



HAL
open science

Réaction d'une mousse monodisperse 2D soumise à une déformation cyclique

Elhadji Mama Guene

► **To cite this version:**

Elhadji Mama Guene. Réaction d'une mousse monodisperse 2D soumise à une déformation cyclique. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Rennes 1, 2010. Français. NNT : . tel-00514948

HAL Id: tel-00514948

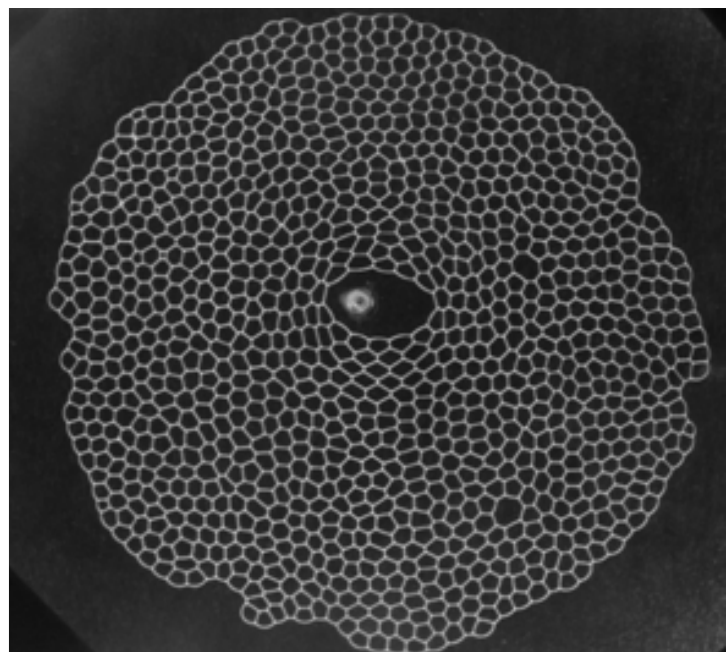
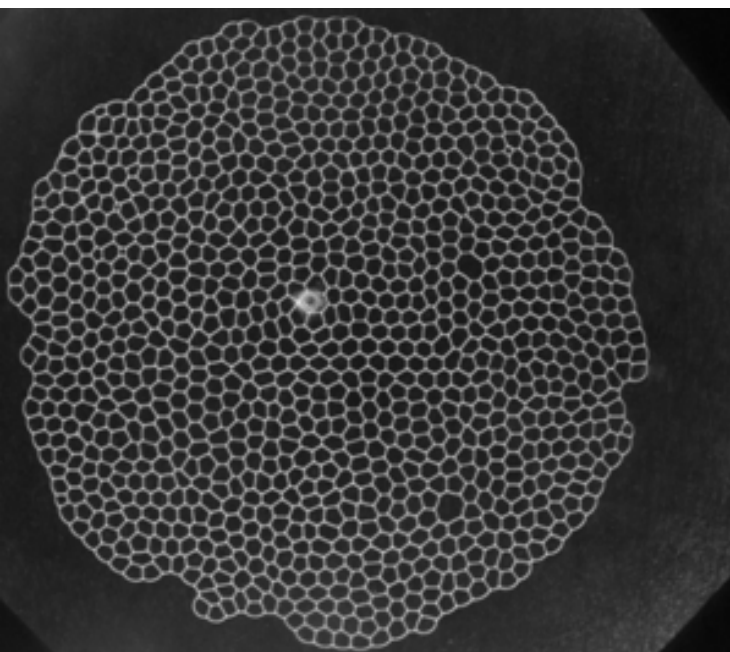
<https://theses.hal.science/tel-00514948>

Submitted on 3 Sep 2010

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

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

Réaction d'une mousse monodisperse 2D soumise à une déformation cyclique localisée



Elhadji Mama GUENE

Thèse de doctorat
-Juin 2010-



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne

pour le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1
Mention : Physique

Ecole doctorale Sciences de la Matière

présentée par

Elhadji Mama GUENE

préparée à l'unité de recherche IPR UMR CNRS 6251

Institut de Physique de Rennes

U.F.R Structure et Propriétés de la matière

Intitulé de la thèse

**Réaction d'une
mousse
monodisperse 2D
soumise à une
déformation cyclique
localisée**

**Thèse soutenue à (lieu)
le 04 juin 2010**

devant le jury composé de :

François GRANER

Directeur de Recherche CNRS- Paris/ Rapporteur

Annie COLIN

Professeur à l'Université de Bordeaux / *rapporteur*

Sylvie COHEN-ADDAD

Professeur des Universités Paris Est Marne la
Vallée / *Président du Jury*

Simon COX

Institut of Mathematics and Physics-Aberystwyth
University / *examineur*

Renaud DELANNAY

Professeur de l'Université Rennes 1-IPR-Rennes /
directeur de thèse

Jérôme LAMBERT

Maître de Conférence-IPR/ *co-directeur*

Remerciements

Je remercie, celui qui m'a donné la force et la foi, Allah le tout puissant.

Je remercie tout d'abord mes deux directeurs de thèse Renaud Delannay et Jérôme Lambert qui ont accepté de me prendre en thèse. Cela m'a permis de découvrir un domaine assez riche de la physique dont j'ignorais l'intérêt. N'ayant jamais travaillé dans le domaine des fluides complexes, durant ce travail de thèse j'ai donc été formé par Jérôme Lambert. Cette formation m'a permis d'avoir une certaine rigueur scientifique et une exigence pour fournir un travail de qualité. L'aide de Jérôme a été bénéfique en traitement d'images, ce qui nous a permis de développer des techniques qui ont été d'une importance capitale pour ce travail.

Au-delà des qualités scientifiques de Jérôme, j'ai découvert un frère. J'ai vécu des moments difficiles, des moments de tristesse, il a toujours été là pour me rassurer, pour m'épauler, pour me conseiller. Tu es quelqu'un de bien et ne change surtout pas. J'apprécie énormément l'ami que tu es devenu.

Je remercie également Marco Mancini, malgré son départ de l'équipe, il a continué à travailler avec moi. Son apport technique sur l'utilisation de Surface Evolver et sa rigueur scientifique ont été très bénéfiques.

Je remercie les membres du jury, en premier lieu les rapporteurs Annie Colin et François Graner, pour leur jugement sans complaisance de ce manuscrit, ainsi que Sylvie Cohen-Addad et Simon Cox « Mister Surface Evolver ».

Ce travail de thèse ne serait rien sans l'aide des ingénieurs et techniciens de l'équipe. Mes remerciements s'adressent donc naturellement à Stéphane Bourles, à Patrick Richard « merci pour ta disponibilité Patrick » à Alain Faisant, à Jérémy Ohana, et à Guillaume Raffy.

Je remercie également les membres de l'équipe, j'ai été dans une ambiance favorable pour m'épanouir afin de travailler sans trop me stresser. Je remercie également Luc Oger qui m'a aidé pour certains problèmes techniques, pour son humour (dont parfois je ne comprends pas le sens). Je remercie Janine de m'avoir prêté son capteur de pression, Arnaud Saint Jalmes pour la mise à disposition de certains matériels de mesure, Isabelle Cantat, Rajmund Mokso pour les images de mousse 3D prise à l'ESRF.

Un très grand merci à Benjamin Dollet, un très grand physicien, il a tout compris, il a su mélanger le sérieux et l'humour. Je pense au moment où on allait regarder les matchs de foot de la Ligue de Champions au « Café Tiffany's ». Au-delà de cette gentillesse, tu es pétri de qualité, un bon scientifique mais aussi un très grand pédagogue. Benjamin a toujours su me conseiller, m'apporter des éclaircissements ; bref discuter et travailler avec lui fut très enrichissant. J'espère que tu viendras au Sénégal me rendre visite. Je t'apprendrai à préparer des plats sénégalais comme le « tiebou yap », « yassa »...

Que seraient devenus ces trois ans sans mes collègues de « Thésarland », dans notre cage comme disaient certains, notre cellule d'isolement comme disaient d'autres, nous avons su tisser des liens très forts. Nous sommes tous devenus comme des frères et sœurs. Vous êtes formidables.

Merci à Sébastien, je me rappelle des moments que nous avons passé ensemble à discuter sur la religion, sur le foot, sur la possibilité d'écrire ensemble un article « grains-mousse ». Mais ce qui m'a le plus touché c'est quand j'ai eu une fracture au mauvais moment, tu n'as pas hésité une seconde à m'accompagner chez le toubib.

Je remercie Julie, nous avons passé d'agréables moments à papoter. J'ai découvert quelqu'un de bien, qui a bon cœur et qui est tout le temps au service des autres. Sans toi, Seb, Jeff et Houda, « Thésarland » n'aurait pas raison d'être, tu y as laissé ta signature. Comme je t'avais dit, je serai ravi de t'accueillir avec Sébastien au Sénégal. Je remercie également ton père et ta maman que j'ai eu l'occasion de connaître durant cette thèse. Vive la Bretagne sans la pluie !!! Dire La Bretagne sans pluie c'est comme dire une « mousse liquide sans fraction liquide ».

Que dire de Houda, ma collègue de bureau qui a quitté sa Mauritanie natale pour venir en France étudier le phénomène de déplacement des dunes dans l'optique de stopper ce fléau environnemental qui touche la Mauritanie. Elle est devenue une grande amie, une confidente, une sœur et comme elle l'a si bien dit « l'amitié est un trésor qui prend de la valeur avec le temps ».

Je remercie également Jeff, Cyril, Marion, Reine Marie, et les derniers arrivés à « Thésarland » à savoir Duc qui m'appelle « docteur chocolat noir » à cause de la couleur de ma peau. Il est formidable, marrant. Je me rappelle quand, il venait d'arriver à l'IPR, il nous saluait avec respect « Mr Elhadji, Mr Alexandre, Mr Sébastien, Mme Valérie... ». J'ai aimé partager « Bizarre land » avec toi.

Imen, qui commence toujours ses questions par « Elhadji!!! Elhadji!!! C'est quoi le problème!!! ». J'ai apprécié ta gentillesse et ne t'inquiète je vais bientôt me marier, en tout cas je l'espère. N'oublie pas tu trouveras toutes les solutions aux problèmes posés. Je remercie également le stagiaire Antoine, un grand footballeur. Benjamin a su canaliser son énergie en lui faisant exploser des mousses. J'ai aimé rigoler et discuter avec toi.

Merline, je te souhaite beaucoup de bonheur et de réussite tant dans ta vie personnelle que professionnelle.

La salle « Thésarland » était composée de 6 nationalités différentes. Cette diversité culturelle, nous a permis d'enrichir nos discussions, et d'avoir une certaine ouverture d'esprit, une tolérance malgré notre différence que nous avons su transformer en une richesse. Ce lieu restera donc à jamais graver dans ma mémoire grâce à vous.

Je remercie notre secrétaire, notre amie Valérie Ferri, malgré son emploi du temps chargé, elle trouve toujours le temps de discuter avec nous. Merci pour ta gentillesse, ta disponibilité, ta douceur...

Je voudrais de même faire part de ma profonde reconnaissance à Inma Ortiz qui a toujours été là pour moi. Elle a su me rassurer dans mes moments de doute. Son immense amour, son soutien, sa générosité m'ont permis d'avoir de la stabilité pour mener à bien ce travail. Tu es merveilleuse. Merci pour tout.

Je remercie mes amis, frères et sœurs : Tony, Fatima, Samba, Hamath, Bachir, Makhtar, Mme et Mr Diao, Lama, Makha, Hane, Diop le maire, Oumar Beckam le footballeur, Momo prada, Momo, Barry, Mme et Mr Ba, Idrissa, Cheikh Sow, Cheikh Diouf, Mamour, Youssouf, Ndèye, Khady, Ndèye Mingué, Mariétou, Djanta, Moudel, Gabriel, Bamba, Serigne, Tonton Ndiawar, Jacqueline, Ness, le commando Fada et David, pour leur

présence physique ou morale pendant la soutenance. Je n'ai jamais vu autant de monde à une soutenance de thèse et au delà de cette soutenance, je sais que je peux compter à tout moment sur vous.

Hamath, Makha et Ousmane Hane, vous avez transformé des moments de stress en des moments très agréables à midi où nous passons tout notre temps à rigoler.

Je remercie également ma future femme pour son amour immense, sa compréhension, sa patience et sa confiance. Dans les moments difficiles, à chaque fois que je discutais avec toi, je me sentais libérer de tous mes doutes, je me sentais léger. Tu me réserves surement de bonnes choses dans l'avenir. Ouuhhhh j'ai hâte !!!

Durant ma soutenance, j'étais fier et rassuré de voir ma famille : Abdoulaye, Mané et mes nièces (Fama, Marie, Yarame, Adja) et Awa, ma tante Nabou Lô. Sans vous la soutenance aurait eu un goût amer.

Je remercie mon père, qui aurait été fier du travail que j'ai accompli. Que Dieu l'accueille dans son paradis. Que la terre lui soit légère.

Je remercie ma mère. Je lui souhaite une longue vie et une santé de fer. J'espère que le bon Dieu me donnera la force et les moyens pour que je puisse la remercier de tout ce qu'elle a fait pour moi.

Je dédie cette thèse à mon père adoptif Feu Alioune Diagne « Pa Al » et à toute sa famille à commencer par ma sœur Ndèye Mbodji, Asta, mère Gnagna, mes neveux et nièces, Dame, Mansour, Birane, Anta, Iba, Massamba, Ndoumbé, Sedikh, Ameth. « Pa Al » s'est occupé de moi depuis l'âge de sept ans. J'étais très proche de lui. Il a inculqué en moi des valeurs qui m'ont permis de gravir des montagnes pour arriver là où je voulais. S'il était là, il aurait été fier de moi, de ma réussite. Que le Bon Dieu l'accueille dans son paradis et nous laisse le temps et la force de veiller sur sa famille. Je ne pourrai jamais te payer tout ce que tu as fait pour moi. Tu as été un père, un confident, un conseiller, un exemple de réussite.

Table des matières

Chapitre 1 Introduction	5
1.1 Problématique générale	6
1.1.1 Intérêt fondamental	6
1.1.2 Mousse : un exemple de fluide complexe	7
1.2 Propriétés statiques des mousses 2D	7
1.2.1 Différents dispositifs expérimentaux	8
1.2.2 Lois de Plateau	8
1.2.3 Théorème de Gauss-Bonnet	9
1.2.4 Validation du régime quasistatique	10
1.3 Propriétés dynamiques des mousses	12
1.3.1 Cisaillement d'une mousse	12
Uniformisation des contraintes dans une mousse	12
Corrélation des T1	13
Calcul du module de Young	14
1.3.2 Perturbation locale d'une mousse	15
Notion de fracture : critère de Griffith	15
Expérience de Stokes	16
1.3.3 Réponse de la mousse à un T1	17
Étude de T1 individuels	18
Étude expérimentale	20
1.4 Plan de la thèse	21
Chapitre 2 Dispositif expérimental	23
2.1 Description du montage expérimental	23
2.1.1 Cellule Hele-Shaw	24
Préparation de la cellule	24
Utilisation de la cellule	25

2.1.2	Interfaçage du matériel avec l'ordinateur	25
2.1.3	Visualisation de la mousse	25
2.1.4	Capteur de Pression	27
2.2	Fabrication d'une mousse bidimensionnelle	27
2.2.1	Cahier des charges	27
2.2.2	Dispositif de fabrication	29
	Conditions extérieures	29
	Composition du liquide moussant	30
	Propriétés du liquide	30
	Bullage	31
	Contrôle de la fraction de liquide	32
2.3	Déroulement d'une expérience	35
Chapitre 3 Méthode de traitement des données		37
3.1	Acquisition des images	38
3.2	Pré-traitement des images	38
3.3	Segmentation	43
3.3.1	Seuillage	43
3.3.2	Élimination des pixels isolés	44
3.3.3	Fermeture des contours des bulles	44
3.3.4	Détection des faces et des vertex	47
3.3.5	Labélisation	49
3.4	Analyse sous Aphélieon	52
3.4.1	Reconnaissance ou Suivi des bulles	52
	Description lagrangienne de la mousse	53
3.4.2	Voisinage des bulles	54
3.4.3	Caractérisation des T1 par traitement d'images	54
3.4.4	Limites du traitement d'images	55
Chapitre 4 Traitement d'images par Surface Evolver		57
4.1	Traitement d'images : Imprécision des mesures de longueurs	58
4.1.1	Quantités mesurables directement par traitement d'images	58
4.1.2	Estimation du périmètre de la mousse par traitement d'images	58
4.1.3	Calcul de la courbure	60
4.2	Reconstruction d'une mousse par SE	62
4.2.1	Cahier des charges	63

	Description d'un fichier Evolver	63
	Écriture d'un fichier evolver à partir des objets obtenus	64
4.3	Procédure de Surface Evolver	64
4.4	Comparaison entre une mousse expérimentale 2D et sa reconstruction par SE	70
4.4.1	Étalonnage des résultats	70
	Relation entre la pression expérimentale et la pression evolver . .	70
4.4.2	Lien entre la fraction liquide et la constante géométrique	71
4.5	Validation des résultats	72
	Perte de charge dans les tuyaux	75
4.5.1	Conclusion	76
4.6	ANNEXE : Calcul systématique des courbures de films dans une mousse 2D	77
4.6.1	Relation entre courbure et pression	78
4.6.2	Système d'équations	79
4.6.3	Calcul de la longueur des films à partir de courbure	79
Chapitre 5 Déformation localisée d'une mousse bidimensionnelle		83
5.1	Reproductibilité des expériences par comparaison de plusieurs mousses . .	84
5.1.1	Variabilité des caractéristiques des mousses lors de leur fabrication .	84
5.1.2	Variabilité des déformations appliquées	84
5.1.3	Observations systématiques - Comportement générique	85
5.1.4	Robustesse du comportement générique	86
5.2	Topologie de la mousse : T1 réversibles et irréversibles	89
5.2.1	T1 « irréversibles »	89
5.2.2	T1 renversables dans les deux régimes	90
5.2.3	T1 lors du dégonflage	93
5.3	Ouverture de la bulle centrale	93
5.3.1	Direction d'ouverture de la BC	93
5.3.2	Mécanisme d'ouverture de la bulle centrale	94
5.3.3	Modélisation du comportement de la BC dans un milieu continu . .	95
	Explication de la forme en pointe de la bulle centrale	95
5.3.4	Calcul des contraintes dans une mousse	97
	Modèle continu pour les mousses	97
5.3.5	Transfert des contraintes après chaque T1	98
5.4	Évolution de la pression dans la bulle centrale	98
5.4.1	Pression en fonction de l'aire de la bulle centrale	98
5.4.2	Analyse du périmètre de la mousse - Énergie de la mousse	99

	Périmètre en fonction du temps	99
	Périmètre en fonction de l'aire de la bulle centrale	102
	Diffusion du gaz à travers les films	102
5.4.3	Calcul de l'énergie injectée	103
5.4.4	Calcul de l'énergie moyenne d'un T1	104
Chapitre 6	Étude des T1 renversables	105
6.1	Bulle centrale : une simple machine à faire des T1	106
6.2	Caractérisation du T1 : pression, déplacement, énergie	107
6.2.1	Variations de pression	107
	Expérimentale	107
	Modèle numérique	115
6.2.2	Distribution des déplacements	126
6.2.3	Distribution des énergies	131
	Énergie individuelles des T1	131
	Calcul théorique de l'énergie du T1 sur une mousse	134
6.3	Effet de la taille de la bulle centrale sur la réponse de la mousse à un T1	134
6.3.1	Cas d'une bulle centrale isotrope	135
6.3.2	Cas d'une bulle centrale en forme de pointe	136
Chapitre 7	Conclusions et Perspectives	139
7.1	Conclusions	139
7.2	Perspectives	140

Chapitre 1

Introduction

L'étude de la rhéologie des mousses mobilise un grand nombre de chercheurs à travers le monde, du fait de ses applications potentielles dans l'industrie, mais aussi de ses implications fondamentales, puisque la mousse est considérée comme un fluide complexe modèle. En effet l'existence d'une échelle intermédiaire (la bulle) entre les molécules qui forment la phase liquide et la mousse macroscopique, modifie les propriétés d'écoulement de ce type de fluide.

Plusieurs dispositifs correspondant à différents régimes de sollicitations et d'écoulements sont étudiés : ces régimes sont caractérisés par l'intensité et la fréquence des sollicitations d'une part, et par les vitesses atteintes au sein de la mousse d'autre part. Contrairement à un fluide classique (\ll newtonien \gg) la réponse du fluide n'est pas linéaire : l'existence d'un seuil plastique de contraintes engendre une modification qualitative des propriétés de la mousse en fonction de l'intensité de la contrainte exercée. On passe ainsi d'un régime où une mousse se comporte comme un solide élastique à un régime où la mousse coule comme un liquide. La transition d'un régime à l'autre est l'objet d'un grand nombre d'études à l'heure actuelle.

Les travaux décrits dans ce travail de thèse s'inscrivent dans le cadre très vaste de l'étude de la rhéologie des mousses. Ici il s'agit d'étudier les caractéristiques d'une mousse ainsi que leur évolution dans un régime de sollicitations où la contribution des forces visqueuses est réduite au minimum : les mousses étudiées pendant cette thèse sont donc sollicitées en régime quasistatique.

Ce chapitre permet de situer notre étude par rapport aux études antérieures qui ont été faites sur le comportement des mousses. Nous allons d'abord présenter la problématique générale pour expliquer notre motivation. Nous parlerons ensuite des propriétés statiques des mousses 2D, en présentant les différents systèmes 2D expérimentaux qui existent et en

vérifiant que l'on est bien capable d'atteindre un régime d'évolution quasistatique. Enfin, nous nous intéressons aux propriétés dynamiques des mousses. Dans cette partie bibliographique, nous présentons des résultats expérimentaux et théoriques en rapport avec ce travail. Ces différentes expériences permettront d'aborder des questions qui motivent les travaux développés dans cette thèse.

1.1 Problématique générale

1.1.1 Intérêt fondamental

Avant de rentrer dans le vif du sujet, nous allons placer l'étude dans un cadre plus général. L'étude des mousses bidimensionnelles fut popularisée par les expériences de Bragg et Nye [1] qui les utilisèrent en tant que modèle pour décrire et comprendre différents phénomènes se déroulant dans des cristaux.

De nos jours, les mousses 2D et 3D sont étudiées pour leur intérêt propre aussi bien fondamental qu'appliqué [2, 3]. Ainsi, c'est une grande force de l'ingénierie actuelle de synthétiser des matériaux fonctionnels, adaptés à une utilisation particulière. Certains matériaux combinent la légèreté des gaz, ou plus précisément leur faible densité, avec les propriétés mécaniques de solides ou de liquides. Les mousses solides en sont un exemple [4] : fabriquées par injection de gaz dans du métal liquide, elles combinent légèreté et solidité. Des mousses liquides sont quant à elles employées pour le nettoyage de canalisation dans les centrales nucléaires [5] car elles permettent de concentrer dans une faible quantité de matière (la partie liquide de la mousse), la totalité des poussières radioactives, ce qui facilite ensuite le retraitement.

Comme les nouvelles technologies développées à l'échelle nanométrique, l'élaboration de ces matériaux à « taille humaine » repose sur l'exploitation de propriétés intermédiaires de la matière, donc sur le fait que des phénomènes différents, se manifestant chacun à une échelle donnée, cohabitent dans un même objet. Cette propriété si caractéristique des matériaux « complexes » explique la richesse de leurs comportements mais aussi les difficultés rencontrées pour les comprendre.

1.1.2 Mousse : un exemple de fluide complexe

Les « fluides complexes » occupent une place très importante dans de nombreux pans de l'activité humaine. Ces fluides sont qualifiés de complexes car ils ne s'écoulent pas normalement selon les lois initialement formulées par Newton. Ils peuvent en particulier présenter plusieurs types de comportements différents selon l'intensité de la contrainte exercée sur eux. Certains d'entre eux sont solides si faiblement sollicités, mais finissent par céder, et donc couler, si la contrainte s'intensifie. Ainsi des fluides de ce type (mousses, milieux granulaires, émulsions) sont très largement répandus dans le domaine alimentaire, et donc dans l'industrie agro-alimentaire, où ils représentent la majeure partie des aliments consommés. Les propriétés « complexes » de ces fluides se manifestent alors de deux façons, lors de leur fabrication et de leur conditionnement à l'échelle industrielle, et lors de leur consommation lorsqu'on en apprécie la consistance.

Les mousses liquides sont un bel exemple de fluide complexe : elles se comportent tantôt comme des solides élastiques, tantôt comme des liquides. Ce comportement est dû aux nombreuses échelles caractéristiques de sa structure : la mousse est formée d'un assemblage compact de bulles de tailles diverses, dont la cohésion est assurée par la force de tension superficielle des films liquides qui les séparent. Ces films ont une épaisseur variant de la dizaine de nanomètres à quelques micromètres ; ils se rejoignent aux arêtes des bulles, qui sont appelées bords de Plateau. Le rayon des bulles varie de quelques dizaines de micromètres à quelques centimètres. Une mousse occupe généralement des volumes allant du cm^3 (mousse à raser) au m^3 (utilisation industrielle). Outre la distribution de taille des bulles, une mousse est caractérisée par la quantité de liquide qu'elle contient, mesurée par sa fraction liquide ϕ_ℓ , *i.e.* la fraction du volume occupée par la phase liquide. Lorsque ϕ_ℓ est proche de 0, la mousse est dite « sèche », et les bulles sont séparées par des arêtes bien définies, et ont des formes polyédriques. Pour un ϕ_ℓ élevé (au dessus de 0,1 par exemple) on parle de mousse humide : les arêtes sont moins bien définies et les bulles tendent à adopter une forme sphérique.

1.2 Propriétés statiques des mousses 2D

Dans cette partie on décrit différents dispositifs employés pour l'étude de mousses 2D. On aborde aussi, dans le cas des mousses sèches 2D que nous avons particulièrement étudiées, les lois qui permettent de décrire l'équilibre de leur structure et les relations topologiques entre bulles voisines.

1.2.1 Différents dispositifs expérimentaux

Pour faciliter l'observation des mousses, on utilise un système 2D afin de ne voir qu'une seule couche de bulles. Contrairement au système 3D qui utilisent des techniques comme la diffusion multiple de la lumière [6], la tomographie optique, la tomographie à rayons X [7] pour observer la structure des mousses, les mousses 2D peuvent être observées directement afin de suivre l'évolution de leur structure au cours du temps.

On peut distinguer trois types de dispositifs permettant d'étudier les mousses 2D :

Le premier dispositif est le radeau de bulles où une monocouche de bulles flottent à la surface de l'eau. Ce dispositif a été très utilisé par Dennin pour l'étude de cisaillement de mousses 2D [8]. Dans ce système les films sont très épais et la fraction liquide très élevée, ce qui a l'avantage d'abaisser le seuil de changement topologique¹.

Le deuxième système consiste à confiner la mousse entre la surface de l'eau et une plaque de verre. Ce système a par exemple été utilisé par l'équipe de François Graner à Grenoble pour étudier l'écoulement d'une mousse autour d'un obstacle [9, 10] en mesurant la force exercée par l'une sur l'autre. La complexité vient du fait que l'interface bulles-eau est mal contrôlée. Ce type de dispositif pose donc a priori moins de problème pour étudier des mousses monodisperses. De plus, il est impossible de contrôler la fraction de liquide.

Le troisième type de dispositif est une cellule de Hele-Shaw où la mousse est prise en sandwich entre deux plaques transparentes. C'est ce système que nous avons utilisé pour réaliser les expériences dans ce travail de thèse. Il existe quelques inconvénients liés à la friction des films due à la présence des plaques. Afin de négliger cette friction visqueuse on se place dans un régime quasistatique.

Il convient de souligner qu'aucun de ces dispositifs ne permet d'obtenir une mousse 2D réelle : le comportement des bulles au voisinage des interfaces est susceptible de modifier qualitativement le comportement de la mousse, comme des expériences récentes le montrent avec le frottement visqueux aux parois [11]. Les mousses réalisées dans ce type de dispositif sont donc en réalité des mousses 3D.

1.2.2 Lois de Plateau

Une mousse à l'équilibre obéit à certaines règles qui traduisent la tendance des films qui constituent la mousse à minimiser leur surface du fait de la tension superficielle. À l'équilibre les films constituant la mousse ne sont soumis qu'à la tension superficielle qui résulte de la création de l'interface eau/air et aux forces de pression des bulles.

1. En outre l'épaisseur importante des films tend à ralentir la diffusion du gaz d'une bulle à l'autre.

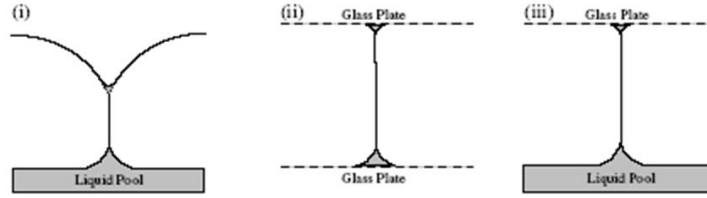


FIGURE 1.1 – Images extraites de la référence [12] représentant différents systèmes de mousse 2D.

C'est le physicien belge Joseph Plateau [13] qui a le premier énoncé ces règles. Ces règles (ou lois) qui découlent de ses observations expérimentales portent son nom. Puisqu'on s'intéresse uniquement aux mousses 2D, on ne rappelle les lois de Plateau que pour ce type de mousses. À l'équilibre, la mousse obéit aux deux lois de Plateau.

La première loi de Plateau concerne l'équilibre des sommets des bulles (*cf.* figure 1.2 b). En effet pour qu'un sommet soit en équilibre, trois films doivent s'y rencontrer entre eux en faisant des angles égaux de 120° . Ce résultat est la conséquence du fait que la tension superficielle ne dépend pas de la surface des films. Un sommet (ou vertex) où se rejoindraient quatre films serait instable et se diviserait en deux sommets respectant la loi précédemment énoncée.

La seconde loi de Plateau est une reformulation de la loi de Laplace et concerne l'équilibre des films. Elle précise que la courbure des films est constante en tout point du film. En effet la pression dans chaque bulle est uniforme, ce qui implique que les films à 2D adoptent nécessairement une forme en arc de cercle dont le rayon r est relié à la différence de pression Δp entre les bulles qu'il sépare :

$$\Delta p = p_1 - p_2 = 2 \frac{\gamma}{r} \quad (1.1)$$

où γ est la tension superficielle.

1.2.3 Théorème de Gauss-Bonnet

Ce théorème relie la courbure des films à la topologie de la mousse. Il donne pour chaque bulle une relation entre la courbure de ses films et son nombre de côtés.

Le théorème de Gauss-Bonnet se démontre comme suit : on calcule la rotation d'un vecteur unitaire tangent à un film j d'un sommet à l'autre d'une bulle i . Parcourir ce film fait tourner ce vecteur d'un angle α_{ij} . Si κ_{ij} et ℓ_{ij} sont respectivement la courbure et la longueur du film alors $\alpha_{ij} = \ell_{ij} \kappa_{ij}$. Si deux films ont un sommet commun, on passe d'un film à l'autre en faisant tourner le vecteur unitaire d'un angle $\frac{\pi}{3}$ (d'après les lois de Plateau *cf.* figure 1.3).

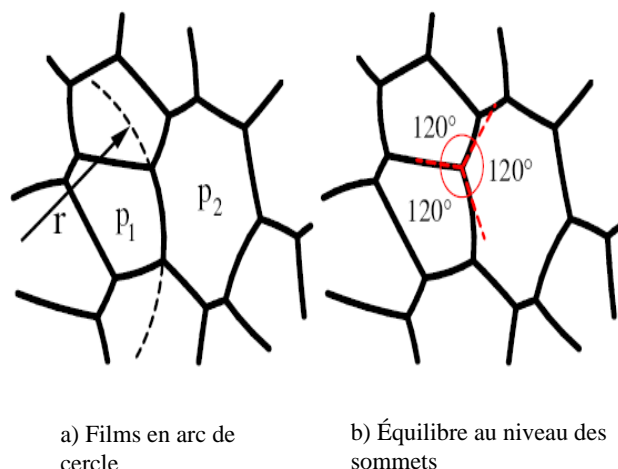


FIGURE 1.2 – Les deux lois de Plateau résumées sous forme schématique. a) concerne l'équilibre des films et b) représente la condition d'équilibre d'un sommet [14].

Un tour complet fait tourner le vecteur tangent de 2π . En somme, il existe une relation topologique entre le nombre de cotés n de la bulle et les courbures de ses films. Cette relation décrite par l'équation (1.2) est appelée le théorème de Gauss-Bonnet :

$$\sum_j \kappa_{ij} \ell_{ij} + n \frac{\pi}{3} = 2\pi \quad (1.2)$$

1.2.4 Validation du régime quasistatique

Le régime quasistatique est un régime où malgré la déformation qu'on impose à la mousse, les frictions aux parois sont négligeables. On peut donc alors considérer que les seules forces qui interviennent sont la tension superficielle et les forces de pression.

Ce travail de thèse est basé sur la sollicitation de la mousse en régime quasistatique. Durant son évolution la mousse passe continûment par une succession d'états d'équilibre jusqu'à atteindre un seuil où un changement topologique s'opère brièvement. Passé cet évènement, la mousse se retrouve alors de nouveau à l'équilibre mécanique. Le processus de changement topologique est appelé T1. Un T1 survient quand quatre films se rejoignent au niveau d'un

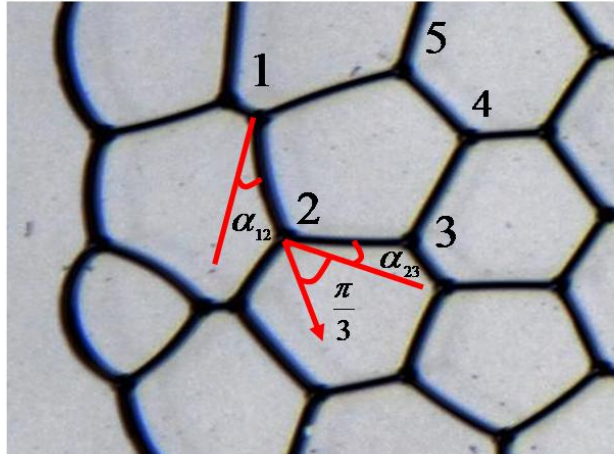


FIGURE 1.3 – Tour d’une bulle : Théorème de Gauss-Bonnet

seul sommet². Dans ce cas les lois de Plateau ne sont plus respectées. Cette configuration instable pousse la mousse à réagir en effectuant un ou plusieurs T1.

Donc dans le régime quasistatique la mousse est à tout moment en équilibre mécanique

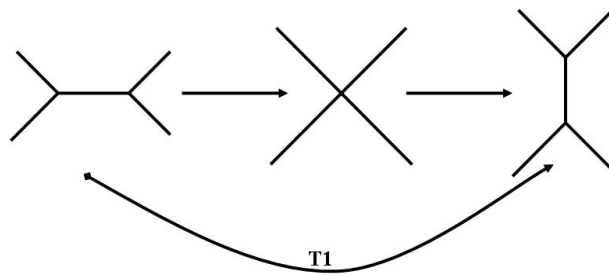


FIGURE 1.4 – Déroulement d’un changement topologique. Les 4 films se rejoignent au niveau d’un sommet puis les bulles se réarrangent pour minimiser la structure.

sauf dans les brefs temps où les T1 se produisent dans la mousse.

Pour s’assurer que la mousse est dans le régime quasistatique, on doit montrer que les lois

². Dans une mousse humide, le T1 peut se produire avant car le seuil de déclenchement devient très faible.

de Plateau sont respectées. Une méthode d’analyse d’image introduite dans cette thèse à permis de vérifier ce fait à tout instant séparant deux T1 dans une mousse sollicitée très lentement. Cette méthode est décrite au chapitre 4.

1.3 Propriétés dynamiques des mousses

Nous recensons ici toutes des études expérimentales, théoriques, numériques qui ont un rapport avec ce travail de thèse et qui nous ont aidé à analyser ce travail.

1.3.1 Cisaillement d’une mousse

Il est courant de tester les propriétés mécaniques d’un matériau en le soumettant à des contraintes de cisaillement. De nombreuses expériences ont ainsi été menées sur des mousses soumises à des contraintes homogènes ou inhomogènes mais délocalisées (type Couette [15]) et à des fractions liquides différentes pour étudier la statistique des T1.

Durant ce travail de thèse on a sollicité la mousse localement. Contrairement à la littérature où la plupart des auteurs se sont intéressés à la réaction d’une mousse soumise à un cisaillement homogène dans plusieurs géométries.

Nous allons vous présenter quelques résultats expérimentaux sur le cisaillement qui nous ont permis de situer cette étude dans la rhéologie des mousses.

Uniformisation des contraintes dans une mousse

C’est une expérience de cisaillement oscillant sur une mousse monodisperse avec une grosse bulle de forme ovale à son centre. Il a été montré que le cisaillement oscillant a pour effet de causer la migration des bulles de taille plus grande que celle d’une bulle typique. Le mouvement de ces grandes bulles vers la périphérie de la mousse est non aléatoire. Ce qui permet de réaliser la ségrégation de taille dans le système. En mesurant la déformation tout au long du cycle, on voit que la bulle ovale (*cf* figure 1.5) peut relaxer vers une forme plus isotrope. Donc le cisaillement oscillant permet aussi d’uniformiser localement la contrainte au sein de la mousse [16].

Dans les expériences développées durant ce travail de thèse, la bulle déformée par gonflage est dans un premier temps uniforme. Elle adopte ensuite une forme elliptique quand sa taille devient importante. Le changement de forme témoigne de l’hétérogénéité des contraintes locales dans le matériau.

Ce qui nous pousse à répondre à la question suivante : quels renseignements peut-on tirer de

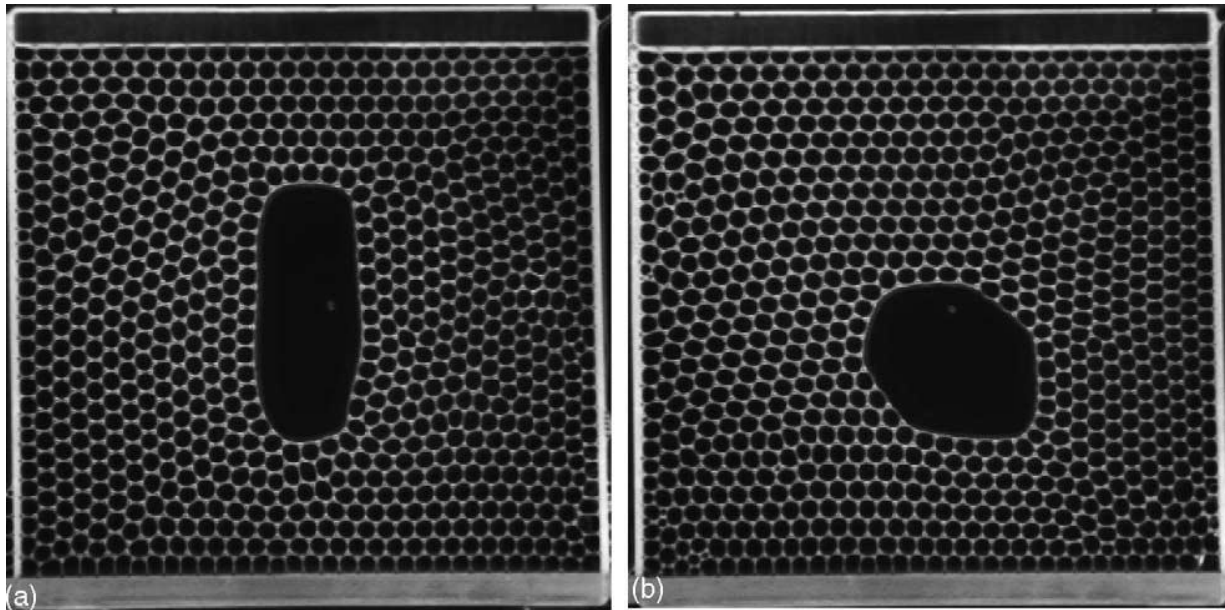


FIGURE 1.5 – Relaxation d’une bulle ovale a) vers une forme isotrope b) lors d’un cisaillement oscillant (figure extraite de [16]).

l’état des contraintes à proximité de la bulle centrale par analyse de sa forme ? On remarque que cette bulle garde la même forme et la même direction d’ouverture. L’ouverture de la bulle se fait par des T1 qui se produisent en général dans les endroits où la contrainte locale est très importante. Une analyse de type milieu continu peut montrer que les contraintes sont plus grandes au niveau des pointes. Cette forme en pointe incite les T1 à se produire toujours au niveau des pointes. Puisqu’un T1 en provoque un autre, on peut chercher les corrélations entre T1.

Corrélation des T1

À faible taux de déformation, la mousse réagit comme un solide élastique. Quand on dépasse une certaine contrainte seuil elle devient plastique. Ce seuil dépend de la fraction liquide dans la mousse. Dans le cas des radeaux de bulle où la fraction liquide est importante, le seuil de plasticité est très faible. Lors du cisaillement d’une mousse, un réarrangement peut donc en déclencher plusieurs autres, ce qui engendre un écoulement. Comprendre l’écoulement d’une mousse c’est donc comprendre la corrélation des T1. La question qui peut se poser est de savoir : comment se répartissent les réarrangements dans une mousse en temps et en espace ? Est-il possible d’établir une corrélation entre les T1 en fonction de la distance ou de l’intervalle de temps qui les séparent ?

Wang *et al* [8] se sont intéressés à la répartition spatiale des T1 lors du cisaillement de radeaux de bulles. L'analyse des T1 montre alors qu'ils se produisent préférentiellement dans des endroits correspondant à des zones ordonnées de la mousse. Cette localisation est plutôt imposée par la contrainte globale de cisaillement que l'on applique à la mousse. Soulignons que bien que cette contrainte soit globale, les contraintes locales ne sont pas forcément homogènes.

Debrégeas *et al* [15] se sont quant à eux intéressés au cisaillement d'une mousse humide désordonnée dans une géométrie couette. Ils ont montré que l'influence des frontières provoque une corrélation très forte entre T1 menant ainsi à une localisation de ces derniers. Ces observations sont étayées par les travaux de simulations de Kabla *et al* [17] qui montrent que le T1 qui se produit dans la mousse induit un cisaillement local des bulles qui sont à sa proximité et d'autre part que la présence de la frontière rajoute une contrainte locale supplémentaire, ce qui a pour effet d'augmenter la fréquence des T1 au voisinage de ces frontières.

Calcul du module de Young

Dans la théorie de l'élasticité linéaire, quand un matériau élastique et isotrope est contraint à se déformer, la loi de Hooke relie la contrainte σ (homogène à une pression) qui lui est appliquée à sa déformation (sans dimension). L'ordre de grandeur des coefficients de la matrice d'élasticité est donné par le module d'Young E . Dans le cas d'une compression uniaxiale selon l'axe z , on a en particulier

$$\sigma_{zz} = E \epsilon_{zz} \quad (1.3)$$

Ce module nous renseigne donc sur la rigidité du matériau isotrope. L'autre coefficient caractérisant le matériau est usuellement ν , le coefficient de Poisson. Dans un matériau bidimensionnel isotrope, $\nu = 1$.

On introduit aussi μ le module de cisaillement mais ce module est relié au module d'Young par une constante dépendant des caractéristiques du matériau [18, 19].

Cas d'une mousse isotrope Du point de vue *macroscopique*, et dans le cas de petites déformations, la mousse peut-être considérée comme un milieu élastique isotrope. On peut dans ce cas mesurer un module d'Young. Dans le cas d'une mousse 2D monodisperse hexagonale, Princen [20] et plus tard Khan et Armstrong [21, 22] ont calculé analytiquement le module de cisaillement de la mousse. Cette valeur dépend de la tension superficielle et

de la taille de la bulle. En posant d le périmètre initial de la bulle, alors

$$\mu = \frac{6\gamma}{\sqrt{3}d} \quad (1.4)$$

Donc pour une taille de bulle typique de 5 mm, et $\gamma = 27mN/m^3$, le module de cisaillement est $\mu = 18.71 \text{ Pa}$: il est de l'ordre de la surpression dans une bulle en contact avec l'extérieur. Retenons que la relation (1.4) montre que le module de cisaillement (et avec lui le module d'Young) augmente quand la taille des bulles diminue.

Module de cisaillement et désordre Dans les matériaux élastiques, les défauts dilués dans une matrice cristalline ont tendance à rendre plus rigide le matériau et donc à augmenter le module d'Young [23]. Dans les mousses, le désordre a pour origine la différence de taille des bulles ainsi que le nombre de côtés des bulles. Simon Cox *et al* [24] ont calculé numériquement le module de cisaillement en fonction du désordre en utilisant Surface Evolver. Ils examinent μ pour des mousses monodisperse, bidisperse, polydisperse et le corrélient avec le désordre structural dans la mousse. Dans tous les cas, le module de cisaillement de la mousse diminue quand le désordre augmente. Ce résultat a été confirmé théoriquement par Kruyt [25].

1.3.2 Perturbation locale d'une mousse

Notion de fracture : critère de Griffith

Griffith en 1920 [26] a décrit la propagation d'une fracture dans les matériaux dits fragiles en procédant à un bilan énergétique sur ces matériaux. Il a en particulier introduit un critère sur la contrainte seuil qui déclenche l'avancée d'une pointe de fracture. Pour trouver cette contrainte, Griffith considère qu'une microfissure préexiste dans le matériau. Lorsque la microfissure s'ouvre, une interface se crée, ce qui nécessite une énergie. Cette énergie est fournie par la relaxation de l'énergie élastique stockée dans le matériau au voisinage de la pointe de la fracture. La contrainte seuil est atteinte lorsque l'énergie élastique stockée est suffisante pour créer une nouvelle interface : si a est la taille de la microfissure, la variation d'énergie pour créer cette interface de longueur da est donnée par $4\gamma da$. Le matériau soumis à la contrainte σ contient de l'énergie élastique qui est restituée lorsqu'il se rompt (*cf* figure 1.6). Quand la fissure grandit, l'énergie élastique récupérée est égale à $\frac{\pi a \sigma^2}{E} da$ avec E le module de Young du matériau. Juste avant la rupture du matériau les deux énergies

3. Il s'agit de l'eau contenant 4% de liquide vaisselle en volume.

sont égales, ce qui donne une valeur de σ au delà de laquelle le matériau se rompt :

$$\sigma_{seuil} = \sqrt{\frac{4\gamma E}{\pi a}} \quad (1.5)$$

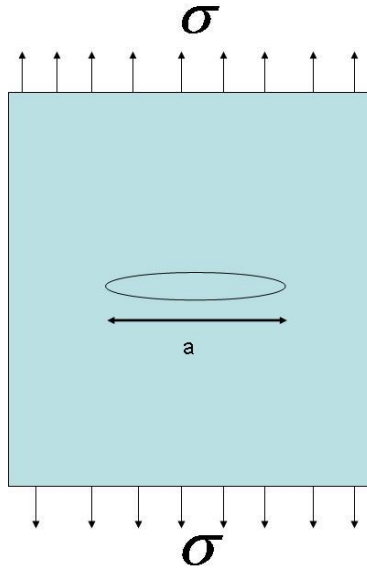


FIGURE 1.6 – Déformation d’un matériau fragile sous l’effet d’une contrainte σ . La forme elliptique au milieu du matériau représente une microfissure.

Dans le cadre de ce travail de thèse nous avons fait une analogie entre la propagation de fractures dans un matériau fragile et l’ouverture d’une bulle dans une mousse bidimensionnelle. La bulle centrale s’ouvre en effectuant des T1 et chaque T1 dissipe de l’énergie comme dans le cas d’une propagation de fracture. L’ordre de grandeur de l’énergie dissipée correspond à l’énergie élastique stockée juste avant que le T1 se produise. On peut estimer l’ordre de grandeur de cette énergie à partir du module d’Young de la mousse (en se basant sur une mousse hexagonale isotrope). On trouve

$$\sigma_{seuil} \approx \frac{\gamma}{d}$$

Soulignons ici que la rupture ne s’accompagne pas d’une création d’interface mais d’une disparition. Le surplus d’énergie élastique est dissipé par frottement visqueux.

