HAL
open science

Rugosité et dynamique d'une ligne de contact sur un substrat désordonné

Sébastien Moulinet

To cite this version:

Sébastien Moulinet. Rugosité et dynamique d'une ligne de contact sur un substrat désordonné. Analyse de données, Statistiques et Probabilités [physics.data-an]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2003. Français. NNT : . tel-00003202

HAL Id: tel-00003202

https://theses.hal.science/tel-00003202v1

Submitted on 29 Jul 2003

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.

Département de Physique de l'École Normale Supérieure
Laboratoire de Physique Statistique

Thèse de doctorat de l'Université Paris 7 - Denis Diderot
UFR de Physique

Spécialité
Physique des liquides

Rugosité et dynamique d'une ligne de contact sur un substrat désordonné

par **Sébastien MOULINET**

Soutenue le 11 juillet 2003 devant le jury composé de :

C. Caroli,	éxaminatrice
É. Charlaix,	rapporteur
W. Krauth,	éxaminateur
S. Herminghaus,	rapporteur
É. Raphaël,	président
É. Rolley,	directeur

Table des matières

0 Introduction **7**

1 Phénoménologie de la ligne de contact sur un substrat désordonné **11**
1.1 Mouillage partiel d'une surface idéale 12
1.1.1 Mouillage à l'équilibre thermodynamique 12
1.1.2 Dynamique de la ligne de contact, approche hydrodynamique . . . 13
1.2 Interfaces élastiques en milieu désordonné 14
1.2.1 Comportement critique à la transition de dépiégeage 15
1.2.2 Description de la ligne de contact en tant qu'interface rugueuse . 16
1.3 Élasticité de la ligne de contact 19
1.4 Accrochage de la ligne, cas simple du défaut isolé 20
1.5 Surface fortement désordonnée et piégeage collectif 22
1.5.1 Propriétés géométriques de la ligne à l'équilibre 22
1.5.2 Rugosité de la ligne au seuil de dépiégeage 23
1.6 Dynamique de la ligne de contact en présence de désordre 24
1.7 Et maintenant ? 26

2 Dispositif expérimental **27**
2.1 Principe 28
2.2 Montages 29
2.2.1 Montage avec substrat mobile 30
2.2.2 Montage avec substrat fixe 30
2.3 Substrat désordonné 30
2.3.1 Fabrication du substrat 31
2.3.2 Nettoyage du substrat 32
2.4 Liquides utilisés 32
2.5 Imagerie 33

3 Rugosité de la ligne de contact **35**
3.1 Description de la ligne de contact 36
3.2 Mesure de la rugosité 36
3.2.1 Conditions expérimentales et tri des lignes 36
3.2.2 Calcul de $W(L)$ 37
3.2.3 Observations 38
3.3 Distribution des épaisseurs de ligne 40
3.3.1 Aspect universel de la distribution des épaisseurs de ligne 40
3.3.2 Détermination expérimentale de $\Phi(Z)$ 41
3.3.3 Comparaison au modèle Gaussien 41
3.3.4 Effets de taille finie, longueur de coupure minimale 44
3.4 Discussion 45

4 Dynamique de la ligne de contact sur un substrat désordonné dense 47
4.1 Description qualitative de la dynamique de la ligne de contact 48
4.2 Étude en caméra rapide de la dynamique de la ligne de contact 50
4.2.1 Conditions expérimentales 50
4.2.2 Évolution quasistatique de la ligne de contact 51
4.2.3 Absence de termes retardés dans l'élasticité de la ligne 53
4.2.4 Discussion 53
4.3 Étude des avalanches 54
4.3.1 Définition expérimentale de l'avalanche 54
4.3.2 Importance de la fréquence d'acquisition ? 55
4.3.3 Rapport d'aspect des avalanches 57
4.3.4 Distribution en taille des avalanches 59
4.4 Conclusion 61

5 Dissipation avec et sans désordre macroscopique 63
5.1 Dispositif expérimental 64
5.1.1 Dynamomètre 64
5.1.2 Substrats utilisés 65
5.1.3 Cycle expérimental 65
5.2 Dynamique à l'echelle microscopique 68
5.2.1 Mesure relative des variations de force 68
5.2.2 Relation vitesse/force 70
5.2.3 Particularités de notre système 72
5.2.4 Réflexions sur la valeur de la force de friction 74
5.3 Dynamique en présence de défauts macroscopiques 74
5.3.1 Transition substrat homogène - substrat désordonné 74
5.3.2 Effets du désordre 76
5.4 Discussion 78

6 Accrochage sur un défaut unique 79
6.1 Présentation du problème 80
6.1.1 Modélisation simplifiée 81
6.2 Dispositif expérimental 82
6.2.1 Substrat dilué 82
6.2.2 Liquides utilisés 83
6.2.3 Imagerie 83
6.2.4 Conduite de l'expérience 84
6.3 Simulation numérique 85
6.3.1 Principe de la simulation 85
6.3.2 Paramètres de la simulation 87
6.4 Comparaison entre la simulation et l'expérience 88
6.5 Conclusion 92

7 Comparaison avec des simulations numériques 93
7.1 Principe de la simulation 94
7.1.1 Situation considérée 94
7.1.2 Résolution numérique de l'équation du mouvement 95

7.2 Rugosité de la ligne 97
7.3 Transition substrat homogène - substrat désordonné 99
7.4 Conclusion 101

8 Conclusion et perspectives **103**

A Mesure des angles de contact **107**
A.1 Principe 107
A.2 Dispositif d'alimentation 107
A.3 Visualisation 108
A.4 Exploitation des images 108

B Méthodes de relevé de ligne **111**
B.1 Relevé par seuillage 111
B.2 Relevé par ajustement par tangente hyperbolique 112
B.3 Relevé par maximum de gradient 113

C Expression analytique de $\Phi_{\text{gauss}}(Z)$ **115**

Chapitre 0

Introduction

L'accrochage d'une goutte de liquide est un phénomène couramment observé. Prenons une surface horizontale sur laquelle est posée une petite goutte d'eau. Si on incline un peu la surface, la goutte reste immobile. Si on continue à incliner la plaque, la goutte se met en mouvement. Dans certaines situations, quand la goutte est de petite taille et que le substrat présente une grande affinité avec le liquide, la goutte peut rester accrochée même quand le substrat est vertical.

Comment expliquer le fait que la goutte ne se mette pas en mouvement alors qu'on lui applique une force extérieure ? Il existe nécessairement une force de rappel parallèle au substrat qui s'exerce sur la goutte. À l'intérieur de l'interface liquide-solide, les interactions moléculaires sont en moyenne perpendiculaires au substrat, ces forces n'interviennent donc pas dans le piégeage de la goutte. La force de rappel ne peut donc que s'appliquer sur la ligne de contact, c'est à dire la ligne où se rejoignent les trois interfaces : liquide-solide, liquide-gaz, solide-gaz (voir figure 0.1). C'est sur cette ligne que s'appliquent les tensions

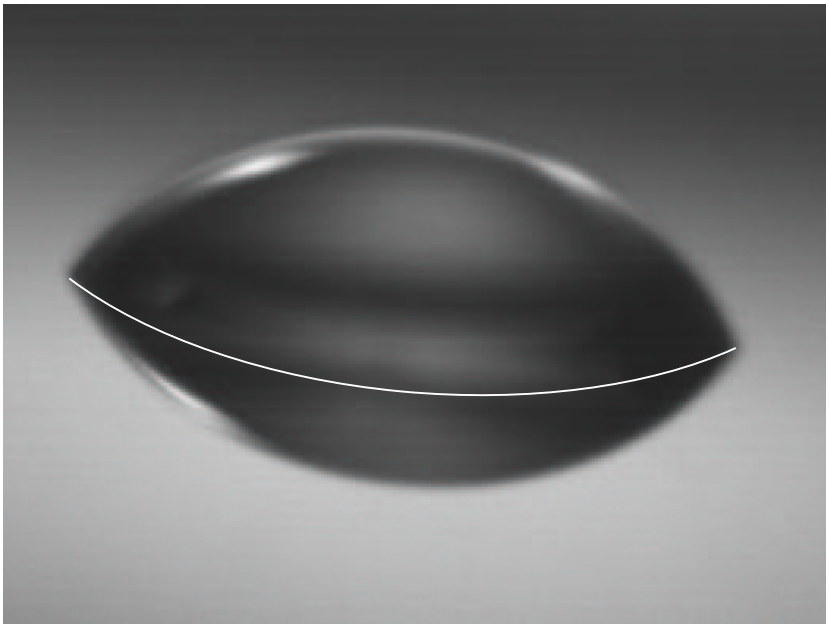


Fig. 0.1: Goutte d'eau sur une plaque légèrement inclinée. La photographie a été prise sous incidence rasante, on voit l'image de la goutte et son reflet dans le substrat. La ligne de contact est matérialisée par le trait blanc. Le substrat est un wafer de silicium recouvert de résine pour photolithogravure.

de surfaces correspondantes. Comme nous le verrons par la suite, la ligne de contact est un objet élastique : sa déformation coûte de l'énergie.

Une surface ordinaire présente généralement des imperfections. Elle peut présenter une rugosité à une échelle microscopique ou bien ne pas être chimiquement homogène. Ces hétérogénéités se traduisent par des variations locales des propriétés de surface. Une ligne de contact sur un tel substrat subit une force aléatoire due au désordre. Elle prend alors une forme irrégulière. La figure 0.2 montre une ligne de contact sur un substrat qui présente des hétérogénéités chimiques (cette photographie est tirée de nos expériences). La forme rugueuse que prend la ligne de contact est le résultat de la compétition entre la force aléatoire due aux impuretés et l'élasticité de la ligne. Dans cette situation, on comprend que, quand la ligne de contact est soumise à une force faible, elle répond par de petites déformations locales (figure 0.3). La force doit dépasser une valeur seuil pour pour provoquer un mouvement de la ligne de contact.

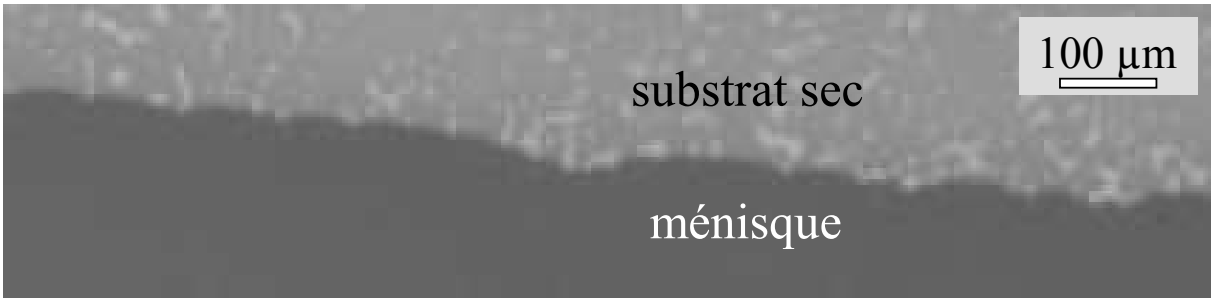


Fig. 0.2: Ligne de contact sur un substrat désordonné. Le liquide est de l'eau et le substrat une plaque de verre recouverte de défauts de chrome qui apparaissent en plus clair sur la partie sèche. Cette photographie est issue de nos expériences.

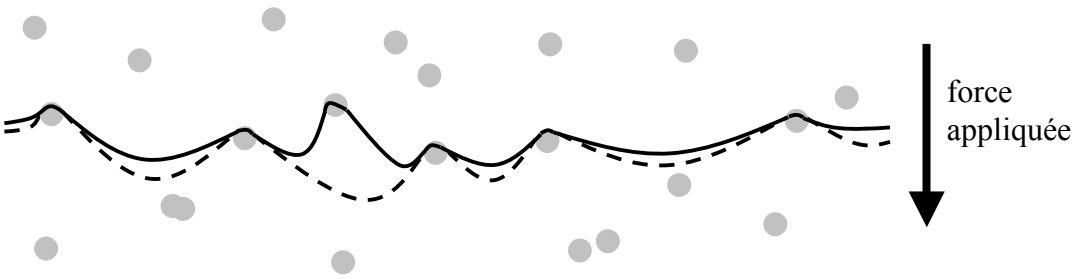


Fig. 0.3: Représentation schématique de la ligne de contact sur un substrat désordonné. Les défauts sont représentés par les points gris. La ligne pleine représente la ligne au repos. La ligne pointillée est la position de la ligne quand lui on applique une force insuffisante pour la mettre en mouvement. La ligne répond par des déformations locales et éventuellement par un dépiégeage local pour se repiéger un peu plus loin dans une configuration plus stable.

Nous avons plus particulièrement étudié la rugosité de la ligne de contact sur un substrat désordonné. Plusieurs travaux théoriques et expérimentaux ont porté sur la forme de la ligne de contact en présence de désordre (chapitre 1). Aléxis Prevost a déjà éffectué dans cette équipe des travaux sur la ligne de contact de l'hélium liquide superfluide sur un substrat de césium rugueux. Les résultats alors obtenus étaient en contradiction avec les théories. Afin de déterminer si le désaccord était propre à ce système particulier, nous avons procédé à des expériences avec des liquides visqueux à température ambiante. L'originalité de ce travail tient au fait que le désordre que nous imposons à notre substrat est bien contrôlé. Le substrat est une plaque de verre sur laquelle sont déposés de manière aléatoire des motifs carrés de chrome. Les techniques de photolithogravure utilisées permettent d'obtenir un désordre dont la taille caractéristique est $10\,\mu$m. Le dispositif expérimental est décrit dans le chapitre 2.

La rugosité de la ligne de contact mesurée sur ce substrat ne dépend ni de la vitesse de la ligne, ni de la viscosité du liquide. Comme nous le montrerons dans le chapitre 3, les résultats obtenus sont encore en désaccord avec la théorie. Dans la suite de ce manuscrit, nous chercherons à tester les hypothèses posées par les théories. Dans le chapitre 4, nous étudierons en détail la dynamique de la ligne de contact. L'utilisation d'une caméra rapide a permis de vérifier la validité de l'hypothèse d'un mouvement quasi-statique. Une étude statistique de la dynamique d'avalanche de la ligne confirme le désaccord avec les prédictions théoriques.

Les modèles supposent aussi que la dissipation d'énergie dans ce système est d'origine visqueuse. On attend de la force associée à cette dissipation qu'elle varie linéairement avec la vitesse de la ligne. L'expérience présentée au chapitre 5 consiste à mesurer directement la force exercée sur un substrat homogène en fonction de la vitesse à laquelle il est extrait d'un bain de liquide. Le chapitre 6 décrit l'étude de la ligne de contact lors de sa rencontre avec une impureté unique. Ces deux expériences conduisent à la même conclusion : la force de dissipation dans notre système n'est pas linéaire avec la vitesse. Comme nous le montrerons dans le chapitre 7, l'introduction d'une loi de dissipation non linéaire dans une simulation numérique du mouvement de la ligne ne permet cependant pas de rendre compte de la rugosité mesurée.

En conclusion (chapitre 8), il reste encore une hypothèse à vérifier. L'expression de la force élastique de la ligne de contact couramment admise est obtenue par un développement au premier ordre des déformations. Il est envisageable que l'introduction de termes d'ordre supérieur conduise à une rugosité différente. Nous proposerons une technique qui permettrait, à l'avenir, de tester cette dernière hypothèse.

Chapitre 1

Phénoménologie de la ligne de contact sur un substrat désordonné

1.1 Mouillage partiel d'une surface idéale 12
1.1.1 Mouillage à l'équilibre thermodynamique 12
1.1.2 Dynamique de la ligne de contact, approche hydrodynamique . 13
1.2 Interfaces élastiques en milieu désordonné 14
1.2.1 Comportement critique à la transition de dépiégeage 15
1.2.2 Description de la ligne de contact en tant qu'interface rugueuse 16
1.3 Élasticité de la ligne de contact 19
1.4 Accrochage de la ligne, cas simple du défaut isolé 20
1.5 Surface fortement désordonnée et piégeage collectif 22
1.5.1 Propriétés géométriques de la ligne à l'équilibre 22
1.5.2 Rugosité de la ligne au seuil de dépiégeage 23
1.6 Dynamique de la ligne de contact en présence de désordre 24
1.7 Et maintenant ? 26

Dans ce chapitre, nous décrirons la ligne de contact sur un substrat désordonné comme une interface élastique dans un milieu aléatoire. La forme et la dynamique de ce type d'interface ont fait l'objet de nombreux travaux. Dans un premier temps, nous caractériserons la situation de mouillage partiel. Nous montrerons ensuite comment la présence du ménisque confère une élasticité particulière à la ligne de contact, puis nous montrerons comment modéliser les hétérogénéités d'un substrat solide. Les travaux portant sur l'effet d'hétérogénéités sur la forme de la ligne seront passés en revue. Nous finirons par nous intéresser à l'effet du désordre sur la dynamique de la ligne de contact.

1.1 Mouillage partiel d'une surface idéale

Dans la section qui suit, l'étude se limite à des substrats solides parfaitement plans et chimiquement homogènes. On ne prend pas encore en compte la présence d'éventuels défauts.

1.1.1 Mouillage à l'équilibre thermodynamique

Sur la situation présentée sur la photographie de la figure 0.1, on observe distinctement la ligne qui sépare la partie mouillée du substrat de la partie sèche. Cette ligne, où se rejoignent les trois interfaces (liquide-gaz, solide-liquide, solide-gaz), est appelée ligne de contact. Le coin de liquide formé au voisinage de la ligne de contact présente un angle non nul. Cet angle θ (voir figure 1.1) est appelé angle de contact. Dans cette situation, on parle de mouillage partiel, en opposition à la situation de mouillage total dans laquelle le substrat solide est recouvert d'un film de liquide d'épaisseur macroscopique.

On peut déterminer la valeur de l'angle de contact à l'équilibre $\theta_{éq}$ par l'argument heuristique suivant. Comme représenté sur la figure 1.1, les tensions de surface associées aux trois interfaces en présence exercent des forces sur la ligne de contact. À l'équilibre thermodynamique, la composante parallèle au substrat de la résultante de ces trois forces est nulle. On peut alors lier la valeur de l'angle de contact aux trois tensions de surface. La projection des trois forces perpendiculairement au substrat conduit à la relation de Young-Dupré :

$$\gamma \cos \theta_{éq} = \gamma_{sg} - \gamma_{sl} \tag{1.1}$$

où γ, γ_{sg} et γ_{sl} sont respectivement les tensions de surface des interfaces liquide-gaz, solide-gaz et solide-liquide. Ce substrat est supposé homogène, ces deux dernières sont constantes sur toute la surface. À ce stade, il est pertinent d'introduire le paramètre d'étalement S.

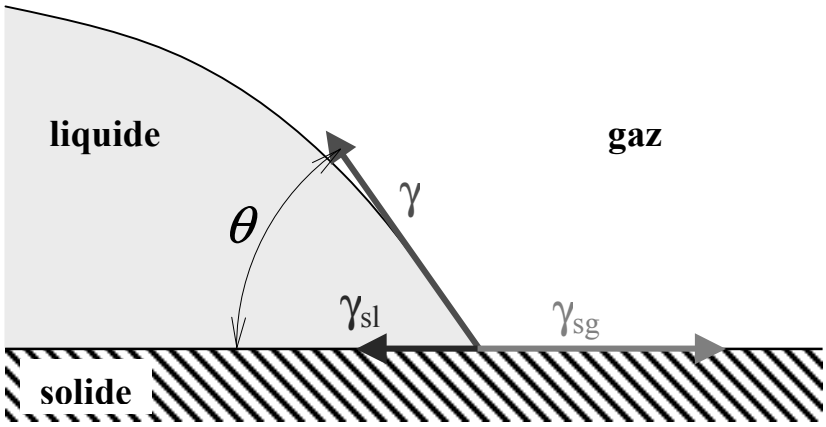


Fig. 1.1: Situation de mouillage partiel. À l'équilibre thermodynamique, l'annulation de la résultante des trois tensions de surface donne la valeur de l'angle de contact d'équilibre $\theta_{éq}$.

$$S \equiv \gamma_{sg} - (\gamma_{sl} + \gamma) \tag{1.2}$$

Cette grandeur permet de caractériser le coût énergétique du mouillage d'un substrat. Pour être en situation de mouillage partiel, il faut que S soit négatif. L'angle de contact est alors lié à S : $S = \gamma(\cos\theta_{éq} - 1)$. Si S s'annule, alors $\theta_{éq}$ tombe à zéro et le mouillage devient total. Dans la suite de cette thèse, nous nous intéresserons uniquement à des situations de mouillage partiel.

1.1.2 Dynamique de la ligne de contact, approche hydrodynamique

En l'absence d'obstacle, sur une surface plane et parfaitement homogène, on s'attend à ce que la ligne de contact se mette en mouvement dès qu'une force extérieure lui est appliquée. L'application d'une force sur la ligne de contact se traduit par un écart de l'angle de contact à sa valeur d'équilibre.

$$F_{ext} = \gamma(\cos\theta - \cos\theta_{éq}) \tag{1.3}$$

Nous considérerons, par convention dans la suite de cette thèse, qu'une force de signe positif fait progresser la ligne de contact vers la partie mouillée du substrat (recul du liquide par rapport au substrat). Dans cette situation, nous prendrons aussi $v > 0$.

