GROUPE MATIÈRE CONDENSÉE ET MATÉRIAUX

UMR-CNRS 6626

Dossier de synthèse en vue de l'obtention de

l'Habilitation à Diriger des Recherches

Discipline : Physique

Présentée par

CANTAT Isabelle

DYNAMIQUE D'INTERFACES LIQUIDES : INFLUENCE DES ÉCOULEMENTS HYDRODYNAMIQUES ET DE L'ÉLASTICITÉ DE LA STRUCTURE.

Soutenue le 6 juin 2006 devant le jury composé de

Pr. J.-L. Barrat	**rapporteur**
Pr. J.-M. Di Meglio	**rapporteur**
Pr. D. Weaire	**rapporteur**
Pr. Hinch	**président**
Mme D. Langevin	
Mr G Le Caër	

Table des matières

A PRÉSENTATION DU CANDIDAT **5**
i Curriculum Vitae 7
ii Liste des travaux 11

B SYNTHÈSE DES TRAVAUX **15**

1 Interaction hydrodynamique entre une paroi rigide et une surface déformable. **19**
1.1 Décollement d'une vésicule sous cisaillement 20
1.2 Train de bulles dans un petit canal 21

2 Introduction à la problématique des mousses liquides **25**
2.1 Structure d'une mousse à l'équilibre 26
2.2 Propriétés rhéologiques 29

3 Mousse quasi-statique : expérience de Stokes **33**
3.1 Montage expérimental 33
3.2 Constante élastique et seuil plastique 34
3.3 Fluctuations et localisation de la plasticité 36

4 Mousse non quasi-statique : mouvement d'une grosse bulle **39**
4.1 Cellule d'écoulement 2D 40
4.2 Simulation numérique 42
4.3 Modèle milieu continu 44
4.4 Vers des écoulements polydisperses ? 45

5 Vieillissement d'une mousse liquide **47**
5.1 Épaisseur et stabilité des films 47
5.2 Vieillissement par diffusion gazeuse 49

6 Conclusion et perspectives **53**
6.1 Rôle du désordre 54
6.2 Gonflement des films 54
6.3 Relation avec les écoulements granulaires 55

Bibliographie **57**

C SÉLECTION D'ARTICLES **63**

A - Présentation du candidat

i - Curriculum Vitae

Isabelle CANTAT née DURAND
née le 5 janvier 1974 à Rennes (35), de nationalité française.
Mariée, trois enfants (nées en 2001, 2003 et 2006).

Maître de conférence, Groupe Matière Condensée et Matériaux
Université Rennes 1, Campus de Beaulieu, Bât. 11A, CS 74205
263, av. du Général Leclerc, 35042 Rennes Cedex
email : isabelle.cantat@univ-rennes1.fr
tel : 02 23 23 56 28 fax : 02 23 23 67 17

Formation

96-99 Thèse de doctorat (physique), dirigée par C. Misbah, au laboratoire de Spectrométrie Physique, Université Grenoble I. *Dynamique de vésicules en adhésion.*

93-96 Elève de l'ENS Lyon, département de Physique.

95/96 Agrégation de physique, reçue 11e.

94/95 DEA de physique théorique rhône alpin, reçue 3e, mention bien.

93/94 et 94/95 Licence et maîtrise du magistère de physique de l'ENS Lyon, mention bien.

Fonctions successives

00-.. Maître de conférence, Groupe Matière Condensée et Matériaux, UMR CNRS 6626.
Délégations CNRS de 6 mois en 02/03 et 03/04.

99-00 Année post-doctorale financée par le réseau européen "Foam stability and wetting transition", à Düsseldorf (Allemagne), dans le groupe de R. Bausch. *Viellissement d'un film de savon par nucléation d'un film noir de Newton.*

96-99 Allocataire monitrice normalienne, Université Grenoble I .

Encadrement

- Thèse

E. Terriac (en cours), *Écoulement et stabilité de films et de mousses.* (En codirection avec J. Etrillard).

O. Lordereau, *Les mousses bidimensionnelles : de la caractérisation à la rhéologie des matériaux hétérogènes.* (En codirection avec R. Delannay).

- DEA et stage de 3e année d'école d'ingénieur

C. Poloni (M2 05), *Écoulement de mousses liquides en cellule de Hele Shaw.*

F. Divet (DEA 98), *Fluctuation d'une membrane de phospholipides en interaction avec un champ diffusif.* (En codirection avec C. Misbah).

Matheu et Debas (St Cyr 03), *Mesure de la force de frottement aux parois d'une mousse en écoulement.*

Cassan et Chassagne (St Cyr 04), *Statistique des ruptures de films dans une mousse 2D.*

- Autres stages

A. Stefanou (maîtrise 97). *Dynamique et instabilité d'une membrane.*

4 stages de première année de magistère matériaux.

Jury de thèse

12/11/04 (rapporteur) Thèse de W. Dreckhan dirigée par D. Weaire, Trinity College, Dublin, Irlande.

24/05/02 Thèse de O. Lordereau, dirigée par R. Delannay, Université Rennes1.

Animation scientifique et responsabilités administratives

Organisation du colloque *Rhéologie de mousse* à Carry le Rouet, 27-29 mai 2002.

Organisation du colloque interne du GMCM à Roscoff, 6-7 juin 2002.

Organisation du séminaire hebdomadaire de l'équipe "Milieux granulaires et Mousses".

Membre du conseil de laboratoire et de la CSE section 28.

Obtentions de financement

40 000 euros m'ont été accordés par Rennes Métropole pour un projet expérimental de rhéologie de mousses en juin 2002.

15 000 euros ont été accordés par l'université de Rennes I en janvier 2003 dans le cadre d'un "bonus qualité recherche" pour l'imagerie 3D (projet Le Caër/Cantat).

Un programme Ulysse soutient la collaboration sur les mousses entre Rennes, Grenoble et Dublin (1500 euros de missions pour Rennes en 2003).

Un financement DGA m'a été accordé pour un séjour à Cornell (USA) (un an prévu en 2006/2007).

Séjours à l'étranger et collaborations extérieures

99-00 : Düsseldorf (Allemagne), groupe de R. Bausch (1 an), ref. [9].

nov. 02 : Bloomington (USA), groupe de J. Glazier (1 mois), ref. [11].
00-05 : Dublin (Irlande), groupe de D. Weaire (3 fois une semaine), ref. [12].
00-05 : Marne la Vallée, collaboration avec O. Pitois, (séjour 3 fois une semaine), refs. [16,18]

Enseignement

00-.. Maître de Conférences, section 28.
Principalement :
Cours d'hydrodynamique, M2.
Cours de Mécanique des milieux continus, L3.
TD de math, magistère matériaux 1 et 2.
Préparation au capes et à l'agrégation de physique.
96-99 Monitorat. Université Grenoble 1.
TP de mécanique et d'électricité en 1ère année de Deug MIAS.
TD-cours d'élasticité et mécanique des fluides et d'électromagnétisme en licence de physique.
TD-cours de physique statistique en maîtrise de physique.

Publications pour l'enseignement

Dix problèmes corrigés posés aux concours (Physique) par M.-O. Bernard et al., édition Vuibert, Paris, 1994.
En préparation : Participation à la rédaction du livre *Physique des mousses liquides*. Contrat signé chez Belin, Niveau Master.

ii - Liste des travaux

Revues internationales avec comité de lecture

Croissance cristalline

[1] *Strong coupling between diffusive and elastic instabilities in directional solidification.* I. Durand, K. Kassner, C. Misbah, H. Müller-Krumbhaar. Phys. Rev. Lett. vol. **76**, p. 3013-3016 (1996).

[2] *Directional solidification under stress.* I. Cantat, K. Kassner, C. Misbah, H. Müller-Krumbhaar. Phys. Rev. E vol. **58**, p. 6027-6040 (1998).

Dynamique de vésicules

[3] *Adhesion-induced vesicle propulsion.* I. Durand, P. Jönson, C. Misbah, A. Valance, K. Kassner. Phys. Rev. E. **56**, p. R3776-3779 (1997).

[4] *Dynamics and similarity laws for adhering vesicles.* I. Cantat and C. Misbah. Phys. Rev. Lett. **83**, p. 235-238 (1999).

[5] *Lift force and dynamical unbinding of adhering vesicles under shear flow.* I. Cantat and C. Misbah. Phys. Rev. Lett. **83**, p. 880-883 (1999).

[6] *Vesicle propulsion in haptotaxis : a local model.* I. Cantat, C. Misbah and Y. Saito. Eur. Phys. J. E. **3**, p. 403-412 (2001).

[7] *Fluctuations of a membrane interacting with a diffusion field.* F. Divet, T. Biben, I. Cantat, A. Stéphanou, B. Fourcade and C. Misbah. Europhys. Lett. **60**, p. 795-801 (2002).

[8] *Vesicles in haptotaxis with hydrodynamical dissipation.* I. Cantat, K. Kassner and C. Misbah. Euro. Phys. J. E. **10**, p. 175-189 (2003).

Métastabilité de films de savon

[9] *Stability of soap films : hysteresis and nucleation of black films.* V. Castelletto, I. Cantat, D. Sarker, R. Bausch, D. Bonn and J. Meunier. Phys. Rev. Lett. **90**, p. 048302-048305 (2003).

Mousses liquides

[10] *Dynamical transition induced by large bubbles in 2D foam flows.* I. Cantat and R. Delannay. Phys. Rev. E. **67**, p. 031501-031504 (2003).

[11] *Dynamics and Topological Aspects of Reconstructed Two-Dimensional Foam Time Series.* I. F. Vasconcellos, I. Cantat and J. A. Glazier. Journal of com-

putationnal physics. **92**, p. 1-20 (2003).

[12] *Dissipation in foam flowing through narrow channels.* I. Cantat, N. Kern and R. Delannay. Europhys. Lett. **65**, p. 726-732 (2004).

[13] *Extraction of relevant physical parameters from 3D images of foams obtained by X-ray tomography.* J. Lambert, I. Cantat, R. Delannay, A. Renault, F. Graner, J. Glazier, I. Veretennikov and P. Cloetens. Colloids and Surfaces A, **263** p. 295-302 (2005).

[14] *In-situ investigations on organic foam films using neutron and synchrotron radiations.* J. Etrillard, M.A.V. Axelos, I. Cantat, F. Artzner, A. Renault, T. Weiss, R. Delannay, F. Boué. Langmuir, **21**, p. 2229-2234 (2005).

[15] *Dissipative flows of 2D foams.* I. Cantat, R. Delannay. Euro. Phys J. E **18**, p.55-67 (2005).

[16] *Mechanical probing of liquid foam aging.* I. Cantat, O. Pitois. J. Phys. : Condens. Matter **17** p. 3455-3461 (2005).

[17] *Experimental evidence of flow destabilisation in 2D bidisperse foam.* I. Cantat, C. Poloni, R. Delannay. Phys. Rev. E **73** p.011505 1-7 (2006)

[18] *Viscous force exerted on a foam at a solid boundary : influence of the liquid fraction and of the bubble size.* E. Terriac, J. Etrillard and I. Cantat. Europhys. Lett. **74** p.909-915 (2006)

[19] *Stokes experiment in a 3D liquid foam.* I. Cantat and O. Pitois. Phys. of Fluids (to apppear).

Chapitre de livre

[1] *Vesicle dynamics in chemotaxis, haptotaxis, and under shear flow.* I. Cantat and C. Misbah, in *Transport and structures, their competitive roles in biophyscics and chemistry*, Springer (Berlin 1999), No 532, p. 93, eds S. Mueller, J. Parisi, W. Zimmermann.

Actes de colloques

[1] 8th european congress for stereology and image analysis. Bordeaux, p.3844, sept. 2001, O. Lordereau, R. Delannay, I. Cantat et J. Lemaitre.

Conférences internationales : Communications orales invitées

Gordon Research Conference on Complex Fluids, Newport RI, August 13-18, 2000. *Unbinding transition of vesicles under shear flow.*

Geometry and Mechanics of structured materials, Max Planck Institute, Dresde, Allemagne, Oct.2002. *Dissipative phenomena in liquid foams.*

Conférences internationales : Communications orales sélectionnées

juil. 02. Manchester. 4th European Conference on Foams, Emulsion and Applications (Eurofoam), *Dynamical segregation in a 2D foam flow.*
juil. 04. Marne la Vallée. 5th European Conference on Foams, Emulsion and Applications (Eurofoam), *Dissipation effects in 2D foam flow.*
aout 04. Varsovie. 21st International Congress on theoretical and applied Mechanics (ICTAM), *Dissipation in 2D foam flow.*
juil. 05. Utrecht. 6th Liquid Matter Conference, *Stokes experiment in a liquid foam.*

Conférences nationales et workshops : Communications orales

oct. 97. Aix les Bains. GDR film moléculaire bidimensionnel.
juin 98. Grenoble. Journée Interface Physique - Biologie - Mathématique.
sept. 98. Roscoff. GDR film moléculaire bidimensionnel.
mars 99. Amsterdam. Réunion du réseau européen TMR "Foam stability and wetting transitions".
jan. 02. Grenoble. Workshop "Rhéologie des systèmes complexes".
nov. 03. Rennes. Journée de Rheologie.
juin 05. Aberystwyth, Workshop "Foam rheology in 2 dimension".

Communication par poster

mai 97. Colloque Inserm. Adhesion cellules-materiaux. Muhlouse.
juin 98. Workshop on giant vesicles. Ascona (Suisse).
juil. 98. École d'été, La physique à l'échelle de la cellule. Cargèse.
aout 98. Congrès de la société française de physique. Grenoble.
juin 99. Fourth Claude Itzykson Meeting. Theoretical Approaches to Biological and Soft Systems. Saclay.
sept. 00. Poitier, JMC7, (Lordereau et al.)
avr. 02. Orsay, Journées mousse.
sept.03. 1rst annual european rheology conference. Guimaraes, Portugal.
juil. 05. Utrecht. 6th Liquid Matter Conference. (Terriac et al.)

Séminaires de laboratoire

juil. 97. Jülich (Allemagne), invitée par H. Müller-Krumbhaar.
juil. 97. Magdeburg (Allemagne), invitée par K. Kassner.
dec. 97 Boston (USA), invitée par A. Karma.
jan. 99 Düsseldorf (Allemagne), invitée par R. Bausch.
jan. 99 à l'institut Max Planck à Teltow (Allemagne), invitée par R. Lipowsky.
avr. 99 Rennes, invitée par D. Bideau.
avr. 99 à l'institut Curie, invitée par J. Prost.
avr. 99 au séminaire théorique de Grenoble, invitée par T. Ziman.
sept. 99 ENS Lyon, invitée par T. Biben.
nov. 99 Essen (Allemagne), invitée par J. Eggers.
nov. 99 au KFA à Jülich (Allemagne), invitée par Pr. Gompper.
dec. 99 Strabourg, invitée par C. Marquès.
jan. 00 au CRMC2 à Marseille, invitée par J.-J. Métois.
jan. 00 à l'université St Charles, Marseille, invitée par A. Pocheaux.
fev. 00 au GPS, Paris 6,7, invitée par C. Caroli.
fev. 00 à IRMAR, Rennes, invitée par R. Lewandowski.
mars 00 au LBHP, Paris 6,7, invitée par P. Flaud.
avr. 00 Magdeburg, (Allemagne), invitée par K. Kassner.
avr. 00 Toulouse, invitée par P. -H. Chavanis.
avr. 00 LPS, ENS Paris, invitée par J. Meunier.
dec. 01 Dublin, invitée par D. Weaire.
nov. 02 Bloomington, invitée par J. Glazier.
nov. 03 Dublin, invitée par D. Weaire.
dec. 03 Bordeaux, invitée par A. Colin.
jan. 04 Grenoble, invitée par C. Misbah.
avr. 04 Collège de France, invitée par E. Raphaël.
juin 04 Marseille, invitée par J. Duplat.

Cours d'école doctorale

fev. 02 Les mousses liquides. École doctorale de l'ENS Lyon.

B - Synthèse des Travaux

Avant-Propos

Ce manuscript retrace mon parcours scientifique depuis 10 ans : mes débuts au laboratoire de Spectrométrie Physique à Grenoble, mon séjour à l'université de Düsseldorf et finalement mon activité la plus récente au sein du Groupe Matière Condensée et Matériaux, à Rennes. Le fil conducteur de mes travaux, au travers de la diversité des thèmes abordés dans les différentes équipes qui m'ont accueillie, est l'étude du comportement dynamique d'interfaces déformables séparant des milieux dissipatifs. Cette interface sera successivement un front de croissance cristalline (en DEA), une vésicule, membrane "quasi-biologique" (en thèse), un film de savon pris à l'unité (en post-doc à Düsseldorf) et finalement toute une structure de mousse (au GMCM, à Rennes). Toutes ces interfaces ont une dynamique propre : elles résistent à la déformation du fait de leur tension de surface ou de leur rigidité de courbure. En tant que frontières, elles ont également une dynamique couplée aux propriétés visqueuses, élastiques ou plastiques du milieu qu'elles limitent. C'est ce couplage qui est à l'origine de la plupart des difficultés rencontrées.