Expérience de Stokes

Il s’agit d’observer le comportement de la mousse quand elle est contrainte localement par la présence d’un obstacle fixe pendant son écoulement. Cette expérience a été réalisée

à 2D par Dollet *et al* [27] et à 3D par Cantat *et al* [28]. Dans le cas 3D, l'obstacle est relié à un capteur de force qui mesure l'influence de la mousse en écoulement sur cet obstacle. La vitesse de translation de la mousse est de $5 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Donc elle se déplace suffisamment lentement pour qu'on puisse considérer qu'elle est en régime quasistatique⁴.

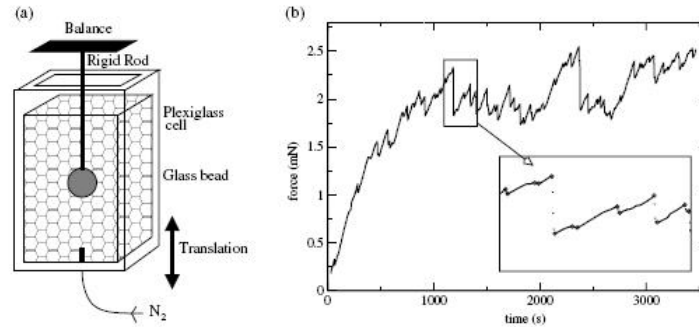


FIGURE 1.7 – a) Dispositif expérimental. b) Force exercée par la mousse sur l'obstacle (figure extraite de [28]).

La figure 1.7b montre la mesure de la force exercée par la mousse sur l'obstacle dans les expériences de Cantat et Pitois [28]. L'enregistrement de la force exercée sur l'obstacle montre une succession de régimes de charge, où la mousse se comporte comme un solide élastique, et de décharge violente lorsque des T1 relaxent la contrainte et permettent à la mousse d'avancer autour de l'obstacle. Dans les expériences décrites dans cette thèse, on sollicite la mousse par gonflage d'une bulle en son centre : son volume et son nombre de voisins augmentent. On peut donc penser que le suivi de la pression de cette bulle peut donner des renseignements sur l'évolution des caractéristiques de la mousse exactement comme dans le cas de l'expérience de Stokes.

1.3.3 Réponse de la mousse à un T1

Dans cette partie, on fait une revue de littérature afin de comparer les expériences menées durant ce travail de thèse à d'autres études portant sur une mousse perturbée localement. En particulier les études faites sur l'effet d'un T1 sur les autres bulles de la mousse.

4. La présence de l'obstacle ne détruit pas la mousse : seuls les T1 provoquent des sauts sur la force enregistrée.

Étude de T1 individuels

Si l'écoulement étudié est très lent, la mousse peut être considérée à tout instant comme étant à l'équilibre mécanique, hormis lorsqu'un T1 se produit. Il est alors en théorie possible de mesurer l'énergie de la mousse à tout instant (comme les simulations de mousses par SE évoluer le permettent). Remarquons cependant que cette mesure sur des mousses réelles est habituellement entachée d'erreur. On apportera une solution à ce problème au chapitre 4.

On peut imaginer un espace des configurations constitué de puits paraboliques – la mousse se comporte comme un solide élastique – où la mousse se déplace et peut sauter d'un puits à l'autre lors d'un T1 (cf figure 1.8). Donc la mousse visite un paysage d'énergie assez varié⁵.

L'intérêt de cette représentation est que l'on peut isoler un T1 et l'analyser en comparant les structures de la mousse avant et après ce T1. Il est donc possible, entre autres caractéristiques, d'attribuer une énergie à ce T1. On verra dans la suite de ce manuscrit qu'il est possible de réaliser une telle mesure et qu'elle est reproductible. On mentionne par la suite des travaux théoriques et numériques antérieurs permettant d'avoir accès à d'autres caractéristiques des T1.

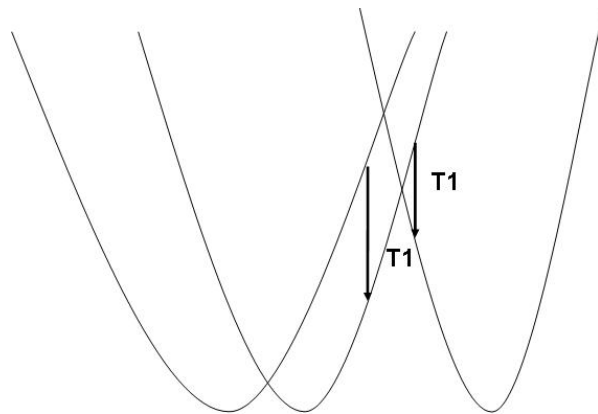


FIGURE 1.8 – Paysage énergétique visité par la mousse à cause des T1. Chaque phase quasistatique peut être décrite par le déplacement d'un point (figurant la mousse) dans un puits de potentiel.

Étude théorique d'un milieu élastoplastique Picard *et al* [29] ont étudié l'effet d'un évènement plastique sur un milieu soumis à une contrainte de cisaillement global.

5. Mais elle ne prend pas de photo.

Ils se sont notamment intéressés à la portée de l'évènement si elle existe. À partir d'un modèle élastoplastique général, ils ont calculé la modification de la contrainte de cisaillement résultant d'un évènement plastique localisé dans différentes géométries 2D en calculant d'abord la perturbation correspondante dans un milieu infini. À 2D, ce champ décroît algébriquement en r^{-2} . Ce qui montre que le matériau réagit élastiquement à un évènement plastique. La contrainte est maximum au voisinage immédiat de l'évènement plastique mais elle s'atténue très vite quand on s'en éloigne. Ce résultat suggère qu'un évènement plastique n'a pas de portée finie. Tout le matériau est affecté par la perturbation.

Étude numérique pour une mousse 2D Dans sa thèse Alexandre Kabla [14] a étudié numériquement les fluctuations de contrainte de cisaillement provoquées par un unique T1 dans une mousse simulée par le logiciel Surface Evolver (dans une mousse les contraintes se calculent de manière simple en utilisant le réseau des bords de Plateau [30, 31, 32, 14, 33]). La carte de variation de contrainte calculée dans une mousse à proximité d'un T1 est donnée par la figure 1.9. Le code couleur représente la différence entre la contrainte algébrique de cisaillement avant et après le réarrangement. Les zones rouges traduisent une augmentation locale de la contrainte tandis que les zones bleues correspondent à une diminution de celle-ci. On observe 4 zones rouges et 4 zones bleues où respectivement la contrainte s'accroît ou diminue, ce qui traduit une réponse octopolaire de la contrainte au T1, compatible avec l'étude théorique de Picard.

En s'intéressant plus particulièrement à l'atténuation des fluctuations de contraintes, Kabla montre que le T1 a un effet à longue portée. En effet la variation de la contrainte en fonction de la distance aux T1 est plus proche d'une loi de puissance que d'une exponentielle. Kabla est cependant prudent en disant qu'il est quand même difficile de trancher entre les deux lois à cause de la taille finie du matériau.

A contrario, les travaux numériques de Cox *et al* [34] sur des T1 se produisant dans des mousses aux parois libres ont montré que la variation de pression des bulles en fonction de la distance aux T1 décroît exponentiellement, indiquant ainsi un écrantage après quelques diamètres de bulles, ce qui est contradictoire avec la réponse élastique de la mousse aux T1, et tend à confirmer l'influence des parois sur le comportement de la variation des contraintes.

Ces derniers travaux se rapprochent plus de ce travail de thèse dans le sens où la mousse est soumise à une déformation localisée avec une contrainte minimale sur ses bords. La différence entre les travaux de Cox *et al* et le nôtre vient du fait que les T1 sont provoqués de manière artificielle par permutation de voisinage chez Cox *et al*, tandis que les T1 se produisent de manière spontanée dans nos travaux.

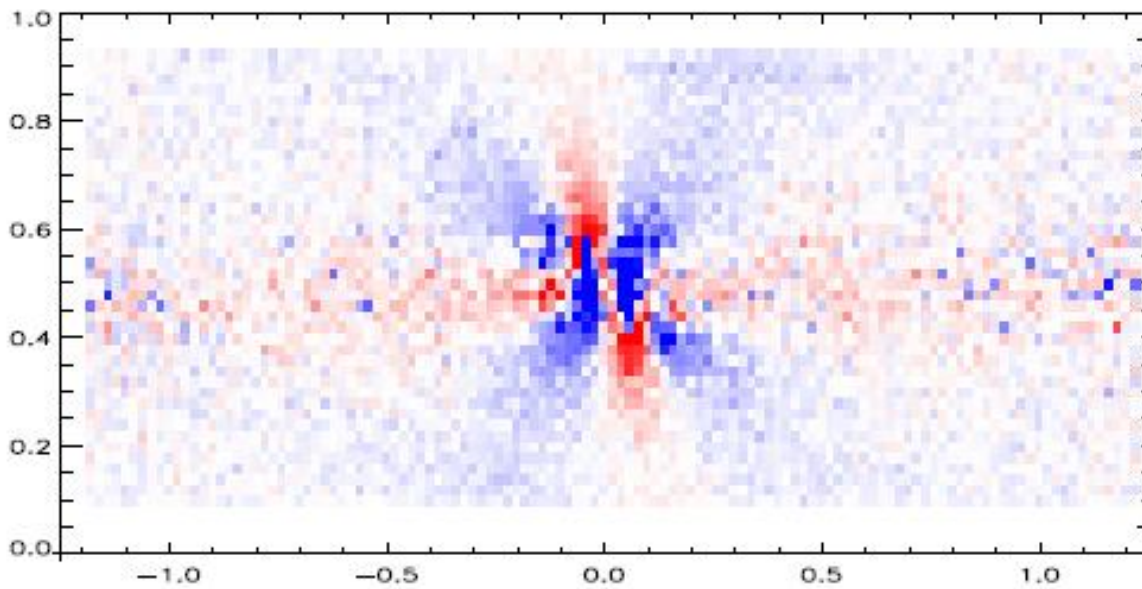


FIGURE 1.9 – Cartes des variations de contrainte tangentielle lors du T1 (extraite de [14]).

Étude expérimentale

Nous souhaitons apporter quelques réponses expérimentales sur les caractéristiques du T1, en particulier nous souhaitons mesurer son influence sur le déplacement et la pression des bulles qui n’y participent pas directement⁶. Citons entre autres questions le fait qu’expérimentalement il n’a pas été prouvé, à notre connaissance, qu’un T1 a une portée. Il est possible d’avoir un rapide aperçu des possibilités offertes par l’analyse de la structure de la mousse en faisant la différence entre deux images enregistrées avant et après le T1 comme le montre la figure 1.10. Après le T1 certaines bulles se rapprochent de l’endroit où se produit le T1 (films noirs vers l’extérieur) tandis que d’autres s’éloignent du centre du T1 (films noirs vers l’intérieur). Plus précisément, le champ de déplacement radial est quadrupolaire.

6. Le nombre de cotés des bulles qui participent aux T1 change sans aucune variation d’aire, ce qui engendre une variation de pression de ces bulles.

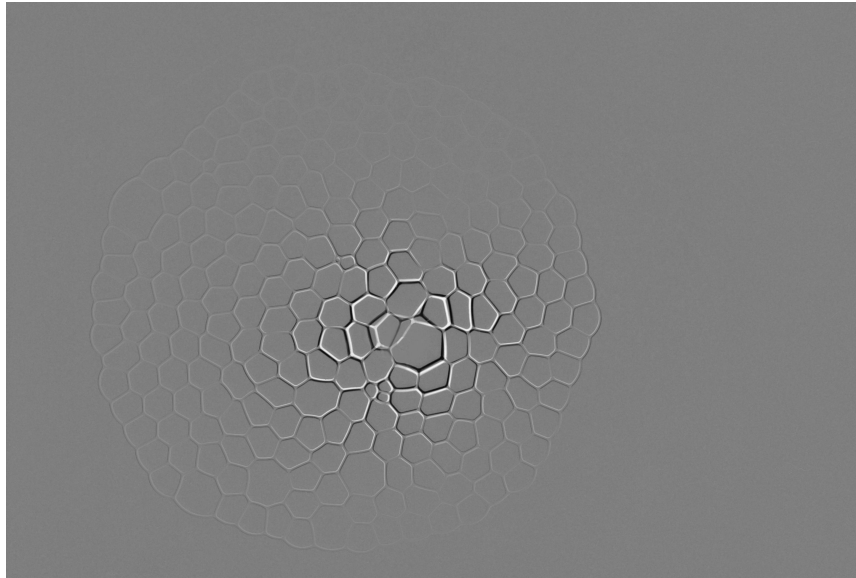


FIGURE 1.10 – Réponse à la mousse à un T1 par superposition de deux images. En blanc l'image avant le T1 et en noir l'image après le T1.

1.4 Plan de la thèse

Le plan de ce mémoire de thèse s'articule de la manière suivante :

- Le chapitre 2 est consacré à une présentation du montage expérimental. On y détaille la méthode de fabrication des mousses étudiées ainsi le dispositif utilisé pour déformer les mousses. On décrit en outre la méthode d'acquisition d'images sur laquelle repose notre analyse.
- Le chapitre 3 décrit les méthodes d'analyse d'image employées pour extraire des séquences d'images des informations pertinentes sur les bulles (voisinage, position, taille, etc ...). On décrit en particulier une méthode de corrélation d'images successives permettant d'assurer le suivi de toutes les bulles d'une image à l'autre.
- Le chapitre 4 est consacré à la description d'une méthode originale développée durant ce travail de thèse (en collaboration avec Marco Mancini) pour analyser des images de mousses bidimensionnelles à l'aide du logiciel Surface Evolver. Cette méthode étend considérablement le champ des caractéristiques mesurables des mousses : on peut ainsi mesurer précisément des courbures de films, et donc la pression régnant dans les bulles.
- Les outils décrits dans le chapitre 4 permettent de caractériser la dynamique de mousses bidimensionnelles soumises à des déformations localisées en régime quasi-statique. Le chapitre 5 décrit les résultats obtenus dans ces expériences. On ex-

plique en particulier la forme que prend la bulle lorsqu'elle subit plusieurs cycles de déformations.

- Les chapitre 6 est consacré à la description des T1 dans la mousse. On s'intéresse aux caractéristiques évoquées au paragraphe 1.3.3 ainsi qu'à certaines caractéristiques propres au montage étudié : leur renversabilité (dans un cycle de déformation) ainsi que leur reproductibilité d'un cycle à l'autre.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental que nous avons conçu pour nous permettre d'étudier le comportement de mousses bidimensionnelles soumises à des déformations cycliques localisées : la mousse est déformée en injectant de l'air dans une bulle proche de son centre. Cette bulle est alternativement gonflée et dégonflée de manière quasistatique.

Dans un premier temps nous décrivons le dispositif de mesure. Ce dernier permet de filmer l'évolution de la mousse et d'enregistrer simultanément l'évolution de la pression dans la bulle déformée. Nous décrivons ensuite la méthode employée pour fabriquer, de manière statistiquement reproductible, des mousses bidimensionnelles de caractéristiques (fraction liquide, monodispersité) contrôlées.

L'analyse du film sera décrite au chapitre 3 tandis que la corrélation entre les images et la pression enregistrées à l'aide du logiciel Surface Evolver sera décrite au chapitre 4. L'appareillage spécifique utilisé pour l'étude des mousses tridimensionnelles sera quant à lui décrit au dernier chapitre.

2.1 Description du montage expérimental

Le montage expérimental est constitué d'une caméra, d'une cellule Hele-Shaw, d'un capteur de pression, d'un pousse seringue, d'un néon circulaire et d'un ordinateur. Nous allons décrire la fonction de chaque appareil dans cette étude. Nous vous présentons dans la section 2.3 le déroulement d'une expérience.

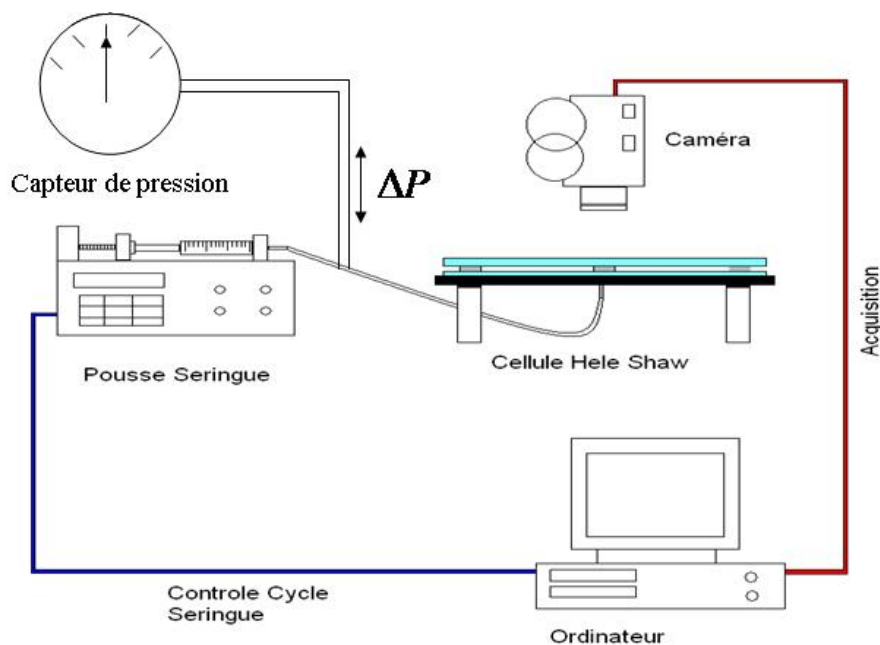


FIGURE 2.1 – Dispositif expérimental pour l'étude des mousses monodisperses 2D

2.1.1 Cellule Hele-Shaw

Préparation de la cellule

La cellule Hele-Shaw est constituée de deux plaques de verre circulaires de 30 cm de diamètre et 5 mm d'épaisseur séparées par trois cales de 1 mm d'épaisseur. Les bulles extérieures de la mousse sont en contact avec l'environnement. Cette cellule nous donne la possibilité d'observer la mousse dans une configuration quasi 2D¹ : même si on observe une seule couche de bulles, la mousse est en réalité une mousse tridimensionnelle puisque le liquide se répartit principalement au contact des plaques. Dans cette géométrie nous pouvons nous affranchir des effets de drainage qui sont dûs à la pesanteur qui favorise l'acheminement du liquide dans les réseaux de bords de Plateau et des noeuds. La longueur capillaire définie par :

$$l = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} \quad (2.1)$$

Où $\rho = 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ est la masse volumique et $g = 10 \text{ m.s}^{-2}$ la constante de gravité, permet d'expliquer le choix de l'épaisseur entre les deux plaques. En effet pour γ comprise entre 26 mN/m et 27 mN/m, la longueur capillaire représentant l'égalité entre les forces capillaires et la pesanteur est comprise entre 1,61 mm et 1,64 mm. Elle est donc plus grande que

1. En réalité pour une mousse 2D, l'épaisseur est nulle

l'épaisseur entre les deux plaques. Ce qui montre la prédominance des effets capillaires. Pour rester dans cette configuration 2D, le choix de l'épaisseur des cales est important, il faudra toujours vérifier que le diamètre des bulles est plus grand que cette épaisseur.

La plaque inférieure de la cellule est percée d'un trou de 2 mm de diamètre par la méthode de la découpe au jet d'eau² et munie d'une buse métallique de 1,5 mm de diamètre. Cette buse est collée sur la plaque avec de la colle Araldite. Remarquons que contrairement à d'autres colles, l'Araldite à prise lente a l'avantage de ne pas casser la mousse à son contact.

Utilisation de la cellule

La mousse est initialement contenue dans un tube cylindrique à l'intérieur duquel elle a été fabriquée par bullage. La plaque supérieure de la cellule permet de récupérer les bulles, par simple contact avec la mousse. Les bulles s'accrochent à la surface de la plaque et forment un agrégat (*cf* figure 2.2). Plus la surface de contact avec la mousse est importante, plus nombreuses sont les bulles. La mousse est ensuite délicatement posée et prise en sandwich entre les deux plaques séparées par les cales³.

2.1.2 Interfaçage du matériel avec l'ordinateur

La buse sur la plaque inférieure de la cellule permet d'injecter de l'air au centre de la mousse au moyen d'un pousse-seringue piloté par ordinateur grâce à un programme écrit sur Labview. Ce programme permet de régler la durée d'un cycle de gonflage et de dégonflage, le débit et donc le volume d'air injecté. Nous pouvons aussi régler le temps de pause entre le gonflage et le dégonflage.

2.1.3 Visualisation de la mousse

Il s'agit dans cette partie de suivre les détails de l'évolution globale et locale de la mousse au cours du temps. Le but est d'améliorer la qualité des images afin de facili-

2. La méthode du jet d'eau coupant a l'avantage de permettre d'obtenir une bonne finesse de coupe. Il s'agit de projeter de l'eau à très grande vitesse (2 à 3 fois la vitesse du son) contre l'obstacle à découper. L'eau, comprimée par l'intermédiaire d'une pompe Très Haute Pression (pression de 2000 à 4000 bars) est propulsée à travers une buse de diamètre 0,10 à 0,4 mm. Pour les matériaux durs comme le verre la découpe par jet d'eau abrasif est utilisée sans contrainte thermique au niveau de la coupe.

3. Les trois cales sont posées de telle sorte qu'elles forment un triangle équilatéral pour éviter toute inhomogénéité de l'épaisseur entre les deux plaques.

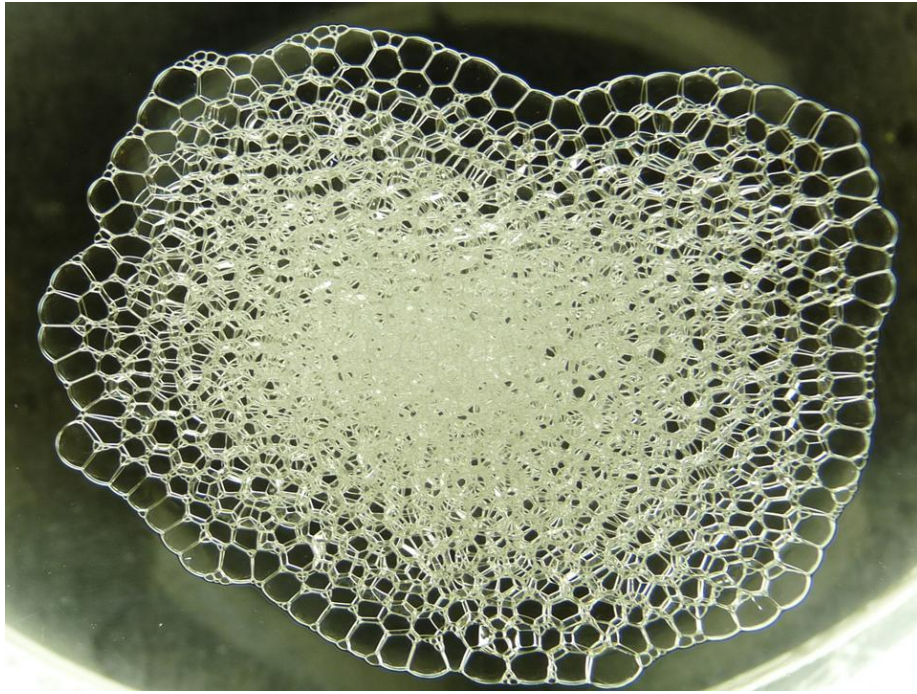


FIGURE 2.2 – Vue de dessus de la plaque supérieure de la cellule après récupération de la mousse dans le tube cylindrique

ter leur traitement. Ce dernier permet d'extraire des informations sur chaque bulle de la mousse.

La caméra (ou l'appareil photo) placée au dessus de la cellule Hele-Shaw permet d'imager l'expérience. Cette caméra est montée sur un support attaché au banc. En fonction de la taille de la mousse, la hauteur de la caméra peut être ajustée pour avoir un champ de vision plus adéquat. Pour les besoins expérimentaux, une caméra CCD de résolution 768×512 pixels semble appropriée pour faciliter le traitement d'images. Avec cette caméra, il est possible de prendre jusqu'à 10 images par seconde. Nous n'avons pas jugé nécessaire d'utiliser une caméra rapide dans notre étude, même si ce n'est pas la vitesse de sollicitation qui est importante mais surtout la fréquence des réarrangements. La caméra permet de suivre aussi les cascades de T1 qui se suivent de façon très rapprochées en sollicitation lente.

Pour faciliter l'observation et le traitement des images, il est important d'avoir un bon éclairage. De ce fait un néon circulaire de 50 cm de diamètre est disposé sous la mousse. Sa circularité rend l'éclairage homogène dans toute la mousse. Ce néon est relié à un ballast modulant l'intensité du courant à 50 kHz pour éviter son battement à une fréquence de 50 Hz, visible sur la caméra. Le néon est posé sur un support dont le fond est teint en

noir, ce qui permet d'augmenter le contraste afin de faciliter la visualisation des films qui apparaissent en blanc sur les images.

L'acquisition d'images s'effectue grâce à un ordinateur en utilisant le logiciel Matrox. Nous avons fait le choix de prendre 4 images par seconde. Ce choix se justifie par un compromis entre la mémoire utilisée pour stocker les images et le suivi de l'évolution de la mousse. Typiquement une expérience peut durer entre 20 minutes et 30 minutes, ce qui correspond à plus de 5000 images à traiter. Au delà de 30 minutes, nous remarquons que la diffusion du gaz commence à être visible sur les bulles en contact direct avec l'atmosphère.

2.1.4 Capteur de Pression

Nous enregistrons conjointement l'évolution de la mousse et de la pression dans la bulle déformée. Cette dernière est reliée à deux tuyaux qui communiquent grâce à une jonction en T, l'un permet d'injecter de l'air tandis l'autre est relié au capteur de pression de nouvelle génération développé par MKS, capable de mesurer des variations de pression très faibles sur une gamme de 0 à 100 Pa. La précision de l'appareil est de 0,3 Pa.

Ce capteur différentiel contenant une membrane élastique qui se courbe en fonction de la force qui lui est appliquée, convient à nos mesures car les variations de pression que nous mesurons ne dépassent guère 30 Pa. Le capteur est relié à une carte d'acquisition qui permet d'enregistrer le signal. L'idée de se munir d'un capteur de pression a participé à l'amélioration de l'étude de la réaction locale et globale d'une bulle contrainte par la présence de ses voisines. Du point de vue locale, le capteur permet de détecter les sauts de pression dus à la variation du nombre de voisins de la bulle déformée. Du point de vue global, il sert à calculer l'énergie injectée dans la mousse (*cf* chapitre 5).

2.2 Fabrication d'une mousse bidimensionnelle

2.2.1 Cahier des charges

L'objectif est de contrôler au mieux les caractéristiques physiques et physico-chimiques des mousses étudiées afin que la structure de la mousse (nombre de bulles, désordre) serve de paramètre de contrôle des expériences réalisées. Pour ce faire nous devons respecter un cahier des charges rigoureux :

Nous cherchons à étudier les conséquences d'une déformation localisée sur la structure d'une mousse. Cette déformation est quasi-statique et peut être exercée de manière cyclique. On

essaye autant que faire se peut d'éviter les autres mécanismes susceptibles d'influencer la réponse de la mousse : un écart au régime quasi-statique induit par une réponse trop lente de la mousse et le vieillissement de sa structure dû soit à l'éclatement des films, soit à la diffusion gazeuse.

Ce cahier des charges a des conséquences d'une part sur la nature des constituants des mousses étudiées, et d'autre part sur la structure des mousses elles-mêmes :

- *Caractéristiques physico-chimiques.* La rhéologie des mousses est influencée par les caractéristiques physico-chimiques du liquide constituant la phase continue de la mousse, i.e. par sa tension superficielle et ses viscosités de volume et de surface. Ces paramètres varient d'une solution à une autre, en fonction du viscosifiant, du tensio-actif, mais aussi, pour une même solution, en fonction de la température extérieure. Ainsi Eötvös fut le premier à montrer théoriquement que la tension superficielle décroît linéairement en fonction de la température [35]. Par exemple, la tension superficielle d'une interface eau/air est égale à 76.10^{-3} mN/m à 0 °C et varie en fonction de la température pour atteindre une valeur de 70.10^{-3} mN/m à 37 °C, soit une diminution de 7,9%. Dans le cadre de ce travail de thèse, les conditions d'expérimentation sont choisies afin de fixer et éventuellement de contrôler les valeurs de ces paramètres. L'existence d'un vieillissement de la structure de la mousse dû pour partie à la diffusion de gaz à travers les films liquides, et pour partie à l'éclatement des films, impose que les expériences ne durent pas plus d'une dizaine de minutes⁴. Il est donc impératif que l'équilibre mécanique des mousses étudiées soit rapidement atteint après déformation, ceci afin de pouvoir déformer continûment celles-ci. La viscosité des solutions est donc choisie assez peu élevée.
- *Caractéristiques géométriques.* La polydispersité de la taille des bulles dans une mousse doit aussi influencer ses propriétés rhéologiques ainsi que son vieillissement. Simon Cox[36] a par exemple montré numériquement que le module d'Young d'une mousse bidimensionnelle décroissait avec le désordre de taille des bulles. Quant au vieillissement, i.e. la disparition lente des petites bulles au profit des grosses par diffusion de gaz à travers les films liquides, on sait depuis von Neumann (1954) que c'est le nombre de faces d'une bulle, caractéristique liée entre autres à sa taille⁵, qui pilote le devenir de celle-ci. Afin de ralentir le vieillissement d'une

4. On aurait pu imaginer utiliser un gaz limitant ou bloquant le processus de diffusion à travers les films. Cependant la géométrie particulière de l'expérience, où les bords de la mousse sont exposés à l'atmosphère extérieure, et donc à une pression de référence constante, empêchait qu'on eût recours à un tel gaz qui engendre un gonflement assez rapide des bulles en contact avec l'atmosphère.

5. via la relation de Lewis (1928).

mousse désordonnée, on peut limiter la dispersion de nombres de faces - qui génère le vieillissement - en choisissant des bulles de même taille. Le vieillissement de la mousse n'est alors que ralenti. On montre cependant par la suite qu'aux échelles de temps caractérisant les expériences réalisées dans le cadre de cette thèse, ce mécanisme ne joue que peu.

2.2.2 Dispositif de fabrication

Conditions extérieures

La pièce où ont lieu les expériences est thermo-staée à la température de 22°C. Les bords de la mousse sont en contact avec l'atmosphère extérieure, dont la pression sert de référence durant l'expérience. La monodispersité des bulles limite le mécanisme de diffusion à l'intérieur de la mousse. En effet à l'intérieur de la mousse monodisperse, les films sont

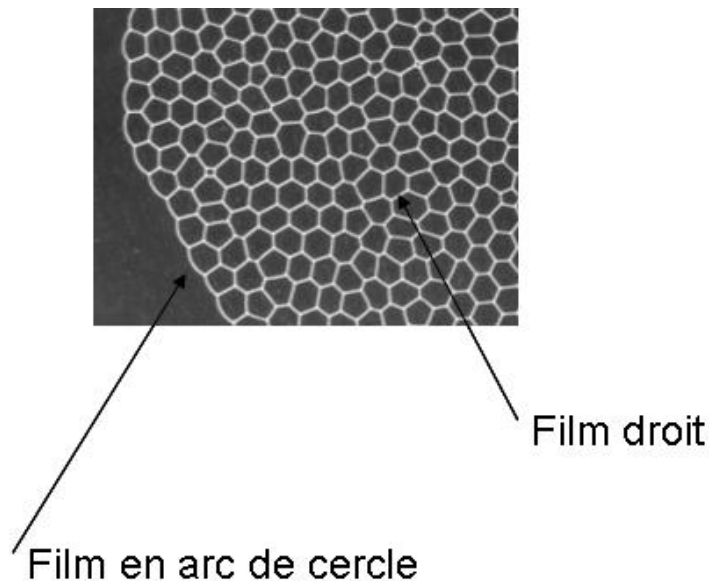


FIGURE 2.3 – films droits = différence de pression entre les faces quasi nulle, films courbés = différence de pression importante

presque droits, et toutes les bulles ont la même taille, on peut en conclure que la différence de pression entre deux bulles est faible, voire négligeable.

En revanche les bulles de bords de mousse sont en surpression par rapport à l'extérieur : elles partagent des films presque droits avec leurs voisines et un film très courbé avec l'extérieur, de longueur plus importante que la longueur des autres films (voir figure 2.3).

D'après la loi de Laplace, la pression dans la bulle est plus importante que la pression extérieure. Typiquement cette différence de pression est égale à 13,5 Pa pour une bulle de diamètre 4 mm avec une valeur de la tension superficielle $\gamma = 27$ mN/m. Les films étant perméables à l'air, il s'établit un processus de diffusion du gaz des bulles du bord vers l'extérieur.

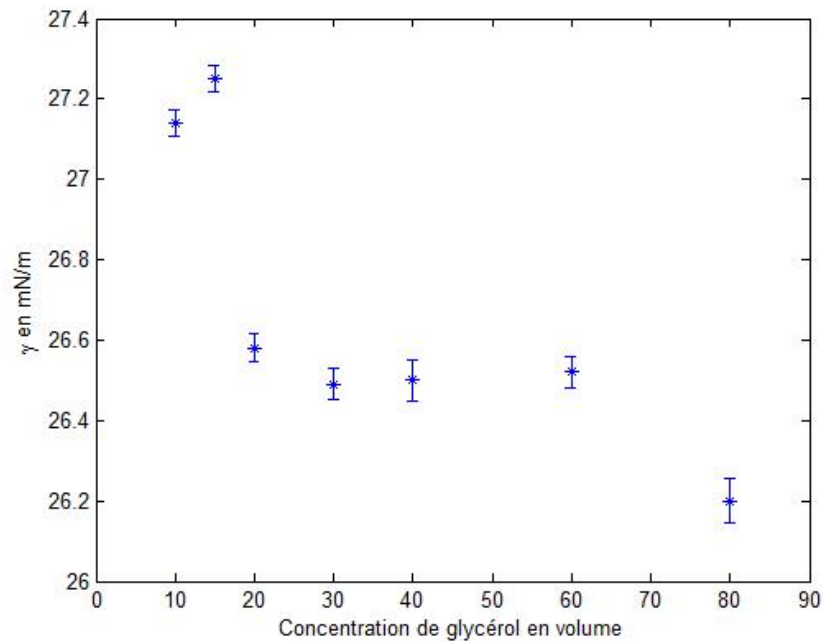
Composition du liquide moussant

Les mousses sont fabriquées en mélangeant de l'eau et du liquide vaisselle commercial Palmolive à 4 % en volume. Nous justifions le choix de cette concentration par une meilleure stabilité des films. En effet les films fabriqués sont très minces et s'amincissent de plus en plus sous l'effet du drainage. Cette diminution de l'épaisseur fragilise la mousse et les bulles peuvent disparaître au contact avec la moindre poussière. Pour rendre les films plus résistants, nous rajoutons au moins 5% de glycérol à la solution. Ce qui augmente la viscosité de la solution. Nous avons mesuré les valeurs de la tension superficielle et de la viscosité de la solution pour des concentrations plus élevées. À titre d'exemple, les valeurs respectives de la tension superficielle et de la viscosité que nous avons mesurées dans la sous-section 2.2.2 sont égales à 27,25 mN/m et 1,73 mPa.s à 15% de glycérol, 26,5 mN/m et 3,26 Pa.s à 40% de glycérol. La tension superficielle γ ne diminue pas significativement, tandis que η augmente spectaculairement.

Propriétés du liquide

Mesure de la tension superficielle La valeur de la tension superficielle du liquide moussant dépend de sa concentration en glycérol. Nous l'avons mesurée par la méthode de la goutte pendante. Il s'agit en effet de suspendre une goutte à l'extrémité d'une aiguille et d'analyser sa forme. D'une mesure de sa forme et de sa pression, nous pouvons déduire la tension superficielle de la solution par la loi de Laplace. La figure 2.4 donne la variation de la tension superficielle avec la concentration de glycérol. On remarque que la tension superficielle γ ne varie que très peu en fonction de la concentration de glycérol : entre 10% et 80% de glycérol en volume, γ n'a diminué que de 3,7%.

Viscosité de la solution Nous déterminons la viscosité de la solution en utilisant un rhéomètre de Couette cylindrique qui exerce un taux de cisaillement fixé et contrôlé. La méthode utilisée pour calculer la viscosité est décrite en annexe. La figure 2.5 reproduit dans une échelle sémi-log le comportement de la viscosité pour différentes concentrations de glycérol d'une solution moussante.

FIGURE 2.4 – Mesure de γ en fonction de la concentration en glycérol

La viscosité en volume varie sensiblement avec la concentration de glycérol, la variation est très forte pour les grandes valeurs de la concentration.

Bullage

La mousse est fabriquée dans un cristalliseur de diamètre 9 cm et de hauteur 5 cm. Ce dernier doit être nettoyé soigneusement pour éviter toute trace de graisse laissée par les doigts. Il est rempli à ras-bord avec la solution de tensioactifs pour faciliter la récupération de la mousse par contact des bulles avec la plaque supérieure. En effet le tube est rempli à ras-bord de solution pour garder la même fraction de liquide dans toutes les expériences. Pour fabriquer la mousse, nous soufflons de l'air dans le tube cylindrique déjà rempli grâce à un pousse seringue de marque Harvard raccordé à une buse de diamètre 1 mm placée au fond du tube. Nous imposons un débit d'air compris entre 10 mL/mn et 20 mL/mn. Pour un débit de 20 mL/mn, nous pouvons récolter plus de 1000 bulles par minute, ce qui est largement suffisant car dans les expériences que nous présentons, le nombre de bulles est de cet ordre de grandeur.

Il est très facile de contrôler la taille des bulles en :

- changeant le débit d'injection du pousse-seringue à diamètre d'ouverture fixée. En

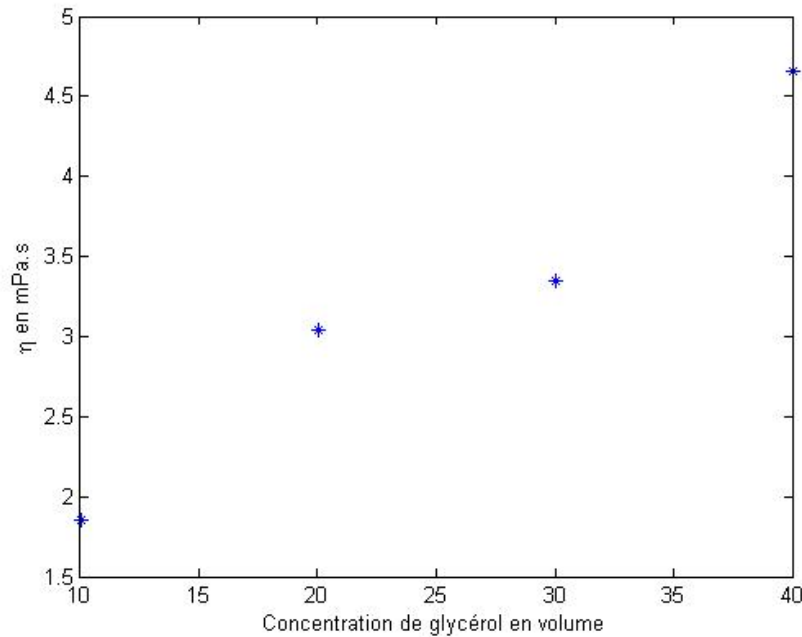


FIGURE 2.5 – Mesure de η en fonction de la concentration en glycérol

effet, à section donnée, le volume d'une bulle augmente avec le débit [37]

– changeant le diamètre d'ouverture à débit fixé.

Ainsi nous pouvons avoir des bulles allant de 3 mm jusqu'à 10 mm de diamètre. A titre d'exemple la figure 5.3(a) montre un histogramme⁶ de la distribution de surfaces des bulles dans une mousse fabriquée avec un débit de 20 mL/mn. La dispersité de taille $\sigma_S / \langle S \rangle = 0.22$ est relativement faible. On considérera par la suite que les mousses de ce type sont quasiment monodisperses⁷.

Contrôle de la fraction de liquide

Dans une mousse aqueuse, la fraction liquide ϕ_ℓ représente le quotient entre le volume de liquide occupé par la phase continue et le volume total de la mousse (phase continue+phase discontinue). Pour mesurer la fraction liquide, il suffit de peser la cellule contenant la mousse et par différence avec le poids de la cellule vide, on obtient le poids donc le volume du liquide. Puis par le calcul du volume total de la mousse grâce au traitement d'images,

6. Nous revenons sur la méthode utilisée pour obtenir ce résultat au chapitre suivant.

7. Durant une expérience, une règle graduée est posée à côté de l'image afin d'étalonner la dimension des bulles. Pour la mousse précédente, 570 pixels correspondaient à 13 cm, ce qui nous donne des bulles dont le diamètre moyen est ici de $4\text{mm} \pm 0.9$.

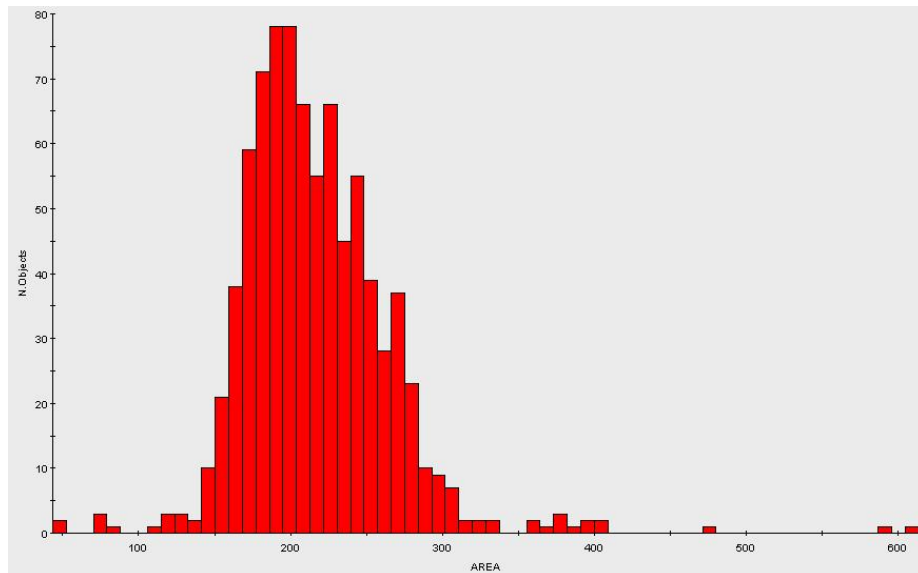


FIGURE 2.6 – Distribution de la surface mesurée en pixels des bulles dans une mousse. La surface moyenne des bulles est de 221,13 pixels avec un écart-type de 49,23

on en déduit la fraction liquide.

Au moment du bullage, les premières bulles sont rondes et occupent toute la surface libre de la solution, elles forment ainsi un réseau cristallin comme dans la figure 2.7. Si nous continuons à buller, une deuxième couche de bulles se crée, ce qui augmente la hauteur de la mousse et change la forme des bulles. En effet cette forme passe de circulaire à polygonale. Ceci témoigne de l'effet de la fraction de liquide sur la forme des bulles. Dans une mousse 3D, la forme des bulles est dictée par le drainage du liquide à cause de la pesanteur : il s'établit grâce au drainage un gradient de fraction liquide à travers le réseau des bords de Plateau [39].

Pour mettre en évidence l'hétérogénéité du liquide sur une mousse 3D, nous pouvons voir une photo de mousse 3D sous l'effet de la pesanteur (voir figure 2.8). On peut observer le changement de la fraction liquide en fonction de la hauteur. La forme des bulles passe d'une forme ronde au contact de l'eau à une forme polyédrique à cause du liquide qui draine par le réseau des bords de Plateau et des noeuds quand de nouvelles couches de bulles se créent.

Les bulles en surface de la mousse sont plus sèches que celles en profondeur. C'est pourquoi nous avons choisi de remplir le tube à ras-bord pour garder la même fraction de liquide dans toutes les expériences. Je décrirai la méthode développée pour calculer la

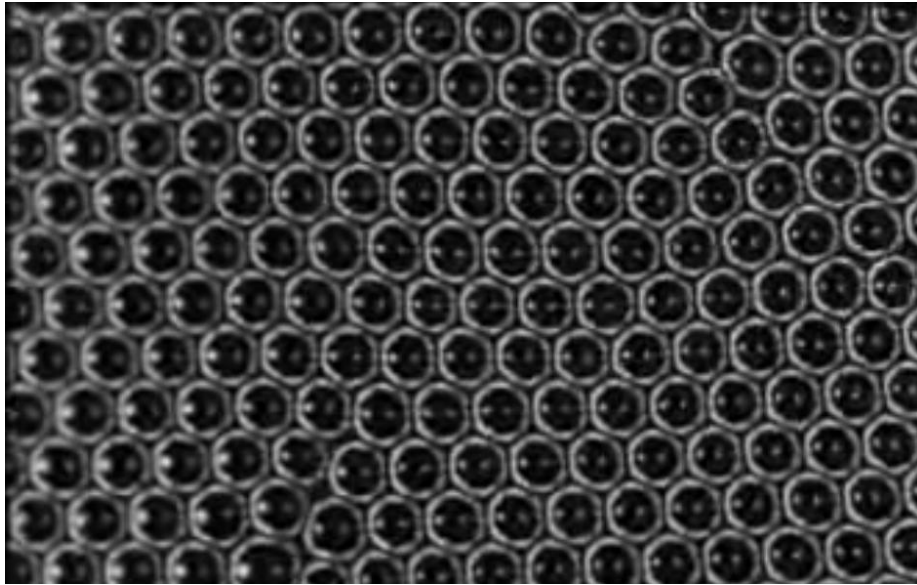


FIGURE 2.7 – Expérience de Bragg et Nye dans un radeau de bulles parfaitement cristallin. Cette image vient du livre de Feynman [38].

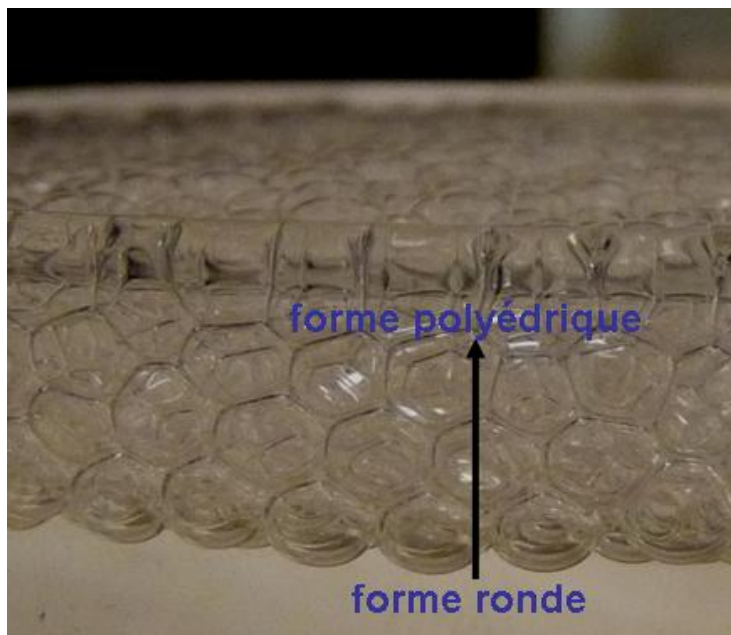


FIGURE 2.8 – Gradient de liquide dans une mousse dû à la gravité.

fraction de liquide dans le chapitre 4.

