à leur tour vers la fin de l'écoulement. Cette différence trouve probablement son origine dans la nature même des matériaux ou lors de leur mise en place. En effet, une comparaison courbes expérimentales vs celle théorique, permet de voir que les courbes expérimentales sont toutes au-dessus de celle théorique (trait en pointillé correspondant à $\sqrt{3}\tau_c$). Ces résultats montrent que dans la zone où les courbes expérimentales suivent la décroissance en $1/h$, le rapport entre contrainte seuil expérimentales en élongation et celle théorique est sensiblement égale 2,5. Ce qui signifie la contrainte normale expérimentale est sensiblement 2,5 plus grandes que celle prévue par le modèle de Herschel-Bulkley en 3D. Ces résultats confirment l'invalidité de l'hypothèse sur la forme cylindrique du matériau et celle d'un facteur dépendant du deuxième invariant de l'équation constitutive (éq. 25).

Conclusion : A partir de l'interaction fluide-surfaces solides, nos expériences en écoulement d'étirement ont conduit à deux résultats distincts. Les résultats obtenus avec les surfaces rugueuses ont mis en évidence l'impact des paramètres rhéologiques et de contrôle sur les caractéristiques de l'écoulement, notamment l'apparition et la morphologie finale de doigts. Des doigts de taille moyenne et fine avec autant de ramifications sont observés lorsque l'épaisseur initiale décroît. Ces doigts deviennent de plus en plus denses à mesure que le volume croît. De plus, des écoulements stables sont obtenus dans la zone où l'hypothèse de la lubrification n'est plus valide. Par ailleurs, nous avons trouvé des courbes de force expérimentales en dessous de celle théorique. Au contraire, en accord avec la prédiction théorique pour la taille du doigt, une courbe maîtresse est obtenue lorsque du tracé de N en fonction de X pour différents volumes, les contraintes seuil et les épaisseurs initiales se situent dans des plages assez larges. Néanmoins, il subsiste un décalage entre la théorie et les expériences: le nombre de doigts est plus petit d'un facteur environ 1,5 pour $X < 25$ Pa.m, et d'un facteur supérieur à 1,5 pour $X > 25$ Pa.m.

Par ailleurs, lorsque des plaques lisses sont utilisées, aucune instabilité n'est observée quels que soient les paramètres imposés. Dans ce cas, nous avons obtenu un écoulement d'élongation pur. De plus, en désaccord avec les prédictions théoriques nous avons trouvé de valeurs de forces expérimentales bien au-dessus celle théorique. Ces résultats ont montré que dans la zone où les courbes expérimentales suivent la décroissance en $1/h$, les contraintes seuil expérimentales en élongation dans le cas de l'émulsion sont de l'ordre de 1,5fois plus grande que celle prévue par le modèle de Herschel-Bulkley en 3D. Ce rapport est d'autant plus important (2,5) dans le cas de la moutarde, du ketchup et du carbopol. Ces résultats suggèrent l'invalidité du modèle 3D utilisé habituellement pour décrire les fluides à seuil.

Chapitre 4 : Expériences d'injection de fluide à seuil en cellule de Hele-Shaw

4.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale d'injection d'un fluide (de l'air) pour déplacer radialement un liquide (émulsion, carbopol, ketchup, bentonite, etc...) beaucoup plus visqueux, initialement confiné dans une cellule de Hele-Shaw constituée de deux plaques parallèles espacées l'une de l'autre. Des plaques lisses en plexiglas et en verre ont été utilisées pour étudier l'influence de l'état de surface sur le mécanisme de l'apparition des doigts. Dans un premier temps, nous présenterons quelques résultats bruts issus de nos expériences (les images obtenues à la fin de l'écoulement). Par ailleurs, nous analyserons successivement ces images pour regarder comment ces doigts s'initient et évoluent en fonction de différents paramètres imposés (espacement, concentration, volume de matériau, vitesse), suivi d'une analyse de courbes de pression vs temps pour ces différents tests afin de regarder si les instabilités qui surgissent peuvent affecter ou pas les caractéristiques de ces courbes.

Ensuite, un calcul théorique suivi d'une analyse critique seront faits selon deux hypothèses : une première hypothèse selon laquelle nous considérerons un régime lubrifié qui, à priori conduirait à un écoulement de cisaillement radial ; et une deuxième hypothèse selon laquelle nous considérerons un glissement parfait sur les parois solides. Cette deuxième hypothèse conduira essentiellement à un écoulement d'élongation 2D. Enfin, une comparaison des courbes de pression théorique vs expérience sera faite pour regarder si un accord pourrait être trouvé ou pas. De plus, nous discuterons de critères théoriques notamment celui concernant la longueur de doigts (pour vérifier sa validité) au début de la déstabilisation de l'interface d'une part, et d'autre part pour confronter les données issues des expériences au critère théorique. Une conclusion sera tirée à partir de différentes observations faites.

A noter que, lors de nos expérimentations, nous avons utilisé deux dispositifs différents pour imposer le débit d'injection du second fluide. Le premier dispositif est un débitmètre assez puissant pouvant imposer de débit allant jusque 1000mL.min, les résultats sont présentés sur la figure 36 ci-dessous. L'inconvénient de ce débitmètre, est que l'on n'a pas accès à la mesure en sortie, la seule information disponible est le suivi de la dynamique de l'interface au cours du temps via la camera d'enregistrement des images reliée à l'ordinateur. Du coup, l'analyse des résultats issus de ce débitmètre va porter seulement sur la succession d'images pour regarder l'évolution de l'interface jusque l'arrêt de l'écoulement. Par contre, le deuxième dispositif utilisé est assez robuste et très précis, mais il est limité en termes de débit injectable. Cependant, avec le second dispositif, en plus des images, nous avons accès à la mesure des courbes de pression au cours du temps mais nous ne pouvons imposer un débit au-delà 30mL.min.

4.2 Écoulement induit par un test d'injection dans une cellule radiale

4.2.1 Configuration générale

Pour étudier l'instabilité de Saffman-Taylor dans le cas d'un fluide visqueux non newtonien (fluide à seuil) en contact avec un fluide moins visqueux (de l'air) on utilise un

milieu poreux modèle en dimension deux (cellule de Hele Shaw) à l'échelle du laboratoire. Ce dispositif est décrit en détail dans la partie matériaux et méthodes. Des solutions d'émulsions directes à différentes concentrations, du gel de carbopol, de l'argile (bentonite), du ketchup et moutarde sont utilisées. Le choix d'une émulsion directe nous a permis de varier la fraction volumique de la phase dispersée pour augmenter ou diminuer la viscosité du fluide poussé essentiellement la contrainte seuil afin d'observer son effet sur la dynamique de l'interface. Les matériaux modèles utilisés ont été décrits en détail dans le chapitre 2. Notons que la procédure expérimentale est la même pour chaque matériau utilisé. Nous commençons avec une émulsion directe dont la contrainte seuil est de l'ordre de 40Pa. Nous faisons l'expérience et observons si l'interface demeure stable ou pas. En outre, nous réitérons cette série d'expériences pour divers fluides à seuil ayant des propriétés rhéologiques différentes.

4.2.2 Déroulement de l'expérience

Afin de visualiser le processus d'injection, nous avons choisi de mener cette série d'expériences dans une cellule de Hele-Shaw radiale transparente. Les plaques ont été fixées ensemble à l'aide de quatre boulons en acier inoxydable dans chaque coin. La séparation de l'espace entre les plaques pouvait être modifiée en utilisant des cales métalliques de différentes tailles qui permettaient d'obtenir une épaisseur allant de 0,5 à 8 mm. Un orifice d'injection a été percé dans le fond de l'une des plaques et le diamètre du trou d'injection mesurait 4mm. La configuration de notre cellule Hele-Shaw est très similaire à d'autres expériences menées pour étudier l'instabilité du doigté visqueux. Afin de collecter des données d'image pour chaque série d'injection, une caméra haute définition a été positionnée au-dessus de la cellule pour prendre une série de photos tout au long de l'injection du seconde fluide. Nous rappelons que pour chaque expérience, nous commençons avec une émulsion dont les propriétés rhéologiques, notamment le seuil (ou de manière équivalente le module élastique) est relativement connu. Nous réitérons la même procédure pour tous les autres matériaux utilisés afin d'observer la dynamique de l'interface.

En injectant de l'air à vitesse contrôlée au centre de la cellule initialement remplie d'un fluide à seuil, l'interface air-liquide progresse dans le sens du gradient de pression i.e. se déplace radialement vers l'extérieur. On observe cependant alors deux régimes d'écoulement : au-delà d'une vitesse critique l'air pénètre sous forme de doigts à travers le matériau ; le fluide laisse des dépôts sur les parois (fig. 34a), indiquant que dans ces zones il est cisailé ; ce premier régime ressemble à l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil *Coussot JFM (1999)*. En-dessous de cette vitesse critique la zone d'air grossit régulièrement mais l'interface est encore instable, des « pointes » ressemblant à des fractures sont observées à différents points de l'interface (fig. 34b). De plus dans ce second régime, le fluide ne laisse pas de dépôts sur les parois, indiquant qu'il glisse, sauf autour des pointes de fracture. Ce phénomène ressemble à un phénomène de fracture d'un matériau solide. Rappelons que ces observations reposent sur des acquisitions vidéo à haute cadence pour nous permettre de suivre l'évolution des instabilités (doigt/fracture) en fonction de différents paramètres.

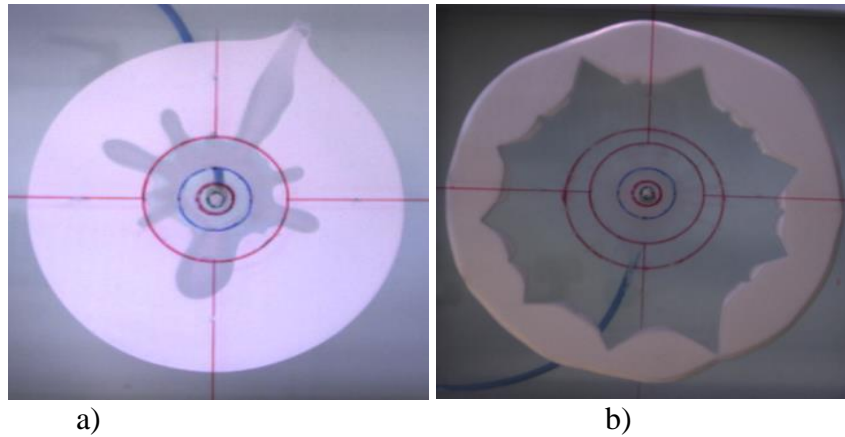


Figure 33- vue de dessus de l'instabilité de digitation visqueuse pendant une expérience d'injection d'air dans une émulsion directe (40Pa) à différentes vitesses. (a) : à vitesse élevée les résultats conduisent à des doigts ; (b) faible vitesse les résultats conduisent à des fractures.

4.2.3 Quelques résultats bruts

4.2.3.1 Reproductibilité de l'expérience

Pour s'assurer que les matériaux utilisés gardent leurs propriétés intrinsèques tout au long des expériences, nous avons procédé à des expériences de répétabilité en gardant tous les paramètres (rhéologiques et de contrôle) constants et en répétant la même manip au moins deux fois. La figure 35 ci-dessous montre des morphologies de doigts presque identiques pour une émulsion de seuil 40Pa. Nous remarquons huit doigts principaux suivis de ramifications et de brisures à la pointe de doigts (fig. 35a). Par exemple il y a sept doigts principaux formés sur l'image de la figure 35b suivi d'autant de ramifications. On remarque que dans les deux cas les doigts sont similaires et évoluent presque à la même vitesse. Finalement, un des doigts arrive à sortir de la nappe de fluide, provoquant ainsi l'arrêt de l'écoulement.

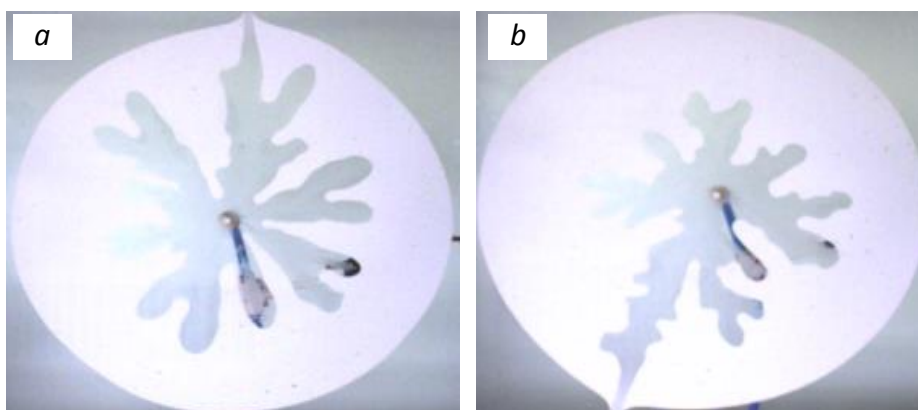


Figure 34– images finales après arrêt de l'écoulement lors d'une expérience de répétabilité d'une émulsion directe (40Pa, 0,5mm).

En conclusion, la comparaison de ces deux images a permis de mettre en évidence la reproductibilité de notre expérience.

4.2.4 Analyse morphologique

4.2.4.1 Analyse paramétrique : Influence de différents paramètres sur la dynamique de l'interface et la formation des motifs

Dans cette section, nous présentons les résultats bruts et analysons l'influence des paramètres sur l'apparition des doigts et leur mode d'invasion au cours du temps. En fixant le volume du fluide et l'espacement entre les plaques, nous explorons une large gamme de comportement et de morphologies différentes.

4.2.4.1.1 Effet du débit : mode d'invasion des doigts

La figure 36 ci-dessous présente une série de photographies de la croissance des doigts prises à différents instants de l'expérience. Nous avons tracé un diagramme débit vs temps pour montrer l'évolution du doigt au cours du temps. En fixant les autres paramètres (espacement entre les plaques, volume du matériau, seuil) mais en variant le débit d'injection, nous explorons une large gamme de comportement et de morphologies différentes. Dès l'injection du fluide (de l'air) de déplacement, et à partir d'un rayon critique dépendant des conditions expérimentales, l'interface air-liquide se déstabilise, des bosses (ondulations) apparaissent (fig. 36L1, à L3), dont le nombre dépend ici de la géométrie radiale.

Comme le montrent les images de la figure 36L4, à grande vitesse d'injection, la déstabilisation de l'interface conduit d'abord à des ondulations qui se transforment en lobes puis à la formation de doigts qui se déplacent approximativement à la même vitesse. Cette forme de croissance est composée de plusieurs branches que l'on peut classer en principales, secondaires et tertiaires. Le mécanisme de la croissance des doigts est la division des doigts. Il y a sept doigts principaux provenant du centre et cinq doigts secondaires suivi de trois brisures qui évoluent (fig. 36L4a). Le nombre de doigts augmente avec la distance radiale en raison de la division ultérieure. De plus, ces branchements secondaires, apparaissent près des fronts et se développent sur les côtés des doigts. Ces derniers défilent sur les côtés par rapport aux fronts à une vitesse proche de celle du doigt principal. Par ailleurs, d'autres doigts (trois au total) se manifestent par une brisure (fig. 36L4c et d) des pointes en deux parties quasi équivalentes. Les deux parties ainsi formées entrent en compétition pour la croissance, l'une s'élimine, et le processus se poursuit. Cependant, on constate alors que la pointe avance dans la direction radiale à une vitesse quasi constante, tandis que les branches secondaires croissent le long des côtés i.e. suivant un angle approximativement de 45 degrés par rapport à la direction de l'écoulement. De plus, on peut noter que les branchements secondaires sont en général relativement irréguliers.

Par ailleurs, nous remarquons sur ces images que les doigts d'air n'ont pas une largeur uniforme, ce qui se voit à partir de la morphologie sur les photographies. Les doigts ont des bases un peu étroites mais de front légèrement large, par contre beaucoup plus large au centre entre les bases et les fronts (fig. 36L4d). Il est à noter que lors du déplacement de l'interface, il est clairement observé que les doigts laissent des minces couches de matériau sur les parois, indiquant que le fluide est cisailé à ces endroits. Ce qui suggère que dans ces zones la contrainte est supérieure au seuil du matériau. En outre, nous remarquons sur ces images

qu'un des doigts principaux (voir fig. 36L4a et L4d encerclées en jaune) finit sa course avant même la "déchirure" de la nappe de fluide alors que les ramifications primaires continuent d'avancer et qui visiblement finissent leurs cours une fois la nappe déchirée.

Cependant, on constate qu'au niveau des brisures, les nouveaux doigts prennent d'abord la forme de lobes puis des doigts ressemblant à celui de Saffman-Taylor se forment. Au passage, on remarque aussi que seuls les doigts de forme approximativement arrondie se brisent contrairement aux doigts de forme pointue. Cette brisure peut s'expliquer par le fait qu'à une certaine vitesse du doigt, sa taille relative, et donc son rayon de courbure peut être saturé à une valeur bien déterminée, alors que la longueur d'onde de déstabilisation du front peut devenir de plus en plus petite. Dans certaines conditions, au lieu de s'étaler de façon régulière et uniforme, les doigts explosent en fines digitations qui s'étalent beaucoup plus vite que son corps principal. On peut penser que les doigts de forme « fines aiguilles » se propagent à vitesse légèrement supérieure à celle des doigts plus gros qui se déplacent plus lentement à une vitesse proche de celle du fluide loin en amont de la cellule. De plus, nous remarquons que la largeur d'une branche croît beaucoup moins vite que sa longueur. Lorsque la force motrice (pression s'annule) de croissance est supprimée, c'est-à-dire lorsque l'un des doigts perce la nappe de fluide les autres doigts arrêtent d'avancer.

Par ailleurs, en fixant les autres paramètres mais en diminuant de moitié le débit de consigne (fig. 36L3), contrairement à la croissance des doigts de la figure 36L4, on assiste ici à une déstabilisation retardée de l'interface, celle-ci prend la forme ondulée beaucoup plus tard. Un seul doigt prend naissance au bout d'une seconde suivi de 5 bosses (fig. 36f). Le doigt premièrement développé prend une bonne longueur d'avance sur les ondulations. Au fur et à mesure que l'interface grossit, ces bosses se développent et se transforment en doigts plus petits qui évoluent simultanément dans leurs directions respectives, mais à des vitesses plus faibles. À mesure que le volume d'air continue de grossir et pendant que les doigts se développent, le pourtour de la nappe se déforme légèrement mais en gardant l'interface extérieur bien circulaire. On observe cependant une brisure du premier doigt après une seconde, certainement du fait que le front de ce dernier est large. Un des doigts nouvellement créés garde un aspect quasi constant (fig. 36L3, encerclée en rouge), la constante de sa forme lui a permis d'avancer plus vite sur les autres doigts. De plus, nous remarquons qu'un doigt arrête d'avancer, il reste figé jusqu'à l'arrêt de l'écoulement (fig. 36L3f, g et h encerclé en jaune). Le doigt premièrement développé subit une brisure au bout de cinq secondes, ce qui finalement l'empêche d'évoluer plus vite, il laisse ainsi place aux doigts nouvellement créés qui le devancent pour "déchirer" la nappe de fluide (fig. 36L3h).