En l'absence de désordre, la dissipation d'énergie au cours du mouvement de la ligne de contact est d'origine visqueuse. En calculant le profil de vitesse dans le coin de liquide au voisinage de la ligne de contact, Huh et Scriven [1] évaluent la force de dissipation visqueuse :

$$F_{visq} = -\frac{3\mu l}{\theta} v. \tag{1.4}$$

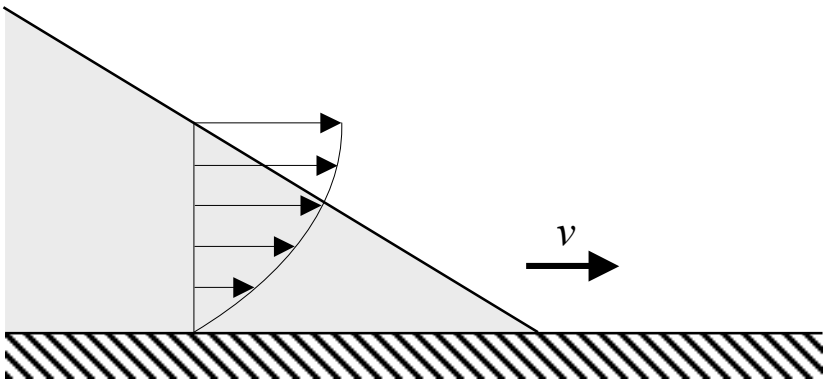


Fig. 1.2: Dissipation hydrodynamique. La ligne de contact avance avec une vitesse v. La dissipation visqueuse se produit dans l'écoulement dans le coin de liquide. Le calcul de cette dissipation (eq. (1.4)) nécessite l'existence d'une échelle de coupure microscopique à laquelle on ne satisfait plus la condition de non-glissement à la paroi solide. Cette échelle de l'ordre de la taille moléculaire.

Pour éviter la divergence du gradient de vitesse quand l'épaisseur de liquide tend vers zéro, ils introduisent le facteur logarithmique $l \equiv \ln(z_{max}/z_{min})$, z_{max} est une épaisseur maximale de coupure (taille de la goutte ou longueur capillaire suivant les cas) et z_{min} est une épaisseur minimale en dessous de laquelle l'écoulement ne satisfait plus la condition de non-glissement sur la surface. z_{min} est pris de l'ordre de la taille moléculaire. μ est la viscosité du liquide. Notons que cette expression est calculée pour un angle de contact θ petit. Pour des angles plus grands, Cox [2] détermine une formule approchée valable à 1% près pour $\theta < 3\pi/4$.

$$F_{visq} = -\frac{3\mu \sin\theta l}{\theta^2} v \tag{1.5}$$

Dans l'hypothèse d'un mouvement quasi-statique de la ligne de contact, la force de dissipation visqueuse F_{visq} et la force extérieure appliquée F_{ext} s'annulent mutuellement, $F_{visq} + F_{ext} = 0$. La vitesse de la ligne dépend donc de la force appliquée comme $v = \alpha F_{ext}$. α est la mobilité de la ligne de contact et vaut :

$$\alpha = \frac{\theta^2}{3\mu \sin\theta l}. \tag{1.6}$$

Tant que la force appliquée n'est pas trop grande, on peut considérer la variation de θ comme négligeable. La relation entre la vitesse de la ligne et la force imposée est linéaire.

1.2 Interfaces élastiques en milieu désordonné

Comme nous l'avons signalé en introduction, la ligne de contact est un objet élastique. Des situations où une interface élastique est placée dans un milieu désordonné se rencontrent dans beaucoup d'autres domaines de la physique [3]. Les parois de domaines magnétiques [4], les fronts de fractures ou d'imbibition d'un milieu poreux [5] rentrent dans cette classe de problème. La forme et la dynamique de ces interfaces soulèvent encore de nombreuses questions et font l'objet de recherches actives.

Nous pouvons voir sur la figure 0.2 que la ligne de contact sur un substrat désordonné prend une forme rugueuse. Cette forme résulte de la compétition entre l'élasticité de la ligne, qui tend à la maintenir rectiligne, et la force du désordre. Des interfaces rugueuses se rencontrent dans certains modèles de croissance de front stochastique, comme les modèles d'Edwards-Wilkinson [6] ou de Kardar-Parisi-Zhang [7]. Dans ces modèles, le bruit responsable des déformations de l'interface fluctue au cours du temps, et peut modéliser un bruit d'origine thermique. Dans les problèmes qui nous interessent, le bruit ne provient que du desordre du substrat et ne dépend donc que de la position. On parle ici de «bruit gelé». Le paysage en énergie imposé par le désordre est compliqué et présente de nombreuses configurations métastables. Cependant, l'absence de dépendance en temps du bruit rend le mouvement de la ligne déterministe.

Le point important pour ce type de système, est qu'il est nécessaire d'appliquer une force plus élevée qu'un certain seuil pour mettre un objet élastique en mouvement dans un milieu désordonné. En effet, cet objet répond à de faibles forces par de faibles déformations ou des décrochements locaux (voir figure 0.3), mais sa vitesse reste nulle. Dans la limite

thermodynamique, la force seuil au-delà de laquelle $v \neq 0$ a une valeur définie F_c. Au passage de cette force F_c, on parle de transition de dépiégeage. Dans le cas de la ligne de contact, l'existence d'une force critique se traduit par l'hystérésis de l'angle de contact : l'angle de contact est différent suivant que la ligne de contact avance ou recule. Les angles pour lesquels la force atteint la valeur seuil de dépiégeage sont appelés respectivement angle d'avancée θ_a et angle de recul θ_r suivant qu'on fait avancer ou reculer la ligne.

De même que les transitions de phase, la transition de dépiégeage est caractérisé par un comportement critique.

1.2.1 Comportement critique à la transition de dépiégeage

Comme nous le verrons dans le chapitre 4, le mouvement de la ligne de contact pour une force légèrement supérieure à F_c est compliqué. Sous l'effet de la force extérieure, une portion de ligne dans une configuration piégée se déforme lentement. Lorsque les forces élastiques deviennent suffisamment grandes pour contrebalancer la force du désordre, une portion de ligne se dépiège pour sauter brusquement vers une configuration plus stable. Le mouvement de la ligne apparaît comme un déplacement lent et régulier entrecoupé de sauts brusques appelés avalanches. On s'attend à ce que la longueur L des portions de ligne piégées diverge quand F_{ext} décroît vers F_c. Cette divergence est analogue à la divergence des fluctuations au voisinage du point critique pour une transition de phase. Ce phénomène critique est caractérisé par plusieurs exposants. On attend de ces exposants qu'ils soient universels, c'est-à-dire qu'il soient identiques pour une classe de problèmes équivalents indépendamment des détails du désordre imposé et de l'origine de l'élasticité.

On peut définir un grand nombre d'exposants. Par exemple, la vitesse moyenne de la ligne au voisinage de la force critique ($F_{ext} \gtrsim F_c$) est caractérisée par l'exposant dynamique β :

$$v \sim (F_{ext} - F_c)^{\beta}. \tag{1.7}$$

On peut traduire la divergence de la longueur des parties piégées par :

$$L \sim (F_{ext} - F_c)^{-\nu}. \tag{1.8}$$

La distance H parcourue par une portion de ligne de longueur L au cours d'une avalanche est liée à la géométrie rugueuse de la ligne :

$$H \sim L^{\zeta}. \tag{1.9}$$

ζ est l'exposant de rugosité de la ligne. Nous le redéfinirons de manière plus rigoureuse en section 1.2.2. Le temps caractéristique d'attente $\mathcal{T}$ pour qu'une portion de ligne de longueur L ait avancé varie comme :

$$\mathcal{T} \sim L^{\phi}. \tag{1.10}$$

Tous ces exposants ne sont pas indépendants. Il est possible de lier les différents exposants critiques entre eux. Par exemple,

$$v \sim \frac{H}{\mathcal{T}} \sim \frac{L^{\zeta}}{L^{\phi}} \sim (F_{ext} - F_c)^{(\phi-\zeta)\nu}. \tag{1.11}$$

D'où

$$\beta = (\phi - \zeta)\nu. \tag{1.12}$$

Le phénomène peut donc être totalement caractérisé par un petit nombre d'exposants indépendants. Dans la suite de cette thèse, nous nous intéresserons plus particulièrement à l'exposant dynamique β et à l'exposant de rugosité ζ.

1.2.2 Description de la ligne de contact en tant qu'interface rugueuse

Les théories présentées dans ce chapitre s'appliquent pour une ligne de contact en moyenne rectiligne, parallèle à un axe x. Pour décrire la forme de la ligne, nous utiliserons dans le reste de la thèse les notations suivantes. La ligne, décrite par une courbe $y(x,t)$ est supposée suffisamment peu déformée de manière à ce que, à une valeur de x, corresponde une unique valeur de y (la ligne ne forme pas de «surplomb»). En considérant la vitesse moyenne de la ligne v, la position moyenne de la ligne au cours du temps est vt. v sera appelée par la suite vitesse de dérive. La forme de la ligne est caractérisée par $\eta(x,t)$, l'écart de la ligne à sa position moyenne ($\eta(x,t) \equiv y(x,t) - vt$, voir figure 1.3).

Pour décrire la forme rugueuse des lignes élastiques en milieu désordonné, nous devons faire appel à des outils développés dans le cadre de l'étude des objets fractals. Les objets fractals sont désormais des objets bien connus et largement vulgarisés. Un des exemples

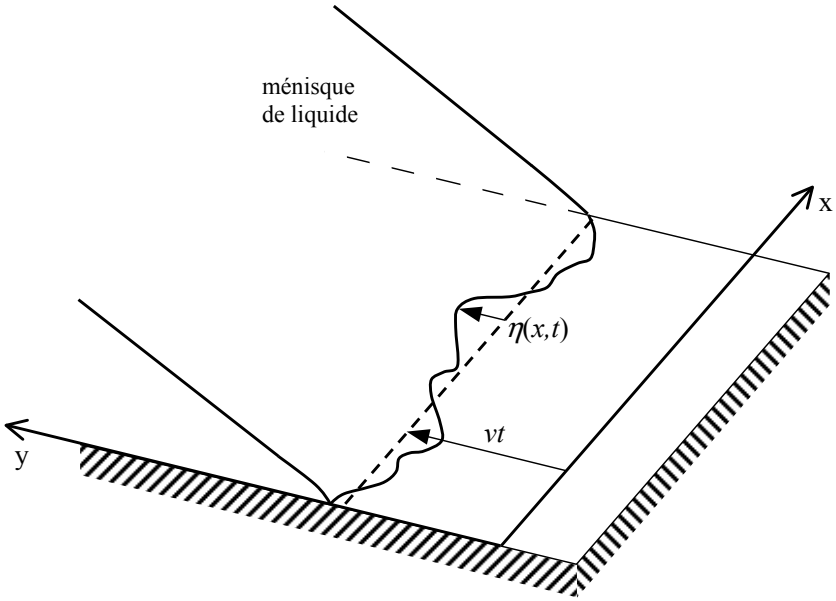


Fig. 1.3: Représentation schématique d'une ligne de contact rugueuse. On définit $\eta(x,t) \equiv y(x,t) - vt$, l'écart de la ligne à sa position moyenne vt, v étant la vitesse moyenne de la ligne de contact.

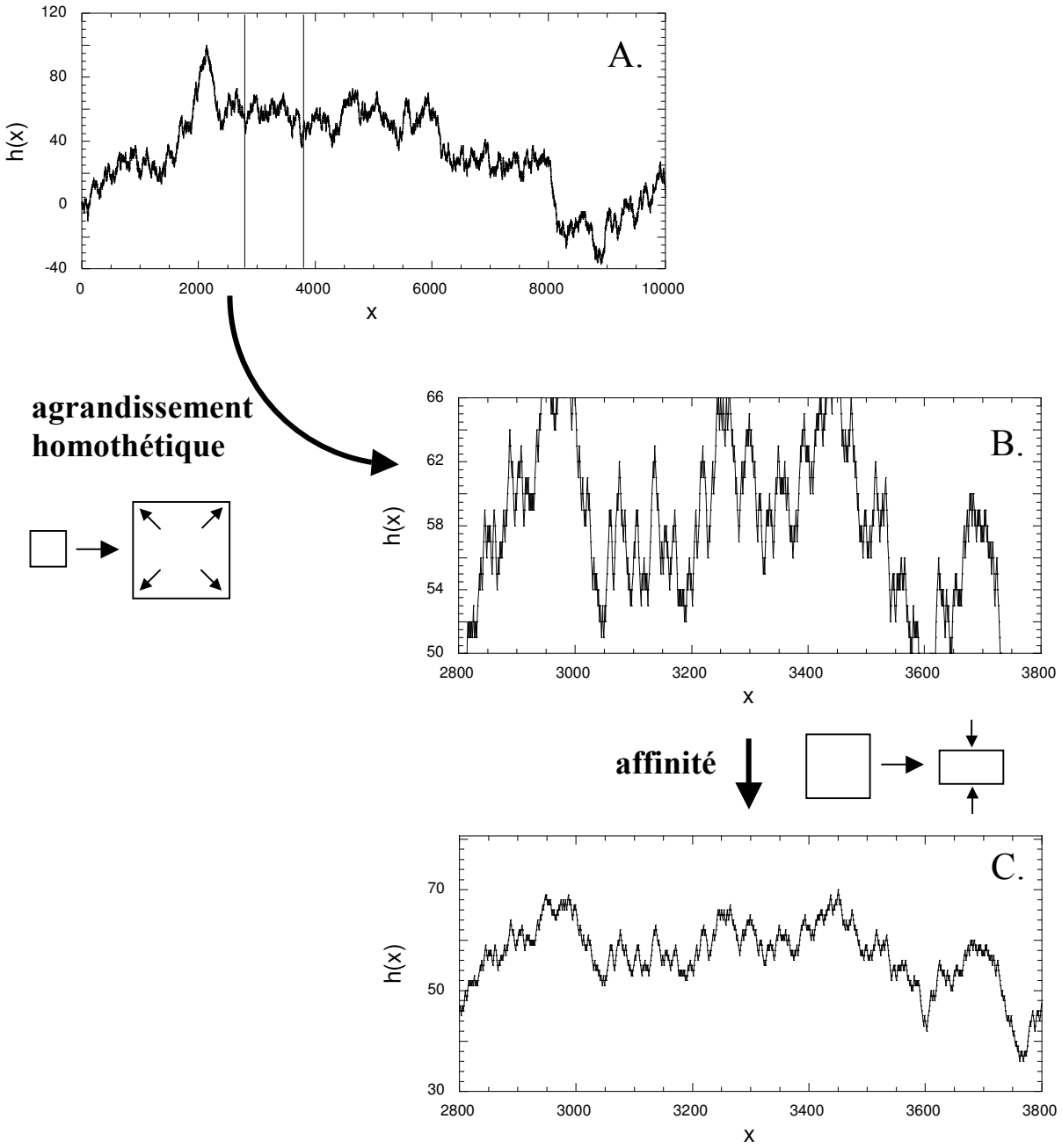


Fig. 1.4: Exemple de ligne auto-affine. La ligne dans le graphique **A** a été obtenue par une marche au hasard. Le graphique **B** est un agrandissement de la région délimitée par les traits verticaux dans le premier graphique. Les échelles horizontale et verticale ont été dilatées d'un facteur 10. L'aspect est alors très différent de celui de la courbe d'origine. Pour retrouver le bon rapport d'aspect, l'échelle verticale doit en fait être dilatée d'un facteur 10^{ζ} (graphique **C**). ζ est l'exposant de rugosité. Dans le cas d'une marche au hasard, $\zeta = 1/2$. Cette marche au hasard est générée de la manière suivante. Pour chaque valeur de x entière, $h(x+1)$ est égale à $h(x)$ auquel on ajoute aléatoirement 1 ou -1. À l'origine, $h(0) = 0$.

les plus cités est le contour des côtes rocheuses d'un continent. Les aspects de la côte sur deux cartes d'échelles différentes apparaissent, statistiquement, similaires. Un objet dont l'aspect est indépendant de l'échelle à laquelle on l'observe est appelé auto-similaire.

Contrairement à un objet auto-similaire, un objet auto-affine doit subir une transformation anisotrope pour garder le même aspect. Pour qu'une portion de la courbe présentée sur la figure 1.4 conserve l'aspect d'origine, il faut utiliser des agrandissements différents suivant les axes horizontal et vertical. On constate que l'amplitude des fluctuations de la courbe ne varie pas de manière linéaire avec la longueur L du morceau de courbe observé. Afin de quantifier ces fluctuations, on utilise la fonction de corrélation :

$$W(L) \equiv \langle\langle(\eta(x) - \eta(x+L))^2\rangle\rangle^{1/2}. \tag{1.13}$$

Le double crochet représente une moyenne sur l'ensemble des configurations prises par la ligne et pour x parcourant la longueur de la ligne. Dans la suite de cette thèse, $W(L)$ sera appelée rugosité de la ligne. Il existe des méthodes équivalentes pour évaluer l'amplitude des fluctuations d'une ligne [3]. On peut, par exemple, mesurer l'écart quadratique moyen de la ligne à sa valeur moyenne en fonction de la longueur L de la portion considérée. Cette dernière technique est régulièrement utilisée dans des travaux numériques qui utilisent des conditions périodiques. Cette méthode sera utilisée dans la section 3.3.

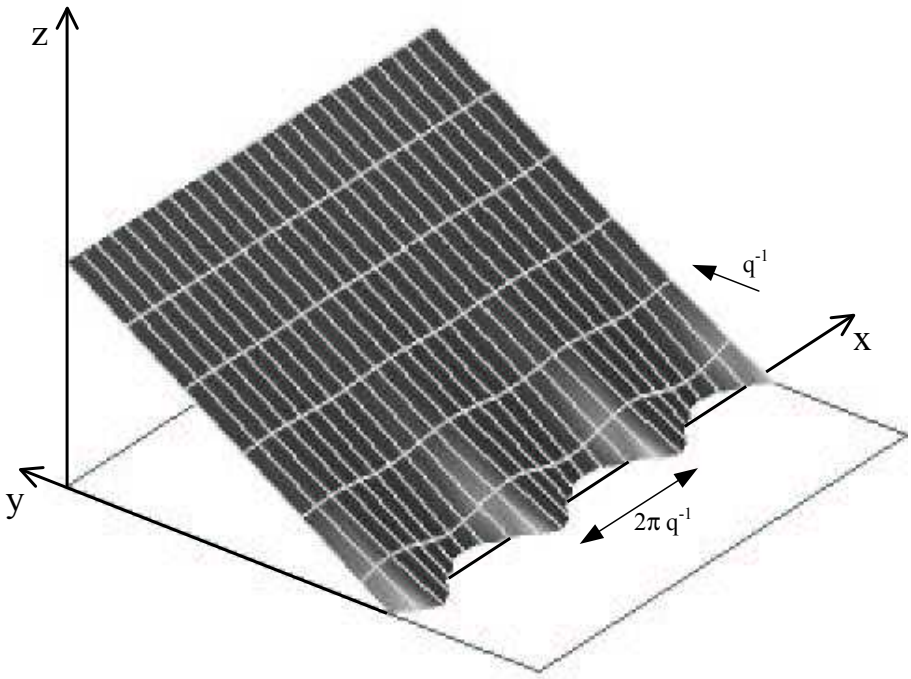


Fig. 1.5: Déformation du ménisque. Une déformation de la ligne de contact de vecteur d'onde q induit une déformation du ménisque sur une région de largeur q^{-1} au voisinage de la ligne de contact.

1.3 Élasticité de la ligne de contact

Dans le cas d'une ligne ordinaire, l'énergie à fournir pour la déformer est le produit d'une force τ, appelée tension de ligne, et de l'allongement de la ligne par rapport à sa longueur d'équilibre. Ainsi, en décomposant la forme de la ligne en déformations sinusoïdales de vecteur d'onde q et d'amplitude $\tilde{\eta}(q)$, l'énergie élastique par unité de longueur est :

$$E_{ligne} = \frac{\tau}{2} \int \frac{dq}{2\pi} q^2 |\tilde{\eta}(q)|^2. \tag{1.14}$$

Cette dernière équation décrit bien l'élasticité du bord d'un film de prémouillage, c'est à dire la frontière entre un film mince et un film épais de liquide. Elle intervient aussi, *a priori*, pour la ligne de contact de gouttes microscopiques. Sa contribution est négligeable devant celle de l'énergie de surface, sauf pour des déformations de longueur d'onde nanométrique [8]. De récents travaux [9] ont mis en évidence que la tension de ligne τ pour des alcanes sur des surfaces silanisées est inférieure à 10^{-12} N.

Le cas de la ligne de contact est plus complexe. Déformer la ligne de contact conduit aussi à déformer l'interface liquide-gaz qui s'y rattache [10]. Le coût énergétique est celui de l'augmentation de cette interface. Pour ce type particulier d'élasticité, on parlera d'élasticité non-locale. Une déformation en un point de la ligne peut introduire, par l'intermédiaire de la déformation du ménisque, des contraintes sur un autre point de la ligne à distance. Cette désignation s'oppose à l'élasticité locale du cas précédent, pour lequel les contraintes ne s'appliquent qu'entre proches voisins.