Dans le dernier exemple, celui des mousses, le réseau d'interfaces constitue le milieu lui-même et une nouvelle physique apparaît : celle du désordre, du hasard, des échelles locales que l'on cherche à moyenner à une échelle globale. Ce passage de l'écoulement à l'échelle d'un film vers l'écoulement collectif observé à l'échelle de la mousse correspond pour moi à une transition des effets hydrodynamiques visqueux au voisinage de surfaces libres, sur lesquels je travaille depuis longtemps, vers la rhéologie des systèmes complexes, qui concerne aussi bien les mousses que les systèmes granulaires et qui est un domaine que je découvre depuis mon arrivée dans le groupe granulaire/mousse. Mon travail a été théorique et numérique jusqu'à mes premières années à Rennes. Mais la tentation de confronter mes résultats à la réalité fût finalement plus forte que mes appréhensions...

Ma thèse a été menée sous la direction de C. Misbah, à qui je dois une large partie de ma culture scientifique actuelle ainsi que mon intérêt pour les interfaces libres et les instabilités. Quelques résultats extraits de ce travail sur la dynamique des vésicules sont brièvement abordés au chapitre 1. De fortes similarités existent entre le comportement d'une vésicule et celui d'une bulle. Nous présenterons donc dans ce même chapitre des travaux plus récents sur le frottement aux parois d'un train de films de savon, effectués en partie dans le

cadre de la thèse de E. Terriac.

Ces phénomènes visqueux à l'échelle locale d'un film liquide sont à l'origine de la dissipation dans les écoulements de mousses qui consituent le thème principal de ce manuscript. La chronologie de mes travaux sur ce sujet n'est pas respectée, au profit d'une plus grande cohérence scientifique. Une présentation générale au chapitre 2 introduit les concepts de base de la physique des mousses, leur structure et leur rhéologie. Le chapitre 3 est consacré aux propriétés élasto-plastiques des mousses en régime quasi-statique. Il porte sur une expérience de Stokes dans une mousse 3D que j'ai effectuée récemment au laboratoire LPMDI (univ. Marne la Vallée) dans le cadre d'une collaboration avec O. Pitois.

Ces propriétés rhéologiques sont exploitées dans l'étude d'un exemple d'écoulement de mousse 2D, en régime non quasi-statique. Le chapitre 4 est en effet consacré à l'influence d'un défaut (une grosse bulle) dans l'écoulement 2D d'une mousse monodisperse. Cette situation s'est avérée suffisamment complexe pour faire intervenir à la fois les propriétés visqueuses, élastiques et plastiques, présentées respectivement aux chapitres 1 et 3, et suffisamment simple pour pouvoir être traitée analytiquement, numériquement et expérimentalement. Cette étude représente une part importante de mon activité de recherche, menée en collaboration avec R. Delannay, qui est à l'origine de la plupart des questions que j'ai abordées sur les mousses. En particulier, je n'aurais sans doute pas encore découvert la physique expérimentale sans sa cellule d'écoulement léguée "clés en main" à mon arrivée à Rennes, ses conseils et ses encouragements.

Le dernier chapitre porte finalement sur quelques aspects du vieillissement des mousses, auxquels j'ai participé plus ponctuellement. La détermination des épaisseurs de films minces et la nucléation d'un film noir de Newton à partir d'un film noir commun est un sujet que j'ai abordé à l'occasion de mon post doc, en collaboration avec R. Bausch et l'équipe de D. Bonn et J. Meunier, et qui se poursuit à Rennes sous l'impulsion de J. Etrillard. Le vieillissement par diffusion gazeuse d'une mousse 2D, puis 3D, ont fait l'objet respectivement de la thèse de O. Lordereau et d'un travail de J. Lambert *et al* auquel je collabore.

Chapitre 1

Interaction hydrodynamique entre une paroi rigide et une surface déformable.

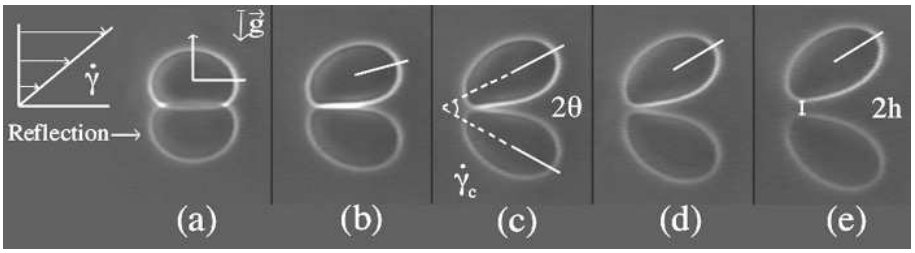

FIG. 1.1 – *Profils stationnaires de vésicules au voisinage d'une paroi, pour différentes valeurs du cisaillement. Images obtenues par microscopie à contraste de phase par M. Abkarian [1].*

Nous nous sommes intéressés aux forces hydrodynamiques qui tendent à éloigner un objet d'une paroi solide et à freiner son mouvement de translation le long de cette paroi. Le premier exemple qui vient à l'esprit est sans doute issu de l'aérodynamique : un avion au décollage est soumis à une force de portance et à une force de trainée. Notre échelle est beaucoup plus petite et la physique mise en jeu est fondamentalement différente. Nous parlerons dans le paragraphe 1.1 de vésicules micrométriques puis dans le paragraphe 1.2 de bulles millimétriques, séparées d'une paroi solide par un film liquide nano- ou micrométrique. Le nombre de Reynolds, caractérisant le rapport entre les effets inertiels et les effets visqueux, est dans ces deux cas beaucoup plus petit que un, alors qu'il peut atteindre plusieurs dizaines de milliers en aéronautique. Les équations pertinentes sont les équations de Stokes, linéaires en vitesse, et toute la complexité du problème vient de la déformabilité des objets considérés.

Les deux systèmes décrits ci-dessous sont rassemblés dans un même chapitre

car, malgré les contextes et les motivations différentes qui justifient leur étude, les phénomènes physiques sont similaires. Dans les deux cas, il s'agit de comprendre le couplage entre le champ de vitesse dans un film liquide mince, les efforts hydrodynamiques induits et la forme de la frontière supérieure du film, limité par une membrane déformable. La théorie de lubrification [48] est à la base des approches théoriques.

1.1 Décollement d'une vésicule sous cisaillement

Ce premier exemple est tiré de mon travail de thèse et doit se replacer dans le contexte de la biophysique. Les vésicules, également appelées liposomes, sont consituées d'une bicouche lipidique refermée sur elle même et contenant quelques μm^3 de solvant.

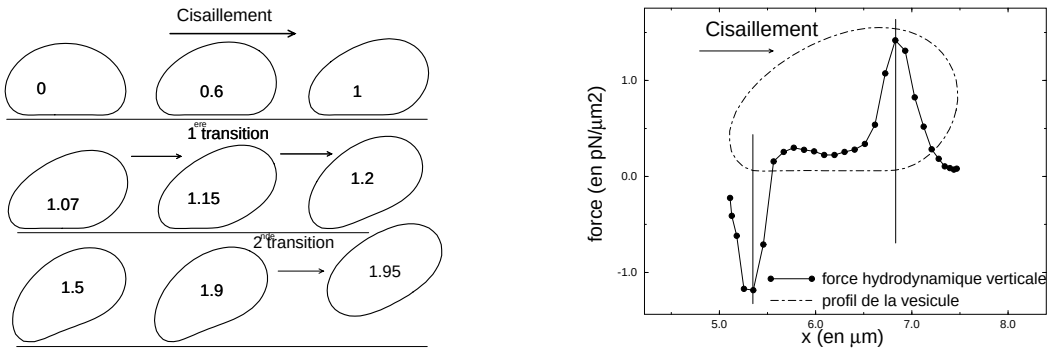

FIG. 1.2 – *(a) Profils stationnaires de vésicules pour différentes valeurs du cisaillement, obtenus numériquement en 2D. À cisaillement nul, la vésicule adopte une forme symétrique résultant du compromis entre énergie de courbure et énergie d'adhésion. Elle se déforme sous l'effet du cisaillement et une force de soulèvement hydrodynamique apparaît, diminuant progressivement la surface de contact avec la paroi, jusqu'au décollement. (b) Profil de pression sous la vésicule. Les maximum et minimum de pression coincident avec les points de décollement amont et aval de la vésicule, où les contraintes visqueuses sont les plus importantes. La force résultante, donnée par l'intégrale sous la courbe devient répulsive sous l'effet de la déformation. La théorie de lubrification permet de prédire ce comportement.*

Ce sont ces même membranes qui compartimentent les cellules vivantes et l'étude des vésicules est en grande partie motivée par leur rôle de cellules modèles. La figure 1.2 résume notre travail sur une vésicule en adhésion sur un substrat solide et soumise à un cisaillement hydrodynamique[**13**]. Cette situation pourrait être celle d'une cellule sanguine adhérée sur la paroi intérieure

d'un vaisseau, qui malgré toute sa complexité bio-chimique, doit également se soumettre aux lois de la mécanique.

La vésicule au repos sur le substrat a une forme axisymétrique (voir Fig.1.2(a), en représentation 2D). Des arguments simples, basés sur la symétrie des équations de Stokes, permettent de prédire que la force normale à la paroi est nulle si la vésicule garde sa symétrie amont/aval. Ce résultat souligne l'importance du couplage entre la forme de la frontière et l'écoulement, ce qui se retrouvera dans la cas d'une bulle au paragraphe suivant. L'écoulement dans la zone extrêmement confinée entre la membrane et le substrat induit une forte surpression au voisinage du point de décollement aval et une dépression au voisinage du point de décollement amont (voir Fig. 1.2(b)). Cette distribution de pression induit une déformation de la vésicule qui à son tour induit un déséquilibre entre la dépression et la surpression et finalement l'apparition d'une force verticale répulsive.

Ces prédictions théoriques ont donné lieu à des développements expérimentaux récents menés par M. Abkarian et A. Viallat [1]. Les différentes morphologies d'une vésicule de 10 μm placée sous écoulement, observées en contraste de phase, confirment nos résultats numériques (Fig. 1.1 et Fig. 1.2).

1.2 Train de bulles dans un petit canal

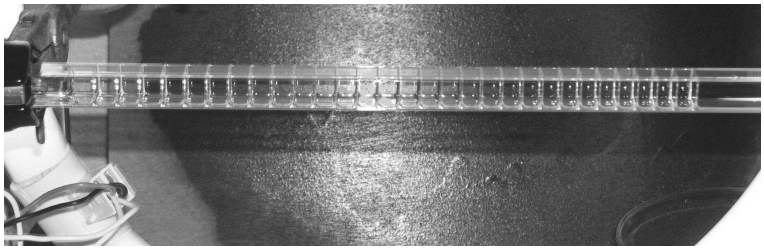

FIG. 1.3 – *Photo d'un train de bulles réalisé dans un tube en verre de section carrée. Un débitmètre permet d'imposer un flux de gaz contrôlé et un mouvement d'ensemble de la mousse à vitesse consante. Un capteur de pression donne accès à la perte de charge. Chaque film joue un rôle identique et le grand nombre de films ne sert qu'à augmenter le signal de pression. (Expérience de E. Terriac).*

La perte de charge induite par le glissement d'une mousse le long d'une paroi solide peut être plusieurs centaines de fois plus élevée que la perte de charge obtenue pour un même débit de la phase liquide pure [50, 89, 108, 60]. Ces forces visqueuses importantes sont directement liées au confinement de la phase fluide dans le film de liquide piégé entre la bulle et la paroi et aux forts gradients de vitesses qui s'y développent. Comme dans l'exemple précédent, c'est la géométrie précise de ce film de mouillage qui gouverne la dynamique.

Ce problème intéresse des communautés scientifiques variées : écoulement de mousses dans les roches pétrolifères pour la récupération d'hydrocarbures [19], dans les alvéoles des poumons, obstruées par des films de surfactants [53], dans les débitmètres à bulle [6], en microfluidique [25] et finalement, dans le cadre de l'étude des mousses bi- ou tri-dimensionnelles, comme condition aux limites à une paroi [29, 94]. C'est cette dernière problématique qui nous a amenés à développer les travaux présentés ci-dessous [**12, 102**].

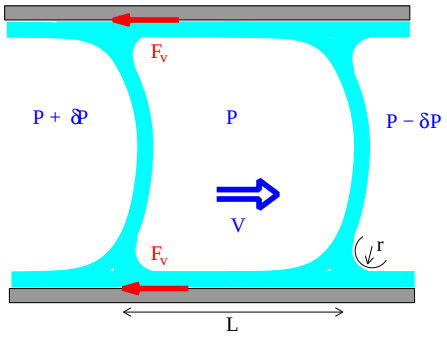

FIG. 1.4 – *Représentation schématique des forces s'exerçant sur un film en mouvement. Les contraintes visqueuses atteignent leur plus grande valeur au voisinage de la transition entre bord de Plateau et film mouillant. La force résultante entre la paroi et la phase liquide f_v, exercée sur la longueur L, est exprimée par unité de longueur de bord de Plateau (dans la direction transverse au schéma).*

Un premier dispositif expérimental, très simple, nous a permis d'obtenir rapidement des résultats préliminaires portant sur l'influence de l'orientation des films sur la perte de charge [**12**]. Le contrôle de la fraction liquide a nécessité la mise en place d'un nouveau montage, présenté sur la figure 1.3. Il est utilisé actuellement par E. Terriac, dans le cadre de sa thèse, avec des trains de films perpendiculaires à la section du tube et régulièrement espacés de la distance L. Les parois de verre sont hydrophiles et un film de mouillage continu, déposé sur le tube, relie ces films les uns aux autres. L'intersection entre les films transverses et ce film de mouillage forme des bourrelets liquides appelés *bords de Plateau* qui contiennent la plus grande partie de la phase liquide. Ils sont caractérisés par leur rayon de courbure à l'équilibre r, défini dans la section perpendiculaire à leur plus grande dimension (voir Fig. 1.4). Lors de son glissement le long de la paroi, un bord de Plateau dépose du liquide derrière lui et l'épaisseur du film de mouillage est fixé par la dynamique : les forces visqueuses exercées par la paroi retiennent le liquide et tendent à épaissir le film, alors que la succion capillaire du bord de Plateau, liée à sa courbure r et à la tension de surface γ, tend à l'amincir.

Cette situation correspond, à un changement de référentiel près, au tirage d'une plaque hors d'un bain liquide, décrite par la théorie de Landau et Levich [67]. Dans ce cas, l'épaisseur du film déposé sur la plaque varie comme $h \sim r_m Ca_p^{2/3}$, avec r_m le rayon du ménisque et $Ca_p = \eta V_p/\gamma$ le nombre capillaire basé sur la vitesse de la plaque V_p, la viscosité du solvant η et sa tension de surface γ. Ce résultat, obtenu avec les équations de lubrification [48], a été

adapté dans de nombreuses géométries, en particulier par Bretherton pour une bulle unique en mouvememt dans un capillaire [8]. Il conduit à la relation

$$f_v \sim \eta V Ca^{-1/3} \quad \sim \gamma Ca^{2/3} \ , \tag{1.1}$$

avec Ca le nombre capillaire basé sur la vitesse V du train de film et f_v la force visqueuse exercée par la paroi, exprimée par unité de longueur de paroi dans la direction perpendiculaire au mouvement et intégrée sur la longueur L d'une bulle dans la direction du mouvement (voir Fig. 1.4). Dans le cadre de ce modèle, la force, essentiellement localisée au voisinage des points de transition entre le film de mouillage et le bord de Plateau, ne dépend pas de la taille des bulles mais uniquement de leur nombre.