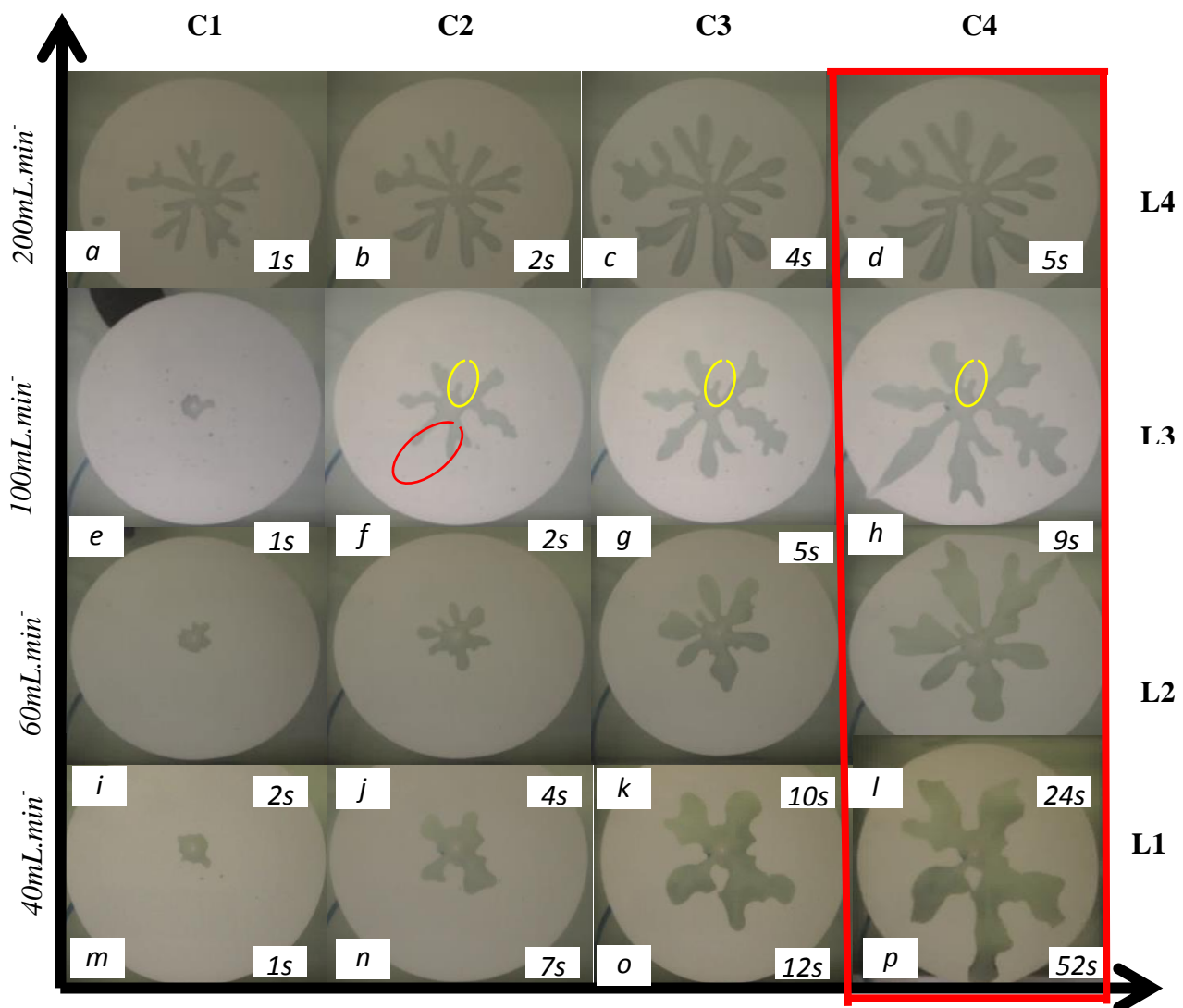


Figure 35- évolution de la digitation visqueuse au cours du temps pour une émulsion directe (40Pa, 50ml, 0,5mm) à débit variable. Les lignes (L1 à L4) montrent les images de la croissance de doigts au cours du temps. Les débits imposés sont : 40mL.min⁻¹ pour la L1 ; 60mL.min⁻¹ pour la L2 ; 100mL.min⁻¹ pour la L3 et 200mL.min⁻¹ pour la L4. La colonne (C4) montre les images finales des morphologies des doigts dans le fluide visqueux à la fin de l'écoulement.

Nos observations permettent de souligner que seuls les doigts ayant une forme et une largeur quasi uniforme, et surtout ayant un front pointu avance beaucoup plus vite contrairement aux doigts de front large. Ce qui suggère que le front large devient un frein pour les doigts, il les ralentit lors de la compétition. En conséquence, ces derniers subissent de brisure. De plus, comme nous pouvons le remarquer, dès que le doigt se brise, sa vitesse diminue. Cependant, le même constat fait sur les images précédentes (fig. 36L4) est aussi observé sur les images de la figure 36L3, le matériau laisse de dépôt sur les parois indiquant

qu'il est cisailé. Par ailleurs, nous notons que le nombre de doigts au début de la déstabilisation passe de 10 pour le débit $200\text{mL}\cdot\text{min}^{-1}$, puis décroît et passe de 8, 7, 6 et 4 respectivement pour les débits 160, 100, 60 et $40\text{ mL}\cdot\text{min}^{-1}$. Ce qui suggère que l'augmentation du nombre de doigts au début de la déstabilisation est proportionnelle à l'augmentation du débit de consigne.

a- Comparaison des états finaux après arrêt de l'écoulement

Au-delà des observations faites sur l'évolution de doigts au cours du temps à différents débits, une comparaison qualitative sur les images finales montre différentes formes de doigts après arrêt de l'écoulement. Nous remarquons clairement sur les images de la figure 36C4 encadrée en rouge que lorsque le fluide de déplacement est injecté à une vitesse suffisamment rapide, les forces visqueuses dépassent de loin les forces de tension superficielle, entraînant la déstabilisation de l'interface, d'abord sous forme de bosses. La croissance de ces bosses entraîne le développement de doigts distincts dont les extrémités deviennent elles-mêmes instables, ce qui conduit à une division de la pointe. Le fractionnement répété de bouts de doigts combiné à l'arrêt de l'interface après le passage des doigts crée finalement des motifs ressemblant à un doigt de Saffman-Taylor comme montré sur la fig. 36C4. Nous remarquons que le débit a un fort impact sur la morphologie des doigts.

Une première observation permet de voir qu'à très fort débit (fig. 36d) des doigts plus étroits sont obtenus, ces doigts contiennent au tant de ramifications latérales. En diminuant progressivement le débit de consigne (fig. 36C4 respectivement *d, h, l et p*), nous remarquons une nette différence dans la structure globale des doigts d'air dans le fluide. De plus, à mesure que le débit diminue, la largeur des doigts augmente et les petites ramifications s'éliminent de moins en moins. Par exemple, en diminuant de 80% le débit, les petits ramifications des doigts sur l'image *C4d* ne sont plus observés sur celle *C4p*. Cette disparition peut être due à l'effet de la tension superficielle qui, à faible vitesse a tendance à contrebalancer les effets visqueux pour atténuer les petites perturbations *Saffman and Taylor, (1958)*. Le mécanisme de la croissance des doigts reste le même : la division des doigts. On observe cinq doigts à débit légèrement faible avec absence totale des ramifications (image *C4p*), mais dès lors que le débit est multiplié par un facteur 5 (soit $200\text{mL}\cdot\text{min}^{-1}$), les doigts principaux provenant du centre, passent de cinq à sept (fig. 36C4d). Cependant, quel que soit le débit imposé dans cette large gamme, nous remarquons que l'interface laisse une fine couche de fluide sur les parois. Ce qui suggère que le matériau est fortement cisailé à cet endroit. Nous notons que l'effet du débit sur les doigts d'air dans le fluide visqueux est plus spectaculaire pour le débit élevé que pour les autres. En conclusion, nos résultats ont montré que le débit peut fortement affecter la dynamique de l'interface. En conséquence, à fort débit, des doigts fins arrondis avec autant de ramifications sont observés ; tandis qu'à faible débit, les ramifications disparaissent et les doigts deviennent de plus en plus large.

4.2.4.1.2 Impact du volume et du confinement

Nous avons testé le même matériau que précédemment (voir paragraphe 4. 2. 3.) pour regarder l'impact du volume sur la dynamique de l'interface air-liquide. Pour ce faire, nous avons varié le volume en gardant les autres paramètres fixes. La figure 37 ci-dessous résume quelques résultats montrant la dynamique de l'interface jusque l'arrêt de l'écoulement. Nous remarquons qu'à faible débit ($20\text{mL}\cdot\text{min}^{-1}$), l'air injecté forme une bulle bien sphérique qui se

développe à l'intérieur de l'émulsion, induisant une expansion élastique de cette dernière sans déformer l'extérieur de la nappe liquide. L'interface conserve une forme bien circulaire pendant au moins 40 secondes (fig. 37b). Dans ce régime, le fluide glisse sur les parois (un peu comme un bloc rigide se déplaçant sur une surface solide), c'est à dire le déplacement du fluide s'opère sans laisser de film liquide derrière l'interface en expansion. Si nous avons obtenu un glissement sur les parois dans ce régime, cela suggère dire que la contrainte appliquée se situe entre une première contrainte critique τ'_c et la contrainte seuil. Cependant, au-delà d'une vitesse critique, le fluide coule (éventuellement avec encore un peu de glissement) donc laisse de dépôts sur les parois. De plus, des pointes ressemblant à des fractures sont observées autour de l'interface (fig. 37C4). Du coup cela suggère qu'aux pointes observées la contrainte est supérieure au seuil du matériau. Dans ces régions, le matériau se trouve liquéfié avant d'être fortement cisailé.

En effet, on remarque clairement que les fractures apparaissent à l'interface beaucoup plus tard comparé aux doigts. Elles gardent un aspect constant jusqu'à la déchirure de la nappe de fluide provoquant ainsi l'arrêt de l'écoulement. De façon générale on voit que l'instabilité ne se produit pas comme attendue : plus on a des vitesses faibles et épaisseur importante, plus on voit des « pointes » se former au lieu de doigts. Mais c'est aussi peut-être parce qu'on maintient le glissement plus longtemps autour des points. Si on va vite c'est-à-dire à vitesse élevée on a plus de chances d'avoir une contrainte élevée et supprimer le glissement d'où l'instabilité plus classique avec doigts (cf fig. 36). En fait on a une première tendance à l'instabilité sous forme de fractures lorsqu'il y'a glissement, mais celle-ci est vite contrebalancée par le fait que l'air peut continuer d'avancer autour des pointes en glissant. Donc cette instabilité correspond à une « fracture amortie ».

Globalement les résultats montrent qu'il n'y a pas de différence significative dans la structure globale des fractures. Dans tous les cas, une seule fracture évolue jusqu'à l'ouverture du cylindre de fluide conduisant à l'arrêt de l'écoulement. De l'autre côté, on remarque que la variation du volume dans cette expérience peut retarder l'apparition des fractures, mais elle n'a aucun impact sur leurs morphologies finales. On observe d'abord un écoulement d'ensemble puis des fractures qui apparaissent sans déformer le reste du matériau. Par ailleurs, nous remarquons pour tous les cas de figure présentés ici, que les fractures apparaissent beaucoup plus tard, au-delà de 30s contrairement aux doigts qui apparaissent au bout d'une seconde (à débit élevé). Ceci suggère qu'à faible vitesse, l'air a tendance à déplacer efficacement le fluide visqueux sur les parois solides.

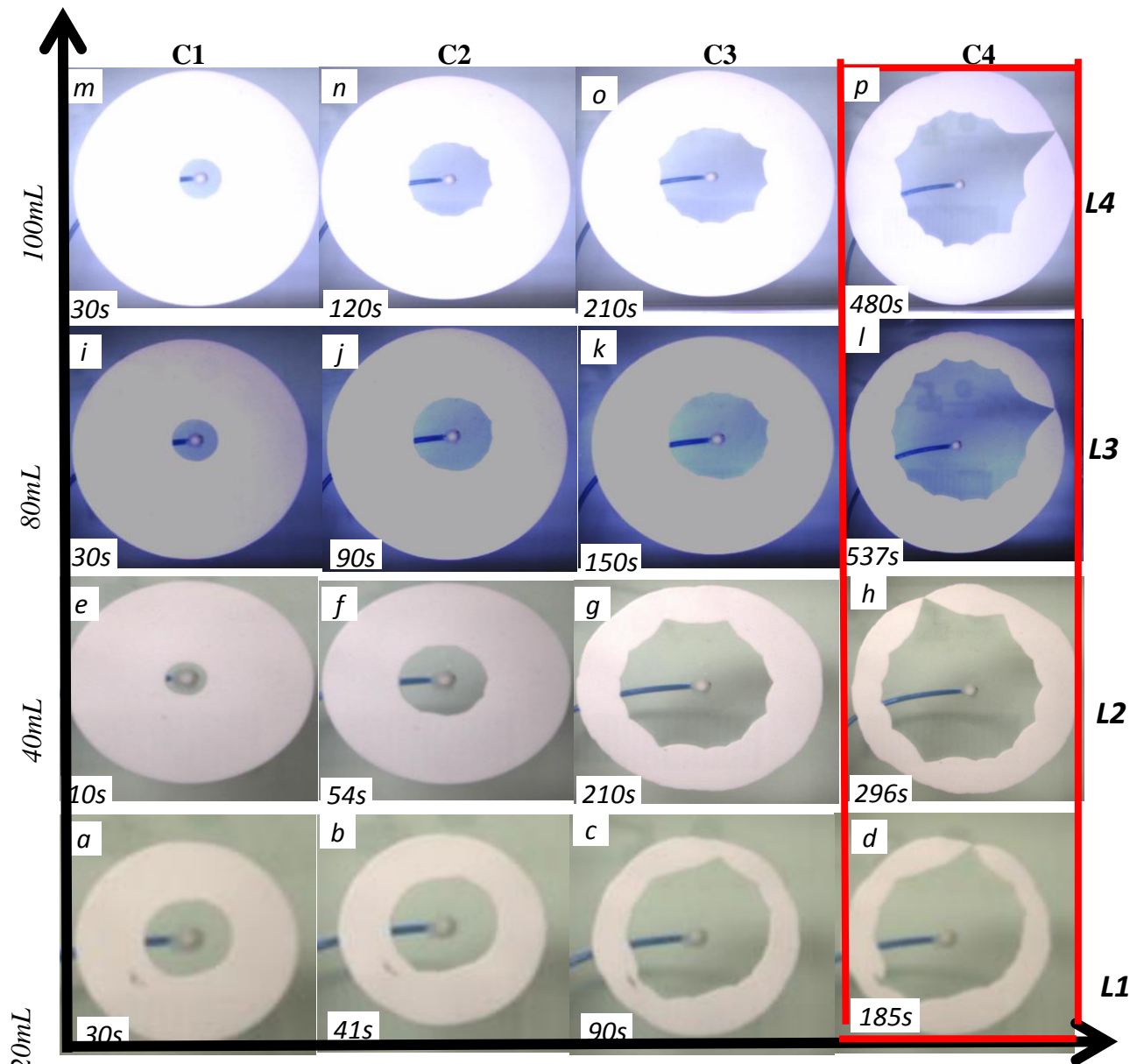


Figure 36- Résultats de l'expérience d'une émulsion directe (40Pa, 2mm, 20mL.min⁻¹) avec des plaques en plexis glass. Les images montrent l'évolution de l'interface air-liquide au cours du temps à différents volumes. Les images des lignes : L1 correspond au volume 20mL ; L2, L3 et L4 correspondent respectivement aux volumes 40, 80 et 100mL. Par ailleurs, les images : a, e, i et m montrent un écoulement stable ou l'interface garde un aspect quasi circulaire au-delà de 30 secondes; par contre les images : b, f, j et n montrent la déstabilisation de l'interface. Les images (d, h, l et p) montrent la fin de l'expérience correspondant à l'arrêt de l'écoulement (encadrées en rouge).

De plus, si on regarde l'impact de l'espacement entre les plaques en comparant les résultats des fig. 36 (40mL.min⁻¹ ; 0,5mm) et fig. 37 (20mL.min⁻¹ ; 2mm) qui ont des débits relativement proches, on trouve que l'épaisseur a un impact sur les caractéristiques de

l'écoulement. En analysant ces images, nous remarquons que, pour une épaisseur importante, initialement un écoulement stable est observé pendant au moins 30 secondes avant que des doigts n'apparaissent. Au contraire, à faible épaisseur, l'interface se déstabilise dès le début (au bout d'une seconde) de l'injection du second fluide, des doigts apparaissent et se développent jusqu'à l'arrêt de l'écoulement. Au vu de ces résultats, nous concluons que l'épaisseur a un fort impact sur les caractéristiques de l'écoulement : des doigts ressemblants à celui de Saffman-Taylor sont observés à faible épaisseur, au contraire lorsque l'épaisseur est multipliée par 4, des doigts ressemblant à des fractures sont observés.

4.2.4.1.3 Influence du rayon de démarrage

Expérimentalement, nous avons remarqué dans beaucoup de cas que l'instabilité de S-T se déclenche à des instants différents donc à des rayons critiques différents. On s'intéresse ici à l'impact du rayon de démarrage tel que pris en compte dans le critère d'instabilité ($\tau_c > \frac{\gamma h}{R^2}$) ; ceci permet regarder à partir de quel rayon l'interface se déstabilise après injection de l'air dans le fluide confiné. Pour ce faire, il fallait trouver un moyen pour imposer ce rayon de démarrage. À noter qu'imposer un rayon de démarrage suppose préparer le fluide à seuil avec une interface bien circulaire, ce qui n'est pas une tâche simple. De ce fait, nous avons utilisé plusieurs anneaux lisses de différents diamètres. En fonction du rayon à imposer, l'anneau correspondant doit être centré sur le trou d'injection puis on injecte le fluide à pousser autour de l'anneau. En utilisant cette technique, on espérait qu'au retrait de l'anneau, celui-ci laisserait une interface bien circulaire.