2.3 Déroulement d'une expérience

Une expérience « type », se déroule de la manière suivante :

1. Faire buller de l'air dans un tube cylindrique contenant 4 % de liquide vaisselle en volume pour fabriquer une mousse monodisperse.
2. Récupérer la mousse puis la confiner dans la cellule Hele-Shaw, pour être dans une configuration 2D.
3. Solliciter une bulle dans la mousse en injectant de l'air grâce à la buse incorporée dans la plaque inférieure de la cellule Hele-Shaw. Pour ce faire, on règle le débit d'injection d'air à $250 \mu\text{L}/\text{mn}$. Ce débit très faible permet à la mousse de rester dans le régime quasistatique sauf dans les brefs temps où des T1 se produisent dans la mousse. Ce choix permet aussi de négliger la friction des films liquides aux parois de la cellule à débit très faible [40, 41].
4. Lancer conjointement l'acquisition d'images et de pression. L'acquisition d'images et de pression doivent être synchronisée. La synchronisation est très difficile car nous n'avons pas de programme qui permet de lancer les deux acquisitions en même temps. Donc il faut lancer l'acquisition de pression puis l'acquisition d'images et calculer ensuite le décalage entre les deux acquisitions. Nous choisissons le même temps d'acquisition pour les deux enregistrements. Pour calculer le décalage, nous analysons le premier saut de pression dû à la variation du nombre de voisins de la bulle déformée et nous le comparons à l'image correspondant à ce changement de voisinage. La différence entre les deux nombres de points permet de donner le décalage. Il faudra tenir compte de ce décalage lors de l'analyse des données.

Nous présentons ici l'image d'une mousse 2D à 2 stades de son évolution. Il s'agit de l'état initial à gauche et de la fin du gonflage. Cette mousse contient 1104 bulles et la solution utilisée pour la fabriquer contient à 20% de glycérol.

Pour les besoins d'autres expériences une deuxième buse a été rajoutée sur la plaque inférieure de la cellule Hele-Shaw pour étudier l'effet d'une perturbation à 1 voire 2 ou 3 diamètres de bulles de la bulle sollicitée. Dans le premier dispositif la bulle centrale est raccordée au capteur de pression et au pousse seringue alors que dans le second la bulle perturbée est reliée seulement au pousse seringue et à quelques diamètres de bulles,

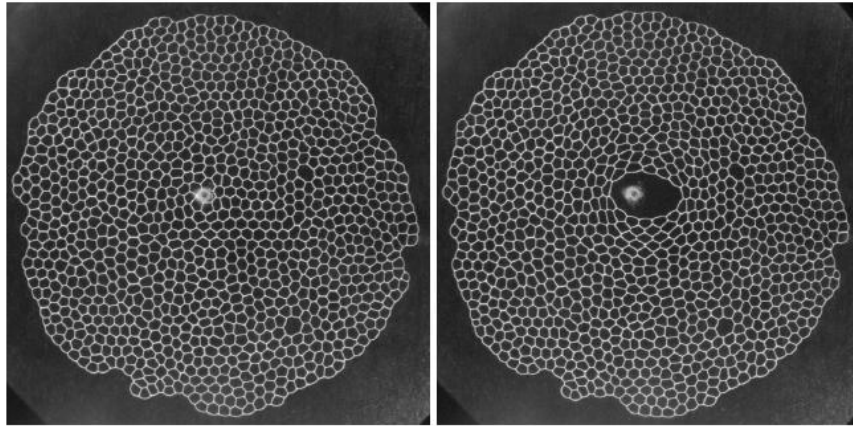


FIGURE 2.9 – Sollicitation d'une mousse 2D

le capteur de pression est joint à une autre bulle. Ce capteur permet de détecter toute variation de pression due à la sollicitation ou à un changement topologique éventuel. Nous disposons de plaques pour lesquelles la distance entre les buses varie entre 2 cm et 6 cm. (Nous avons utilisé la première plaque où les deux buses sont séparées d'une distance de 2cm car plus la distance est importante moins seront visibles les variations de pression.)

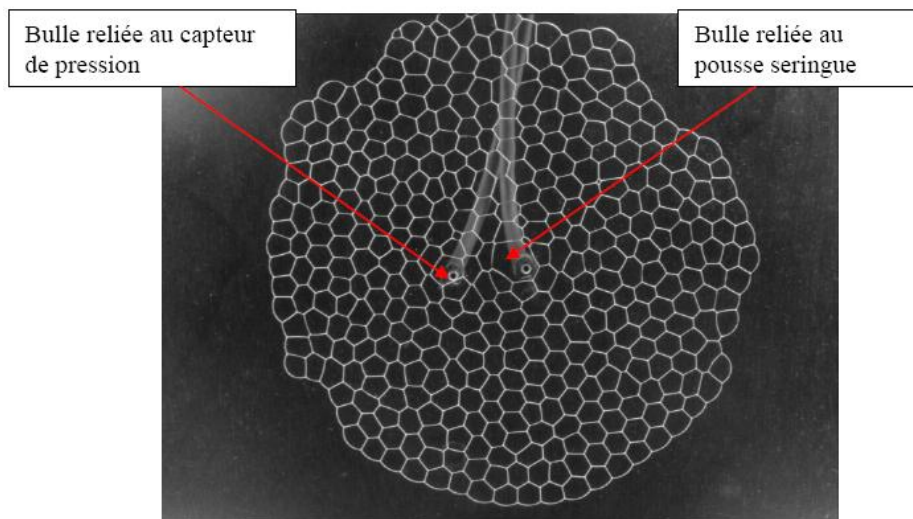


FIGURE 2.10 – Plaque à deux buses. La distance entre les deux buses est de 2 cm et la taille des bulles est de 5 mm

Chapitre 3

Méthode de traitement des données

Ce chapitre décrit la procédure de traitement d'images. La majeure partie des données obtenues sont sous forme d'images en niveau de gris. Il s'agit ici d'extraire les informations pertinentes de ces images en ayant recours à des méthodes de traitement d'images.

Tout logiciel de traitement d'images peut à priori convenir. En effet les procédures de traitement d'images que nous utilisons sont des procédures bien connues. Nous utilisons cependant un logiciel commercial du nom de Aphelion dans la perspective d'étendre le plus facilement possible le traitement réalisé à 2D à des images 3D. Ce logiciel offre en effet la possibilité de transposer les opérations réalisées à 2D à des images 3D, et permet une extraction rapide des caractéristiques des bulles et de leur évolution au cours du temps.

D'autre part l'automatisation des tâches sur Aphélon se fait à l'aide de macros Visual Basic, ce qui rend l'utilisation d'autres logiciels tel Excel aisée. Des programmes écrits en visual basic permettent de compléter les macros et d'avoir des informations précises et exploitables sur la mousse.

Dans un premier temps, nous décrivons le pré-traitement des images, puis nous faisons un suivi des bulles et nous finissons par caractériser la dynamique de la mousse.

Un bon traitement d'images passe avant tout par de belles prises d'images. Il faut soigneusement régler l'éclairage du néon et le contraste. Dans le cas des mousses, s'il est possible pour une bulle donnée d'avoir son numéro, son aire, son périmètre, son nombre de voisins, ses faces et la position de chacun de ses sommets, il sera facile de remonter à des informations comme la courbure des films¹, les contraintes élastiques. Le logiciel Aphelion remplit toutes ces conditions et permet le stockage de l'information sous forme d'objets faciles à

1. C'est une information inaccessible par traitement d'images car la courbure des films est mal définies. Nous combinons dans le chapitre 4 le traitement d'images et Surface Evolver pour accéder à la pression de chaque bulle.

manipuler que nous préciserons plus loin à la section 3.4 .

3.1 Acquisition des images

Les images sont enregistrées suivant la procédure décrite au chapitre précédent. Nous ne rappelons ici que les contraintes supplémentaires imposées par le caractère automatisé du traitement d'images :

- L'éclairage d'une image doit être homogène : il est assuré par un néon circulaire de diamètre 50 cm.
- La buse et le point de colle au centre de la plaque inférieure sont teintés.
- Le fait qu'une seule macro doive traiter une même série d'environ 4000 images impose que l'éclairage ne varie pas durant l'acquisition. L'enregistrement d'images avec un néon ordinaire montrait des variations rédhibitoires de la luminosité dues au 50 Hz. L'installation d'un ballast à 50 kHz permet de régler ce problème.
- Le tuyau transparent est mis dans une gaine thermo-rétractable noire pour augmenter le contraste des films à sa proximité.

3.2 Pré-traitement des images

Comme on peut le remarquer sur la figure 3.1, l'éclairage de la mousse est homogène : les contours des bulles, en l'occurrence les films, sont très bien définis. Dans cette image on remarque la présence de la buse au centre de la mousse ainsi que du tuyau permettant de gonfler et de dégonfler la bulle centrale. Dans le traitement d'images nous ne nous intéressons qu'aux bulles : il faut donc trouver un moyen d'éliminer la buse et le tuyau des images avant de les segmenter lors du pré-traitement de ces dernières. Trois approches nous permettent de «retrancher» ces deux éléments sur les images. Chaque méthode consiste en l'élaboration d'une image de référence que l'on retranche à chacune des images afin de ne conserver que les informations sur les films liquides. Nous indiquons ci-dessous trois méthodes :

1. L'image de référence est obtenue à partir de l'image originale en appliquant un filtre gaussien de largeur très supérieure à l'épaisseur des films, mais de dimension légèrement inférieure à celle du tuyau et de la buse. Il en résulte que la forme du tuyau et de la buse sont encore visibles tandis que la mousse n'est plus qu'une masse

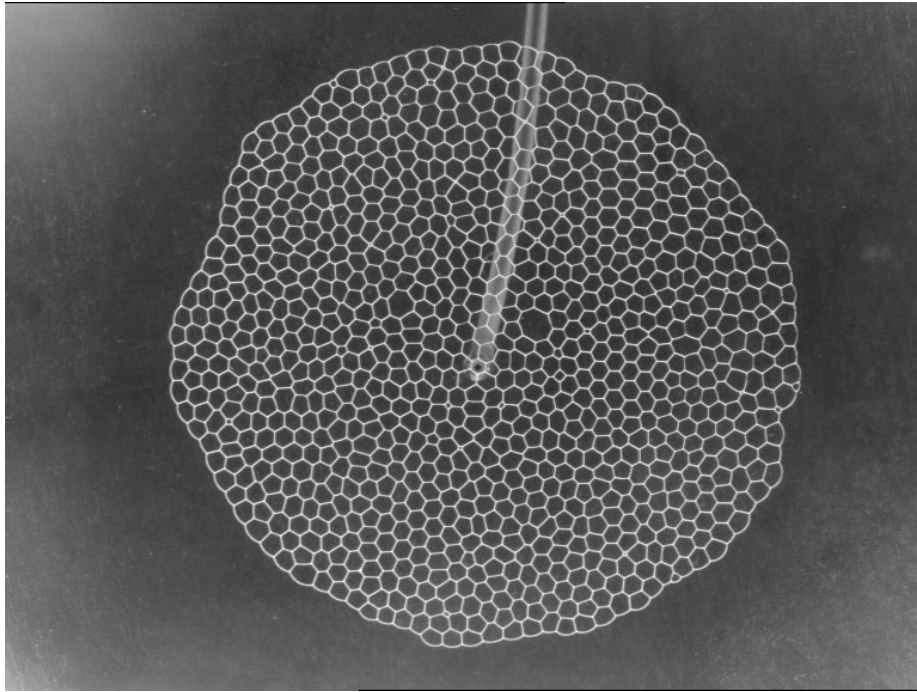


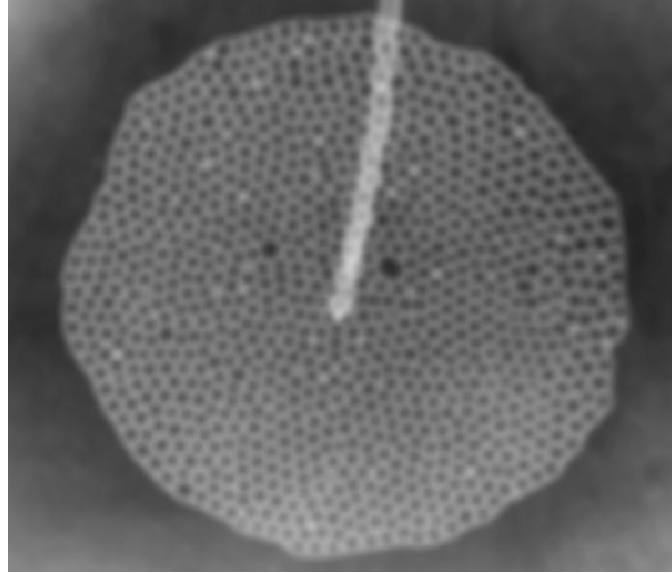
FIGURE 3.1 – Image originale et visualisation de la buse et du tuyau à enlever pour parfaire le traitement d'image.

floue².

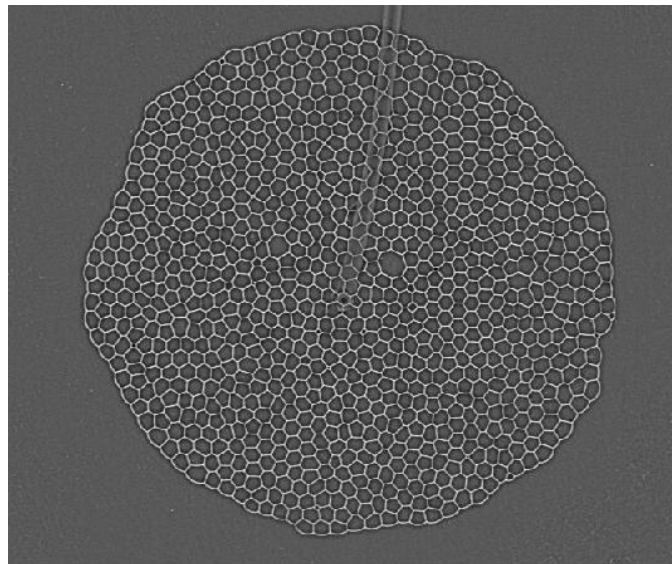
2. L'image de référence est obtenue en moyennant plusieurs images (environ 200) de la mousse déformée à différents instants. Le tuyau et la buse étant immobiles, ils apparaissent nets sur l'image de référence, tandis que l'éclairage de la mousse est dilué sur toute la surface qu'elle balaye lorsqu'elle est déformée. Il en résulte que plus le nombre d'images sommées est grand moins la mousse est visible.
3. L'image de référence est obtenue en fabriquant une image ne contenant que la buse et le tuyau. On choisit une «région d'intérêt» (ROI) ne contenant que la buse sur une image correspondant à une grande déformation de la mousse et l'on fabrique une image de référence en complétant la surface de l'image par le bit 0.

Une fois l'image de référence obtenue, celle-ci vaut pour l'ensemble des images de la série. Les figures 3.2, 3.3 et 3.4 montrent le résultat de la soustraction des images de référence d'une même image. Ces trois méthodes sont efficaces, la troisième étant la plus performante pour éliminer la buse. Il faut cependant mentionner quelques difficultés liées

2. Cette opération est qualifiée en traitement d'images de «masque flou».

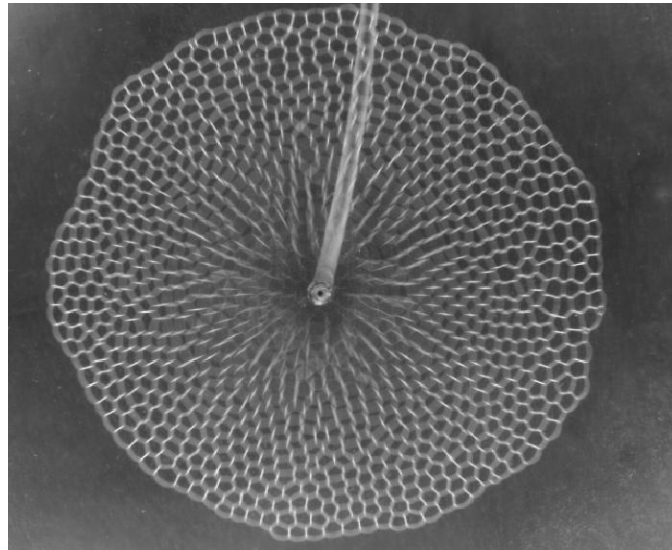


(a) Application d'un filtre gaussien à l'image originale.

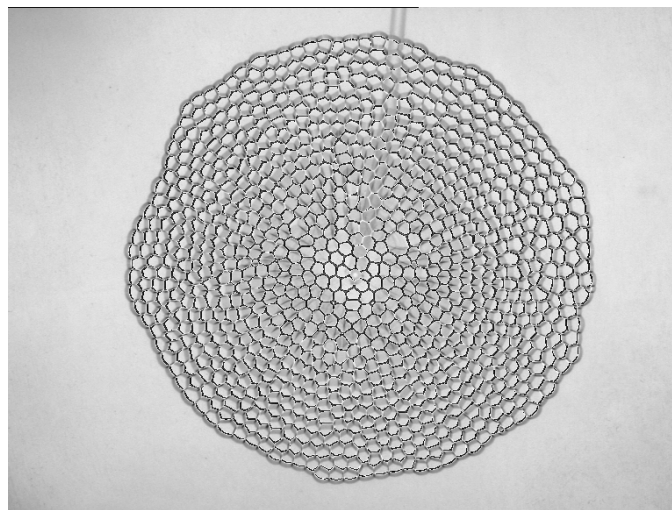


(b) Soustraction de l'image originale et de l'image filtrée. La buse et le tuyau sont moins visibles par rapport à l'image originale figure 3.1.

FIGURE 3.2 – Les films sont visibles (b) alors que la buse et le tuyau le sont moins. Ces opérations (a) et (b) permettent de faciliter le traitement d'images.

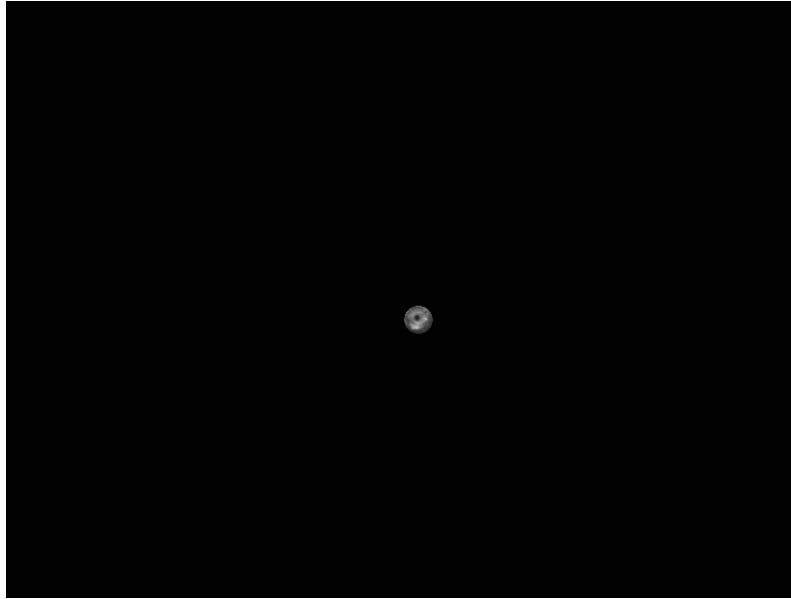


(a) Sommation d'images successives.

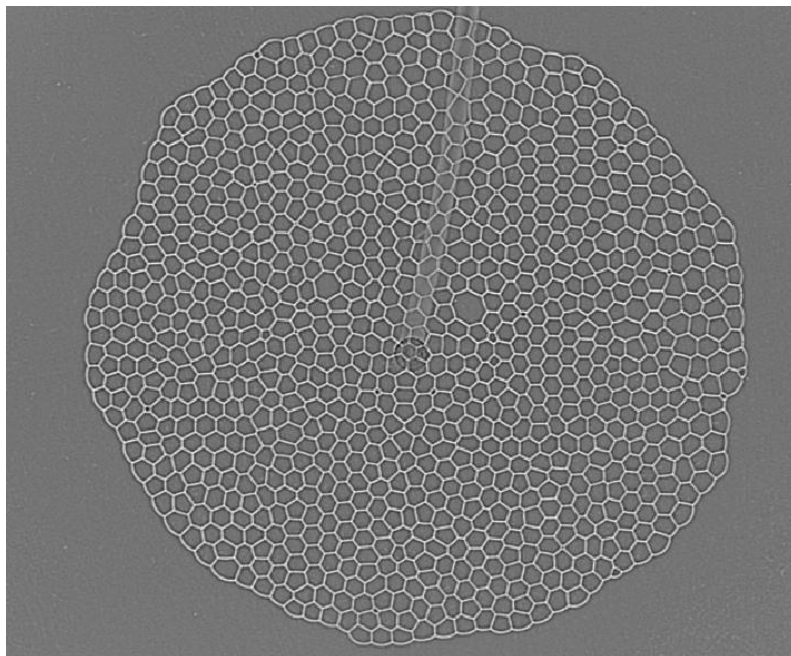


(b) Soustraction de l'image originale et de la somme moyennée des images.

FIGURE 3.3 – Les films qui bougent lors du gonflage de la bulle centrale apparaissent flou alors que le tuyau et la buse apparaissent très nets. Cette opération est possible grâce à la combinaison de (a) et (b)



(a) Visualisation de la buse, image obtenue à partir d'une image où la taille de la grosse bulle est importante pour éviter que les films soient collés à la buse.



(b) Soustraction de l'image originale et de l'image de la buse. Le résultat est satisfaisant car la buse a disparu et le tuyau est moins visible.

FIGURE 3.4 – Dans l'objectif de mieux voir tous les films, la buse est ôtée dans la procédure de traitement d'image en soustrayant (a) et (b).

à la baisse de luminosité des films lorsque ceux-ci sont au dessus de la buse.

Pour éviter que le tuyau passe en dessous de la mousse, dans certaines expériences un trou percé dans le banc où le néon est posé, permet de faire passer le tuyau qui sera perpendiculaire à la cellule et ne sera donc plus visible (cf figure 3.5).

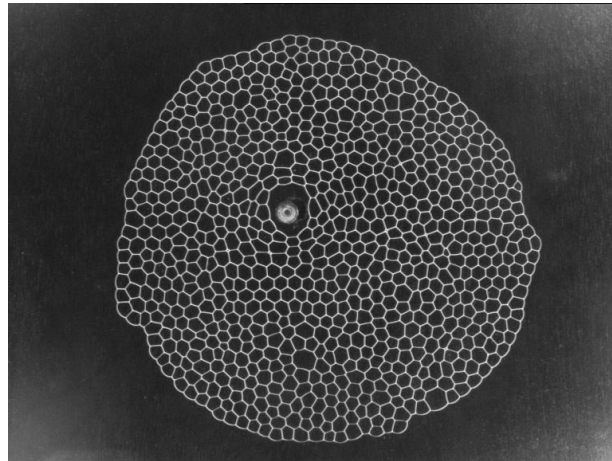


FIGURE 3.5 – Dans l’image originale, le tuyau est placé perpendiculairement à la cellule.

3.3 Segmentation

3.3.1 Seuillage

La première étape du processus de segmentation proprement dit consiste en un seuillage de chaque image de la série. Le seuillage convertit l’image d’entrée en une image binaire. Dans le cas général cette opération suit immédiatement le pré-traitement décrit auparavant. Il peut cependant arriver que des artefacts (variations de luminosité, saletés n’appartenant pas à la mousse) nécessitent l’emploi d’une procédure de lissage (Moyenne) ou d’élimination du bruit (filtre Médian) avant seuillage.

L’opération de soustraction d’une image de référence, outre qu’elle permet d’éliminer la buse et le tuyau, permet aussi de choisir un seuil uniforme pour chaque image. De plus, les conditions de prise de vue ne variant pas pendant une expérience, il semble judicieux de choisir un même seuil pour toute une série d’images. Cependant, l’homogénéité de l’éclairage sur une image n’est pas parfaite : les films du centre de la mousse diffusent plus la lumière que ceux du bord³. De plus, il arrive que l’intensité de la lumière diffusée par

3. Il ne s’agit pas d’une quelconque variation de la fraction liquide, mais bien d’un problème d’éclairage.

les films varie au cours de l'expérience. Ce fait concerne les bulles qui passent au dessus de l'emplacement de la buse.

Il en résulte que les contours des bulles ne sont pas toujours fermés d'une image à l'autre et que des pixels isolés peuvent apparaître sur l'image binarisée. Cette difficulté pourrait être contournée en partie en ajustant le seuillage d'une image à l'autre, cependant cette procédure est beaucoup trop lourde à mettre en place et n'est de toute manière pas parfaitement efficace. La procédure de segmentation doit donc améliorer les images binarisées avant l'identification des bulles. Le traitement post-binarisation a donc pour but, d'une part, d'éliminer les pixels isolés, et d'autre part de refermer les films séparant les bulles.

3.3.2 Élimination des pixels isolés

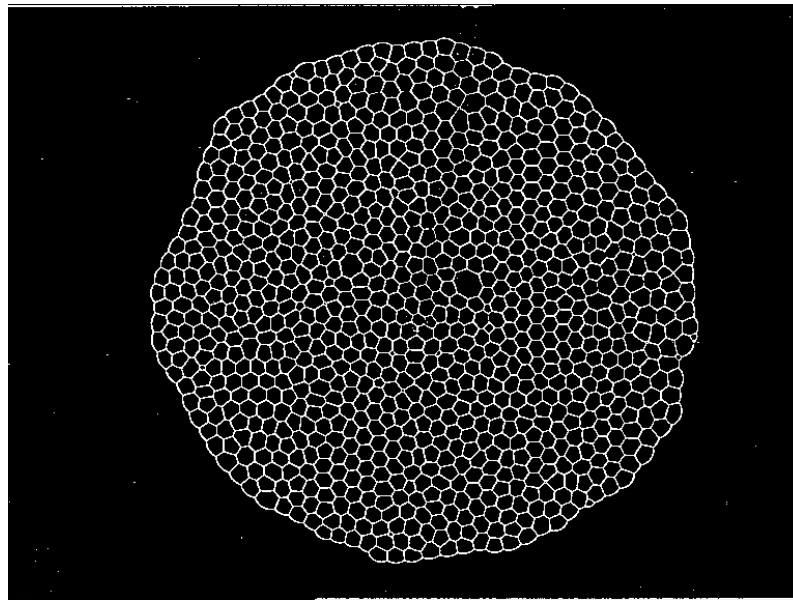
Les pixels sont éliminés en effectuant une succession d'ouvertures⁴ et de fermetures sur les images binarisées.

3.3.3 Fermeture des contours des bulles

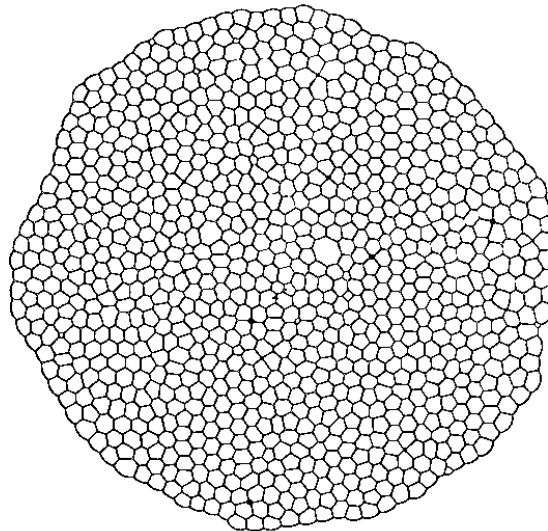
À ce stade les contours ne forment pas un ensemble connexe. Il est possible d'introduire sur l'image des critères de convexité⁵ car chaque bulle peut être considérée comme un objet géométrique convexe. Cette affirmation peut paraître choquante car rien dans les règles de Plateau, qui régissent la forme des bulles à l'équilibre mécanique, ne permet d'affirmer que les bulles sont effectivement convexes. Cependant on remarque dans notre étude que la courbure des films séparant les bulles est très faible : les films apparaissent rectilignes, à l'exception des films en contact avec l'extérieur, qui sont effectivement convexes. La convexité des bulles est ici un critère pratique qui consiste en l'assimilation de chaque bulle de l'intérieur de la mousse à un polygone convexe. Cette opération est très utile pour séparer deux bulles dont le film commun n'apparaît pas entièrement après l'étape de binarisation-seuillage. L'ensemble des deux bulles pourrait être vu comme une seule et unique bulle à la forme de «cacahouète» (cf figure 3.7). Le critère de convexité aboutit à une séparation de ces deux bulles. La séparation des groupes de bulles en bulles convexes se fait à l'aide de l'opérateur *ClusterSplitConvex* du logiciel Aphélon. Cet opérateur fonctionne schématiquement de la manière suivante :

4. En traitement d'images une ouverture est une combinaison d'une dilatation et d'une érosion avec un élément structurant défini par l'opérateur.

5. Un ensemble C est dit convexe, si pour tout point A et B appartenant C , le segment [A,B] appartient à C .



(a) Binarisation de l'image et apparition de pixels isolés ne faisant pas partie de la mousse.



(b) Elimination des pixels isolés afin de n'avoir que les films sur les images par combinaison d'une relation d'ouverture et de fermeture.

FIGURE 3.6 – Combinaison sous Aphélon d'une relation d'ouverture et de fermeture. Sous Aphélon, ces opérations se font à l'aide des procédures **ImgErodeReconsOpen** puis **ImgDilateReconsClose** qui permettent de reconstruire l'image résultante sous celle-ci (a) et (b).

1. L'opérateur crée une carte des distances associant à chaque point d'une image sa *distance euclidienne* au pixel le plus proche de la phase liquide, i.e., l'ensemble des points au dessous du niveau du seuil de binarisation.
2. L'opérateur procède ensuite à une érosion ultime de chaque bulle de l'image binarisée. Idéalement, une bulle circulaire est alors réduite à un point. En revanche une bulle non convexe pourra donner plusieurs points.
3. Chaque point obtenu après érosion ultime est dilaté à l'intérieur de la carte des distances à la manière de la procédure classique de *Watershed*. Lorsque deux bulles entrent en contact il faut savoir si elles sont effectivement séparées ou ne forment qu'une seule et même bulle. L'opérateur *ClusterSplitConvex* introduit un critère basé sur l'évolution du «relief» de la carte de distances entre les deux graines correspondant aux deux bulles. Comme on peut le voir sur la figure 3.7, La carte des distances entre les deux «graines» en A et B passe par un minimum. Si on a à faire à deux bulles, ce minimum est d'autant plus profond que le film (coupé, sinon le minimum est nul) est petit. Le critère de convexité consiste à considérer la variation relative de distance entre les maxima correspondant aux centres des bulles et le minimum local. Si cette variation représente plus que $x\%$ de la valeur du maximum⁶, alors les deux bulles sont considérées comme distinctes. Sinon, l'opérateur les fusionne.

Le paramètre «force» est choisi égal à 1% pour toutes les images. Cette valeur donne d'excellent résultats comme nous le montre la figure 3.8 : les films sont bien fermés et les bulles très bien définies. Lorsque la bulle centrale n'est pas ronde et sa taille importante, l'application de l'opérateur *ClusterSplitConvex* peut causer une fragmentation de la bulle centrale en deux bulles. Ce problème est souvent réglé en changeant certains paramètres comme l'intensité du seuillage.

La figure 3.9 représente l'application de *ClusterSplitConvex* sur l'image squelettisée. Comme on peut le voir, cet opérateur fait apparaître des lignes horizontales et verticales sur l'extérieur de la mousse, ce qui introduit de nouvelles bulles inexistantes dans l'image originale. Pour la suite du traitement, il peut se révéler intéressant de considérer l'extérieur de la mousse comme une bulle. Pour ce faire, on ne garde de l'image que les zones connexes n'étant pas en contact avec le bord, puis on fusionne ces zones en effectuant une fermeture. Le complémentaire de cette zone constitue l'extérieur de la mousse (cf. figure 3.10 (b)). On fusionne enfin cette «bulle extérieure» avec la mousse binarisée à l'aide de l'opérateur OR.

6. Le paramètre x est appelé «force» dans le logiciel Aphélon.

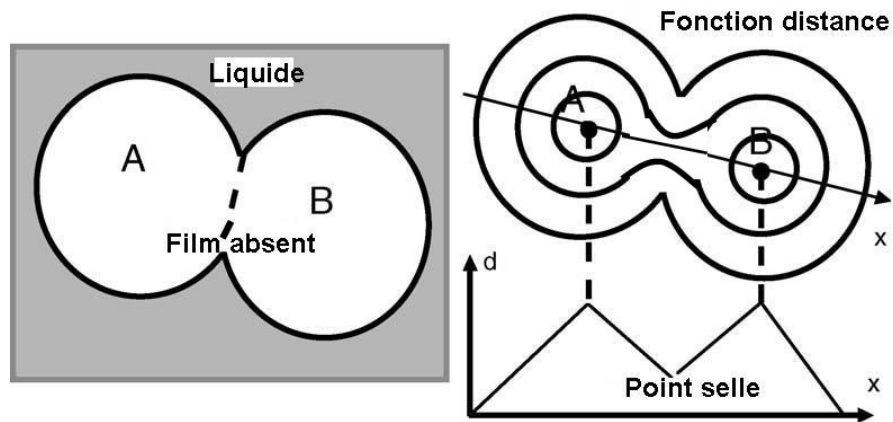


FIGURE 3.7 – Evolution de la distance à la phase liquide le long d’une droite passant par A et B, centres de deux bulles voisines. À proximité du film absent, la distance passe par un minimum local et grâce au paramètre strength, on peut refermer le film, ce qui nous permet de délimiter de manière géométrique les bulles.

Pour certaines applications il est en outre utile de travailler sur le squelette de la structure de la mousse. Par exemple lorsqu’on étudie le voisinage d’une bulle. La fonction **ImgThinSkeleton** permet de squelettiser l’image c’est à dire de rogner les pixels blancs jusqu’à réduire l’épaisseur des films à un pixel. Un des avantages de la squelettisation est de fournir une mesure assez précise des aires des bulles.

3.3.4 Détection des faces et des vertex

À partir de l’image squelettisée, nous pouvons définir les sommets et les faces associées aux bulles. Dans une mousse 2D, une face est définie comme le coté commun à deux bulles voisines et un sommet est le point d’intersection de trois faces. Autrement dit un sommet représente le point commun à trois bulles voisines. Les sommets situés sur le contour extérieur de la mousse n’échappent pas à cette règle car l’extérieur est considéré comme une bulle. Sous Aphelion, l’opération **ImgHitOrMiss** permet d’obtenir directement les sommets à partir de l’image squelettisée. En effet cette transformation appelée ”transformation tout ou rien” permet de ne sélectionner que les pixels du squelette qui possèdent au moins 3 voisins, i.e. les sommets. Les faces sont ensuite obtenues en effectuant la soustraction logique des images du squelette et des sommets. Les résultats de ces deux opérations sont représentés sur les figures 3.11.

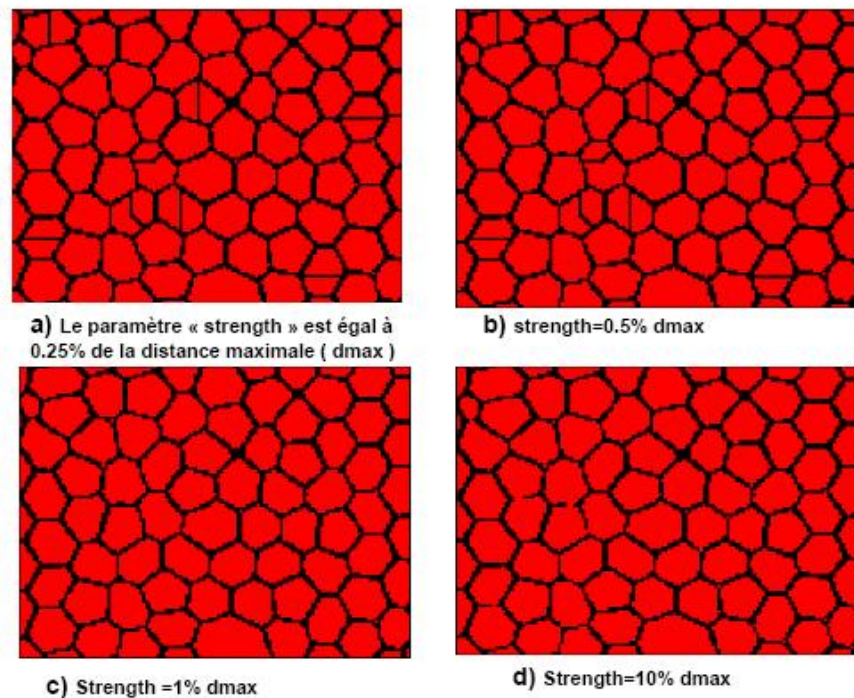


FIGURE 3.8 – figures disposées en fonction du paramètre croissant de «force». Nous pouvons remarquer qu'en dessous de la valeur de 0.5% du paramètre, certaines bulles uniques sont coupées en deux parties et les règles de Plateau ne sont plus respectées (Images a et b). L'image c montre que fixer le paramètre à 1% donne de bons résultats : les bulles sont très bien refermées et il n'y a pas surestimation du nombre de bulles. Un paramètre à 10% en revanche (image d) ne suffit pas à refermer convenablement certains films : deux bulles ou un groupe de bulles peuvent fusionner pour devenir une seule bulle.

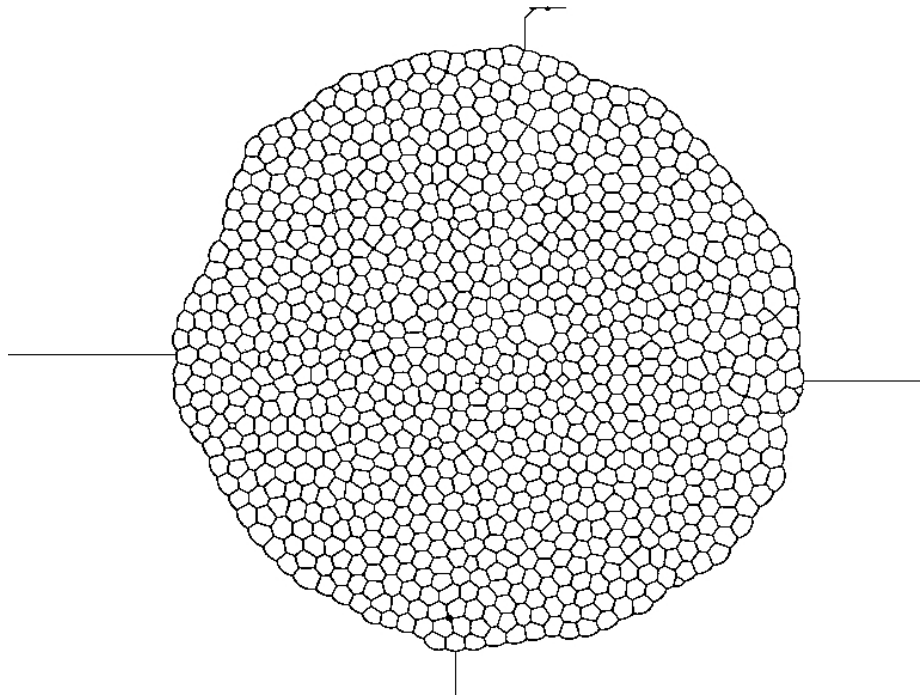
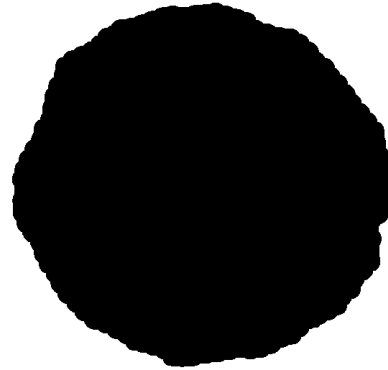
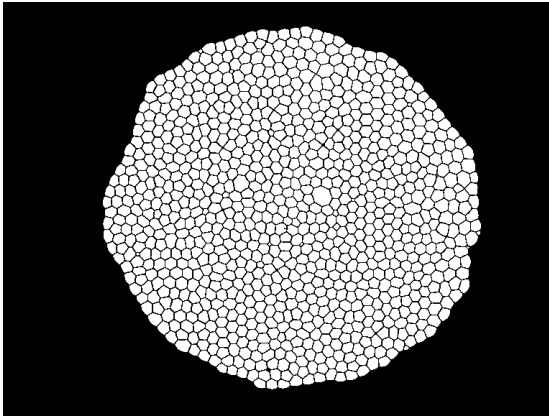


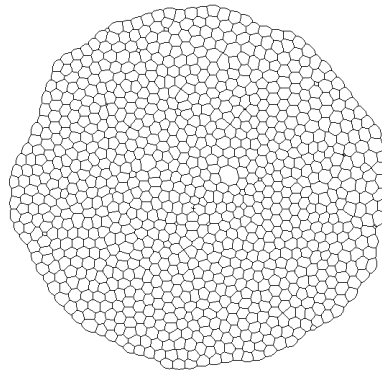
FIGURE 3.9 – Raccordement des contours qui fait apparaître des bulles à l’extérieur de la mousse

3.3.5 Labélisation

Une fois les contours des bulles bien fermés et squelettisés, l’image est labellisée : un numéro est attribué à chaque partie connexe du complémentaire de l’image squelettisée. Chaque bulle a désormais un numéro et chacun des pixels de cette bulle porte ce numéro ainsi que le montre la figure 3.12. Soulignons que l’on attribue un numéro à l’extérieur de la mousse (le «1») et que les numéros des bulles sont attribués suivant un critère de balayage systématique de l’image du haut en bas et de gauche à droite. Les bulles bougeant sous l’action d’une déformation, il en résulte qu’elles sont susceptibles de changer de numéro d’une image à l’autre. Le suivi individuel d’une bulle au cours du temps, décrit à la sous section 3.4.1, impose donc qu’on puisse connaître ou fixer son numéro sur chacune des images d’une série. La conclusion qu’on peut tirer est la suivante : il est possible d’extraire dans une mousse 2D, les sommets, les faces, et les bulles. Nous analysons toutes ces données afin d’en tirer le maximum d’informations possibles. Nous les enregistrons dans des objets respectivement appelé **Bubbles**, **Faces**, **Vertex**. Nous n’allons par la suite travailler qu’avec ces objets.

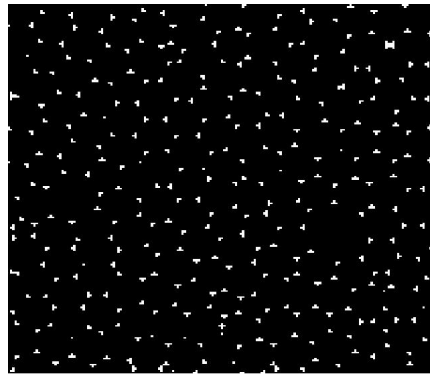


(a) Elimination complète des bulles extérieures. (b) Transformation de l'extérieur en une grosse bulle.

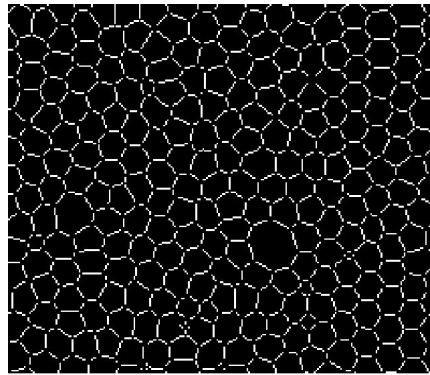


(c) Superposition de (a) et (b) puis squelettisation.

FIGURE 3.10 – Différentes étapes pour squelettiser la mousse (a), (b) et (c).



(a) Position des sommets dans une zone de la mousse.



(b) Detection des faces des bulles à partir de l'image squelettisée et de la position des sommets.

FIGURE 3.11 – Detection respective des sommets et des faces dans (a) et (b).

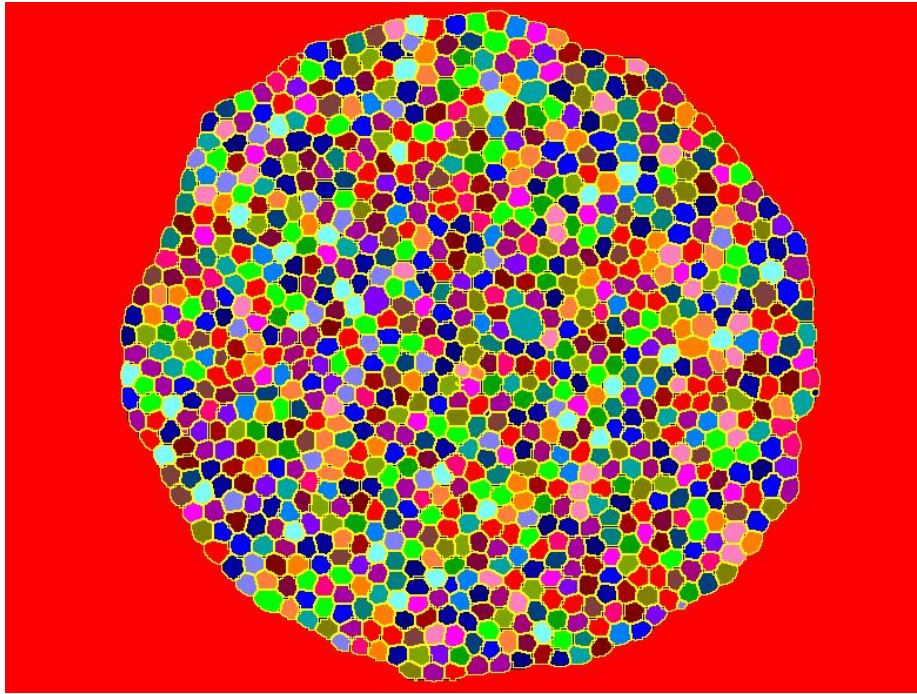


FIGURE 3.12 – Image labélisée. Une couleur est attribuée à chaque bulle, différente de celle de sa voisine. Cette mousse contient 961 bulles.

3.4 Analyse sous Aphélon

Sous Aphélon, l'objet **Bubbles** est un tableau qui contient le numéro de chaque bulle, son aire, son périmètre et les coordonnées de son centre de gravité. En outre, une forme compressée de l'image est associée au tableau ce qui permet de la récupérer en ouvrant l'objet.

Les objets sont ensuite sauvegardés et peuvent être appelés dans d'autres macros sans avoir à refaire le même traitement d'images. Les macros sont complétées par des programmes en visual basic qui nous donnent la possibilité de manipuler facilement le contenu des objets. Nous avons aussi la possibilité de rajouter de nouveaux attributs pour parfaire le traitement.

3.4.1 Reconnaissance ou Suivi des bulles

Il s'agit dans cette section d'expliquer la méthode utilisée pour reconnaître les bulles d'une image à l'autre en exploitant l'objet **Bubbles** enregistré. C'est une description lagrangienne [42] de la mousse par suivi individuel des bulles au cours du temps.

Description lagrangienne de la mousse

Il s'agit ici de corréler deux images successives, ce qui est équivalent à comparer deux objets successifs. Il y a tout de même des précautions à prendre avant de faire la corrélation :

- Il faut tout d'abord un excellent traitement d'images où toutes les bulles de la mousse dans l'image originale sont visibles dans l'image labélisée.
- Le déplacement des bulles doit être inférieur à un diamètre de bulle, d'une image à l'autre.