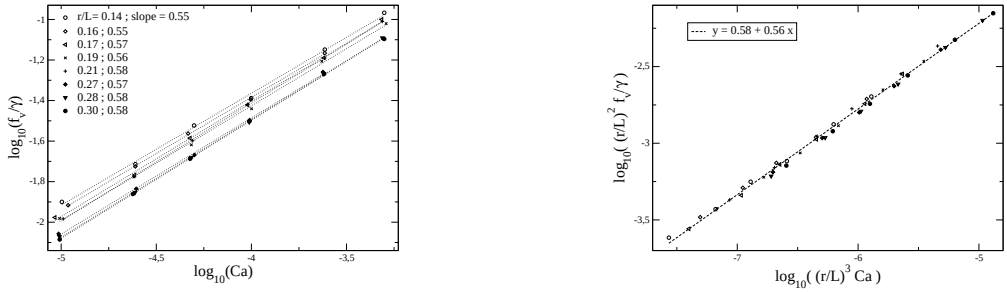

FIG. 1.5 – *(a) Variation de la perte de charge en fonction de la fraction liquide (paramètre r, rayon des bords de Plateau), de la taille des bulles (L, distance entre deux films) et de la vitesse du train de bulle V. (b) Données rassemblées sur une courbe maitresse prédite par l'équation 1.2.*

Des divergences entre la loi théorique 1.1 et les résultats expérimentaux, donnant fréquemment une loi de puissance proche de $f_v \sim Ca^{1/2}$, ont été soulignés par Schwartz et Princen [95]. Xu et Rossen mentionnent également une dispersion des préfacteurs obtenus sur plusieurs ordres de grandeurs [109]. Le modèle utilisé ne tient pas compte de la dynamique propre des surfactants qui sont pour une grande part dans cette variabilité des résultats [29] (ce qui a également été montré pour les lois de drainage [98, 36, 92]). Elle ne tient pas compte non plus du couplage éventuel entre les deux côtés d'un même bord de Plateau (distants de r, taille caractéristique du bord de Plateau) ou entre deux bords de Plateau successifs (distants de L, longueur d'une bulle). Nous nous sommes intéressés, dans le cadre de la thèse de E. Terriac, au rôle de ces deux paramètres géométriques, dans le cas de mousses formées avec des surfactants très fluides (solution de SDS ou produit vaisselle). Un calcul de lubrification nous a permis de montrer que (i) le rayon du bord de Plateau, qui est le paramètre pertinent pour caractériser la fraction liquide dans ce problème, n'a une influence sur la force f_v que via le nombre sans dimension r/L. (ii) Ce

rapport lui même intervient par l'intermédiaire du paramètre $\xi = Ca(r/L)^3$ sous la forme :

$$f_v = \gamma\ (r/L)^{-2}\,\Gamma(Ca(r/L)^3)\ , \tag{1.2}$$

avec Γ une fonction inconnue.

La valeur expérimentale de f_v en fonction des différents paramètres, présentée sur la figure 1.5, est déduite de la différence de pression ΔP mesurée entre les deux extrémités du canal. Le bilan des forces exercées sur le système incluant la mousse dans son ensemble, (soit le liquide et le gaz, voir Fig. 1.4) donne : $S\Delta P = nCf_v$, avec S la section du canal, C son périmètre et n le nombre de films (les forces de tension de surface sont des forces internes qui n'apparaissent pas dans le bilan de force). Le rayon des bords de Plateau est déterminé par pesée. Les résultats rassemblés Fig. 1.5 confirment la validité de la courbe maitresse 1.2 et donc le couplage entre la loi de puissance effective entre f_v et V d'une part et la dépendance en r/L d'autre part[**102**].

Nous montrons au chapitre 4 que la force de frottement aux parois peut avoir une influence considérable sur les écoulements de mousses 2D, dès les faibles vitesses. Les développements récents des modèles et des simulations numériques de mousses 2D en tiennent compte de plus en plus finement [45, 82, 59], [**9**].

Chapitre 2

Introduction à la problématique des mousses liquides

L'étude du vieillissement des mousses liquides s'est développée avec succès il y a une vingtaine d'années dans la communautée des métallurgistes du fait de la très forte analogie entre le disproportionnement des bulles au cours du temps et la dynamique de croissance des grains cristallins [96, 2]. Plus récemment, c'est dans le cadre de la rhéologie de la matière molle que les mousses liquides sont apparues à nouveau comme un excellent système modèle [61, 105, 107, 51]. Comme tous les fluides complexes, les mousses s'écoulent et se déforment d'une manière à la fois élastique, plastique et visqueuse qui résiste pour l'instant aux tentatives de modélisation. Elles présentent par exemple des contraintes seuils, des phénomènes de relaxation lente, de transition vitreuse, de localisation des déformations et de dilatance. Mais, dans le cas particulier des mousses, l'échelle mésoscopique responsable de cette complexité est un simple assemblage de bulles millimétriques. Leur organisation est accessible à une description complète et est régie par des lois locales explicites impliquant la tension de surface et les pressions dans les bulles. Sur ce système, l'influence du désordre de la structure à petite échelle sur le comportement rhéologique macroscopique peut ainsi être mesurée directement, être reproduite numériquement de façon réaliste et être finalement mieux comprise et modélisée.

Outre cet intérêt fondamental, l'étude des mousses est motivée par des enjeux industriels forts. Elles sont en effet utilisées depuis longtemps dans l'agro-alimentaire, les cosmétiques, les détergents, la séparation des minerais, l'extinction des incendies, la synthèse des mousses solides, le volcanisme ... On les trouve également dans des milieux confinés comme en microfluidique [42], dans les alvéoles pulmonaires [53] ou encore dans le cadre de l'extraction du pétrole issu d'une roche poreuse [19]. Ces applications industrielles, qu'elles soient effectives ou potentielles, nécessitent une meilleure connaissance et un meilleur contrôle des propriétés d'écoulement.

Même stabilisées par des tensio-actifs, les mousses vieillissent et disparaissent.

La taille moyenne des bulles augmente du fait de deux processus : la diffusion gazeuse au travers de la phase liquide, des petites bulles vers les plus grosses (phénomène de disproportionnement) et la rupture spontanée de films (phénomène de coalescence). En parallèle se produit le phénomène de drainage, c'est-à-dire l'écoulement de la phase aqueuse sous l'effet de la gravité. Aux échelles de temps courtes, ces effets de vieillissement peuvent être négligés et ainsi découplés des propriétés rhéologiques. Nous nous placerons dans ce régime pour ce chapitre d'introduction ainsi qu'aux chapitres 3 et 4. Nous reviendrons plus en détails sur le vieillissement dans le chapitre 5.

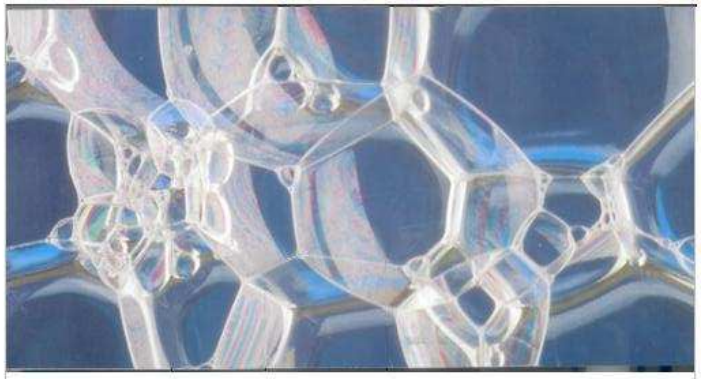

FIG. 2.1 – *Exemple de mousse sèche. La structure de cet empilement se décompose en bulles polyédrales, films minces, bords de Plateau et sommets tétraédriques.*

2.1 Structure d'une mousse à l'équilibre

Les mousses liquide/gaz ont été décrites pour la première fois par Plateau en 1873 [84]. Si la fraction liquide ϕ est inférieure à quelques %, les bulles de gaz ressemblent à des polyèdres. Leurs faces légèrement courbes sont des films liquides très minces et ce sont leurs arrêtes, appelées *bords de Plateau*, qui contiennent presque toute la phase liquide (Fig. 2.1) [106].

À l'équilibre, le film mince est stabilisé par une force de répulsion entre les deux interfaces liquide/gaz, appelée *pression de disjonction*, qui compense la force de succion capillaire exercée par les bords de Plateau (Fig. 2.2(a)) [7, 101]. La différence de pression entre la phase liquide et la phase gazeuse se déduit de la courbure des bords de Plateau par la relation de Laplace. Son ordre de grandeur, pour les mousses avec lesquelles nous avons travaillé, est de l'ordre de $\delta P_{L/G} = \gamma/r \sim 300$ Pa où $\gamma \sim 30$ mN/m est la tension de surface et $r \sim 0.1$ mm le rayon de courbure moyen d'un bord de Plateau. Ce dernier est de l'ordre du diamètre de la section du bord de Plateau (Fig. 2.2(a)). À l'équilibre, la pression de disjonction Π vérifie $\delta P_{L/G} = \Pi$. Cette pression, discutée plus en

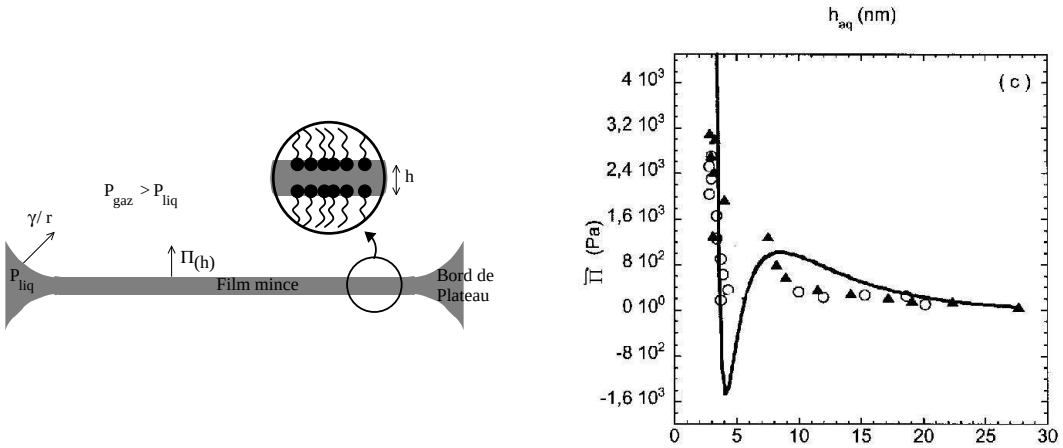

FIG. 2.2 – *(a) Structure d'un film mince. La phase liquide est en dépression de quelques centaines de Pascal par rapport à la phase gazeuse. Dans les régions d'interface liquide/gaz de forte courbure (bord de Plateau) cette différence de pression est compensée par la pression de Laplace γ/r, et dans les régions où les interfaces sont paralèlles (film mince) elle est compensée par la pression de disjonction $\Pi(h)$ avec r le rayon du bord de Plateau et h l'épaisseur du film. (b) Valeur de la pression de disjonction en fonction de l'épaisseur du film obtenue par V. Castelletto pour une solution de $C_{12}E_6$ (1.36 10^{-4} M) et NaCl (10^{-3} M). La répulsion à très courte portée entre les monocouches, ainsi que des effets dynamiques, assurent la stabilité des films. La ligne continue correspond au modèle DLVO (voir chap 5).*

détails au chapitre 5, dépend fortement de l'épaisseur du film et n'atteind la centaine de Pascal que pour des distances entre les monocouches de surfactants inférieures à quelques dizaines de nanomètres (Fig. 2.2(b)).

En pratique, il est difficile de dire si les films, au sein d'une mousse 3D, sont proches de l'équilibre. Lors de la formation de la mousse, ils sont très épais et drainent progressivement. D'autre part, l'écoulement de la phase fluide dans le réseau de bords de Plateau, du fait du drainage capillaire ou gravitaire, induit des recirculations dans les films et un épaississement pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de nanomètres. Par un processus proche de celui discuté au chapitre précédent, l'écoulement de la mousse dans son ensemble conduit également au gonflement des films. La pression de disjonction disparaît alors du problème, au profit d'une pression dynamique, liée en particulier à la viscosité de la phase fluide et à la visco-élasticité des monocouches.

Cette épaisseur est un paramètre crucial pour la stabilité d'une mousse. Elle est mesurée traditionnellement à l'équilibre, sur un film isolé, par interférométrie optique [79]. Des mesures *in situ* ont été réalisées récemment par réflectivité de neutrons et de rayonnement synchrotron [5], [**39**].

À une échelle plus grande, la structure de la mousse à l'équilibre est gou-

vernée par les empilements de bulles les unes sur les autres. Pour des mousses suffisamment sèches, la géométrie du réseau de films est très bien approchée par un réseau de surfaces sans épaisseur, connectées entre elles le long des bords de Plateau réduits à de simples lignes géométriques. La surface globale obtenue minimise son aire, sous la contrainte de maintenir constant les volumes de gaz piégés dans chaque bulle. C'est un minimum local, et un changement de connectivité entre les bulles peut conduire à une diminution de l'énergie [47]. Cette minimisation locale de la surface implique quelques règles très simples énoncées par Plateau : les films sont des surfaces de courbure moyenne constante et se rencontrent par 3, en formant des angles à 120° ; les bords de Plateau se rencontrent par 4 selon les angles du tétraèdre. Le rayon de courbure des films est au maximum de l'ordre de la taille des bulles et les différences de pression entre bulles sont donc de l'ordre de $\delta P_{G/G} \sim 2\gamma/R \sim 30$ Pa pour des bulles de rayon R=2 mm. Le passage du gaz au travers des films, du fait de cette très faible différence de pression, est négligeable aux temps inférieurs à quelques dizaines de minutes pour les gaz peu solubles que nous utilisons (air, azote). Malgré ces contraintes géométriques fortes, une grande variabilité d'organisation est possible, en 2D comme en 3D [28, 64].

La structure tridimensionnelle d'une mousse est difficile à observer : les interfaces liquide/gaz conduisent à des réflections multiples de la lumière et un signal lumineux transmis ou réfléchi ne peut être interprété que très partiellement, dans le cadre de la diffusion multiple de la lumière [38, 22]. La RMN [46, 86] et la tomographie optique par variation du plan de focalisation [76] ont permis la détermination précise d'une structure de mousse 3D pour quelques dizaines de bulles. Elles ont conduit à des résultats importants sur la dynamique de vieillissement par diffusion gazeuse, mais la difficulté du traitement des images ne permet pas son automatisation et son extension à l'étude statistique d'un plus grand nombre de bulles.

La tomographie par rayon X, développée par P. Cloetens à l'ESRF [20], nous a permis de visualiser pour la première fois plusieurs milliers de bulles avec une qualité d'image permettant un suivi automatisé des bulles (Fig. 2.3(a))[**66**]. Cette technique nous a permis de suivre une mousse au cours de son vieillissement [**65**] (voir chapitre 5) et est bien adaptée pour des études de rhéologie lente.

La visualisation 3D reste néanmoins difficile et la plupart des recherches sur le rôle de la structure de la mousse dans un écoulement est faite en géométrie bidimensionnelle. Une seule couche de bulle est alors piégée entre deux plaques horizontales, entre la solution moussante et une plaque ou bien encore entre la solution moussante et l'air. Entre deux plaques horizontales (situation de Hele-Shaw, dans laquelle nous avons travaillé) les films fins sont de deux types : le film de mouillage horizontal sur chaque plaque et les frontières bulles/bulles. À l'équilibre, ces dernières sont des portions de cylindres verticaux venant au

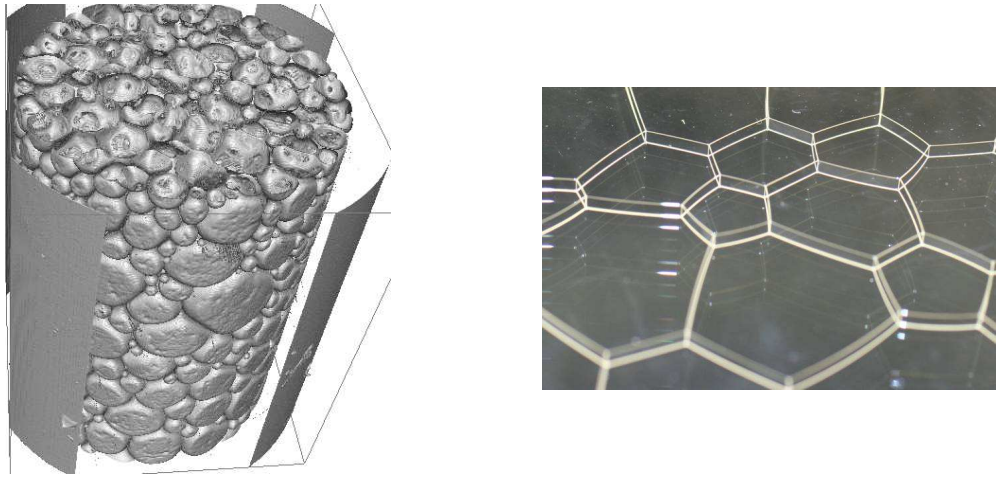

FIG. 2.3 – *(a) Visualisation d'une mousse 3D par tomographie X (Lambert et al.). (b) Photographie d'une mousse 2D prise dans notre cellule de Hele-Shaw.*

contact des plaques le long de bords de Plateau en arc de cercle et s'intersectant le long de bords de Plateau verticaux et rectilignes (voir Fig. 2.3(b)). Cette structure est donc particulièrement simple et la visualisation du réseau de bords de Plateau au contact de la plaque supérieure donne accès à toute l'information nécessaire, ce que nous avons exploité dans les travaux présentés au chapitre 4. Les mousses 2D ont d'autre part leur intétêt propre, dans le cadre de l'étude des mousses en milieu confiné.