En effet, sauf dans quelques rares cas, lorsque nous prenons n'importe quel anneau pour imposer cette condition, on se rend compte qu'aucun glissement n'est observé au retrait de l'anneau qui est directement au contact du fluide à seuil. A tous les coups, le retrait de l'anneau provoque plutôt à un cisaillement du fluide comme la souligné [Mathilde Maillard\(2015\)](#) lors de son étude sur le retrait d'une plaque d'un bain de fluide à seuil. En conséquence, le retrait de l'anneau provoque des irrégularités qui favorisent le développement de l'instabilité. Nous nous sommes vite rendu compte que quel que soit l'anneau utilisé pour tenter d'imposer ce rayon de démarrage, celui-ci posait un autre problème à savoir l'irrégularité de l'interface c'est-à-dire l'interface se déstabilise. Cependant, dans les quelques cas où nous avons réussi à imposer un rayon de démarrage, dès lors que la plaque supérieure est posée, le fluide confiné coule radialement vers l'intérieur pour fermer le rayon imposé laissée par l'anneau, et vers l'extérieur pour étaler la galette de fluide de façon à épouser l'épaisseur imposée. Pour s'affranchir de ce problème, nous avons utilisé une autre technique qui consiste à injecter à très faible débit une bulle d'air au centre du cylindre de fluide de façon à obtenir le rayon voulu. Ainsi, avec cette technique nous sommes parvenus à imposer cette condition initiale circulaire dans certains cas. Les résultats sont présentés sur la figure 38 ci-dessous.

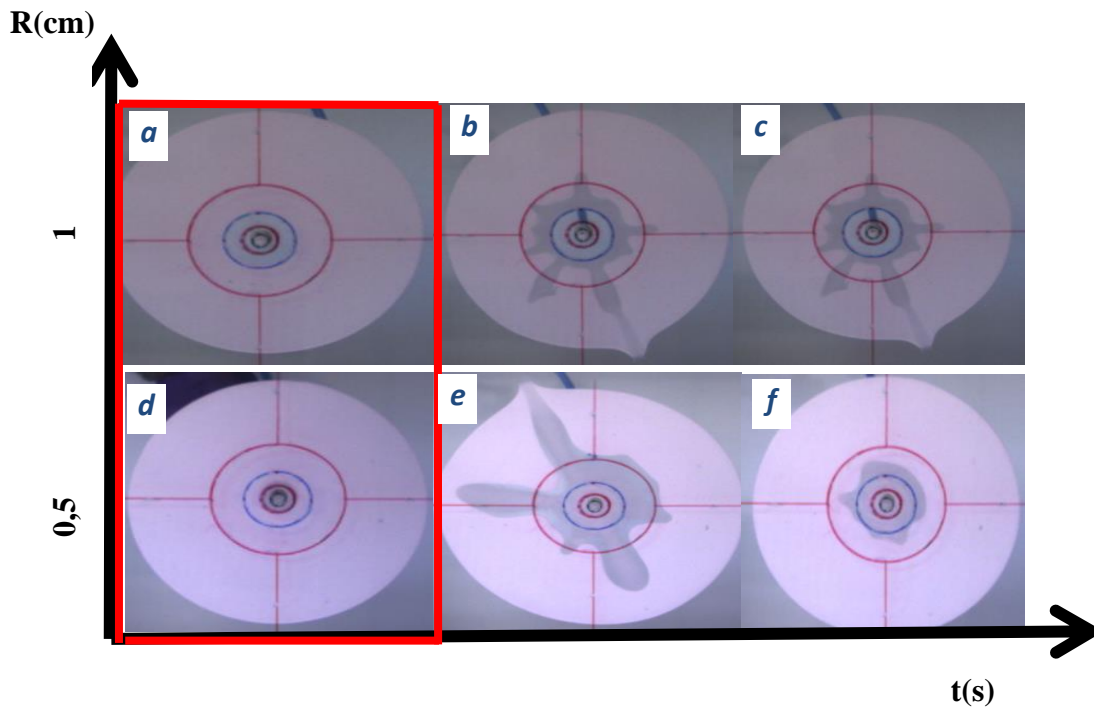


Figure 37- Ces images montrent l'impact du rayon de démarrage sur le mode d'invasion de doigts. Le premier petit cercle en rouge correspond au rayon de 0,5cm, le deuxième en bleu correspond au rayon d'1cm et le dernier cercle en rouge au rayon de 4cm. Les images : a- montre le rayon de démarrage, ici imposé à 1cm ; d- montre un rayon imposé à 0,5cm. Les images b et e montrent la déstabilisation de l'interface dès l'injection du second fluide à débit fixe. Les images c et f sont prises à la fin de l'écoulement lorsqu'un des doigts déchire la nappe de fluide. Ce phénomène est observé dans toutes les manip ou nous avons tenté d'imposer le rayon de démarrage.

Au vu de ces multiples difficultés et compte tenu du fait que le rayon de démarrage entraîne toujours des instabilités à l'interface, nous nous sommes tournés vers une situation où nous pouvons imposer un rayon du cylindre de fluide constant, c'est-à-dire imposer différents volumes de façon à avoir un rayon constant. Ceci permet de regarder comment la dynamique de l'interface va évoluer. Finalement, aucune de ces techniques n'a abouti à démarrer à partir d'une interface stable. Quel que soit le rayon imposé, dès l'injection du fluide pousseur, des doigts se développent.

4.2.5 Résultats d'une émulsion directe à concentration élevée : Instabilité ressemblant à des fractures

Afin de mettre en évidence l'impact du seuil sur la dynamique de l'interface, une nouvelle série d'expériences est réalisée sur une émulsion très concentrée dont le seuil avoisine les 117Pa. Quelques résultats expérimentaux sont choisis pour être présentés sur la figure 39 ci-dessous. Chaque image représente le résultat d'une expérience marquant la fin de l'écoulement. Pour des valeurs du débit comprises entre 1 et 30 mL.min⁻¹ et l'espacement entre les plaques variant entre 0,5 et 4 mm, nous remarquons que l'instabilité qui en résulte

apparaît sous la forme d'une fracture avec des branchements secondaires. Ces fractures apparaissent dès l'injection de l'air dans le fluide et s'amplifient au cours du temps. De plus, ces fractures se propagent à l'intérieur du fluide à une vitesse dépendante du débit sans déformer le reste du matériau. A noter que, quel que soit le débit de consigne, il n'y a pas une différence notable dans la structure globale des fractures lorsque l'espacement entre les plaques est maintenu fixe, celles-ci sont quasi identiques. Cependant, cette morphologie diffère d'un espacement à un autre. Ceci suggère que le débit n'a aucun impact sur les caractéristiques de fractures.

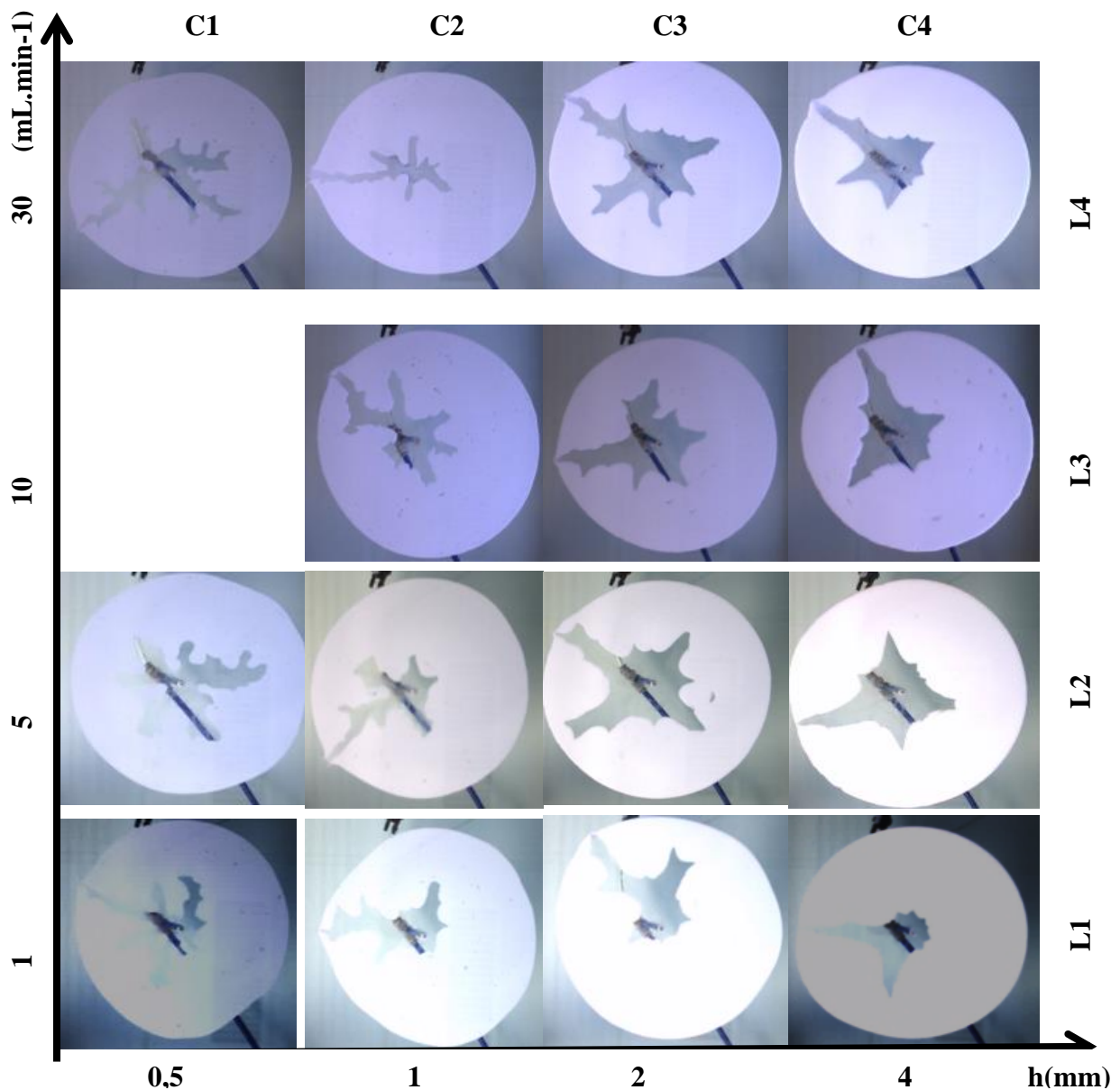


Figure 38 - photographies des fractures à faibles débit. Les images sont prises à la fin de chaque expérience pour une émulsion directe ($\sim 117\text{Pa}$, 16, 32, 64 et 125 mL). On observe des structures très ramifiées de fractures dont le nombre augmente de façon inversement proportionnelle à l'espacement des plaques.

De plus, nous remarquons que lorsque l'espacement entre les plaques est multiplier par un facteur 8, le nombre de fracture diminue considérablement, il passe de 32 fractures pour 0,5mm (fig. 39L4C1) à 6 fractures pour l'épaisseur 4mm (fig. 39L4C4), soit une diminution d'au moins 65%. Ceci suggère que l'augmentation de l'épaisseur entraîne une diminution considérable du nombre des fractures. En accord avec nos observations en écartement des plaques, ces résultats confirment que, plus l'épaisseur décroît moins on observe de doigts.

Au passage, une comparaison directe permet de voir clairement l'impact du seuil sur les caractéristiques de l'écoulement notamment les morphologies finales. La figure 40 ci-dessous présente quelques résultats finaux d'une émulsion directe à différentes concentrations. Les images correspondent aux résultats finaux du processus d'instabilité. Nous remarquons que la dynamique d'invasion est nettement différente. Pour un seuil moyen (40Pa), on observe de doigts visqueux typiques de l'instabilité de S-T (fig. 40a). Les doigts sont bien significatifs avec une taille assez importante. Par ailleurs, ces doigts sont asymétriques par rapport aux directions radiales de la cellule. Ils semblent principalement dus à une répartition inhomogène de pression à l'interface ou d'un artefact de manipulation. De plus, ces doigts apparaissent systématiquement dès l'injection de l'air et semblent plutôt être la conséquence de déstabilisations mal résorbées. Ces types des doigts sont pratiquement observés dans toutes les expériences à fort débit.

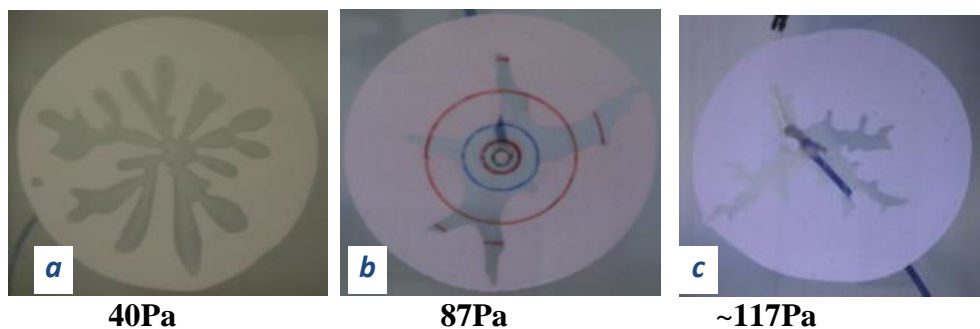


Figure 39 - Structures finales des invasions pour une émulsion directe à différentes concentrations. Chaque image représente une expérience, elles sont prises à la fin de l'expérience. Images : a, b et c sont issues respectivement d'une émulsion de seuil de 40Pa (illustre de motif de doigts) ; 87 et ~117Pa (illustrent de motifs ressemblant à de fractures). Les résultats pour le seuil 87Pa montrent une fracture larges tandis que ces de seuil 117Pa montrent une multitude des fractures avec de fines ramifications.

Pour les seuils (87 et ~117Pa) et dans une gamme de faibles débits, une dynamique différente de celle de S-T est observée: des fractures dans un fluide à seuil. Il faut noter que dans ces émulsions très concentrées les fractures apparaissent dès lors ou de l'air est injecté dans le cylindre de fluide. Ces fractures sont instables et adoptent des formes irrégulières. De plus, les fractures se propagent dans le fluide sans déformer le reste du matériau. Cela implique que l'origine des motifs est associée à un comportement pâteux (fractures). Le seuil d'apparition est probablement le seuil au-delà duquel des doigts ne peuvent plus apparaître. Qualitativement, nous remarquons que le nombre de fractures semble augmenté avec la concentration du matériau. De même la vitesse des fractures semble augmenter avec la vitesse

d'injection de l'air. En outre, nous observons un dépôt de film liquide à la pointe de la fracture; ceci traduit l'existence d'un cisaillement à ces endroits. En fin, nous avons montré l'existence de deux régimes : régime d'adhérence et régime de glissement. À fortes vitesses et seuil moyen (dans le régime d'adhérence) des doigts classiques de S-T sont observés. Cependant, dans le régime glissant: des fractures sont observées au lieu d'un agrandissement régulier de l'interface, et ce dans toutes les conditions et dans une large gamme de vitesses (très faibles notamment) et seuil élevé. De plus, dans les zones de fractures, on observe une adhérence justifié par un dépôt visible sur les parois. Cela suggère que la contrainte locale est supérieure au seuil du matériau, donc fluide passe dans son régime liquide, et du coup ne glisse plus. De ces observations, on peut penser que ces paramètres peuvent fortement affecter la distribution de la pression à l'interface air-liquide.

4.2.6 Analyses et discussions sur les courbes expérimentales

Maintenant nous discutons de l'analyse des courbes de pressions associées aux différents résultats présentés ci-dessus. La figure 41 ci-dessous présente les courbes de pression obtenues pour une émulsion directe à différentes concentrations. La figure 41A montre des courbes obtenues à différents débits (volume et espacement fixés), la figure 41B montre des courbes obtenues pour différentes épaisseurs (débit fixe) ; et enfin la figure 41C (extraite de 41A) montre les différents points critiques de la courbe de pression qui peuvent être associés aux différentes formes que prend l'interface. Pour une analyse qualitative, nous décomposons cette courbe en quatre zones afin d'identifier les points critiques lors de l'écoulement. A noter que l'analyse faite pour cette courbe (fig. 41C) reste valable pour les autres courbes.

Zone 1 : cette zone (de a à b) correspond à la montée de la pression, le fluide se trouve dans son régime solide, il subit de grandes déformations élastiques. Au maximum de la courbe (point b), la déformation critique est atteinte. La contrainte avoisine le seuil du matériau.

Zone 2 (b à c): dès que l'on dépasse légèrement le point (b) c'est-à-dire le pic de la courbe, le fluide se trouve totalement liquéfié mais il est probable qu'il subsiste encore des déformations élastiques résiduelles dans le matériau, l'écoulement est déclenché. La bulle d'air apparaît dans l'échantillon de fluide confiné, cette apparition provoque la chute de pression. Cette chute brutale est probablement la conséquence de la restitution de l'énergie accumulée sous la forme de déformation élastique. Ces observations nous portent à croire que quel que soit le matériau, la pénétration soudaine d'air dans l'échantillon provoque une chute de pression. Si on considère la figure 36, la zone 2 correspondrait à l'apparition et l'amplification de doigts. Cependant, dans le cas de la fig. 37, la zone 2 correspond à l'expansion radiale du volume d'air dans l'échantillon, c'est-à-dire la zone où le fluide subit une elongation avec une interface bien circulaire. Durant cette phase, nous remarquons que le fluide ne laisse pas de film liquide sur les parois : l'écoulement est qualifié de stable. Ceci suggère donc une elongation 2D stable. Au point (c) correspondant au rayon critique, la bulle d'air se déstabilise et les fractures commencent à se former. L'interface déstabilisée continue de grossir, amplifiant ainsi les fractures sans déformer le reste du matériau. Nous rappelons

que les observations, associées aux images des figures 36 et 37 ne sont qu'une extrapolation car pour ces images nous n'avons pas eu accès à la mesure de courbes de pression.