Si on néglige la gravité, la forme du ménisque à l'équilibre mécanique obéit aux conditions de Laplace, c'est-à-dire que la courbure de l'interface est nulle en tout point. Considérons une déformation sinusoïdale de la ligne de contact de nombre d'onde q et d'amplitude $\tilde{\eta}(q)$ (figure 1.5). La forme du ménisque est donnée par [10, 11] :

$$z(x, y) = \theta y + \tilde{\eta}(q).\theta.\sin qx, \mathrm{e}^{-|q|y}. \tag{1.15}$$

où on suppose un angle de contact faible et une déformation $\tilde{\eta}(q)$ de petite amplitude ($q\tilde{\eta}(q) \ll 1$). Une déformation de la ligne de contact de nombre d'onde q s'étend donc à l'intérieur du ménisque sur une profondeur caractéristique q^{-1}. L'énergie capillaire supplémentaire devient, en prenant en compte tous les modes (pour θ quelconque) :

$$E_{él} = \frac{1}{4}\gamma \sin^2\theta \int |q||\tilde{\eta}(q)|^2 \frac{dq}{2\pi}. \tag{1.16}$$

Ce qui donne une force

$$\tilde{\mathcal{K}}_{él}(q) = -\gamma \sin^2\theta |q| \tilde{\eta}(q). \tag{1.17}$$

Les transformées de Fourier inverses des précédentes expressions donnent :

$$E_{él} = \frac{\gamma \sin^2\theta}{2\pi} \iint dx dx' \frac{\eta(x)\eta(x')}{(x-x')^2} \tag{1.18}$$

et la force $\mathcal{K}_{él}[\eta]$ qui s'applique au point d'abscisse x de la ligne de contact est pour de faibles déformations :

$$\mathcal{K}_{él}[\eta] = -\frac{\gamma \sin^2\theta}{\pi} \int dx' \frac{\eta(x')}{(x-x')^2}. \tag{1.19}$$

Cette dernière expression montre bien le caractère non-local de l'élasticité de la ligne de contact. La force ressentie par un point de la ligne dépend de l'intégralité de la forme de la ligne. Notons qu'il peut exister, dans certaines situations, des longueurs de coupure au-delà desquelles l'élasticité redevient locale.

Cellule de Hele-Shaw. Dans une cellule de Hele-Shaw, le liquide est confiné entre deux plaques parallèles proches l'une de l'autre [12]. La présence des parois empêche l'extension de la déformation du ménisque. Pour une longueur supérieure à l'épaisseur de la cellule, l'élasticité doit être considérée comme locale et la ligne est caractérisée par une tension de ligne effective.

Longueur capillaire. Si la surface du liquide est libre, sa forme est essentiellement dominée par la gravité. Ce n'est qu'au voisinage de la ligne de contact que la capillarité joue un rôle dominant. La longueur capillaire $L_c = (\gamma/\rho g)^{1/2}$, où ρ est la densité du liquide et g l'accélération gravitationnelle, est l'échelle à laquelle les deux effets sont comparables. L'expression (1.19) n'est donc valable que pour des distances inférieures à L_c.

Il existe d'autres systèmes élastiques modélisables par une équation similaire à (1.19). C'est le cas du front de fracture [13]. Le caractère non-local est alors assuré par le champ de compression dans le matériau autour du front de fracture.

1.4 Accrochage de la ligne, cas simple du défaut isolé

En rencontrant un défaut sur la surface, la ligne de contact subit une déformation. Ce défaut peut être une impureté chimique de la surface, ce qui introduit une variation du pouvoir mouillant local $S(x, y)$. Ce peut être une imperfection topographique de la surface (bosse, creux...), ce cas est plus difficile à traiter. Il peut se produire des phénomènes comme l'invasion des interstices du substrat par le liquide, ou bien le piégeage de bulles. Sur des substrats très fortement structurés, ce dernier effet permet d'obtenir des situations de non-mouillant quasi-parfaites [14]. Si la pente locale est petite, la rugosité est modélisée par une variation locale de $S(x, y)$ [15]. Dans la suite de la thèse, on utilisera la grandeur $h(x, y)$ définie comme l'écart du pouvoir mouillant local à la valeur moyenne $\overline{S}$.

$$h(x, y) \equiv S(x, y) - \overline{S} \tag{1.20}$$

Deux cas peuvent être distingués en ce qui concerne l'effet du défaut sur la ligne de contact : piégeage faible et piégeage fort. On doit la distinction qui suit à Joanny et de Gennes [10].

Piégeage faible. Dans le cas du piégeage faible, le pouvoir mouillant varie lentement. La ligne est peu déformée. Dans son mouvement, la ligne prend toujours la configuration la plus stable (figure 1.6.a.). Un défaut unique ne suffit pas pour introduire un hystérésis dans le mouvement de la ligne.

Piégeage fort. Le piégeage fort s'observe pour un défaut qui présente des variations brusques de $S(x, y)$. La ligne peut se trouver piégée dans une configuration métastable (ligne pleine intermédiaire de la figure 1.6.b.) d'énergie supérieure à la configuration stable (ligne pointillée). Un unique défaut fort est capable d'induire un hystérésis.

Joanny et de Gennes prédisent la forme suivante pour un défaut ponctuel (ou pour x grand devant la taille du défaut) :

$$\eta(x) = -\frac{f_d}{\pi\gamma \sin^2\theta} \ln \frac{L_{g.e.}}{|x|} \tag{1.21}$$

où f_d est la force exercée par le défaut sur la ligne et $L_{g.e.}$ est une longueur de coupure aux grandes échelles. Cette forme logarithmique a été observée par Nadkarni et Garoff [16]. L'énergie associée à cette déformation est assimilable à celle d'un ressort tendu :

$$E_{él} = \frac{1}{2} k \eta_{max}^2 \tag{1.22}$$

où η_{max} est la déformation maximale de la ligne et la raideur k est

$$k = \frac{\pi\gamma \sin^2\theta}{\ln(L_{g.e.}/d)}, \tag{1.23}$$

d étant la taille du défaut. Cette force élastique s'oppose à la force du défaut. Dans le cas d'un défaut fort, si h_m est la valeur maximale de $h(x, y)$, alors cette force est de

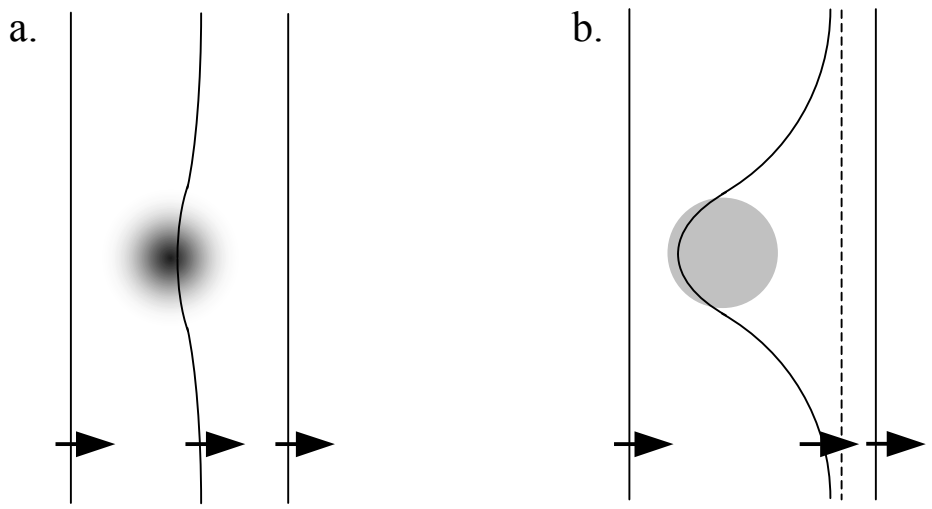


Fig. 1.6: Description du mouvement dans la ligne lors de la rencontre d'un défaut. **a. piégeage faible.** La ligne est faiblement déformée et prend la configuration la plus stable correspondant aux contraintes imposées (position des extrémité de la ligne). **b. piégeage fort.** La ligne est fortement déformée par le défaut. Elle prend de manière provisoire une configuration plus énergétique que la configuration la plus stable (ligne pointillée).

l'ordre de $h_m d$. Ainsi, il est nécessaire d'exercer une force seuil pour permettre à la ligne de passer le défaut. La déformation maximale avant le décrochage du défaut est alors de l'ordre de $(h_m d)/\overline{S}$.

Considérons un substrat recouvert d'une densité n de défauts. S'ils sont suffisamment distants, les déformations introduites par chaque défaut individuel n'intéragissent pas, la force seuil par unité de longueur varie comme :

$$F_c \sim n(h_m d)^2/\overline{S}. \tag{1.24}$$

En mesurant la force exercée sur une fibre faiblement couverte de défauts, di Meglio et Quéré [18] ont confirmé cette force de piégeage. Plus récemment, Ramos *et al.* [15] ont observé l'hystérésis de l'angle de contact sur des surfaces recouvertes d'un nombre contrôlé de défauts nanométriques. Pour un faible taux de couverture, leurs résultats sont en accord avec l'équation (1.24).

Sur un substrat qui présente un grand taux de couverture, on ne peut plus supposer que les effets des défauts sont sans interactions. Des effets collectifs peuvent intervenir et la ligne prend une forme plus compliquée.

1.5 Surface fortement désordonnée et piégeage collectif

1.5.1 Propriétés géométriques de la ligne à l'équilibre

Les arguments qui suivent sont présentés par Robbins et Joanny [17]. On considère le cas d'un substrat qui présente un désordre d'amplitude h et de distance de corrélation ξ, on suppose que les défauts de ce substrat provoquent un piégeage faible. Considérons un morceau de ligne de longueur L. La déformation de la ligne de contact a une amplitude caractéristique W. En assimilant $\tilde{\eta}(q) \sim W$ et $q \sim L^{-1}$ dans l'équation (1.16), on obtient une énergie élastique :

$$E_{él} \sim L.\frac{1}{2}\gamma \sin^2\theta L^{-1} W^2 \sim \frac{1}{2}\gamma \sin^2\theta W^2. \tag{1.25}$$

Pour estimer la contribution du désordre, il faut considérer deux cas [19].

Si les déformations de la ligne sont plus petites que la taille caractéristique du désordre, $W < \xi$. La ligne croise alors L/ξ défauts décorrélés. Chaque défaut exerce une force aléatoire $\pm h$. L'énergie associée est donc :

$$E_{dés} \sim -Wh\sqrt{L/\xi}. \tag{1.26}$$

Associé à (1.25), on trouve la rugosité optimale :

$$W \sim \frac{h}{\gamma \sin^2\theta}\sqrt{L/\xi}. \tag{1.27}$$

L'exposant de rugosité est alors $\zeta = 1/2$.

Si les déformations de la ligne sont plus grandes que la taille caractéristique du désordre, $W > \xi$. La surface balayée par la ligne de contact (WL) contient WL/ξ^2 défauts. L'énergie du substrat devient :

$$E_{dés} \sim -h\xi^2(WL/\xi)^{1/2} \sim -h\xi\sqrt{WL}. \tag{1.28}$$

Ce qui conduit à

$$W \sim \left(\frac{h\xi}{\gamma \sin^2\theta}\right)^{2/3} L^{1/3}. \tag{1.29}$$

Dans cette situation, $\zeta = 1/3$.

L'échelle à laquelle la rugosité de la ligne change de régime a été introduite par Larkin pour rendre compte de la forme d'un vortex dans un supraconducteur en présence d'impuretés [20]. On appelle cette longueur «longueur de Larkin» L_D, elle caractérise la taille à partir de laquelle un désordre faible peut conduire, par effet collectif, à un hystérésis dans le mouvement de la ligne.

Dans le cas du piégeage fort, la notion de longueur de Larkin n'est pas pertinente. Une première manière de la définir consiste à dire que, *a priori*, comme un seul défaut suffit à créer l'hystéresis, $L_{D1} \sim \xi$. Cependant, même pour des défauts forts (par exemple des défauts de type «mesa» tel que les définit de Gennes), la déformation induite peut être inférieure à ξ. On peut alors définir une échelle L_{D2} telle que $W(L_{D2}) = \xi$. Le comportement d'échelle pour $L_{D1} < L < L_{D2}$ correspond à celui étudié par Pomeau et Vannimenus qui trouvent également $\zeta = 1/2$ [21]. Tout se passe comme si les arguments de Robbins et Joanny pouvaient s'étendre au cas des défauts forts.

En utilisant la méthode des répliques, Hazareezing et Mézard obtiennent aussi $\zeta = 1/3$ aux grandes échelles [22]. En utilisant comme système de l'hélium mouillant un substrat du césium faiblement rugueux Rolley *et al.* [23] mesurent un exposant compatible avec ces prédictions.

Les théories présentées dans cette section considèrent une ligne à l'équilibre thermodynamique. Or, comme nous l'avons déjà signalé, la ligne saute d'une configuration métastable à une autre au cours de son déplacement en avalanche. Si on arrête de tirer sur la ligne de contact, celle-ci met du temps à relaxer, d'autant plus lentement que les fluctuations thermiques sont inefficaces devant un désordre macroscopique. Il n'est donc pas certain que la ligne relaxe vers un minimum absolu d'énergie en un temps expérimental. Il est par contre plus aisé d'imposer une vitesse faible et travailler au seuil de dépièges age.

1.5.2 Rugosité de la ligne au seuil de dépiégeage

Afin de décrire la dynamique et la forme d'une ligne de contact sur un substrat désordonné, Joanny et Robbins proposent l'équation phénoménologique suivante [24].

$$\alpha^{-1}\left(v + \frac{\partial\eta(x,t)}{\partial t}\right) = F_{ext} + h(x, vt + \eta(x,t)) + \mathcal{K}_{él}[\eta] \tag{1.30}$$

Cette équation suppose un mouvement quasi-statique de la ligne dans lequel une force dissipative (terme de gauche) compense les autres forces qui s'exercent sur la ligne. Cette

dissipation est supposée de type visqueux : la force qui y est associé est linéaire avec la vitesse locale de la ligne, α est la mobilité de la ligne (sa valeur est discutée dans la section 1.1.2). F_{ext} est la force extérieure appliquée à la ligne. La contribution du désordre se retrouve dans le terme $h(x, y)$, cette force aléatoire ne dépend que de la position de la ligne : $h(x, y)$ représente le «bruit gelé». $\mathcal{K}_{él}[\eta]$ est la contribution de l'élasticité de la ligne vue dans l'équation (1.19).

Par des techniques de groupe de renormalisation fonctionnelle, Ertaş et Kardar touvent, par un calcul au premier ordre, un exposant de rugosité $\zeta = 1/3$ [25]. Des simulations numériques utilisant des algorithmes d'automates cellulaires [26] ou de dynamique extrémale [27] donnent des résultats proches.

En conduisant le calcul de renormalisation à des ordres plus élevés, Chauve *et al.* [28] signalent que la valeur de ζ doit être sensiblement plus élevée. Par une simulation directe de l'équation (1.30), Zhou trouve $\zeta \simeq 0{,}39$ [29]. Rosso et Krauth [30, 31] ont pu calculer numériquement la forme exacte de la ligne de contact au seuil de dépiégeage et trouvent $\zeta = 0{,}388 \pm 0{,}002$. Au terme de cette énumération de travaux théoriques, gardons en mémoire que les valeurs de ζ prédites restent dans la gamme 0,33-0,39.

Quelques expériences ont été menées pour caractériser la rugosité d'une ligne de contact sur un substrat désordonné. Decker et Garoff [32] utilisent un substrat de polymère fluoré. Le désordre est obtenu en dégradant la surface par irradiation d'ultraviolets. Vue sous microscope à force atomique, les défauts ont une taille d'environ 1000 Å. Decker et Garoff mesurent $W \sim L$, soit $\zeta = 1$. Il semblerait cependant que, dans leur expérience, le désordre soit corrélé sur des distances de plusieurs centaines de microns[1]. Imaginons que la surface présente un désordre fort ($L_D \simeq \xi$) et qu'un défaut de taille ξ introduise une déformation de la ligne d'amplitude ξ. Si, comme prévu théoriquement $\zeta = 0{,}39$, alors une ligne de longueur L a une rugosité $W \sim \xi(L/\xi)^{\zeta}$. Avec $\xi = 1\,\mu$m et $L = 1\,$mm, $W \simeq 15\,\mu$m. Il faut donc éviter que la méthode de structuration du substrat provoque des hétérogénéités de taille supérieure qui auraient un effet dominant sur la forme de la ligne. Ce problème est sans doute responsable de la valeur $\zeta = 1$ obtenue par Decker *et al.*.

Prevost *et al.* ont fabriqué, par des techniques de photolithogravure, des substrats qui présentent un désordre bien contrôlé [33, 34]. Dans cette expérience, le liquide est de l'hélium superfluide. Le substrat est un miroir d'or sur lequel sont déposés de manière aléatoire des plots d'environ $10\,\mu$m de côté, l'ensemble est recouvert d'une fine couche de césium. L'exposant de rugosité est alors $\zeta \simeq 0{,}55$. Notons qu'un résultat similaire à été obtenu dans le cas de la fracture. Schmittbuhl et Måløy ont soudé deux plaques de PMMA préalablement sablées pour obtenir un milieu désordonné dans lequel se propage une fracture confinée dans le plan de soudure [36]. Ils mesurent la rugosité du front de fracture et obtiennent aussi $\zeta \simeq 0{,}55$.

1.6 Dynamique de la ligne de contact en présence de désordre

En présence de désordre, la relation vitesse-force n'est plus linéaire (équation (1.7)). La principale manière de caractériser cette dynamique est la détermination de l'exposant

[1] De Gennes *et al.* qualifient ce désordre de «grosses taches» [35].

dynamique β. La figure 1.7 présente qualitativement le comportement de la ligne suivant la valeur de β.

Joanny et Robbins [24] ont calculé l'exposant β pour différentes geométries de défauts périodiques, ils trouvent que, pour v constant, β dépend de la forme des défauts. Pour des défauts carrés (où $h(x, y)$ a une forme de créneaux), ce qui est notre situation expérimentale, $\beta = 1$. Dans le cas d'une variation de h moins brusque (par exemple sinusoïdale), $\beta = 3/2$. Ce résultat a été trouvé indépendament par Raphaël et de Gennes [37] pour des défauts gaussiens et une densité en défaut faible. Les résultats obtenus peuvent changer suivant que l'on fait avancer la ligne de contact à force constante ou à vitesse constante. Dans le cas d'un substrat fortement désordonné, à partir de l'équation (1.30), Ertaş et Kardar déterminent par renormalisation $\beta = 7/9$ [25]. En poussant les calculs à un ordre supérieur Chauve *et al.* trouvent $\beta \simeq 0{,}59$ [28]. Par une simulation directe de l'équation (1.30), Zhou trouve $\beta \simeq 1$ [29].

La plupart des travaux expérimentaux contredisent ces prédictions. Des méthodes diverses ont été employées pour l'étude de la dynamique de la ligne de contact.

- Mesure directe de la force appliquée à une fibre [38]
- Étude de la montée dans un capillaire [39]
- Retour à la position d'équilibre après une variation de niveau dans un capillaire [40]
- Application d'une force alternative sur une interface liquide/liquide dans un capillaire [41]

Dans ces expériences, le désordre est supposé être d'origine topographique. Dans le cas de l'expérience de Kumar *et al.* [41], il a été fabriqué par attaque chimique du verre des capillaires à l'acide fluorhydrique. L'étude de la dynamique sur des surfaces n'ayant pas subi de traitement a été aussi menée. Kumar *et al.* trouvent un exposant dynamique identique dans les deux situations, l'effet de la rugosité imposée n'étant que d'augmenter l'hystérésis de l'angle de contact. Les exposants tirés des différentes expériences donnent des valeurs de $\beta \geq 1$ (entre 1 et 5). La disparité de ces résultats soulève plusieurs questions encore

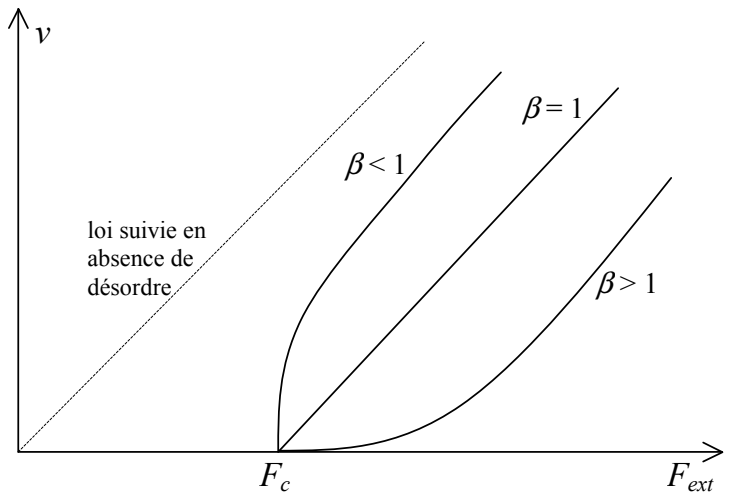


Fig. 1.7: Vitesse de la ligne de contact en fonction de la force imposée. Sans désordre, la caractéristique vitesse-force passe par l'origine. En présence de désordre, la ligne ne se met en mouvement qu'à partir d'une force seuil F_c. Nous avons représenté différents comportements suivant la valeur de l'exposant dynamique β.

non résolues. À partir de quelle échelle le désordre de la surface joue-t-il un rôle important dans la dynamique de la ligne ? Certaines méthodes de structuration du substrat ne sont pas rigoureusement contrôlées et peuvent introduire du désordre à des échelles multiples ; quelle est l'influence sur l'exposant β ? Comment jouent les spécificités chimiques des systèmes utilisés (liquide polaire ou non, film de prémouillage, temps d'attente entre les expériences...) ?