Dans l'objet **Bubbles**, un numéro est attribué à chaque bulle lors de la labélisation. Une bulle identique peut se voir attribuer deux numéros différents sur deux images successives à cause de la méthode d'attribution des numéros décrite dans la section labélisation. Le recouvrement a donc pour objectif d'assigner à chaque bulle un numéro fixe qu'elle gardera pendant tout le traitement. Étant en régime quasistatique, nous choisissons de prendre 4 images par seconde pour minimiser le déplacement des bulles d'une image à l'autre afin de faciliter le recouvrement des objets. Plusieurs méthodes existent pour effectuer ce suivi d'une bulle d'une image à l'autre. Ces méthodes sont équivalentes dans le cas présent : on pourrait, par exemple, déterminer la position des barycentres des bulles sur l'image n et sur l'image $n + 1$ et les corréler en supposant que le déplacement est minimum. Nous choisissons ici d'effectuer le recouvrement⁷ des images successives et de coupler les bulles dont le recouvrement est maximum sur les images n et $n + 1$. La préférence pour l'une ou l'autre de ces deux méthodes serait l'objet de débat si la forme des bulles était complexe, mais ce n'est pas le cas ici. Le choix de la superposition des bulles est simplement dicté par le fait que le logiciel de traitement d'images permet d'effectuer cette opération très rapidement : à chaque bulle de l'image n est associé un attribut contenant le numéro des bulles avec lesquelles elle se recouvre dans l'image $n + 1$, et le nombre de pixels de leur surface de recouvrement. Ceci contribue à accélérer la procédure de traitement puisqu'il n'est pas question de tester d'autres bulles de l'image $n + 1$ que celles qui se recouvrent avec la bulle de l'image n considérée. Cette méthode fonctionne ici parfaitement mais nécessite l'enregistrement d'un très grand nombre d'images.

Elle est immédiatement transposable à 3D, même si elle nécessite un grand temps de calcul.

7. En pratique : Sous Aphélon la fonction **RegionOverlap** permet de faire la superposition à 2D

3.4.2 Voisinage des bulles

Il est intéressant d'évaluer le nombre de voisines de chaque bulle. Pour ce faire, on procède de la manière suivante : Pour l'image n , on opère une dilatation de deux pixels de chaque bulle dans l'objet caractérisant chaque bulle. Cette opération est rendue possible par le fait que l'objet stocke aussi la région de l'image associée à une bulle. On superpose ensuite ce nouvel objet avec l'objet d'origine : Le nombre de voisines d'une bulle est simplement égal au nombre de recouvrement moins un (le recouvrement d'une bulle avec elle-même). Occasionnellement des erreurs peuvent se produire lors du dénombrement des voisines d'une bulle :

- Lorsqu'une petite bulle s'intercale entre 4 grosses bulles : d'une image à l'autre, il est difficile de s'assurer de la présence de cette bulle après segmentation. La taille de la bulle peut n'être que de quelques pixels et, en fonction de leur disposition particulière, la bulle sera détectée comme une voisine ou non.
- Juste avant un T1 (voir ci-dessous), le voisinage des bulles qui vont participer au T1 peut fluctuer d'une image à l'autre, là encore du fait de la faible taille de la zone déterminant le voisinage.

Un moyen de stabiliser le nombre de voisines consiste à augmenter la taille de la dilatation de chaque bulle avant recouvrement. Ceci a le double défaut de rajouter un critère arbitraire sur la détermination du voisinage et de faire rater les changements topologiques lorsque ceux-ci se produisent. On fixe donc la valeur de la dilatation de chaque bulle à sa valeur *minimale* pour qu'il y ait recouvrement. Puisque l'épaisseur des films est réduite à un pixel, une dilatation de 2 pixels suffit pour accéder au voisinage des films.

3.4.3 Caractérisation des T1 par traitement d'images

Lors d'un T1, deux bulles initialement voisines s'éloignent l'une de l'autre pour laisser la place à deux voisines communes qui se rapprochent. Lors de cette opération les deux bulles qui s'éloignent perdent chacune une voisine, tandis que les deux bulles qui se rapprochent en gagnent chacune une. C'est l'évolution du nombre de voisines des bulles qui permet de détecter et de localiser un T1. Nous commençons par comparer d'un point de vue topologique deux objets successifs en étudiant les relations de voisinage entre bulles. Ceci passe par la comparaison du nombre de voisines de chaque bulle entre l'image n et l'image $n + 1$. Si ce nombre change, nous pouvons détecter les bulles concernées par ce changement de voisinage.

3.4.4 Limites du traitement d'images

Le traitement d'images permet de donner le numéro de chaque bulle, son centre de gravité, son aire, son périmètre. Il permet aussi de calculer la longueur totale des films qui est reliée à une constante près à l'énergie de la mousse. Cependant cette caractérisation est très imprécise : nous ne pouvons pas calculer de manière exacte l'énergie de la mousse via cette méthode. Si les surfaces sont bien mesurées par le logiciel de traitement d'images, celui-ci ne se prête pas bien du tout à la mesure de longueurs, ce d'autant plus que les films ont une longueur faible de l'ordre de 10 pixels. Le traitement d'images oublie en particulier la courbure des films et donc la pression dans chaque bulle. Sur un film droit les pixels apparaissent (*cf* figure 3.13) de manière accidentée, donc sa longueur est souvent mésestimée, ce qui engendre une grande imprécision dans le calcul de l'énergie (la longueur d'un film est estimée à 10% près au mieux).

Or, dans le cadre de notre étude, il est absolument nécessaire de pouvoir calculer la

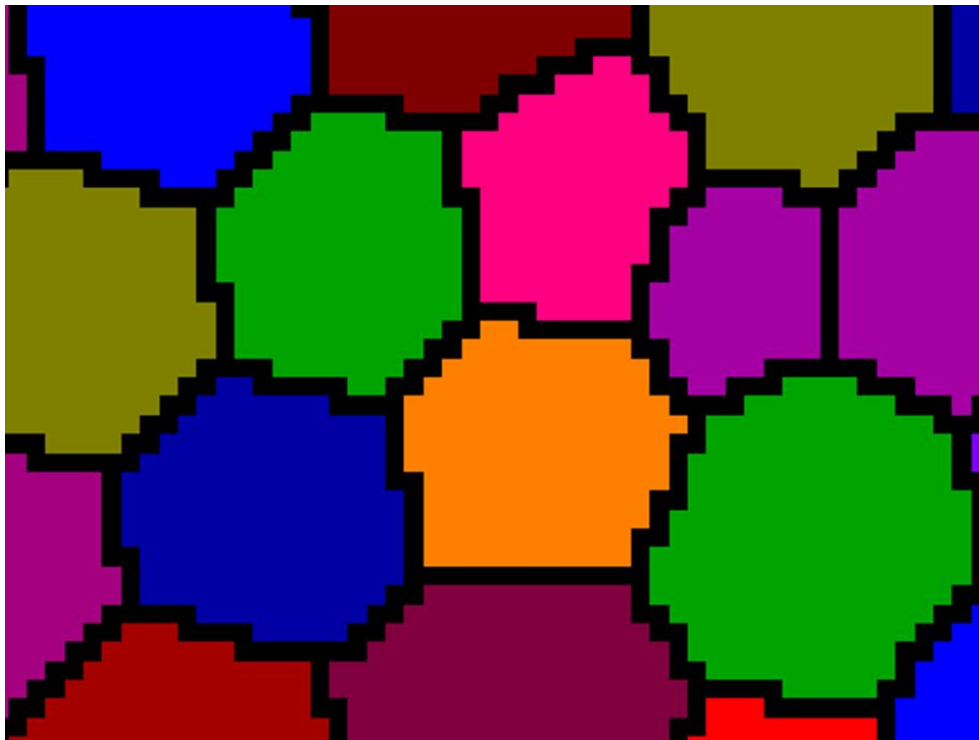


FIGURE 3.13 – Le zoom sur les contours des bulles montre que la longueur des films et leur courbure sont mal définies par traitement d'images.

longueur des films de manière précise. Le calcul de la courbure donne une information supplémentaire sur la pression dans chaque bulle. Telle est la limite du traitement d'images.

Mais il fournit d'autres informations comme la position des sommets et la topologie de la mousse. Nous nous appuyons sur ces informations pour préciser la structure de la mousse à l'aide d'un logiciel simulant le comportement de ces dernières lorsqu'elles sont à l'équilibre mécanique. Nous décrivons au chapitre suivant la méthode employée pour ce faire.

Chapitre 4

Traitement d'images par Surface Evolver

Ce chapitre est consacré à la reconstruction numérique d'une mousse expérimentale grâce au logiciel Surface Evolver (SE) et aux mesures que l'on peut effectuer grâce à cette reconstruction.

Nous prouvons ici que le logiciel SE, habituellement utilisé pour simuler le comportement de divers systèmes dont les propriétés découlent d'une énergie de surface, peut être utilisé pour **mesurer** les propriétés d'équilibre d'une mousse bidimensionnelle expérimentale. Nous reconstruisons la structure d'une mousse expérimentale en combinant les outils d'analyse d'images décrits au chapitre précédent et les outils habituels de SE.

SE est un logiciel libre écrit par Ken Brakke [43, 44] qui assure aussi sa mise à jour. Ce logiciel est employé couramment pour simuler le comportement statique ou quasistatique des mousses. Il est basé sur la minimisation de l'énergie de la mousse. La contrainte habituelle pour une mousse est la constance du volume des bulles. Il est utilisé par Marco Mancini [45], Simon Cox [46, 47] et bien d'autres scientifiques pour simuler et comprendre le comportement des mousses 2D et 3D.

En guise d'illustration, nous mesurons l'énergie et les pressions des bulles d'une mousse 2D soumise à une déformation quasi-statique localisée. Pour ce faire nous procédons au préalable à un étalonnage des échelles de longueur et de pression à l'aide du traitement d'image et d'un capteur de pression. Il est ensuite possible d'estimer l'énergie totale de la mousse à l'aide d'un modèle prenant en compte sa fraction liquide. Nous pouvons en outre estimer la pression à l'intérieur de chacune des bulles.

4.1 Traitement d'images : Imprécision des mesures de longueurs

4.1.1 Quantités mesurables directement par traitement d'images

Dans le chapitre précédent nous avons vu qu'il est possible d'extraire d'une image segmentée des informations sur la position, l'aire et le périmètre de chaque bulle. Certaines de ces informations sont évaluées avec une marge d'erreur importante.

À partir d'une image de mousse 2D segmentée, il est possible d'extraire des informations correctes sur :

- la position des sommets : ceux-ci étant considérés comme les barycentres d'objets formés de plusieurs pixels. Sur une image segmentée les sommets sont des ensembles de 4 ou 5 pixels disposés en « croix ». Leur « diamètre » est donc de 3 pixels. Il en résulte que la position du centre des sommets est déterminée avec une assez bonne précision : de l'ordre de 0,3 pixel.
- l'aire des bulles est de l'ordre de 200 pixels avec la résolution choisie, ce qui entraîne une marge d'erreur d'une dizaine de pixels sur sa détermination. En effet, il se peut qu'une face soit mal reconstruite car empiétant sur l'une ou l'autre des bulles voisines. Les bulles étant toutes de la même taille cette erreur ne va pas aller dans le même sens sur les autres faces d'une même bulle. L'erreur est donc inférieure au périmètre de la bulle.

4.1.2 Estimation du périmètre de la mousse par traitement d'images

Par traitement d'image, il est aussi possible d'estimer la longueur totale de tous les films de la mousse. Cette longueur est le quotient entre l'énergie de la mousse et la tension superficielle effective γ_{2D} . Elle est notée E_{foam}/γ_{2D} . Cette tension est le produit de la tension de surface γ , de la hauteur h des films constituant la mousse, c'est-à-dire la distance entre les plaques, et d'une constante géométrique dépendant du profil des films suivant la hauteur et donc de la fraction liquide de la mousse. Dans la sous-section 4.4.2, nous expliquerons de manière claire la relation entre la fraction liquide et la constante géométrique. Ici nous mesurons la longueur totale de films de deux mousses « test » en dénombrant le nombre de pixels de leurs squelettes obtenus par traitement d'images.

Nous mesurons ces longueurs pour chacune des images d'un cycle de gonflage et de dégonflage. Ces longueurs sont représentées sur les figures 4.1 et 4.2. On observe dans les deux cas une fluctuation très importante du périmètre de la mousse. La figure 4.3 montre un zoom

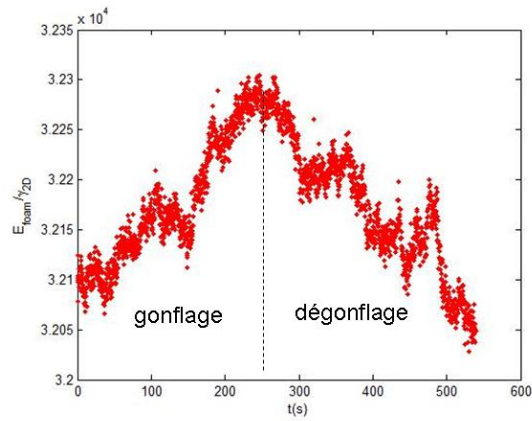


FIGURE 4.1 – Périmètre d'une mousse contenant 830 bulles en fonction du temps sur un cycle de gonflage et de dégonflage. Le périmètre est estimé par analyse d'images.

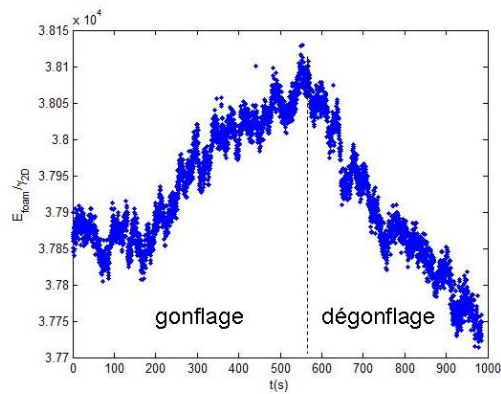


FIGURE 4.2 – Périmètre d'une mousse contenant 1098 bulles sur un cycle.

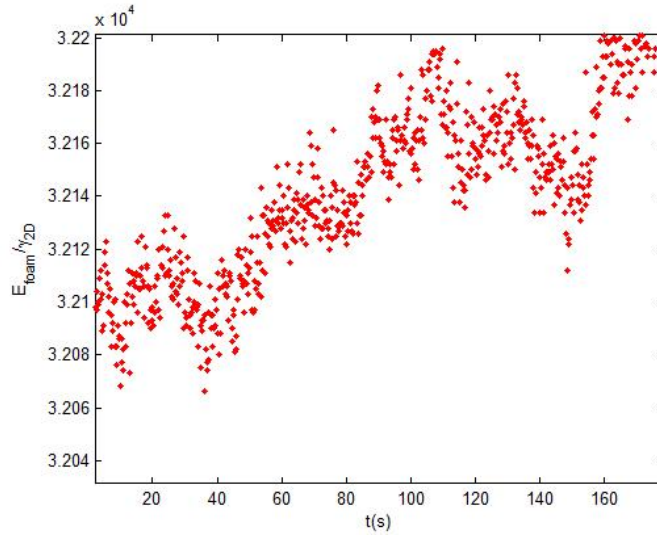


FIGURE 4.3 – Zoom sur la partie de gonflage de la première mousse.

de la figure 4.1 sur une partie du gonflage.

Comme on s’y attend, on observe une augmentation de la longueur totale des films lors des phases de gonflage, ainsi qu’une diminution lors du dégonflage. Néanmoins il n’est pas possible d’analyser plus précisément ces deux phases en raison des fortes fluctuations observées. Ces fluctuations masquent en particulier les changements brusques du périmètre qui correspondent à des changements de topologie localisés observés sur les images.

Les fluctuations très importantes de la mesure traduisent les incertitudes sur la mesure des longueurs des films. La courbure et la longueur des films sont très mal définies : les distances sont mal mesurées en pixels. À fortiori, de faibles variations de longueur due à une courbure éventuelle. Ainsi deux films de longueurs réelles différentes peuvent avoir une mesure identique en pixels (*cf.* figure 4.4).

4.1.3 Calcul de la courbure

L’estimation de l’énergie d’une mousse requiert une mesure précise de la courbure des films. Toute la difficulté repose sur cette mesure et nous avons vu que le traitement d’images ne permet pas d’atteindre une précision suffisante pour détecter tout changement topologique. L’erreur est très fluctuante d’une image à une autre. Elle tient compte de la variation de la forme des films reconstruits d’une image à une autre par le traitement d’images. Donc

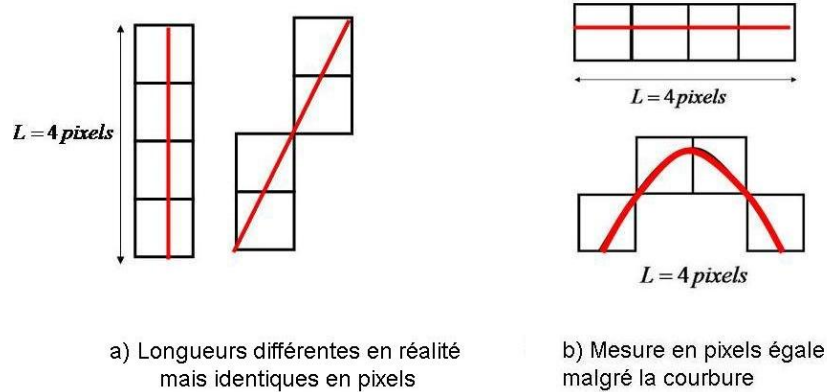


FIGURE 4.4 – Les longueurs sont constituées de quatre boîtes représentant chacune un pixel. Dans les cas a) et b) on compare la longueur en pixels et la longueur en rouge. On remarque que les longueurs en pixels sont identiques malgré cette différence entre les longueurs réelles.

un mouvement infime d'un sommet peut faire passer un film de x à $x+1$ pixels, puis de nouveau à x sur l'image suivante. Les sources d'erreurs rendent impossibles la détection de la variation de la courbure des films car le bruit est de bien trop grande ampleur.

Pour une meilleure mesure de la longueur des films, on peut :

1. Augmenter la définition des films en utilisant un appareil photo avec une meilleure résolution. Nous nous sommes équipés d'un appareil de 8 mégapixels. Les images sont donc de meilleure qualité par contre elles sont très coûteuses en mémoire et donc difficiles à stocker. Le traitement d'images risque pour cette raison d'être trop long. De plus, on ne peut pas acquérir des images très rapprochées dans le temps ce qui implique que certains T1 peuvent être omis lors de l'analyse des résultats. Le traitement d'images risque enfin d'être très long. Nous avons donc écarté cette méthode.
2. « Réinjecter de la physique » lors du traitement d'images en imposant à la mousse de respecter les règles de Plateau [13]. Expérimentalement, pour une mousse contenant un grand nombre de bulles (≈ 1000 bulles), les méthodes habituelles d'acquisition d'images ne fournissent pas d'assez bonnes résolutions pour que l'expérimentateur mesure avec précision la longueur de chaque film : la taille d'un film est de quelques dizaines de pixels et leur courbure n'est simplement pas mesurable. Cependant, s'il

est difficile de mesurer des longueurs, on sait qu'on peut atteindre une précision meilleure que la taille d'un pixel, sur la mesure de la position du centre de masse d'un petit objet. Ainsi, à condition que l'intensité de la lumière soit homogène sur les images de la mousse pour permettre au logiciel d'analyse d'images d'extraire les sommets des bulles et leur position, une position peut être mesurée avec précision. Deux méthodes peuvent être employées pour calculer la courbure des films. Ces deux méthodes partent du fait que la position des vertex est supposée connue. Dans une mousse à l'équilibre mécanique, ces vertex sont immobiles, ce qui implique que le bilan des forces qui s'exercent sur chacun de ces vertex est nul. Les films sont reconstruits à partir de ces vertex en utilisant la double condition :

- Chaque film tire sur les deux vertex auquel il est lié. Cette force est tangente à la direction du film au niveau du vertex.
- L'intensité de la force est la même pour tous les films puisqu'elle a pour origine la tension superficielle.

De plus, chaque film étant encadré par deux bulles à l'équilibre, la loi de Laplace entraîne que la courbure de chaque film est constante, donc que tous les films adoptent la forme d'arcs de cercles. Ces conditions sont suffisamment restrictives pour qu'on puisse les intégrer à une procédure d'optimisation. Mentionnons deux méthodes permettant de procéder à cette optimisation :

- La première est une méthode originale qui utilise SE comme logiciel de traitement d'images. Elle a été développée en collaboration avec Marco Mancini. Marco Mancini a écrit la procédure SE pour extraire les informations sur la mousse. Nous allons démontrer la robustesse de cette méthode à la section 4.2.
- La deuxième repose sur le fait qu'il est possible de bâtir une suite convergente des courbures de chaque film [48]. La relation de récurrence traduit la loi de Laplace. Chaque étape nécessite en outre la résolution d'un système d'équations linéaires. Cette méthode, que nous n'avons pas eu le temps d'utiliser, sera décrite en annexe de ce chapitre.

4.2 Reconstruction d'une mousse par SE

Nous présentons une méthode d'analyse d'images basée sur le logiciel libre SE et sur la mesure précise de la position des sommets des bulles par analyse d'images.

4.2.1 Cahier des charges

Pour reconstruire la mousse expérimentale 2D en mousse numérique via SE, il faut disposer d'un « fichier evolver » contenant toutes les informations nécessaires à la bonne marche du programme. Ce fichier doit être structuré d'une certaine manière, comporter un certain nombre de fonctions nécessaires à Surface Evolver pour activer la minimisation du périmètre de la structure. Nous avons mis au point une procédure permettant d'écrire un fichier evolver pour chacune des quelque 2000 images d'une expérience¹.

Description d'un fichier Evolver

Un fichier evolver comprend six parties :

1. **Définitions et options** : On commence par déclarer la dimension de l'espace de travail.
2. **Liste des sommets** : La liste des sommets est déclarée par l'instruction **vertices**. Chaque sommet est défini par son numéro s suivi de ses coordonnées :
 $s \ x \ y$.
3. **Liste de cotés** : Elle est annoncée par **edges**. Là encore un numéro de côté est suivi par les numéros des deux sommets qu'il lie :
 $c \ s1 \ s2$.
4. **Liste des Faces** : Déclarée par **Faces**, elle contient le numéro de la face.
 $f \ c1 \ c2 \ c3 \ \dots$
 où f est le numéro de la face suivi de la liste des cotés orientés dans le sens contraire des aiguilles d'une montre.
5. **Liste des bulles** : **Bubbles** permet de l'annoncer.
 $b \ f1 \ f2 \ f3 \ \dots$
 où b est numéro de la bulle définie par ses faces. Les faces sont orientés pour fermer les bulles. À 2D, les bulles se confondent avec les faces précédemment définies.

1. Précisons dès maintenant que nous n'avons pas eu le temps durant ce travail de faire le parallèle entre la dynamique des mousses simulée par evolver et la dynamique des mousses réelles. Il eût en effet été intéressant de comparer la dynamique des mousses réelles et de leur reconstruction par SE, aussi bien dans le régime élastique que lors des événements plastiques, ceci afin de tester les hypothèses d'homogénéité des caractéristiques de la mousse.

6. **Liste des commandes** : On rajoute un programme contenant des commandes de SE pour automatiser la procédure.

Écriture d'un fichier *evolver* à partir des objets obtenus

Nous avons montré au chapitre 3 qu'il était possible d'isoler les sommets de chaque bulle par segmentation. Ces sommets sont alors des ensembles connexes de 3 à 5 pixels, usuellement disposés en chevron (3 pixels) ou en étoile (4 et 5 pixels). Les coordonnées de chaque vertex (**Vertices**) sont obtenues en calculant le barycentre des sommets isolés sur les images segmentées.

Il est aussi possible par segmentation d'isoler les films (edges) séparant les bulles (faces ET bubbles à 2D).

L'analyse d'image permet de relier les sommets aux films, et les films aux faces : ensuite nous dilatons l'objet **films** - qui correspond aux cotés dans le cas d'une mousse 2D - puis nous le recouvrons avec l'objet **Vertices**. Cette opération permet d'associer à chaque film les deux sommets qui la délimitent. La même opération est effectuée sur les bulles : la superposition des films "dilatés" avec les bulles permet de dresser une liste des films qui bordent une face.

La principale difficulté dans l'écriture automatisée d'un fichier *evolver* à partir d'une image expérimentale est d'ordonner les listes de sommets, films, etc.. afin de définir correctement les objets qu'ils délimitent. On s'attache par convention à définir une face-bulle par ses sommets en commençant par le sommet de plus bas indice et en faisant le tour de la bulle dans le sens des aiguilles d'une montre. À cette occasion, chaque film – *i.e.* chaque couple de sommets liés – rencontré pour la première fois est numéroté. Le programme d'écriture du fichier *evolver* fonctionne donc à rebours de la logique d'écriture du fichier *evolver* : il part des objets de plus grande taille, les faces et bulles, pour en stocker les caractéristiques dans le programme d'analyse d'images. Ensuite, le programme écrit un fichier compatible avec *evolver*, en tenant compte de l'ordre, et du signe pour les films, des objets.

4.3 Procédure de Surface Evolver

La procédure que nous utilisons pour déterminer les pressions des bulles à l'intérieur de la mousse expérimentale s'appuie sur la reconstruction d'une structure équilibrée qui représente aux mieux notre mousse réelle. Cette méthode indirecte, utilisant le logiciel SE, nous permet d'accéder aisément à une quantité importante d'informations, dont la pression dans chaque bulle.

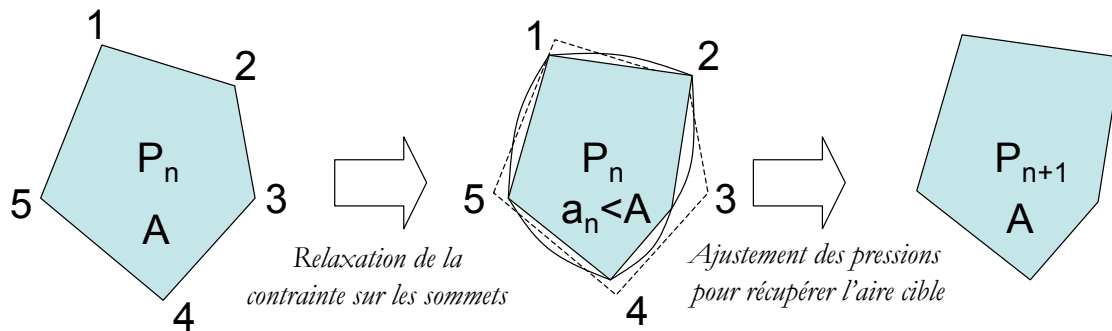


FIGURE 4.5 – Déroulement d’une itération (une seule bulle est représentée) : la bulle est initialement à la pression P_n . Les contraintes étant relâchées sur la position des sommets, ceux-ci s’ajustent de manière à minimiser la longueur totale des films. La pression est ensuite ajustée afin de retrouver l’aire cible A .

L’hypothèse fondamentale qui nous permet d’utiliser cette méthode indirecte est que la mousse doit être mécaniquement équilibrée. Comme nos expériences se déroulent en majeure partie dans le régime quasi-statique, à l’exception des moments où un changement topologique s’opère, on peut considérer que nos images représentent des mousses équilibrées. Le fichier `evolver` dont on a décrit l’écriture fournit une structure bidimensionnelle initiale, topologiquement équivalente à une mousse (régions du plan séparées par des arêtes qui se rejoignent par trois au niveau des sommets). On utilise SE pour déformer cette structure de façon à minimiser la longueur totale des arêtes tout en respectant les règles de Plateau. Rappelons que celles-ci traduisent l’équilibre mécanique local des films et des sommets. Trois films se rencontrent en un sommet, et forment des angles de 120° entre eux.

La procédure usuelle consiste à relâcher les contraintes sur la position des sommets, afin de leur permettre de bouger. Le programme écrit par Marco Mancini procède effectivement de cette manière. Mais il fixe une contrainte supplémentaire qui peut sembler artificielle à première vue : l’aire des polygones inscrits dans les bulles doit rester constante à chaque itération. Le programme ajuste donc la pression dans les bulles à chaque itération afin de récupérer l’aire du polygone inscrit comme le montre la figure 4.5. Cette opération remplace donc la contrainte sur la position fixe des sommets par une contrainte sur les aires des bulles.

Détail du déroulement d’une itération On part de la structure non équilibrée donnée par le fichier `evolver` écrit par le programme d’analyse d’images. Les sommets définissent

un polygone par bulle d'aire $\mathbf{a} = \{a_1, a_2, \dots, a_n\}^2$. En partant de ces polygones, qui ne correspondent à aucune mousse réelle, on veut obtenir une mousse réelle équilibrée dont les aires des polygones de mêmes sommets sont toujours égales à \mathbf{a} . Ceci revient à chercher les aires $\delta = \{\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n\}$ des parties courbée (convexes ou concaves) des bulles, dont on peut déduire les aires réelles \mathbf{A} par l'opération : $\mathbf{A} = \mathbf{a} + \delta$. Plus la différence de pression entre la bulle i et ses voisines est importante, plus la valeur de δ_i est grande.

Le déroulement du programme se fait en deux temps : une approche grossière puis une approche fine. L'approche grossière consiste à borner les aires des bulles par \mathbf{A}^M et \mathbf{A}^m . On converge ensuite par dichotomie.

Approche grossière Décrivons une itération lors de la phase d'approche « grossière » : La structure initiale est donnée par le fichier *evolver* décrit précédemment. On pose $A^0 = \mathbf{a}$. On relâche les contraintes sur la position des vertex tout en imposant à SE de laisser les aires des bulles \mathbf{A}^p inchangées³. L'aire des polygones de mêmes sommets que les bulles est alors \mathbf{a}^p . Si pour la bulle i , $a_i^p > a_i$, cela revient à dire que l'aire δ_i^p a été surévaluée. On pose donc $\delta_i^{p+1} = \delta_i^p - s_p (a_i^p - a_i)$ à l'itération suivante, où l'on prend $s_p = p$ pour hâter la procédure. Ce procédé ne converge pas forcément⁴ mais permet d'encadrer \mathbf{A} par \mathbf{A}^m et \mathbf{A}^M assez rapidement : On arrête l'itération⁵ pour la bulle i sitôt que deux valeurs successives de a_i^p encadrent a_i . Les deux « vecteurs » \mathbf{A}^m et \mathbf{A}^M sont alors constitués des bornes inférieures et supérieures des aires de chacune des bulles.

Approche fine : La convergence fine est obtenue par simple dichotomie. La procédure est la même que précédemment mais l'aire cible que doit atteindre chaque bulle à la fin d'une itération est

$$A_i = \frac{1}{2}(A_i^M + A_i^m)$$

On redéfinit l'une des deux bornes à la fin de l'itération en fonction du signe de $a_i^p - a_i$:

$$\begin{cases} \text{si } a_i^p - a_i \geq 0 & \Rightarrow \mathbf{A}_i^M = \mathbf{A}_i \\ \text{ou } a_i^p - a_i \leq 0 & \Rightarrow \mathbf{A}_i^m = \mathbf{A}_i \end{cases}$$

2. On définit ici un « vecteur » contenant l'ensemble des valeurs prises par l'aire (A), la pression (P), etc ... dans chacune des bulles numérotées de 1 à n .

3. On notera en exposant les itérations, notées p pour les distinguer des numéros de bulles i .

4. Bien au contraire puisque l'écart $s_p (a_i^p - a_i)$ peut croître avec p .

5. Le nombre d'itérations varie d'une bulle à l'autre

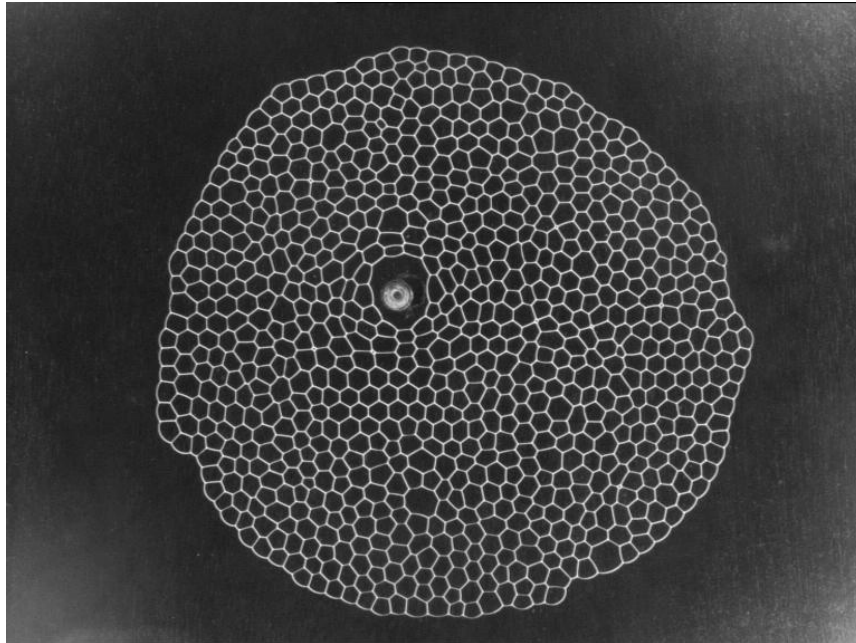
Convergence et robustesse : Cette procédure permet d'obtenir une convergence rapide de \mathbf{A} : à l'itération p de la procédure de convergence fine, l'erreur commise sur la détermination de A_i est de l'ordre de $\varepsilon = \delta A_i / 2^{p+1}$ où $\delta A_i = A_i^M - A_i^m$. La figure 4.6(b) montre l'image d'une mousse après reconstruction numérique par SE. On remarque que les deux structures sont exactement identiques, sauf pour les petites bulles qui peuvent disparaître pendant la segmentation de l'image. Dans ce cas un sommet remplace la bulle et la structure équilibrée obtenue par SE donne quatre faces qui se retrouvent au niveau d'un sommet sans qu'il y ait de T1.

On peut maintenant mesurer la pression dans chaque bulle. Nous avons testé la robustesse de la mesure de pression et de l'énergie de la mousse en mesurant $\Delta p/p$ et $\Delta A/A$ pour des modifications aléatoires de la position des sommets. La position de chaque sommet est modifiée de $(\Delta x, \Delta y) = (\pm 0, 33 \text{ pixel}, \pm 0, 33 \text{ pixel})$ dans le fichier *evolver*. Ces valeurs correspondent aux incertitudes sur la mesure des positions des sommets par analyse d'image. La figure 4.7 montre la distribution de $\Delta p/p$ et $\Delta A/A$ respectivement dans (a) et (b).

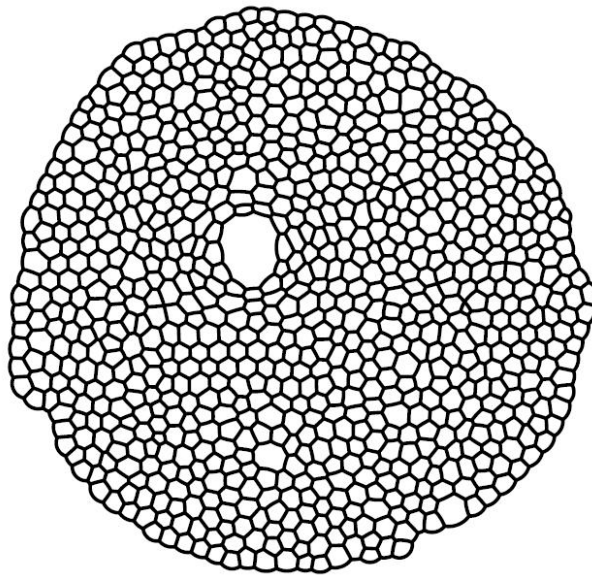
La variation moyenne relative est respectivement 0,3% pour $\Delta p/p$ et de 1,13% pour $\Delta A/A$. La précision est par conséquent excellente. Elle est plus importante Le mouvement aléatoire des sommets n'a pas une influence significative sur la pression et l'aire des bulles. Une des conséquences de ce résultat est que le périmètre mesuré à l'aide de SE fluctue beaucoup moins que l'estimation qu'on en fait par traitement d'images.

Pour chaque image on recalcule donc le périmètre de la mousse afin de le comparer à sa valeur trouvée par traitement d'images. Dans la figure 4.8 on a ainsi recalculé l'énergie des mousses précédentes en utilisant SE comme outil de traitement d'image. Comparée à la figure 4.8 a, la figure 4.8 b montre que les fluctuations de l'énergie sont moins importantes. Il est intéressant de noter que les courbes ont la même allure. Il existe néanmoins une différence notable entre les valeurs de l'énergie à chaque instant. Ceci est dû au fait que SE donne une bien meilleure estimation des longueurs des films et permet en particulier de s'affranchir des problèmes liés à la discrétisation des données. il est désormais possible de mesurer de petites variations d'énergie et de pression, ce qui sera très utile pour la caractérisation des T1 au chapitre 6.

Pour conclure, on peut dire que SE nous a permis de transformer une mousse expérimentale 2D en mousse numérique. Ce qui nous permet de minimiser la structure et de calculer son énergie et la pression dans chaque bulle de la mousse. Il reste cependant à fixer les échelles de longueur et d'énergie des images numérisées, condition sine qua non pour comparer les mesures réalisées à l'aide de SE avec les mesures directes obtenues à l'aide d'un capteur. Avant de décrire la méthode employée pour étalonner ce nouvel outil de mesure, soulignons une fois encore le fait qu'il existe une autre méthode due à Marie-Line Chabanol pour re-



(a) Mousse expérimentale



(b) Mousse numérique

FIGURE 4.6 – Mousse expérimentale (a) et mousse numérique (b) obtenue grâce à la combinaison du traitement d'images et de SE

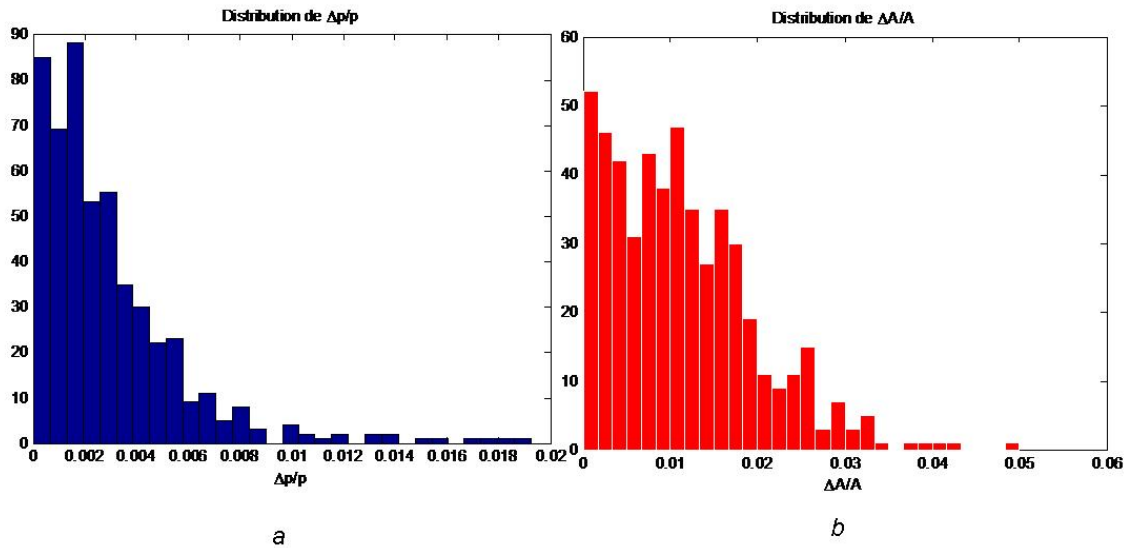


FIGURE 4.7 – Distribution de la variation de pression (a) et de volume (b) après un déplacement aléatoire des coordonnées des sommets pour la mousse représentée sur la figure 4.6(b).

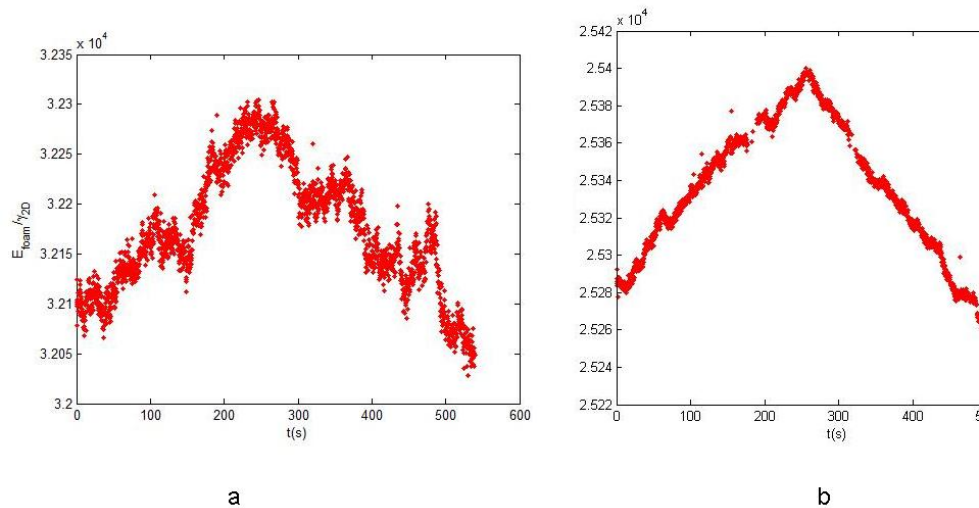


FIGURE 4.8 – Périmètre de la mousse obtenu par les deux méthodes : traitement d'images en a et SE en b.

construire les films d'une mousse à partir de la donnée des sommets. Nous décrivons cette méthode en annexe de ce chapitre.

4.4 Comparaison entre une mousse expérimentale 2D et sa reconstruction par SE

Une mousse expérimentale 2D est en réalité une mousse 3D : en effet, dans une mousse 2D idéale, la distance entre les plaques délimitant la mousse serait infinie afin d'éliminer les effets de bord. La contrepartie numérique d'une mousse expérimentale est bien une mousse idéale. Cette distinction a des conséquences pratiques puisqu'il est avéré que les bords de Plateau en contact avec les plaques influencent la rhéologie de la mousse lorsque cette dernière n'est pas dans un régime d'écoulement quasi-statique.

Il s'agit dans cette section de faire le lien entre une mousse 2D idéale et une mousse 3D de même topologie et respectant les mêmes rapports de tailles entre les bulles. Dans la section 4.5, nous validons la méthode en suivant la pression de la bulle centrale mesurée expérimentalement et celle donnée par SE.

4.4.1 Étalonnage des résultats

Il s'agit dans cette partie de mettre les mesures de SE en unités SI. En effet les mesures obtenues grâce au traitement d'images sont en pixels. Il faut donc transformer le périmètre et l'aire des bulles respectivement en m et en m^2 . Pour cela, avant le début de chaque expérience, une règle posée verticalement ou horizontalement sur la plaque supérieure de la cellule Hele-Shaw permet de trouver le facteur d'échelle qu'on note ici b (en m/pixel). Pour les résultats qu'on expose dans la section 4.5, 570 pixels correspondent à 13 cm, ce qui donne une valeur de $b = 2,3 \cdot 10^{-4}$ m/pixel.

Relation entre la pression expérimentale et la pression evolveur

Nous cherchons la relation qui permet de passer de la pression evolveur d'une mousse 2D à celle que l'on peut mesurer dans une mousse 3D en tenant compte des propriétés de la mousse et de la géométrie des films.

Considérons par exemple la bulle centrale de volume V , si la mousse est en équilibre mécanique alors son énergie est donnée par $E = 2\gamma_{2D} \cdot \sum \ell$. Dans le régime élastique quasi-statique, i.e. en l'absence de changements topologiques, le travail fourni à la mousse est égal à la variation dE de l'énergie de la mousse [49]. On peut relier la différence de pression

entre la bulle centrale et l'extérieur notée p_{th} par la relation suivante :

$$p_{th} = \frac{dE}{dV} = \frac{2\gamma_{2D}}{h} \cdot \frac{d\sum \ell}{dA} \quad (4.1)$$

Où dE et $dV = h dA$ sont respectivement la variation infinitésimale de l'énergie de la mousse et du volume de la bulle centrale entre le temps t et $t+dt$ et où $\gamma_{2D} = h g \gamma$. g est ici une constante géométrique prenant en compte à la fois la présence du liquide dans la mousse et la dimension du film. Dans la sous-section 4.4.2, on revient sur l'explication de cette constante g . h est la distance entre les plaques, ℓ la longueur d'un film et A l'aire des bulles. Si ℓ_{ev} et A_{ev} sont respectivement la longueur d'un film et l'aire de la bulle centrale en pixels, alors $\ell = b \ell_{ev}$ et $A = b^2 A_{ev}$. Il vient

$$p_{th} = 2 \frac{h g \gamma}{h} \cdot \frac{d\sum \ell_{ev} b}{dA_{ev} b^2} = \frac{2 g \gamma}{b} \cdot \frac{d\sum \ell_{ev}}{dA_{ev}} \quad (4.2)$$

Or, la pression evolver p_{ev} est définie de la manière suivante :

$$p_{ev} = \frac{d\sum \ell_{ev}}{dA_{ev}} \quad (4.3)$$

Donc l'équation (4.2) se réécrit comme une relation entre la pression théorique et la pression evolver :

$$p_{th} = 2 \frac{\gamma g}{b} p_{ev} \quad (4.4)$$

4.4.2 Lien entre la fraction liquide et la constante géométrique

La figure 4.9 montre la modélisation de la forme d'un film 3D comparée à un film 2D. L'augmentation de la surface du film est liée à la fraction liquide dans la mousse.

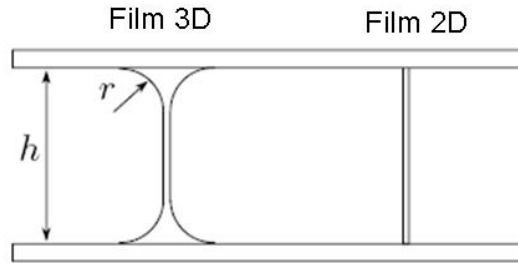


FIGURE 4.9 – Modélisation d'un film à 2D et 3D

L'expression de la fraction liquide est

$$\phi_\ell = \frac{V_{liq}}{V_{mousse}} \quad (4.5)$$

En considérant que le volume du gaz est très important devant le volume du liquide et le volume moyen des bulles égal à Sh , où S est la surface moyenne d'une bulle mesurée par SE, la fraction liquide peut être calculée sur une bulle. Cela veut dire qu'elle est considérée comme homogène dans toute la mousse. Soit v_{liq} le volume moyen du liquide sur le contour de la bulle alors la fraction liquide est donnée par :

$$\phi_\ell = \frac{v_{liq}}{2Sh} \quad (4.6)$$

On suppose que le liquide est concentré en haut et en bas du film. D'après la figure 4.9, le volume occupé par le liquide est donné par $v_{liq} = 4\ell(r^2 - \frac{\pi}{4}r^2)$ où ℓ est le périmètre moyen des bulles. Donc on peut en déduire une valeur approchée de la fraction liquide dans la mousse par la relation 4.7.

$$\phi_\ell = \ell \frac{(2 - \pi/2)r^2}{Sh} \quad (4.7)$$

Le rayon r est obtenu en déterminant la constante géométrique. Cette constante représente le rapport entre la longueur de la section du film 3D et celle du film 2D, qui est simplement sa hauteur :

$$g = \frac{(\pi - 2)r + h}{h} \quad (4.8)$$

Pour des valeurs limites $r = 0$ et $r = \frac{h}{2}$, g est respectivement égal à 1 et à $\frac{\pi}{2}$. Ces deux valeurs de g correspondent aux conditions extrêmes d'une mousse idéale avec une fraction liquide nulle et d'une mousse très humide avec une fraction liquide importante.

Il en résulte que g est liée à la fraction liquide :

$$\phi_\ell = \frac{\ell h (2 - \pi/2)}{S (\pi - 2)^2} (g - 1)^2 \quad (4.9)$$

On montre dans la section suivante que g peut être calculée par la méthode des moindres carrés en comparant la pression evoluer de la bulle centrale à sa pression expérimentale.

4.5 Validation des résultats

Le dispositif expérimental nous donne la possibilité de suivre l'évolution de la pression dans la bulle centrale. Nous allons maintenant comparer les pressions mesurée p_{mes} et

théorique, ce qui nous permettra d'évaluer le paramètre g .