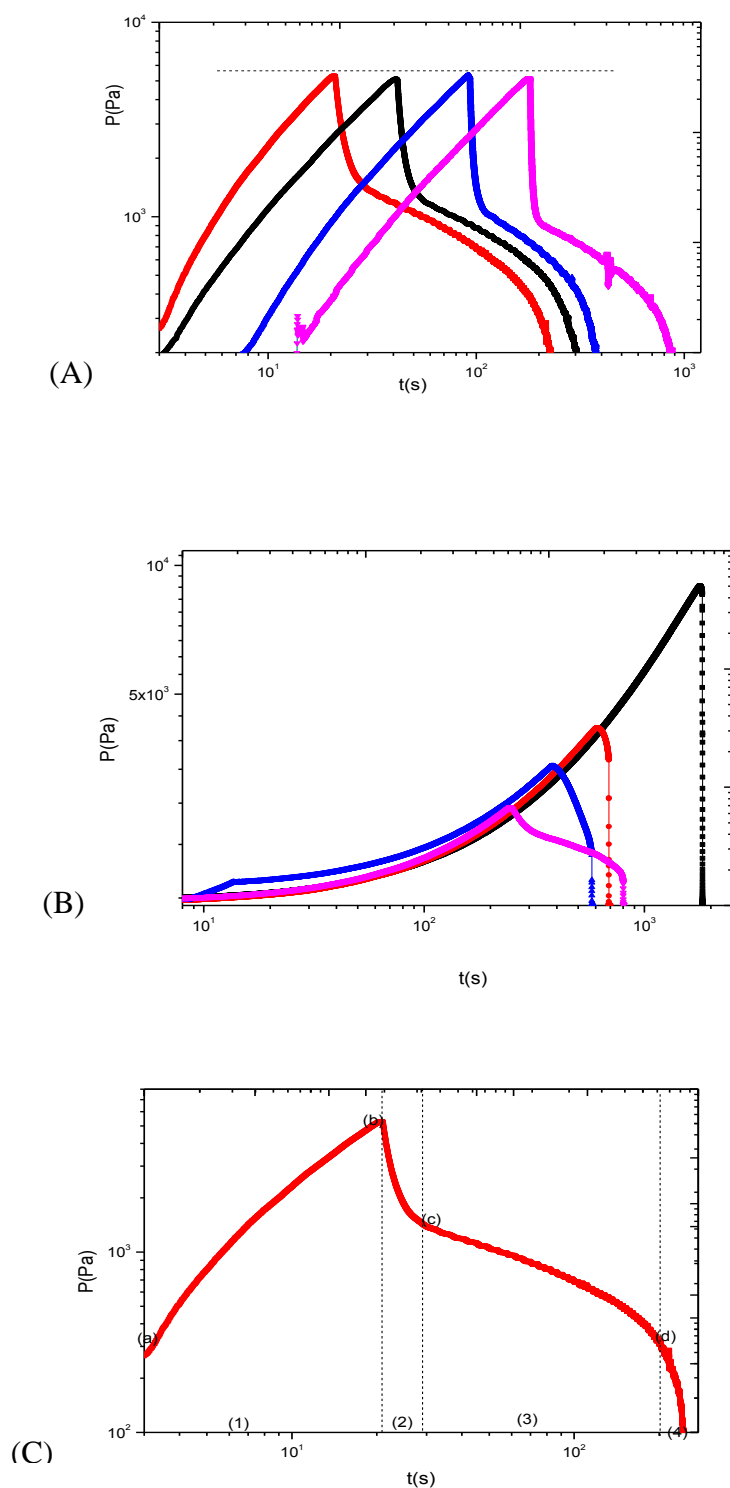


Figure 40- Courbes de pression vs temps lors d'une expérience d'injection pour une émulsion directe : (A) (26Pa, 40mL, 4mm) à débit variable : (i) 6 mL.min⁻¹ pour la courbe en rouge, (ii) 3 mL.min⁻¹ pour la courbe en noire, (iii) 1,5 mL.min⁻¹ pour celle en bleue et 0,75

mL.min⁻¹ pour celle en rose ; (B) (~117Pa, 30mL.min⁻¹) pour quatre épaisseurs : 0,5mm pour la courbe en noire, 1mm pour la courbe rouge, 2mm pour celle en bleue et 4mm pour celle en rose. (C) une des courbes de (A), extraite pour montrer les points critiques de la courbe correspondant aux différentes formes que prend l'interface tout au long de l'écoulement. Cette courbe est décomposée en quatre zones : zone 1- correspond au son régime solide; zone 2 : correspond à l'écoulement stable du fluide (dans cette zone la bulle d'air évolue en gardant l'interface bien circulaire); zone 3 : correspond l'apparition et amplification de doigts ou des fractures ; zone 4 : zone de rupture de la nappe de fluide marquant l'arrêt de l'écoulement.

Zone 3 (c à d): cette zone correspond à une chute douce de la pression. Cette chute pourrait être la conséquence du glissement du fluide sur les parois. Dans cette zone, même une faible pression suffirait à déplacer le fluide. Les doigts sous forme de fractures amorties apparaissent à la fin de cette régime.

Zone 4 : zone de chute abrupte, nous remarquons de nouveau une baisse significative de la pression. Dans cette zone, un seul doigt/fracture suffirait à déchirer la nappe de fluide, permettant ainsi au volume d'air intérieur dans l'échantillon de se précipiter vers l'extérieur, ce qui marque la fin de l'écoulement.

En analysant la figure 41A, une première observation permet de voir que toutes les courbes sont similaires (pics identiques). Cela suggère que quel que soit le débit imposé, le matériau se déforme de la même façon. Cependant, nous remarquons que les courbes de la figure 41B ont une allure légèrement différente de celles de la figure 41A. On voit que quelle que soit la vitesse imposée (dans gamme de faibles vitesses) les courbes montrent une allure similaire, et toutes se superposent. On observe une montée de la pression jusqu'au pic de la courbe, cette montée présente une allure convexe contrairement aux courbes de la fig. 41A ; cette allure probablement la conséquence de la concentration du matériau. De plus, nous remarquons une différence significative (fig. 41B) au niveau des pics des courbes. La pression est plus importante pour la plus petite épaisseur (0,5mm), le pic de la courbe avoisine 9.10^3 Pa.

Cependant, on observe une diminution de ce pic à mesure que l'épaisseur croît, il passe de 9.10^3 Pa à 2700Pa lorsque l'épaisseur est multiplié par un facteur 4. Ceci suggère que l'épaisseur a un fort impact sur les caractéristiques des courbes. Par ailleurs, nous observons des écarts de temps important dans les zones d'écoulement (zones 2, 3 et 4), il est évident que l'augmentation du temps dans ces zones d'écoulement est étroitement liée au débit de consigne. En effet, nous remarquons un phénomène étrange après les pics des courbes (fig. 41B), on voit que certaines courbes s'effondrent juste après le pic, elles perdent quasiment les deux dernières parties (zones 3 et 4). Cet effondrement peut être associé à l'apparition soudaine et à la propagation rapide des fractures dans le fluide. Expérimentalement, nous avons remarqué que dans la plupart des cas, la pression s'annule avant même que la fracture ne déchire la nappe de fluide contrairement au cas où l'interface évolue d'abord de façon bien circulaire (fig. 41A) suivi des fractures localisées. En conclusion, nous avons montré que pour une épaisseur fixée, la pression n'est guère affectée

par la variation de vitesse (dans une gamme de faibles vitesses), ce qui est confirmé par le plateau de courbes de pression (fig. 41A). Cela suggère que la déformation est identique quelle que soit la vitesse imposée. Au contraire, la pression est fortement affectée par la variation de l'épaisseur d'une part, et l'apparition des fractures d'autre part.

4.2.7 Résultats d'autres matériaux :

Dans cette section, nous présentons quelques résultats finaux pour d'autres matériaux (carbopol, moutarde, ketchup et bentonite) testés dans les mêmes conditions que ceux précédemment discutés. L'objectif de tester d'autres matériaux est de pouvoir regarder si on peut observer une tendance générale (en terme de résultats) ou si on obtient des valeurs dispersées pour ces différents matériaux.

4.2.7.1 Cas du carbopol

Les résultats de la figure 42 ci-dessous montrent que des doigts s'initient et se développent dès l'injection du second fluide (air) tels qu'entouré en jaune. Ces doigts d'air grandissent et des ramifications naissent dans certains cas. Au final, un seul doigt sort de la nappe de fluide (fig. 42A) provoquant ainsi l'arrêt de l'écoulement. L'analyse de courbes associées (fig. 42B) permet de remarquer que, après une évolution croissante liée au régime solide du carbopol, toutes les courbes s'effondrent dès que le régime liquide est atteint.

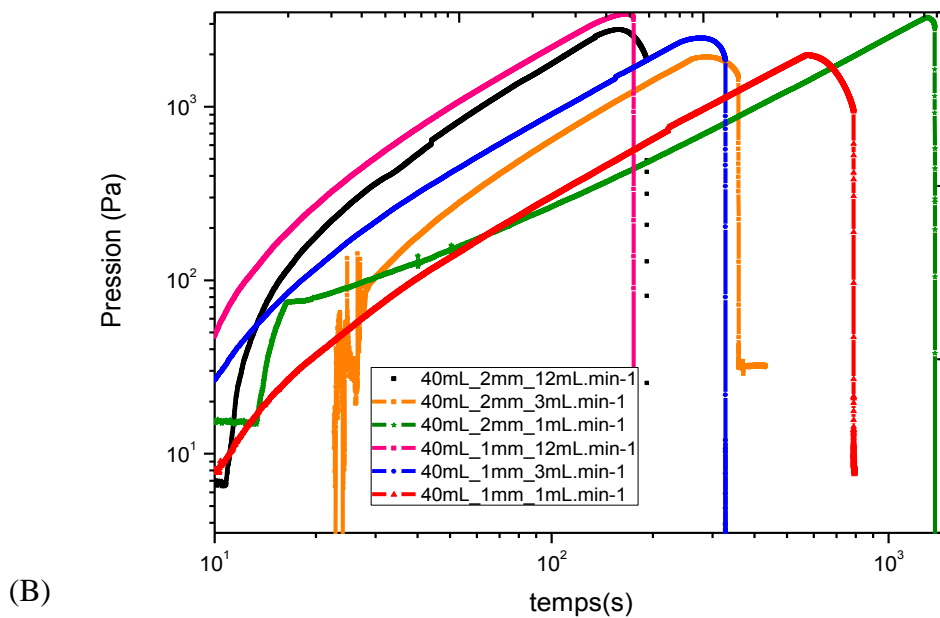
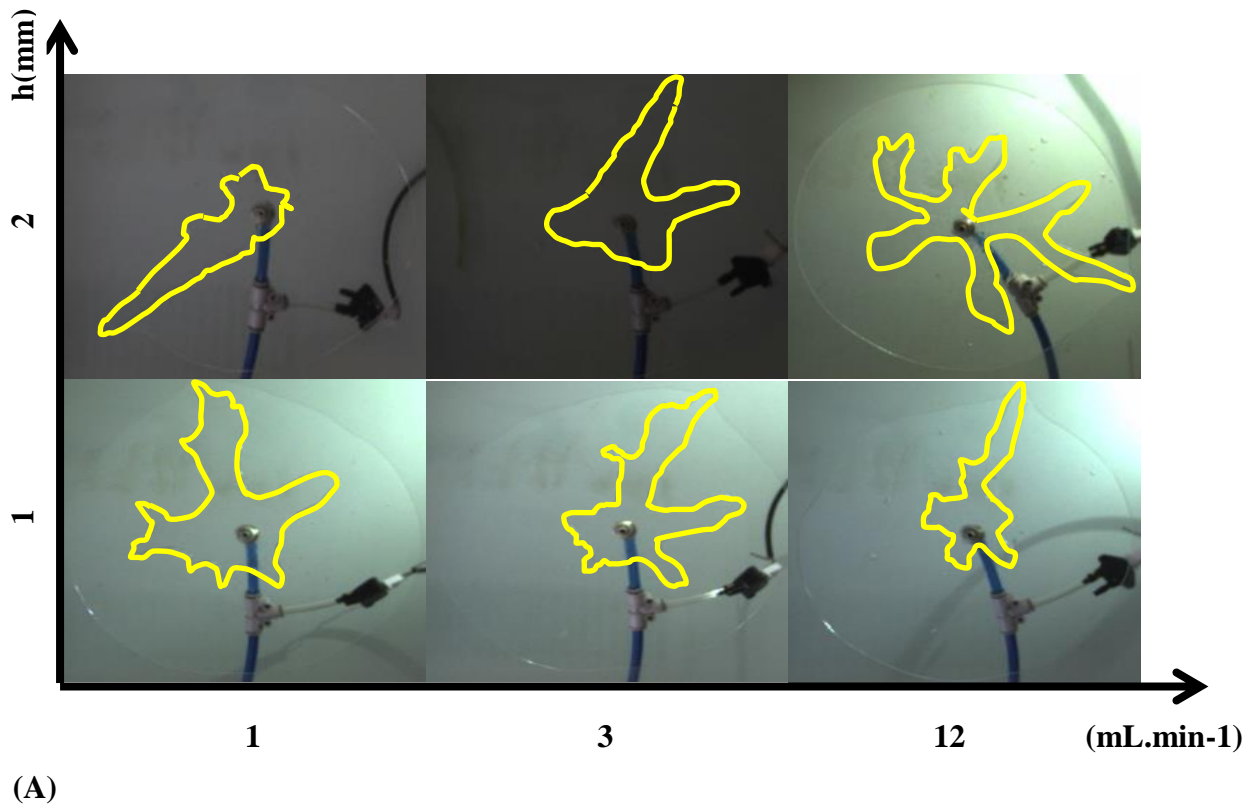
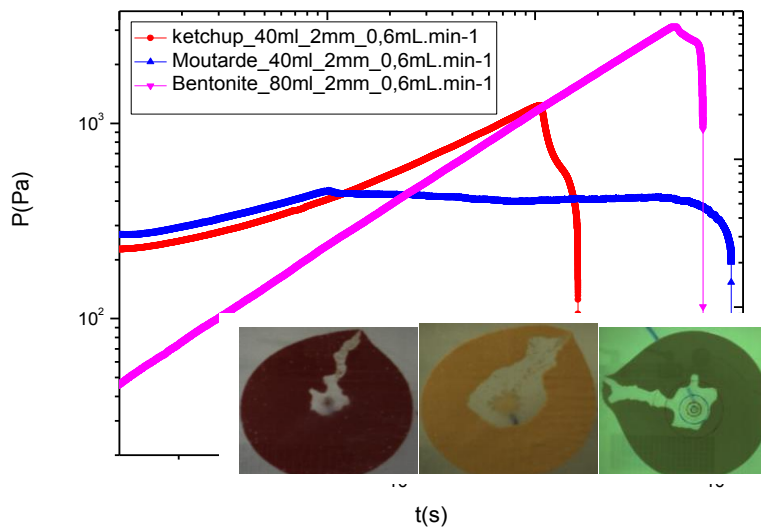
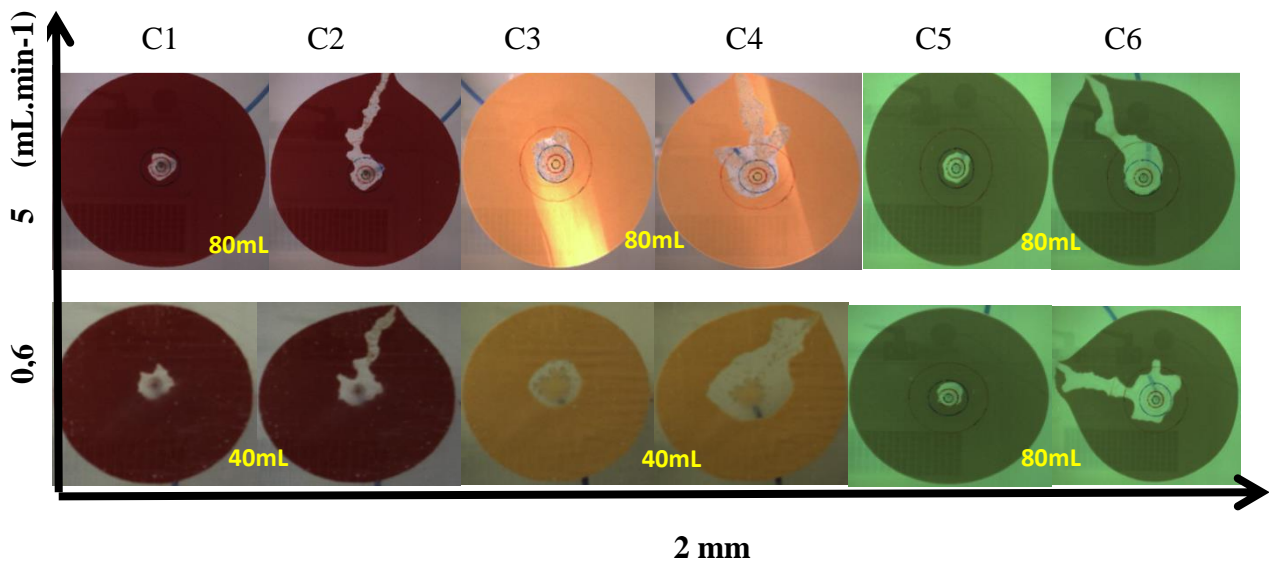


Figure 41 – données issues d’une expérience d’injection d’air dans le carbopol à différents débit : (A) les images correspondent à la fin de l’écoulement ; (B) courbes associées (pression vs temps). Les dessins en jaune sur les images représentent les doigts évoluant dans le fluide.

4.2.7.2 Cas de ketchup, moutarde et Bentonite

La figure 43 ci-dessous montre les résultats issus du ketchup, de la moutarde et de la bentonite. Ces résultats montrent que l'interface est toujours déstabilisée quel que soit le paramètre imposé (fig. 43A). La variation de la pression requise pour imposer un tel écoulement est présentée sur la fig. 43B (par exemple : le cas de $0,6\text{mL}\cdot\text{min}^{-1}$; 40mL ; 2mm). matériaux.



(B)

Figure 42 - Données issues d'une expérience d'injection à paramètres imposés (40mL ; $0,6\text{mL}\cdot\text{min}^{-1}$; 2mm) pour les différents matériaux (ketchup, moutarde et bentonite). Les images des colonnes (C1 et C2), (C3 et C4) et (C5 et C6) correspondent respectivement au ketchup, moutarde et bentonite. Cependant, les images des colonnes (C1, C3 et C5) correspondent au début de la déstabilisation de l'interface ou on peut compter le nombre de doigts (N) correspondants, celles de colonnes (C2, C4 et C6) correspondent à la fin de l'expérience correspondant à l'arrêt de l'écoulement.

En effet, au début de la variation de la pression, celle-ci augmente d'abord à cause de la déformation élastique du matériau, puis elle décroît avec l'augmentation du volume d'air injecté. Cette décroissance est d'abord lente puis rapide avant de s'effondrer. En effet, contrairement aux courbes de pression pour l'émulsion directe (voir fig. 43A), la variation de la pression ne se trouve toujours pas au même niveau pour un même entrefer après la montée due au régime élastique. Cela suggère que les matériaux ne se déforment pas de la même manière. En conséquence, la bentonite est probablement plus élastique que les autres

4.3 Calcul théorique de l'évolution de la pression nécessaire pour pousser radialement le fluide selon deux hypothèses différentes (en négligeant la digitation) :

Dans cette section, nous réalisons un calcul théorique de la pression nécessaire pour pousser radialement le fluide vers l'extérieur selon deux hypothèses en négligeant toute irrégularité à l'interface air-liquide. Considérons un écoulement radial stable d'un fluide visqueux poussé par de l'air dans une cellule de Hele-Shaw (fig. 44) c'est-à-dire un écoulement où l'interface air-liquide évolue de façon circulaire jusqu'à l'arrêt de l'écoulement. La détermination de cette pression s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- (i) existence de frottement sur les parois conduisant essentiellement à un écoulement de cisaillement ;
- (ii) glissement parfait sur les parois, ce qui conduit à une elongation 2D stable.