2.2 Propriétés rhéologiques

Les mousses liquides appartiennent à la grande famille des *fluides complexes* pour lesquels il n'existe pas à l'heure actuelle de cadre satisfaisant permettant de décrire l'ensemble des comportements rhéologiques observés. Seuls des écoulements très simples sont abordés dans la littérature et, selon leur caractère stationnaire ou oscillant, quasi-statique ou rapide, ils sont décrits dans le cadre de modèles différents. Les mesures sont faites pour la plupart en cisaillement simple et les travaux tenant compte de l'inhomogénéité des champs de vitesse et du caractère tensoriel des contraintes et des déformations sont récents et novateurs.

La compressibilité d'une mousse liquide est de l'ordre de celle de sa phase gazeuse. Elle peut donc être considérée comme incompressible tant que les contraintes en jeu restent bien inférieures à la pression atmosphérique, ce qui sera toujours le cas dans le cadre de ce manuscript. La figure 2.4 représente schématiquement l'évolution d'une mousse 2D sous l'effet d'un cisaillement simple effectué à vitesse lente. Aux très faibles déformations, la nouvelle contrainte, imposée aux bords, déforme la structure au voisinage de sa position

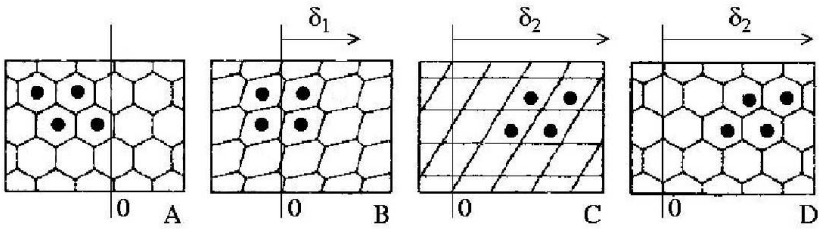

FIG. 2.4 – *Schéma d'évolution d'une mousse 2D sous cisaillement, à la base du modèle d'élasto-plasticité de Princen-Prud'homme (image tirée de l'article de revue de Kraynik et al. [61]).*

d'équilibre initiale et augmente sa surface totale et donc son énergie. Les lois d'équilibre sont néanmoins toujours valables au sein de la mousse et, contrairement au résultat obtenu pour un solide élastique habituel, le réseau de films n'a pas un déplacement affine : la surface de chaque film s'adapte pour préserver les angles de Plateau. L'augmentation de la surface totale varie bien quadratiquement (au premier ordre) avec la déformation imposée, ce qui lui donne son caractère élastique linéaire, mais le préfacteur est difficile à estimer. Le calcul du module de cisaillement μ, basé sur la déformation d'un élément de mousse tétraédrique donne (Stamenovic [100]) :

$$\mu = \frac{\gamma S}{3V} \tag{2.1}$$

avec γ la tension de surface d'une interface liquide/gaz et S la surface totale des films minces (comptés une seule fois) dans le volume V.

Aux déformations plus grandes, certains films voient leur surface s'annuler. Cette situation est instable et, sans augmentation de la déformation imposée, un changement de connectivité entre les bulles se produit spontanément, relaxant la structure vers un nouvel état stable d'énergie plus basse, dans lequel apparait un nouveau film, de surface non nulle. Deux bulles étaient voisines et ne le sont plus, deux bulles n'étaient pas voisines et le deviennent : cette transformation élémentaire, à la base de la plasticité des mousses est appelée *transformation T1.* Cette transformation est intrinsèquement dissipative car elle se produit sans échange de travail avec l'extérieur et permet de passer d'un état d'énergie donné à un état d'énergie plus faible. La quantité d'énergie dissipée par un T1 ne dépend pas de la nature exacte de la dissipation, ni des vitesses imposées par l'extérieur, mais uniquement de la différence d'énergie entre les états de départ et d'arrivée, fixés par la statique. Le temps du T1, que l'on peut définir comme le temps nécessaire pour stabiliser le film nouvellement créé à partir du déclanchement du processus (généralement l'annulation de l'aire d'une surface), est de l'ordre du dizième de seconde. Ce temps dépend de la viscosité de la solution et de celle de la monocouche. Un régime *quasi-statique*,

peut être défini, dans lequel la mousse est à l'équilibre à chaque instant, sauf pendant les T1 dont la durée est négligeable devant tous les autres temps du problème. La dissipation est alors uniquement due aux effets visqueux durant ces réorganisations plastiques et les vitesses de déformation imposées de l'extérieur n'ont pas d'influence sur la dynamique.

Ces propriétés trouvent leur signature dans les courbes de réponse visco-élastiques obtenues en régime oscillant à faible fréquence (en rhéomètres cône plan par exemple). Aux très faibles cisaillements (< qques %), les mousses ont en effet une réponse visco-élastique linéaire que l'on peut quantifier par la valeur des modules de cisaillement G' et de perte $G"$. Ces deux paramètres sont pratiquement indépendants de la fréquence entre 10^{-2} et 1 Hz. Sur cette gamme de fréquences G' est un ordre de grandeur plus grand que $G"$, ce qui correspond à un comportement essentiellement élastique. La faible dissipation est attibuée aux T1 et ne dépend donc pas de la fréquence, en bon accord avec la valeur constante de $G"$. Cette dissipation liée aux T1, induisant par nature un effet hystérétique, et la réponse linéaire du milieu, bien vérifiée par l'expérience, sont incompatibles dans le cadre des modèles simples basés sur des mousses ordonnées (schéma de la figure 2.4 par exemple). Ce problème est lié à la difficulté de définir la limite d'élasticité d'une mousse et au rôle dominant du désordre et du bruit dynamique dans la quantité de T1 observés dans le régime macroscopiquement élastique.

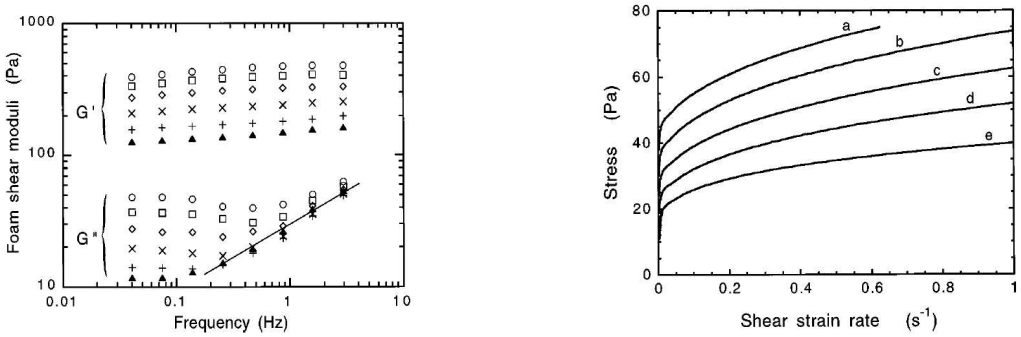

FIG. 2.5 – *(a) Valeurs de G' et de G" en fonction de la fréquence et en fonction de l'âge de la mousse (de 15 minutes (cercle) à 8h (triangles)). Le trait plein correspond à la loi en $\omega^{1/2}$ discutée dans le texte. (b) Réponse d'une mousse à un taux de cisaillement stationnaire, en fonction de l'âge de la mousse (15 minutes (a) à 8h (e))(graphes obtenus par Cohen-Addad et al. [21]).*

La fin du régime quasistatique se traduit par une augmentation de $G"$ avec la fréquence, avec une loi en $\omega^{1/2}$ [21]. Cette loi, non standard, a été prédite théoriquement avec un modèle basé sur la présence de plans de glissement libre, répartis aléatoirement au sein de la mousse [73, 58]. Deux modes de dissipation coexistent alors : la dissipation liée aux T1, discutée ci dessus, et la dissipation

liée aux déformations progressives du réseau de film, qui, elle, est directement liée aux vitesses imposées de l'extérieur. Lorsque les temps caractéristiques de l'écoulement deviennent de l'ordre du "temps du T1", cette distinction perd de son sens.

Les coefficients de visco-élasticité G' et $G"$ donnent une information très riche sur la mousse. Ils permettent de mettre en évidence la dépendance des propriétés de la mousse avec son âge [21] et avec son histoire [52]. Néanmoins, la nature précise des forces visqueuses, *a priori* non linéaires en vitesse (voir chapitre 1.2), ne peut pas être abordée dans le cadre de ces études linéaires. De plus, cette approche ne s'extrapole pas aux plus grandes déformations et au domaine d'écoulement proprement dit. La relation contrainte/déformation devient alors fortement non linéaire et l'approche de Fourier devient inopérante. En régime stationnaire, la mousse semble phénoménologiquement bien décrite par un fluide de type Herschel-Buckley vérifiant

$$\sigma = \sigma_c + \bar{\eta}\dot{\gamma}^n \ , \tag{2.2}$$

avec σ la contrainte, σ_c une contrainte seuil, $\bar{\eta}$ un coefficient de la dimension d'une viscosité, n un exposant entre 0 et 1 et $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement (voir Fig. 2.5(b)).

La description d'un écoulement instationnaire et inhomogène reste pour l'instant inaccessible par ces approches uniquement macroscopiques. Des expériences simples, avec un accès le plus complet possible à une description locale des vitesses et des déformations, semblent nécessaires pour servir de base à des modèles de portée plus générale. Dans cet esprit, le problème de l'apparition spontanée d'inhomogénéités dans un écoulement *a priori* homogène a été abordé récemment dans une géométrie de Couette cylindrique 2D, en régime quasistatique, avec la mise en évidence dans certains cas de localisation du cisaillement et de comportements collectifs à une échelle intermédiaire, comme on en observe dans les milieux granulaires [57, 31]. D'autre part, la quantification locale et tensorielle de la déformation et de la contrainte et la relation entre ces deux quantités, nécessaires pour décrire un écoulement inhomogène, commencent à être abordées [41, 4, 3].

C'est ce même espoir de faire progresser la compréhension des écoulements macroscopiques par une meilleure connaissance des effets locaux qui a orienté nos travaux sur les écoulements de mousses, développés au chapitre 3 (régime quasi-statique 3D) et au chapitre 4 (régime rapide 2D).

Chapitre 3

Mousse quasi-statique : expérience de Stokes

3.1 Montage expérimental

L'expérience de Stokes, utilisée initialement pour mesurer la viscosité des fluides newtoniens, consiste à mesurer la force exercée par un milieu fluide sur une bille en translation dans ce milieu à vitesse constante. La bille impose une sollicitation locale et des contraintes de différentes natures au sein du matériau, au contraire des expériences classiques de cisaillement simple. La situation reste néanmoins suffisamment simple pour que des solutions analytiques puissent servir de base de comparaison. Cette expérience a déjà été menée en 3D par Alonso *et al* [24] et par de Bruyn [26], et en 2D par B. Dollet *et al* [34, 33]. L'originalité de notre expérience réside dans la mesure des fluctuations de force sur la bille, couplée à l'observation des changements de structure dans la mousse au cours de son déplacement [**14, 15**].

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 3.1. Une mousse monodisperse est produite *in situ* par bullage d'azote dans la cellule en plexiglass contenant une solution de SDS (3 g/L). Nous obtenons une mousse bien stable, dans laquelle le drainage devient imperceptible au bout d'une demi heure. Le disproportionnement, ralenti par l'utilisation de traces de C_6F_{14} ne commence à produire des T1 qu'au bout d'une heure. Une bille de rayon $R = 0.5$ cm est fixée par une tige rigide sous une balance de précision et est positionnée au centre de la cellule. La cellule peut se déplacer verticalement à une vitesse contrôlée dont la faible valeur, de l'ordre de quelques microns par seconde, assure un comportement quasi-statique. Avec ce dispositif, nous avons accès à la force exercée par la mousse sur la bille en fonction de son déplacement. Une caméra placée sur le côté de la cellule permet d'avoir une image de la mousse par transmission directe de la lumière. Pour des tailles de bulles supérieures à 2.5 mm, la qualité de l'image obtenue est suffisante pour repérer les réarrangements rapides des bulles (voir Fig.3.3).

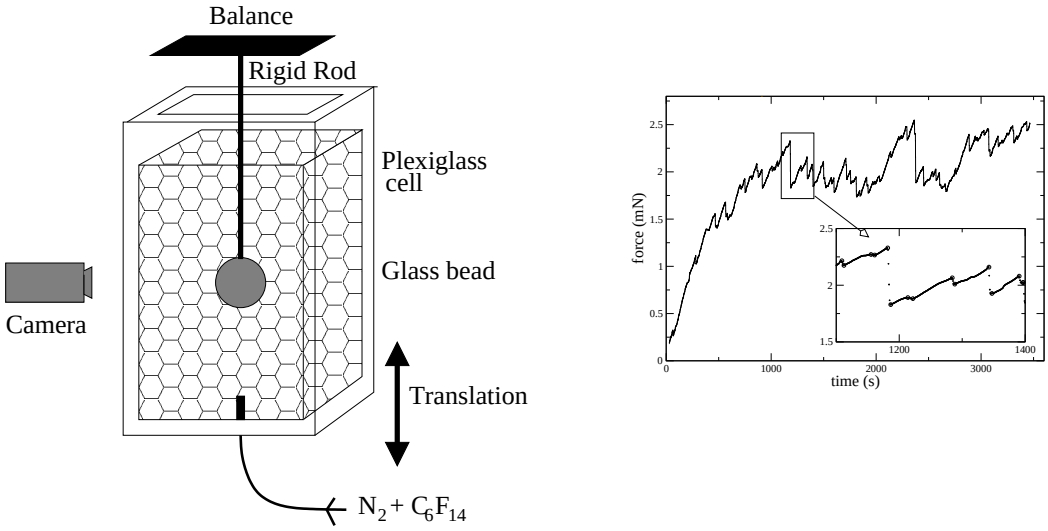

FIG. 3.1 – *(a) Dispositif expérimental monté par O. Pitois, université de Marne la Vallée. (b) Valeur de la force exercée sur la bille en fonction du déplacement de la mousse (vitesse de montée 5$\mu m/s$). Une augmentation progressive de la force est observée pendant le régime transitoire élastique, puis la force sature à une valeur stationnaire en moyenne. Les fluctuations autour du seuil plastique mettent en évidence une succession de charge élastique lentes et de sauts de force brusques.*

Les variations temporelles de la force exercée sur la bille peuvent être reliées à la vitesse relative mousse/bille. L'expérience peut donc être utilisée comme une sonde pour mesurer le champ de vitesse local dans un écoulement lent [**14**]. D'autre part, et c'est cet aspect que nous développerons dans ce manuscript, ces mesures nous donnent un accès original aux propriétés élastiques et plastiques des mousses, très complémentaire des mesures faites avec un rhéomètre classique [**15**].

3.2 Constante élastique et seuil plastique

Lors de la mise en mouvement de la cellule, la force mesurée augmente d'abord linéairement puis sature à une valeur constante en moyenne (Fig. 3.1)(b). Cela caractérise de façon standard un régime élastique puis plastique. La nouveauté apportée par notre expérience est la mesure précise des fluctuations de force autour de la valeur seuil. A notre connaissance, les seules mesures de ce type dans des mousses ont été effectuées en 2D ([85, 30]) ou sont des prédictions numériques (également 2D) [54, 82, 37, 55]. Le graphe de force (Fig. 3.1(b)) met en évidence, dans le régime stationnaire, une succession de croissances lentes correspondant à une évolution élastique, entrecoupées de chutes brutales associées à des réarrangements plastiques.