On introduit dans la procédure de SE le calcul de la pression de la bulle correspondant au numéro de la bulle centrale. Dans la procédure de SE, nous négligeons la friction aux parois car la déformation est très lente ($250\mu\text{L}/\text{min}$). Soulignons que, contrairement à l'expérience, SE permet d'estimer la pression dans chaque bulle.

La figure 4.10 montre la pression dans la bulle centrale dans sa phase de gonflage et de dégonflage pendant un cycle. Chaque pas de temps correspond à 250 ms, soit une durée de cycle de ≈ 9 min.

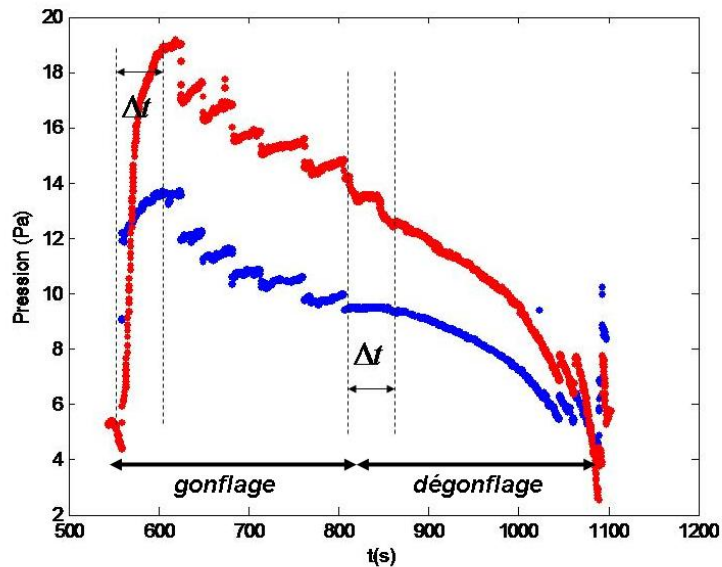


FIGURE 4.10 – En rouge est tracée la pression de la bulle centrale mesurée à l'aide du capteur de pression et en bleu, la pression $\frac{p_{th}}{g}$ de la bulle centrale calculée par SE.

On remarque que les deux courbes (en rouge et en bleue) ont la même allure sauf au début du gonflage et du dégonflage où il existe un temps Δt qui correspond à la réponse élastique du tuyau en jonction T qui raccorde le pousse seringue, la bulle centrale et le capteur de pression. Ce temps correspond à la mise en équilibre des forces de pression dans les tuyaux. Pour l'instant on ne commente pas la courbe mais on l'utilise pour calculer la constante géométrique g . En effet, le décalage des deux courbes vient du fait qu'on ne tient pas compte de la géométrie des films et de la fraction liquide, donc de cette constante

géométrique.

Calcul de g et de la fraction liquide par la méthode des moindres carrés La constante géométrique est déterminée en traçant p_{mes} en fonction de p_{th} . On retire les pressions correspondant à l'intervalle de temps Δt de relaxation du dispositif, et on ajuste par un fit linéaire la courbe représentée sur la figure 4.11. On en tire une valeur de $g = 1,4047$. D'après la formule (4.9), la fraction liquide est égale à 7,6%. Ce qui paraît très important car nos mousses sont très sèches et d'autres mesures utilisant la même méthode de fabrication de la mousse ont montré que la fraction liquide est proche de 2%. Le fit linéaire

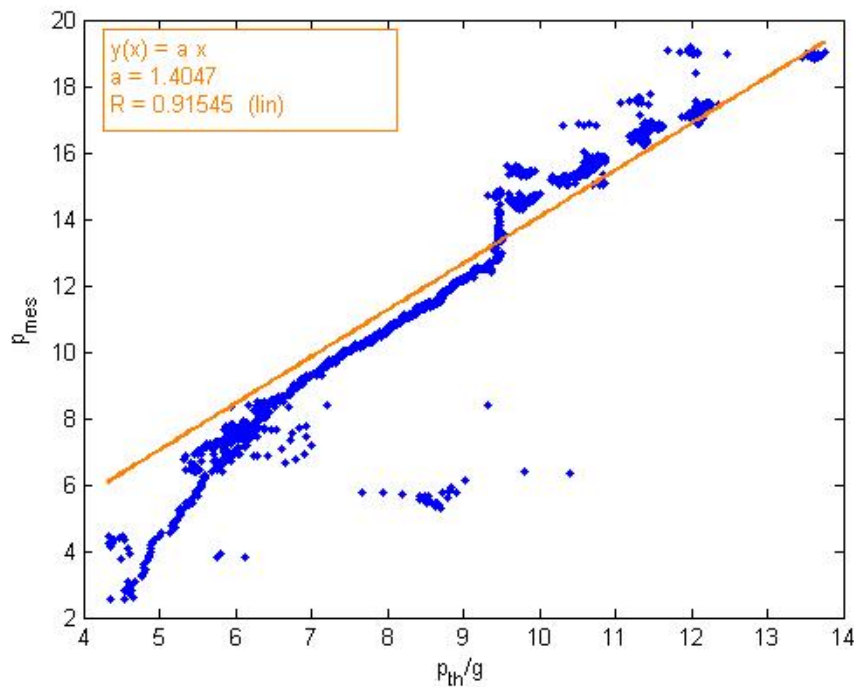


FIGURE 4.11 – Pression mesurée en fonction de la pression théorique.

permet de modéliser la courbe sauf au début correspondant à la fin du dégonflage où la bulle centrale se referme sous forme de cascades de T1. Cette observation permet de confirmer que la friction aux parois n'est plus négligeables dans ce cas là. En revanche, lorsque le fit linéaire est correct, on peut considérer que la mousse expérimentale est équilibrée. Ceci implique que la mousse est bien en régime quasistatique.

Perte de charge dans les tuyaux

En traçant p_{mes} et p_{th} en fonction du temps sur une même courbe, on observe en outre un décalage entre les deux courbes (cf figure 4.12). Au gonflage la pression dans la bulle centrale mesurée par le capteur est décalée d'une valeur constante positive par rapport à p_{th} alors qu'au dégonflage, elle est décalée de la même de la valeur opposée. Cet écart est en moyenne égal en valeur absolue à $\Delta P_{mes} = 0,91 Pa$.

On l'interprète comme une perte de charge due à la circulation d'air entre le tuyau et le capteur de pression. Cette perte de charge est décrite par la loi de Poiseuille d'après la relation :

$$\Delta P = \frac{8\eta Q L}{\pi R^4} \quad (4.10)$$

où $Q=250\mu L/min$ est le débit d'air injecté, $L=120$ cm la longueur entre la bulle centrale et le capteur de pression, $R = 0,4$ cm est le rayon de la section du tube et $\eta = 17,1.10^{-6}$ Pa.s. On trouve une valeur théorique $\Delta P = 0,85 Pa$. Cette valeur est très proche de la valeur mesurée, ce qui tend à confirmer notre analyse.

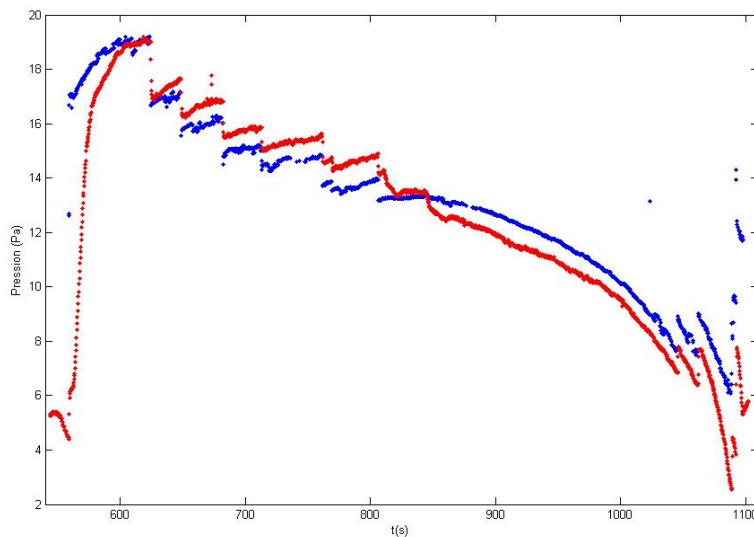


FIGURE 4.12 – p_{th} et p_{mes} en fonction du temps.

4.5.1 Conclusion

SE nous a permis de montrer qu'il était possible de reconstruire la mousse expérimentale en mousse idéale 2D et de remonter à la pression dans chaque bulle. Nous avons pu vérifier l'efficacité de cette méthode en comparant la pression de la bulle centrale et la pression mesurée dans cette même bulle grâce à SE. À partir de la comparaison des deux valeurs, on a pu calculer la constante géométrique qui décrit la forme du film et estimer la fraction liquide de la mousse.

Cette procédure est en principe directement transposable à des images de mousses tridimensionnelles. Des images de ce type ont été enregistrées dans le cadre de cette thèse dans des géométries d'écoulement diverses, mais toujours en régime quasi-statique.

4.6 ANNEXE : Calcul systématique des courbures de films dans une mousse 2D

Cette méthode fait appel, entre autres, au théorème de Gauss-Bonnet. L'idée d'utiliser ce théorème pour calculer la pression dans chaque bulle vient de Marie-Line Chabanol. Par contre elle n'a pas écrit un article sur la méthode. Cette communication m'a été donnée par François Graner. La méthode a été reprise avec succès par Brian Foley [50] dans son stage réalisé sous la direction de Stephan Hutzler. Il s'agit dans cette section de montrer qu'il est possible de calculer la pression dans chaque bulle à partir du système d'équations (4.14) et de l'équation (4.17). En effet par traitement d'images nous avons accès aux coordonnées des sommets qui définissent chaque face. À partir de ces coordonnées on calcule la longueur du segment rejoignant deux sommets appartenant à la même face. À ce stade, comme on peut l'illustrer dans la figure 4.13, tous les films sont droits et leur longueur est notée ℓ_{ij}^0 . Pour la plupart des bulles situées à l'intérieur de la mousse, la différence entre la longueur expérimentale des films et ℓ_{ij}^0 n'est pas remarquable bien que significative pour les bulles en contact avec l'environnement cette différence devient très importante car il s'agit de comparer un segment et un arc de cercle. Le système d'équations (4.14) permet de calculer à partir des ℓ_{ij}^0 , les courbures κ_{ij}^0 des films.

La loi de Laplace relie la pression des bulles à la courbure du film :

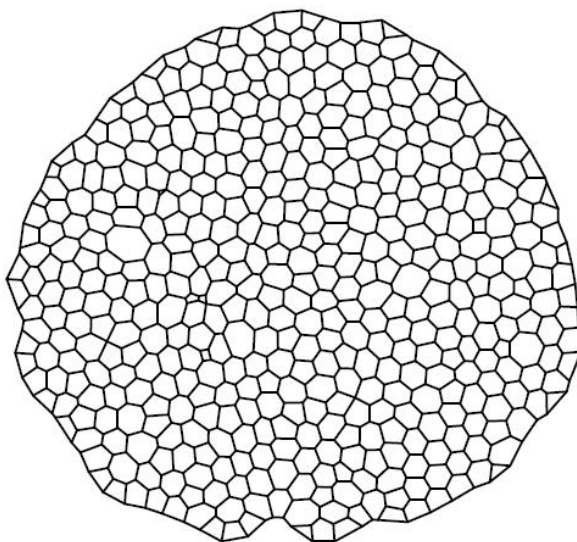


FIGURE 4.13 – Structure topologique contenant 400 bulles. Tous les films dans la structure sont droits.

$$\kappa = \frac{\Delta p}{\gamma} \quad (4.11)$$

Où Δp est la différence de pression entre deux bulles voisines.

4.6.1 Relation entre courbure et pression

La loi de Laplace établit une relation entre les pressions de chaque côté d'un film et la courbure de celui-ci. Cette courbure est donc homogène le long d'un film, qui adopte la forme d'un arc de cercle. La loi de Laplace s'écrit, pour le film séparant les bulles i et j :

$$\kappa_{ij} = \frac{P_i - P_j}{\gamma} = -\kappa_{ji} \quad (4.12)$$

Une des conséquences de cette relation est que la somme des courbures de trois films qui se rencontrent au niveau d'un sommet est nulle. En suivant le chemin représenté sur la figure 4.14, on a alors la relation suivante :

$$\kappa_{ij} + \kappa_{jk} + \kappa_{ki} = 0 \quad (4.13)$$

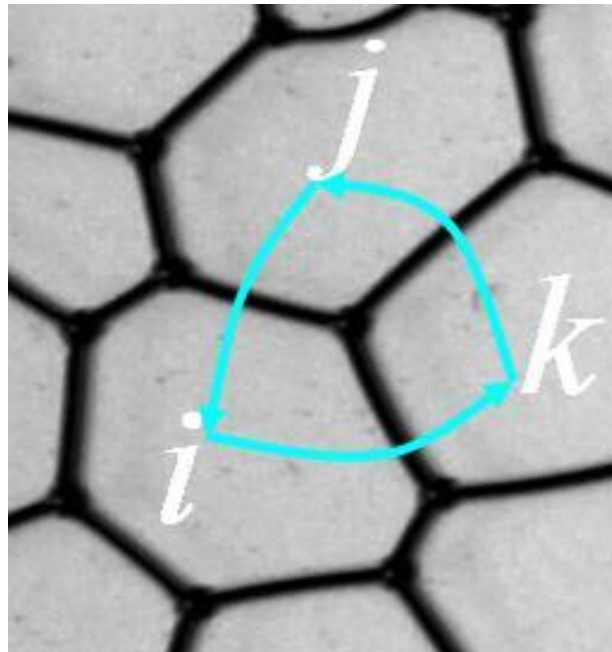


FIGURE 4.14 – Chemin en bleu permettant de démontrer la relation (4.13) entre les courbures de trois films se rencontrant en un même sommet.

4.6.2 Système d'équations

La combinaison des équations (1.2), (4.12) et (4.13) permet de calculer la courbure de chaque film à ℓ_{ij} connue. Donc les κ_{ij} sont solutions du système suivant :

$$\begin{cases} \kappa_{ij} + \kappa_{jk} + \kappa_{ki} = 0 \\ \kappa_{ij} = -\kappa_{ji} \\ \sum \kappa_{ij} \ell_{ij} = (6 - n) \frac{\pi}{3} \end{cases} \quad (4.14)$$

Pour que ce système soit soluble, il est nécessaire que le nombre d'équations et le nombre d'inconnu soient égaux.

Le théorème d'Euler, pour une structure cellulaire [51, 52, 53], relie le nombre de bulles N aux nombres de sommets et de faces soient S et F par la relation (4.15).

$$N - F + S = 1 \quad (4.15)$$

De plus à cause du fait que trois faces se rencontrent en un sommet, $S = \frac{2}{3} F$. D'où en utilisant la relation (4.15) on a $F = 3(N - 1)$ et $S = 2(N - 1)$. Ce qui montre que le nombre d'inconnus pour résoudre le système est $6(N - 1)$.

La première équation du système (4.14) s'applique sur chaque sommet, elle génère donc $2(N - 1)$ équations. La troisième est valable pour chaque bulle, donc le nombre d'équations est N . On conclut qu'il y a $6(N - 1) + 1$ équations. Il y a en une équation de plus, ceci traduit le fait qu'elles ne sont pas indépendantes. Ce système se résout donc facilement.

4.6.3 Calcul de la longueur des films à partir de courbure

Partant des ℓ_{ij}^0 , on calcule les κ_{ij}^0 par résolution du système (4.14). On utilise ensuite la méthode itérative suivante :

- Calculer la longueur ℓ_{ij}^m des films à partir de l'équation (4.16).
- Connaissant ℓ_{ij}^m on peut calculer les κ_{ij}^m par résolution du système d'équations (4.14) et donc itérer le processus pour $m=0$ jusqu'à satisfaire un critère d'arrêt.

En effet à partir des κ_{ij}^0 , on cherche les ℓ_{ij}^1 de manière géométrique (cf figure 4.15).

Dans la figure 4.15, κ^0 est la courbure trouvée dans la première itération. On calcule ensuite ℓ^1 en fonction de κ^0 et de l'angle θ grâce à la formule suivante $\ell^1 = \frac{2\theta}{\kappa^0}$. De plus on a $\sin\theta = \frac{\ell^0 \cdot \kappa^0}{2}$.

En considérant que le film est défini par la bulle i et la bulle j , il vient :

$$\ell_{ij}^1 = \frac{2}{\kappa_{ij}^0} \arcsin\left(\frac{\ell^0 \cdot \kappa_{ij}^0}{2}\right) \quad (4.16)$$

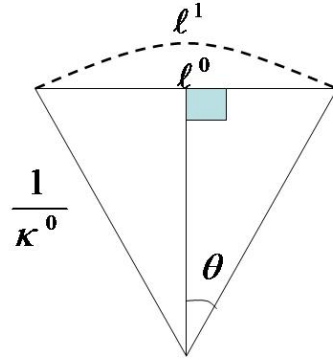


FIGURE 4.15 – Calcul de la longueur à partir de la courbure du film.

On généralise au rang m :

$$\ell_{ij}^m = \frac{2}{\kappa_{ij}^{m-1}} \arcsin\left(\frac{\ell_{ij}^0 \cdot \kappa_{ij}^{m-1}}{2}\right) \quad (4.17)$$

C'est donc une relation de récurrence qui doit en pratique converger. Le calcul de la longueur et de la courbure de chaque film nécessite l'utilisation d'un programme en Matlab, en C ou en java. Il faut donc définir un critère de convergence pour arrêter la routine. Ce critère peut se faire sur le périmètre total de la mousse en arrêtant le calcul dès que sa valeur au rang m est égale à sa valeur au rang $m+1$ à 10^{-6} près. Sur la figure 4.13 est représenté un exemple d'une structure topologique avant le début de l'itération, donc au rang $m = 0$ où tous les films sont droits. À la fin de l'itération la structure tend vers une mousse.

Une fois les courbures finales connues, on en déduit les pressions grâce à l'équation (4.12). Pour les calculer, il est nécessaire de connaître la pression dans une bulle. Ceci vient du fait que seules des différences de pression entrent en jeu dans l'équation (4.12).

C'est une méthode assez robuste qui marche pour des mousses dont les bords sont libres applicable donc à notre étude malheureusement on a pas eu le temps d'écrire le programme pour calculer la pression dans chaque bulle. On ne pourra pas donc évaluer le temps de calcul nécessaire pour faire converger la structure vers une mousse.

Une des faiblesses de ces deux méthodes est qu'elles ne tiennent pas compte de la quantité de liquide dans la mousse, ni de l'épaisseur des films. Elles sont donc applicables à des mousses 2D idéale avec une fraction liquide quasi-nulle. Malgré cette différence, nous pouvons à partir des résultats produits par SE, évaluer la pression dans chaque bulle de la même mousse en tenant compte de ses propriétés physiques (tension de surface, fraction liquide) et de l'épaisseur des films. Nous allons montrer cette équivalence dans la section 4.4.

Chapitre 5

Déformation localisée d'une mousse bidimensionnelle

Ce chapitre décrit la réaction globale d'une mousse soumise à une déformation localisée. Cette dernière est obtenue par plusieurs cycles de gonflage et dégonflage d'une bulle au centre de la mousse.

En se basant sur l'évolution de la topologie de la mousse¹, on observe deux régimes : un régime transitoire, durant les deux premiers cycles de déformation, suivi d'un régime "périodique" durant les cycles suivants.

Il est important de préciser que les résultats décrits ici sont reproductibles. On emploie par facilité le terme "la mousse" pour décrire un comportement générique observé sur un très grand nombre de mousses. C'est pourquoi on discute en début de chapitre les différences entre les mousses qui n'altèrent pas les observations sur "la mousse". On discute ensuite brièvement le lieu où se produisent les T1 dans la mousse. Ces T1 ont pour conséquence l'apparition d'une direction d'ouverture privilégiée de la mousse : au voisinage de l'apex de la bulle centrale, les T1 qui se produisent ne relaxent pas totalement les contraintes. On discute enfin le bilan énergétique de la mousse durant un cycle de déformation, ce qui nous permet d'évaluer l'énergie moyenne d'un T1 durant un cycle.

1. Les expériences durent environ trente minutes. Ce temps est suffisant pour que l'on puisse mettre en évidence une légère variation de la surface des bulles – particulièrement les bulles de la couronne extérieure – due à la diffusion gazeuse. *Stricto sensu*, l'évolution de la structure de la mousse n'est donc pas « périodique », mais ce phénomène ne semble pas avoir d'effet notable sur nos autres observations.

5.1 Reproductibilité des expériences par comparaison de plusieurs mousses

5.1.1 Variabilité des caractéristiques des mousses lors de leur fabrication

Toutes les mousses utilisées dans ce travail ont été fabriquées de la même manière (*cf.* Chapitre 2). Rappelons que le bullage nous permet d'obtenir des mousses de faible dispersité en taille.

Nombre de bulles La taille de l'amas de bulles prélevées par la plaque supérieure détermine le nombre de bulles que compte la mousse bidimensionnelle une fois placée dans la cellule. Ce nombre varie entre 160 et 2000.

Fraction liquide Remarquons qu'en raison de la géométrie de la cellule de bullage, il est possible que le volume d'eau par bulle soit plus important dans les mousses 2D comportant un grand nombre de bulles, certaines d'entre elles provenant de hauteurs plus proches de la surface du liquide que dans les mousses à faible nombre de bulles.

Structure La structure adoptée par la mousse est sensiblement stable, et ce, quel que soit son nombre de bulles. En témoigne la figure 5.1 où l'on a repéré les bulles à 5 et 7 côtés. Leur densité très élevée ne varie pas notablement d'une mousse à l'autre : la taille des zones cristallines (ensemble de bulles à 6 côtés) est sensiblement constante.

On constate donc que dans le cadre des expériences décrites dans cette thèse, le seul paramètre contrôlable est le nombre de bulles contenues dans la mousse 2D considérée. La fraction liquide est corrélée à ce nombre de bulles. Les autres paramètres sont constants. Un dernier degré de liberté est la possibilité de choisir en quel endroit de la mousse on va faire gonfler une bulle « centrale ».

5.1.2 Variabilité des déformations appliquées

Les déformations appliquées aux mousses le sont toujours de la même manière : la bulle située au débouché de la buse, qualifiée de bulle centrale (BC par la suite), initialement de la même taille A_0 que les autres bulles, est gonflée jusqu'à une taille de plusieurs dizaines de fois A_0 . Il est possible de vérifier a posteriori à l'aide de surface évoluer que le gonflage

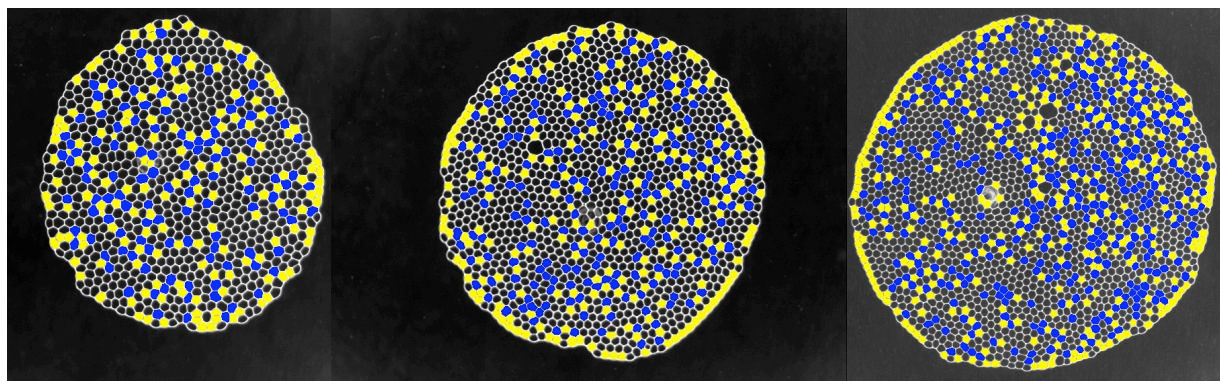


FIGURE 5.1 – Mousses comprenant initialement 819 (gauche), 1270 (centre) et 1840 (droite) bulles avant déformation. Les couleurs superposées au bulles repèrent les bulles à 5 (jaune) et 7 (bleu) côtés.

de la BC est suffisamment lent pour que la déformation soit bien quasi-statique. Le seul paramètre sur lequel on joue est donc la taille A_{\max} de la BC en fin de gonflage.

5.1.3 Observations systématiques - Comportement générique

Nous décrivons ici rapidement les observations systématiques que nous avons pu faire sur le comportement des mousses soumises à plusieurs cycles de déformations quasi-statiques. La réponse de la mousse est une alternance de phases élastiques (déformation à topologie constante) et de phases plastiques bien identifiées : ces dernières consistent en de simples T1 se produisant autour de la BC et – durant le régime transitoire uniquement – en quelques endroits distants de la BC.

Cette alternance régime élastique - régime plastique est une constante de la réponse de la mousse à la déformation. Cette expression est en fait impropre ici, où le régime plastique n'a pas le temps de s'installer. On préférera parler par la suite de régime élastique interrompu par des évènements plastiques.

Régime transitoire Lors des deux premiers cycles de déformation on observe exactement les mêmes comportements que dans le régime périodique (voir plus bas). On observe en outre des évènements plastiques (T1) en faible nombre se produisant de manière homogène dans la mousse. Insistons sur le fait que ces évènements sont en faible nombre (entre 0 et 4 pour chaque mousse) et ne se produisent qu'une fois par expérience.

Régime périodique La BC adopte dans un premier temps une forme isotrope jusqu'à atteindre une surface variant entre $5 A_0$ et $10 A_0$.

Au delà, la BC perd la symétrie cylindrique pour ne conserver qu'un seul axe de symétrie. Elle adopte le plus couramment une forme elliptique jusqu'à la surface A_{\max} . Durant cette phase, les T1 se produisent uniquement (sauf dans le régime transitoire) à l'un des deux apex de l'ellipse.

Au dégonflage, la BC adopte dans un premier temps une forme aplatie sans qu'aucun T1 ne se produise, puis se referme à la manière d'une fermeture éclair.

L'ensemble de ces observations est résumé par la figure 5.2 qui montre le déroulement typique d'un cycle périodique.

5.1.4 Robustesse du comportement générique

Fluctuations autour du comportement générique Le comportement décrit au paragraphe précédent est observé dans l'immense majorité des expériences menées dans le cadre de ce travail de thèse. Il est possible d'affiner la description de la phase de gonflage en se focalisant sur la forme de la BC, en particulier sur deux de ses caractéristiques :

- la direction de son axe de symétrie ;
- le ou les emplacements où se produisent les T1 autour de la BC.

Pour illustrer les différences observées d'une mousse à l'autre, la figure 5.3 représente trois mousses de tailles différentes au début du gonflage de la BC et lorsque celle-ci a déjà sa forme allongée.

Direction d'ouverture La direction d'ouverture de la BC varie d'une mousse à l'autre : il ne semble pas en particulier que la direction d'ouverture soit corrélée avec une quelconque proximité de la BC avec le bord de la mousse². On met en évidence cette absence de corrélation en observant des mousses de différentes tailles à l'intérieur desquelles la BC est légèrement excentrée. La direction d'ouverture semble donc déterminée par le voisinage immédiat de la BC lorsque celle-ci passe d'une forme quasi-circulaire à une forme elliptique. Nous discuterons cet aspect par la suite.

Forme de la BC On observe que, quel que soit le nombre de bulles de la mousse, la forme de la bulle centrale est pointue après le choix de sa direction d'ouverture. On entend par là que la bulle adopte une forme à un seul axe de symétrie. La forme adoptée peut

2. Au contraire de ce que pourrait suggérer une analyse trop rapide de la figure 5.3.

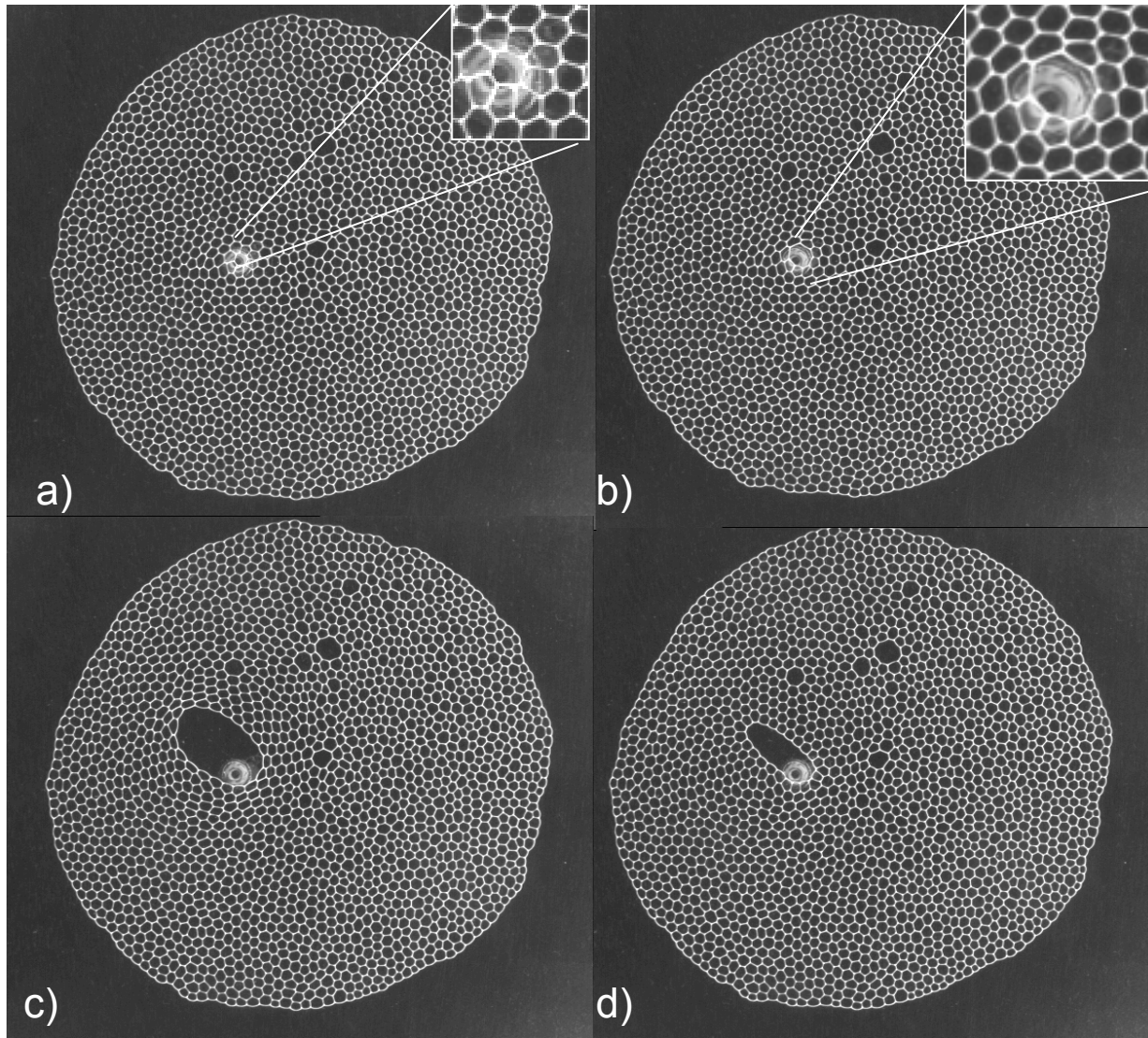
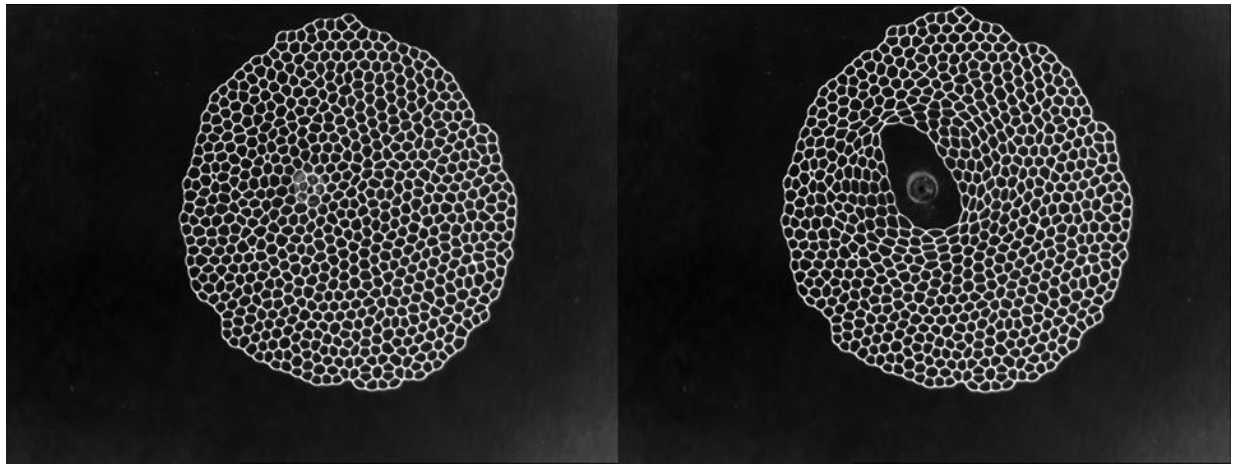
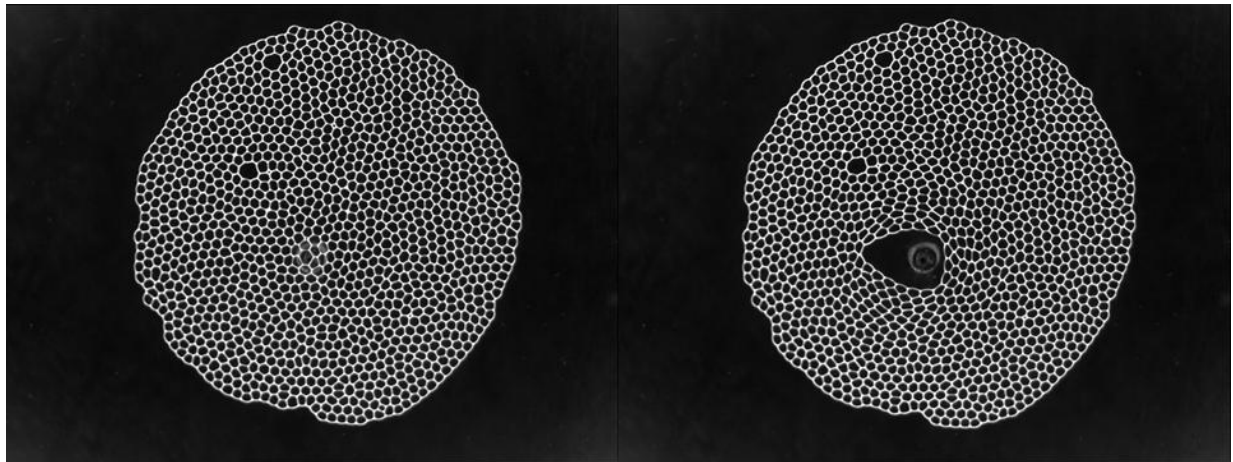


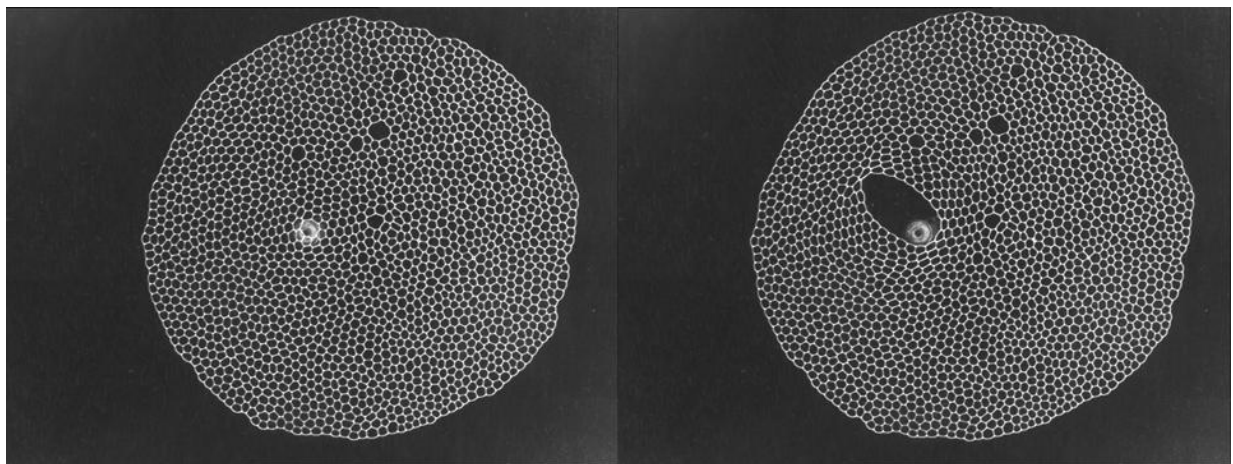
FIGURE 5.2 – Différentes phases d'un cycle de gonflage-dégonflage appliqué à une mousse contenant 1840 bulles dans le régime périodique. (a) État initial de la structure. La BC a la même taille que les autres bulles. (b) Pour de petites déformations, la BC adopte une forme isotrope. (c) Aux grandes déformations, la BC est elliptique. L'ouverture se fait alors au niveau des apex de l'ellipse. (d) Lors du dégonflage, la BC s'aplatit.



(a) Ouverture en deux pointes



(b) Ouverture à une pointe



(c) Ouverture en deux pointes

FIGURE 5.3 – Forme de la bulle centrale au début et à la fin du gonflage pour des mousses de taille croissante (a) 819 bulles, (b) 1270 bulles et (c) 1840 bulles.

être "à une pointe" - *i.e.* en forme de poire - lorsque l'un des deux rayons de courbure à l'intersection de l'axe de symétrie est plus petit que l'autre (*cf.* Fig. 5.3(b)) . La bulle s'ouvre alors uniquement à l'apex correspondant au plus petit rayon de courbure. La BC adopte plus souvent une forme "à deux pointes" (*cf.* Fig. 5.3(a) et 5.3(c)). Dans ce cas l'ouverture a lieu aux deux apex mais les T1 se produisent néanmoins de manière très majoritaire à l'un des deux apex.

Robustesse du comportement générique On discute par la suite un comportement type, maintes fois observé : dans le régime périodique, la BC s'ouvre dans un premier temps de manière isotrope, jusqu'à atteindre une surface de l'ordre de 10 surfaces de bulle. Elle adopte ensuite une forme oblongue en s'ouvrant systématiquement au niveau de son apex par une succession de T1. Le rayon de courbure de l'apex reste *grosso modo* constant au cours du gonflage. Au dégonflage la BC s'aplatit pour se refermer à la manière d'une fermeture éclair. La succession des T1 est alors exactement inverse de la séquence des T1 lors du gonflage, si bien que la topologie de la mousse est la même à la fin qu'au début du cycle³. Par la suite nous allons décrire en détail la réaction d'une mousse monodisperse désordonnée en analysant l'évolution de sa topologie ainsi que de son périmètre. Nous tenterons de donner une explication simple de l'ouverture de la bulle centrale une fois qu'elle a choisi sa direction.

5.2 Topologie de la mousse : T1 réversibles et irréversibles

Le mécanisme « de base » de la plasticité des mousses est le T1, que l'on décrira plus en détail au chapitre suivant. Dans le cadre de l'étude globale de la déformation de la mousse par la BC, les T1 permettent de relaxer localement des contraintes élevées. Le dispositif permet de distinguer clairement deux types de T1, qui déterminent dans quel régime de déformation l'on se trouve.

5.2.1 T1 « irréversibles »

Ces T1 se produisent exclusivement dans le régime transitoire : ils traduisent la relaxation de contraintes préexistantes dans la mousse suite à une faible perturbation provoquée par la déformation de la BC. Ces T1 sont en faible nombre (de 0 à 4) et se produisent

3. Ce mécanisme est donc un très mauvais mélangeur.

de manière homogène dans la mousse. Ils se produisent en des endroits où la mousse est initialement « précontrainte » : ils impliquent généralement des paires 5-7, où l'un des films est de longueur quasi-nulle. La perturbation induite par le gonflage de la BC est alors suffisante pour que le T1 se produise de manière irréversible : ces T1 ne se produisent qu'une seule fois durant l'expérience.

*Précisons dès maintenant que les T1 sont des phénomènes irréversibles, puisqu'ils dissipent spontanément de l'énergie par frottement visqueux. Il est cependant possible, comme on le verra par la suite, de renverser un T1 pourvu que l'on ait réinjecté de l'énergie dans la mousse. On en tire le terme (impropre du point de vue de la thermodynamique) de T1 réversible. On préférera le terme **renversible** pour décrire ces T1.*

5.2.2 T1 renversables dans les deux régimes

Dans le même temps, les bulles de la mousse se réarrangent autour de la bulle que l'on gonfle. Lors des cycles suivants, les seuls réarrangements plastiques se produisent au voisinage immédiat de la grosse bulle, qui s'ouvre dans le matériau de manière totalement réversible : la séquence des réarrangements qui se produisent lors du gonflage est totalement renversée pendant le dégonflage et cette séquence est conservée d'un cycle à l'autre dans le régime périodique. Elle varie en revanche dans le régime transitoire.

Examinons dans un premier temps l'ensemble des bulles prenant part à un T1 dans un cycle du régime périodique. Ces bulles sont représentées en bleu dans la figure 5.4. La direction d'ouverture privilégiée par la bulle centrale apparaît clairement. On constate d'autre part que dans ce cas précis, la BC ne s'ouvre que dans un seul sens. Enfin, un amas de bulle entourant la BC témoigne de la phase de déformation isotrope de la BC lorsque sa surface est petite. C'est cette phase qui a lieu en premier avant que la bulle n'adopte sa forme elliptique. L'ouverture (ou « fracture ») se propage ensuite de proche en proche dans une seule direction.

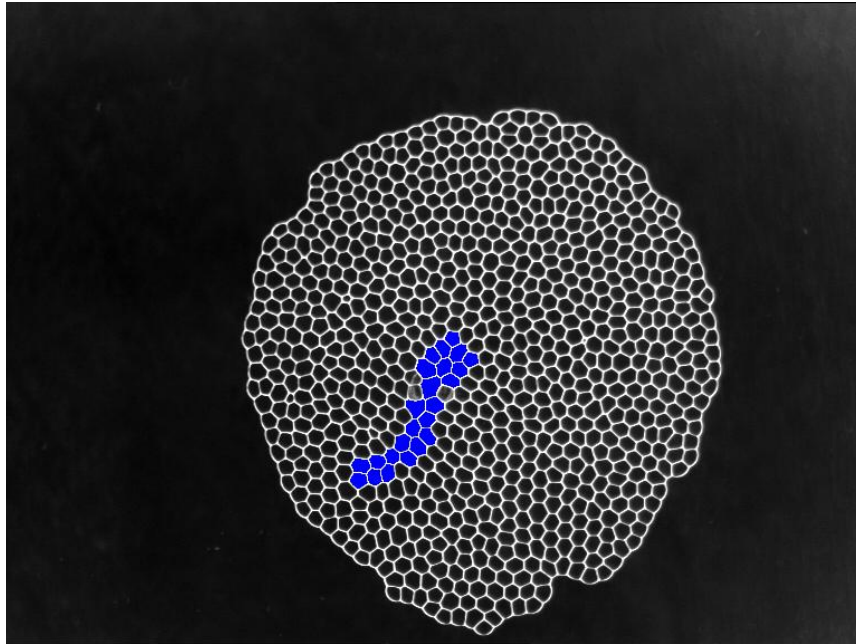


FIGURE 5.4 – Suivi des T1 à cotés de la bulle centrale

On compare le positionnement des T1 au gonflage lors de différents cycles du régime périodique sur la figure 5.5. La position de référence est celle de la buse (en $(0,0)$).

La position des T1 est calculée à partir des barycentres des quatre bulles qui participent au T1⁴. Dans le cas où la bulle centrale subit un T1, on calcule le barycentre des trois autres bulles qui participent aux T1 pour éviter que le barycentre du T1 coïncide avec le centre de la BC. On observe que lors du 6e cycle la déformation maximum est plus grande puisque deux T1 n'apparaissant pas au 5e cycle se produisent. Hormis ces deux T1, qui se produisent en fin de gonflage, les T1 se produisent exactement au même endroit lors des deux cycles successifs.

Il apparaît d'autre part que, pour un cycle donné, les T1 sont alignés le long d'une même droite au gonflage et au dégonflage. On constate d'autre part que, dans le régime périodique, la BC s'ouvre préférentiellement dans un seul sens : Les T1 situés dans le quart inférieur gauche de la figure sont beaucoup plus nombreux que ceux qui sont situés dans le quart supérieur droit.

4. Le barycentre est calculé en pondérant la position des centres de bulles par leur aire.

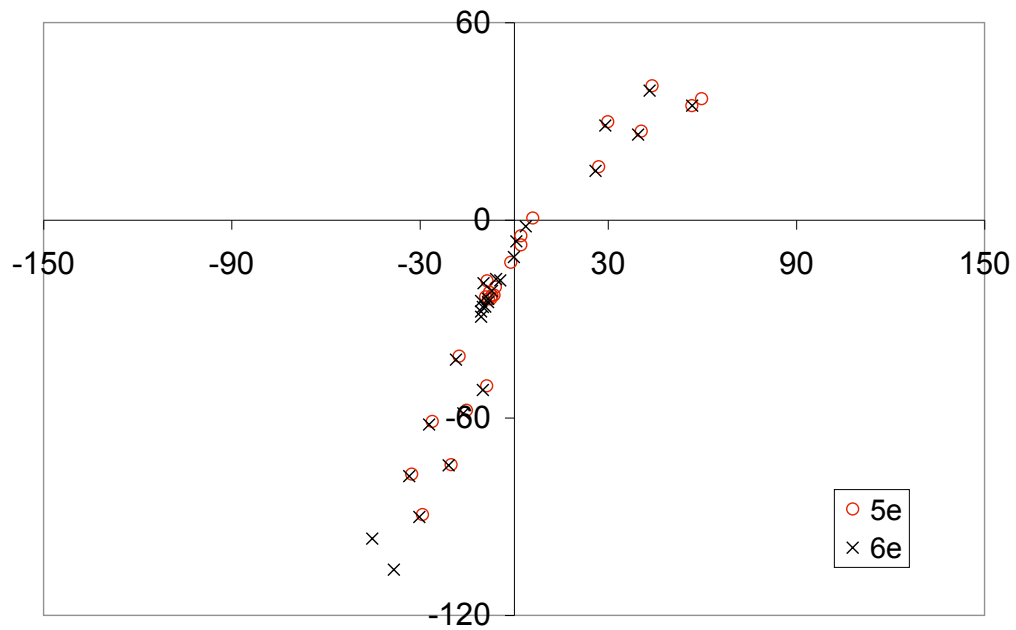


FIGURE 5.5 – Position des T1 (ua) rapportée à la position de la buse durant les cycles 5 (o) et 6 (x).

5.2.3 T1 lors du dégonflage

Au dégonflage la BC adopte une forme très aplatie, très différente de la forme elliptique adoptée au gonflage. Cependant ce sont exactement les mêmes T1 qui se produisent au retour qu'à l'aller : la topologie de la mousse est identique en fin de cycle et ce type de perturbation ne constitue donc pas un bon mélangeur, au contraire de ce qui a pu être observé ailleurs.

5.3 Ouverture de la bulle centrale

Lorsque la surface de la BC atteint ≈ 5 à $10 A_0$, la BC adopte une forme oblongue. Deux questions surviennent naturellement :

- Quelle caractéristique de la mousse détermine la direction du grand axe de la BC ?
- Pourquoi la forme de la BC persiste-t-elle au cours du gonflage et du dégonflage ?

Nous n'avons pas répondu à la première question, mais nous donnons ici quelques pistes.