Ce calcul a pour objectif de confronter les données théoriques aux résultats expérimentaux pour voir si un accord peut être trouvé ou pas. De plus, cette démarche nous permettra de suivre un élément de fluide afin de quantifier la déformation totale qu'il subit à une distance r

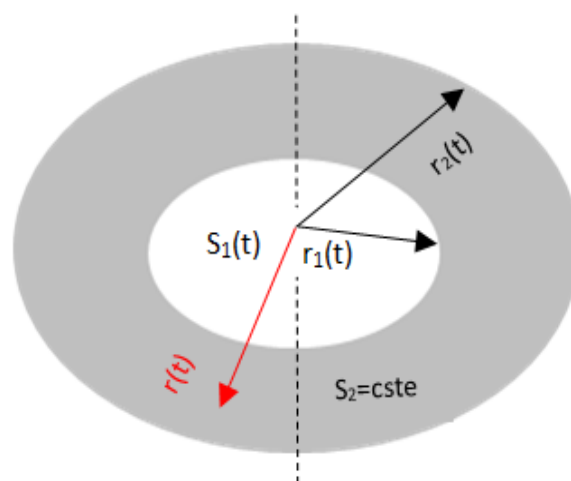


Figure 43 – schéma typique d'un écoulement radial stable dans une cellule de Hele-Shaw. Les parties blanche et grise correspondent à l'air injecté et au fluide déplacé. $P_1(t)$ périmètre intérieur ; $S_1(t)$ surface du disque d'air qui évolue au cours du temps, S_2 surface du cylindre de fluide, $r(t)$, $r_1(t)$, $r_2(t)$ respectivement rayon en un point quelconque dans le cylindre de fluide, rayon intérieur et extérieur qui varient au cours du temps.

quelconque au cours du temps. De ce fait, on peut par exemple calculer la déformation totale subie par les éléments de fluide en des points particuliers, par exemple ceux situés en r_1 et r_2 car on connaît leurs variations de position au cours du temps. Pour ce faire, on fait l'hypothèse que la contrainte est homogène dans le matériau i.e. une contrainte partout identique.

Bilan des forces issues de la pression

Partant de la figure 44 ci-dessus, nous effectuons le bilan des forces issues de la pression, pour cela nous devons écrire d'abord établir les expressions de r_1 et r_2 en fonction du temps.

Définitions :

En coordonnées cylindriques nous avons :

- incompressibilité :

$$\text{div} \vec{V} = \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \Rightarrow \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (59)$$

- le confinement et la symétrie imposent que les termes liés à θ et z s'annulent, alors l'écriture devient :

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} = 0 \quad \text{d'où} \quad v_r = \frac{r_1}{r} v_{r1} \quad (60)$$

- taux de déformation :

$$\dot{\epsilon} = \frac{dr}{dt} \frac{1}{r} \quad (61)$$

- tenseur des taux de déformation :

$$D = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_r}{\partial r} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{v_r}{r} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (62)$$

Les (eq. 60) et (eq. 62) donnent l'écriture finale de D :

$$D = \begin{pmatrix} -\frac{r_1 v_{r1}}{r^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{r_1 v_{r1}}{r^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (63)$$

- Le second invariant du tenseur de taux de déformation vaut :

$$D_{II} = -\frac{\text{tr}(D)^2}{2} \quad (64)$$

$$D_{II} = -\frac{1}{2} \left(\frac{r_1^2 v_{r1}^2}{r^4} + \frac{r_1^2 v_{r1}^2}{r^4} \right) = -\frac{r_1^2 v_{r1}^2}{r^4} \quad (65)$$

En négligeant les autres termes dans l'équation (eq. 25), le tenseur de contrainte lié à la loi de comportement du matériau si on utilise le modèle d'Herschel Bulkley à vitesse d'écoulement très faible donne :

$$T = \tau_c \frac{D}{\sqrt{-D_{II}}} \quad (66)$$

Les équations (eq. 63), (eq. 65) et (eq. 66) donnent finalement :

$$T = \tau_c \frac{D}{\sqrt{-D_{II}}} = \tau_c \frac{\frac{r_1 v_{r1}}{r^2}}{\sqrt{-\left(-\frac{r_1^2 v_{r1}^2}{r^4}\right)}} = \tau_c \frac{\frac{r_1 v_{r1}}{r^2}}{\frac{r_1 v_{r1}}{r^2}} \Rightarrow T = \tau_c$$

D'où

$$T = \tau_c \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (67)$$

D'autre part ;

➤ **Pour la partie disque d'air**, les expressions de P_1 , v_1 et Q sont données par :

$$- \text{ Périmètre du disque d'air : } \quad P_1 = 2\pi h r_1(t) \propto t \quad (68)$$

$$- \text{ vitesse : } \quad v_1 = dr_1/dt \quad (69)$$

$$- \text{ débit : } \quad Q = P_1 * v_1 \quad (70)$$

➤ **Pour la partie matériau (cylindre de fluide)**, P_2 , v_2 et Q sont données par :

$$- \text{ Le périmètre du cylindre de fluide : } \quad P_2 = 2\pi h(r_2 - r_1) \propto t \quad (71)$$

$$- \text{ Vitesse : } \quad v_2 = dr_2/dt \quad (72)$$

$$- \text{ Débit : } \quad Q = P_2 * v_2 \quad (73)$$

Détermination des rayons r_1 et r_2 à un instant t donné. Tenant compte des équations (eq. 68), (eq. 69) et (eq. 70), et après intégration, on en déduit :

$$r_1 = \sqrt{\frac{Q}{\pi h} t + r_0^2} \quad (74)$$

De même que les (eq. 71), (eq. 72) et (eq. 73), conduisent à :

$$r_2 = \frac{Q}{\pi h} t + 2r_1^2 \quad (75)$$

4.3.1 Première hypothèse : Glissement sur les parois, la contrainte tangentielle ($\tau = 0$)

Cette hypothèse suppose une très faible vitesse conduisant à un glissement parfait du fluide sur les parois. Ceci à fortiori implique que la contrainte tangentielle (τ) est nulle. En conséquence, le résultat conduit à un écoulement d'élongation 2D stable du fluide à seuil (fig. 45).

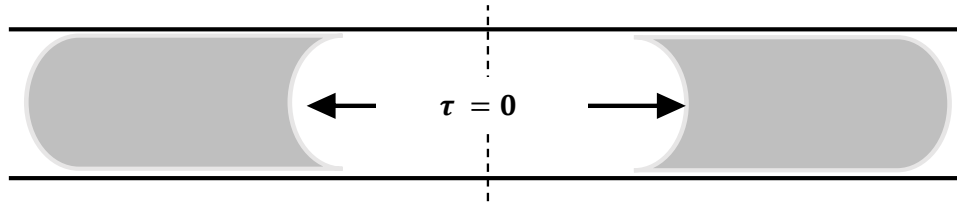


Figure 44- modèle typique d'un écoulement radial stable sous l'hypothèse d'un glissement (élongation 2D).

Le **bilan des forces** :

- d'un côté nous avons le travail nécessaire pour déplacer le cylindre de fluide :

$$W = p * 2\pi r dr \quad (76)$$

- de l'autre côté la résistance à l'écoulement qui conduit à la dissipation visqueuse :

$$P_R = \int_{\omega} tr (T.D) . d\omega \quad (77)$$

Avec p la pression et ω est le volume élémentaire tel que :

$$d\omega = 2\pi r dr * h \quad (78)$$

En prenant en compte les équations (eq. 62), (eq. 67), (eq. 77) et (eq. 78) et après intégration entre r_1 et r_2 , l'expression de la résistance à l'écoulement vaut :

$$P_R = 4 \pi h \tau_c r_1 v_{r1} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (79)$$

- la puissance nécessaire pour élargir le fluide est donnée par :

$$P_d = p * 2\pi h r_1 v_{r1} \quad (80)$$

Cette puissance (eq. 80) est compensée par les dissipations visqueuses dues au frottement :

$$p * 2\pi h r_1 v_{r1} = 4 \pi h \tau_c r_1 v_{r1} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

De ce qui précède, on en déduit l'expression :

$$P_g = 2 \tau_c \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (81)$$

C'est l'expression de la pression nécessaire pour pousser radialement le fluide sous l'hypothèse du glissement à la paroi. Ce résultat montre que la pression décroît proportionnellement avec l'augmentation du rapport r_2/r_1 . De ce fait, connaissant la pression nécessaire pour pousser le cylindre de fluide, on peut déterminer la déformation totale correspondante lors de l'élongation 2D du fluide.

- La déformation totale subie par le fluide s'écrit:

$$\dot{\epsilon} = \frac{r_1 v_1}{r^2} \quad (82)$$

Dans cette formule on regarde la déformation à un instant t donnée, à une distance r comprise entre r_1 et r_2 . Mais si on intègre le produit $r_1 v_1$ séparément cela veut dire qu'on suppose qu'on reste à une distance r constante. Or ce n'est pas cela qu'on veut faire : on veut suivre un élément de fluide et calculer la déformation totale qu'il subit au cours du temps. Du coup on peut par exemple calculer la déformation totale subit par les éléments en des points particuliers, par exemple ceux situés en r_1 , ou en r_2 , car on connaît leurs variations de position au cours du temps. De ce qui précède, on fait l'approximation que r ne varie pas trop pendant l'observation, surtout si on regarde les éléments à l'extérieur du disque de fluide; on constate effectivement que seuls surtout r_1 et v_{r1} varient significativement au cours du temps. La déformation vaut :

$$\dot{\epsilon}_1(r_1) = \frac{r_1 v_1}{r_1^2} \quad (83)$$

Du coup, en prenant en compte les équations de (eq.69), (eq.74) et (eq.83) nous déduisons l'écriture finale de la déformation en r_1 :

$$\dot{\epsilon}_1(r_1) = \frac{1}{2 \left(t + \frac{\pi h}{Q} r_0^2 \right)} \quad (84)$$

- La déformation $\dot{\epsilon}_2$ correspondante est donnée par :

$$\dot{\epsilon}_2 = \frac{r_1 v_1}{r_2^2} \quad (85)$$

Les équations (eq. 72), (eq. 75) et (eq. 85), donnent la déformation $\dot{\epsilon}_2$ en en r_2 :

$$\dot{\epsilon}_2(r_2) = \frac{Q}{2\pi h} \frac{1}{\left(\frac{Q}{\pi h} r_2 + 2r_1 \right)^2} \quad (86)$$

4.3.2 Deuxième hypothèse : existence de frottement visqueux

Cette hypothèse implique l'existence d'un cisaillement du fluide sur les parois. De ce fait, nous supposons que la contrainte tangentielle (τ) est sensiblement égale au seuil du matériau (τ_c) parce que l'écoulement est suffisamment lent.

Plaques solides

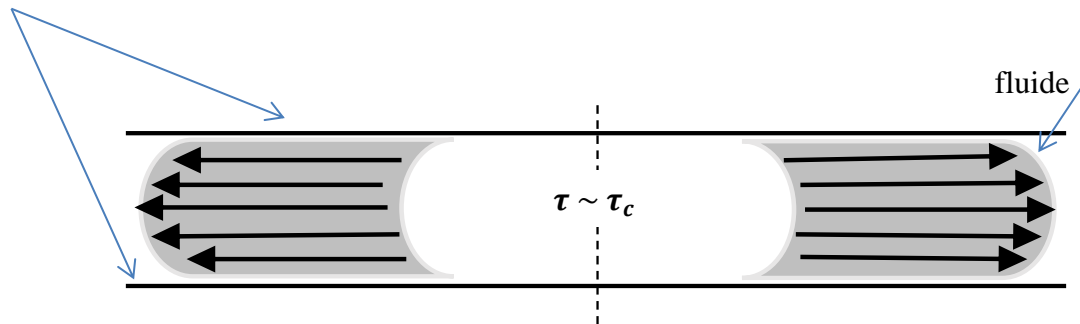


Figure 45- modèle typique d'un écoulement radial sous l'hypothèse d'un écoulement de cisaillement (frottement).

Bilan des forces :

- Force résultante due à la chute de pression :

$$p * 2\pi h r_1(t) \quad (87)$$

- Force radiale résultante due au cisaillement :

$$\tau_c * \pi(r_2^2 - r_1^2) \quad (88)$$

L'équilibre des forces prenant en compte les équations (eq. 87) et (eq. 88) nous donne :

$$P_f = \frac{\Omega \tau_c}{2\pi h^2 r_1} \propto 1/r_1 \quad (89)$$

C'est la pression nécessaire pour pousser radialement le cylindre de fluide vers l'extérieur sous l'hypothèse d'un cisaillement. Nous remarquons que cette pression est proportionnelle à l'inverse du rayon du disque d'air (r_1). Elle est maximale quand r_1 égale à r_0 à $t = 0$. Cependant, elle tend vers l'infini lorsque r_1 tend vers zéro.

4.4 Analyse des courbes théoriques et comparaison des courbes théoriques vs expérimentales

Dans les sections dessous, nous analysons en détail les résultats issus des hypothèses ci-dessus. Nous regarderons aussi l'impact de différents paramètres sur les courbes théoriques. De plus, nous comparons les courbes théoriques vs expérimentales pour regarder si elles sont en phase. Bien entendu, nous prenons donc en compte les effets de cisaillement et du glissement des liquides étudiés, brièvement décrits précédemment. Notons que pour la comparaison des courbes de pression, nous allons dans un premier temps comparer directement l'intégralité des courbes expérimentales vs théoriques (selon les deux hypothèses) pour regarder si un accord peut être trouvé. Ensuite, on procèdera à une comparaison systématique qui sera faite en divisant la courbe expérimentale en trois parties comme montré sur la figure 41C (c'est à dire en considérant la zone 2 qui part de (b) à (c) d'une part, et d'autre part, la zone 3 qui part de (c) jusque à la fin de l'écoulement. Cette comparaison portion par portion a pour objectif de regarder si localement à certains endroits le fluide subit du glissement ou du cisaillement, c'est-à-dire de regarder à quel moment le fluide est soulagé ou pas lors de l'écoulement.

4.4.1 Analyse de courbes théoriques

Une première observation permet de remarquer que toutes les courbes de pression (fig. 47 et 48) ont une même allure quelle que soit l'hypothèse considérée (glissement ou cisaillement). Ces courbes atteignent leurs valeurs maximales lorsque le rayon est minimal et égale à r_0 à $t = 0$, puis elles chutent progressivement à mesure r_1 croît. Le maximum de courbe est d'autant plus important pour le fort débit, et l'est encore plus pour les faibles épaisseurs dans le cas d'un écoulement de cisaillement. De plus, les courbes de pression sous l'hypothèse du glissement affichent le même maximum, c'est à dire que la pression est presque constante quel que soit le paramètre imposé. Ce résultat est en accord avec nos observations expérimentales dans les mêmes conditions (cf. fig. 41A). Cependant, les courbes de pression sont fortement affectées dans le régime cisailé. Quant à la chute de pression, on observe une décroissance similaire quelque le régime considéré. Au même moment, la déformation critique atteint sa valeur maximale correspondant 0,020 pour r_1 et 0,005 r_2 par exemple le cas de $30\text{ml}\cdot\text{min}^{-1}$. De plus, contrairement aux courbes de déformation (fig. 48B et E) où les déformations sont identiques quel que soit le débit, nous remarquons que le débit affecte considérablement celles de la fig. 47B et E. La déformation est plus importante pour le fort débit, tandis qu'elle reste faible pour les faibles débits (fig. 47B et E). Ceci suggère que le débit a un fort impact sur la déformation du fluide. Nous remarquons que les mécanismes liés à la chute de la pression sont similaires. Cependant, ces courbes divergent rapidement dès que l'écoulement se met en place. Cette divergence pourrait s'expliquer par la divergence des rayons (fig. 47 C et F). En comparant les courbes de pression selon les deux hypothèses, par exemple pour le débit $30\text{ml}\cdot\text{min}^{-1}$ (fig. 47A), nous remarquons que la courbe du régime lubrifié est largement supérieure à celle dans le cas de l'élongation d'un facteur d'à peu près 50. Cet écart, est probablement dû à l'effet visqueux dans le fluide. Par exemple, contrairement au cas de l'élongation où le fluide se déplace comme bloc rigide sur une surface lisse, sous l'hypothèse du cisaillement, le fluide adhère sur les parois, du coup il faut mobiliser un effort important pour déplacer radialement l'interface air-fluide.

Au contraire sous l'hypothèse de cisaillement (fig. 48D), pour un débit fixé, les courbes de pression ne démarrent pas d'un même point, c'est à dire qu'elles ne présentent pas un même maximum. Nous remarquons que la valeur de la pression est maximale pour la plus petite épaisseur, cette valeur diminue à mesure que l'épaisseur croît. Ceci est en accord avec nos résultats expérimentaux dans les mêmes conditions (fig. 41B). Cela suggère que l'épaisseur a un fort impact sur les caractéristiques de l'écoulement. De plus, nous observons que la déformation est la même quelle que soit l'épaisseur fixée (fig. 48B et 48E), toutes les courbes se superposent. En revanche, contrairement aux courbes de pression (fig. 47B et 48D), aucune divergence n'est observée dans le cas de l'élongation, toutes les courbes de pression se superposent (fig. 48A), de même que les courbes de déformation (fig. 48B et 48E). Cela suggère que les déformations sont les mêmes quel que soit l'entrefer imposé, en contraction avec nos résultats expérimentaux.