Durant les phases élastiques la force varie de façon très linéaire et avec une pente peu dispersée. Les propriétés élastiques linéaires de la mousse restent donc valables bien au delà des petites déformations (la mousse est en écoulement stationnaire), mais sur des intervalles courts. La bonne représentation est sans doute un renouvellement constant de l'état d'équilibre de référence, à chaque saut de force. Un modèle purement élastique de bille sphérique déplacée de la distance ξ dans un milieu élastique de constante de cisaillement μ, au repos à l'infini, avec des conditions de frottement nul sur la bille conduit à une force $F_{th} = 4\pi\mu R\xi$. La comparaison de cette expression avec les variations de la force avec le déplacement obtenues expérimentalement pour différentes tailles de bulles nous donne accès au module de cisaillement de la mousse $\mu = 0.46\gamma/r_V \pm 20\%$, avec r_V le rayon de la sphère de même volume que les bulles de la mousse. Nous déduisons alors un déplacement effectif ξ_{seuil} correspondant à la valeur moyenne de la force mesurée et finalement le tenseur des contraintes σ en tout point de la mousse. Nous avons défini la contrainte seuil $\sigma_{seuil} = 0.35\gamma/r_V$ comme la contrainte de cisaillement maximale, obtenue juste devant ou juste derière la bille.

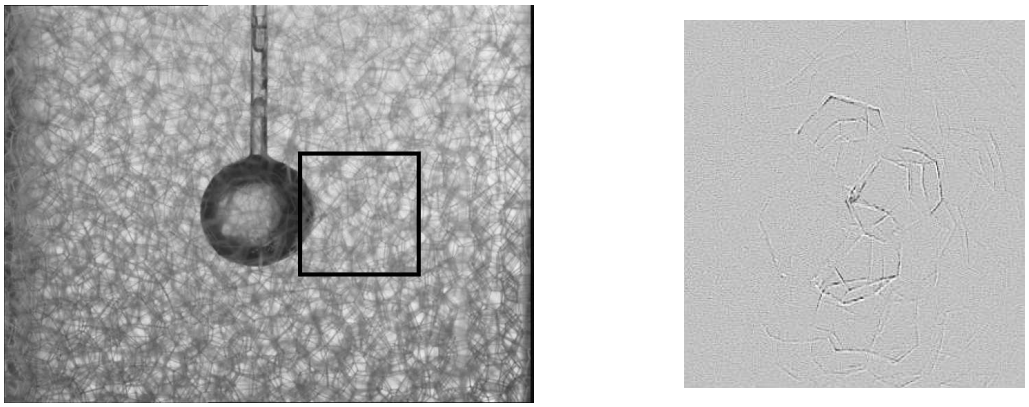

FIG. 3.2 – *(a) Image obtenue avec des bulles de 3 mm de diamètre. (b) Aggrandissement du carré de la figure (a) : visualisation d'un T1, obtenu par la difference de deux images successives (séparées de 0.25 ms).*

La valeur obtenue pour le module de cisaillement est en assez bon accord avec l'estimation de Stamenovic pour une mousse sèche $\mu = 0.55\gamma/r_V$ (voir paragraphe 2.1 et [100]) et avec les valeurs expérimentales et numériques obtenues dans différentes géométries [88, 75, 23, 62, 91, 63]. La valeur de contrainte seuil est par contre plus forte que celle obtenue en cisaillement simple [43, 90]. Rien n'exclut en fait qu'une mousse soit capable de supporter une contrainte bien plus grande dans un volume restreint (comparable au volume de quelques bulles) que dans un volume plus grand. La notion même de contrainte seuil serait alors à redéfinir.

3.3 Fluctuations et localisation de la plasticité

Cette expérience nous a également permis de faire le lien entre les sauts de force et les réarrangements observés sur les images (voir Fig. 3.2). Pour des mousses jeunes, dans lesquelles le disproportionnement n'est pas encore actif, il y a très peu de T1 en dehors des périodes de sauts de force. La distribution d'amplitudes de sauts obtenue est de type exponentiel et cette amplitude est fortement corrélée avec le volume de mousse concerné par le réarrangement. La valeur moyenne des sauts, et sa variation avec la taille des bulles, est compatible avec la vision naïve dans laquelle une bulle parmi n se décroche de la bille. Il est par contre beaucoup plus difficile de comprendre l'origine de la distribution d'amplitude de force et de la répartition spatiale des T1, qui sont fortement modifiés en présence de vieillissement, comme discuté en conclusion.

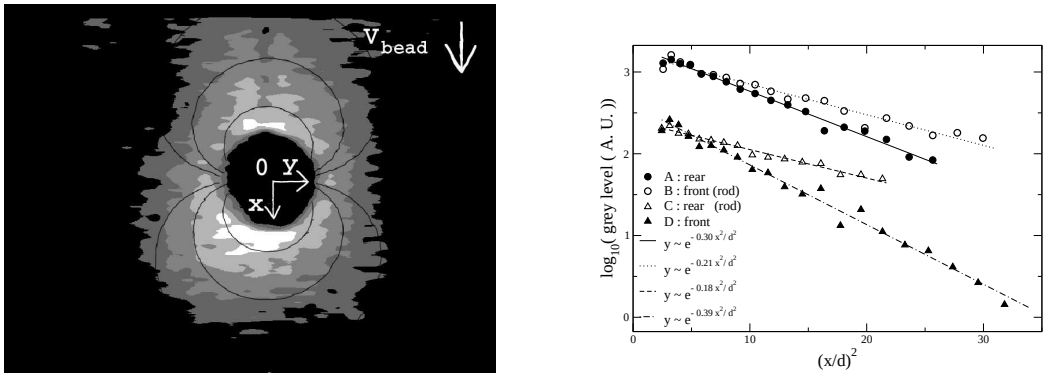

FIG. 3.3 – *(a) Densité de T1 moyennée sur un déplacement total de la bille de 1 cm (b) Profils de densité le long d'une coupe verticale devant et derière la bille, extraits de deux images similaires à la figure de gauche, pour un déplacement vers le haut ou vers le bas. La représentation logarithmique du niveau de gris en fonction de* $(x/d)^2$ *illustre la décroissance de la densité de plasticité en* $k_1\ exp(-x/(dk_2))^2$*. La valeur de* k_1 *est arbitraire et* k_2*, obtenu par ajustement linéaire, est de l'ordre de 2, soit une distance caractéristique de l'ordre de 2 tailles de bulles d.*

La figure 3.3 représente une carte de la densité des T1, obtenue par superposition de toutes les différences d'images sur une série de 1000 images. L'analyse quantitative est délicate, mais on peut supposer que le niveau de gris varie grossièrement comme la probabilité qu'a un film de se déplacer brusquement. Ce niveau de gris décroit exponentiellement lorsque l'on s'éloigne de la bille (voir Fig. 3.3(b)), ce qui est à rapprocher des résultats obtenus dans des milieux granulaires en présence de bandes de cisaillement, ou dans l'expérience de Debrégeas sur les mousses 2D [27]. Dans une géométrie beaucoup plus proche de la notre, mais dans un fluide de Lennard-jones, Leonforte *et al* ont montré

que les fluctuations de contraintes décroissaient exponentiellement avec la distance à l'obstacle en mouvement [71, 70]. Une analyse plus précise de nos données expérimentales montre que le meilleur ajustement est en fait en e^{-x^2}, mais aucun modèle ne nous permet pour l'instant d'interpréter ce résultat.

Chapitre 4

Mousse non quasi-statique : mouvement d'une grosse bulle

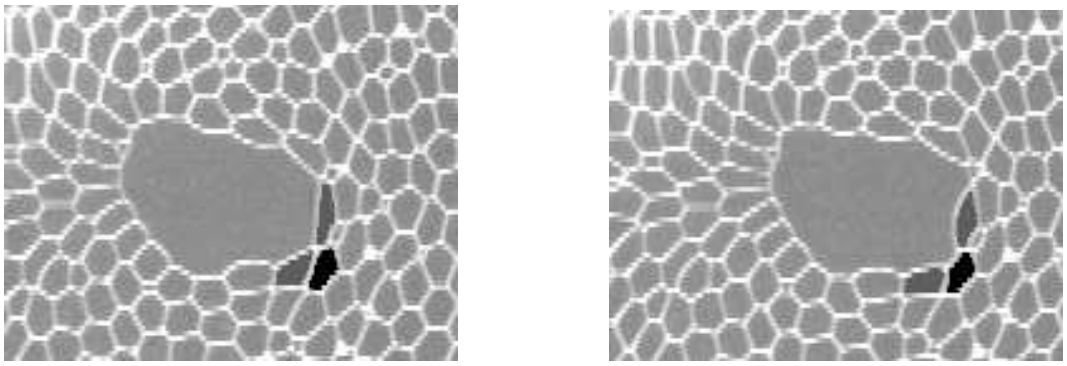

FIG. 4.1 – *Images brutes illustrant la migration d'une grosse bulle (1/16 du champ total de la caméra). Quelques bulles ont été grisées pour permettre leur suivi entre les deux images successives (séparées par 120ms). L'écoulement se fait globalement vers la droite, et la grosse bulle migre entre les petites bulles, sans provoquer de ruptures de film.*

L'écoulement d'une mousse 2D polydisperse en cellule de Hele-Shaw est très inhomogène : les bulles avancent avec des vitesses qui dépendent essentiellement de leur taille, les plus grosses migrant beaucoup plus vite que les plus petites (voir Fig. 4.1). Ce phénomène, observé pour la première fois durant la thèse de O. Lordereau [74], fait intervenir les aspects visqueux, élastiques et plastiques discutés précédemment. La force visqueuse aux parois, essentiellement localisée le long des bords de Plateau, est moins importante au niveau des grosses bulles. Ces dernières ont donc tendance, pour un même gradient de pression, à avancer plus rapidement que le flot moyen. Néanmoins, établir un champ de vitesse inhomogène nécessite de déformer le réseau de film, ce qui induit une réponse élastique de la mousse qui tend à préserver l'écoulement bouchon. Schématiquement, l'écoulement résulte donc d'une compétition entre les

effets visqueux, conduisant à un écoulement inhomogène, et les effets élastiques cherchant à préserver l'écoulement en bloc de la structure d'équilibre. La transition entre les deux comportements se produit pour une vitesse critique v_{th}, au-delà de laquelle le seuil plastique est atteind et les effets visqueux deviennent dominants.

Nous ne sommes pas arrivés à une description statistique satisfaisante du champ de vitesse d'une mousse polydisperse, mais nous sommes parvenus à une bonne compréhension du mouvement d'une grosse bulle unique dans un flot monodisperse, qui en est la brique élémentaire. Nous avons pour cela développé en parallèle l'expérience, les simulations numériques basées sur une description individuelle des bulles dans une géométrie simplifiée et une approche analytique basée sur un milieu continu où les bulles n'apparaissent plus explicitement. La figure 4.2 illustre le très bon accord que nous avons obtenu entre ces trois approches [**9, 10, 11**].

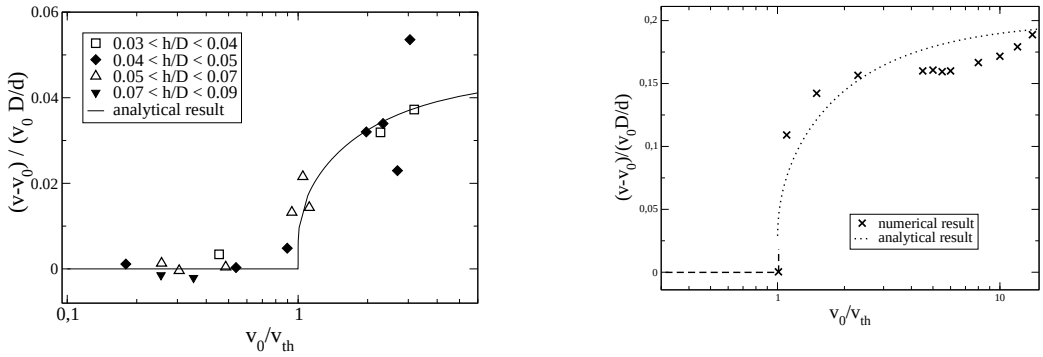

FIG. 4.2 – *Vitesse relative d'une grosse bulle en fonction de son diamètre caractéristique D, de la vitesse moyenne v_0 de la mousse monodisperse dans laquelle elle se déplace et de la taille des bulles d. (a) Résultats expérimentaux. (b) Résultats numériques ($D/d = 3$). Pour une vitesse v_0 inférieure à une vitesse seuil $v_{th}(D)$, la grosse bulle avance à la vitesse du flot (écoulement bouchon), mais aux vitesses plus grandes, elle migre plus vite que l'écoulement moyen. Toutes ces courbes se superposent sur une courbe maitresse prédite analytiquement (eq. 4.1), à un facteur multiplicatif près. Ce facteur vaut 0.04 pour la figure (a) et 0.07 pour la figure (b).*

4.1 Cellule d'écoulement 2D

La cellule dont nous disposons est à notre connaissance la plus grande utilisée pour des écoulements de mousse. Son fonctionnement est détaillé fig. 4.3. La mousse est piégée entre deux plaques de verre et forme une seule couche de

bulles, ce qui permet uen visualisation complète. Une originalité de notre montage est l'utilisation d'un laser pour évaporer des films *in situ* et ainsi créer des défauts de structure controlés. Nous avons travaillé avec des mousses stables de produit vaisselle ou de SDS (3g/L) et glycérol (10%). Les ruptures de film sont ainsi très rares, sauf à des vitesses supérieures à la dizaine de cm/s. Les images sont traitées par le logiciel Visilog, pour nous avons développé un code permettant de reconnnaitre les bulles individuelles, de les suivre d'une image à l'autre et de répérer les changements de connectivité entre bulles. Les champs de vitesses et la localisation des T1 ainsi obtenus n'ont pas encore été exploités quantitativement et ne seront pas abordés dans ce manuscript.

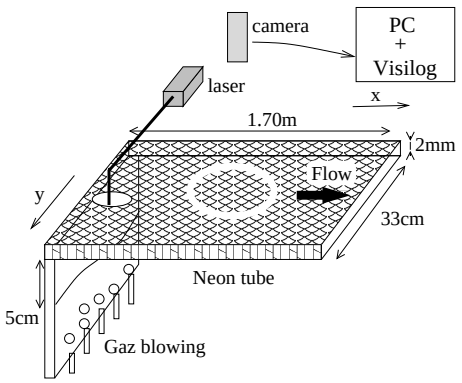

FIG. 4.3 – *Schéma de la cellule d'écoulement. La mousse est produite par bullage à flux contrôlé dans la partie verticale de la cellule, puis drainée sur une hauteur ajustable. En amont de la partie horizontale, un laser pulsé de forte énergie est focalisé entre les plaques pour évaporer les films souhaités. L'écoulement de la mousse est filmé par dessus un peu plus en aval.*

Un écoulement bouchon est obtenu avec les mousses monodisperses, et les parois latérales de la cellule ont un effet négligeable. En présence d'une grosse bulle, notre paramètre principal est la vitesse relative de la grosse bulle $(v - v_0)/v_0$. Elle est nulle pour des valeurs de vitesse moyenne v_0 inférieures à une vitesse seuil qui vaut $v_{th} \sim \gamma h/(\lambda D)$ dans le cas simple d'une force visqueuse linéaire en vitesse ($f = \lambda v$, avec λ une viscosité effective) et d'une taille de grosse bulle D très grande devant la taille des petites bulles d. La tension de surface est γ. Aux vitesses plus importantes, la migration de la grosse bulle se fait par une succession de T1 séparant les petites bulles à l'avant et les remettant en contact à l'arrière (voir Fig. 4.1). Nous avons essentiellement fait varier les paramètres v_0 et D, dans la gamme présentée sur la figure 4.4. Les vitesses plus élevées conduisent à des ruptures et, pour des grosses bulles plus grandes, la forme de son contour devient instable et on retrouve l'instabilité de Saffman Taylor déjà étudiée avec des mousses bi- ou tri- dimensionnelles [83, 72, 99]. Un paramètre important, que nous avons fait varier numériquement, est la fraction liquide. Ce paramètre est difficile à contrôler avec notre montage. Il varie légèrement avec la hauteur de drainage dans la partie verticale de la cellule et avec le débit de mousse et il doit pouvoir être mesuré par analyse précise des flux de liquide et de gaz dans la cellule.