De plus, quand le désordre a une échelle nanométrique, les fluctuations thermiques peuvent activer la dynamique de la ligne. Dans le cas de surfaces de césium évaporées à basse température, Prevost *et al.* ont montré que la dynamique de la ligne de contact d'un ménisque d'hélium est thermiquement activé [42]. Cette dynamique est modélisée en dynamique moléculaire par Blake *et al.* [43, 44].

$$v = \omega\xi \exp\left(-\frac{\Delta G}{k_B T}\right) \sinh\left(\frac{\xi^2 F_{ext}}{2k_B T}\right) \tag{1.31}$$

ω est une fréquence thermique, ΔG est l'énergie libre de mouillage par site de piégeage. On considère les sites distants de la longueur de corrélation du désordre ξ. Dans les expériences effectuées dans cette thèse, le désordre est d'échelle micrométrique. En estimant que $\Delta G \simeq \gamma\xi^2$ avec $\xi = 10\,\mu$m et $\gamma = 70.10^{-3}\,$N.m^{-1}, la température à laquelle l'activation thermique est dominante serait $T \simeq 5.10^{11}\,$K ! Nous pourrons oublier par la suite les effets thermiques dans nos expériences.

1.7 Et maintenant ?

Les expériences précédemment menées avec de l'hélium superfluide donnent une valeur de ζ en désaccord avec les théories. On peut se demander si ce désaccord est propre à ce système particulier. En effet, Prevost *et al.* ont mis en évidence que le mouvement de la ligne ne peut pas être considéré comme quasi-statique [45] et que l'inertie du ménisque joue un rôle important. Pour se placer dans le cadre des hypothèses usuelles (système suramorti), nous avons repris les expériences menées sur le système hélium/césium avec des liquides visqueux et en utilisant un substrat présentant un désordre bien caractérisé.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Principe **28**
2.2 Montages **29**
2.2.1 Montage avec substrat mobile 30
2.2.2 Montage avec substrat fixe 30
2.3 Substrat désordonné **30**
2.3.1 Fabrication du substrat 31
2.3.2 Nettoyage du substrat 32
2.4 Liquides utilisés **32**
2.5 Imagerie **33**

Notre expérience reprend le principe de celle de Prevost *et al.* [33] : faire progresser un ménisque de liquide sur une surface inclinée. L'étude d'un système à température ambiante requièrt un dispositif expérimental différent que nous présentons dans ce chapitre. Nous présentons aussi le système étudié, c'est-à-dire, le substrat solide, et la manière d'y imposer un désordre contrôlé, et les liquides choisis. Le dispositif d'imagerie sera aussi décrit.

2.1 Principe

Les expériences menées au cours de cette étude consistent à déplacer une ligne de contact rectiligne en moyenne sur un substrat plan désordonné.

La figure 2.1 permet d'identifier certains éléments. Une plaque de verre plane couverte d'un motif aléatoire est plongé dans un bain de liquide avec un angle de 10° par rapport à l'horizontal. On distingue sur la plaque de verre (1) la partie sur laquelle est déposé le motif aléatoire comme une zone carrée sombre. La ligne de contact est déformée de part et d'autre de cette zone moins mouillante que le verre nu. Cette plaque de verre est tenue par un porte-échantillon en téflon (2). Une platine de translation motorisée (M.405 DG, Physik Instrumente) permet de déplacer le substrat par rapport au bain de liquide à vitesse constante. Nous avons pu imposer des vitesses moyennes de déplacement de la ligne de contact (appelées par la suite vitesses de dérive v) comprises entre 0,2 et 20 μm/s. Afin de protéger l'expérience de la déposition de poussières, le substrat et le bain de liquide sont enfermés dans une boîte de protection transparente. Cette boîte

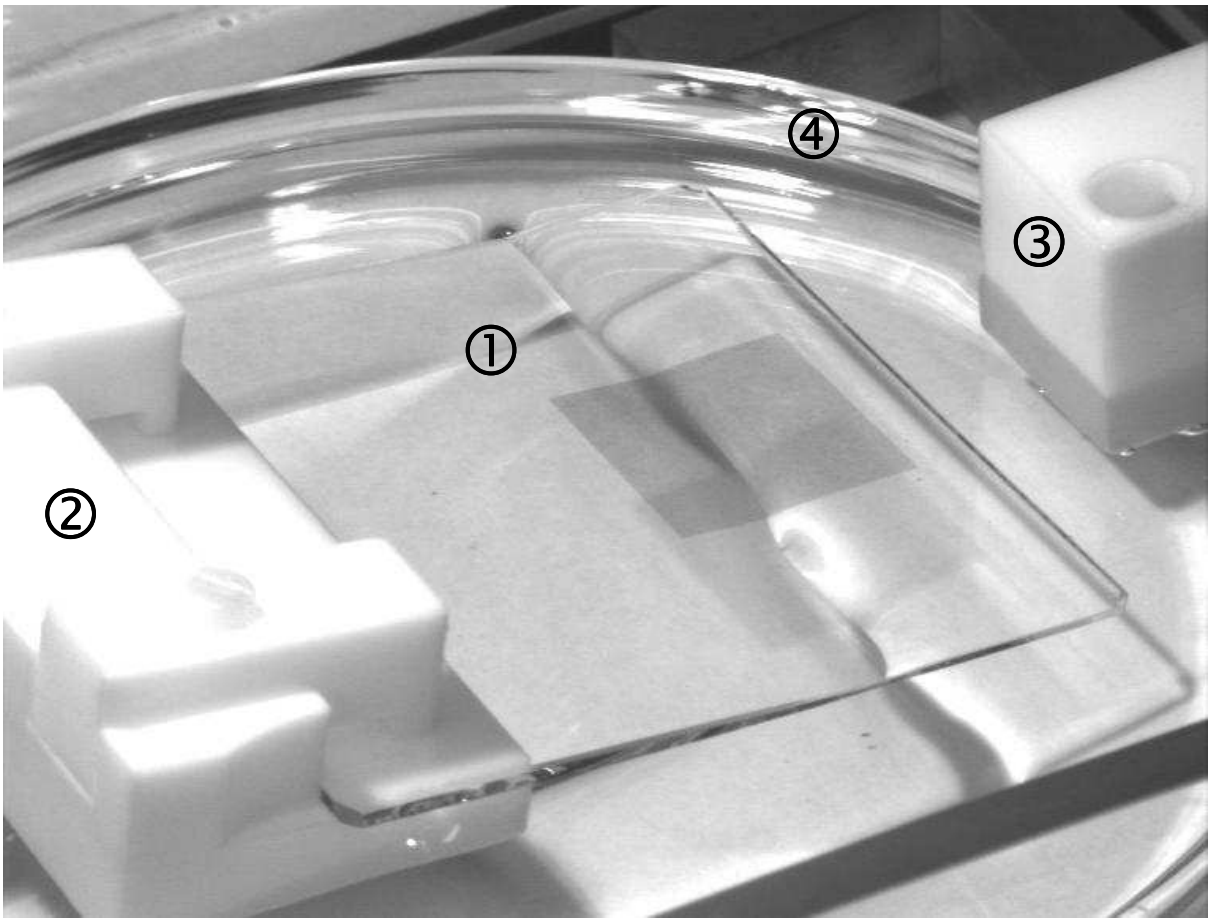


Fig. 2.1: Détail photographié de l'expérience
1. échantillon : plaque de verre couverte de défauts de chrome
2. porte-échantillon en téflon
3. dispositif de vidange et d'alimentation
4. boîte de Petri contenant le bain de liquide

permet en outre de limiter l'évaporation de liquide, et d'obtenir une atmosphère saturée de la vapeur correspondante. Elle empêche de plus que l'humidité de l'air ambiant change la composition d'un système aussi hygroscopique qu'une solution aqueuse concentrée en glycérol. La pièce en téflon (3) est reliée à un dispositif d'alimentation à l'extérieur de la boîte et à une trompe à eau. Elle permet de remplir et de vider la boîte de Petri (4) qui contient le liquide sans avoir à ouvrir la boîte de protection. L'observation de la ligne de contact est faite directement avec un microscope à grande frontale.

2.2 Montages

Il existe deux manières de faire progresser une ligne de contact : soit en déplaçant l'échantillon, soit en changeant le niveau de liquide. Deux montages différents utilisant l'une ou l'autre solution sont décrits dans cette section.

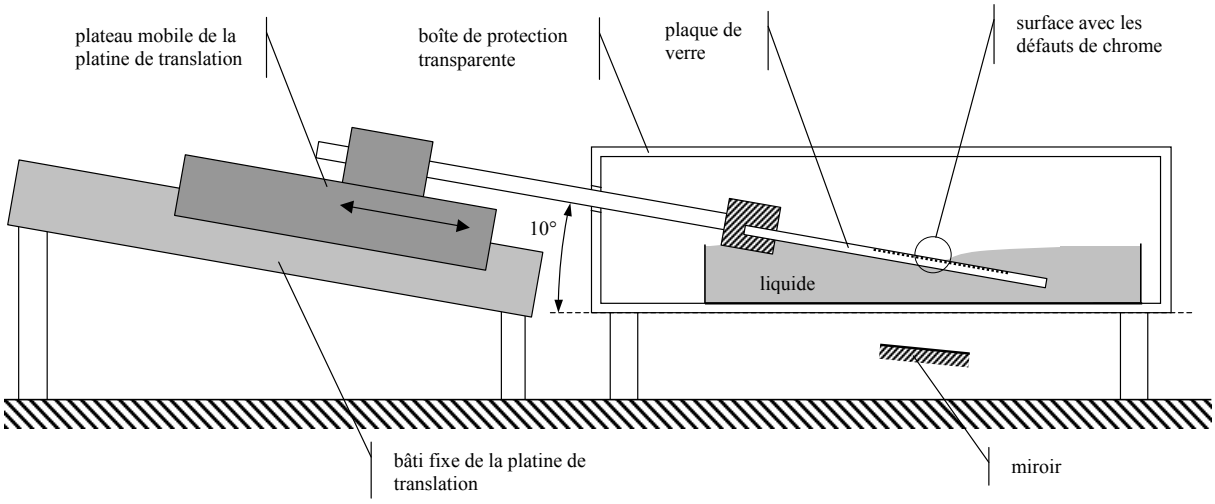


Fig. 2.2: Schéma du montage avec substrat mobile

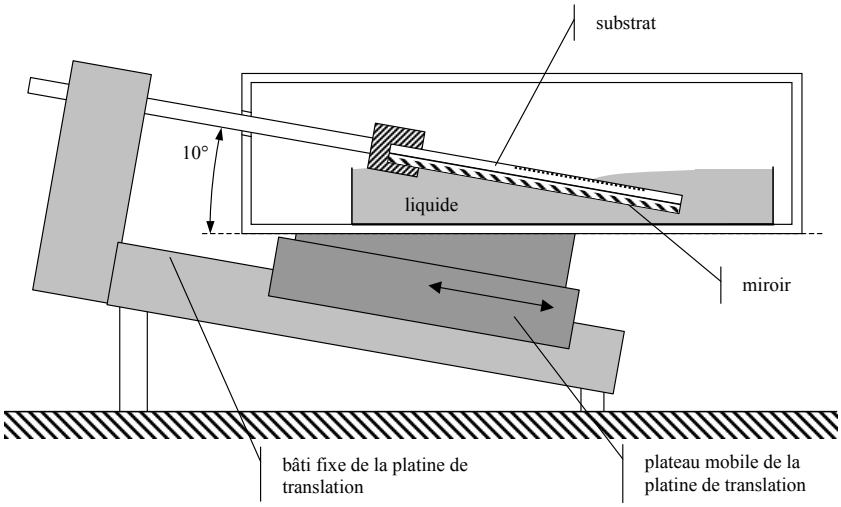


Fig. 2.3: Schéma du montage avec substrat fixe

2.2.1 Montage avec substrat mobile

La figure 2.2 présente un schéma du montage expérimental avec un substrat mobile. Le bain de liquide et la boite de protection sont immobiles dans le référentiel du laboratoire. Le substrat est tenu par un porte-échantillon fixé au plateau mobile de la platine de translation. Dans ce montage, la position de la ligne de contact vue par la caméra (fixe dans le référentiel du laboratoire) est presque fixe. Le mouvement résiduel est dû au déplacement de liquide lors de l'enfoncement de l'échantillon dans le bain. Ainsi, on peut suivre la ligne de contact qui parcourt une grande distance par rapport au substrat sans avoir à déplacer le microscope. Ce montage est utilisé pour obtenir un grand nombre de configurations de la ligne de contact afin de permettre une étude statistique.

2.2.2 Montage avec substrat fixe

La figure 2.3 présente le schéma du montage expérimental avec un substrat fixe. Le bain de liquide et la boîte de protection sont posés sur le plateau mobile de la platine de translation. Le substrat est porté par une tige lié au bâti fixe de la platine de translation. Dans ce montage, le substrat est fixe dans le référentiel de la caméra. La ligne de contact observée se déplace dans le champ de l'image à la vitesse imposée à la platine de translation. Ce type de montage est utilisé pour des manipulations de courte durée.

2.3 Substrat désordonné

Le substrat utilisé au cours de ces expériences est une plaque de verre recouverte de motifs carrés de chrome déposés aléatoirement. Les défauts de chrome mesurent $10\,\mu$m de côté. Ils sont déposés de manière aléatoire en autorisant leur recouvrement. Le nombre de défaut est tel que, en absence de recouvrement, le taux de couverture par le chrome doit être de 25% (ici 10^6 défauts sur une surface de $20 \times 20\,\mathrm{mm}^2$). Le recouvrement des défauts conduit plutôt à un taux de couverture d'environ 23%. Le désordre contrôlé ainsi obtenu a une distance de corrélation ξ de $10\,\mu$m. Le motif utilisé est identique à celui utilisé dans

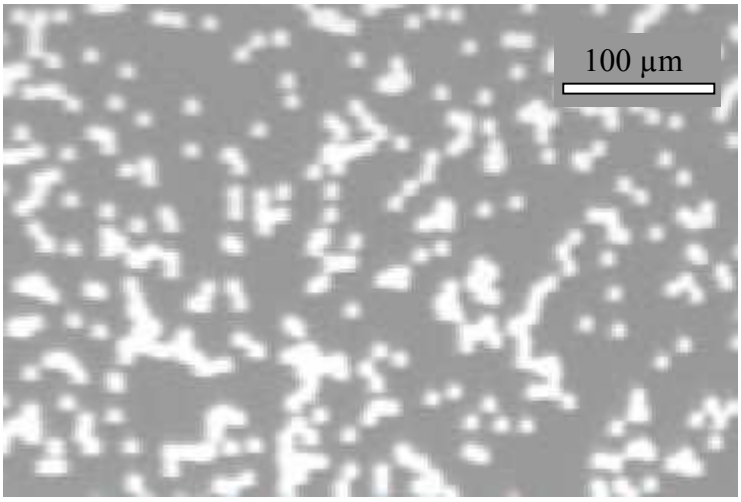


Fig. 2.4: Photographie du substrat désordonné. Les défauts de chrome apparaissent en clair.

les précedentes expériences avec l'hélium liquide [34, 45]. Sur la photographie présentée dans la figure 2.4, les défauts de chrome apparaissent en clair. On peut noter la présence de défauts solitaires ainsi que d'agrégats.

2.3.1 Fabrication du substrat

Le motif aléatoire est généré par un programme écrit en langage Postscript. Le motif est ensuite tracé sur un film photographique [46]. Le motif à l'échelle désirée est ensuite obtenu par réduction optique [47] sur un premier masque de photolithographie.

Le substrat lui-même est obtenu par photolithographie. On part d'un masque de photolithographie vierge commercial. Ce masque se présente sous la forme d'une plaque de verre carré de 60 mm de côté dont une face est recouverte d'une couche uniforme de chrome de 1000 Å d'épaisseur. La face chromée vierge est recouverte de résine photosensible. La résine est ensuite insolée par des ultraviolets au travers du premier masque qui comporte le motif désiré. Après avoir retiré la résine exposée à la lumière, le chrome qui n'est plus protégé par la résine est attaqué chimiquement. On obtient alors un substrat recouvert d'un motif qui est la copie du motif présent sur le premier masque. Ces dernières opérations ont été effectuées par la société Micronic [48].

La figure 2.5 montre un schéma du substrat utilisé pour nos expériences (appelé par

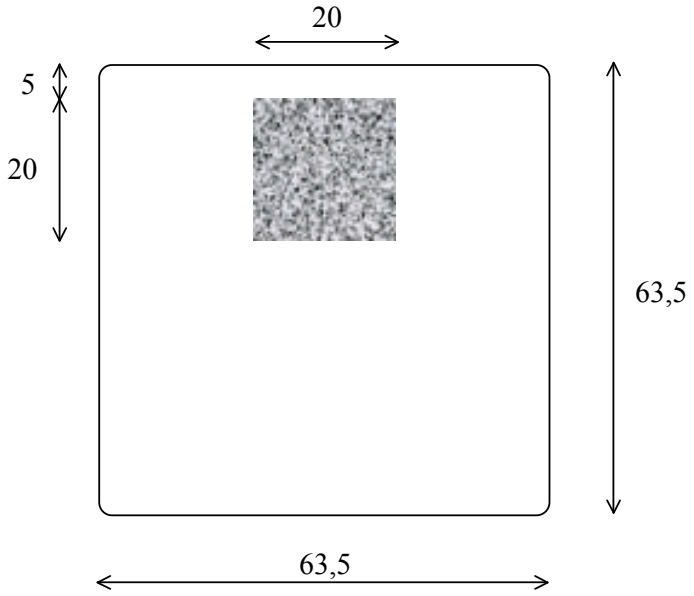


Fig. 2.5: Schéma du substrat MC1

Fig. 2.6: Déformation de la ligne de contact induite par les bords de la partie gravée. La partie gravée (bande sombre centrale) est large de 20 mm.

la suite MC1). La partie gravée est située au milieu de la plaque de verre afin de limiter l'influence des bords de la plaque sur la ligne de contact. Cependant, le passage du verre nu à la partie gravée induit aussi une déformation de la ligne de contact (voir figure 2.6). Seule la partie médiane de la zone gravée est utilisable. Les effets de bords sont discutés dans la section 3.2.1.

2.3.2 Nettoyage du substrat

Les solvants utilisées ainsi que la procédure suivie lors du nettoyage du substrat peuvent faire varier l'angle de contact. Afin d'obtenir des propriétés de surface reproductibles, une même procédure de nettoyage est appliquée avant le montage des manipulations.

- Le substrat est frotté avec un chiffon doux imbibé d'acétone Rectapur ;
- Le substrat est rincé à l'eau permutée ;
- Le substrat est ensuite frotté avec un chiffon doux imbibé d'eau permutée ;
- Le substrat est de nouveau rincé à l'eau ;
- Pour finir, le substrat est séché avec de l'azote propre et placé quelques minutes dans une étuve à une température d'environ 80°C.

Afin d'éviter les poussières, toute cette procédure de nettoyage est effectuée en salle blanche, ainsi que l'assemblage des éléments du dispositif expérimental à l'intérieur de la boîte de protection.

Nous avons aussi eu l'occasion d'utiliser un nettoyeur à plasma. La surface du substrat devient complètement mouillante de manière temporaire. Exposé quelques jours à l'air humide, à l'intérieur de la boîte de protection, le substrat retrouve ses propriétés usuelles. Notons que nous ne connaissons pas exactement la nature chimique du verre de notre substrat. Celui-ci est sensiblement moins mouillant que du verre ordinaire (du type lames de microscope commerciales).

2.4 Liquides utilisés

Les liquides utilisés au cours des expériences sur substrat désordonné, sont l'eau et une solution aqueuse de glycérol à 70% en masse. L'utilisation d'une solution de glycérol permet de faire varier la viscosité du liquide sans faire varier de manière notable la tension de surface. Cette tension reste environ $\gamma = 70.10^{-3}$ N/m. Le tableau 2.1 répertorie la

Tab. 2.1: Récapitulatif des viscosités et des angles de contact pour les liquides utilisés dans les expériences sur substrat désordonné. La répétabilité des mesures d'angle est de 2°.

		eau	eau/glyc.
viscosité (Pa.s)		10^{-3}	20.10^{-3}
angle de contact sur le verre	avancée	58°	53°
	recul	32°	27°
angle de contact sur le substrat désordonné	avancée	69°	60°
	recul	40°	36°

viscosité des liquides utilisés ainsi que les angles de contact mesurés sur les parties de verre nu et sur de substrat désordonné sur l'échantillon MC1. Les angles de contact sont mesurés sur des images de gouttes vues sous incidence rasante (voir annexe A). La mesure de l'angle de contact sur le chrome n'est pas possible sur l'échantillon MC1 qui ne présente pas de zone chromée suffisamment grande. Des mesures faites sur d'autres échantillons donnent des valeurs pour l'angle de contact à l'avancée entre 70° et 80°, et entre 40° et 50° pour chaque liquide.