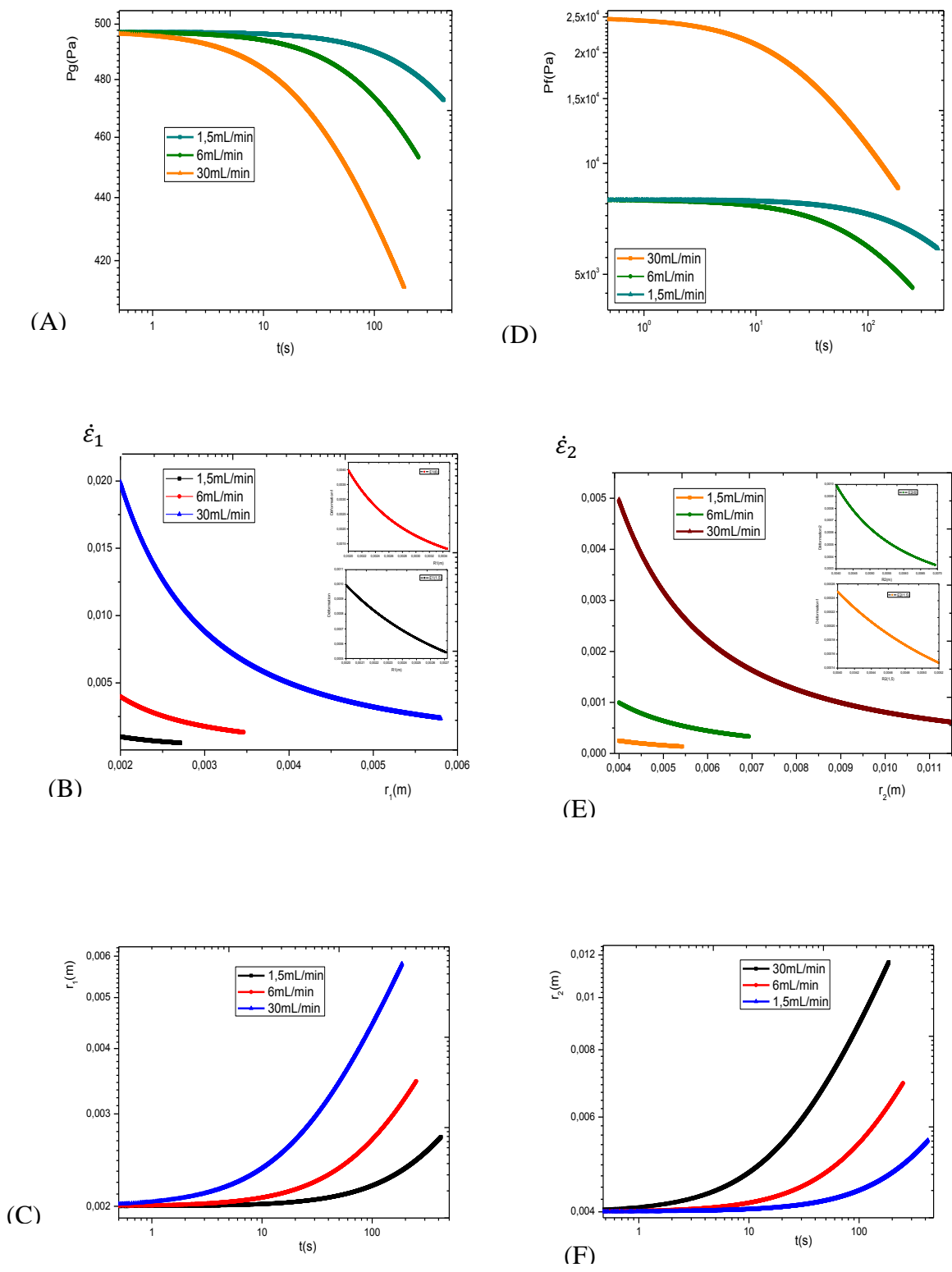


Figure 46- courbes de pression théorique (26Pa, 40mL, 4mm) à débit variable : (i) 30 mL.min⁻¹ pour la courbe en orange, (ii) 6 mL.min⁻¹ pour la courbe en verte, (iii) 1,5 mL.min⁻¹ pour celle en bleu claire : (A) régime cisailé (eq. 89); (D) régime d'élongation (eq. 81); (B) et (E) respectivement courbes de déformation $\dot{\epsilon}_1$ en r_1 et $\dot{\epsilon}_2$ en r_2 au cours du temps ; (C) et (F) respectivement courbes de rayons r_1 et r_2 au cours du temps.

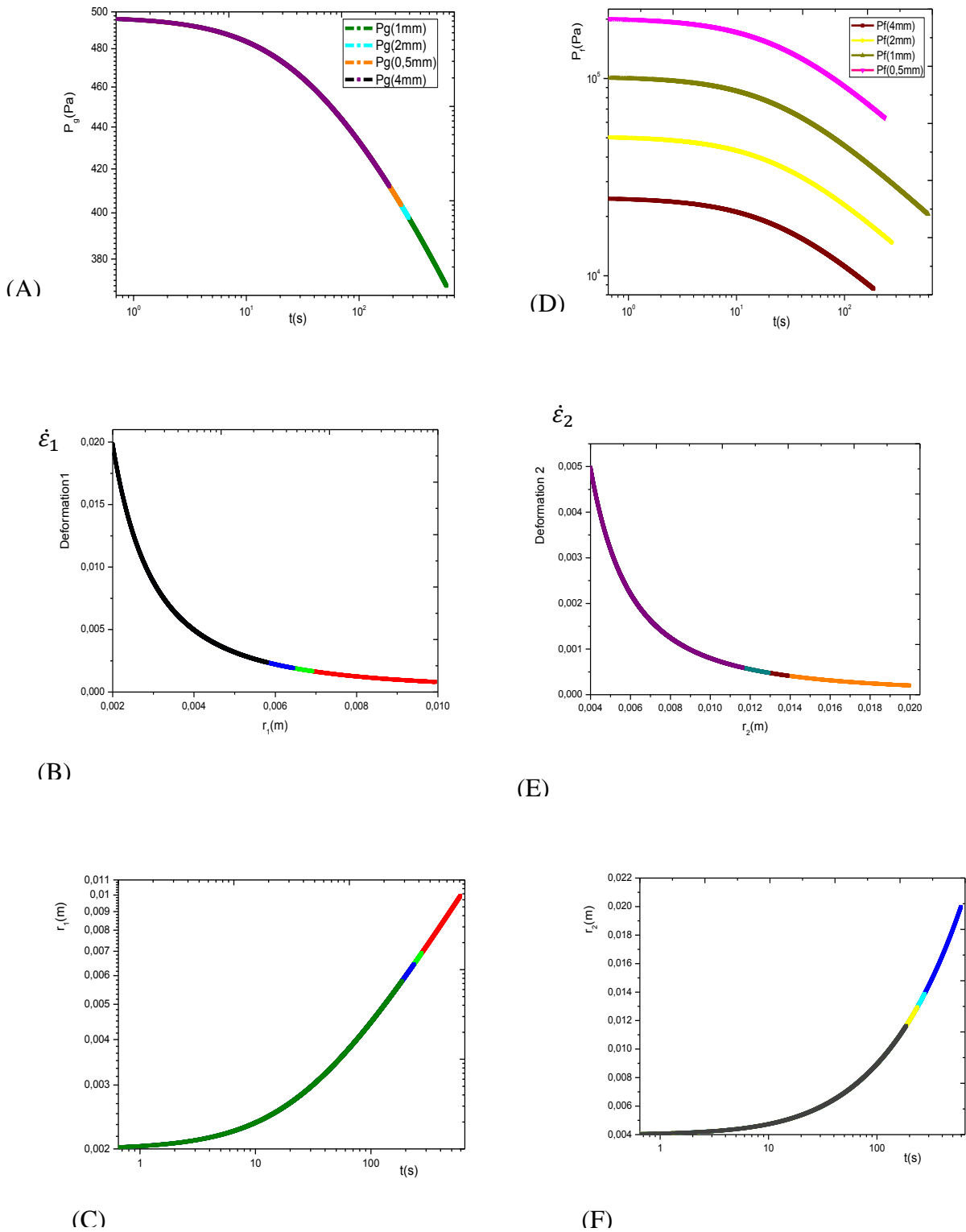
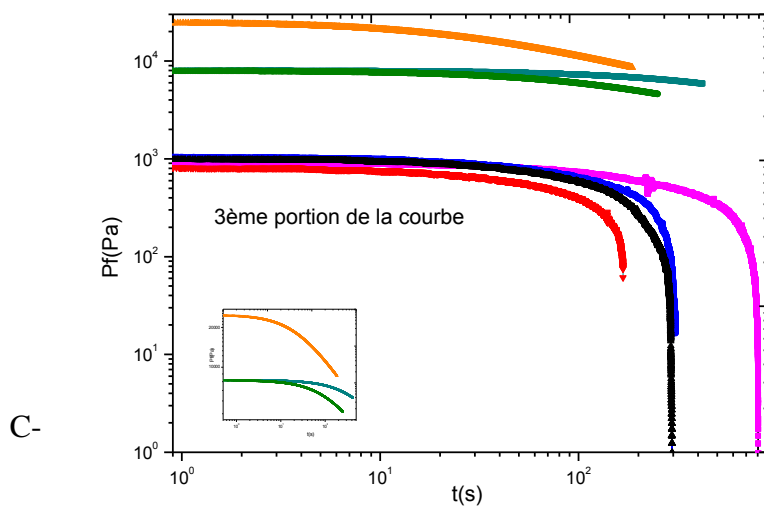
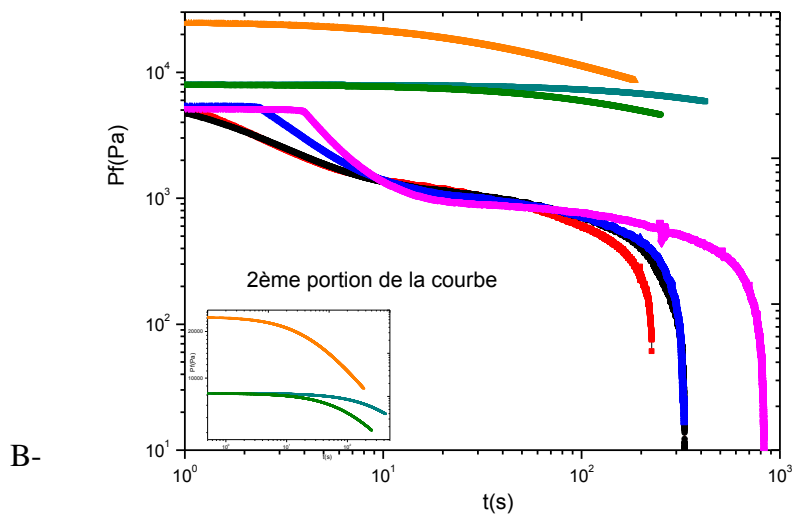
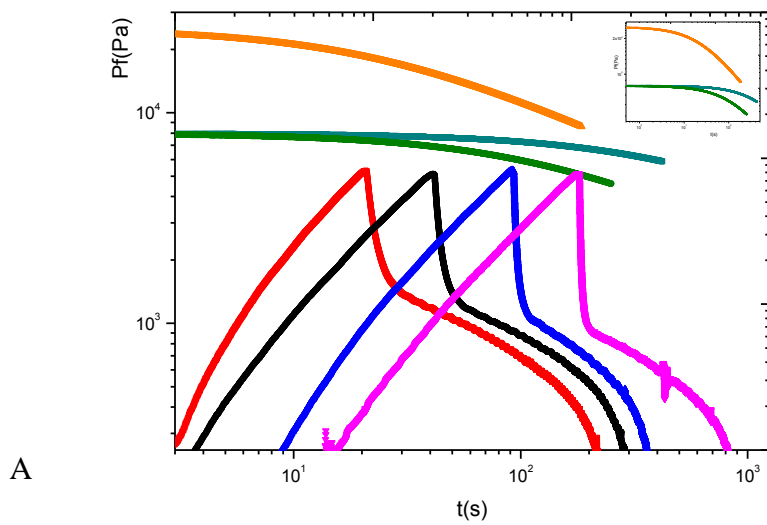


Figure 47- courbes de pression théorique ($\sim 117\text{Pa}$, 30mLmin^{-1}) à épaisseur variable : A) régime cisailé (eq. 89); rose (0,5mm), kaki (1mm), jaune (2mm) et marron (4mm); (D) régime d'élongation (eq. 81); vert pale (0,5mm), vert olive (1mm), orange (2mm) et violette (4mm); (B) et (E) respectivement courbes de déformation $\dot{\epsilon}_1$ en r_1 et $\dot{\epsilon}_2$ en r_2 au cours du temps ; (C) et (F) respectivement courbes de rayons r_1 et r_2 correspondant au cours du temps.

4.4.2 Comparaison théorie vs expérience

Les figures 49 et 50 ci-dessous présentent respectivement les résultats de courbes de pression théoriques vs expériences tracées en log-log dans le cas de débit variable et celui à débit fixe. Dans un premier temps, nous comparons les courbes de pression théoriques vs expérimentales (fig.49 A et B, et fig.50 G et H), puis dans un second temps, nous prenons les premières portions des courbes expérimentales (cf. fig. 41C). et les comparer à l'intégralité des courbes théoriques. On poursuivra cette comparaison avec les autres portions de courbes expérimentales (zones 2 et 3. L'objectif est de regarder si la théorie et expérience sont phase (fig.49 A et B, et fig.50 G et H).

En comparant ces courbes (fig.49A et B, et fig.50 G et H), on se rend compte qu'aucun accord n'est trouvé entre les données théoriques et les résultats expérimentaux, sachant qu'on trouve des valeurs de pression théoriques largement supérieures à celles expérimentales sous l'hypothèse de cisaillement, et largement inférieures dans le cas de l'élongation. Cet écart est probablement dû au fait que, contrairement à la pression théorique, la pression expérimentale est nulle à $t = 0s$, elle atteint sa valeur maximale au bout d'une dizaine de secondes dans certains cas, alors que celle théorique est maximale à $t = 0s$. De plus, à l'exception de quelques cas où un accord est localement trouvé (fig. 49D, E et F (courbes verte olive et noire pour $3ml.min^{-1}$, bleue et bleue claire pour $1,5ml.min^{-1}$)), les comparaisons courbes théoriques vs portions de courbes expérimentales confirment le désaccord. Ce désaccord semble être évident, puisque les données expérimentales tiennent compte de tous les paramètres (voir même l'élasticité du matériau), alors que celles théoriques ne prennent en compte que le seuil et l'espacement des plaques. De plus, expérimentalement la pression est nulle avant l'injection du second fluide, contrairement à celle théorique qui est maximale à $t = 0s$.



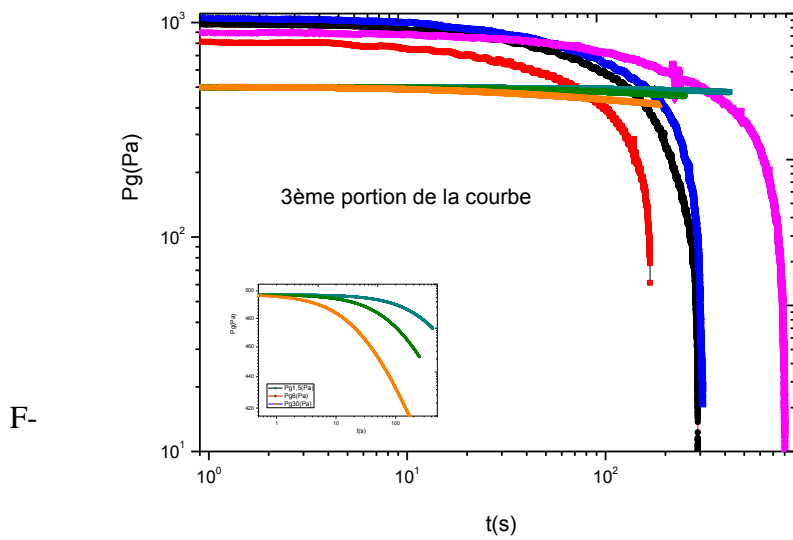
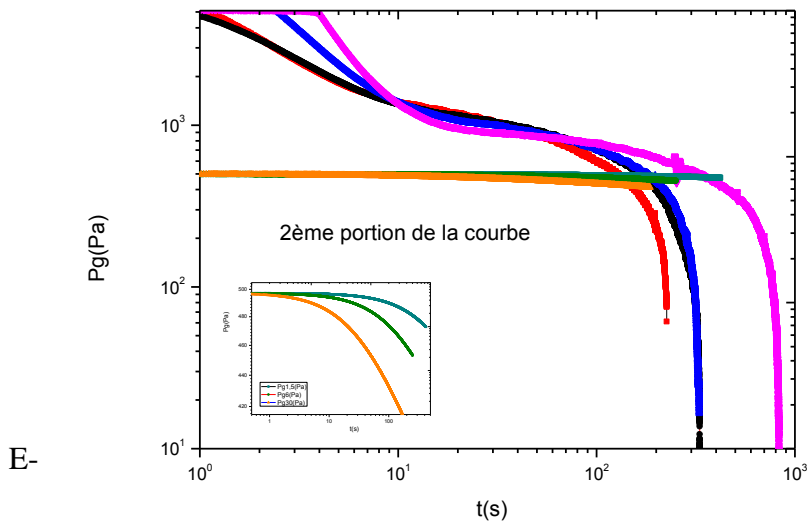
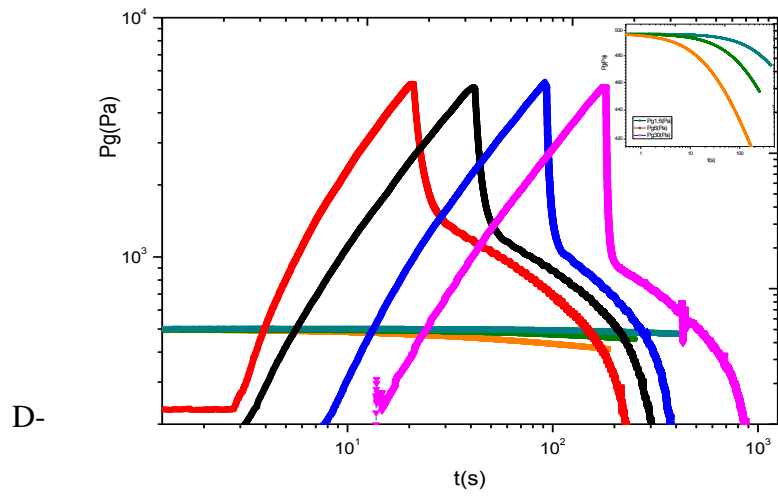


Figure 48- comparaison de courbes théoriques vs expérimentales pour une émulsion directe (26Pa, 40mL, 4mm) à débit variable : i- 6 mL.min-1 pour la courbe en rouge, ii- 3 mL.min-1 pour la courbe en noire, iii-1,5 mL.min-1 pour celle en bleue et 0,75 mL.min-1 pour celle en rose. Les courbes rouge, noire, bleue et rose (sur A, B, C, D, E et F) sont celles issues de l'expérience ; les courbes en orange, verte olive et bleu clair sont celles théoriques pour trois débits respectivement 30ml.min-1, 6ml.min-1 et 1,5ml.min-1. En effet, A, B et C correspondent à la comparaison théorie vs expérience dans le cas du régime cisailé; D, E et F celle de l'élongation.