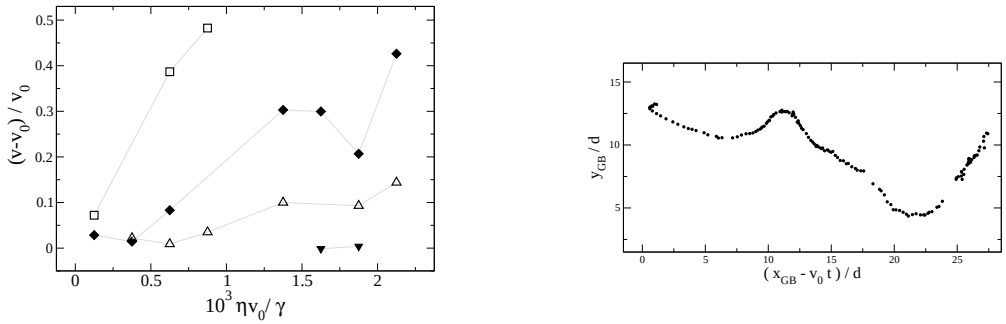

FIG. 4.4 – *(a) Vitesse relative d'une grosse bulle en fonction de la vitesse moyenne v_0 de la mousse monodisperse dans laquelle elle se déplace. Le rapport h/D varie entre 0.03 pour les carrés et 0.09 pour les triangles pleins. Pour une vitesse v_0 inférieure à une vitesse seuil $v_{th}(D)$, la grosse bulle avance à la vitesse du flot (écoulement bouchon), mais aux vitesses plus grandes, elle migre plus vite que l'écoulement moyen. Toutes ces courbes se superposent sur une courbe maitresse présentée Fig. 4.2. (b) Exemple de trajectoire obtenue, représentée dans le référentiel du flot moyen. Une étude préliminaire a montré que les larges fluctuations de la grosse bulle sont de nature diffusive.*

4.2 Simulation numérique

Les simulations numériques nous ont permis d'identifier les ingrédients minimaux à l'origine du comportement de la mousse. Nous avons pour cela choisi le modèle le plus simple possible conservant une description individuelle des bulles. Les variables utilisées sont les positions des sommets, reliés entre eux par des segments de droites [82]. Nous tenons compte d'une tension de surface constante γ, d'une force visqueuse aux parois proportionnelle à la longueur de l'arrête en mouvement et à sa vitesse [45], et des pressions dans chaque bulle. Les pressions sont déterminées avec une hypothèse de très faible compressibilité et s'expriment donc simplement en fonction de l'écart entre le volume réel de la bulle et son volume au repos, prescrit *a priori*. Notre algorithme est itératif en temps, à partir d'une structure de mousse initiale. Toutes les forces exercées sur les trois demi arrêtes adjacentes à un sommet sont attribuées à ce sommet (voir Fig. 4.5). La force totale s'annulle à chaque instant car l'inertie est négligeable : la vitesse de chaque sommet est ainsi une fonction explicite de la géométrie de la mousse. Le mouvement est engendré par le déplacement d'une ligne de bulle et les vitesses de tous les autres sommets sont ensuite déterminées en calculant la force visqueuse et en en déduisant la vitesse. Si la longeur d'une arrête s'annulle lors du déplacement des sommets, un T1 modifie la connectivité du réseau.

Avec une grosse bulle dans une mousse monodisperse désordonnée, obtenue

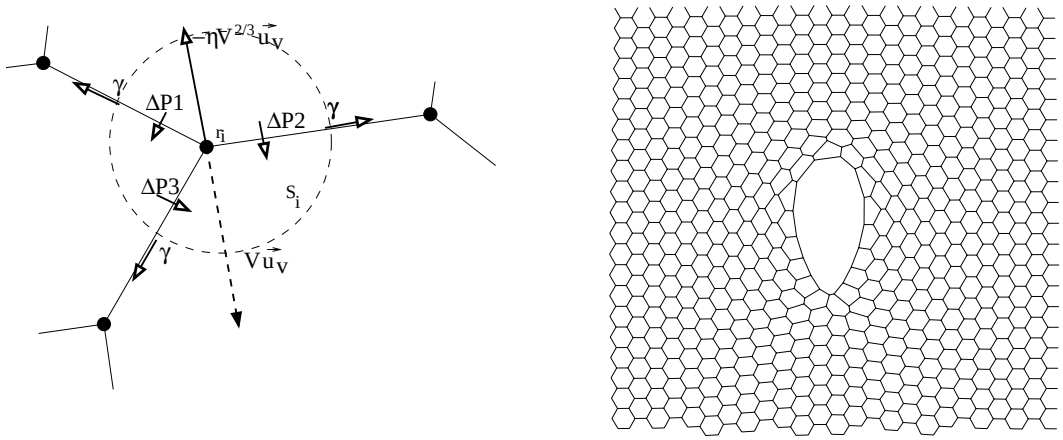

FIG. 4.5 – *(a) Forces prises en compte dans le modèle numérique. (b) Exemple de structure obtenue en régime stationnaire de migration (la mousse se déplace vers le haut). La structure en nid d'abeille se reconstitue sans défaut après le passage de la grosse bulle et on s'affranchit ainsi des effets du désordre.*

par tesselation de Voronoi, nous obtenons un très bon accord qualitatif avec l'expérience : présence d'un seuil de vitesse de migration, fluctuations de la trajectoire de la grosse bulle d'amplitude et de longueur d'onde comparables, couplage entre la forme adoptée par la grosse bulle et la direction de sa vitesse... La trajectoire obtenue étant très variable en fonction du désordre rencontré par la grosse bulle, des statistiques faites sur un grand nombre de simulations auraient été nécessaires pour obtenir des comparaisons quantitatives. Nous avons préféré utiliser une mousse en nid d'abeille comme condition initiale, et faire varier plus de paramètres. Dans ce cas un déplacement rectiligne est obtenu, avec une vitesse de la grosse bulle reproductible. Nous avons fait varier la vitesse du flot, la fraction liquide, et la taille de la cellule. La variation de la vitesse du flot équivaut à une variation du rapport entre la viscosité effective et la tension de surface. Nous obtenons des résultats en très bon accord avec les observations expérimentales (voir Fig. 4.2). La fraction liquide, reliée numériquement à la taille minimale d'un bord de Plateau avant T1, modifie le seuil plastique de la mousse [87] et donc la vitesse seuil de migration. Finalement nous avons vérifié que la taille de la cellule ne jouait pas de rôle important, à partir d'une largeur d'une trentaine de petites bulle, malgré des effets d'élasticité bidimensionnelle à très longue portée.

Une simulation en modèle de Potts est récemment venue confirmer nos

prédictions, et démontre en particulier que la nature de la dissipation importe peu, à partir du moment où elle croit avec la vitesse et où elle est localisée le long des bords de Plateau [93].

4.3 Modèle milieu continu

Le frottement des bords de Plateau sur les parois lorsque la mousse s'écoule est à l'origine de la perte de charge dans la cellule. Pour une mousse monodisperse, le gradient de pression est linéaire et proportionnel à la densité de bords de Plateau, c'est à dire à l'inverse de la taille des bulles. Une grosse bulle, vue comme un défaut au sein de cette mousse en écoulement, présente une densité locale de films beaucoup plus faible, et la résultante des forces de pression qu'elle subit n'est donc pas compensée par les forces visqueuses. Par un calcul similaire à la détermination de la force d'Archimède, on montre que cette force de pression, à l'origine de la migration de la grosse bulle, est proportionelle à la surface de la grosse bulle et à l'amplitude des forces visqueuses et est dirigée vers l'aval. La grosse bulle amorce son déplacement au sein de la structure de la mousse et induit de ce fait une force de réaction élastique de la part du réseau de film. À basse vitesse, une nouvelle position d'équilibre est trouvée, mais à haute vitesse le seuil plastique de la mousse est atteind et la grosse bulle migre.

Très peu d'ingrédients sont nécessaires pour mettre en équation le scénario proposé ci-dessus : une force visqueuse qui, exprimée par unité de surface, vaut par exemple $-\lambda \mathbf{v}/d$ dans la mousse monodisperse (ou toute autre loi de puissance en v, plus proche de la réalité), un module de cisaillement élastique et une contrainte seuil. Les deux hypothèses importantes que nous avons utilisées pour pouvoir résoudre entièrement la problème sont les suivantes : (i) la plasticité est localisée au voisinage immédiat de la grosse bulle. Celle ci avance par un effet "fermeture éclair", sans provoquer de changement de vitesse notable pour les petites bulles. Cette hypothèse serait à préciser dans des travaux ultérieurs car un sillage de petites bulles, emportées par la grosse bulle est souvent observé expérimentalement. (ii) La grosse bulle reste de forme quasi circulaire, ce qui permet de calculer les contraintes élastiques induites par son déplacement. Là encore des progrès pourraient être fait avec la prise en compte d'une ellipticité. Sous le seuil de migration toutes les bulles vont à la même vitesse et la force élastique due au réseau compense la force motrice. La valeur seuil de vitesse est celle pour laquelle la contrainte atteind le seuil plastique en un point de la mousse. Aux vitesses plus élevées, les films immédiatement au contact de la grosse bulle adaptent leur vitesse pour assurer la balance de force. Il faut alors tenir compte des fluctuations temporelles de la force élastique, de même nature que celles observées avec l'expérience de Stokes, pour obtenir la

loi de comportement :

$$\frac{< v - v_0 >}{v_0 D/d} = \frac{-v_{th}/v_0}{ln\left(1 - \frac{v_{th}}{v_0}\right)} \tag{4.1}$$

Le bon accord avec les simulations numériques et les expériences donnent du poids à cette vision d'un milieu élastique qui réussit à s'écouler grâce à des transformations plastiques successives qui modifient le champ de contrainte. Cette approche a déjà été utilisée avec succès par Kabla et Debregeas pour expliquer la présence de bandes de cisaillement dans une mousse 2D quasistatique [57]. Elle permet de prendre en compte explicitement les inhomogénités spatiales et temporelles du milieu qui alterne des charges élastiques et des relaxations plastiques, éventuellement couplées entre elles via le champ de déformation du réseau.

4.4 Vers des écoulements polydisperses ?

Pour une distribution continue de taille de bulles, le flot devient très inhomogène, les bulles les plus grosses s'organisent en colonnes orientées dans la direction du flot et les bulles les plus petites forment des ilôts pratiquement immobiles piégés dans la cellule. Les fluctuations spatio-temporelles du champ de vitesse dominent alors largement la vitesse moyenne d'écoulement. La ségrégation de taille est induite par l'écoulement, ce qui a été démontré récemment avec une mousse bidisperse dont les grosses bulles sont minoritaires et initialement bien réparties [**11**]. Dans le cas réellement polydisperse, les interactions entre les bulles de différentes tailles n'ont pas pu être mesurées, car notre système de production de mousse induit lui même une ségrégation. Une bonne condition initiale, donnant une polydispersité et des corrélations spatiales de bulles de même taille contrôlées et reproductibles, serait une mousse ayant vieilli par disproportionnement et ayant atteint le régime invariant d'échelle, mais le phénomène est trop lent pour être véritablement exploité. Notre cellule devra donc être équipée d'un mélangeur efficace pour poursuivre cette étude.

Chapitre 5

Vieillissement d'une mousse liquide

Les mousses liquides vieillissent essentiellement selon trois processus, sur des échelles de temps très variables : (i) la rupture des films , (ii) la diffusion du gaz au travers de ces films induisant la disparition des plus petites bulles et (iii) le drainage de la phase liquide sous l'effet de la gravité. Les deux premiers effets changent la structure de la mousse et tendent à augmenter le volume moyen des bulles. Le drainage ne modifie pas directement cette structure mais influence fortement les deux premiers processus de vieillissement et est donc également impliqué dans les processus de disparition des mousses. Les effets couplés entre le vieillissement et la rhéologie sont importants et nous avons cherché à nous en affranchir dans les expériences présentées aux chapitres précédents, en particulier pour avoir une taille de bulle et une fraction liquide constante. La nature de la solution moussante a été choisie pour la stabilité des mousses qu'elle produit et elle n'a pratiquement pas été modifiée au cours de toutes les expériences que nous avons effectuées.

Nous nous sommes néanmoins intéressés ponctuellement, dans le cadre de collaborations, à deux modes d'évolution de la mousse : l'amincissement d'un film isolé, d'un état d'équilibre vers un autre (paragraphe 5.1) et le vieillissement par diffusion gazeuse (paragraphe 5.2).

5.1 Épaisseur et stabilité des films

La pression de disjonction, responsable de la stabilité des films à l'équilibre, résulte de multiples contributions qui sont décrites dans les situations les plus simples par le modèle DLVO [32]. À très courte portée, on trouve les forces de répulsion stérique, modélisées généralement par un terme en $1/h^9$, qui fixe l'épaisseur minimale du film. La répulsion entropique entre les nuages ioniques situés au voisinage des monocouches décroit exponentiellement avec h, sur la distance caractéristique fixée par la longueur de Debye. Finalement, il faut

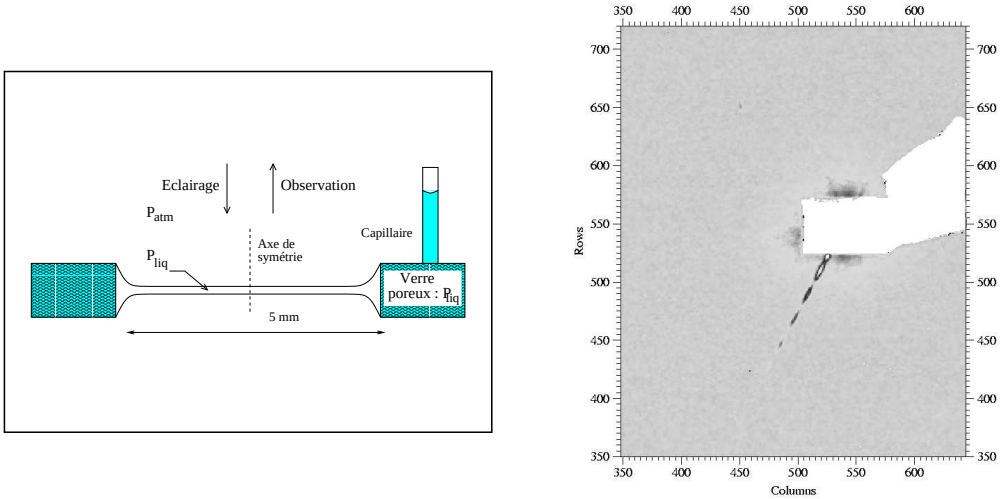

FIG. 5.1 – *(a) Schéma de principe de la Thin Film Balance [80]. Le film mince de quelques mm de diamètre est formé sur un cadre en verre poreux, connecté à un capillaire permettant de contrôler la pression dans la phase liquide. L'analyse des franges d'interférences obtenues par réflection donnent accès à une carte de l'épaisseur du film. (b) Figure de diffraction d'une mousse sèche obtenue par rayonnement synchrotron (ESRF). Au sein d'une mousse d'une dizaine de bulles d'épaisseur, un seul film est en position de réflectivité et produit le "spike" visible sur l'image. Les oscillations donnent accès à l'épaisseur du film.*

également tenir compte de la force attractive de Van der Waals, en $1/h^3$ [7]. Selon la nature des surfactants et la valeur de la surpression appliquée au film, une ou plusieurs épaisseurs d'équilibre peuvent exister : le film le plus fin est appelé film noir de Newton, et le plus épais film noir commun (voir Fig.5.2). Des minima plus nombreux peuvent être observés en présence de polymères [69].

Le mode de vieillissement des films minces sur lequel nous avons travaillé est le passage d'un film noir commun métastable à un film noir de Newton, plus stable [40],[**17**]. Dans ce cas, l'évolution du film se fait par activation thermique et nucléation à partir d'une fluctuation critique, avec une probabilité de transition qui décroit exponentiellement avec la barrière énergétique à franchir [68] (voir Fig. 5.2). La détermination analytique et numérique de la forme de cette fluctuation critique et de son énergie, à partir d'une expression de la pression de disjonction de type DLVO, nous a permis d'expliquer qualitativement la distribution des temps de vie du film noir commun, avant son saut vers un film noir de Newton, obtenue expérimentalement par V. Castelletto et D. Bonn.