2.5 Imagerie

La ligne de contact est observée avec un microscope à grande frontale (12X Zoom Navitar). Ce microscope est muni d'un éclairage coaxial. Pour éviter de chauffer localement le liquide, ce qui déformerait la ligne de contact, un filtre thermique (verre SChott KG1 recouvert d'un traitement interferométrique) est placé sur le trajet de la lumière. L'image est recueillie par une caméra CCD progressive. L'image numérisée sur 8 bits est traitée par ordinateur pour le relevé de la ligne de contact. Différentes méthodes de relevé de ligne sont présentées dans l'annexe B.

Pour favoriser le contraste entre l'image du ménisque et celle du substrat sec, un miroir est placé sous la boîte (figure 2.2) ou directement sous le substrat (figure 2.3). La figure 2.7 montre le type d'image obtenue avec différentes orientations du miroir. L'image **a.** est obtenue en absence de miroir. Seuls les défauts de chrome réfléchissent la lumière et apparaissent en brillant sur la partie sèche du substrat. Le verre, peu réfléchissant, apparaît en sombre. L'image **b.** est obtenue avec une orientation du miroir donnant une intensité de lumière renvoyée maximale. La lumière transmise au travers de la plaque de

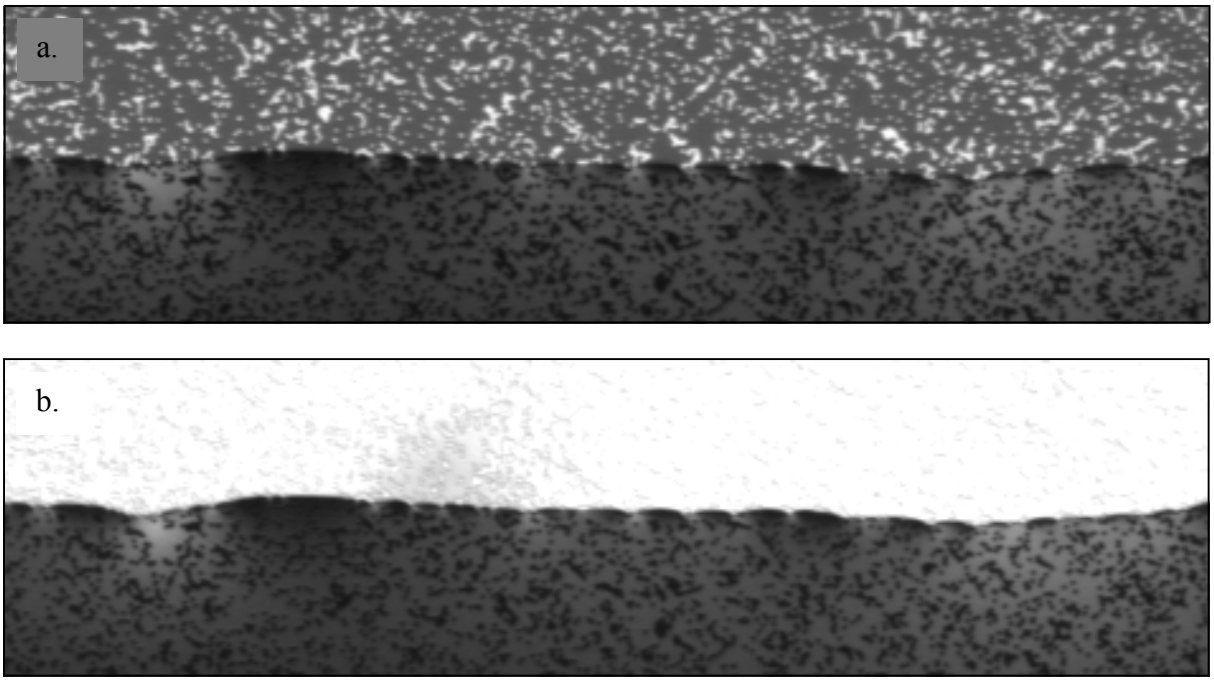


Fig. 2.7: Types d'image obtenues avec différentes orientations du miroir. **a.** sans miroir. **b.** avec miroir, maximum d'intensité lumineuse renvoyée

verre est réfléchie par le miroir et renvoyée directement vers le microscope. Ainsi, le verre et le chrome de la partie sèche apparaissent en clair. La lumière réfractée par le ménisque ne revient pas vers le microscope. L'image du ménisque reste donc inchangée. Avec un tel contraste, un relevé de la ligne par seuillage devient très aisé (voir B.1). Cette opération est suffisamment rapide pour pouvoir relever la ligne en temps réel, soit 25 lignes relevées par seconde. Afin d'obtenir, d'une part, des informations pour les grandes échelles et, d'autre part, des détails de petite taille, des grossissements de $\times 1{,}5$ et $\times 4$ sont utilisés. Des résolutions de $6\,\mu$m et $2\,\mu$m respectivement sont obtenues. On palie ainsi le nombre relativement restreint de pixels dans le champ de la caméra CCD (768×580).

Pour l'étude des sauts rapides de la ligne de contact, une camera CCD rapide (Camrecord Photonetics) est utilisée à une fréquence d'acquisition de 500 images par seconde. Ici, la fréquence d'acquisition est trop grande et le rapport signal/bruit trop faible pour rendre possible un traitement numérique en temps réel. Les images sont enregistrées et on leur applique un relevé utilisant un ajustement par tangente hyperbolique (voir B.2). La résolution est alors de $1{,}3\,\mu$m.

Dans le cas du montage avec substrat fixe, pour lequel le miroir est placé directement-sous le substrat, l'image floue du reflet du ménisque se superpose à l'image réelle de la ligne de contact. C'est ce qui est à l'origine de l'évolution lente du niveau de gris en avant de la ligne sur la figure B.3.

Chapitre 3

Rugosité de la ligne de contact

3.1 Description de la ligne de contact 36
3.2 Mesure de la rugosité 36
3.2.1 Conditions expérimentales et tri des lignes 36
3.2.2 Calcul de $W(L)$ 37
3.2.3 Observations 38
3.3 Distribution des épaisseurs de ligne 40
3.3.1 Aspect universel de la distribution des épaisseurs de ligne . . . 40
3.3.2 Détermination expérimentale de $\Phi(Z)$ 41
3.3.3 Comparaison au modèle Gaussien 41
3.3.4 Effets de taille finie, longueur de coupure minimale 44
3.4 Discussion 45

À partir des images relevées au cours de nos expériences, nous avons calculé la rugosité moyenne $W(L)$ de la ligne de contact. Les expériences ont été menées avec plusieurs viscosités et plusieurs vitesses de dérive. Les rugosités obtenues sont identiques. $W(L)$ étant une grandeur moyenne, nous montrerons dans ce chapitre qu'il est possible de tirer des informations supplémentaires de la distribution des épaisseurs des lignes. Nous verrons que cette distribution est indépendante de l'échelle L, pour L supérieure à une certaine longueur de coupure. Au-delà de cette longueur, nous trouvons un exposant de rugosité $\zeta = 0{,}52 \pm 0,04$ qui est en désaccord avec les théories.

3.1 Description de la ligne de contact

Les figures 3.1 et 3.2 présentent la ligne de contact vue sous différents grossissements. On voit nettement la différence de mouillabilité entre le verre et le chrome. La ligne est déformée vers le ménisque au niveau des défauts, moins mouillants, de chrome.

Comme nous l'avons signalé dans la section 1.2.2, on s'attend à ce que la forme rugueuse de la ligne de contact suive des lois statistiques. Pour caractériser la rugosité, nous mesurons la fonction de corrélation W définie par :

$$W(L) = \left\langle\left\langle(\eta(L+x_0)-\eta(x_0))^2\right\rangle\right\rangle^{1/2}. \tag{3.1}$$

x_0 est l'abscisse d'un point courant sur la ligne. Les doubles crochets indiquent une moyenne sur la longueur de chaque ligne et sur l'ensemble des configurations.

3.2 Mesure de la rugosité

3.2.1 Conditions expérimentales et tri des lignes

Typiquement, au cours d'une expérience avec un grossissement $\times 1{,}5$, la ligne de contact est suivie sur un déplacement de 15 mm. Le champ étant large de 4,7 mm, la surface balayée par la ligne est de l'ordre de 70 mm^2. On procède à un tri des lignes relevées de manière

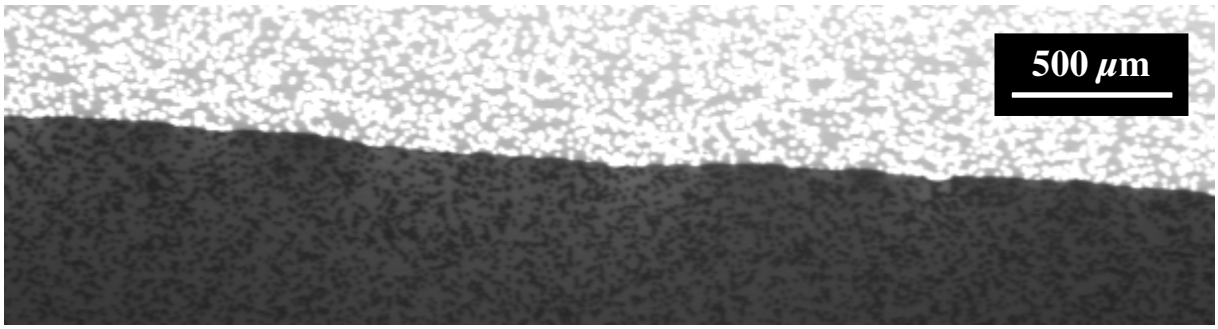


Fig. 3.1: Photographie de la ligne de contact avec un grossissement $\times 1{,}5$

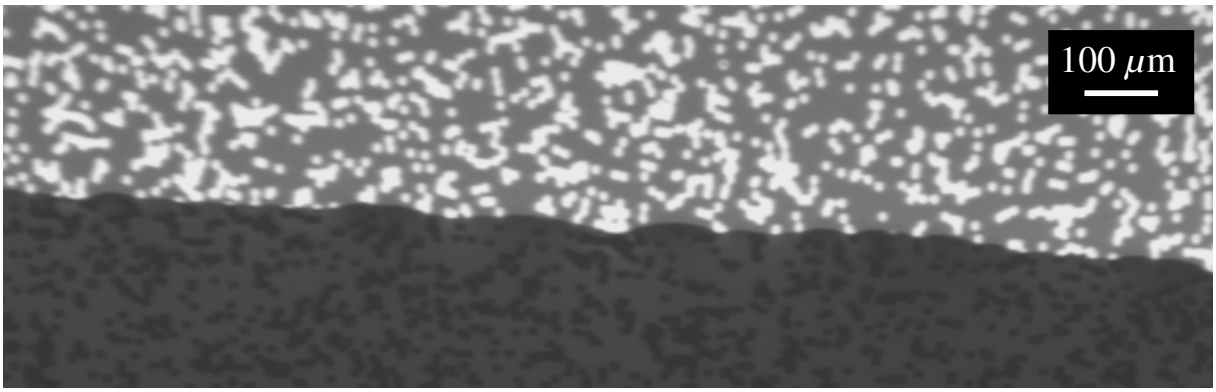


Fig. 3.2: Photographie de la ligne de contact avec un grossissement $\times 4$

à ne retenir que des lignes piégées. Expérimentalement, une ligne est considérée comme piégée si elle ne diffère pas de plus de 5 pixels consécutifs de la ligne relevée sur l'image précédente. De plus, on ne retient deux configurations successives de la ligne que si elles sont suffisamment différentes (en pratique, si leur distance moyenne est supérieure à la taille du pixel). Ainsi, la mesure de la rugosité se fait sur sur un nombre N de configurations de la ligne de contact de l'ordre de 1000. La distance moyenne entre deux configurations successives est de l'ordre de $10\,\mu m$. Dans ces conditions, deux configurations successives peuvent présenter des segments de ligne communs. L'intérêt principal de ce tri est de rendre plus court le temps de calcul de la rugosité de la ligne. Nous avons vérifié que le résultat obtenu est très peu dépendant du type de tri effectué. De même, le calcul de la rugosité sur l'ensemble des lignes conduit à un résultat semblable à celui effectué après un tri. Pour des expériences avec $v > 5\,\mu$m/s, la détection de lignes piégées devenant impossible avec une fréquence d'acquisition de 25 images par seconde, $W(L)$ est calculé sur l'ensemble des lignes.

Un désalignement de la caméra avec la direction moyenne de la ligne de contact se traduit par une pente moyenne non nulle sur la ligne relevée. Cette pente moyenne est calculée sur l'ensemble des configurations retenues puis retranchée pour corriger le biais expérimental. Une autre difficulté (non corrigeable) est liée à la dimension finie du motif. Les effets de bords introduisent une courbure de la ligne de contact au voisinage des bords de la partie gravée (voir figure 2.6). Nous limitons donc l'étude de la ligne de contact à la région centrale du motif désordonné. La courbure moyenne de la portion de ligne observée au cours d'une expérience est représentée sur la figure 3.3, elle fluctue de part et d'autre de 0. Pour une portion de la ligne de l'ordre de 5 mm dans la partie centrale du motif désordonné, les effets de bords sont donc négligeables.

3.2.2 Calcul de $W(L)$

À partir des lignes triées et corrigées, on peut mesurer W de la manière suivante. Pour chaque valeur de $L = np$, p étant la taille d'un pixel et n un nombre entier, on mesure la valeur $(\eta(L+x_0)-\eta(x_0))^2$ pour toutes les valeurs accessibles de x_0. L'opération est répétée pour toute les lignes. La moyenne de l'ensemble des valeurs obtenues donne $W^2(L)$. Une fonction de corrélation typique est représentée sur la figure 3.4. Le nombre de portions de longueur L qu'on peut tirer d'une ligne de longueur totale (limitée par le champ de la caméra $L_{champ} = n_{champ}p$, n_{champ} est le nombre de pixels sur une ligne de la

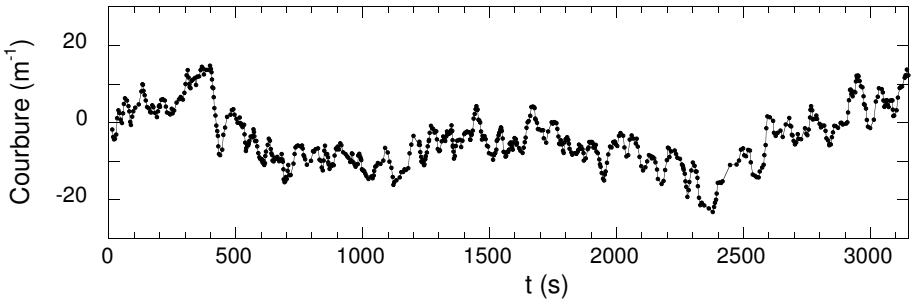


Fig. 3.3: Exemple d'évolution de la courbure moyenne de la ligne de contact au cours d'une expérience. Ici, la courbure moyenne est calculée sur une portion de ligne de 4,6 mm.

camera) est $n_{champ} - n$. Il est plus significatif de compter le nombre de portions de ligne indépendantes, c'est-à-dire sans point en commun. Ce nombre est L_{champ}/L. La quantité de données sur laquelle est effectuée la moyenne diminue donc avec la longueur. Par la suite, on ne représentera plus que les points correspondant à $n \lesssim 250$ pixels. Au-delà, les mesures ne sont plus reproductibles à cause du trop petit nombre d'échantillons.

3.2.3 Observations

La mesure de la rugosité a été menée avec deux liquides de viscosités différentes ($\mu = 10^{-3}$ ou 20.10^{-3} Pa.s), et pour des vitesses moyennes de la ligne de contact comprises entre 0,2 et 20 μm/s (voir détails dans le chapitre 2). La figure 3.5 récapitule les rugosités mesurées pour différentes conditions. La dispersion des courbes représentées est comparable à celle obtenue pour des expériences dans des conditions identiques (voir figure 3.4), et n'est pas représentative d'une évolution systématique de W avec v ou μ. Plusieurs grossissements ont été utilisés. On voit que pour le grossissement le plus faible ($\times$1,5), la pixelisation de la ligne conduit à une surestimation des valeurs de $W(L)$ pour les petites échelles. Cet effet devient négligeable pour $L > 25\,\mu$m. Il apparaît deux échelles de coupure pour $W(L)$. Aux petites échelles, il apparaît une inflexion de $W(L)$ pour $L < 25\,\mu$m, cette coupure, visible pour les courbes obtenues avec le plus fort grossissement ($\circ$), est liée à la taille du désordre ξ. Aux grandes échelles, au-delà de la longueur capillaire L_c, la gravité impose à la ligne une forme en moyenne rectiligne. On s'attend alors à une saturation de W. Les grossissements utilisés, et la limitation due au manque de statistique décrite précédemment, ne donnent pas accès à $L > L_c/2$. Cette saturation n'a donc pas été mesurée.

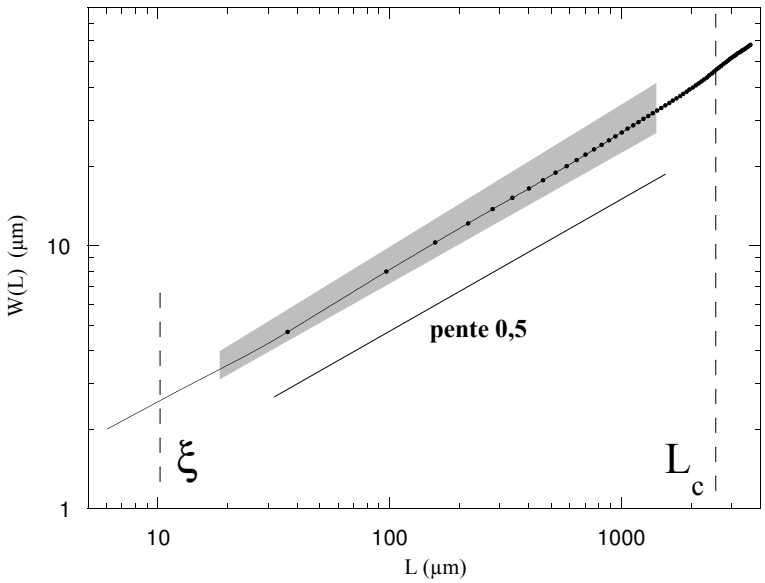
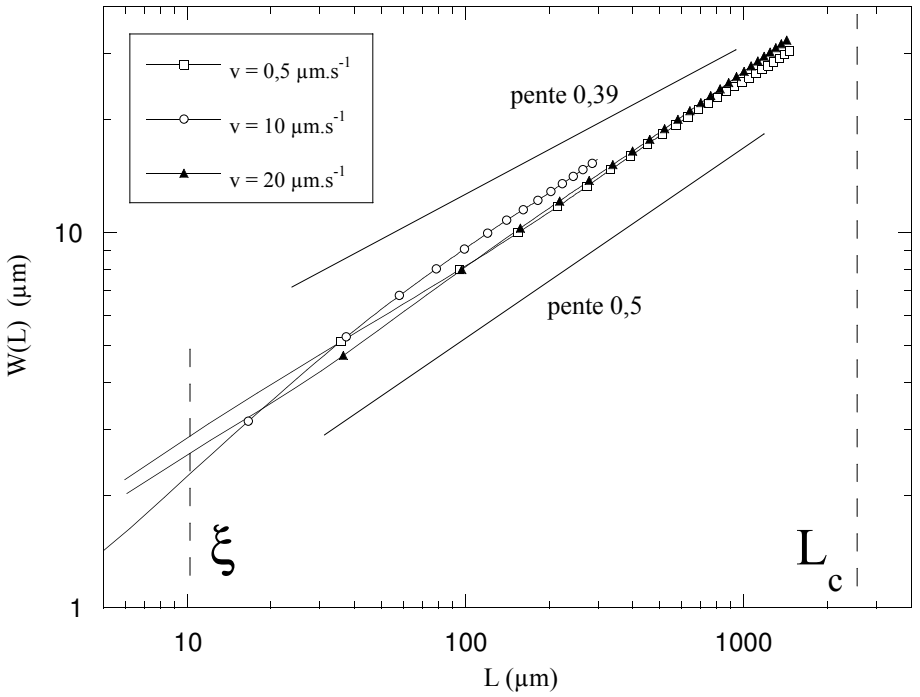


Fig. 3.4: Fonction de corrélation typique. Cette courbe a été obtenue lors d'une expérience avec de l'eau et $v = 20\,\mu$m/s. Les deux verticales pointillées représentent la taille caractéristique du désordre ξ et la longueur capillaire L_c. La région grisée indique la dispersion typique des résultats obtenus dans des conditions identiques. Sur cette courbe, un symbole est placé tous les cinq points.