5.3.1 Direction d'ouverture de la BC

On pourrait être tenté d'expliquer la détermination de la direction d'ouverture privilégiée par l'hétérogénéité de la mousse : si les mousses sont toutes assez monodisperses, notre méthode de fabrication ne nous permet pas d'en piloter la topologie. Au début de ce travail nous avons donc essayé de corrélérer la direction d'ouverture privilégiée de la BC avec des caractéristiques observables des mousses telles que la densité locale de défauts (paires "5-7"), la proximité de ces paires. Ces recherches n'ont pas abouti à des résultats concluants. Il est ainsi apparu que le comportement global de la BC ne dépendait que peu de la structure particulière d'une mousse. Il demeure que nous ne sommes pas en mesure à l'heure actuelle d'expliquer - ou même de savoir s'il est possible d'expliquer - le "choix" de la direction d'ouverture privilégiée de la BC. En revanche, dans le cadre d'une description de type "milieu continu", nous pouvons expliquer la persistance de cette direction privilégiée.

Au tout début de ce travail, on pensait que les défauts constitués par la présence des bulles à 5 et à 7 cotés jouaient un rôle prépondérant sur la plasticité comme dans les solides cristallins. En effet dans ces solides la présence des défauts détermine en grande partie les caractéristiques du comportement plastique [23]. Mais la réalité est toute autre ici, peut-être du fait que la densité de défauts ne rend plus ces derniers assimilables à des défauts :

un monocristal de bulles à 6 côtés ne comprend que de 50 à 100 bulles. Ces monocristaux sont séparés par des joints de paires 5-7. Une piste intéressante serait de faire varier (baisser) cette densité de défauts afin de retrouver une situation comparable aux cristaux normaux. La BC peut s'ouvrir dans n'importe quelle direction pour relaxer la contrainte dans la mousse.

5.3.2 Mécanisme d'ouverture de la bulle centrale

On observe parfois des avalanches de T1 dans les mousses bidimensionnelles déformées : un T1 se produit qui en entraîne un ou plusieurs autres. Ceci se produit dans une structure où le seuil de déclenchement des T1 est très bas, ce qu'on retrouve dans des radeaux a surface supérieure libre de fraction liquide très élevée (*cf.* expérience de Bragg et Nye [?]), ou dans une structure dont les déformations sont initialement telles que plusieurs T1 sont initialement en attente de se produire, ce qui peut être le cas dans le régime transitoire de nos expériences (ce type d'évènement est cependant très rare).

Nous n'observons pas d'avalanche dans le régime périodique des expériences décrites ici. Les T1 ne sont cependant pas décorrélés et leur corrélation est responsable de la forme de la BC : lorsqu'un T1 se produit, une partie des contraintes est relaxée mais elle se transmet aux bulles voisines, ce qui a pour effet de "préparer" le T1 suivant comme le montre la figure 5.6. Sur cette figure on voit que les bulles ayant perdu une voisine sont encore "étirées", tandis que la bulle qui vient de gagner une voisine (en l'occurrence, la BC) est déjà contrainte.

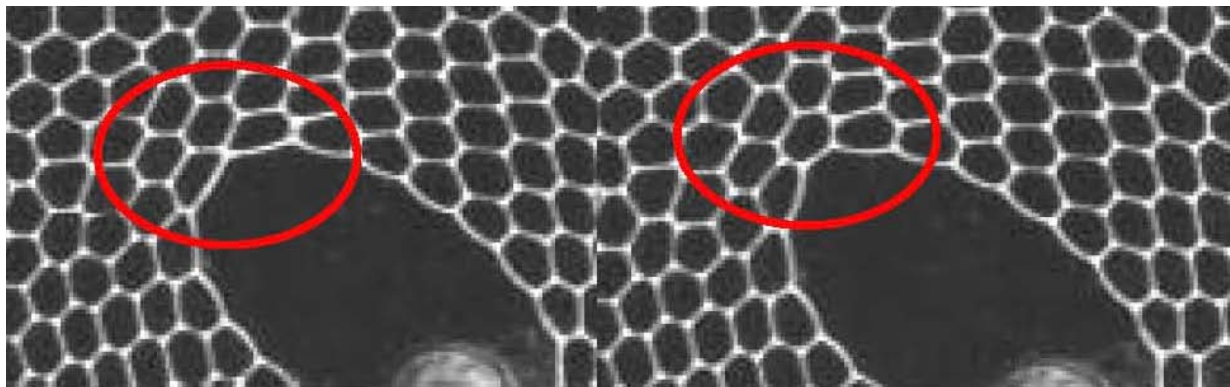


FIGURE 5.6 – Déformation des bulles avant et après le T1.

Ainsi si l'on considère les T1 à proximité de la BC, on peut en distinguer deux groupes. La bulle centrale s'ouvre en forme de pointe. Dans le cas où il y en a deux, la forme de

la bulle est considérée comme elliptique. Des T1 se produisent aux deux pointes. Puisqu'ils sont assez loin les uns des autres, les T1 de la première pointe n'ont pas d'influence sur les T1 de la deuxième pointe. C'est un résultat qualitatif venant des observations expérimentales : chacun d'entre eux peut se produire tantôt avant, tantôt après l'autre. On peut donc tempérer dès maintenant l'une des remarques que l'on fera au chapitre suivant : si les T1 ont un effet à grande distance dans la mousse, cet effet n'est pas suffisant pour déclencher un T1 de l'autre côté de la BC.

5.3.3 Modélisation du comportement de la BC dans un milieu continu

Il nous est difficile de prédire la direction d'ouverture de la bulle centrale mais une fois qu'elle choisit une direction privilégiée, on comprend pourquoi elle continue à s'ouvrir dans cette direction. Nous présentons ici un modèle élastique pour évaluer de manière très simpliste les contraintes locales au niveau des pointes.

Explication de la forme en pointe de la bulle centrale

Modèle élastique Dans ce modèle, on considère la bulle centrale comme un trou elliptique soumis à une contrainte de pression dans une mousse considérée comme un milieu continu élastique isotrope. Examinons la contrainte appliquée au niveau des pointes due à la déformation imposée à la mousse. On pose N_g la force exercée par la partie supérieure sur la partie inférieure, les deux parties étant séparées par des pointillés sur la figure 5.7. Cette force est localisée dans des domaines de taille finie aux apex de la bulle (rectangles hachurés). Elle est reliée à la contrainte σ_a moyenne dans cette zone multipliée par sa largeur. On fait l'hypothèse ici que la largeur R_0 de cette zone varie peu avec la courbure de l'ellipse, hypothèse justifiée par le fait que seules les bulles concentrées sur le 4-5 premières couches au delà de la BC semblent déformées par cette dernière. La taille caractéristique de la zone sur laquelle la contrainte en excès se fait sentir est donc la même le long du petit axe de l'ellipse. À l'équilibre la force N_g est égale à la force de pression appliquée sur la bulle centrale. En effet la déformation a tendance à écarter la mousse de sa position d'équilibre initiale et les contraintes internes augmentent pour ramener la mousse à sa position d'équilibre stable. On peut conclure que :

$$2N_g = 2Pa = 2R_0\sigma_a \quad (5.1)$$

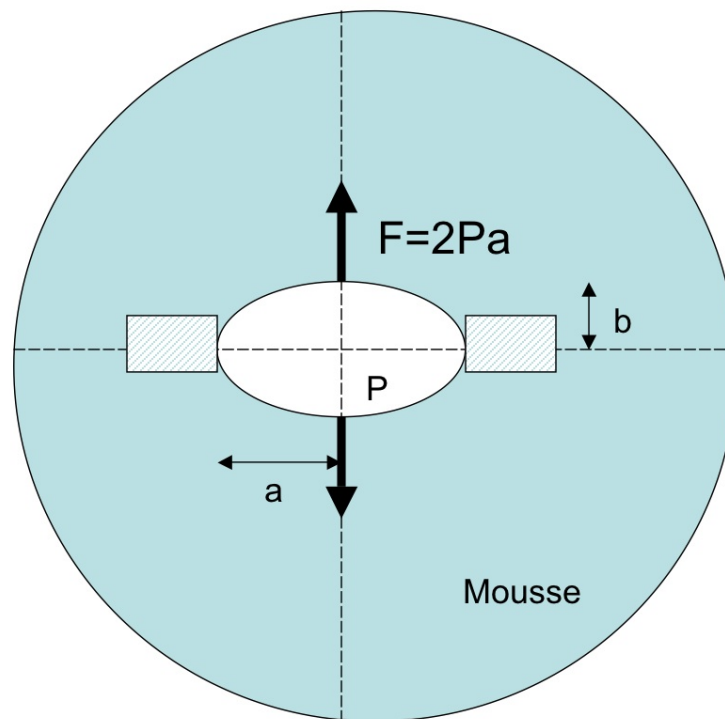


FIGURE 5.7 – Schéma représentant le modèle sur la base duquel est calculée la résultante des forces de pression. La contrainte supplémentaire compensant cette force résultante est concentrée dans les parties hachurées aux apices de l'ellipse de demi grand-axe a .

En faisant le même raisonnement dans le petit axe de l'ellipse, on montre que le rapport d'intensité des contraintes moyennes

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_b} = \frac{a}{b} \quad (5.2)$$

Cette relation montre qu'au niveau des pointes la contrainte est très importante. Ce modèle très rudimentaire permet donc de comprendre pour quelle raison la BC continue à s'ouvrir le long du grand axe de l'ellipse : le seuil de déclenchement des T1 est plus rapidement atteint au niveau des apex de l'ellipse qu'ailleurs le long du périmètre de la BC⁵.

5.3.4 Calcul des contraintes dans une mousse

Modèle continu pour les mousses

Pour calculer les contraintes, il faut rappeler qu'en régime quasi-statique, la structure instantanée contient toutes les informations nécessaires : en effet, les seules forces mises en jeu sont les forces de pression du gaz dans les bulles et les forces de surface dues à la création d'interface. Donc la contrainte locale est une combinaison de deux contributions et peut être déduite d'une photographie de la structure.

Dans nos calculs nous négligeons la courbure des films, donc nous ne tenons compte que des forces de surface. L'expression des contraintes a été introduite, dans le cas des mousses, par Aubouy *et al* et a été utilisé à 2D par Olivier Lordereau [32], Benjamin Dollet [33] et Alexandre Kabla [14] durant leurs travaux de thèse. Si on considère une partie de la mousse d'aire A contenant une ou plusieurs bulles, le tenseur des contraintes σ_{ij} moyenné sur cette aire A est donné par :

$$\sigma_{ij} = \frac{\gamma}{A} \sum_{\text{films} \in A} \frac{\ell_i \ell_j}{\ell} \quad (5.3)$$

où ℓ_i et ℓ_j sont les projetés de ℓ , la longueur d'un film, sur les axes i et j .

À partir d'une image de mousse 2D, on peut donc calculer la contrainte locale appliquée à la mousse. Ce calcul peut se faire sur une bulle où sur une boîte que nous pouvons définir.

5. Cette intensification des contraintes est équivalente au pouvoir des pointes en électrostatique où le l'augmentation du champ est liée à la diminution de la courbure des objets.

5.3.5 Transfert des contraintes après chaque T1

L'explication de l'ouverture dans une direction préférentielle tient au fait que la contrainte locale n'est relaxée qu'en partie lorsqu'un T1 se produit à l'apex de la BC : la forme de la pointe ne change pas significativement après chaque ouverture ou fermeture de la bulle centrale sauf quand celle ci est petite, ce qui nous laisse penser que la mousse n'a pas le temps de se relaxer entièrement, c'est-à-dire que le T1 transfère la contrainte qui devient aussi importante qu'avant et de ce fait la mousse continue toujours à s'ouvrir dans le même sens pour être dans une configuration d'énergie plus favorable.

5.4 Évolution de la pression dans la bulle centrale

Dans cette section, on présente l'évolution de la pression dans la bulle centrale et tous les résultats que l'on peut tirer de son analyse.

5.4.1 Pression en fonction de l'aire de la bulle centrale

Grâce au capteur de pression ou à SE, nous pouvons déterminer durant les cycles, la surpression dans la bulle centrale lors de la déformation de la mousse. Dans le chapitre 3, nous avons montré que la surpression mesurée par le capteur comporte des erreurs liées à la tuyauterie. La réponse élastique du tuyau y est visible. En vue des calculs qu'on veut faire sur l'énergie moyenne des T1 dans la partie 5.4.4, il nous semble plus judicieux d'utiliser la pression p_{th} de SE qui représente une mesure directe et ne prenant pas en compte donc la réponse élastique du tuyau. Sachant que SE permet de donner aussi la courbure des films et donc des mesures d'aires plus exactes. Nous utilisons aussi l'aire évoluer de la bulle centrale.

La mesure de la pression permet de décrire la réaction de la bulle déformée dans son milieu environnant entouré par ses voisines. Nous allons analyser la pression quand la réponse de la mousse est cyclique du point de vue topologique et énergétique. Dans la figure 5.8 est tracée p_{th} de la bulle centrale en fonction de son aire. Nous observons deux comportements sur son évolution :

- Une évolution continue de la pression quand la mousse réagit élastiquement c'est-à-dire sans changement topologique.
- Des sauts de pression, quand des transformations topologiques s'opèrent à proximité de la bulle centrale. Ceci correspond à des réponses plastiques de la mousse. Les effets d'une telle réponse sont expliqués au chapitre 5. Après une diminution due à

un T1 au gonflage, la pression augmente de manière continue, correspondant à une réaction élastique de la mousse avant le prochain T1. L'aire de la bulle centrale reste inchangée dans le bref temps où il y a le T1 par contre son nombre de voisins varie ce qui engendre une variation de pression illustrée par les sauts. L'intensité de ces sauts diminue quand l'aire de la bulle centrale augmente. L'idée est de se dire que chaque courbure contribue équitablement à ce saut. Si la bulle centrale est très petite, alors le saut devient important, le phénomène inverse est observé si son nombre de cotés est important. Au dégonflage la bulle centrale met énormément de temps avant de se refermer, la réponse élastique y est beaucoup plus importante qu'à l'aller. À la fin du dégonflage, des sauts de plus en plus rapprochés se produisent à cause des cascades de T1 sur une des pointes de la bulle centrale. Il faudra noter qu'au dégonflage la bulle centrale est très aplatie et se referme très rapidement par des cascades de T1. *Malgré le fait que les mêmes T1 se produisent au gonflage et au dégonflage, la dynamique n'est pas la même, on observe un phénomène appelé hystérésis c'est-à-dire que l'état de la mousse dépend, des contraintes à l'instant t , mais aussi des précédentes, et donc de son histoire.*

5.4.2 Analyse du périmètre de la mousse - Énergie de la mousse

Le suivi du périmètre de la mousse permet de voir d'une manière quantitative, les résultats décrits précédemment.

Périmètre en fonction du temps

Nous avons suivi le périmètre de la mousse pour exploiter toute information permettant de comprendre l'évolution de la mousse. Nous décrivons la sollicitation de la mousse en calculant le périmètre total des films en fonction du temps par traitement d'images. La figure 5.9 révèle l'existence de deux cycles de transition où des T1 sont localisés dans toute la mousse, puis un régime périodique à partir du troisième cycle ou après un cycle de gonflage/dégonflage, la mousse retourne à la même topologie donc à la même énergie si on ne tient pas compte de la diffusion du gaz à travers les films. Pour pousser l'analyse plus loin, on peut dire que cette périodicité de l'énergie nous donne une idée de la relation qui existe entre l'énergie fournie à la mousse qu'on appelle l'énergie injectée et l'énergie dissipée par les T1. Supposons t_i et t_f , les états initial et final d'un cycle périodique. Si le cycle limite est atteint on peut conclure que la mousse revient à la même configuration du point topologique et énergétique d'où $E(t_i)=E(t_f)$.

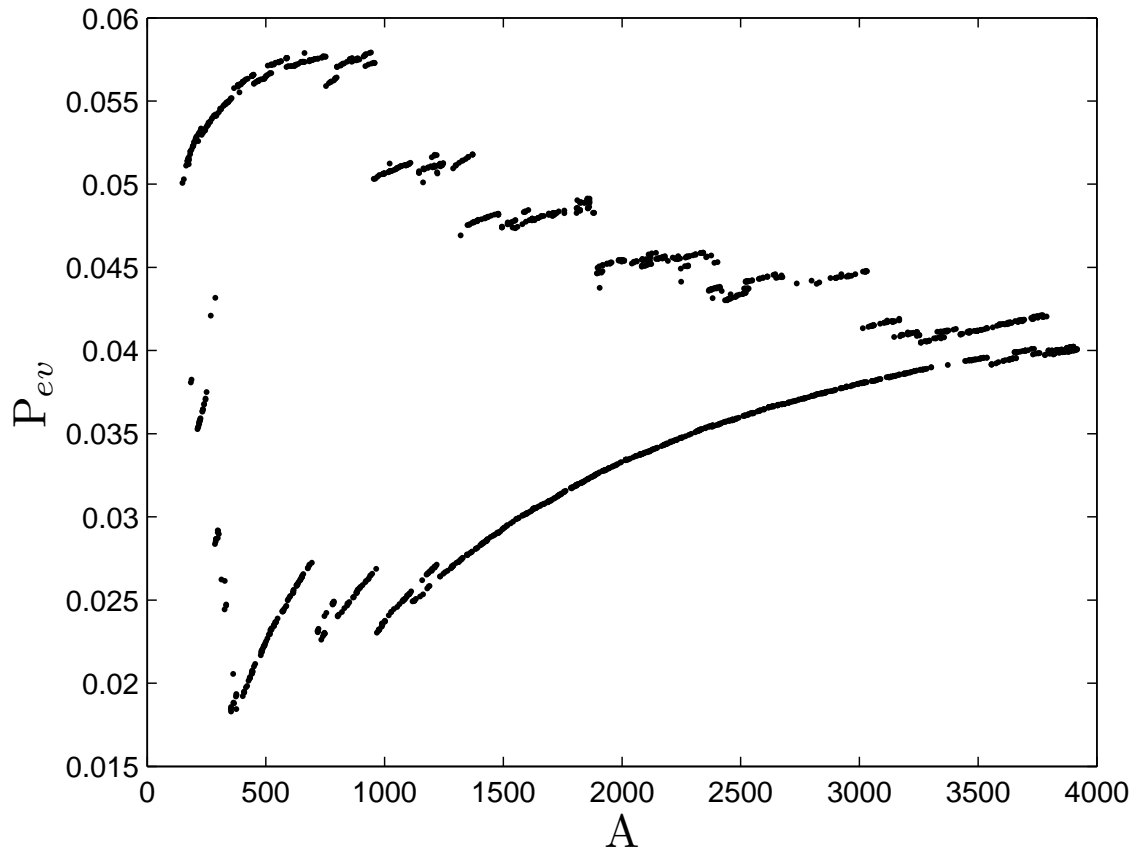


FIGURE 5.8 – Pression évoluer de la bulle centrale en fonction de son aire. La partie supérieure de la courbe ($P > 0,04$) correspond au gonflage. La partie inférieure au dégonflage.

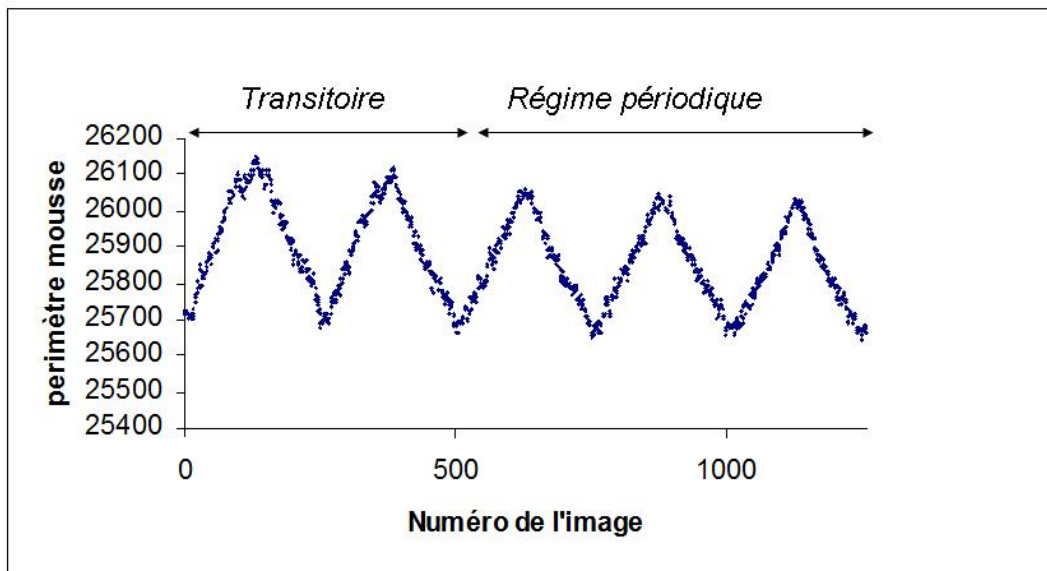


FIGURE 5.9 – Longueur totale des films en fonctions du temps

De plus l'énergie

$$E(t_i) = E(t_f) + W_{inj} + \Delta E_{T1} \quad (5.4)$$

Où W_{inj} et ΔE_{T1} sont respectivement l'énergie injectée et l'énergie dissipée lors de la sollicitation. On peut conclure que pour un cycle périodique :

$$W_{inj} + \Delta E_{T1} = 0 \quad (5.5)$$

Donc toute l'énergie injectée est dissipée par les T1. La connaissance de l'énergie injectée dans la mousse permet de déterminer l'énergie moyenne dissipée par les T1.

Périmètre en fonction de l'aire de la bulle centrale

L'apport d'énergie à la mousse fait varier son énergie totale. En sollicitant la mousse, les énergies injectée et dissipée contribuent à la variation de l'énergie totale. Dans un cycle limite la topologie de la mousse avant le gonflage et à la fin du dégonflage est la même. Ce qui induit une périodicité du point de vue topologique. En négligeant la diffusion à travers les films liquides, on peut aussi considérer en plus de cette périodicité topologique que la mousse retourne à la même énergie. Dans le cas où ces deux conditions sont réunies on parle de cycle périodique. En réalité la diffusion du gaz à travers les parois liquides est présente et influe sur la mesure de l'énergie. La variation d'énergie est séparée donc en trois contributions : l'énergie injectée dans la mousse, l'énergie dissipée par les T1 et la diminution d'énergie due à la diffusion du gaz. En plus de cette variation, il faut rajouter les erreurs commises par le traitement d'images. La figure 5.10 montre le périmètre total de la mousse sur un cycle. Elle illustre bien le rôle de la diffusion. À la fin du gonflage, l'aire de la bulle centrale ne varie plus et donc l'énergie doit rester constante, dans cette figure on remarque à aire fixée l'énergie diminue en l'absence aussi de T1, d'où la variation d'énergie est due à la diffusion du gaz dans les films. Donc dans le cadre d'un cycle périodique seule la périodicité topologique est assurée.

Diffusion du gaz à travers les films

Les films étant perméables à l'air, la diffusion s'installe dans la mousse qui mûrit. Ce mûrissement est décrit par la loi de Von Neumann. Les bulles à 3, 4, 5 cotés sont en suppression et vont donc se vider au cours de l'expérience alors que les bulles à 7, 8, 9 cotés grossissent. Cette étude a été faite théoriquement numériquement et expérimentalement dans les mousses 2D et 3D [54, 55, 56, 57].

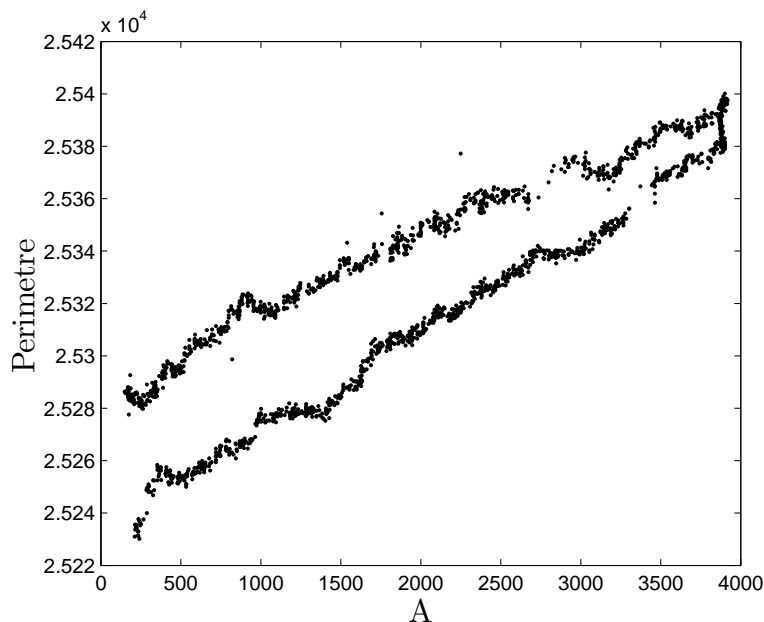


FIGURE 5.10 – Périmètre total de la mousse en fonction de l’aire de la bulle centrale. La courbe ”supérieure” correspond au gonflage. La courbe ”inférieure” au dégonflage.

Les bords extérieurs de la mousse étant libres, les bulles en contact avec l’environnement sont en surpression, il s’établit une différence de pression entre ces bulles et l’extérieur. Les bulles externes vont se vider petit à petit lors de l’expérience. 30 minutes après la fabrication de la mousse, on remarque que les bulles externes sont affectées par le vieillissement et que leur taille diminue par rapport à leur taille initiale. Nous avons calculé la variation moyenne de taille des bulles sur un cycle complet. En moyenne la surface des bulles à 6 côtés et à 7 côtés augmente respectivement de 0.3% et de 2.5%, alors que les surfaces des bulles à 5 côtés et des bulles extérieures diminuent respectivement de 2% et de 0.11%.

5.4.3 Calcul de l’énergie injectée

La connaissance de la pression et de l’aire de la bulle centrale permet de calculer l’énergie injectée dans la mousse car elle correspond au travail fournit pour la déformer. Si ΔP et A sont respectivement la différence entre la pression dans la BC et la pression à l’extérieur de la mousse d’une part et l’aire de cette bulle d’autre part, alors l’énergie est donnée par la relation :

$$W_{inj} = \oint \Delta P \cdot dA \quad (5.6)$$

Pour le calcul de cette énergie, nous utilisons les valeurs trouvées par SE (la pression à l'extérieur de la mousse est nulle dans SE). Nous allons considérer ici que la mousse est une mousse 2D idéale. On ne tient compte ni de l'épaisseur entre les deux plaques, ni de la fraction de liquide. La tension superficielle est réduite à l'identité. Pour ramener tout à la taille d'une bulle, l'énergie injectée est normalisée par la taille moyenne $\sqrt{A_0}$ des bulles dans la mousse.

Le calcul de la surface de la courbe 5.8 délimitée par la pression en fonction de l'aire de la bulle centrale, donne une valeur de l'énergie totale injectée dans la mousse. Nous avons déterminé l'énergie pour deux mousses différentes. Pour la première mousse, la bulle centrale est gonflée jusqu'à une valeur qui fait 17 fois la taille moyenne $A1_0$ des bulles et l'énergie injectée est égale à $3.78 \sqrt{A1_0}$. Il est important de noter que cette valeur est inférieure à $17 \sqrt{A1_0}$.

Pour la deuxième mousse, l'aire maximale de la bulle centrale est égale à 27 fois la taille moyenne $A2_0$ des bulles, ce qui implique une énergie $W_{inj} = 4.555 \sqrt{A2_0}$.

5.4.4 Calcul de l'énergie moyenne d'un T1

On n'a pu montrer que pour un cycle périodique l'énergie totale injectée dans la mousse est dissipée par les T1. En supposant que tous les T1 dissipent à peu près la même énergie, on peut en déduire l'énergie individuelle du T1. Rappelons que cette énergie ne doit pas dépasser l'énergie moyenne d'une bulle et puisqu'elle fait disparaître ou naître un côté de bulles alors elle doit être équivalente à $\frac{1}{6} \sqrt{A_0}$. D'après l'équation on peut en déduire l'énergie moyenne d'un T1 :

$$\delta ET1 = -\frac{W_{inj}}{N_{T1}} \quad (5.7)$$

avec N_{T1} le nombre total de T1 dans le cycle périodique. Bien évidemment cette énergie augmente avec la taille des bulles. Elle est calculée pour les deux précédentes, ce qui donne des valeurs respectives de $0.3148 \sqrt{A1_0}$ et $0.3254 \sqrt{A2_0}$. Dans le chapitre 6, nous allons nous intéresser à l'énergie individuelle dissipée par chaque T1.

Chapitre 6

Étude des T1 renversables

Ce chapitre est consacré à l'étude de la réponse d'une mousse à un T1 se produisant à coté de la bulle centrale. Donc nous ne nous intéressons ici qu'aux séquences de T1 réversibles¹.

Pour cela, la bulle centrale est considérée comme une « machine » à faire des T1. En effet on a vu au chapitre précédent que la grosse bulle se déformait de manière reproductible à partir du 3^e cycle dans une direction fixe en effectuant une série de T1 en apparence semblables. C'est sur ce fait que nous allons nous appuyer par la suite.

Grâce aux outils développés durant ce travail, et que nous avons décrit au chapitre 3, nous pouvons caractériser le déplacement et les sauts de pression des bulles ainsi que l'énergie de la mousse lorsqu'un T1 se produit.

Les limites du montage expérimental sont que l'on n'a la possibilité de mesurer les sauts de pression que sur une bulle. Cependant grâce à la modélisation par SE, on peut compléter la carte des sauts de pression dans une mousse. On peut en outre analyser les déplacements des centres des bulles.

L'analyse des sauts de pression et du déplacement lors du T1 montre quatre lobes correspondant à des zones où ΔP a le même signe : on dit que la réponse de la mousse est quadrupolaire. Les sauts de pression et les déplacements s'arrangent spatialement en quatre lobes autour du centre du T1. Nous calculons la portée du T1 en identifiant la taille des ces lobes.

Nous allons ensuite comparer ces résultats à ceux de Cox et de Graner.

Pour terminer, nous explicitons dans quelle mesure la taille de la bulle centrale peut influencer

1. Le processus T1 est irréversible, mais on peut dans un cycle, forcer la mousse à faire un T1 au gonflage et le reproduire au dégonflage. Dans ce cas on dit que le T1 est réversible. Néanmoins il sera plus correct de parler de renversabilité du T1.

sur la portée du T1 ou sur l'orientation des lobes.

On constate que les lobes ont des formes différentes en fonction de la taille et de la forme de la grosse bulle, ce qui nous conduit à diviser les T1 en deux classes correspondant respectivement aux T1 se produisant lorsque la bulle centrale est petite et isotrope, et à ceux qui se produisent lorsque la grosse bulle est anisotrope.

Dans chaque régime donné par la taille et la forme de la bulle, nous comparons la réponse de la mousse et les énergies dissipées à l'aller et au retour d'un cycle de sollicitation.

6.1 Bulle centrale : une simple machine à faire des T1

Dans le chapitre 4, la bulle centrale² était au coeur de l'étude. Nous avons analysé sa forme, sa direction d'ouverture et sa pression au cours de sa sollicitation.

Dans ce chapitre consacré à l'étude des T1 provoqués par la sollicitation locale de la mousse, la bulle centrale est traitée comme un outil ou une « machine » à déclencher des T1. Elle nous permet de fabriquer des séquences de T1 renversables à sa proximité. La déformation de la grosse bulle est suffisamment lente pour qu'on puisse considérer que son aire ne varie pas à une échelle de temps qui correspond au temps de relaxation du T1. On peut distinguer deux régimes :

1. un régime où la bulle centrale est très petite, environ de la même taille que les autres bulles. Dans ce cas aucune direction d'ouverture n'est encore choisie car la distribution de contraintes autour de cette bulle est isotrope. On a vu au chapitre 4 que l'anisotropie de la bulle se traduisait par une anisotropie des contraintes de pression. Dans ce régime, on observe que pour un T1 renversable, la taille de la bulle centrale à l'aller est plus importante que sa taille au retour, une étude comparative entre la réponse du T1 à l'aller et au retour d'un cycle sera faite. On étudie d'autre part un même T1 dans différents cycles de déformations.
2. un régime où la bulle centrale est très grosse, en forme de pointe. Du fait de la présence de ces pointes, la répartition des contraintes est anisotrope. Il y a concentration des contraintes au niveau des pointes et la forme de la pointe ne change pas. Ce qui veut dire que les formes de la bulle centrale sont équivalentes après chaque ouverture provoquée par un T1. On peut ainsi non seulement comparer un même T1 dans plusieurs cycles mais aussi plusieurs T1 successifs dans un même cycle.

On compare ensuite les T1 se produisant sur ces deux régimes.

2. Ici la bulle centrale correspond à la bulle sollicitée.

6.2 Caractérisation du T1 : pression, déplacement, énergie

Le T1 est une perturbation de la mousse induite par un changement de voisinage localisé. Il entraîne des variations de pression des bulles autour de ce réarrangement. D'un point de vue topologique, un T1 est localisé car il n'implique que quatre bulles. Il doit cependant avoir des conséquences sur un grand nombre de bulles. Ces conséquences sont un déplacement et/ou une variation de pression interne des bulles.

Pour caractériser le T1, on s'intéresse donc à son énergie, à la variation de pression et au déplacement des bulles.

Nous allons d'abord, mesurer les variations de pression sur une bulle à 2 cm de la bulle sollicitée. Ensuite grâce au traitement par SE, on peut calculer les sauts de pression et le déplacement des bulles ainsi que la variation d'énergie induits par un T1.

6.2.1 Variations de pression

Expérimentale

On se propose ici d'illustrer que la pression varie au delà des quatre bulles qui participent au T1. Pour ce faire un dispositif expérimental permet de mesurer la variation de pression sur une bulle à 2 cm de la perturbation.

La plaque inférieure est munie de deux buses métalliques séparées d'une distance de 2 cm, dont l'une est reliée au pousse seringue qui permet d'injecter de l'air dans la bulle centrale et l'autre au capteur de pression qui enregistre la pression de la bulle au cours de la perturbation (cf figure 6.3).

Saut de pression provoqué par un T1 unique Grâce à ce dispositif, nous suivons la pression d'une bulle sur quatre cycles de perturbation. On ne gonfle la grosse bulle que pour provoquer un seul T1 renversable par cycle. Nous allons grâce au capteur de pression étudier l'effet de ce T1 sur une bulle à 2 cm de la perturbation.

La figure 6.1 représente l'évolution en fonction du temps de la pression de cette bulle à 2 cm de la bulle centrale pendant un cycle de déformation imposé à une mousse contenant environ 400 bulles³.

On remarque que la sollicitation locale de la mousse provoque une variation de la pression

3. On n'a pas le nombre exact de bulles car une partie de la mousse sortait du champ de la caméra

de la bulle à 2 cm de la perturbation. Au gonflage et au dégonflage, dans le régime élastique, la pression de la bulle évolue de manière continue. On enregistre un saut de pression lors du T1 à l’aller et au retour. Ce saut est montré sur la figure 6.1 par un cercle. Le premier cercle est la conséquence du T1 aller. On montre que ce saut n’est pas le même à l’aller et au retour. En valeur absolue, nous avons à l’aller un saut de 0,4 Pa et de 0,2 Pa au retour. Lors du T1, les variations de pression sont beaucoup plus importantes que dans la par-

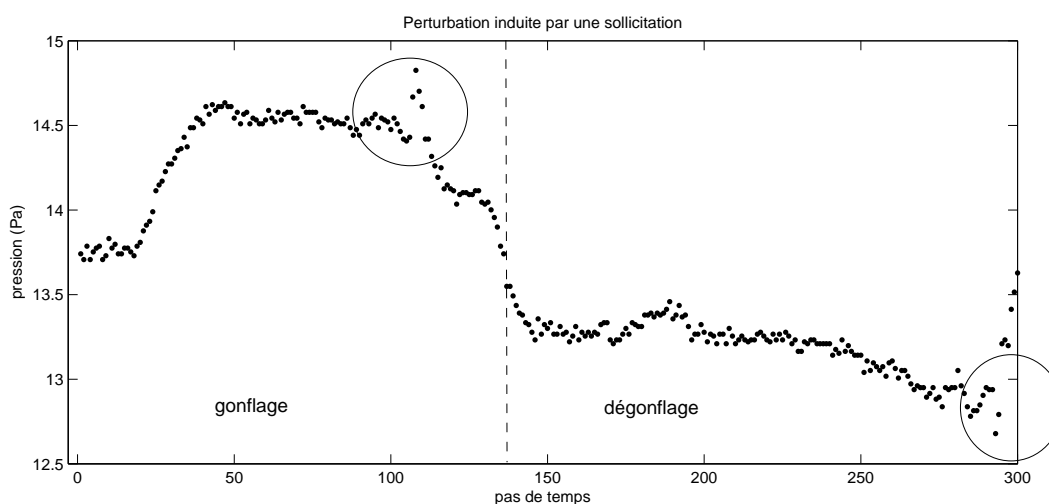
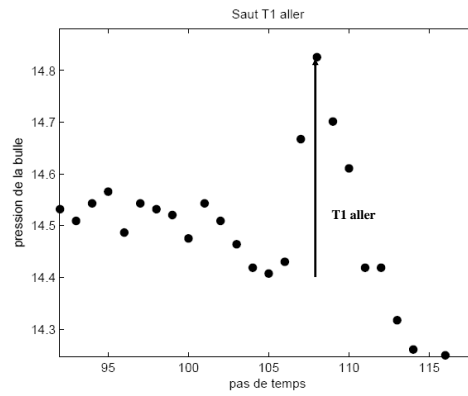


FIGURE 6.1 – Pression d’une bulle à 2 cm de la bulle centrale. Les cercles représentent les variations importantes de pression au moment du T1.

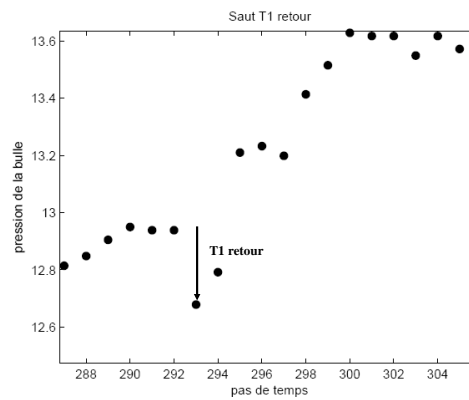
tie purement élastique où l’écart entre les points est régulier tout au long du cycle. Pour s’assurer que cette variation brusque de pression correspond à un T1, nous faisons une corrélation d’images et de pression. La figure 6.2.1 montre les variations de pression provoquées par un T1 renversable. Signalons que si les amplitudes de variation de pression ne sont pas identiques à l’aller et au retour, on a toujours une variation de pression de signe différent à l’aller et au retour. Avant d’explicitier cette variation de pression et de signe, nous allons d’abord montrer les images des deux T1 aller et retour et leur position par rapport à la bulle où la pression est prise (cf figure 6.3).

À partir de ces images de la figure 6.3, nous définissons l’axe du T1 et la position de la bulle considérée par rapport à cet axe.

Axe du T1 et angle par rapport à cet axe Pour comprendre la réponse de la mousse au T1 nous allons définir son axe. Sur la figure 6.4 est défini l’axe du T1 comme la droite donnée par le point V, milieu de l’arête qui disparaît lors du T1. Le choix est dicté par le



(a) Augmentation brusque de la pression après le T1 aller.



(b) Diminution de la pression après le T1 retour.

FIGURE 6.2 – Enregistrement de la variation de pression après un T1 renversable.

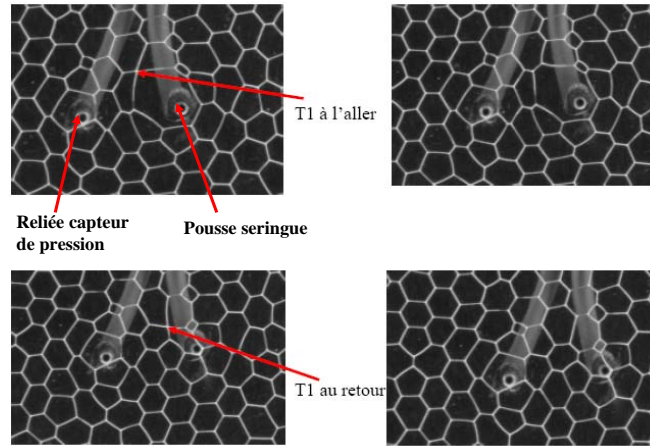


FIGURE 6.3 – T1 renversible aller-retour.

fait que la position du barycentre de la grosse bulle est fixe. En toute rigueur, il se pourrait que celui-ci soit hors de l'axe du T1. Cependant les T1 se produisent le long du grand axe de la grosse bulle, car la grosse bulle adopte une forme symétrique par rapport à cet axe, ce qui valide cette approche. Le point V représente le centre du T1.

En même temps pour connaître la position de chaque bulle par rapport à cet axe, nous calculons l'angle entre l'axe du T1 et le centre de gravité P de chaque bulle.

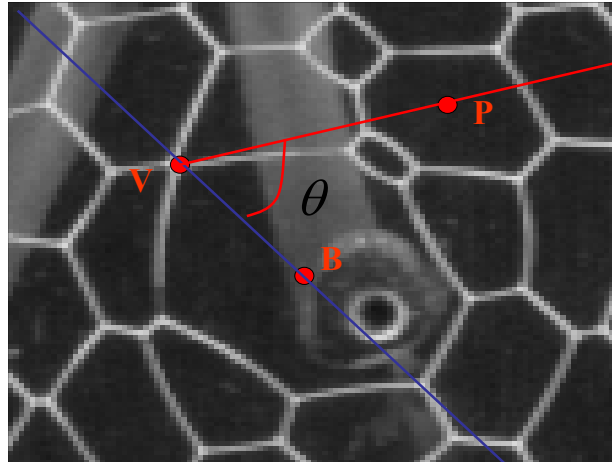


FIGURE 6.4 – La droite bleue est l’axe du T1 définie par le centre de la bulle centrale B et le point de rencontre des quatre bords de Plateau V. La droite rouge donne l’orientation de la bulle P par rapport à l’axe du T1.

Définition des couronnes ou rayon topologique Quand on s’intéresse à une bulle, ses voisines donnent la première couronne. Dans le cas d’un T1, les couches sont définies à partir du centre V du T1. Donc la première couche contient toujours quatre bulles. La deuxième couche est donnée par toute bulle voisine de la première couronne. En itérant de couronne en couronne, on trouve toutes les couches de la mousse. La figure 6.5 montre les couches ainsi définies précédemment sur une mousse contenant 830 bulles.

Les couches étant définies à partir des bulles, c’est pour cette raison qu’on utilisera le terme de rayon topologique.

Nous avons défini la couronne et la position de la bulle par rapport à l’axe, ce qui nous permet de connaître la réponse de la mousse à un T1 par rapport à la couronne et à l’angle θ défini sur la figure 6.4.

Mesure de saut de pression provoquée par un T1 renversible Nous allons nous intéresser uniquement aux sauts de pression provoqués par un T1 renversible (cf figure 6.1 et figure 6.2.1) pendant plusieurs cycles. L’amplitude du saut correspond sur la figure 6.2.1, à la différence entre le point avant le T1 et l’extrémum de pression pendant le T1. Nous avons mesuré ΔP durant quatre cycles. Les résultats représentés sur la figure 6.6 montrent deux sauts : un saut positif et un saut négatif. Le saut positif se produit au gonflage. La reproductibilité de l’amplitude de la variation de pression au gonflage comme au dégonflage montre que le T1 se fait toujours suivant la même direction. La comparaison des sauts de deux T1 au gonflage montre une fluctuation de l’amplitude du saut de l’ordre de 0,05 Pa

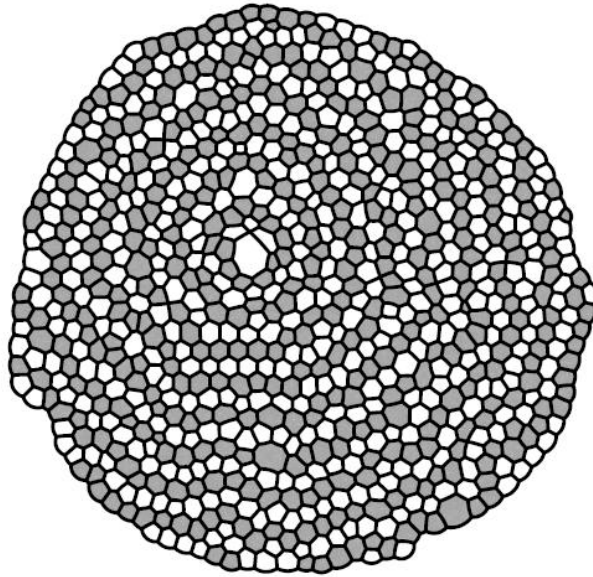


FIGURE 6.5 – Couronnes définies à partir du centre du T1.

autour de 0,4 Pa. On pensait que cette différence était due au fait que les T1 au gonflage bien qu'étant identique ne se faisaient pas au même endroit mais la vérification de l'angle du T1 à la figure 6.7 montre que ces T1 se produisaient au même endroit durant les cycles. L'amplitude du saut au gonflage est différente au dégonflage de même que l'angle du T1.

Le signe ΔP témoignant de l'effet du T1 sur la mousse peut s'expliquer de manière qualitative en s'appuyant sur la figure 6.8. En effet le changement de topologie entraîne une variation de pression qui se répercute de proche en proche au delà de quatre bulles dont la topologie change. Nous avons vu grâce à l'expérience que la variation brusque de pression des bulles concernées par le T1 entraîne à son tour une variation de pression d'une bulle loin de la perturbation induite par le T1. Imaginons par la pensée deux axes : un axe donné par le centre des deux bulles qui gagnent des voisines et l'axe perpendiculaire. En s'appuyant sur la figure 6.3 en haut à gauche, la bulle raccordée au capteur se situe dans la direction perpendiculaire correspondant à l'axe des bulles qui perdent chacune une voisine⁴. Donc l'augmentation de la pression de la bulle loin du T1 s'explique par le fait que dans la direction où les deux bulles perdent une voisine chacune, les pressions s'équilibrent de proche en proche si bien que l'augmentation de la pression se propage bien au delà des quatre bulles dont la topologie a changé. En raisonnant de la même manière, on peut dire qu'il y a une diminution de la pression dans l'axe perpendiculaire.

4. Une diminution du nombre de voisines d'une bulle entraîne une augmentation de sa pression.

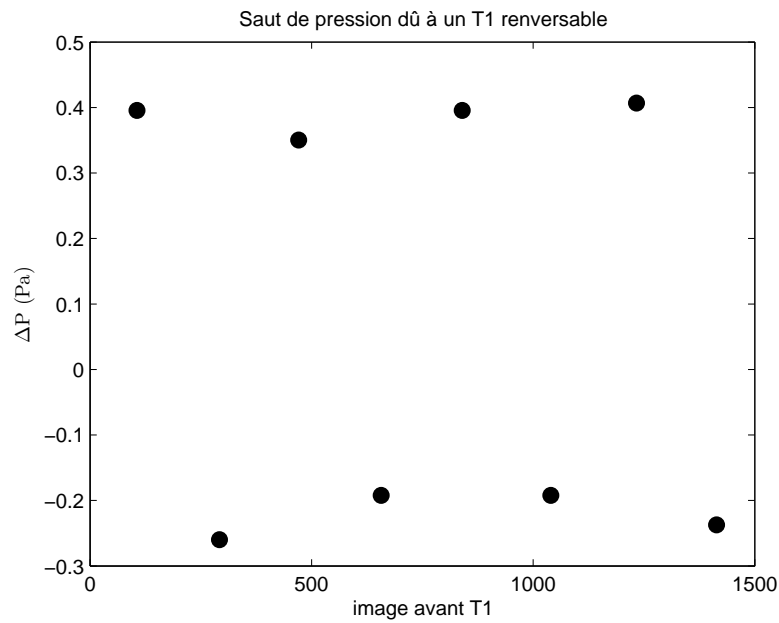


FIGURE 6.6 – L'amplitude des sauts d'un T1 renversible pendant quatres cycles de gonflage et de dégonflage.