Cet amincissement ne doit pas être vu comme un chemin vers la rupture, car le film de Newton peut présenter une grande stabilité. De plus, il est probable que les effets statiques soient négligeables dans la coalescence de bulles au

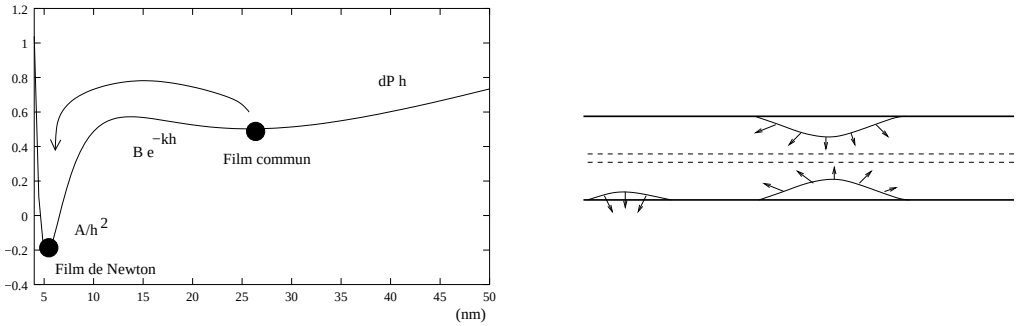

FIG. 5.2 – *(a) Double puits d'énergie d'un film d'épaisseur uniforme. (b) Schématisation des fluctuations thermiques permettant de franchir la barrière de potentiel. Les plus petites fluctuations régressent du fait de la tension de surface et de la répulsion entre interface, les plus importantes pénètrent dans le bassin d'attraction du film noir de Newton et conduisent à la transition. La hauteur de la barrière énergétique est donnée par l'énergie de la fluctuation critique, point col entre les deux bassins d'attraction.*

sein d'une mousse sèche 3D [78, 16]. Il est donc important de pouvoir mesurer les épaisseurs de film *in situ*, dans une situation dynamique de drainage par exemple. La technique de mesure mise au point par M. Axelos et J. Etrillard apparaît dans ce cadre comme un excellent outil. Dans une mousse suffisamment sèche et avec une épaisseur de l'ordre de quelques dizaines de bulles, la diffraction d'un faisceau de neutrons ou de rayon X synchrotron est mesurée aux petits angles. Seule la réflectivité contribue significativement au signal, et impose une orientation précise aux films : seuls quelques films sont ainsi sélectionnés dans la mousse et produisent des *spikes* oscillants permettant de remonter à leur épaisseur (Fig. 5.1(b)) [5], [**39**].

5.2 Vieillissement par diffusion gazeuse

Le vieillissement d'une mousse 2D par diffusion gazeuse a fait l'objet d'une grande partie de la thèse de O. Lordereau [74]. Cette activité s'est poursuivie dans notre groupe en dimension 3 grâce aux expériences de tomographie X menées à l'ESRF et est maintenant menée principalement par J. Lambert.

La loi de Laplace pour des bulles isolées implique que les bulles les plus petites sont en surpression par rapport aux bulles les plus grosses. Dans une mousse sèche bidimensionnelle, la loi de von Neumann prédit que c'est le nombre de voisins n d'une bulle qui détermine sa tendance à gagner ou à perdre du gaz, et non son volume (ou sa surface A, en 2D) :

$$dA/dt = D(n-6)\ . \tag{5.1}$$

Cette loi exacte et déterministe prédit le gonflement des bulles à plus de 6 côtés

et la disparition progressives des bulles à moins de 6 côtés. Elle conduit pourtant à une dynamique de vieillissement complexe. En effet, l'évolution de la variable "nombre de voisins" se fait au hasard des transformations T1 et est difficile à prédire théoriquement. Les simulations numériques et les expériences 2D mettent en évidence, après un régime transitoire, l'apparition d'une organisation universelle (distribution des nombres de voisins, corrélations ...) qui évolue au temps longs par simple changement d'échelle. L'existence de l'équivalent de la loi de von Neuman et d'un régime invariant d'échelle en dimension 3 est une question ouverte qui a suscité de nombreux travaux expérimentaux, théoriques et numériques [86, 77, 44, 49, 56, 103, 65].

La technique expérimentale la plus efficace pour visualiser la structure d'une mousse 3D est la tomographie par rayonnememt synchrotron [**66**]. L'absorption des rayons X par le milieu traversé est mesurée dans plusieurs centaines de directions par rotation de la cellule de mesure devant un détecteur 2D placé sur la trajectoire du faisceau incident. La combinaison de ces différentes "ombres" permet d'obtenir une carte 3D du coefficient d'absorption des rayons X avec une résolution de l'ordre de $(10\ \mu\text{m})^3$. La résolution temporelle, limitée par le temps de rotation de la cellule et par l'enregistrement des données numériques, est de l'ordre de la dizaine de secondes. Cette technique est donc utilisable pour le suivi de processus dynamiques avec des vitesses caractéristiques inférieures au μm/s.

Une difficulté importante est de reconstruire la structure complète de la mousse à partir de données partielles dans lesquelles, en particulier, les films fins séparant les bulles sont absents ou incomplets. Durant mon séjour dans le groupe de J. Glazier, j'ai participé à la mise au point d'une méthode de reconstruction basée sur le modèle de Potts [104]. À partir de données expérimentales en niveaux de gris, les centres des bulles sont déterminés sur l'image comme les points les plus éloignés de tout pixel clair (phase liquide). Une reconstruction numérique de la mousse est alors effectuée en attribuant à chaque point d'un réseau un "spin", une bulle étant un ensemble de points de même spin. Initialement, quelques spins identiques sont placés aux points du réseau correspondant aux centres des bulles, et la croissance de ces germes, de spins tous différents, est induite par un algorithme de Monte-Carlo jusqu'à remplir entièrement l'espace. L'hamiltonien utilisé contient principalement un terme de tension de surface et de pression. L'accord avec la mousse expérimentale est obtenu en modulant la valeur de la tension de surface en un point du réseau en fonction du niveau de gris coincidant sur l'image initiale : plus le pixel est clair (phase liquide), moins il est couteux énergétiquement de placer une interface à cet endroit du réseau.

Étant donné la très bonne qualité des images que nous avons obtenues (voir Fig. 5.3(a)), cette méthode s'est en pratique avérée moins efficace qu'une segmentation directe à partir de l'image expérimentale avec un logiciel commercial (Aphélion). Elle reste néanmoins un excellent candidat pour obtenir

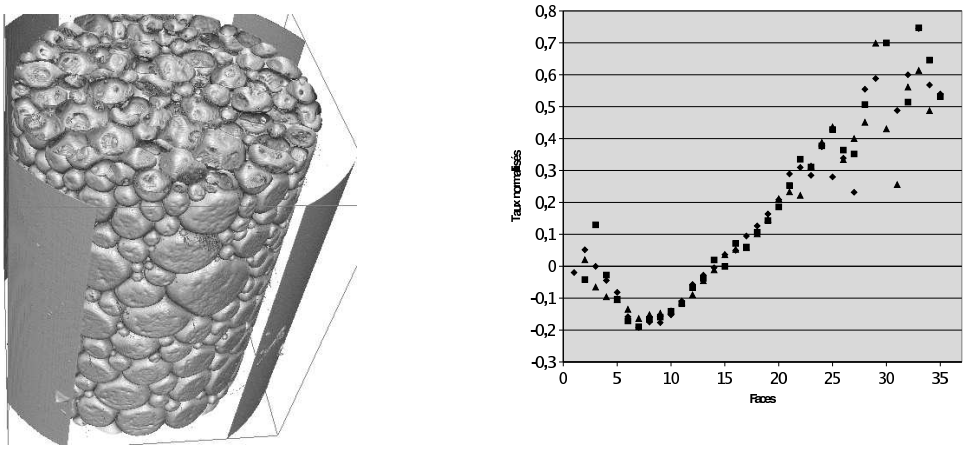

FIG. 5.3 – *(gauche) Visualisation d'une mousse 3D par tomographie X. (droite) Évolution du volume réduit d'une bulle en fonction de son nombre de faces, pour différentes étapes du vieillissement.*

précisément les valeurs des courbures des films et des pressions dans les bulles auxquelles nous n'avons pas accès pour l'instant. Les premiers résultats que nous avons obtenus portent sur l'équivalent d'une loi de Von Neumann à trois dimensions, c'est-à-dire l'évolution temporelle du volume d'une bulle en fonction de son nombre de faces (voir fig. 5.3(b)).

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

La contribution la plus importante de mon travail sur les mousses 2D a sans doute été de participer, en partie grâce à mes compétences en hydrodynamique acquises en thèse, à l'évolution de la problématique vers des régimes d'écoulement non quasi-statiques, où la valeur de la vitesse est un paramètre clé du problème.

Différents types d'écoulements ont ainsi été abordés avec une approche purement mécanique, basée sur un milieu continu élastique, un seuil plastique et dans le cas 2D une force visqueuse extérieure. La prise en compte des inhomogénéités spatiales du champ de contrainte élastique et des inhomogénéités temporelles liées à la succession des charges élastiques et relaxations plastiques s'est avérée très fructueuse pour prédire les comportements moyens du milieu : vitesse moyenne de la grosse bulle au sein de la mousse monodisperse dans l'écoulement de Hele-Shaw ; force moyenne sur la bille, pente des charges élastiques, valeur moyenne des sauts de forces dans l'expérience de Stokes. Cette vision simple a apporté un début de réponse au problème de la détermination des comportements macroscopiques à partir de la structure microscopique. A vrai dire, la prise en compte du désordre et du bruit dynamique, qui était un des objectifs annoncés en introduction, a été prudemment contourné dans toute cette étude. Des questions et des exemples précis ont néanmoins émmergé et devraient nous permettre d'aborder de façon concrète cette question difficile. Cela constitue la première partie du projet de recherche détaillé ci dessous. Notre étude de l'hydrodynamique à l'échelle du film a également ouvert de nombreuses perspectives : le gonflement des films en écoulement est encore mal compris, en particulier au sein d'une mousse 3D, et joue probablement un rôle clé dans de nombreux phénomènes physiques : dissipation visqueuse dans les écoulements 3D, dilatance et apparition de bandes de cisaillement, stabilité des films pendant la phase de drainage. Le dernier point du projet concerne un élargissement à d'autres fluides complexes, en particulier les milieux granulaires.

6.1 Rôle du désordre

Le stage de Master 2 de C. Poloni a porté sur les fluctuations de la trajectoire d'une grosse bulle dans la cellule de Hele-Shaw et les résultats préliminaires témoignent d'un comportement diffusif autour de la trajectoire moyenne. Nos simulations numériques donnent des résultats très similaires : une marche aléatoire avec une distance de décorrélation de l'ordre de 10 petites bulles. Peut on retrouver dans la structure aléatoire de la mousse la trace d'organisations particulières, avec un seuil plastique local plus élevé ? Y a t'il des structures cristallines à petite échelle conduisant à des directions de propagation de la grosse bulle plus favorables ?

Pour aborder le problème du bruit et des fluctuations, l'expérience de Stokes est sans doute plus facile à mettre en œuvre dans un premier temps, car les données expérimentales sont plus faciles à obtenir. Nos mesures ont par exemple mis en évidence une différence qualitative entre les mousses jeunes, sans dynamique propre au repos, et les mousses en situation de disproportionnement, dans lesquelles les T1 dus à l'écoulement deviennent minoritaires. Elles présentent respectivement des distributions de sauts de forces exponentielle et en loi de puissance. Peut on identifier la quantité de T1 produits au repos avec une amplitude de bruit dynamique ? Comment varie la distribution spatiale et temporelle de la plasticité en fonction de cette variable ? Ces résultats peuvent ils être interprétés de façon quantitative à partir des modèles développés par Cates *et al* [97, 18] ?

6.2 Gonflement des films

Le problème du gonflement des films sous l'effet d'un écoulement est plus spécifique aux mousses et aux émulsions et concerne l'échelle locale d'une ou de quelques bulles. Une simple visualisation des couleurs interférentielles permet de se convaincre que les films de mouillage sur les plaques de la cellule de Hele-Shaw, ainsi que les films perpendiculaires à ces plaques, ont une dynamique très riche pendant l'écoulement, avec des épaisseurs de l'ordre du micron. Ils relaxent vers un film noir dès que l'écoulement est interrompu. Nous souhaitons mesurer l'épaisseur des films en écoulement par interférométrie optique ou par réfectivité de neutrons et de rayons X. Les profils d'épaisseur des films de mouillage sont directement reliés aux forces visqueuses aux parois, et leur détermination précise permettrait de conclure sur l'influence de la dynamique propre des monocouches de surfactants. D'une façon générale, une compréhension plus fine de la valeur de ces forces viqueuses nécessitera un meilleur contrôle de la physico-chimie de la mousse, qui a été très peu abordée dans nos travaux.

Les forces visqueuses en volume, liées au frottement d'une bulle sur une autre, sont probablement de même nature que les forces aux parois, mais elles

sont plus difficiles à déterminer expérimentalement. La mesure des temps de relaxation vers l'équilibre après une perturbation devrait permettre de progresser dans cette direction, mais cela necessite un accès précis à la structure d'une mousse, loin des parois. Le temps de relaxation après un T1 a déjà été exploité dans ce sens par Durand *et al* [35].

6.3 Relation avec les écoulements granulaires

La comparaison avec les phénomènes observés dans d'autres fluides complexes, en particulier les milieux granulaires, fait également partie de mes projets. Une collaboration avec l'équipe de J. Jenkins et un séjour probable dans son groupe devrait être l'occasion de développer ce sujet. Nous souhaitons en particulier travailler sur la réponse d'un lit de grain à l'impact rapide d'un grain identique à ceux du lit [81]. De nombreuses questions sont communes au problème de l'écoulement de Stokes dans une mousse et à ce problème d'impact, en particulier la profondeur de pénétration de la perturbation autour de l'obstacle et l'influence du désordre et de la stabilité initiale de l'empilement de bulles ou de grains.

Bibliographie

[1] Abkarian, M., C. Lartigue, and A. Viallat, *Tank treading and unbinding of deformable vesicles in shear flow : Determination of the lift force*, Phys. Rev. Lett. **88**, 068103 (2002).

[2] Aboav, D. A., *The arrangement of cells in a net*, Metallography **13**, 43 (1980).

[3] Asipauskas, M., M. Aubouy, J. A. Glazier, F. Graner, and Y. Jiang, *A texture tensor to quantify deformations : the example of two-dimensional flowing foam*, Granular Matter **5**, 71 (2003).

[4] Aubouy, M., Y. Jiang, J. A. Glazier, and F. Graner, *A texture tensor to quantify deformations*, Granular Matter **5**, 67 (2003).

[5] Axelos, M. and F. Boué, Langmuir **19**, 6598 (2003).

[6] Barigou, M. and J. F. Davidson, *The fluid mechanics of the soap film meter*, Chem. Eng. Sci. **48**, 2587 (1993).

[7] Bergeron, V., *Forces and structure in thin liquid soap films*, J. Phys. : Condens. Matter **11**, R215 (1999).

[8] Bretherton, F. P., *The motion of long bubbles in tubes*, J. Fluid Mech. **10**, 166 (1961).

[9] Cantat, I. and R. Delannay, *Dynamical transition induced by large bubbles in 2D foam flows*, Phys. Rev. E **67**, 031501 (2003).

[10] Cantat, I. and R. Delannay, *Dissipative flow of 2D foams*, Eur. Phys. J. E **18**, 55 (2005).

[11] Cantat, I. and R. Delannay, *Experimental evidence of flow destabilization in a 2D bidisperse foam*, preprint (2005).

[12] Cantat, I., N. Kern, and R. Delannay, *Dissipation in foam flowing through narrow channels*, Europhys. Lett. **65**, 726 (2004).

[13] Cantat, I. and C. Misbah, *Lift force and unbinding transition of vesicles under shear flows*, Phys. Rev. Lett. **83**, 880 (1999).

[14] Cantat, I. and O. Pitois, *Mechanical probing of liquid foam aging*, J. Phys. : Condens. Matter **17**, 3455 (2005).

[15] Cantat, I. and O. Pitois, *Stokes experiment in a liquid foam*, preprint (2005).

[16] Carrier, V. and A. Colin, *Coalescence in draining foams*, Langmuir **19**, 4535 (2003).

[17] Castelletto, V., I. Cantat, D. Sarker, R. Bausch, D. Bonn, and J. Meunier, *Stability of soap films : hysteresis and nucleation of black films*, Phys. Rev. Lett. **90**, 048302 (2003). Comment by C. Stubenrauch, D. Langevin and D. Exerowa, Phys. Rev. Lett. **95**, 088901 (2005). Reply by D. Bonn and J. Meunier, Phys. Rev. Lett. **95**, 088902 (2005).

[18] Cates, M. E. and P. Sollich, *Tensorial constitutive models for disordered foams, dense emulsions and other soft nonergodic materials*, Journal of Rheology **48**, 193 (2004).

[19] Chambers, K. T. and C. J. Radke, *Capillary phenomena in foam flow through porous media*, in *Interfacial phenomena in petroleum recovery*, edited by Morrow, N. R. (M. Dekker, New-York, 2000), pp. 191–255.

[20] Cloetens, P., W. Ludwig, E. Boller, F. Peyrin, M. Schlenker, and J. Baruchel, *3D imaging using coherent synchrotron radiation*, Image Anal. Stereol. **21**, 75 (2002).

[21] Cohen-Addad, S., H. Hoballah, and R. Höhler, *Viscoelastic response of a coarsening foam*, Phys. Rev. E **57**, 6897 (1998).

[22] Cohen-Addad, S. and R. Höhler, *Bubble dynamics relaxation in acqeous foam probed by multispeckle diffusiong waves spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **86**, 4700 (2001).