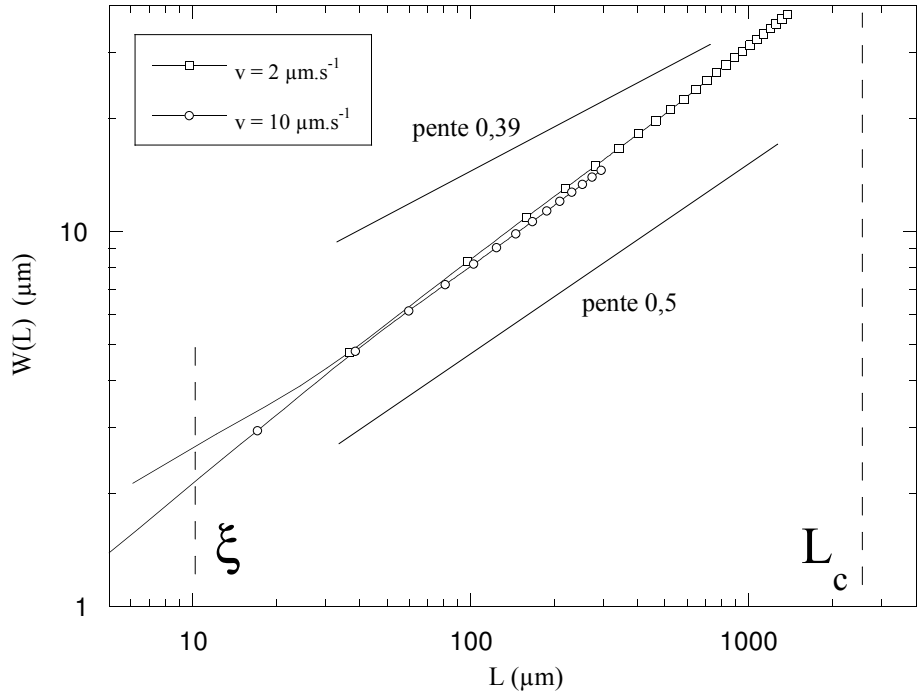


Fig. 3.5: Rugosité W en fonction de la longueur L de la ligne pour différentes vitesses de dérive. Le graphe du haut correspond aux données obtenues avec de l'eau, celui du bas à celles obtenues avec un mélange eau/glycérol. Dans ces deux graphiques, les données représentées par ∘ ont été obtenues avec un grossissement plus fort (résolution 2,1 μm) que les autres (résolution 6,1 μm). Sur ces graphiques, un symbole est placé tous les 5 points.

Dans la gamme de paramètres étudiée, $W(L)$ ne dépend ni de la vitesse moyenne de la ligne, ni de la viscosité du liquide. $W(L)$ varie comme une loi de puissance. L'ajustement de $W(L)$ par une loi de puissance pour $2\xi < L < L_c/2$ conduit à un exposant de rugosité ζ compris entre 0,48 et 0,55. Ces valeurs sont incompatibles avec l'exposant 0,39 prévu théoriquement [30].

3.3 Distribution des épaisseurs de ligne

Nous avons signalé, dans la section 1.2.2, qu'une méthode équivalente pour quantifier la rugosité d'une ligne est son épaisseur moyenne $\overline{w}$. w est l'écart quadratique moyen de la ligne à sa position moyenne. En considérant un échantillon de ligne de taille L, w est calculé comme :

$$w^2 = \langle (\eta(x) - \overline{\eta})^2 \rangle \tag{3.2}$$

où $\overline{\eta}$ est la valeur moyenne de η calculée sur l'échantillon et les crochets signifient une moyenne pour x parcourant la longueur de l'échantillon. Au même titre que W, la valeur moyenne $\overline{w^2}$ suit une loi de puissance, $\overline{w^2} \propto L^{2\zeta}$.

3.3.1 Aspect universel de la distribution des épaisseurs de ligne

La valeur de $\overline{w^2}$ est une grandeur moyenne calculée sur plusieurs portions de ligne de taille L. La valeur w fluctue d'un échantillon à l'autre. On peut tirer des informations supplémentaires de la manière dont se distribuent les valeurs de w. Cette distribution a été étudiée pour quelques modèles de croissance stochastique en absence de désordre (Edwards-Wilkinson, Kardar-Parisi-Zhang ...)[49, 50]. Il a été montré que cette distribution $P(w^2)$ est indépendante des détails microscopiques et peut être normée indépendamment de l'échelle L comme :

$$P(w^2) = (1/\overline{w^2})\Phi(w^2/\overline{w^2}). \tag{3.3}$$

La fonction $\Phi(Z)$ (où $Z \equiv w^2/\overline{w^2}$) est universelle et ne dépend pas de l'échelle L, contrairement à la valeur de $\overline{w^2}$. Dans le cas des modèles d'Edwards-Wilkinson, et de Kardar-Parisi-Zhang à une dimension, la distribution $\Phi(Z)$ est celle obtenue dans le cadre d'une approximation Gaussienne généralisée $\Phi_{\text{gauss}}(Z)$. On parle de approximation Gaussienne si les fluctuations de l'interface ne sont décrites que par des termes quadratiques (voir [51]). Si $G_{xx'} = \overline{\eta(x)\eta(x')}$ est la fonction de corrélation à deux points, la probabilité d'obtenir l'interface $[\eta]$ est de la forme :

$$P_{\text{gauss}}[\eta] \propto \exp\left[-\frac{1}{2}\int_0^\infty \int_0^\infty dx\, dx'\, \eta(x) G^{-1}_{xx'} \eta(x')\right]. \tag{3.4}$$

Le point important est que, dans le cadre d'une approximation gaussienne, $\Phi_{\text{gauss}}(Z)$ ne dépend que de la valeur de l'exposant de rugosité ζ. $\Phi(Z)$ dépend aussi de la dimension du système et du type de conditions aux limites, mais nous ne nous référerons qu'à des

$\Phi_{\text{gauss}}(Z)$ calculés pour des systèmes à (1+1) dimensions et aux conditions aux limites libres. Les distributions $\Phi_{\text{gauss}}(Z)$ peuvent être calculées numériquement par un algorithme de type Monte-Carlo [52, 53], ou à partir du calcul analytique décrit en annexe C.

Le même type d'étude a été mené théoriquement et numériquement pour des modèles d'interfaces en présence de désordre [51]. On s'attend, *a priori*, à ce que la présence du désordre et d'une force extérieure rende le système non Gaussien, pourtant les fonctions $\Phi(Z)$ sont aussi très bien décrites, à 0,5 % près, par une approximation Gaussienne. Ce faible écart au modèle gaussien peut être calculé par la méthode du groupe de renormalisation [54].

3.3.2 Détermination expérimentale de $\Phi(Z)$

Les données prises en compte par la suite sont les mêmes que celles utilisées pour le calcul de $W(L)$. Les lignes subissent les procédures de tri et de correction de pente décrites en 3.2.1. Pour chaque configuration d'indice j ($j = 0 \ldots N$), w^2 est calculée pour toutes les valeurs accessibles de x_i ($i = 0 \ldots (n_{champ} - n)$) comme :

$$w_{i,j}^2 = \frac{1}{n} \sum_{k=i}^{i+n-1} (\eta(x_k, j) - \overline{\eta})^2. \tag{3.5}$$

La valeur moyenne $\overline{\eta}$ de η est recalculée pour chaque échantillon i, j. Au total, on obtient un ensemble de $(n_{champ} - n)N$ valeurs de $w_{i,j}^2$. La valeur moyenne $\overline{w^2}$ est calculée sur cet ensemble. On construit l'histogramme des valeurs de $Z = w^2/\overline{w^2}$, puis, pour obtenir $\Phi(Z)$, on normalise la distribution obtenue de manière à ce que $\int_0^\infty \Phi(Z)dZ = 1$. La figure 3.6 donne un exemple des distributions $\Phi(Z)$ obtenues expérimentalement pour différentes valeurs de L. Nous avons aussi vérifié que les distributions obtenues avec différents grossissements sont compatibles.

Tous les échantillons utilisés ne sont pas indépendants et une grande partie de l'information tirée de ces mesures est redondante. On peut évaluer le nombre d'échantillons indépendants qui entrent dans la détermination de $\Phi(Z)$. Dans une manipulation avec un grossissement $\times 1{,}5$ le champ de l'image est de 4,7 mm et la ligne parcourt typiquement 15 mm. Comme on le voit sur la figure 3.5, l'amplitude de fluctuation maximale d'une ligne est d'environ 30 μm, le nombre de configurations indépendantes de la ligne est d'environ 500, ce qui correspond à une longueur totale de ligne étudiée de $L_{tot} = 2{,}5$ m. Pour une valeur de L donnée, le nombre d'échantillons indépendants est L_{tot}/L. Ainsi, pour $L = 300\,\mu$m, $\Phi(Z)$ est calculée sur $8{,}5.10^3$ échantillons indépendants.

3.3.3 Comparaison au modèle Gaussien

La courbe 3.6 met en évidence l'indépendance de la distribution $\Phi(Z)$ avec l'échelle du système pour L compris entre 200 et 2000 μm. Comme l'ont fait Rosso *et al.* pour des lignes numériques [51], nous comparons nos mesures avec la distribution attendue dans un système Gaussien. Les figures 3.7 et 3.8 montrent que la distribution $\Phi(Z)$ mesurée peut être très bien approchée par une distribution Gaussienne avec un exposant de rugosité ζ compris entre 0,48 et 0,55. Ces valeurs sont celles que nous avons mesurées indépendamment à partir de $W(L)$. La figure 3.7 pointe le désaccord entre nos mesures et

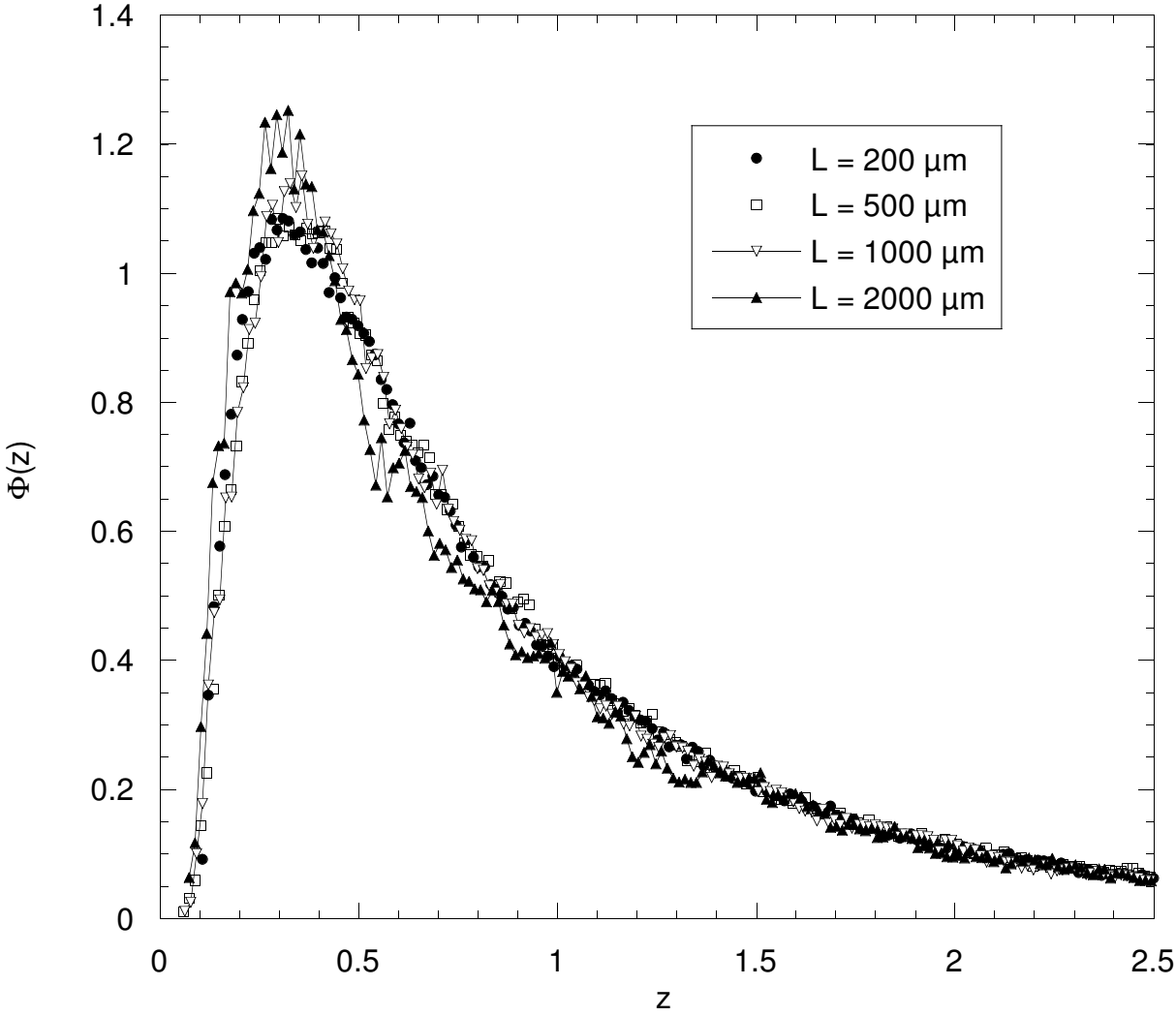


Fig. 3.6: Fonction $\Phi(Z)$ pour différentes échelles. Ces courbes sont issues d'une même expérience. Le liquide est le mélange eau-glycérol et $v = 1\,\mu$m. Le grossissement utilisé est $\times 1{,}5$. L'aspect de la courbe devient plus bruité aux grandes échelles à cause du trop petit nombre d'échantillons.

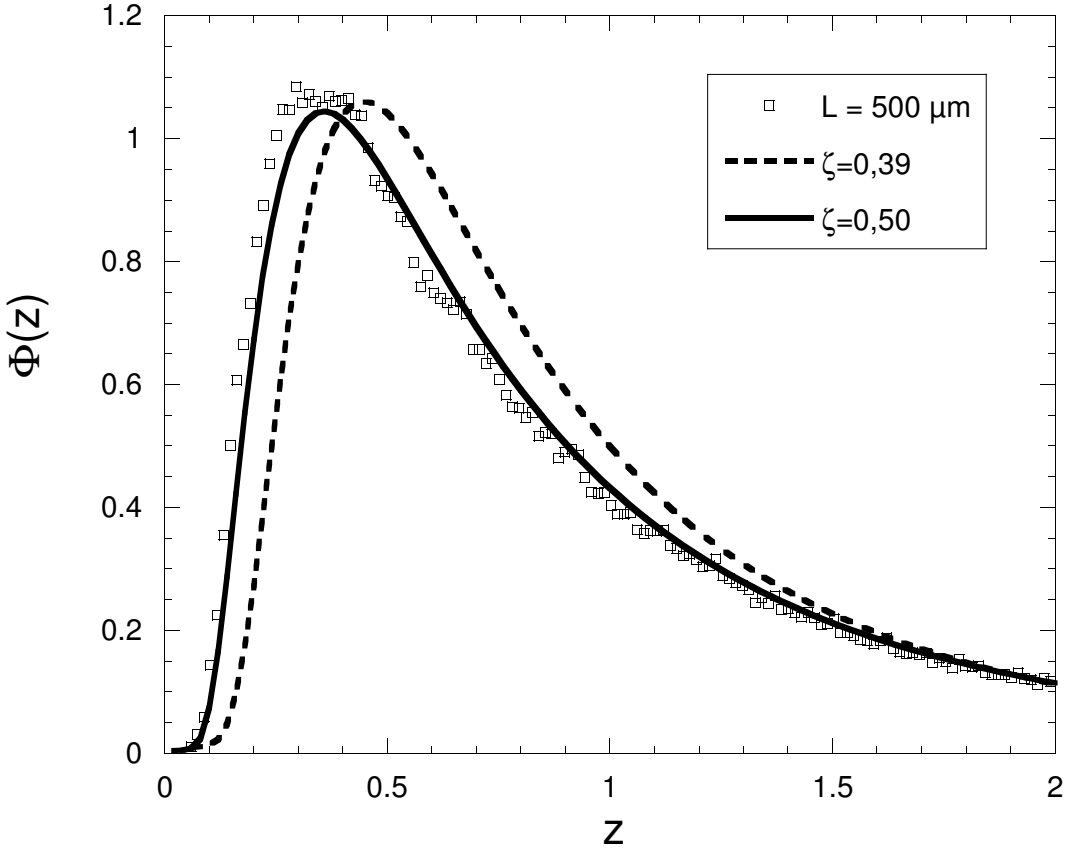


Fig. 3.7: Comparaison entre les points expérimentaux et les fonctions attendue pour $\zeta = 0{,}39$ et $\zeta = 0{,}50$ dans une approximation Gaussienne. Ces courbes confirment le désaccord entre nos mesures et les prédictions théoriques sur l'exposant ζ.

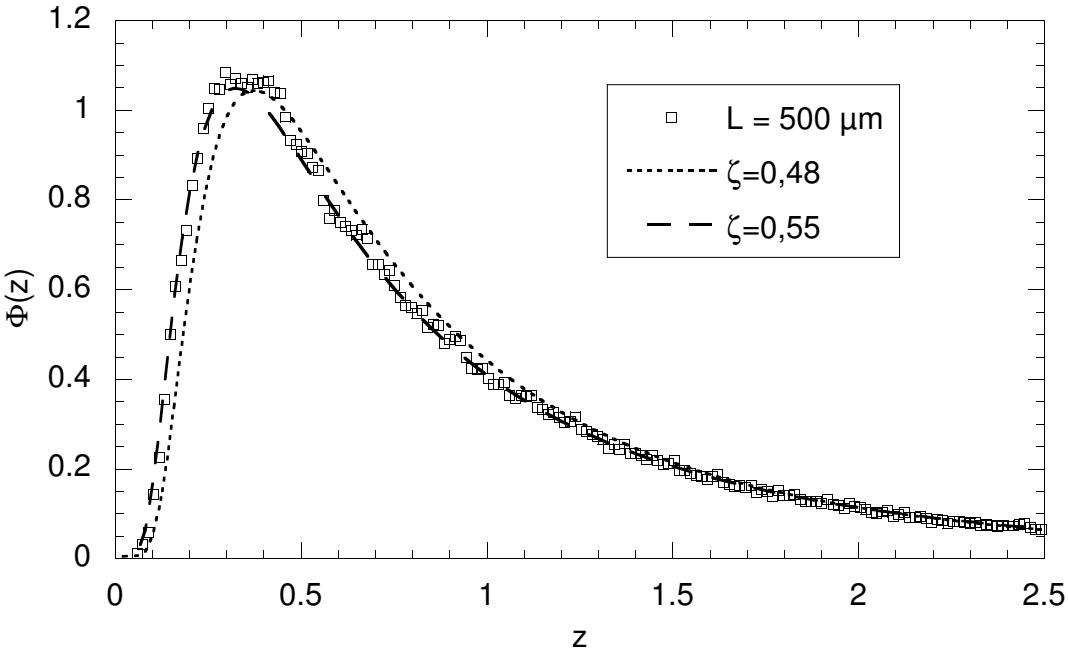


Fig. 3.8: Comparaison entre les points expérimentaux et les fonctions attendues pour $\zeta = 0{,}48$ et $\zeta = 0{,}55$ dans une approximation Gaussienne. Ces valeurs sont les valeurs extrêmes de ζ mesurées à partir de $W(L)$.

la prédiction théorique $\zeta = 0{,}39$ [30]. Ce type de détermination de l'exposant de rugosité est ici appliqué pour la première fois à des données expérimentales. Il présente un grand intérêt quand la gamme de longueurs L accessibles est restreinte : ζ peut être en principe déterminé à partir d'une seule échelle L ! La quantité d'échantillons pour ce type d'étude reste encore raisonnable. Par contre, une mesure de l'écart au modèle Gaussien n'est pas faisable avec la quantité de données expérimentales ; pour déterminer cet écart, Rosso *et al.* ont eu besoin de 2.10^5 échantillons numériques.

3.3.4 Effets de taille finie, longueur de coupure minimale

L'étude de la distribution $\Phi(Z)$ à des échelles inférieures à 200 μm réserve des surprises. La figure 3.9 montre les distributions obtenues pour quelques valeurs de L inférieures à 200 μm. Ces courbes s'écartent du comportement Gaussien quand L décroît. Le poids des échantillons de ligne «plats» (de faible valeur de Z) est amplifié. Ce changement de comportement, visible aux différents grossissements utilisés, n'est pas un artefact dû à la pixélisation de l'image. Nous l'interprétons comme un effet de taille finie liée à la manière dont nous avons imposé le désordre. Qualitativement, 200 μm peut être compris comme l'échelle à partir de laquelle la ligne rencontre suffisamment de défauts pour avoir une forme auto-affine. Le point étonnant est que ce changement de régime n'est pas perceptible sur la seule forme de $W(L)$ (voir figure 3.5). Ce type d'effet de taille finie a été aussi observé numériquement par A. Rosso en prenant des boîtes numériques de petite taille [53].