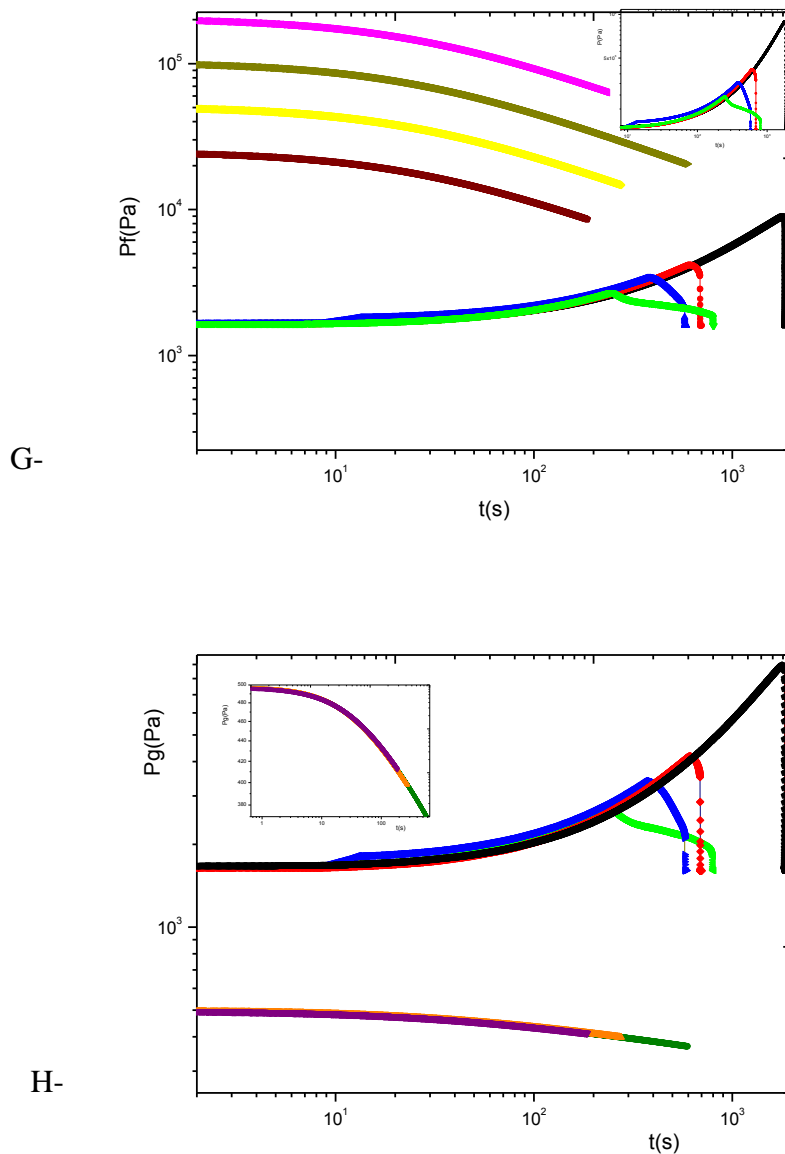


Figure 49- comparaison de courbes théoriques vs expérimentales pour une émulsion directe (117Pa, 30ml.min-1) à épaisseur variable : 0,5mm pour la courbe en noire et rose, 1mm pour la courbe en rouge et verte olive, 2mm pour celle en bleue et orange, 4mm pour celle en verte claire et violette. Les courbes noire, rouge, bleue et verte claire sont celles issues de l'expérience; celles en rose, verte olive et violette sont celles théoriques. (G) : cas le cas de l'écoulement cisailé, (H) celui de l'élongation.

Conclusion : A l'exception de quelques cas où un accord est trouvé en des points particuliers, nos résultats ont mis en évidence le désaccord entre théorie et expérience, sachant qu'on trouve des valeurs de pression théoriques au-dessus de celles expérimentales dans le cas du régime cisailé, et de valeurs de pression théoriques en dessous dans le cas de l'élongation. Cependant, les résultats théoriques ont confirmé l'impact de l'espacement des plaques sur les caractéristiques des courbes de pression dans le cas du matériau très concentré (fig.41B); i.e. le pic de courbe de pression est d'autant plus important pour la faible épaisseur. De plus, en accord avec nos observations expérimentales dans les mêmes conditions (fig.41A), ces résultats confirment l'existence d'un plateau de courbes comme dans le cas de nos résultats expérimentaux à débit variable. Les courbes de pression atteignent toutes une même valeur critique avant le début de l'écoulement. Ceci suggère que la déformation est identique dans une gamme de faibles vitesses.

4.5 Caractéristiques de l'instabilité

4.5.1 Discussion sur le critère d'instabilité

Cette section sera consacrée à une discussion approfondie des caractéristiques de l'écoulement. Afin de mieux discuter de l'origine de la déstabilisation de l'interface et de la forme finale de l'écoulement en fonction de différents paramètres, nous considérons la prédiction théorique du critère d'instabilité (eq. 49) sous des effets visqueux négligeables. De plus, dans le critère d'instabilité, nous utilisons l'approximation $\tau_w = \tau_c$, de sorte que ce critère peut être réécrit comme : $\tau_c \Omega_0 / h^2 > 2\pi\sigma$. De cette expression, nous voyons que l'instabilité se produit lorsque le rayon critique est atteint. En conséquence, le critère d'instabilité peut s'écrire sous la forme : $X = \tau_c \Omega_0 / h^2 > 2\pi\sigma$. Dans ces conditions, on peut s'attendre à ce que l'instabilité soit «plus développée» pour des valeurs croissantes de X . La figure 51 ci-dessous présente quelques résultats choisis pour discuter de la validité ou non du critère théorique. Cette figure montre les différentes formes observées à la fin de l'écoulement pour différentes valeurs de X en fonction de l'espacement entre les plaques.

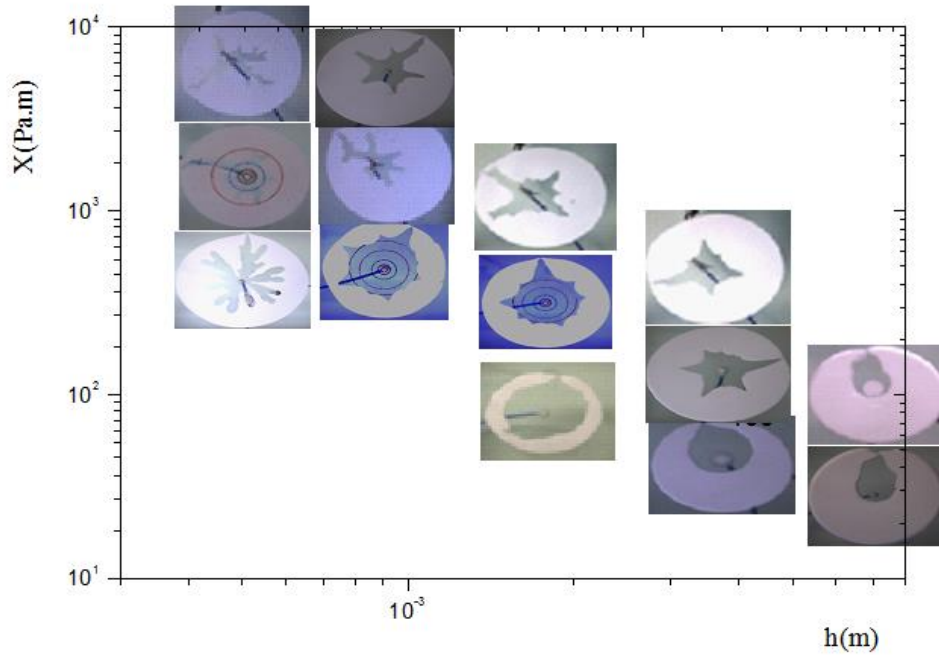


Figure 50- Images correspondantes à la fin de l'écoulement en fonction du paramètre X et de l'entrefer entre les plaques pour une émulsion directe à différentes concentrations et différents volumes d'échantillons.

Une première observation permet de souligner que, en accord avec les prédictions théoriques tous les écoulements sont instables (car dans cette plage de l'entrefer le rapport d'aspect est inférieur à 1). Ce qui confirme la validité du critère théorique (hypothèse de lubrification). En fait, en regardant de plus près la forme initiale et finale de l'échantillon, nous remarquons que les doigts d'air dans le matériau s'initient et se développent essentiellement dans l'échantillon sans trop déformer le reste du matériau. De plus, nous remarquons que l'espacement entre les plaques ne détermine pas uniquement l'intensité de l'instabilité, divers aspects de doigts/fractures sont trouvés pour une valeur de l'espacement donné. Au contraire, comme prévu par la théorie, l'aspect des dépôts semble être proche pour une valeur donnée de X : nous obtenons des morphologies approximativement similaires le long de chaque ligne horizontale dans cette représentation notamment à partir de > 400 . Nous rappelons que des résultats similaires ont été obtenus par [Fadoul and Coussot\(2019\)](#) et [Barral et al.\(2010\)](#) mais ceux-ci ont été obtenue dans une configuration différente(entrefer varie au cours du temps) contrairement à celle utilisée ici (entrefer fixe). En comparant nos données à celles des auteurs, on se rend compte qu'en dessous de $X = 100 Pa.m$, les résultats conduiraient à obtenir des écoulements stables (absence de doigts apparents à l'interface) correspondant respectivement à $X \approx 10$ et $X \approx 80 Pa.m$.

4.5.2 Discussion sur la longueur d'onde de doigt

Dans cette partie, nous essayons une autre approche c'est-à-dire que nous testons la théorie en regardant la longueur d'onde du doigt (eq.48). Pour ce faire, nous devons examiner

les caractéristiques du doigt au début de la déstabilisation de l'interface (voir fig. 52), car c'est le seul aspect pertinent décrit dans le cadre d'une analyse de stabilité linéaire, qui considère l'évolution de l'écoulement pour une petite perturbation de l'interface initialement stable. Nous supposons que la longueur d'onde correspondante correspond aux doigts apparents au début de la déstabilisation de l'interface et nous comptons simplement le nombre de doigts autour. La prédiction théorique du nombre de doigts N au début de l'instabilité s'écrit : $2\pi R/\lambda_m$. La figure ci-dessous montre un exemple de mesure de longueur d'onde expérimentale au début de la déstabilisation de l'interface pour une émulsion directe. La procédure est simple, on fait une estimation grossière de la taille de doigts, puis on compte le nombre de doigts à l'interface. A partir de (eq. 58) et de données expérimentales de différents matériaux utilisés, nous avons tracé le nombre de N en fonction de Y .

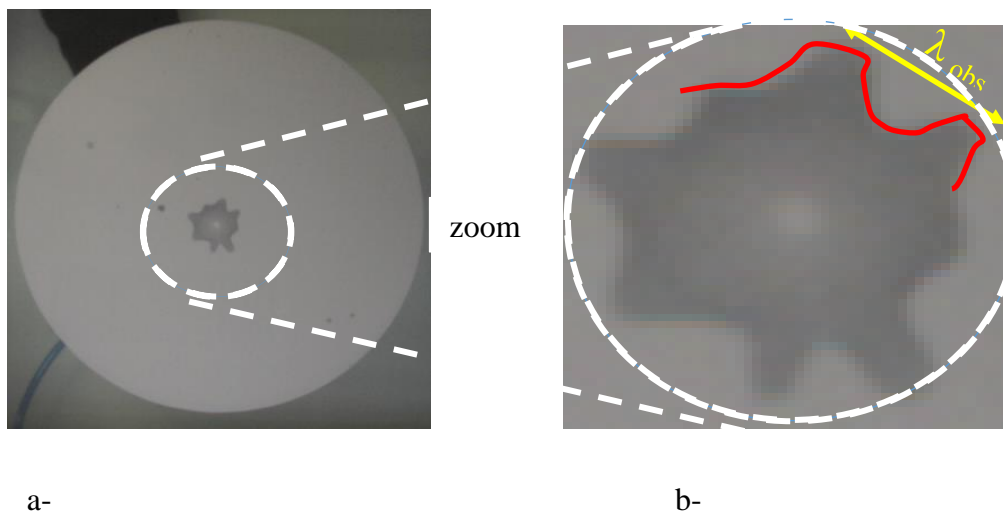


Figure 51– vue d'une image prise au début de la déstabilisation de l'interface pour une émulsion directe de seuil 40Pa. Le zoom montre la longueur d'onde de doigt observée.

Toutes les données issues des expériences sont montrées sur la figure 53 ci-dessous, chaque point représente une expérience. Pour comparaison théorie vs données expérimentales, d'une part, nous avons tracé le nombre de doigts expérimentaux en fonction de Y , et d'autre part, la courbe maitrise.

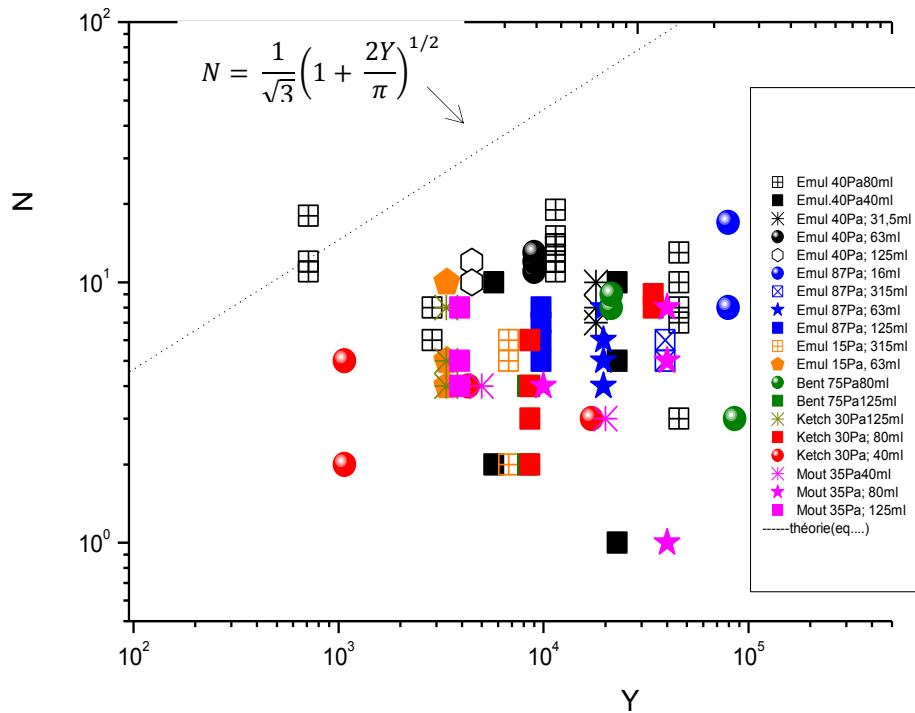


Figure 52 – Longueur d’onde de doigts pour l’instabilité de Saffman-Taylor lors d’une expérience d’injection en cellule de H-S sur différents volumes d’échantillon (émulsion directe, bentonite, ketchup et moutarde), différentes épaisseurs initiales et différentes concentrations. Chaque point représente une expérience qui correspond au nombre de doigts en fonction du paramètre X .

Une première observation permet de remarquer que, globalement la prédiction théorique est en désaccord avec les résultats expérimentaux sachant que toutes les données pour les différents fluides, les différentes distances entre les plaques et les différents volumes d’échantillons, s’inscrivent en dessous de la courbe maîtresse qui correspond à l’augmentation du nombre de doigts suivant en moyenne la courbe théorique. De plus, nous pouvons noter qu’à l’exception de quelques points particuliers, pour tous les résultats expérimentaux, le nombre de doigts est systématiquement inférieur d’un facteur d’environ 2 à la prédiction théorique. À première vue, ce désaccord est frappant, mais il faut aussi noter ces résultats sont obtenus à différentes vitesses, ce qui suggère que le débit peut fortement affecter les résultats expérimentaux qui dépendent de ce dernier alors que le résultat théorique ne dépend que des paramètres (τ_c , volume et h).

Par ailleurs, puisque que l’écoulement dans la cellule correspond à un écoulement 2D instable, cela suggère que, dans ce cas, la composante allongée de l’écoulement peut jouer un rôle stabilisant, ce qui dans certains cas pourrait retarder la propagation rapide de doigts. De plus, comme nous nous traitons des écoulements sur de parois lisses, cela suggère que l’état de surface pourrait contribuer légèrement à amortir l’instabilité. Globalement si nous regardons, sur toute la plage de valeurs de Y , le nombre de doigts est inférieur à la prédiction théorique, mais à ce stade, nous n’avons aucune explication à cela. En effet,

expérimentalement, on constate que le volume de fluide en écoulement diminue à cause de doigts d'air qui continuent d'avancement. Au contraire, le calcul théorique tient compte du volume total sans prendre en compte le reste du matériau arrêté derrière l'interface moyenne. Ceci suggère que le calcul théorique pourrait surestimer le résultat (mais pas d'un facteur très élevé)..

Conclusion : De l'observation expérimentale, nous avons montré l'existence de deux régimes d'écoulement sur une certaine gamme de débit d'injection : au-delà d'une vitesse critique le fluide montre qu'il est fortement cisailé, avec des doigts ressemblant à celui de Saffman-Taylor. En dessous de cette vitesse critique des fractures sont observées au lieu d'un agrandissement régulier de l'interface; de plus dans les zones de fractures, un cisaillement important est observé. Cela suggère, que localement la contrainte est supérieure au seuil du matériau. En effet, les résultats obtenus montrent que dès qu'on a adhésion on a alors digitation, il n'y a plus de possibilité d'avoir un écoulement adhérent stable ; encore moins un écoulement glissant vraiment stable, par conséquent pas d'élongation stable. Ceci semble être en accord avec nos observations en écartement des plaques. Par ailleurs, nos résultats ont mis en évidence le désaccord entre les données expérimentales et les prédictions théoriques, sachant qu'on trouve des valeurs de pression théoriques largement supérieures à celles expérimentales dans le cas cisaillement, et largement inférieures dans le cas de l'élongation. De plus, si nous regardons, sur toute la plage de valeurs de Y , on voit que le nombre de doigts est systématiquement inférieur d'un facteur d'environ 2 à la prédiction théorique, mais à ce stade, nous n'avons aucune explication à cela. En revanche, en accord avec les prédictions théoriques quant au critère, nous avons trouvé (sur toute la gamme de rapport d'aspect) des écoulements instables comme le suppose la théorie.

Chapitre 5 - Conclusion générale et perspectives

Au cours de cette thèse, nous avons examiné l'instabilité de Saffman-Taylor dans différents fluides à seuil modèles et industriels (émulsion, carbopol, ketchup, moutarde, bentonite) en utilisant deux techniques : étirement de fluide à seuil entre deux plaques rigides qui s'écartent progressivement, et injection de fluide poussant (de l'air) au centre d'un fluide poussé initialement piégé entre deux plaques rigides et transparentes. D'une part, l'étude de l'instabilité du doigt visqueux pour ces fluides nous a permis d'examiner les effets des parois solides sur la dynamique de l'interface, et d'autre part, de regarder les effets de paramètres rhéologiques et de contrôle sur l'apparition de doigts visqueux. Ensuite, nous avons confronté nos données expérimentales aux prédictions théoriques

Nos expériences en écoulement d'étirement ont conduit à deux résultats distincts en fonction de l'interaction fluide-surfaces solides; les résultats issus des parois rugueuses ont montré l'influence des paramètres de contrôle sur la morphologie des doigts. Des doigts fins comportant de nombreuses ramifications sont observés à mesure que l'entrefer diminue. Ces doigts sont d'autant plus significatifs lorsque le volume croît. Par ailleurs, les résultats ont conduit à des écoulements stables dans la zone où la théorie n'est plus valide c'est-à-dire dans la plage de valeurs pour lesquelles le rapport d'aspect (h/R) est trop grand comparé à l'unité. De plus, en désaccord avec la prédiction théorique, nous avons montré que la théorie surestime la force nécessaire pour étirer le cylindre de fluide, nous avons trouvé que la courbe expérimentale est deux fois plus basse que celle prédite par la théorie de la lubrification dans la zone de décroissance à la puissance $5/2$. Ceci suggère que l'écart est probablement dû à la présence de doigts d'air dans le fluide. En revanche, en accord avec la prédiction théorique (eq.58) pour la taille du doigt, une courbe maîtresse est obtenue lors du tracé de N en fonction de X pour les différents volumes, les contraintes seuil et les épaisseurs initiales ; les données expérimentales se situent dans des plages assez larges autour de la courbe maîtresse. Néanmoins, il subsiste un décalage entre la théorie et les données issues des expériences ; le nombre de doigts est supérieur d'un facteur approximativement 1,5 pour $X > 25 Pa.m$, et est inférieur d'un facteur approximativement 1,5 pour $X < 25 Pa.m$. Cet écart suggère qu'il nous manque certainement une théorie complète qui devrait tenir compte de la taille et du nombre de doigts, mais aussi du matériau arrêté derrière l'interface moyenne, cela permettrait de réécrire les critères théoriques décrivant l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil.