[23] Coughlin, M. F., E. P. Ingenito, and D. Stamenović, *Static shear modulus of gas-liquid foam determined by the punch indentation test*, J. Colloid Interface Sci. **181**, 661 (1996).

[24] Cox, S. J., M. D. Alonso, S. Hutzler, and D. Weaire, *The Stokes experiment in a foam*, in *Foams, emulsions and their applications* (MIT-Verlag, Bremen, 2000), pp. 282–289.

[25] Cubaud, T. and C.-M. Ho, *Transport of bubbles in square microchannels*, Physics of Fluids **16**, 4575 (2004).

[26] de Bruyn, J. R., *Transient and steady state drag in foam*, Rheol. Acta **44**, 150 (2004).

[27] Debregeas, G., H. Tabuteau, and J.-M. diMeglio, *Deformation and flow of a two dimensionnal foam under continuous shear*, Phys. Rev. Lett. **87**, 178305 (2001).

[28] Delannay, R. and G. L. Caër, *Topological characteristics of 2D cellular structures generated by fragmentation*, Phys. Rev. Lett. **73**, 1553 (2005).

[29] Denkov, N. D., V. Subramanian, D. Gurovich, and A. Lips, *wall slip and viscous dissipation in sheared foams : Effect of surface mobility*, Colloid. Surf. A **263**, 129 (2005).

[30] Dennin, M., *Velocity fluctuations in a slowly sheared bubble raft*, preprint (2005).

[31] Dennin, M. and C. M. Knobler, *Experimental Studies of Bubble Dynamics in a Slowly Driven Monolayer Foam*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2485 (1997).

[32] Derjaguin, B. V., *Theory of stability of colloids and thin films* (Consultants bureau, New-York, 1989).

[33] Dollet, B., M. Aubouy, and F. Graner, *Anti-inertial lift in foams : a signature of the elasticity of complex fluids*, Phys. Rev. Lett. **95**, 168303 (2005).

[34] Dollet, B., F. Elias, C. Quilliet, C. Raufaste, M. Aubouy, and F. Graner, *Two-dimensional flow of foam around an obstacle : Force measurements*, Phys. Rev. E **71**, 031403 (2005).

[35] Durand, M., unpublished.

[36] Durand, M. and D. Langevin, *Physicochemical approach to the theory of foam drainage*, Eur. Phys. J. E **7**, 35 (2002).

[37] Durian, D. J., *Bubble-scale model of foam mechanics : Melting, nonlinear behavior and avalanches*, Phys. Rev. E **55**, 1739 (1997).

[38] Durian, D. J., D. A. Weitz, and D. J. Pine, *Multiple light-scattering probes of foam structure and dynamics*, Science **252**, 686 (1991).

[39] Etrillard, J., M. Axelos, I. Cantat, F. Artzner, A. Renault, A. Weiss, R. Delannay, and F. Boué, *In-situ investigations on organic foam films using neutron and synchrotron radiation*, Langmuir **21**, 2229 (2005).

[40] Exerowa, D. and P. M. Kruglyakov, *Foam and Foam films - Theory, Experiment, Application* (Elsevier, Amsterdam, 1998).

[41] Fortes, M. A., P. Texeira, and M. F. Vaz, *Distribution of film orientations in free and strained foams*, Phys. Rev. Lett. **89**, 278302 (2002).

[42] Ganàn-Calvo, A. M. and J. M. Gordillo, *Perfectly monodisperse microbubbling by capillary flow focusing*, Phys. Rev. Lett. **87**, 274501 (2001).

[43] Gardiner, B. S., B. Z. Dlugogorski, G. J. Jameson, and R. P. Chhabra, *Yield stress measurements of aqueous foams in the dry limit*, Journal of Rheology **42**, 1437 (1998).

[44] Glazier, J. A. and B. Prause, *Current status of the three dimensional growth laws*, in *Foams, emulsion and their application (proceedings of the Eurofoam conference, Delft 2002)*, edited by Zitha, P. (Verlag MIT, Bremen, 2000), p. 120.

[45] Glazier, J. A. and D. Weaire, *The Kinetics of Cellular Patterns*, J. Phys : Condens. Matter **4**, 1867 (1992).

[46] Gonatas, C., J. Leigh, A. Yodh, J. Glazier, and B. Prause, *Magnetic Resonance Images of Coarsening Inside a Foam*, Phys. Rev. Lett. **75**, 573 (1995).

[47] Graner, F., Y. Jiang, E. Janiaud, and C. Flament, *Equilibrium states and ground states of two dimensionnal fluid foams*, Phys. Rev. E **63**, 011402 (2001).

[48] Guyon, E., J.-P. Hulin, and L. Petit, *Hydrodynamique physique* (EDP science, Paris, 2001).

[49] Hilgenfeldt, S., A. M. Kraynik, S. A. Koehler, and H. A. Stone, *An Accurate von Neumann's Law for Three-Dimensional Foams*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2685 (2001).

[50] Hirasaki, G. and J. B. Lawson, *Mechanisms of foam flow in porous media : apparent viscosity in smooth capillaries*, Soc. Pet. Eng. J. p. 176 (1985).

[51] Höhler, R. and S. Cohen-Addad, *Rheology of liquid foam*, J. Phys. : Condens. Matter **17**, R1041 (2005).

[52] Höhler, R., S. Cohen-Addad, and A. Asnacios, *Rheological memory effect in a acqeous foam*, Europhys. Lett. **48**, 93 (1999).

[53] Howell, P. D., S. L. Waters, and J. B. Grotberg, *The propagation of a liquid bolus along a liquid lined flexible tube*, J. Fluid Mech. **406**, 309 (2000).

[54] Hutzler, S., D. Weaire, and F. Bolton, Phil. Mag. B **71**, 277 (1995).

[55] Jiang, Y., P. Swart, A. Saxena, M. Asipauskas, and J. Glazier, *Hysteresis and Avalanches in Two-dimensional Foam Rheology Simulations*, Phys. Rev. E **59**, 5819 (1999).

[56] Jurine, S., S. Cox, and F. Graner, *Dry three-dimensional bubbles : growth-rate, scaling state and correlations*, Colloid. Surf. A **263**, 18 (2005).

[57] Kabla, A. and G. Debregeas, *Local Stress Relaxation and Shear Banding in a Dry Foam under Shear*, Phys. Rev. Lett. **90**, 258303 (2003).

[58] Kawazaki, K. and A. Onuki, *Dynamics and rheology of diblock copolymers quenched into microphase-separated states*, Phys. Rev. A **42**, 3664 (1990).

[59] Kern, N., D. Weaire, A. Martin, S. Hutzler, and S. J. Cox, *The two dimensionnal viscous froth model for foam dynamics*, Phys. Rev. E **70**, 041411 (2004).

[60] Kornev, K. and G. Shugai, *Thermodynamic and hydrodynamic peculiarities of a foam lamella confined in a cylindrical pore*, Phys. Rev. E **58**, 7606 (1998).

[61] Kraynik, A. M., *Foam Flows*, Ann. Rev. Fluid Mech. **20**, 325 (1988).

[62] Kraynik, A. M. and D. A. Reinelt, *Linear elastic behavior of dry soap foams*, J. Colloid Interface Sci. **181**, 511 (1996).

[63] Kraynik, A. M. and D. A. Reinelt, *Microrheology of random polydisperse foam*, in *Proc. XIVth Int. Congr. on Rheology* (The Korean Society of Rheology, Seoul, 2004).

[64] Kraynik, A. M., D. A. Reinelt, and F. van Swol, *Structure of Random Foam*, Phys. Rev. Lett. **93**, 2083010 (2004).

[65] Lambert, J., I. Cantat, R. Delannay, F. Graner, J. Glazier, and P. Cloetens, preprint (2006).

[66] Lambert, J., I. Cantat, R. Delannay, A. Renault, F. Graner, J. Glazier, I. Veretennikov, and P. Cloetens, *Extraction of relevant physical parameters from 3D images of foams obtained by X-ray tomography.*, Colloids and Surfaces A **263**, 295 (2005).

[67] Landau, L. and B. Levich, Acta Physicochim. USSR **17**, 42 (1942).

[68] Langer, J., *Statistical theory of the decay of metastable states*, Annals of physics 259 (1969).

[69] Langevin, D., *Stratification of foam films made of polyelectrolyte solutions*, Eur. Phys. J. E **5**, 81 (2001).

[70] Leonforte, F., R. Boissière, A. Tanguy, J. P. Wittmer, and J.-L. Barrat, *Continuum limit of amorphous elastic bodies (III) : three dimensional systems*, cond-mat/0505610 (2005).

[71] Leonforte, F., A. Tanguy, J. P. Wittmer, and J.-L. Barrat, *Continuum limit of amorphous elastic bodies II : Linear response to a point source force*, Phys. Rev. B **70**, 014203 (2004).

[72] Lindner, A., P. Coussot, and D. Bonn, *Viscous Fingering in a yield-stress fluid*, Phys. Rev. Lett. **85**, 314 (2000).

[73] Liu, A. J., S. Ramaswamy, T. G. Mason, H. Gang, and D. A. Weitz, *Anomalous viscous loss in emulsions*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3017 (1996).

[74] Lordereau, O., *Les mousses bidimensionnelles : de la caractérisation à la rhéologie des matériaux hétérogènes*, Thèse de doctorat, 2002.

[75] Mason, T. G., J. Bibette, and D. A. Weitz, *Elasticity of compressed emulsions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2051 (1995).

[76] Monnereau, C. and M. Vignes-Adler, *Dynamics of 3D real foam coarsening*, Phys. Rev. Lett. **80**, 5228 (1998).

[77] Monnereau, C. and M. Vignes-Adler, *Optical tomography of real three-dimensionnal foams*, Journal of colloid and interface science **202**, 45 (1998).

[78] Müller, W. and J.-M. di Meglio, *Avalanches in draining foams*, J. Phys. : Condens. Matter **11**, 209 (1999).

[79] Mysels, K. J. and M. N. Jones, Discuss. Faraday Soc. **42**, 42 (1966).

[80] Mysels, K. J., K. Shinoda, and S. Frankel, *Soap films : Study of their thinning and a bibliography* (Pergamon, New-York, 1959).

[81] Oger, L., M. Ammi, A. Valance, and D. Beladjine, *Discrete element method studies of the collision of one rapid sphere on 2D and 3D packings*, Eur. Phys. J. E **17**, 467 (2005).

[82] Okuzono, T. and K. Kawasaki, *Intermittent flow behavior of random foams : a computer experiment on foam rheology*, Phys. Rev. E **51**, 1246 (1995).

[83] Park, S. S. and D. J. Durian, *Viscous and elastic fingering instabilities in foam*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3347 (1994).

[84] Plateau, J. A. F., *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires* (Gauthier-Villard, Paris, 1873).

[85] Pratt, E. and M. Dennin, *Nonlinear Stress Fluctuation Dynamics of Sheared Disordered Wet Foam*, Phys. Rev. E **67**, 051402 (2003).

[86] Prause, B., J. Glazier, S. Gravina, and C. Montemagno, *Magnetic Resonance Imaging of a Three Dimensional Foam*, Condens. Matter **7**, L511 (1995).

[87] Princen, H. M., J. Colloid Interface Sci. **91**, 160 (1983).

[88] Princen, H. M. and A. Kiss, *Rheology of foams and highly concentrated emulsions. III Static shear modulus*, J. Colloid Interface Sci. **112**, 427 (1986).

[89] Ratulowski, J. and H.-C. Chang, *Transport of gas bubbles in capillaries*, Phys. Fluids A **10**, 1642 (1989).

[90] Rouyer, F., S. Cohen-Addad, and R. Höhler, *Is the yield stress of acqeous foam a well defined quantity ?*, Colloid. Surf. A **263**, 111 (2005).

[91] Saint-Jalmes, A. and D. J. Durian, *Vanishing elasticity for wet foams : Equivalence with emulsions and role of polydispersity*, Journal of Rheology **43**, 1411 (1999).

[92] Saint-Jalmes, A., Y. Zhang, and D. Langevin, *Quantitative description of foam drainage : Transitions with surface mobility*, Eur. Phys. J. E **15**, 53 (2004).

[93] Sanyal, S. and J. A. Glazier, *Viscous instabilities in flowing foams : A cellular Potts model approach*, preprint (2005).

[94] Saugey, A., W. Drenckhan, and D. Weaire, *Wall slip of bubbles in foams*, preprint (2004).

[95] Schwartz, L. W., H. M. Princen, and A. D. Kiss, *On the motion of bubbles in capillary tubes*, J. Fluid Mech. **172**, 259 (1986).

[96] Smith, C. S., *Grain shapes and other metallurgical application of topology*, Metal Interface, Amer. Soc. Metals, Cleveland p.65 (1952).

[97] Sollich, P., F. Lequeux, P. Hébraud, and M. E. Cates, *Rheology of Soft Glassy Materials*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2020 (1997).

[98] Sonin, A. A., A. Bonfillon, and D. Langevin, *Role of surface elasticity in the drainage of soap films*, Phys. Rev. Lett. **71**, 2342 (1993).

[99] Staicu, A. S., B. van Gelder, and S. Hilgenfeldt, preprint (2005).

[100] Stamenović, D., *A model of foam elasticity based upon the laws of Plateau*, J. Colloid Interface Sci. **145**, 255 (1991).

[101] Stubenrauch, C. and R. V. Klitzing, *Disjoining pressure isotherms of thin liquid films - new concepts and perspectives*, J. Phys. : Condens. Matter **15**, R1197 (2003).

[102] Terriac, E., J. Etrillard, and I. Cantat, *Viscous force exerted on a foam at a solid boundary : influence of the liquid fraction and of the bubble size*, preprint (2005).

[103] Thomas, G. L., R. M. C. de Almeida, and F. Graner, *Coarsening 3D grains or dry foams tend toward a universal, statistically scale invariant regime*, preprint (2005).

[104] Vasconcellos, I. F., I. Cantat, and J. A. Glazier, *Dynamics and Topological Aspects of Reconstructed Two-Dimensional Foam Time Series*, Journal of computationnal physics **92**, 1 (2003).

[105] Weaire, D. and M. A. Fortes, *Stress and strain in liquid and solid foam*, Adv. Phys. **43**, 685 (1994).

[106] Weaire, D. and S. Hutzler, *The physics of foams* (University press, Oxford, 2000).

[107] Weaire, D., S. Hutzler, S. Cox, N. Kern, M. Alonso, and W. Drenckhan, *The fluid dynamics of foams*, J. Phys. : Condens. Matter **15**, S65 (2003).

[108] Wong, H., C. J. Radke, and S. Morris, *The motion of long bubbles in polygonal capillaries*, J. Fluid Mech. **292**, 71 (1995).

[109] Xu, Q. and W. R. Rossen, *Effective viscosity of foam in periodically constricted tubes*, Colloid. Surf. A **216**, 175 (2003).

C - Sélection d'articles

Film stability and thickness

• *Stability of soap films : hysteresis and nucleation of black films.* V. Castelletto, I. Cantat, D. Sarker, R. Bausch, D. Bonn and J. Meunier. Phys. Rev. Lett. **90**, p. 048302-048305 (2003).
• *In-situ investigations on organic foam films using neutron and synchrotron radiations.* J. Etrillard, M.A.V. Axelos, I. Cantat, F. Artzner, A. Renault, T. Weiss, R. Delannay, F. Boué. Langmuir, **21**, p. 2229-2234, (2005).

Viscous force

• *Dissipation in foam flowing through narrow channels.* I. Cantat, N. Kern and R. Delannay. Europhys. Lett. **65**, p. 726-732 (2004).
• *Viscous force exerted on a foam at a solid boundary : influence of the liquid fraction and of the bubble size.* E. Terriac, J. Etrillard and I. Cantat. preprint.

2D foam flows with a large bubble

• *Dynamical transition induced by large bubbles in 2D foam flows.* I. Cantat and R. Delannay. Phys. Rev. E. **67**, p. 031501-031504 (2003).
• *Dissipative flows of 2D foams.* I. Cantat, R. Delannay. Euro. Phys J. E **18**, p.55-67 (2005).
• *Experimental evidence of flow destabilisation in 2D bidisperse foam.*
I. Cantat, C. Poloni, R. Delannay. preprint.

3D foams

• *Extraction of relevant physical parameters from 3D images of foams obtained by X-ray tomography.* J. Lambert, I. Cantat, R. Delannay, A. Renault, F. Graner, J. Glazier, I. Veretennikov and P. Cloetens. Colloids and Surfaces A, **263** p. 295-302 (2005).
• *Stokes experiment in a 3D liquid foam.* I. Cantat and O. Pitois. preprint.