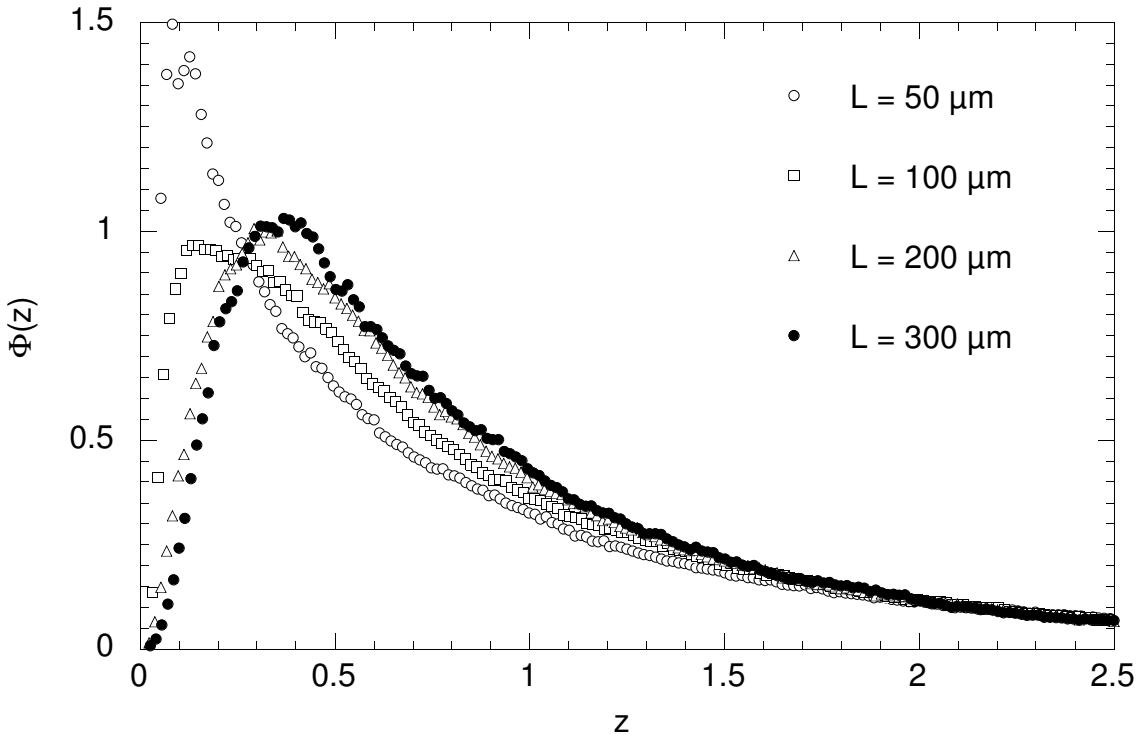


Fig. 3.9: Effet de taille finie sur les distributions d'épaisseur de ligne. $\Phi(Z)$ est représentée pour plusieurs valeurs de L. On constate l'augmentation du poids des petites valeurs de Z quand L diminue. Un grossissemnt $\times 4$ est utilisé, l'effet observé n'est pas dû à la pixelisation de l'image.

3.4 Discussion

Le fait que la rugosité $W(L)$ soit indépendante de la vitesse v et de la viscosité du liquide indique que la ligne est effectivement proche du seuil de dépiégeage. Dans nos expériences, le nombre capillaire, $Ca \equiv \mu v/\gamma$, est compris entre 3.10^{-9} et 6.10^{-6}. Dans cette gamme de Ca, la dissipation visqueuse est négligeable devant les effets capillaires tels que l'hystérésis de l'angle de contact. La dynamique doit donc être essentiellement dictée par le désordre du substrat.

Comme nous l'avons montré, l'étude sur la seule fonction de corrélation $W(L)$ peut être trompeuse. La longueur de coupure minimale n'est pas la taille caractéristique du désordre ξ, mais celle vue en section 3.3.4, soit dans notre cas $200\,\mu$m. La détermination de ζ sur l'intervalle 200 μm - $1300\,\mu$m $\simeq L_c/2$ donne des valeurs comprises entre 0,48 et 0,56. Ce choix d'un domaine plus restreint que $2\xi < L < L_c/2$ conduit à une réévaluation des incertitudes sur ζ par rapport à la valeur précédemment publiée [55]. Notre nouvelle estimation de l'exposant de rugosité est $\zeta = 0{,}52 \pm 0{,}04$.

Cet exposant est en contradiction avec les prédictions théoriques. Afin d'expliquer ce désaccord, plusieurs hypothèses faites dans le modèle phénoménologique présenté en section 1.5.2 méritent d'être vérifiées. La première hypothèse à tester est celle d'un mouvement suramorti de la ligne. Dans le cas du système hélium/césium (qui donne des résultats comparables aux nôtres), cette hypothèse est fausse [45]. On peut aussi mettre en doute l'utilisation d'un terme de dissipation d'origine visqueuse qui varie linéairement avec la vitesse. Dans la suite de cette thèse, nous nous attacherons à la vérification de ces différentes hypothèses.

Chapitre 4

Dynamique de la ligne de contact sur un substrat désordonné dense

4.1 Description qualitative de la dynamique de la ligne de contact 48
4.2 Étude en caméra rapide de la dynamique de la ligne de contact 50
4.2.1 Conditions expérimentales 50
4.2.2 Évolution quasistatique de la ligne de contact 51
4.2.3 Absence de termes retardés dans l'élasticité de la ligne 53
4.2.4 Discussion 53
4.3 Étude des avalanches 54
4.3.1 Définition expérimentale de l'avalanche 54
4.3.2 Importance de la fréquence d'acquisition ? 55
4.3.3 Rapport d'aspect des avalanches 57
4.3.4 Distribution en taille des avalanches 59
4.4 Conclusion 61

Le fait de trouver pour un liquide visqueux une valeur de ζ comparable à celle trouvée pour un superfluide est surprenant. Dans le cas de l'hélium superfluide, il a été montré que l'inertie du ménisque joue un rôle important dans la dynamique de la ligne de contact. Nous avons donc pu vérifier que, dans notre système, la dynamique de la ligne est bien quasistatique. Nous avons aussi procédé à une étude du mouvement de la ligne de contact en terme d'avalanches.

4.1 Description qualitative de la dynamique de la ligne de contact

Dans la gamme de vitesse utilisée (0,2-20 μm/s), la dynamique de la ligne de contact apparaît très discontinue. La figure 4.1 montre une portion de la ligne de contact à différents temps. La ligne apparaît inchangée pendant un temps observable (ici entre $t = -5000$ ms et $t = 0$ ms), on parle ici de configuration piégée de la ligne. À $t = 0$ ms, une portion de la ligne se décroche brusquement pour sauter rapidement vers une nouvelle configuration piégée (la ligne est inchangée entre $t = 500$ ms et $t = 1100$ ms). Ce sont ces sauts que nous appellerons des avalanches. À titre d'exemple, à $v = 0{,}2\,\mu$m/s, une ligne de 4,6 mm est piégée sur toute sa longueur pendant 72 % du temps.

Lors d'une expérience avec substrat fixe (voir 2.2.2), il est possible de détecter plusieurs configurations piégées de la ligne quand elle passe dans le champ d'observation. En répétant l'expérience, nous constatons que la ligne passe quasiment par les mêmes configurations. Le mouvement de la ligne est déterministe, ce qui vérifie que pour de tels défauts macroscopiques le bruit thermique est négligeable. En superposant ces configurations sur une photographie du substrat, on obtient les images présentées dans la figure 4.2. L'expérience est répétée pour plusieurs vitesses.

Une étude plus précise avec une caméra rapide nous apporte des informations supplémentaires. Sur la figure 4.3, les 800 lignes relevées au cours d'une séquence de 1,6 secondes à 500 images par seconde sont superposées à la dernière image de cette séquence. Le temps est représenté par la couleur de la ligne. L'échelle verticale a été dilatée d'un facteur 4. On met ainsi en évidence la large gamme de vitesse en jeu dans le mouvement de la ligne. Le dégradé de couleur signalé par le cercle, montre un lent glissement de la

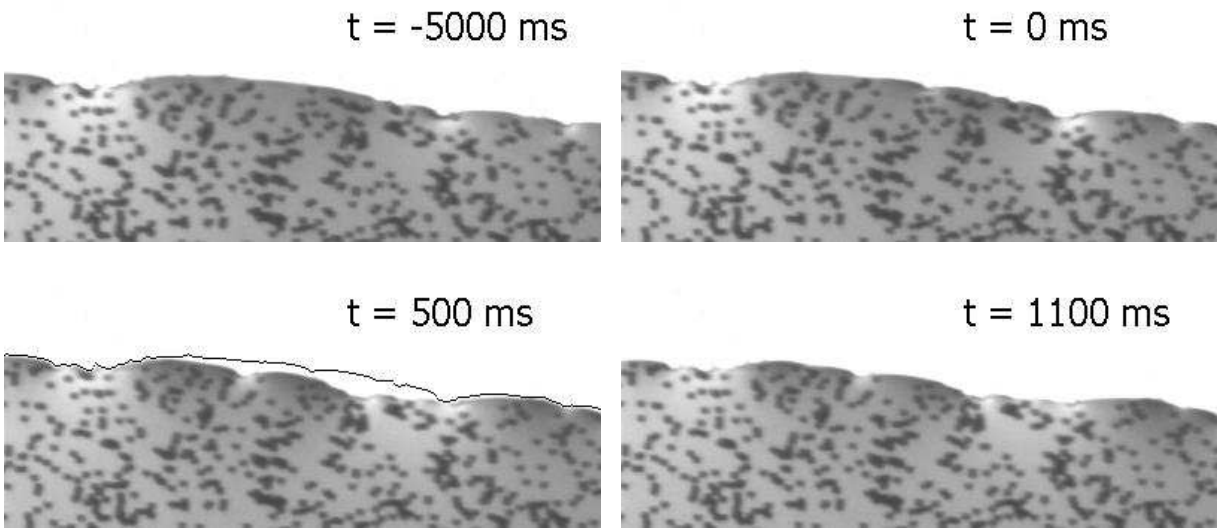


Fig. 4.1: Image de la ligne de contact à différents temps. L'image de la partie sèche est saturée et apparaît blanche. Entre $t = -5000$ ms et $t = 0$ ms, la ligne reste inchangée. À $t = 0$ ms, la ligne de contact se met brusquement en mouvement pour prendre une nouvelle configuration arrêtée 500 ms plus tard. Cette configuration n'a toujours pas évolué à $t = 1100$ ms. La ligne noire sur l'image à $t = 500$ ms représente la ligne à $t = 0$ms. Ici, le liquide est de l'eau et la vitesse de dérive est $v = 1\,\mu$m/s.

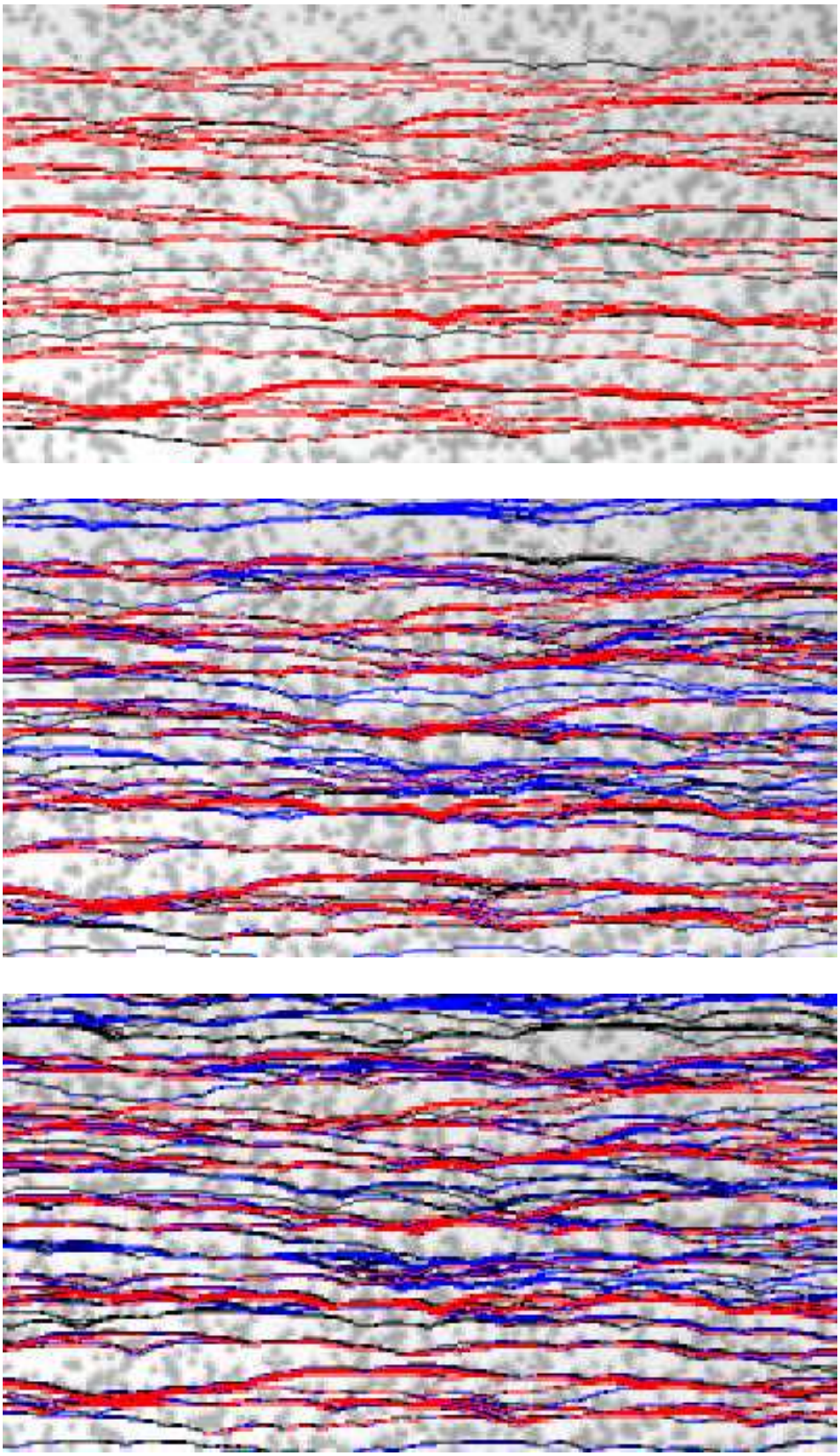


Fig. 4.2: Positions des configurations piégées de la ligne pour des vitesses de, de haut en bas, 2, 1 et 0,2 μm/s. Les lignes sont superposées à l'image du substrat. Ici, les défauts apparaissent en sombres. Les portions de lignes communes aux trois images sont tracées en rouge. Les portions de lignes détectées à 1 et 0,2 μm/s sont tracées en bleu.

ligne. Cette dynamique lente n'est observée que sur des portions de ligne sur du verre. On comprend donc qu'une configuration détectée comme piégée avec une caméra classique est en fait le siège d'un mouvement lent. Si, lors de son glissement, la ligne rencontre un défaut non mouillant de chrome, la portion de ligne au voisinage du défaut saute brusquement. Ce saut peut provoquer la rencontre de la ligne avec de nouveaux défauts, on observe alors une avalanche (flèche). Une étude plus précise de ce mouvement est décrite dans la section 4.2.

4.2 Étude en caméra rapide de la dynamique de la ligne de contact

4.2.1 Conditions expérimentales

La large gamme de vitesses mise en jeu rend difficile une étude quantitative précise du mouvement de la ligne de contact avec des moyens classiques. Nous avons donc utilisé une caméra rapide dont la fréquence d'acquisition est de 500 images par seconde[1]. Sur les images obtenues, la ligne de contact est relevée en appliquant aux niveaux de gris de chaque colonne un ajustement par une tangente hyperbolique (méthode décrite en B.2). La résolution est alors de 1,3 μm. Dans l'étude qui suit, il est intéressant de pouvoir comparer la position de la ligne avec la géométrie locale du substrat. L'expérience est menée avec un montage avec substrat fixe (décrit en 2.2.2). En conservant le positionnement du microscope, la position des défauts est relevée plus précisément avec une caméra classique, de meilleure résolution (1,2 μm suivant les deux directions). On peut alors comparer sur

[1]Cette caméra étant en fait constituée de 2×8 plaquettes de CCD placées côte à côte, les lignes correspondantes aux jointures entre plaquettes sont «aveugles», ce qui explique les lignes verticales noires sur la figure 4.3.

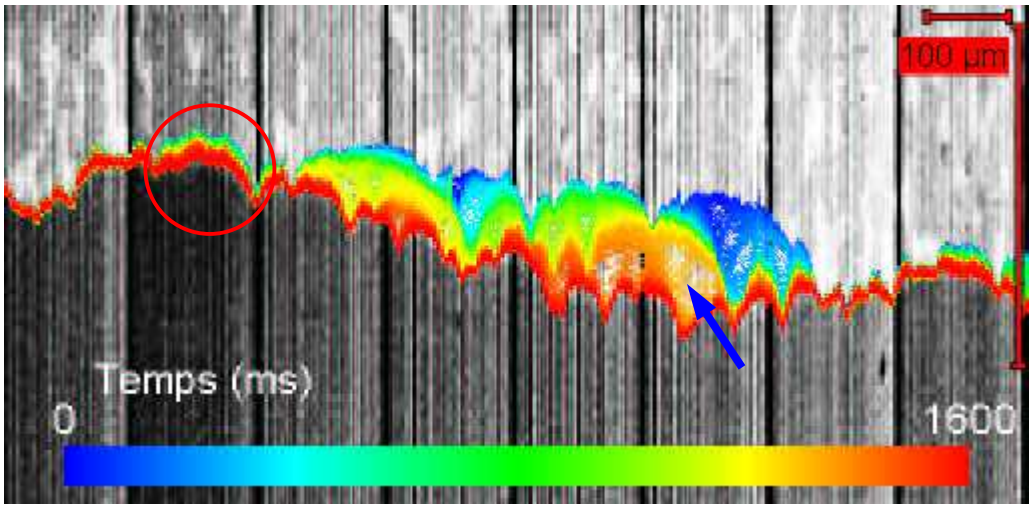


Fig. 4.3: Superposition de 800 lignes successives sur une image de caméra rapide. Le temps est représenté par la couleur. Notez la dilatation de l'échelle verticale. Le dégradé visible à l'intérieur du cercle rouge met en évidence un glissement lent de la ligne de contact. La flèche bleue pointe un saut brutal de la ligne.

un même graphe les lignes relevées et la position des défauts, comme cela est fait sur les figures 4.4 et 4.5.

Des expériences ont été effectuées avec de l'eau et avec le mélange eau/glycérol. Les vitesses de dérive appliquées sont $v = 2\,\mu$m/s et $10\,\mu$m/s.

4.2.2 Évolution quasistatique de la ligne de contact

La figure 4.4 représente plusieurs positions successives de la ligne de contact lors de sa rencontre avec un défaut de chrome, représenté ici en gris. La partie droite de la figure montre la vitesse locale de la ligne pour une valeur fixée de x. Lors de cette rencontre, la ligne accélère brusquement sous l'effet d'une force due au changement local de pouvoir mouillant. Après 2 millisecondes, la ligne de contact atteint une vitesse maximale de l'ordre de 2 ou 3 mm/s. En changeant de liquide ou de vitesse de dérive, la vitesse maximale atteinte au cours d'une avalanche reste de cet ordre de grandeur. Ensuite, la vitesse décroît rapidement vers une valeur faible alors que le défaut n'est pas encore entièrement découvert par le liquide. L'accélération de la ligne devient négative alors même que la résultante des forces reste positive. L'inertie peut jouer un rôle dans les toutes premières millisecondes de l'invasion du défaut, mais ne suffit pas à provoquer un saut de la ligne de contact sur le défaut entier. Pour des déplacements de l'ordre de ξ, le mouvement de la ligne de contact peut être considéré comme quasistatique. Ainsi, il est raisonnable de négliger un éventuel terme d'accélération $\partial^2\eta/\partial t^2$ dans l'équation du mouvement, ainsi que cela est supposé dans l'équation (1.30).

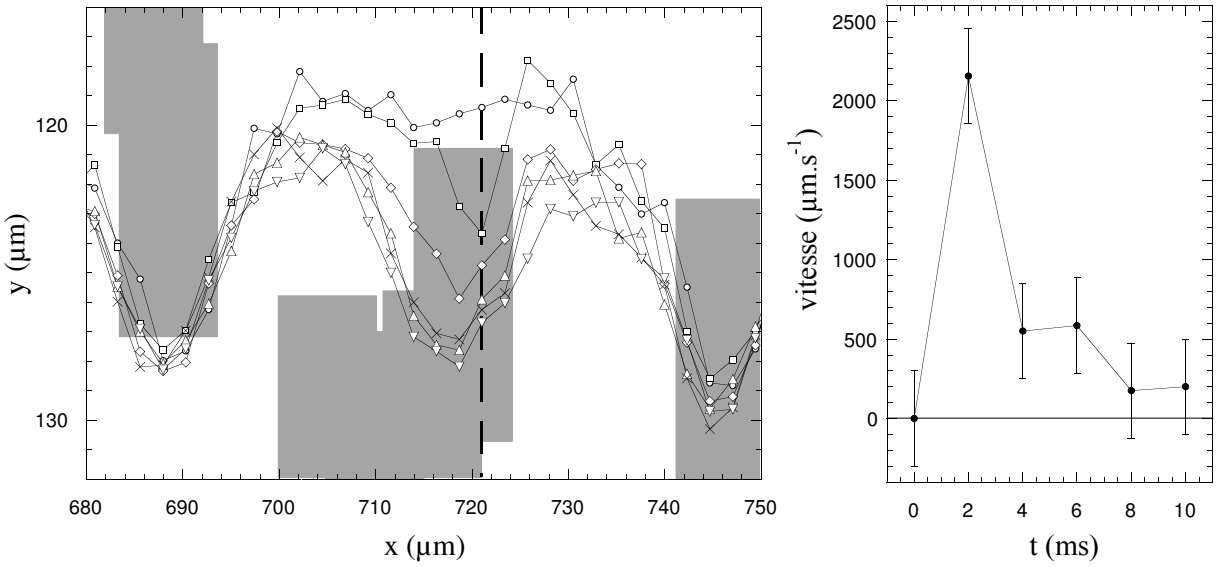


Fig. 4.4: Gauche : positions successives de la ligne de contact lors de la rencontre avec un défaut (les défauts sont représentés par les zones grises). **Droite :** vitesse locale de la ligne à $x = 721\,\mu$m en fonction du temps. Ici, le liquide est un mélange eau/glycérol et la vitesse de dérive est $2\,\mu$m/s. La fréquence d'acquisition est 500 Hz et la résolution spatiale est de $1{,}3\,\mu$m.