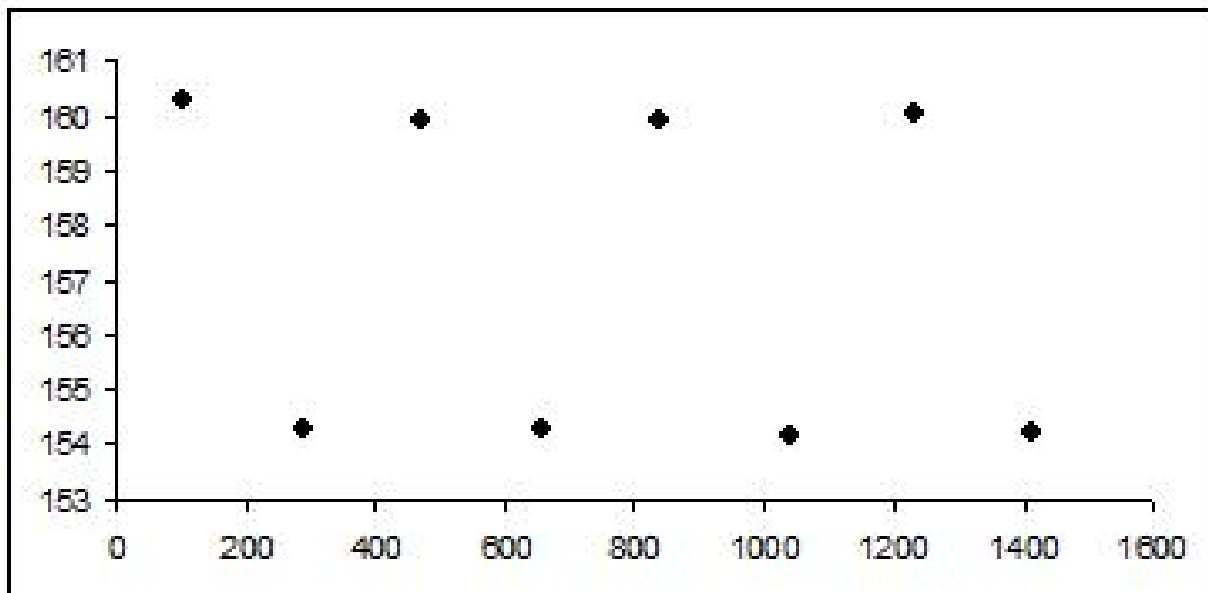


FIGURE 6.7 – Angle θ entre l'axe du T1 et la bulle rattachée au capteur de pression (l'angle 160° correspond au T1 aller).

Sachant maintenant que le T1 peut avoir des effets à une distance plus importante que la taille d'une bulle, nous mesurons les sauts de pression en fonction de la couronne. Ce qui nous permettra d'avoir une idée de la portée du T1, si elle existe.

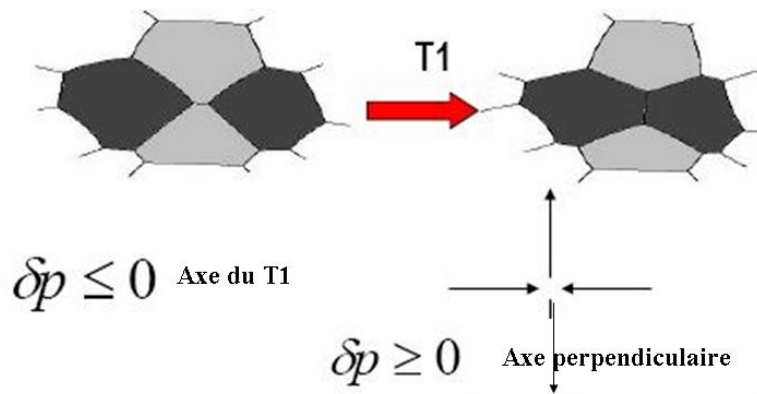


FIGURE 6.8 – Après le T1 une partie des variations de pression se propage sur toute la mousse divisant ainsi la mousse en deux parties, une partie de saut de pression positif et une partie de saut de pression négatif.

Mesure des sauts de pression en fonction de la distance topologique Nous avons estimé comme précédemment les sauts de pression induits par des T1 sur une mousse. La bulle centrale est gonflée afin de produire plusieurs T1, chaque T1 se produit à une certaine distance de la bulle qui est reliée au capteur de pression. Nous avons sélectionné un jeu de données particulier où les axes des T1 étaient confondus à la direction du segment qui joint les deux buses.

La figure 6.9 montre les sauts de pression en fonction de la distance topologique. Nous voyons une diminution de l'amplitude quand la distance topologique augmente. L'effet s'atténue très vite pour devenir presque nul à la 6^e couche : la décroissance peut s'ajuster par une loi exponentielle. Deux conclusions peuvent être tirées de cette observation :

- Soit le capteur de pression ne nous permet pas de détecter les variations au delà de la cinquième couche
- Soit le T1 a une portée finie. Au quel cas la courbe des sauts de pression en fonction de la distance peut être modélisée par une décroissance exponentielle (cf figure 6.9). Cet ajustement exponentiel est un résultat surprenant dans la mesure où la mousse réagit de manière élastique à une perturbation locale. Une imprécision de la mesure vient de ce que les directions des T1 ne soient pas exactement dans la direction des

deux buses.

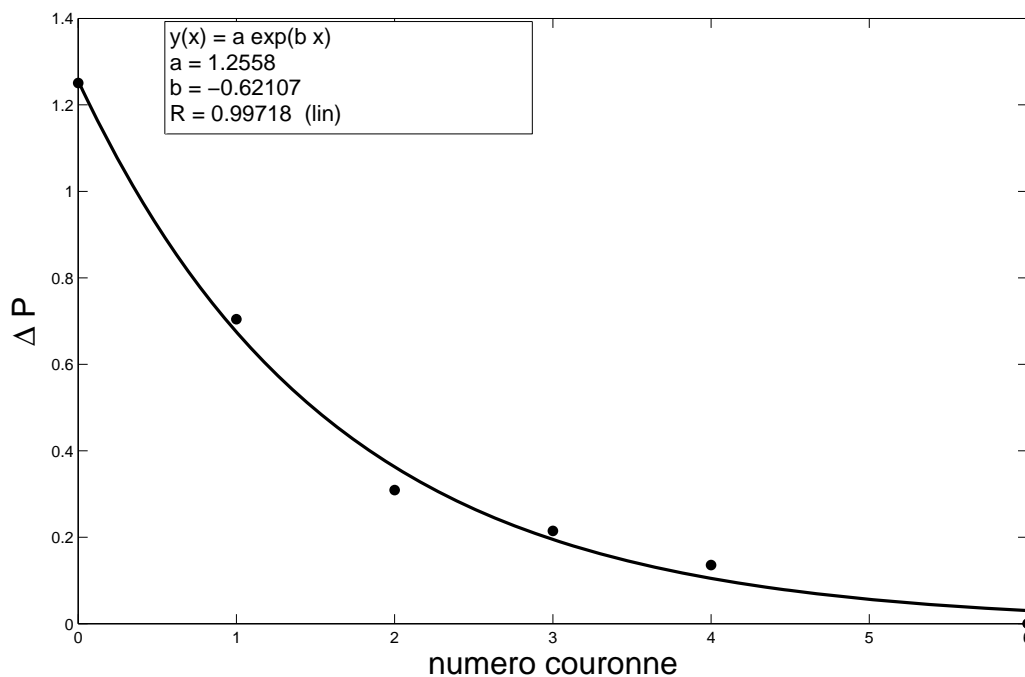


FIGURE 6.9 – Mesure expérimentale du saut de pression en fonction de la distance topologique modélisée par une décroissance exponentielle.

Nous allons donc utiliser SE pour calculer de manière exacte l'orientation des bulles par rapport à l'axe du T1.

Modèle numérique

L'analyse des images par SE permet d'obtenir de manière précise les courbures des films, ce qui a l'avantage de fournir une estimation de la pression dans chaque bulle. On peut donc comparer la pression de chaque bulle avant et après le T1.

Réponse d'une mousse après un T1 Nous avons vu expérimentalement qu'un T1 bien qu'étant local a un effet sur une bulle loin de la perturbation. L'utilisation de SE, nous permet de connaître l'effet du T1 dans les autres bulles de la mousse. Pour chaque

bulle, on calcule :

$$\Delta P = P(\text{avant T1}) - P(\text{après T1}) \quad (6.1)$$

La figure 10 montre la position des bulles sur une mousse contenant 168 bulles à l'aller (a) et au retour (b).

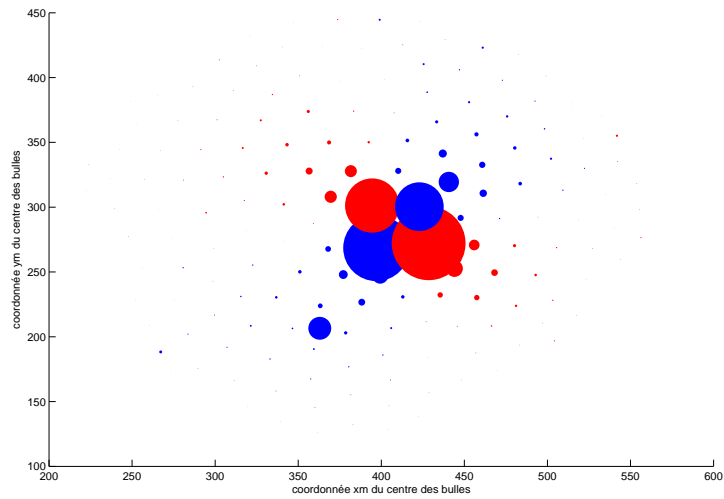
Chaque bulle est représentée par un cercle dont la couleur indique le signe de ΔP (bleu pour $\Delta P \leq 0$, rouge pour $\Delta P \geq 0$). Le rayon du cercle est proportionnel à l'amplitude du saut ΔP .

Ces mesures montrent que les deux T1 n'ont pas un effet totalement symétrique. Les zones rouges au T1 aller ne deviennent pas complètement bleues au T1 retour. La topologie est la même mais la forme et la direction du T1 changent entre l'aller et le retour. On peut comparer les ΔP à l'aller et au retour. Cela dit la figure 6.11 montre que quel que soit le T1, il y a toujours quatre lobes correspondant à deux zones de $\Delta P \leq 0$ et deux zones de $\Delta P \geq 0$. L'amplitude des sauts diminue à mesure qu'on s'éloigne du centre du T1. Les modèles de réponse à un événement plastique concluent à une dépendance en $\cos(2\theta)$ de la réponse. On se propose ici d'examiner la validité de ces modèles.

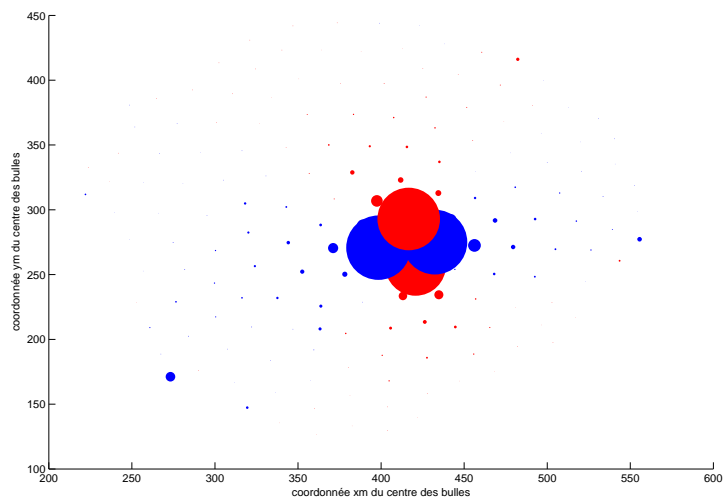
Saut de pression en fonction de θ La réponse quadrupolaire d'un événement plastique montre que les sauts de pression induits par le T1 dépendent de θ . Nous calculons sur chaque couche, la variation de pression lors du T1, ce qui nous permet de déterminer dans quelle mesure ΔP dépend de θ . La figure 6.12 donne la réponse à un T1 qui se propage sur toutes les couches de la mousse. Nous avons 9 couches dans cette mousse contenant 168 bulles. La figure 6.12 représente le résultat sur les trois premières couches. On ajuste les résultats par $A(n) \cos 2\theta$, où $A(n)$ est déterminée par la méthode des moindres carrés (*cf.* figure 6.13). La première couche est occupée par les quatre bulles impliquées directement dans le T1. De la figure 6.12, on tire une atténuation de l'amplitude du saut de pression en fonction de la couche.

Quelle que soit la couche, la valeur absolue de ΔP est maximale en $\theta = k \cdot \frac{\pi}{2}$ et minimale pour une valeur de $\theta = \frac{\pi}{4} + k \cdot \frac{\pi}{2}$ avec k élément de l'ensemble des nombres relatifs. Puisque sur chaque couche, nous avons quasiment la même allure, nous traçons sur la figure 6.13, la variation de pression en fonction de $\cos(2\theta)$ sur une seule couche. On choisit une couche permettant de faire un compromis entre le nombre de bulles qu'elle contient et l'importance de ΔP pour cette couche, donc ici la couche numéro 2.

Ce qui montre que ΔP varie linéairement avec $\cos(2\theta)$. De cette réponse, on conclut que ΔP est une fonction de θ . Explicitement, le saut de pression peut s'écrire donc sous la



(a) Réponse de la mousse au T1 à l'aller.



(b) Réponse de la mousse au T1 au retour

FIGURE 6.10 – Position des bulles de la mousse pondérée du signe de ΔP .

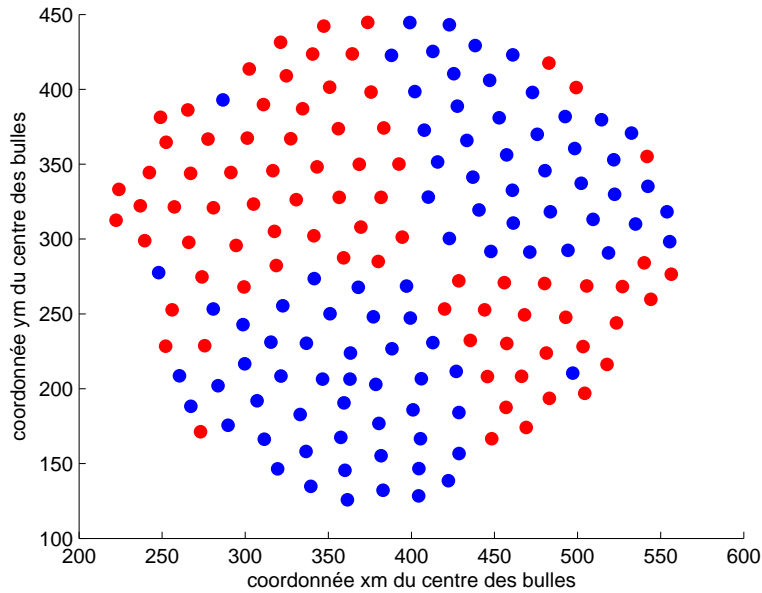


FIGURE 6.11 – Effet du T1 au gonflage sur la mousse. Chaque point est ici pondéré par la même amplitude de saut de pression.

forme :

$$\Delta P(n, \theta) = A(n) \cdot \cos(2\theta) \quad (6.2)$$

où n est le numéro de la couche. La moyenne ΔP est nulle sur la couronne. Afin de donner l'expression complète de ΔP sur cette mousse, nous allons comparer l'amplitude des sauts sur chaque couronne.

Amplitude du saut en fonction du rayon de la couronne Avant de calculer la fonction $A(n)$, nous allons d'abord montrer que la distance topologique n est équivalente à la distance euclidienne r . Pour cela, nous traçons pour chaque couronne le rayon moyen de la couronne en pixel en fonction de la distance topologique.

La figure 6.14 montre que la courbe est très bien ajustée par une droite, ce qui montre que l'on peut soit travailler sur les rayons topologiques ou sur les rayons moyens euclidiens.

La figure 6.15 montre que la mousse a une réponse élastique lors du T1. En s'appuyant sur ce résultat, on peut remettre toutes les courbes de la figure 6.12 sur une courbe maîtresse en faisant le produit de ΔP pour chaque couronne par le rayon de la couronne au carré (cf figure 6.16). Sur cette nouvelle courbe nous avons rajouté la valeur des sauts pour les couronnes 4 et 5. Ce résultat est donc compatible avec le modèle $\Delta P = \frac{A}{n^2} \cos(2\theta)$.

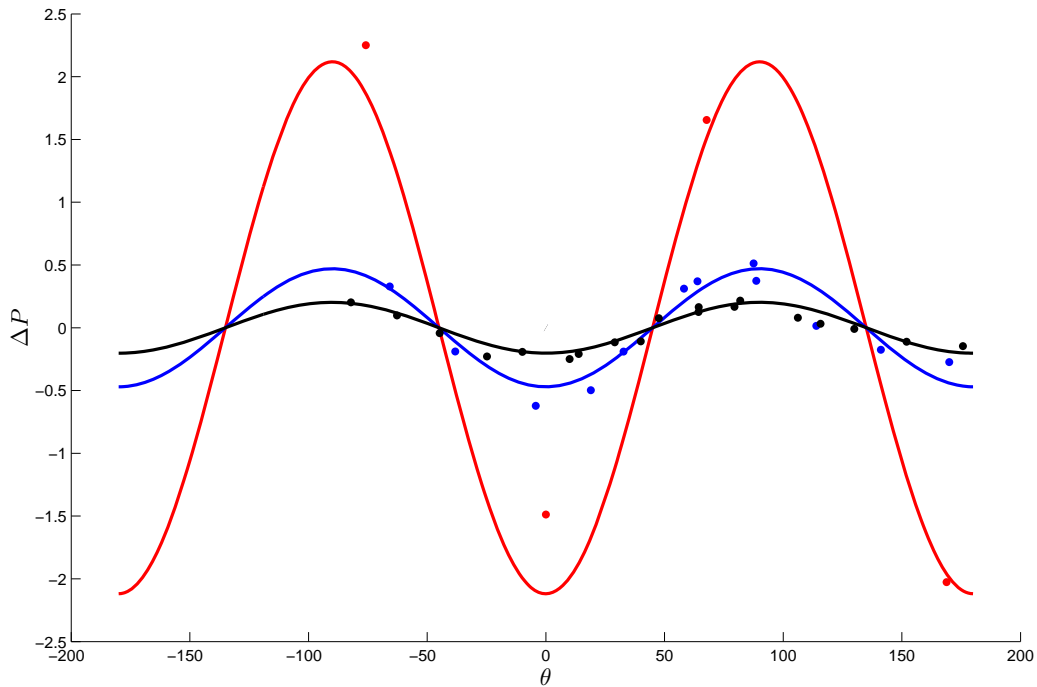


FIGURE 6.12 – Saut de pression sur chaque couche en fonction de l'angle θ modélisé par une fonction de $\cos(2\theta)$ (en rouge la première couche, en bleu la 2^e couche et en noir la 3^e couche).

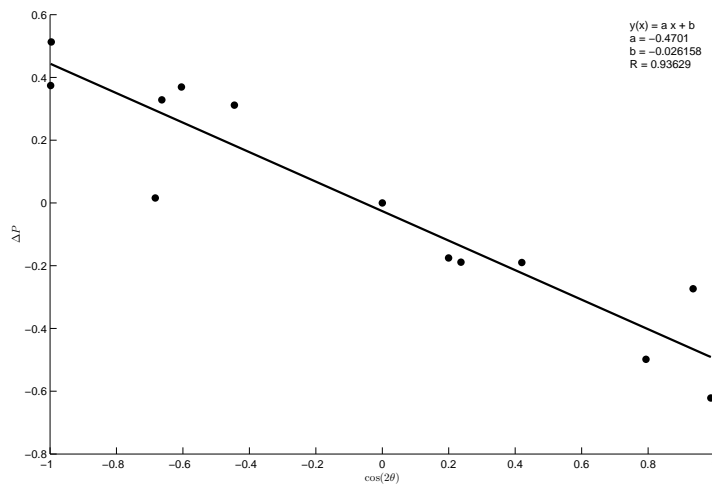


FIGURE 6.13 – ΔP en fonction de $\cos(2\theta)$ appliquée à la 2^e couche. Le fit linéaire permet de montrer que ΔP est proportionnelle à $\cos(2\theta)$.

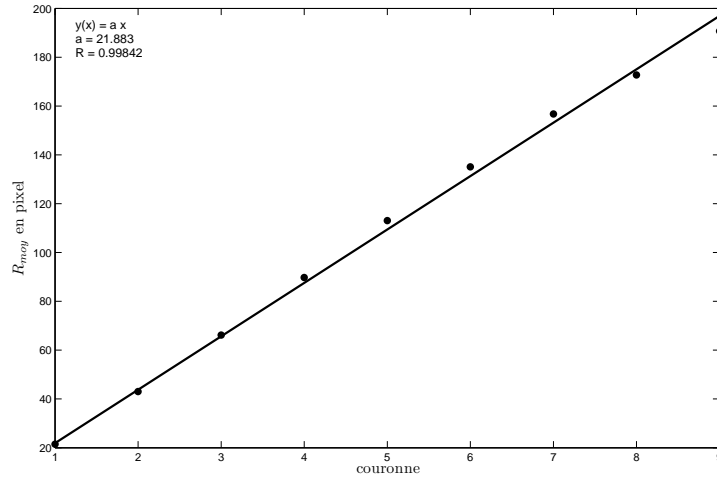
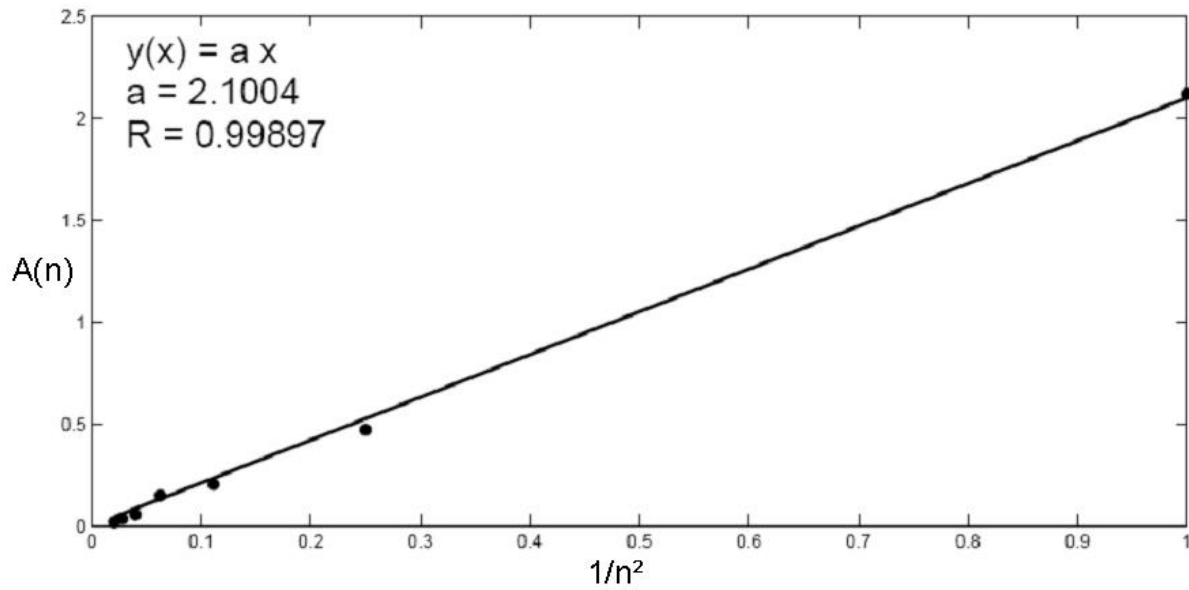


FIGURE 6.14 – Rayon moyen de la couche en fonction du numéro de la couche.

FIGURE 6.15 – fit de $A(n)$ en fonction de n^{-2} .

Néanmoins la représentation de l'amplitude en fonction de la couche peut être modélisée

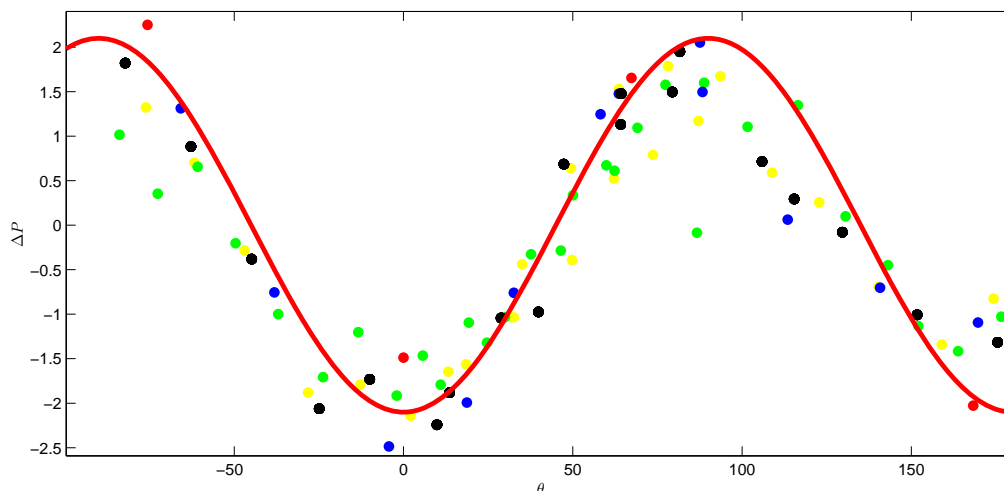


FIGURE 6.16 – Chaque point de la figure 6.12 est multiplié par le numéro de la couche à laquelle il appartient au carré. La courbe rouge est la modélisation de ΔP comme une fonction sinusoidale. $\Delta P = -2.1 \cos(2\theta)$ où 2.1 est la valeur de la pente de la figure 6.15.

(cf. figure 6.17) par deux courbes, soit par une fonction puissance ou une fonction exponentielle. On n'arrive pas à conclure sur la portée du T1. Dans l'impossibilité de tirer une conclusion quant à la portée du T1, nous allons par la suite nous intéresser à l'écart-type de ΔP dans chaque couronne.

La fluctuation de R autour de R_{moy} est très grande près de la bulle centrale. Le modèle continu n'est pas défendable dans cette première couche car le critère discret de la mousse intervient.

Portée d'un T1 Nous avons montré que pour un T1, la réaction mécanique de la mousse n'est pas locale. La mousse utilisée pour faire les calculs n'avait que très peu de bulles, avec seulement 9 couches. C'est une mousse assez petite et il est probable que l'effet du T1 est limité par la petite taille de la mousse. Cet effet peut aller au delà des 9 couches de bulles. Il nous semble donc indispensable de refaire les mêmes investigations sur d'autres mousses de tailles plus importantes.

C'est pour cette raison que nous sommes intéressés à la variation de pression induite par un T1 sur une mousse contenant plus de 1100 bulles. La figure 6.18 montre que sur cette mousse contenant un nombre important de bulles que le T1 ne se propage pas sur toute la mousse. On distingue bien la formation des lobes, puis une zone située à la périphérie de

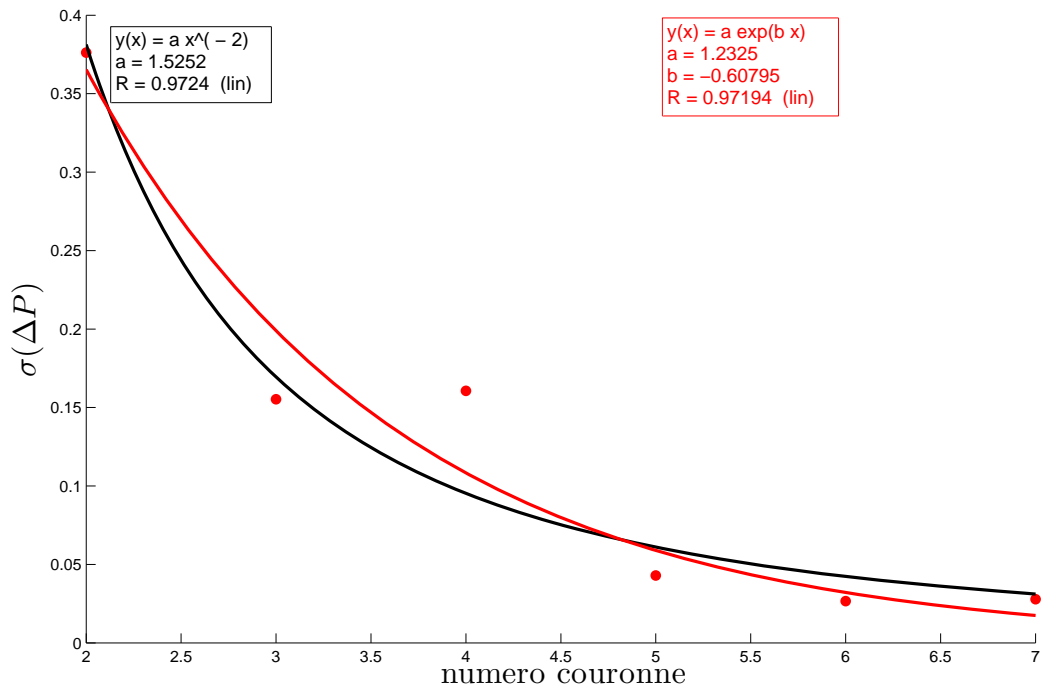


FIGURE 6.17 – ΔP en fonction de la distance au T1 fité par une fonction exponentielle et par la fonction $\frac{1}{r^2}$.

la mousse où les points bleus et rouges sont panachés. Ce qui laisse penser que le T1 à une portée c'est à dire quand on dépasse un certain nombre de couche, la variation de pression ΔP se met à fluctuer autour de 0.

Il faut cependant garder en mémoire que l'on peut assister ici encore à la combinaison de deux effets :

- un effet de taille finie : les frontières de la mousse influencent grandement la valeur des pressions dans les bulles de la périphérie.
- un effet numérique de convergence qui rend la détermination des ΔP hasardeuse lorsque ceux-ci sont très faibles en valeur absolue.

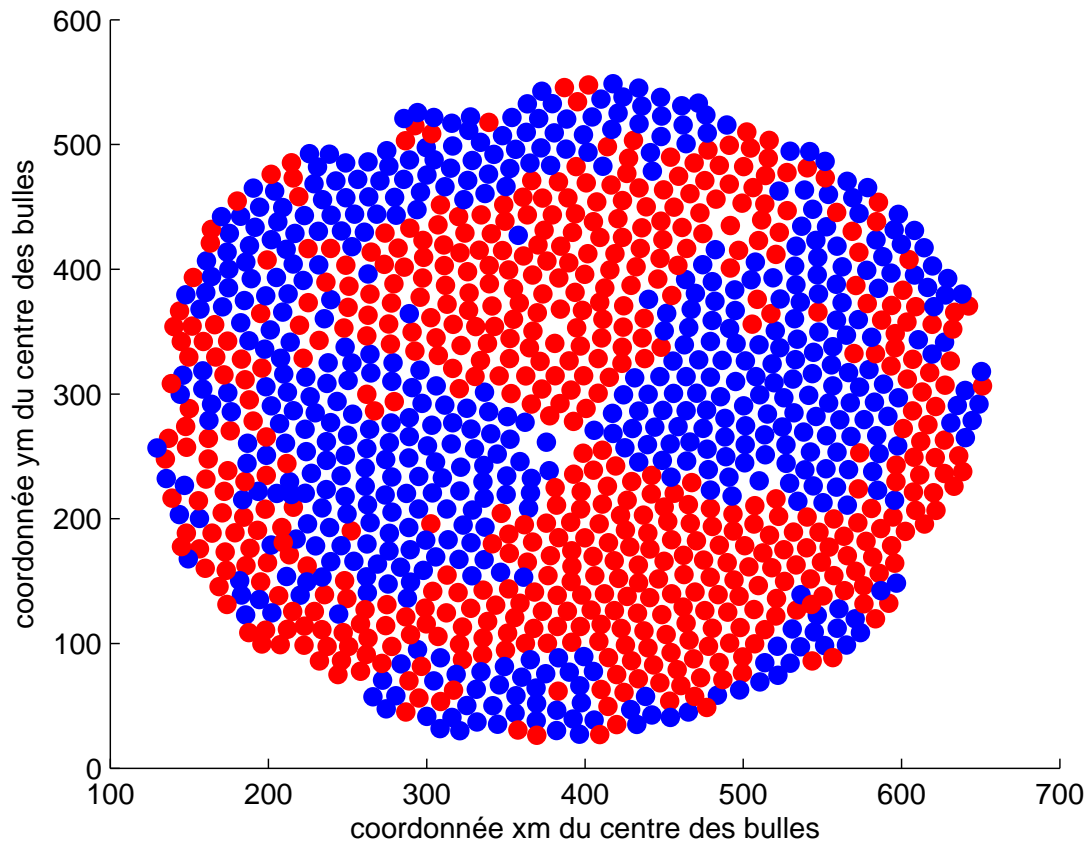


FIGURE 6.18 – Réponse quadratique du T1 sur une mousse contenant 1100 bulles.

Nous avons vu dans la première mousse avec très peu de bulles qu'il n'était pas possible de conclure sur l'éventuelle finitude de la portée de la réponse de la mousse à un T1. Nous allons mesurer dans chaque mousse les sauts de pressions induits par le T1 sur chacune des

couroannes, puis évaluer la dispersion de ΔP en fonction du numéro de la couronne⁵.

La figure 6.19 et la figure 6.20 montrent que quelle que soit la mousse, la réponse diminue

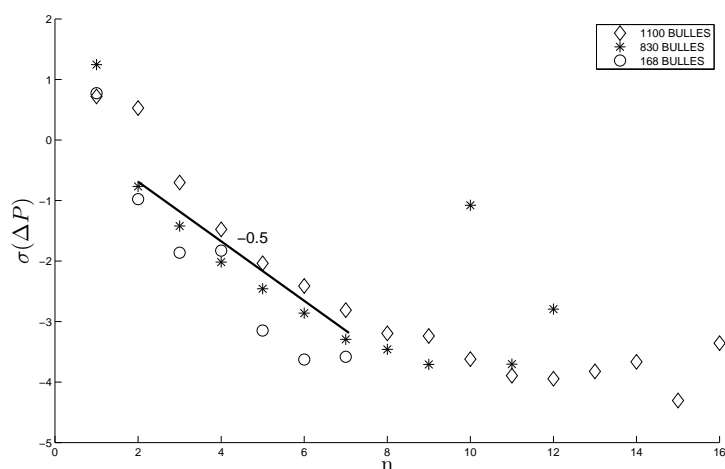


FIGURE 6.19 – En semi-log $\sigma(\Delta P)$ en fonction du numéro de la couche sur trois mousses différentes

avec la distance à la couronne. Elle diminue sur chaque couronne à l'exception des dernières couches où les mesures deviennent bruitées. Ces fluctuations sont certainement⁶ dues à un problème de convergence du programme.

L'amplitude de la pression en fonction du numéro de la couche peut être modélisée par une exponentielle décroissante ou par $\frac{1}{r^2}$. Selon la tendance utilisée les courbes ont une même pente pour toutes les mousses. La ressemblance entre les mousses étudiées est qu'elles ont toute une bulle centrale petite et isotrope. Elles diffèrent par leur nombre de bulles. On peut tracer $\sigma(\Delta P)$ normalisée par le diamètre moyen d'une bulle en fonction de la couronne.

On remarque sur la figure 6.21 qu'après adimensionnement les courbes représentant peuvent être décrites par la même modélisation. Ce qui permet d'écarter toute influence de la taille des bulles.

Discussion des résultats Nous avons montré que la réponse d'une mousse à un T1 peut être élastique ou de portée finie pour trois mousses contenant respectives 1100 bulles,

5. Le numéro de la couronne est proportionnel à la distance moyenne entre le centre du T1 et les bulles de la couronne considérée.

6. Nous avons manqué de temps pour tester cette hypothèse.

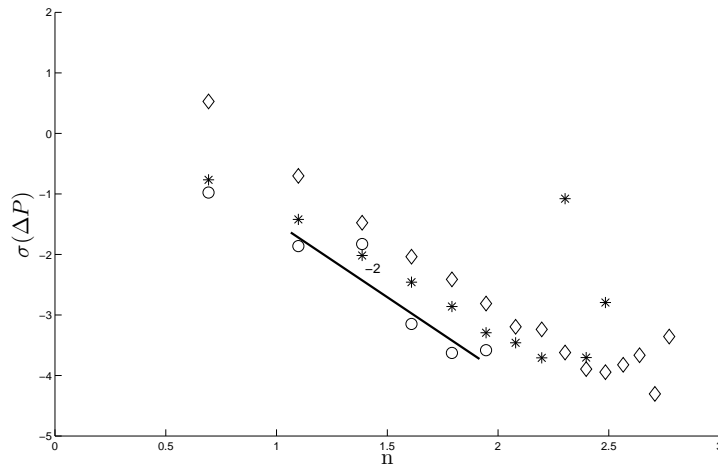


FIGURE 6.20 – En log-log $\sigma(\Delta P)$ en fonction du numéro de la couche sur trois mousses différentes

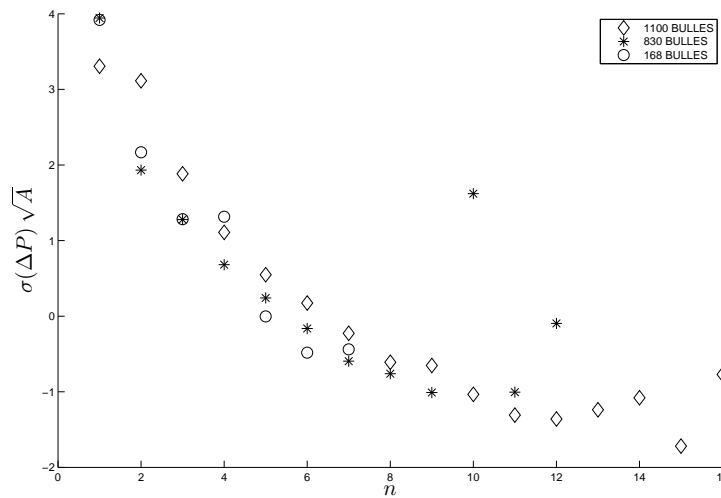


FIGURE 6.21 – En semi-log $\sigma(\Delta P)$ normalisé en fonction du numéro de la couche sur trois mousses différentes

830 bulles, 168 bulles.

Nous avons donc deux réponses possibles :

- dans le cadre d’une réponse élastique : ce résultat est démontré théoriquement par Picard et al [29] et numériquement par Kabla [14] qui ont étudié les conséquences d’un évènement plastique dans un matériau complexe et ont montré une réponse octopolaire du champ de contraintes et une décroissance en $\frac{1}{r^2}$ de la réponse.
- dans le cadre d’une portée finie du T1 : Cox et Graner [34] ont étudié avec les simulations l’effet d’une perturbation due à un T1 sur une mousse. Ils ont montré que cet effet diminue de manière exponentielle avec la distance à la perturbation indiquant un écrantage au delà de quelques diamètres de bulles.

On remarque que les deux études sont compatibles avec nos résultats.

6.2.2 Distribution des déplacements

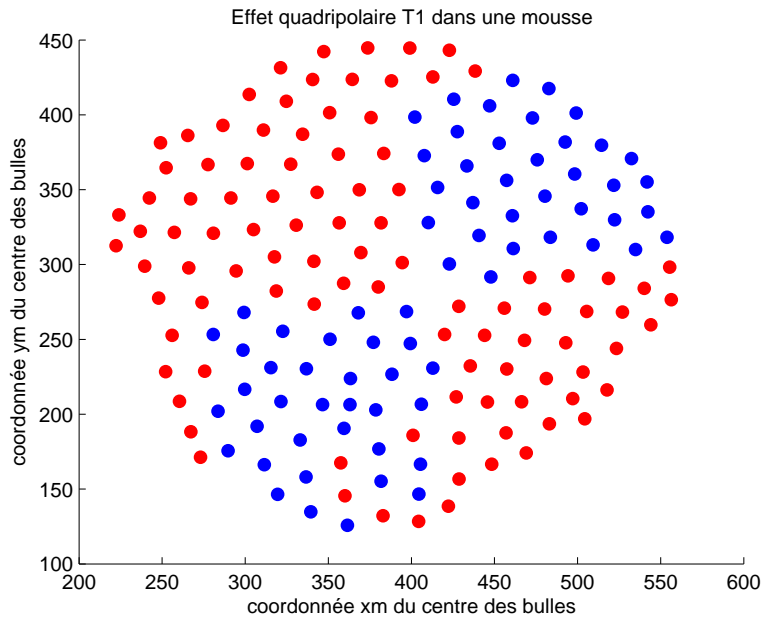
On calcule le déplacement des bulles par rapport au centre du T1, ce qui nous permet de voir la même réponse quadripolaire que précédemment sur les pressions illustrée ici sur la figure 6.22 qui représente le déplacement radial et le saut de pression de chaque bulle causés par un T1.

Sur cette mousse, les réponses de pression et de déplacement sont quasi-identiques. Il existe néanmoins une petite différence sur certaines bulles au bord et à la frontière entre deux lobes différents. Donc le déplacement des bulles dans une direction entraîne des déplacements de bulles dans la direction perpendiculaire afin de laisser invariant le volume de la mousse.

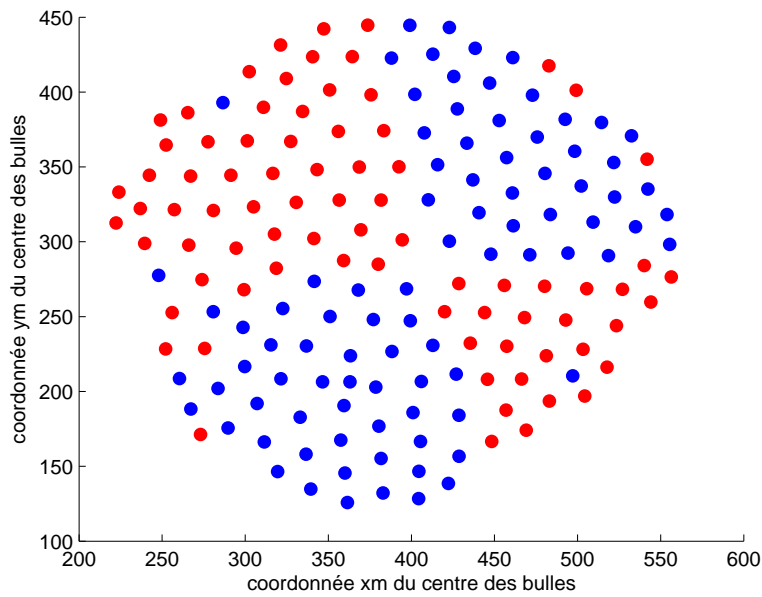
Le résultat obtenu ici est satisfaisant dans la mesure où, il nous renseigne sur la corrélation entre le déplacement radial des bulles et la variation des pressions. Les deux réponses étant similaires, on déduit que $\frac{\Delta r}{r}$ est corrélée avec ΔP . Pour déterminer cette corrélation, nous allons d’abord déterminer Δr en fonction de θ .

La figure 6.23 représente la position de chaque bulle pondérée par l’amplitude de son déplacement lors du T1. L’amplitude du déplacement est définie par le rayon du cercle qui représente la bulle. On remarque que les bulles de la première couche ont une amplitude de déplacement plus importante que les bulles des couches suivantes. À la frontière des deux lobes, le déplacement est quasiment nul.

De même, on mesure le déplacement en fonction de θ et de n le numéro de la couche. Sachant que le résultat est identique sur les autres couches, le calcul n’est fait que sur une seule couche de la même manière que pour ΔP .



(a) Déplacement des bulles par rapport au centre du T1. La couleur rouge correspond au déplacement radial positif.



(b) ΔP causée par un T1.

FIGURE 6.22 – Réponse de la mousse au T1 aller par calcul de la différence de pression et du déplacement des bulles.

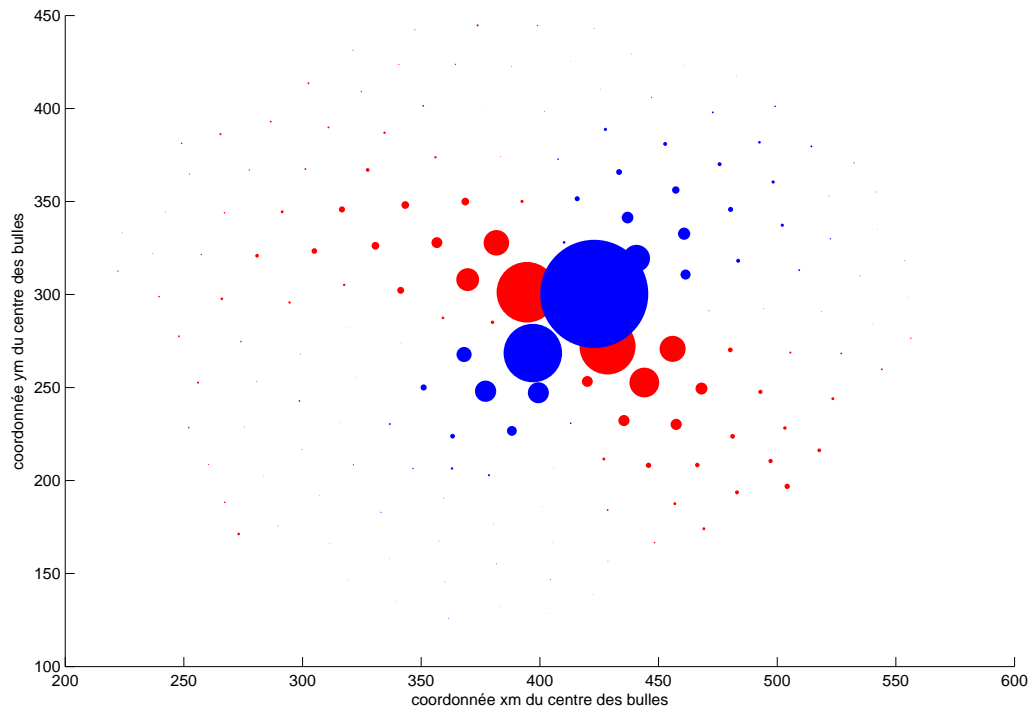


FIGURE 6.23 – Position des bulles pondérée par l'amplitude du déplacement

Compte tenu de ces résultats, nous allons chercher la relation entre le saut de pression et

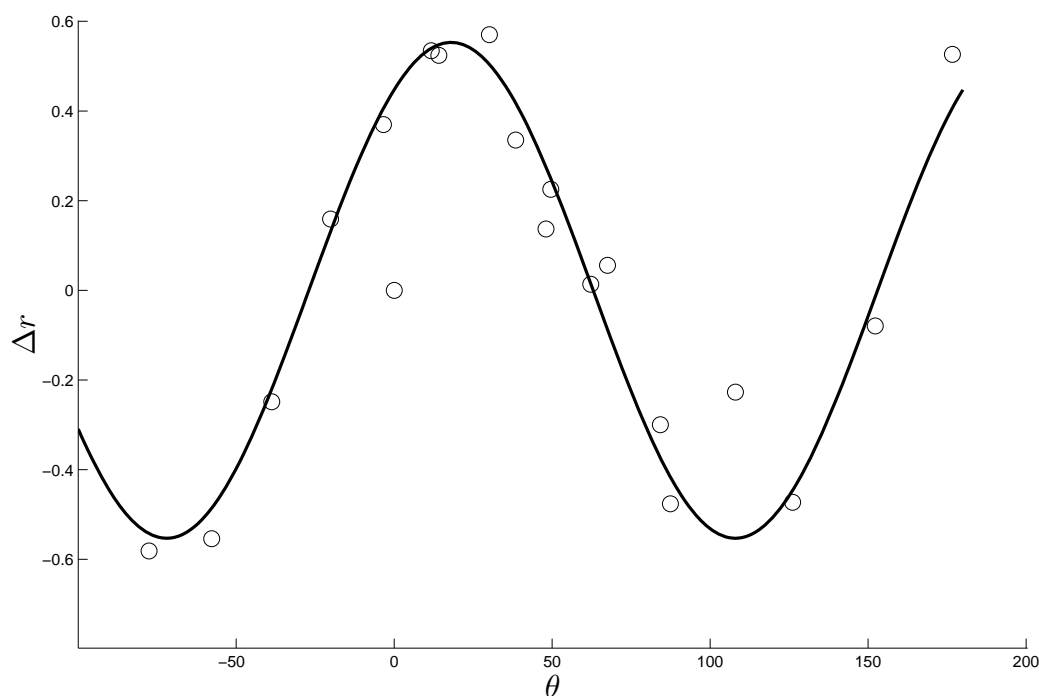


FIGURE 6.24 – Déplacement des bulles de la troisième couronne en fonction de θ .

le déplacement des bulles en traçant ΔP en fonction de $\frac{\Delta r}{r}$.