De l'autre côté, dans des conditions similaires comme précédemment discutées mais en changeant les parois rugueuses par un substrat de silicium (parois lisses), aucune instabilité n'est observée quels que soient les paramètres imposés. Les résultats ont conduit à un écoulement d'élongation uniaxiale. Par ailleurs, en comparant ces résultats à la prédiction théorique (eq.55), nous avons montré qu'il existe un décalage entre théorie (eq.55) et les données expérimentales ; nous avons trouvé des courbes de forces expérimentales bien au-dessus de la courbe théorique. De plus, ces résultats ont montré que dans la zone où les courbes expérimentales suivent la décroissance en $1/h$, les contraintes seuil expérimentales en élongation sont largement supérieures à celle prédite le modèle de Herschel-Bulkley en 3D. Elle est 1,5fois plus grande que celle théorique dans le cas de l'émulsion, et est de 2 dans le cas des autres matériaux (moutarde, ketchup et carbopol). Ces résultats ont montré l'invalidité du modèle 3D utilisé habituellement pour décrire les fluides à seuil. Finalement, en comparant les courbes de force obtenues avec les deux parois solides (rugueuses et lisses), nous remarquons que la force enregistrée dans le cas de l'élongation est bien supérieure à celle

dans le cas de la lubrification, cet écart est approximativement d'un facteur 2. Ce qui suggère que l'interaction fluide/surface solide ou du moins les doigts peut fortement affecter les résultats.

Par ailleurs, sur une gamme de débit d'injection, les résultats de la deuxième technique ont mis en évidence l'existence de deux régimes d'écoulement au-delà desquels la dynamique d'invasion change : au-delà d'une vitesse critique l'air pénètre sous forme de doigts à travers le matériau ; le fluide laisse des dépôts sur les parois, indiquant que dans ces zones il est cisailé ; ce premier régime est typique à l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil *Coussot (1999)*. De plus, dans ce régime, les motifs de doigt sont fortement affectés par le débit ; au fur et à mesure que le débit augmente, les doigts se rétrécissent et de plus en plus de ramifications latérales se produisent *Park and Homsy (1985)* voir aussi *De Gregoria and Schwartz (1985)*. Les doigts sont instables, ce qui conduit à la division ultérieure qui donne naissance à de doigts secondaires voir tertiaires. Au contraire, les doigts deviennent compacts à mesure que le débit diminue, probablement en raison des effets de la tension de surface.

Cependant, en-dessous de cette vitesse critique (dans une large gamme de faibles vitesses) la zone d'air grossit régulièrement mais l'interface est encore instable, des « pointes » ressemblant à des fractures sont observées à différents points de l'interface. De plus dans ce second régime le fluide ne laisse pas de dépôts sur les parois, indiquant qu'il glisse, sauf autour des pointes de fracture. Ceci suggère que la contrainte autour des pointes est supérieure au seuil du matériau, donc le fluide passe dans son régime liquide, et du coup ne glisse plus. En résumé, on voit là que l'instabilité ne se produit pas comme attendue : plus on a des vitesses faibles (donc aussi des seuils élevés) plus on voit des « pointes » se former au lieu de doigts ; mais c'est aussi probablement parce qu'on maintient le glissement plus longtemps autour des points. Si on va vite on a plus de chances d'avoir une contrainte élevée et supprimer le glissement, d'où l'instabilité classique de S-T. En fait, ce régime est particulier ; compte-tenu du glissement aux parois on devrait obtenir une élongation 2D stable du matériau, le fait que cela conduise systématiquement à des fractures suggère que l'élongation 2D d'un fluide à seuil est toujours instable.

En effet, nos résultats ont montré que dès qu'on a adhésion on a alors digitation, il n'y a pas de possibilité d'avoir un écoulement adhérent stable ; encore moins un écoulement glissant vraiment stable, par conséquent pas d'élongation stable. Ceci est en accord avec les observations en étirement de gouttes, et semble aussi en accord avec nos observations en écartement des plaques. De l'autre côté, nous avons montré le désaccord entre théories et nos données expérimentales, sachant que nous avons trouvé des valeurs de pression théoriques largement supérieures à celles expérimentales sous l'hypothèse de cisaillement (eq. 89) et largement inférieures dans le cas de l'élongation (eq. 81). Ces écarts seraient probablement dus aux effets 2D expérimentaux considéré et la non prise en compte des effets élastiques dans les écritures théoriques. Par ailleurs, puisque qu'expérimentalement nous avons constaté que la déstabilisation de l'interface se produit beaucoup plus tard, cela suggère que l'élasticité du fluide peut jouer un rôle stabilisant, ce qui pourrait retarder ou empêcher la propagation

rapide de fractures. De plus, comme nous traitons des écoulements sur des parois lisses, cela suggère que l'état de surface pourrait aussi contribuer légèrement à amortir l'instabilité.

Cependant, quant à la validité du critère théorique nous avons trouvé un bon accord entre nos données expérimentales et la prédiction théorique (eq. 49), tous les écoulements issus de la deuxième technique sont instables quels que soient les paramètres imposés. De plus, nous avons trouvé divers aspects fins pour un espacement fixé, ce qui suggère que l'entrefer ne détermine pas l'intensité de l'instabilité. Au contraire, comme prévu par la théorie, l'aspect des dépôts semble être proche pour une valeur donnée de X : nous obtenons des structures de doigts approximativement similaires le long de chaque ligne horizontale dans cette représentation. Des résultats analogues ont été obtenus par *Fadoul and Coussot(2019)* et *Barral et al.(2010)* mais ceux-ci dans une configuration différente (l'entrefer varie au cours du temps) contrairement à celle utilisée ici (entrefer fixe). Une comparaison avec ces auteurs conduirait à obtenir, en dessous de $X = 100Pa.m$, des écoulements stables correspondant respectivement à $X \approx 10$ et $X \approx 80Pa.m$. Quant à la discussion sur la longueur d'onde, les résultats issus de la deuxième technique sont en nette contradiction avec la prédiction théorique (eq. 48), sachant que toutes les données expérimentales pour les différents fluides, différents entrefer et les différents volumes d'échantillons, s'inscrivent en dessous de la courbe maîtresse (eq. 58) qui correspond à l'augmentation du nombre de doigts. De plus, pour toutes les données expérimentales, le nombre de doigts est systématiquement inférieur d'un facteur d'environ 2 à celui prédit par la théorie.

À l'issue de ce travail, nos résultats ont montré qu'il manque certainement un traitement théorique complet dans ce cadre; en d'autres termes, il faudrait réécrire le critère théorique décrivant l'instabilité de Saffman-Taylor pour les fluides à seuil. Ce traitement théorique doit prendre en compte le matériau arrêté derrière l'interface moyenne, le nombre et la taille de doigts ? De plus, les études futures devraient envisager une modélisation du matériau arrêté derrière l'interface moyenne, cela pourrait fournir des informations cruciales sur la dynamique de l'invasion. Par ailleurs, afin de mieux comprendre les mécanismes qui fixent les fractures, ce travail devrait se poursuivre par l'étude de traitement d'images (en dispersant des particules i.e. des traceurs dans le fluide à seuil), cela devrait permettre de suivre et d'estimer le champ de déformation du fluide. Celle-ci devrait probablement ouvrir de nouvelles pistes intéressantes pour une généralisation des fractures aux solides et aux liquides.

Bibliographie

1. Saffman, P.G.; Taylor, G. The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid. *Proc. R. Soc. Lond.* 1958, *A245*, 312–329.
2. Lindner, A.; Bonn, D.; Poire, E.C.; Ben Amar, M.; Meunier, J. Viscous fingering in non-Newtonian fluids. *J.Fluid Mech.* 2002, *469*, 237–256.
3. S. Hill and F. Inst. P. Channeling in packed columns. *Chemical Engineering Science*,1(6):247–253, 1952.
4. S. B. Gorell and G. M. Homsy, *SIAM J. Appl. Math.* 43, 79 1983.
5. D. Bensimon, L.P. Kadanoff, S. Liang, B.I. Shraiman, C. Tang, *Rev. Mod. Phys.* 58 (1986) 977
6. G.M. Homsy, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 19, 271(1987),
7. K.V. McCloud, J.V. Maher, *Phys. Rep.* 260 (1995) 139
8. J. Bataille, Stabilité d'un écoulement radial non miscible, *Revue Inst. Petrole*, 23 (1968), 1349{1364
9. L. Patterson, Radial fingering in a Hele-Shaw cell, *J. Fluid Mech.* 133 (1981) 513–529
10. Combescot R C, Dombre T, Hakim V and Pomeau Y 1986 *phys. Rev. Lett* 56, 2036
11. Lindner, A.; Bonn, D.; Meunier, J. Viscous fingering in a shear-thinning fluid. *Phys. Fluids* 2000, *12*, 256–261.
12. Mullins & Sekerka (1964)- Stability of a Planar Interface During Solidification of a Dilute Binary Alloy *Journal of Applied Physics* 35, 444 (1964); <https://doi.org/10.1063/1.1713333>
13. Eshel Ben-Jacob, Haim Shmueli, Ofer Shochet, Adam Tenenbaum, Adaptive self-organization during growth of bacterial colonies, *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, Volume 187, Issues 3–4,1992,Pages 378-424,
14. Clanet & Searby (1998), C Clanet, G Searby-First experimental study of the Darrieus-Landau instability- *Physical review letters*, 1998 – APS
15. D., *Fractography: observing, measuring, and interpreting fracture surface topography*, Cambridge University Press, Cambridge 1999.
16. Couder (2000). *Viscous fingering as an archetype for growth patterns* Y Couder - *Perspectives in fluid dynamics*, 2000 - Cambridge University Press
17. Settari, A., Price, H.S., and T. Dupont. "Development and Application of Variational Methods for Simulation of Miscible Displacement in Porous Media." *SPE J.* 17 (1977): 228–246. doi:
18. P. V. Meurs, "The use of transparent three-dimensional models for studying the mechanism of flow processes in oil reservoirs," *Society of Petroleum Engineers*, vol. 210,p. 295, 1957.
19. B. Habermann, "The efficiency of miscible displacement as a function of mobility ratio,"*Transactions of the American Institute of Mining and Metallurgical Engineers*, vol. 219, p.264, 1960.
20. Coussot, P. *Rheometry of Pastes, Suspensions and Granular Materials* (John Wiley & Sons, 2005).
21. [<https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=17501737>]
22. J.-D. Chen, *J. Fluid Mech.* 201, 223 1989; *Exp. Fluids* 5, 363 1987
23. J.D. Chen, *Exp. Fluids* 5 (6) (1987) 363–371.
24. J. Bataille, Stabilité d'un écoulement radial non miscible, *Revue Inst. Petrole*, 23 (1968), 1349{1364
25. Fontana, J.V.; Lira, S.A.; Miranda, J.A. Radial viscous fingering in yield stress fluids: Onset of pattern formation. *Phys. Rev. E* 2013, *87*, 013016.

26. Wilson, S.D.R. The Saffman-Taylor problem for a non-Newtonian liquid. *J. Fluid Mech.* 1990, 220, 413–425. J.E. Sader, D.Y. Chan, B.D. Hughes, *Phys. Rev. E* 49 (1) (1994) 420.
27. Kondic, L.; Palffy-Muhoray, P.; Shelley, M.J. Models for non-Newtonian Hele-Shaw flow. *Phys. Rev. E* 1996, 54, R4536–R4539.
28. Foyart, G.; Ramos, L.; Mora, S.; Ligoure, C. The fingering to fracturing transition in a transient gel. *SoftMatter* 2013, 32, 7775–7779.
29. Coussot, P. Yield stress fluid flows: A review of experimental data. *J. Non-Newton. Fluid Mech.* 2014, 211, 31–49.
30. Ebrahimi, B.; Mostaghimi, P.; Gholamian, H.; Sadeghy, K. Viscous fingering in yield stress fluids: A numerical study. *J. Eng. Math.* 2016, 97, 161–176.
31. Bischofberger, I., Ramachandran, R., Nagel, S. R., 2015. An island of stability in a sea of fingers: Emergent large-scale features of the viscous flow instability. *Soft Matter*.
32. Eslamin, A.; Taghavi, S.M. Viscous fingering regimes in elasto-visco-plastic fluids. *J. Non-Newton. Fluid Mech.* 2017, 243, 79–94.
33. Maleki-Jirsaraei, N.; Erfani, M.; Ghane-Golmohamadi, F.; Ghane-Motlagh, R. Viscous fingering in laponite and mud. *J. Test. Eval.* 2015, 43, 11–17.
34. D. Derks, A. Lindner, C. Creton, D. Bonn, *J. Appl. Phys.* 93 (3) (2003) 1557–1566.
35. S. Poivet et al 2003 *EPL* 62 244 : Cavitation-induced force transition in confined viscous liquids under traction
36. A. Lindner, D. Derks, and M. J. Shelley, *Phys. Fluids* 17, 072107 2005.
37. J. Nase, D. Derks, and A. Lindner- Dynamic evolution of fingering patterns in a lifted Hele-Shaw cell *Physics of Fluids* 23, 123101 (2011); <https://doi.org/10.1063/1.3659140>
38. Martine Ben Amara et Daniel Bonn(2005)
39. Sharma, A. Many paths to dewetting of thin films: anatomy and physiology of surface instability. *Eur. Phys. J. E* 12, 397–408 (2003). <https://doi.org/10.1140/epje/e2004-00008-5>
40. PARKC, W. & HOMSYG, M . 1984 Two phase displacement in Hele-Shaw cells: theory. *J. FZuid*
41. Barral, Q.; Ovarlez, G.; Chateau, X.; Boujlel, J.; Rabideau, B.D.; Coussot, P. Adhesion of yield stress fluids. *Soft Matter* 2010, 6, 1343–1351.
42. Bharatbhushan S Kale and Kiran Bhole 2019 *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* 577 012154 Kozlov I et al. (2020).
43. A. De Wit, P. De Kepper, K. Benyaich, G. Dewel, P. Borckmans, Hydrodynamical instability of spatially extended bistable chemical systems, *Chemical Engineering Science*, Volume 58, Issue 21, 2003, Pages 4823-4831, ISSN 0009-2509,
44. Y. O. M. Abdelhay, M. Chaouche, and H. Van Damme, *Appl. Clay Sci.* 42, 163 (2008).
45. Sinha, S., Dutta, T. & Tarafdar, S. Adhesion and fingering in the lifting Hele-Shaw cell: Role of the substrate. *Eur. Phys. J. E* 25, 267–275 (2008). <https://doi.org/10.1140/epje/i2007-10289-9>
46. Coussot, P. *Rheometry of Pastes, Suspensions and Granular Materials*; Wiley, New York, NY, USA, 2005.
47. Rafael E. Bras and Jingping Liu(2018)- Extending yield-stress fluid paradigms *Journal of Rheology* 62, 357 (2018); <https://doi.org/10.1122/1.5003841>
48. Yana Peykova, et al. (2010). Yana Peykova, Svetlana Guriyanova, Olga V. Lebedeva, Alexander Diethert, Peter Müller-Buschbaum, Norbert Willenbacher, The effect of surface roughness on adhesive properties of acrylate copolymers, *International Journal of Adhesion and Adhesives*, Volume 30, Issue 4, 2010, Pages 245-254, ISSN 0143-7496,

49. Boujlel J, Coussot P (2013) Measuring the surface tension of yield stress fluids. *Soft Matter* 9:5898–5908
50. Tiwari, M.K., Bazilevsky, A.V., Yarin, A.L. et al. Elongational and shear rheology of carbon nanotube suspensions. *Rheol Acta* 48, 597–609 (2009). <https://doi.org/10.1007/s00397-009-0354-z>
51. M. Maillard, J. Boujlel, and P. Coussot. Flow characteristics around a plate withdrawn from a bath of yield stress fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 220:33–43, June 2015.
52. PARKC., W. & HOMSYU, . M. 1985 The instability of long fingers in Hele-Shaw flows. *Phys. FZuids*
53. DE GREORIIA, J. & SCHWARTZLZ., W. 1985 A boundary integral method for two-phase
54. Fadoul, O.; Coussot, P. Saffman–Taylor Instability in Yield Stress Fluids: Theory–Experiment Comparison. *Fluids* 2019, 4, 53.
55. Sader, J.E.; Chan, D.Y.C.; Hughes, B.D. Non-Newtonian effects on immiscible viscous fingering in a radial Hele-Shaw cell. *Phys. Rev. E* 1994, 49, 420–432.
56. Coussot, P. Saffman-Taylor instability for yield stress fluids. *J. Fluid Mech.* 1999, 380, 363–376.
57. Ebrahimi, B.; Seyed-Mohammad, T.; Sadeghy, K. Two-phase viscous fingering of immiscible thixotropic fluids: A numerical study. *J. Non-Newton. Fluid Mech.* 2015, 218, 40–52.
58. Maleki-Jirsaraei, N.; Lindner, A.; Rouhani, S.; Bonn, D. Saffman-Taylor instability in yield stress fluids. *J. Phys. Cond. Matter* 2005, 17, S1219–S1228.
59. Lindner, A.; Bonn, D.; Coussot, P. Viscous fingering in a yield stress fluid. *Phys. Rev. Lett.* 2000, 85, 314–317.
60. Piau, J.M. Carbopol gels: Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges Mesoand macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws. *J. Non-Newton. Fluid Mech.* 2007, 144,1–29.
61. Coussot, P.; Tocquer, L.; Lanos, C.; Ovarlez, G. Macroscopic vs. local rheology of yield stress fluids. *J. Non-Newton. Fluid Mech.* 2009, 158, 85–90.
62. Wilson, S.D.R. A note on the measurement of dynamic contact angles. *J. Colloid Interface Sci.* 1975, 51, 532–534.
63. Boujlel, J.; Coussot, P. Measuring the surface tension of yield stress fluids. *Soft Matter* 2013, 9, 5898–5908.
64. Zhang, X.; Fadoul, O.; Lorenceau, E.; Coussot, P. Yielding and flow of soft-jammed systems in elongation. *Phys. Rev. Lett.* 2018, 120, 048001.
65. Viktor Kozlov, Ivan Karpunin, and Nikolai Kozlov : Finger instability of oscillating liquid–liquid interface in radial Hele-Shaw cell- *Physics of Fluids* 32, 102102 (2020); <https://doi.org/10.1063/5.0018541>