D'après la figure 6.24, le déplacement des bulles en fonction de θ est une fonction sinusoïdale qui obéit à la même modélisation que pour les sauts de pression. Le saut de pression sur chaque couronne en fonction du déplacement induit par un T1 est représenté sur la figure 6.25.

Les figures 6.25 correspondent au calcul du saut sur plusieurs couronnes sur la mousse contenant 168 bulles. Le saut diminue à mesure qu'on s'éloigne du T1. Nous avons calculé la moyenne de ΔP sur chaque couronne. À part la première couronne où la taille de la bulle centrale influe sur la variation moyenne de pression sur cette couronne, la valeur moyenne de ΔP est presque nulle. Les courbes de ΔP en fonction de $\frac{\Delta r}{r}$ peuvent être décrites par une même droite. On en déduit une relation simple entre ΔP et Δr de la forme suivante :

$$\Delta P = A \frac{\Delta r}{r} \quad (6.3)$$

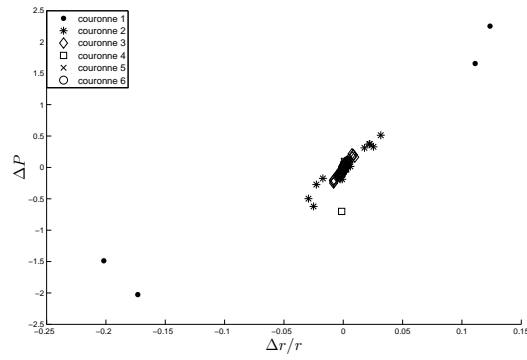


FIGURE 6.25 – Détail des sauts de pression mesuré sur plusieurs couches en fonction du déplacement des bulles induits par un T1.

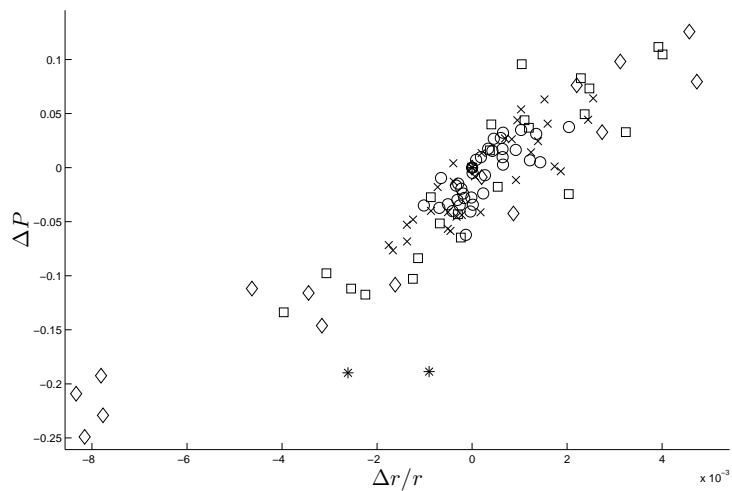


FIGURE 6.26 – Zoom sur les petits déplacements.

L'équation (6.3) montre qu'à partir des déplacements radiaux⁷ induits par un T1, on peut déterminer les sauts de pressions que ce dernier provoque. Ces résultats montrent qu'à partir des déplacements déterminés par traitement d'image, on peut calculer la conséquence du T1 sur les bulles sans avoir recours à SE. De ce résultat donné par l'équation (6.3), on déduit :

$$\Delta r \propto \frac{\cos(2\theta)}{r} \quad (6.4)$$

6.2.3 Distribution des énergies

Pour compléter la caractérisation du T1, on s'intéresse à l'énergie individuelle des T1 dans une séquence renversible. Ce qui nous permettra de comparer les T1 au gonflage et au dégonflage.

Énergie individuelles des T1

Entre deux instants de la sollicitation la variation d'énergie structurelle de la mousse est égale à la somme de l'énergie dissipée par les T1 et le travail fourni pour gonfler la bulle centrale.

Après quelques cycles (en général 2), où les T1 se produisent dans toute la mousse, le système adopte un comportement périodique. Dans ce régime périodique les T1 se produisent à coté de la bulle centrale. Leur séquence est ordonnée et réversible. On s'intéresse uniquement à ces séquences de T1 renversables. Dans un régime périodique, toute l'énergie injectée est dissipée par les T1, ce qui nous a permis d'en déduire l'énergie moyenne d'un T1.

Le T1 est un phénomène rapide qui ne provoque aucune variation d'aire de la bulle centrale c'est-à-dire que l'énergie injectée par l'opérateur est nulle. Donc on peut déterminer, l'énergie individuelle d'un T1 en faisant la différence du périmètre de la mousse avant et après le T1.

Nous avons calculé l'énergie dissipée par les T1 sur différentes mousses de tailles moyennes de bulles différentes. Pour pouvoir comparer le résultat sur toutes les mousses, nous normalisons cette énergie par \sqrt{A} la taille moyenne des bulles de chaque mousse étudiée. La figure 6.27 représente la distribution d'énergie des T1 sur différentes mousses. Malgré le peu de statistiques dont nous disposons, nous pouvons observer trois pics dont les énergies

7. On pouvait aussi s'intéresser aux déplacements orthoradiaux mais nous n'avons pu en faire ce calcul.

sont très différentes. Chaque pic doit nous renseigner sur le moment où le T1 se produit.

Ainsi pour comprendre à quoi correspond chaque pic, nous traçons les distributions des

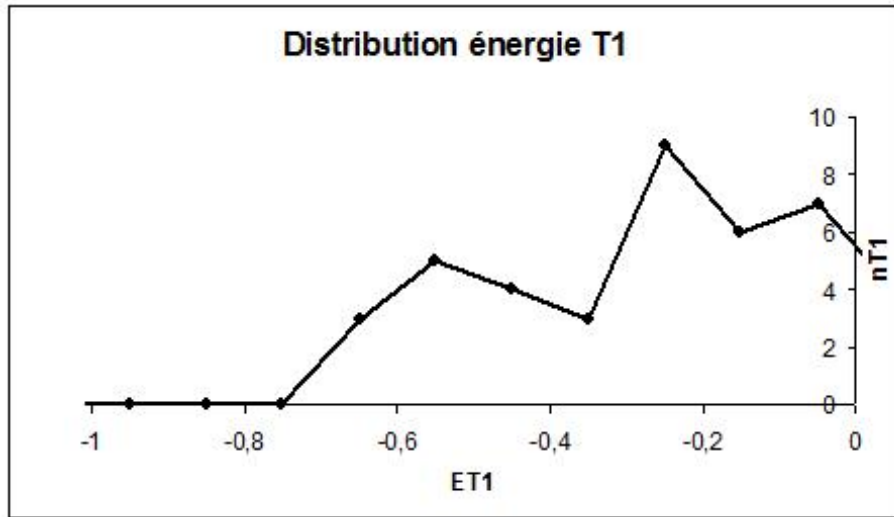


FIGURE 6.27 – Distribution d'énergie des T1 sur différentes mousses.

T1 à l'aller et des T1 au retour sur la même figure que la précédente.

Ces distributions montrent que les trois pics sont constitués de T1 à l'aller et de T1 au retour. Il n'existe pas de discontinuité des énergies des T1 aller et retour, c'est-à-dire que l'on ne peut pas avoir des pics complètement séparés. A contrario, Marco Mancini [45] a montré par des simulations numériques en utilisant SE que l'on observe essentiellement deux pics correspondant aux T1 à l'aller et au retour. Il a ainsi joint à ce résultat une modélisation qui montre qu'en coinçant deux bulles entre deux murs comme dans les expériences de Sébatien Besson [58], il a pu montrer que l'énergie dissipée par les T1 à l'aller est plus importante que l'énergie des T1 au retour.

Ainsi, la figure 6.29 montre le calcul du saut d'énergie provoqué par un T1 renversable. On remarque qu'au gonflage les films appartenant aux bulles qui subissent un T1 sont très étirés. L'énergie nécessaire pour relaxer cette contrainte devient alors très importante. Alors qu'au dégonflage, les films sont beaucoup moins étirés et l'énergie dissipée devient alors plus faible que précédemment.

Ce résultat a des conséquences sur le bilan énergétique de la mousse. En effet dans un cycle périodique, l'énergie initiale est la même que l'énergie finale qui peut être divisé en deux catégories, l'énergie à l'aller pour gonfler la bulle centrale de A_0 jusqu'à A_{max} et pour la dégonfler de A_{max} jusqu'à A_0 .

Puisque dans un cycle limite l'énergie injectée est dissipée par les T1 alors en posant

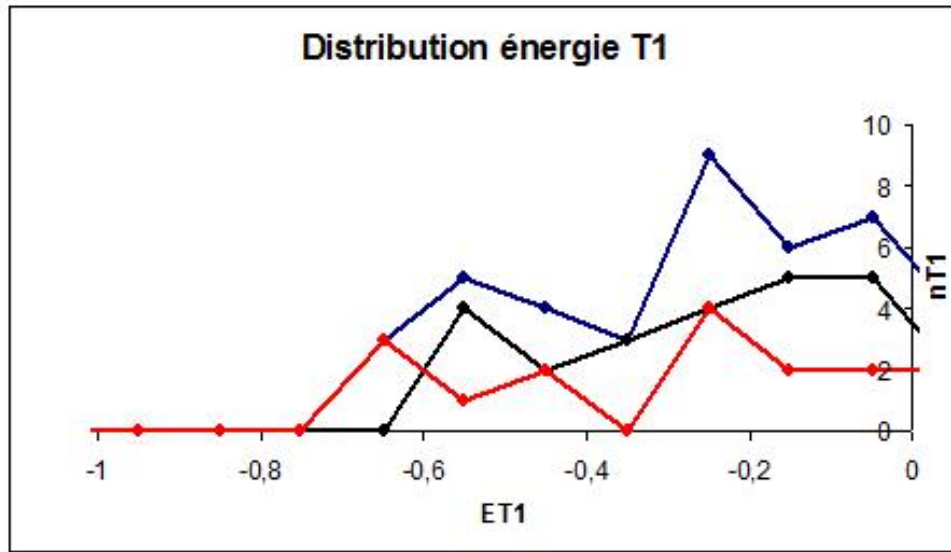


FIGURE 6.28 – En bleu la distribution d’énergie de tous les T1, en noir l’énergie des T1 à l’aller et en rouge les T1 au retour.

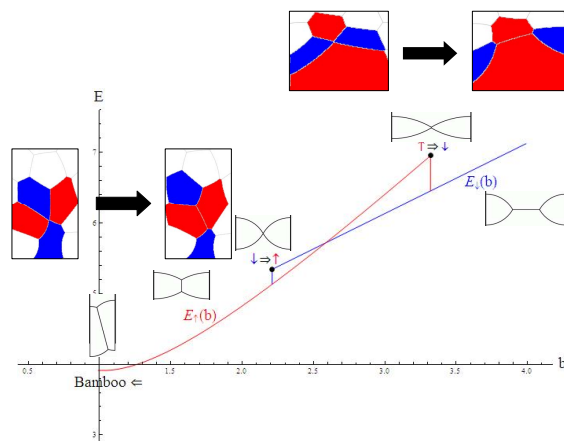


FIGURE 6.29 – Énergie dissipée par un T1 réversible sur une mousse contenant quatre bulles. La courbe rouge correspond à l’énergie de la mousse au gonflage et en bleu son énergie au dégonflage.

$W(A_0, A_{max})$ l'énergie injectée à l'aller, $W(A_{max}, A_0)$ l'énergie injectée au retour, de même $\delta E_{T1}(A_0, A_{max})$, $\delta E_{T1}(A_{max}, A_0)$ respectivement les énergies dissipées à l'aller et au retour, on peut conclure que :

$$W(A_0, A_{max}) + \delta E_{T1}(A_0, A_{max}) + W(A_{max}, A_0) + \delta E_{T1}(A_{max}, A_0) = 0 \quad (6.5)$$

Calcul théorique de l'énergie du T1 sur une mousse

Nous avons vu quand il y a un changement topologique, il y a aussi un changement de pression des bulles, ce qui provoque un changement de l'énergie de la mousse. Dans le régime quasistatique, l'énergie de la mousse est donnée par la longueur totale des films. En négligeant la diffusion du gaz à travers les films liquides dans les mousses qu'on étudie, toute variation d'énergie dE est uniquement due à l'énergie injectée δW et à l'énergie δE_{T1} dissipée par les T1.

Il existe deux manières de définir l'énergie de la mousse soit par la longueur totale des films ou à partir des pressions des bulles par l'équation suivante :

$$E = 2 \sum P_i A_i, \quad (6.6)$$

où i est le numéro de la bulle. La variation de l'énergie se calcule à partir de l'équation (6.6) par une dérivation. En faisant l'hypothèse que les autres bulles ont une aire fixe à l'exception de la bulle centrale d'aire A_c et de pression P_c alors :

$$dE = 2 \sum dP_i A_i + 2 P_c dA_c = \delta E_{T1} + \delta W \quad (6.7)$$

δW est le travail fourni à la mousse pour gonfler la bulle centrale. La variation d'aire est reliée au travail fournit et les variations de pression à l'énergie dissipée par les T1.

Par substitution l'énergie du T1 est seulement liée au saut de pression induit par le T1 :

$$\delta E_{T1} = 2 \sum dP_i A_i \quad (6.8)$$

On peut donc mesurer l'énergie dissipée par un T1 en calculant les sauts de pression induit par ce T1.

6.3 Effet de la taille de la bulle centrale sur la réponse de la mousse à un T1

Nous avons vu que, quand la taille de la bulle centrale est du même ordre de grandeur que la taille moyenne des bulles, nous n'arrivons pas à conclure quant à la portée du T1.

Dans ce cas, la bulle centrale ne joue aucun rôle sur la taille des lobes qui est de l'ordre de la taille de la mousse. Quelle est l'influence de la forme et de la taille de la bulle centrale sur la réponse de la mousse ?

6.3.1 Cas d'une bulle centrale isotrope

Lorsqu'on fait une séquence d'un T1 renversible sur une mousse, la bulle centrale a une forme isotrope. Au début du gonflage on constate systématiquement que la bulle centrale adopte dans un premier temps une forme ronde⁸. Quand la bulle s'ouvre de manière isotrope, l'observation que l'on peut faire est qu'il n'y a pas de direction privilégiée. La bulle centrale aura la même probabilité de s'ouvrir dans n'importe quelle direction. La réponse de la mousse reste également isotrope c'est à dire que les secteurs bleu et rouge ont quasiment la même taille (cf figure 6.30).

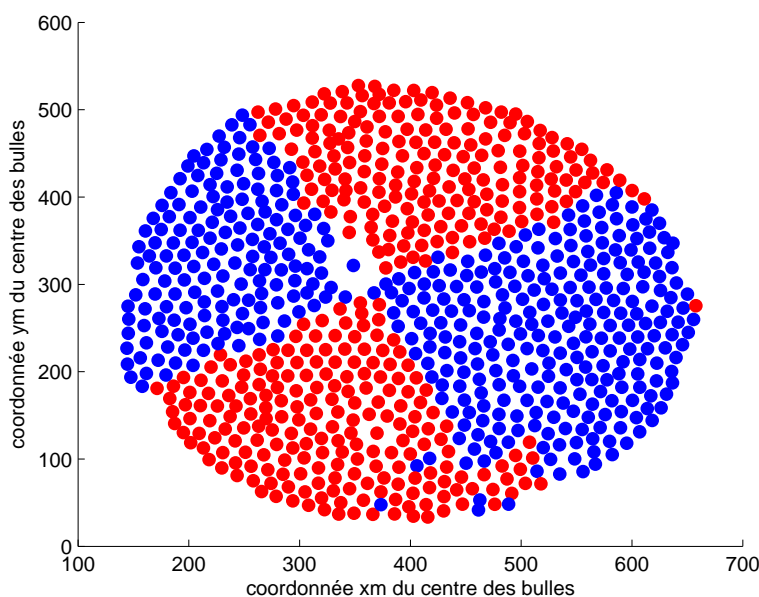


FIGURE 6.30 – Déplacement des bulles après un T1 sur une mousse de bulle centrale isotrope.

8. Il est arrivé qu'une mousse dont la taille de la bulle centrale est plus importante que deux voire trois ou quatre diamètres de bulles, s'ouvre de manière isotrope.

6.3.2 Cas d'une bulle centrale en forme de pointe

Nous nous intéressons à la réponse de la mousse quand la bulle centrale choisit une direction privilégiée. C'est à dire qu'elle est en forme de pointe et l'état des contraintes au niveau des pointes est identique après chaque ouverture ou fermeture provoquée par un T1. Nous analysons uniquement les déplacements provoqués par un T1 sur la bulle centrale. Les figures 6.32 et 6.31 montrent le déplacement des bulles après le T1 sur deux mousses différentes.

Contrairement à la réponse de la mousse dans le cadre d'une bulle centrale isotrope où les

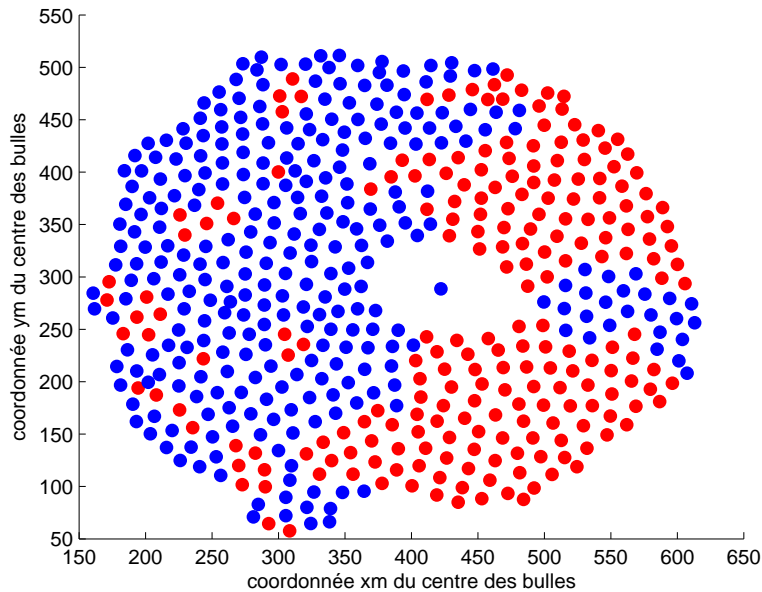


FIGURE 6.31 – Réponse d'une mousse contenant 1100 bulles après un T1 à coté de la bulle centrale en forme de pointe.

secteurs bleu et rouge sont quasiment identiques c'est-à-dire de même taille, on remarque clairement l'influence de l'anisotropie provoquée par la forme pointue de la bulle centrale. Le nombre de points bleus est réduit au niveau de la pointe et augmente au niveau à l'autre côté du grand axe de l'ellipse.

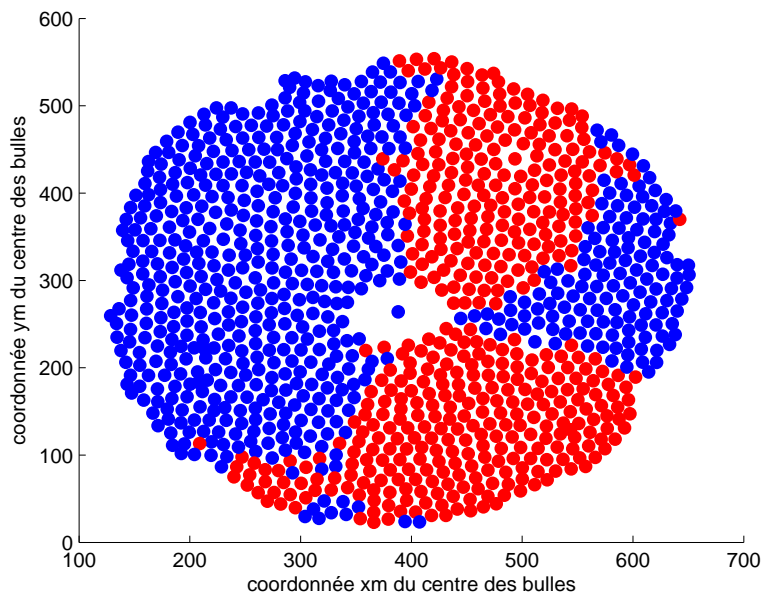


FIGURE 6.32 – Réponse d’une mousse contenant 517 bulles après un T1 à coté de la bulle centrale en forme de pointe.

Chapitre 7

Conclusions et Perspectives

7.1 Conclusions

Ce travail réalisé dans le but d'apporter une contribution à la rhéologie des mousses a été une découverte enrichissante d'un matériau dont le comportement est toujours mal compris. On s'est intéressé à la sollicitation de mousses bidimensionnelles en régime quasi-statique (où la structure est à tout moment en équilibre sauf dans les brefs temps où il y a des changements topologiques). Nous avons étudié la réaction de ces mousses à une déformation localisée obtenue en gonflant et dégonflant une bulle au centre de ces mousses. Après une brève revue de littérature pour placer cette étude dans un contexte plus général, nous avons, dans le chapitre 2, présenté la technique de fabrication de la mousse et le dispositif expérimental utilisé pour faire les expériences. Ce dispositif nous ont donc permis de solliciter la mousse localement et de visualiser les transformations induites par la déformation. Grâce à des techniques de traitements d'images performantes par combinaison du logiciel Aphélon (*cf* chapitre 3) et Surface Evolver (SE) au chapitre 4, il est possible de transformer la mousse expérimentale en une mousse 2D numérique qu'on peut caractériser précisément. L'avantage d'utiliser SE est que l'on a la pression dans chaque bulle. Ce qui constitue un progrès conséquent car expérimentalement, on n'avait accès qu'à la pression d'une seule bulle.

Nos expériences ont montré que, durant les deux premiers cycles de sollicitation, des T1 se produisent partout dans la mousse. Après un régime transitoire durant les deux premiers cycles, les T1 ne se produisent plus qu'à proximité de la bulle centrale. Ces T1 sont renversables : ils se produisent en une séquence totalement réversible à l'aller et au retour. Dans le régime périodique (au delà du 3^è cycle), l'analyse de la forme de la bulle

centrale montre l'existence de deux régimes :

- Un régime où la bulle centrale n'a pas encore choisi une direction privilégiée. Sa forme est ronde.
- Un régime où la bulle centrale s'ouvre dans une direction privilégiée : sa forme devient elliptique montrant ainsi une forte probabilité de s'ouvrir au niveau des pointes qui correspondent aux endroits où les contraintes sont plus importantes, privilégiant ainsi une direction d'ouverture.

Cette analyse globale est complétée par le suivi de la pression dans la bulle centrale. L'évolution de cette pression montre une partie continue de la pression entrecoupée par des sauts plastiques dûs aux T1. Son allure est différente au gonflage et au dégonflage, ce qui montre un effet d'hystérésis.

Le suivi de la pression de la bulle centrale corrélé avec l'analyse d'images permet de calculer dans un cycle périodique l'énergie injectée dans la mousse. Après le deuxième cycle, la structure devient périodique. La conséquence de ce résultat est que toute l'énergie injectée dans la mousse est dissipée par les T1.

Enfin, une analyse plus fine de la mousse montre que le T1 bien qu'étant local a un effet sur les autres bulles de la mousse. On peut caractériser les T1 en calculant leur effet sur la mousse. On a observé que la réponse de la mousse est quadrupolaire. En s'intéressant aussi à l'influence de la distance au T1, on peut montrer une atténuation des sauts de pression. Cette atténuation se rapproche à la fois d'une loi de puissance ou d'une exponentielle, sans que l'on ait pu discriminer les deux comportements. Le meilleur ajustement exponentiel donne une longueur d'écrantage est de 2 diamètres de bulles quel que soit le nombre de bulles et leur taille.

On a montré la corrélation entre les sauts de pression et le champ de déplacement qui caractérisent la réponse mécanique de la mousse.

7.2 Perspectives

La recherche sur un sujet n'étant jamais achevée, les réponses apportées à certaines questions en soulèveront toujours d'autres. En s'inspirant du gonflage et du dégonflage d'une bulle, on peut penser solliciter la mousse en gonflant des bulles à plusieurs endroits. On pourra par la suite regarder l'influence d'une bulle sollicitée sur la direction d'ouverture des autres bulles. On peut gonfler les bulles en phase ou bien alterner la sollicitation en effectuant un cycle de gonflage et de dégonflage sur une bulle puis en faisant la même chose

sur d'autres bulles.

Durant ces trois ans de thèse, nous avons fait des expériences sur des mousses 3D à l'ESRF à Grenoble. Les images sont disponibles au laboratoire et sont en attente d'être dépouillées. Parmi ces expériences, nous avons fait des expériences sur le gonflage et le dégonflage d'une bulle au centre d'une mousse, l'écoulement d'une mousse autour d'un obstacle (*cf* figure 7.1) ainsi que l'écoulement d'une mousse dans une constriction.

Comme dans le cas des mousses 2D, nous prévoyons de transformer la mousse expérimentale

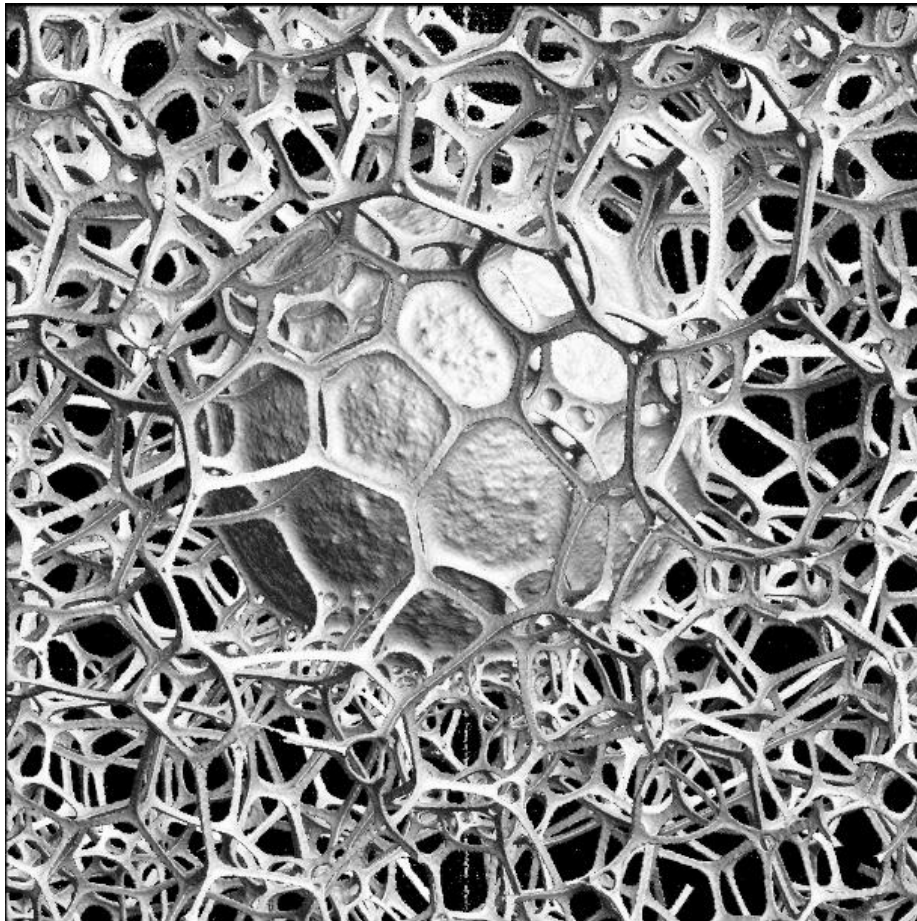


FIGURE 7.1 – Expérience de Stokes dans une mousse 3D réalisée à l'ESRF à Grenoble avec la collaboration de Rajmund Mokso, Isabelle Cantat, Peter Cloetens et François Graner.

3D en mousse numérique. Un travail préliminaire a été déjà fait et nous avons montré grâce à la technique de traitement d'images qu'il était possible d'extraire l'ensemble des noeuds et des bords de Plateau dans une mousse 3D (*cf* figure 7.2). Le traitement de ces données par SE devrait permettre d'accéder à la pression et de reconstruire la forme précise de chaque bulle.

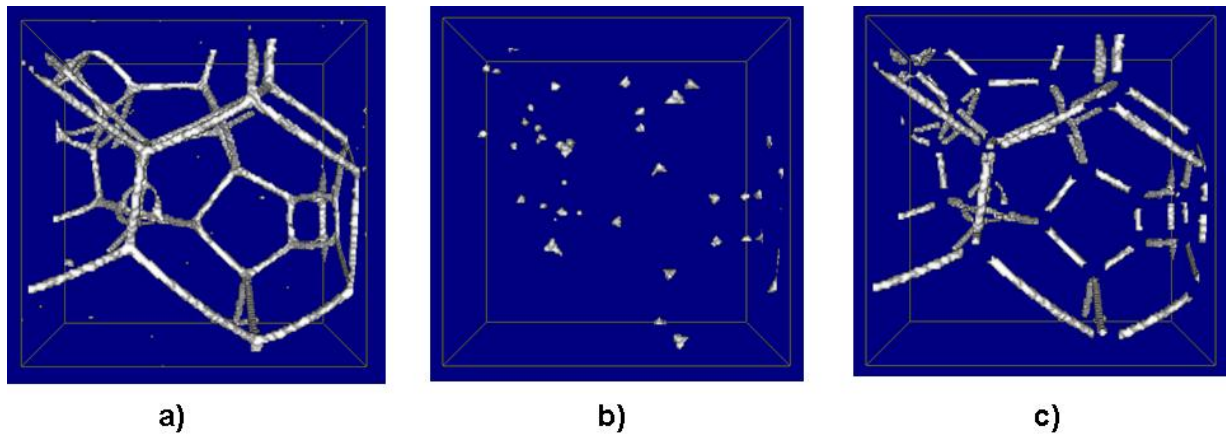


FIGURE 7.2 – Zoom sur une partie d’une mousse 3D avec la détection de la phase liquide en a), des sommets des bulles en b) et des bords de Plateau en c) par traitement d’images.

Cette transformation devrait par exemple aussi permettre de vérifier les résultats théoriques évoqués par Srolovitz et MacPherson [57] sur la généralisation de la loi de Von Neumann à n dimensions, $n \geq 2$.

Cette thèse réalisée dans le régime quasistatique ouvre une extension vers le régime non quasistatique où les effets visqueux ne sont plus négligeables. Dans notre équipe Imen Ben Salem [59], sous la tutelle de Benjamin Dollet, travaille sur les instabilités de forme d’une bulle gonflée dans une mousse 2D. Selon le débit d’injection ou la pression imposée, on peut passer d’une forme elliptique vers une forme digitée [60, 61] à plusieurs branches ou même observer la rupture fragile [62] (*cf* figure 7.3).

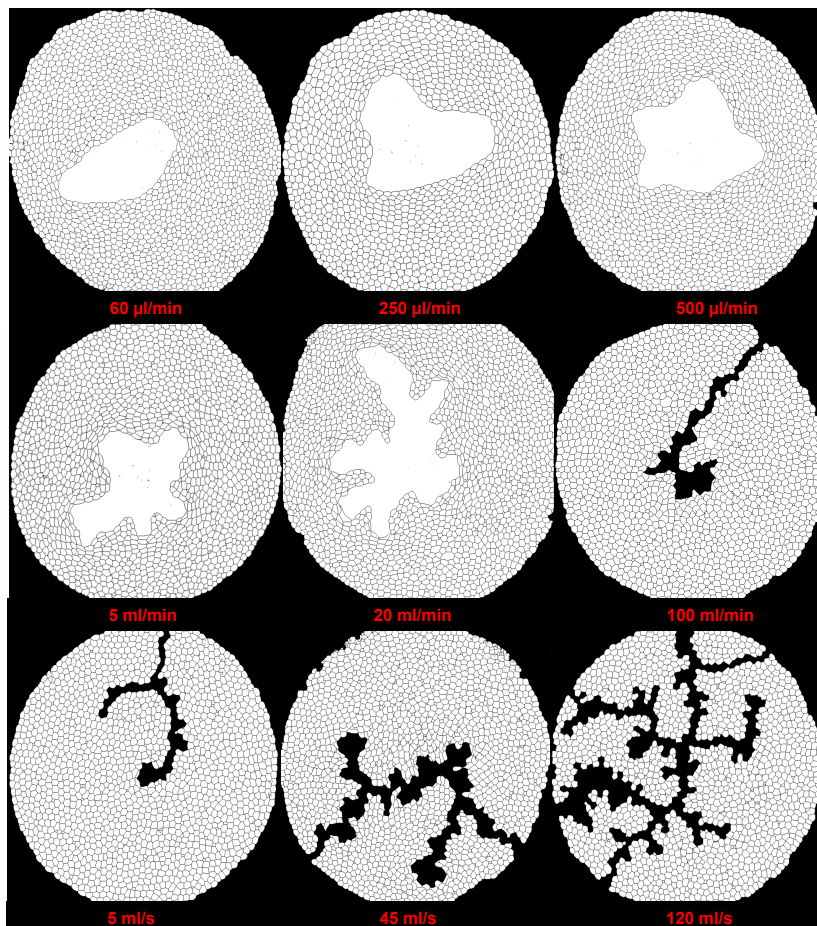


FIGURE 7.3 – Evolution de la forme de la bulle centrale selon le débit d’injection et transition vers la rupture fragile (images prises par Imen Ben Salem [59]).

Bibliographie

- [1] L. Bragg and J. F. Nye. *Proceedings of the Royal Society of London*, 190 :474–481, 1947.
- [2] F. Graner. La mousse. *La Recherche*, 345 :46–49, 2001.
- [3] M. Vignes-Adler and F. Graner. La vie éphémère des mousses. *Pour la Science*, 293 :48–55, 2002.
- [4] Thierry Dillard. *Caractérisation et simulation numérique du comportement mécanique des mousses de nickel : morphologie tridimensionnelle, réponse élastoplastique et rupture*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure des Mines de Paris, 2004.
- [5] S. Guignot. *Rôle de particules colloïdales sur la stabilité et l'efficacité de mousses de décontamination*. PhD thesis, Université Paris-Est Cea Marcoule, 2008.
- [6] M. Erpelding, A. Amon, and J. Crassous. Diffusive wave spectroscopy applied to the spatially resolved deformations. *Physical Review E*, 83 :64006, 2008.
- [7] J. Lambert, I. Cantat, R. Delannay, A. Renault, F. Graner, J. A. Glazier, I. Veretenikov, and P. Cloetens. Extraction of relevant physical parameters from 3d images of foams obtained by x-ray tomography. *Colloids and Surfaces A : Physicochem. Eng. Aspects*, 263 :295–302, 2005.
- [8] Y. Wang, K. Krishan, and M. Dennin. Statistics of microscopic yielding in sheared aqueous foams. *Phil Mag Lett*, 87 :125, 2007.
- [9] B. Dollet and F. Graner. Two-dimensional flow of foam around a circular obstacle : local measurement of elasticity and flow. *J. Fluid Mech*, 585 :181–211, 2007.
- [10] C. Raufaste, B. Dollet, S. Cox, Y. Jiang, and F. Graner. Yield drag in two-dimensional foam flow around a circular obstacle : Effect of liquid fraction. *Eur. Phys. J. E*, 23 :217–228, 2007.
- [11] E. Janiaud, D. Weaire, and S. Hutzler. Two-dimensional foam rheology with viscous drag. *Physical Review L*, 97 :038302, 2006.

- [12] S. J. Cox, M. F. Vaz, and D. Weaire. Topological changes in a two-dimensional foam cluster. *Eur. Phys. J. E*, 11 :29–35, 2003.
- [13] J. A. F. Plateau. *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaire*. Gauthier-Villard, Paris, 1873.
- [14] A. Kabla. *Désordre et plasticité dans les milieux divisés : Mousses et matériaux granulaires*. PhD thesis, Université Paris VII, 2003.
- [15] G. Debrégeas, H. Tabuteau, and J. M. di Mégio. Deformation and flow of a two-dimensional foam under continuous shear. *Physical Review L*, 87, 2001.
- [16] C. Quilliet, M. A. P. Idiart, B. Dollet, L. Berthier, and A. Yékini. Bubbles in sheared two-dimensional foams. *Colloids and Surfaces A : Physicochem. Eng. Aspects*, 263 :95–100, 2005.
- [17] A. Kabla and G. Debrégeas. Local stress relaxation and shear banding in a dry foam under shear. *PRL*, 90 :25, 2003.
- [18] S. P. Timoshenko and J. N. Goodier. *Theory of Elasticity*. INTERNATIONAL EDITION, 1970.
- [19] L. D. Landau and E. M. Lifschitz. *Theory of Elasticity*. 1986.
- [20] H. M. Princen. Rheology of foams and highly concentrated emulsions i. elastic properties and yield stress of a cylindrical model system. *Journal of Colloid and Interface Science*, 91 :1, 1983.
- [21] S. A. Khan and R. C. Armstrong. Rheology of foams : I. theory for dry foams. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 22 :1–22, 1986.
- [22] S. A. Khan and R. C. Armstrong. Rheology of foams iv : Effect of gas volume fraction. *J. Rheol*, 33 :881–911, 1989.
- [23] Jean-Claude Tolédano. *Bases physiques de la plasticité des solides*. 2007.
- [24] S. J. Cox and E. L. Whittick. Shear modulus of two-dimensional foams : the effect of area dispersity and disorder. *Euro. Phys. J. E*, 21 :49–56, 2006.
- [25] N. P. Kruyt. On the shear modulus of two-dimensional liquid foams : a theoretical study of the effect of geometrical disorder. *Journal of Applied Mechanics*, 74 :560–567, 2007.
- [26] P. Oswald. *Rhéophysique ou comment coule la matière*. Belin, 2005.
- [27] B. Dollet, F. Elias, C. Quilliet, C. Raufaste, M. Aubouy, and F. Graner. Two-dimensional flow of foam around an obstacle : Force measurements. *Physical Review E*, 71 :031403, 2005.

- [28] I. Cantat and O. Pitois. Mechanical probing of liquid foam ageing. *J. Phys Condens Matter*, 17 :S3455–S3461, 2005.
- [29] G. Picard, A. Ajdari, F. Lequeux, and L. Bocquet. Elastic consequences of single event : A step towards the microscopic modeling of the flow of yield stress fluids. *Eur. Phys. J. E*, 15 :371–381, 2004.
- [30] M. Aubouy, Y. Jiang, J. A. Glazier, and F. Graner. A texture tensor to quantify deformations. *Granular Matter*, 5 :67–70, 2003.
- [31] M. Asipauskas, M. Aubouy, J. A. Glazier, F. Graner, and Y. Jiang. A texture tensor to quantify deformations : the example of two-dimensional flowing foams. *Granular Matter*, 5 :71–74, 2003.
- [32] O. Lordereau. *Les mousses bidimensionnelles : de la caractérisation à la rhéologie des matériaux hétérogènes*. PhD thesis, Université Rennes 1, 2002.
- [33] B. Dollet. *Écoulements bidimensionnels de mousse autour d’obstacles : Contribution à la l’étude mécanique des mousses liquides*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2005.
- [34] S. J. Cox, F. Graner, and M. F. Vaz. Screening in dry two-dimensional foams. *Soft Matter*, 4 :1871–1878, 2008.
- [35] Khurshid Ali, Anwar ul Haq Ali Shah, Salma Bilal, and Azhar ul Haq Ali Shah. Surface tensions and thermodynamic parameters of surface formation of aqueous salt solutions : Iii. aqueous solution of kcl, kbr and ki. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 337 :194–199, 2009.
- [36] S.J. Cox and E.L. Whittick. Shear modulus of two-dimensional foams : The effect of area dispersity and disorder. *Eur. Phys. J. E*, 21 :49–56, 2006.
- [37] R. Clift, J. R. Grace, and M. E. Webber. *Bubbles, drops, particles*. Academic press, New York, 1978.
- [38] R. Feynman, Leighton, and Sands. *Le cours de physique de Feynman : Electromagnétisme 2*. InterEditions, 1979.
- [39] M. Durand. *Contributions théorique et expérimentale à l’étude du drainage d’une mousse aqueuse*. PhD thesis, UNIVERSITE PARIS XI ORSAY.
- [40] E. Terriac, J. Etrillard, and I. Cantat. Viscous force exerted on a foam at a solid boundary : Influence of the liquid fraction and the bubble size. *Europhys. Lett*, 74 (5) :909–915, 2006.
- [41] N. D. Denkov, V. Subramanian, D. Gurovich, and Alex Lips. Wall slip and viscous dissipation in sheared foams : Effect of surface mobility. *Colloids and Surfaces A : Physicochem. Eng. Aspects*, 263 :129–145, 2005.

- [42] Etienne GUYON, Jean-Pierre HULIN, and Luc PETIT. *Hydrodynamique physique*. EDP Sciences/CNRS Editions, 1991.
- [43] K. Brakke. <http://www.susqu.edu/facstaff/b/brakke/evolver/>.
- [44] K. Brakke. The surface evolver. *Experimental Mathematics*, 1(2) :141–165, 1992.
- [45] M. Mancini, J. Lambert, E. M. Guene, and R. Delannay. About the reversibility of topological rearrangements in quasi-statically deformed foam clusters. à paraître.
- [46] S.J. Cox, F. Graner, M.F. Vaz, C. Monnereau-Pittet, and N. Pittet. Minimal perimeter for n identical bubbles in two-dimensions : calculations and simulations. *Philosophical Magazine*, 83 :1393–1406, 2003.
- [47] S.J. Cox, D. Weaire, and J.A. Glazier. The rheology of two dimensionnal foams. *Rheol Acta*, 43 :442–448, 2004.
- [48] F. Graner, Y. Jiang, E. Janiaud, and C Flament. Equilibrium states and ground state of two-dimensional fluid foams. *Physical Review E*, 63 :011402, 2000.
- [49] P. I. C Teixeira and M. A. Fortes. Wet two-dimensional bubble clusters : liquid partitioning and energy. *J. Phys : Condens. Matter*, 17 :2327–2339, 2005.
- [50] Brian Foley. Reconstruction of two-dimensional foams. Rapport de Stage.
- [51] J.A Glazier. PhD thesis, University of Chicago, 1989.
- [52] M. Mancini. *Structure and Evolution of Soap-Like Foams*. PhD thesis, Université Cergy-Pontoise, 2005.
- [53] D. Weaire and S. Hutzler. *The physics of Foams*. Oxford University Press, 1999.
- [54] J. Marchalot, J. Lambert, I. Cantat, P. tabelling, and M. C. Jullien. 2d foam coarsening in a microfluidic system. *Europhysics Letters*, 83 :64006, 2008.
- [55] J. Lambert, I. Cantat, R. Delannay, R. MOJKO, P. Cloetens, J. Glazier, and F. Graner. Experimental growth law for bubbles in moderately wet 3d foam. *Physical Review L*, 99 :058304, 2007.
- [56] C. Monnereau and M. Vignes-Adler. Dynamics of 3d real foam coarsening. *Physical Review Letters*, 80(23), 1998.
- [57] R. D. MacPherson and D. J. Srolovitz. The von neumann relation generalized to coarsening of hree-dimensional microstructures. *nature*, 446 :1053–1055, 2007.
- [58] Sébastien Besson. *Propriétés adhésives entre deux bulles de savon*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2007.
- [59] Imen Ben Salem. *Propriétés acoustiques sur les mousses liquides : Propagation linéaire et Onde de choc*. PhD thesis, Université Rennes I, thèse en cours, 2009.

- [60] A. Lindner, P. Coussot, and D. Bonn. Viscous fingering in yield stress fluid. *Physical Review Letters*, 85 (2) :314–317, 2000.
- [61] S. S. Park and D. J. Durian. Viscous and elastic fingering instabilities in foam. *Physical Review Letters*, 72 (21) :3347–3350, 1994.
- [62] S. Hilgenfeldt, S. Arif, and J. C. Tsai. Foam : a multiphase system with many facets. *Phil Trans. R. Soc. A*, 366 :2145–2159, 2008.

Résumé :

Cette thèse a pour objet d'étudier la rhéologie des mousses 2D. Des mousses monodisperses sont soumises à une déformation cyclique localisée en régime quasistatique. Un dispositif expérimental sollicite la mousse par gonflage et dégonflage d'une bulle centrale (BC) et suit l'évolution de la pression de la BC au cours du temps. Au gonflage, les expériences ont montré que BC choisit une direction d'ouverture privilégiée. L'analyse de sa forme montre un régime isotrope où la bulle est ronde puis un régime anisotrope où la bulle est de forme pointue de direction aléatoire. Les expériences ont montré que, durant les deux premiers cycles, des changements topologiques (T1) se produisent partout dans la mousse. Après ce régime transitoire, les T1 se produisent uniquement à proximité de la BC de façon ordonnée et réversible. Dans ce régime, après chaque cycle, l'énergie de la mousse est identique. Donc toute l'énergie injectée est dissipée par les T1. Le calcul de l'énergie injectée a permis d'en déduire l'énergie moyenne dissipée par un T1. Enfin, une analyse plus fine montre que le T1 a un effet sur les autres bulles de la mousse. Pour cela nous avons calculé, lors d'un T1, les fluctuations de pression des bulles par le logiciel Surface Evolver ainsi que leurs déplacements. L'analyse montre une réponse quadripolaire de la mousse au T1. L'influence de la distance au T1 a montré une atténuation des sauts de pression. Cette atténuation se rapproche à la fois d'une loi de puissance ou d'une exponentielle, sans que l'on ait pu discriminer les deux comportements. Le meilleur ajustement exponentiel donne une longueur d'écrantage de 2 diamètres de bulles quelle que soit la taille de la mousse.

Abstract :

The object of this thesis is to study the rheology of 2D foams. We observed the response of a monodisperse foam subjected to a localised cyclic deformation in the quasistatic regime. An experimental device transforms foam by inflating and deflating a central bubble (CB) and follows the evolution of the pressure of the CB with time. During inflation, the experiments showed that the CB chooses a privileged opening direction. The analysis shows two forms: an isotropic one where the bubble is round or an anisotropic one where the bubble is of pointed form in a random direction. The experiments showed that, during the first two cycles, the topological changes (T1) occur everywhere in foam. After this transitory regime, the T1 occur only near the CB in an ordered and reversible way. In this regime, after each cycle, the energy of foam is identical. Thus all energy injected is dissipated by the T1. The average energy dissipated by a T1 is deduced from the calculation of energy injected. Lastly, a detailed analysis shows that the T1 although being local has an effect on the other bubbles of foam. For that we calculated the fluctuations of pressure (using Surface Evolver Software) and displacements induced by the T1. The analysis shows a quadripolar response of the foam to the T1. The pressure drops with distance from the T1. This attenuation approaches a power or exponential law, without one being able to discriminate the two behaviours. The best exponential fit gives a screening length of two bubble diameters whatever the size of foam.

Elhadji Mama GUENE
Thèse de doctorat
-Juin 2010-