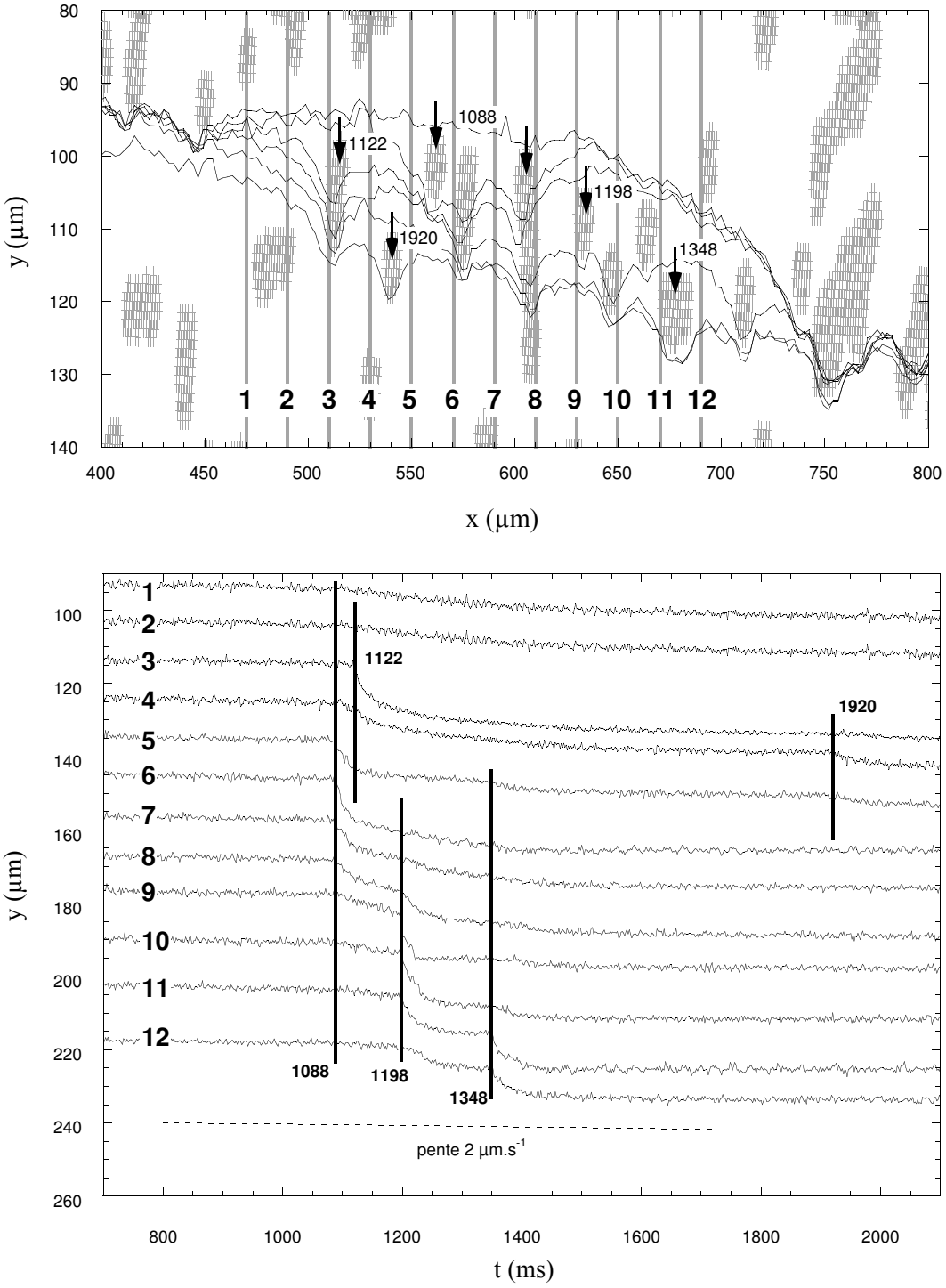


Fig. 4.5: Haut : positions de la ligne de contact juste avant qu'elle rencontre un nouveau défaut. Les motifs gris représentent approximativement les défauts. Les flèches indiquent les défauts rencontrés, les dates de rencontre sont indiquées en ms. Par exemple, à $t = 1088\,\text{ms}$, la ligne rencontre simultanément deux défauts (à $x \simeq 560\,\mu\text{m}$ et $x \simeq 605\,\mu\text{m}$). Notez la différence entre les échelles verticale et horizontale. **Bas :** évolution temporelle de la position $y(x_i, t)$ de la ligne de contact pour les valeurs fixées $x_1 ... x_{12}$ de x. Les valeurs x_i sont indiquées par les lignes verticales du graphique du haut. Pour une meilleure lisibilité, les courbes $y(x_i, t)$ sont arbitrairement translatées suivant l'axe y. Des lignes verticales sont placées aux dates de rencontres entre la ligne et des défauts. La ligne pointillée représente la vitesse de dérive au cours de l'expérience : $v = 2\,\mu\text{m/s}$.

4.2.3 Absence de termes retardés dans l'élasticité de la ligne

L'inertie peut aussi se manifester de manière indirecte sur la dynamique de la ligne de contact. En écrivant l'expression de la force de rappel élastique de la ligne (voir équation (1.19)), on fait l'hypothèse que le ménisque est à l'équilibre mécanique. Pour que cette équation reste valable pour une ligne en mouvement, il faut supposer que le ménisque réagit instantanément aux déformations de la ligne. Pour tester cette hypothèse, nous avons suivi le mouvement de la ligne sur des séquences de durée d'environ deux secondes. L'une de ces séquences est représentée sur la figure 4.5. Le liquide utilisé est, sur cet exemple, le mélange eau/glycérol et la vitesse de dérive est $v = 2\,\mu$m/s. La partie supérieure de la figure 4.5 montre la configuration de la ligne juste avant qu'elle ne rencontre un défaut. La partie inférieure montre l'évolution temporelle de la position $y(x_i, t)$ de la ligne de contact pour quelques valeurs fixées x_i de x. Sur cet exemple, on voit que le mouvement de la ligne est lent avant $t = 1088$ ms ($\simeq 1\,\mu$m/s pour $i = 6$). La ligne apparaît alors comme piégée. Un premier événement se produit à $t = 1088$ ms : la ligne rencontre simultanément, à la précision expérimentale près, deux défauts de chrome (en $x \simeq 560\,\mu$m et $x \simeq 605\,\mu$m). La déformation de la ligne qui en résulte change la valeur de la force de rappel élastique. La vitesse locale de la ligne augmente brusquement au voisinage du défaut rencontré. Ceci se traduit sur le graphe du bas de la figure 4.5 par une rupture de la pente des courbes $y(x_i, t)$. Le point important est que ces ruptures sont observées au cours du même pas de temps.

On s'attend à ce que la vitesse de propagation de la déformation du ménisque qui induit l'accélération de la ligne de contact ait une valeur finie. La vitesse pertinente est la vitesse c de propagation d'ondes capillaires à la surface du liquide. Pour une profondeur de 1 mm et pour une longueur d'onde de $100\,\mu$m, c'est-à-dire la taille typique d'une avalanche, l'équation de dispersion des ondes de surface donne $c \sim 2$ m/s. En un pas de temps (2 ms), une telle onde se propage sur environ un millimètre. Une vitesse de cet ordre ne peut donc pas être mesurée avec notre dispositif expérimental. On comprend que l'accélération de la ligne de contact apparaît simultanément pour toutes les valeurs de x_i. Le ménisque relaxe beaucoup plus rapidement que la ligne de contact. On peut donc raisonnablement exclure d'éventuels effets de retard dans l'expression de l'élasticité de la ligne de contact, comme cela est supposé dans l'équation (1.19).

4.2.4 Discussion

L'hypothèse d'un mouvement quasistatique de la ligne de contact est donc vérifiée dans nos expériences avec un liquide ordinaire. Ceci est une différence fondamentale avec les précédentes expériences faites avec l'hélium liquide [45]. Dans le cas du superfluide, il a été mis en évidence que l'inertie joue un rôle important dans la dynamique de la ligne. La figure 4.6 présente une avalanche dans l'hélium liquide. La vitesse de propagation latérale de l'avalanche (quelques cm/s) est comparable à la vitesse des ondes capillaires mesurées le long d'une ligne de contact d'hélium [56]. Le ménisque ne peut donc pas être considéré comme à l'équilibre mécanique au cours de l'avalanche. Dans notre système, après un premier décrochement, le décrochement de la ligne sur de nouveaux sites intervient bien après que le ménisque a relaxé. On ne peut donc pas expliquer la valeur inattendue de l'exposant de rugosité par l'existence de surcontraintes dynamiques locales[1] comme l'ont

[1] Le terme en anglais est : «dynamic stress overshoot».

proposé Schwartz et Fisher pour le cas de la fracture [57]. Pour les systèmes visqueux, tout se passe comme si toute la dissipation avait lieu au voisinage immédiat de la ligne de contact, ce qui découple l'échelle de temps de relaxation du ménisque (inertielle) et l'échelle de temps de relaxation de la ligne. La nature de la relaxation de la ligne de contact sera discutée dans le chapitre 5.

4.3 Étude des avalanches

Pour caractériser la dynamique de la ligne de contact, nous avons aussi procédé à une étude statistique des avalanches. Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la ligne a presque partout une vitesse non nulle. La difficulté de l'étude des avalanches est donc de trouver un critère pour définir le début et la fin d'une avalanche. Une avalanche commence par un saut brusque de la ligne, comme, par exemple, l'événement à $t = 1088\,\mathrm{ms}$ sur la figure 4.5. Ce premier saut est susceptible de déclencher d'autres sauts secondaires, comme ceux à $t = 1122\,\mathrm{ms}$ et $t = 1198\,\mathrm{ms}$. Déterminer la fin de l'avalanche est bien plus compliqué. Dans le cas présent, il n'est pas évident de dire si l'événement à $t = 1348\,\mathrm{ms}$ est une conséquence directe d'un des trois autres sauts. Pour considérer une ligne comme piégée, un critère naturel est le suivant : la ligne est dite piégée quand sa vitesse est partout inférieure à sa vitesse de dérive. Avec ce critère, on pourrait considérer l'événement à $t = 1348\,\mathrm{ms}$ comme faisant partie de la même avalanche que les trois autres. Au final, cette avalanche a impliqué une portion de ligne longue de $300\,\mu\mathrm{m}$ et a provoqué une avancée maximale de la ligne de $25\,\mu\mathrm{m}$.

Utiliser de manière systématique cette procédure est impossible. Cela nécessite l'utilisation d'une caméra rapide, or celle-ci ne peut acquérir que des séquences de quatre secondes au plus. Afin de récolter suffisamment de données pour une étude statistique, nous travaillons avec une caméra standard dont la fréquence d'acquisition est de 25 images par seconde. Il est alors nécessaire d'introduire une autre ...

4.3.1 Définition expérimentale de l'avalanche

Dans ces expériences, les lignes sont relevées par la méthode décrite en B.1. Les valeurs prises par la ligne sont donc entières en pixel. On considère que la ligne est dans une configuration piégée si sa position n'a pas varié sur plus de cinq pixels consécutifs entre

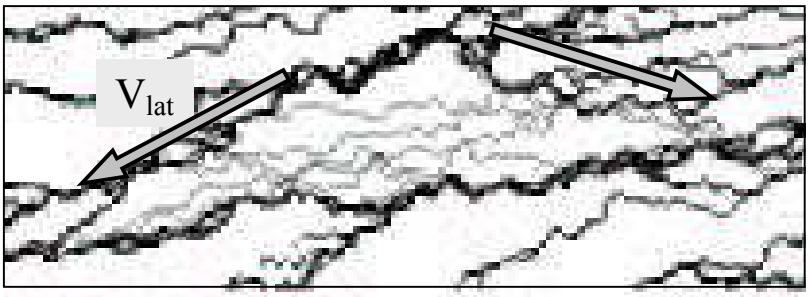


Fig. 4.6: Avalanche dans l'hélium liquide. Les lignes noires représentent une configuration piégée de la ligne de contact. Les lignes grises sont des positions intermédiaires. La vitesse des bords de l'avalanche (flèches) est de 4 cm/s.

deux images successives. On définit l'avalanche comme étant l'espace balayé entre deux positions piégées consécutives de la ligne de contact. Elle est caractérisée par sa largeur L, c'est-à-dire la longueur de la portion de ligne impliquée dans l'avalanche, et par sa hauteur H, c'est-à-dire l'avancée maximale de la ligne, voir figure 4.7. Les résultats obtenus à différents grossissements sont identiques, donc ne sont pas sensibles au critère de cinq pixels consécutifs (figure 4.12).

Il est nécessaire de se pencher sur le cas d'événements simultanés. Le caractère non-local de l'élasticité de la ligne de contact nous fait penser, *a priori*, que deux décrochements simultanés font partie de la même avalanche, même si les deux régions concernées ne sont pas connectées. L'étude des séquences en caméra rapide nous apporte une indication. Il apparaît que, lorsque la ligne rencontre un défaut, seule une portion réduite de celle-ci, typiquement $100\,\mu$m, est accélérée comme on peut le voir sur la figure 4.5. On ne voit jamais de relation de causalité entre deux sauts disjoints. En conséquence, nous avons considéré dans la suite des événements simultanés disjoints comme des avalanches individuelles et non corrélées.

La quantité de données nécessaire à une étude statistique des avalanches demande des manipulations de longue durée. Les résultats présentés dans les sections 4.3.3 et 4.3.4 sont obtenus avec un montage avec substrat mobile (voir section 2.2.1).

4.3.2 Importance de la fréquence d'acquisition ?

Une fréquence d'acquisition trop faible (ou une vitesse de dérive trop grande) peut empêcher le repérage de certaines configurations piégées. Pour des vitesses de dérive supérieures à $5\,\mu$m/s, la détection de configurations piégées de la ligne devient impos-

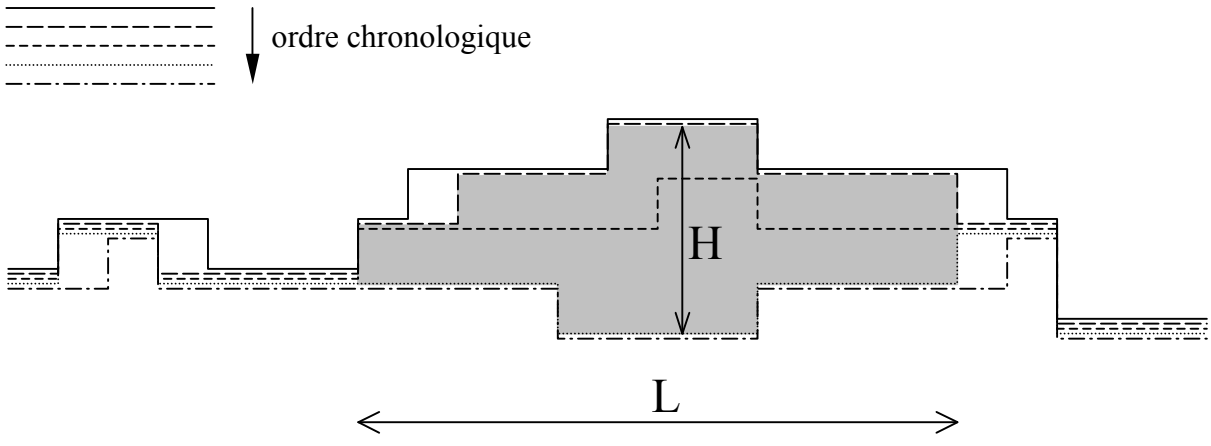


Fig. 4.7: Représentation schématique de l'avalanche. Les différents traits représentent 5 configurations successives de la ligne de contact. La première et la deuxième configuration sont considérées comme une même configuration piégée, n'ayant pas plus de cinq pixels consécutifs différents. Il en est de même pour la quatrième et la cinquième. La troisième configuration n'est pas vue comme piégée et l'avalanche définie expérimentalement est la surface délimitée par la deuxième et la quatrième configuration, ici représentée en gris. Cette avalanche est caractérisée par sa longueur L et par sa hauteur H. Ici, $L = 12$ pixels et $H = 4$ pixels.

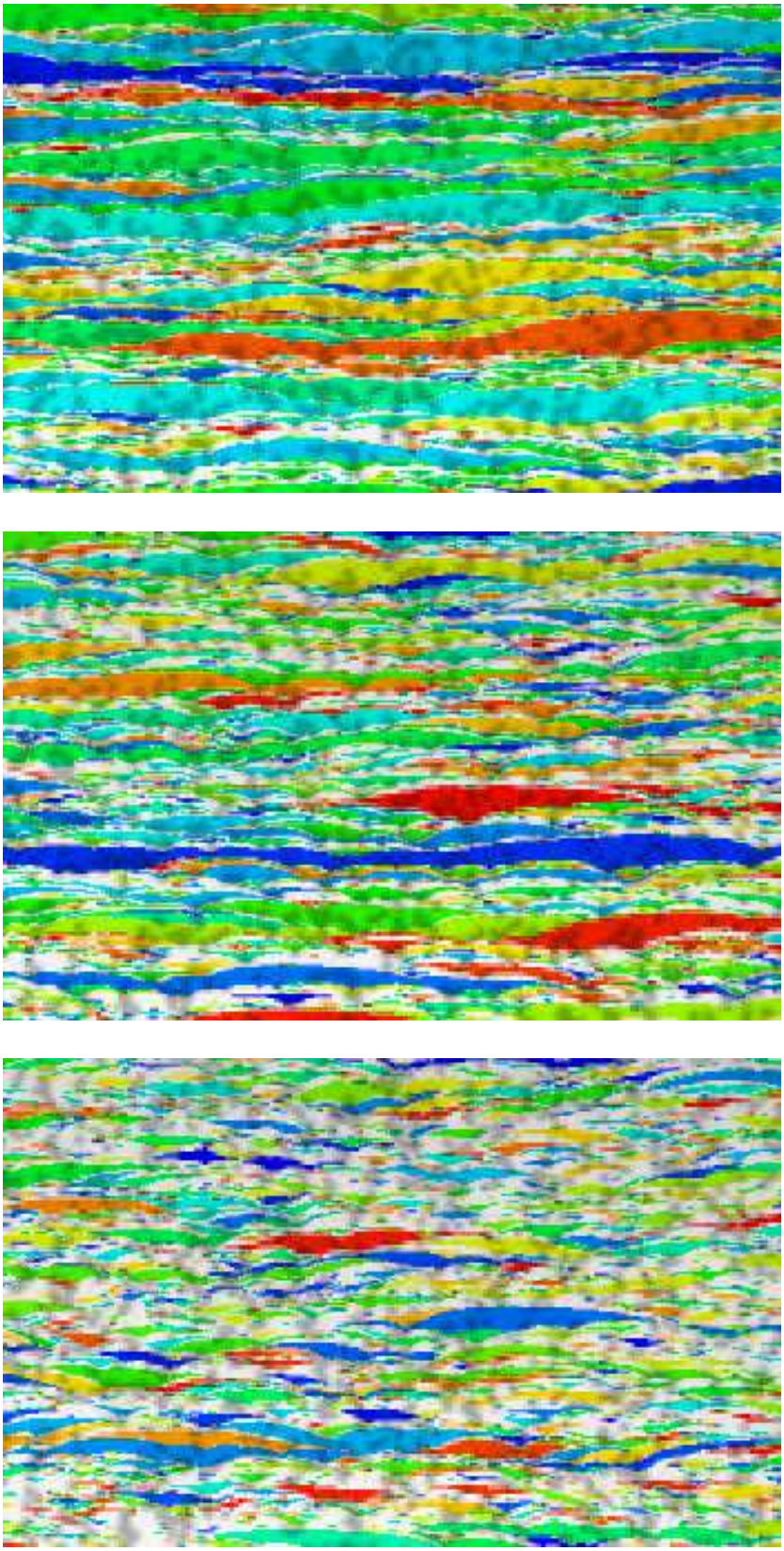


Fig. 4.8: Avalanches repérées pour, de haut en bas, $v = 2$, 1 et 0,2 μm/s. Les couleurs sont choisies de manière arbitraire pour distinguer les avalanches les unes des autres.

sible avec une fréquence d'acquisition de 25 images par secondes. L'étude qui suit ne concerne que des vitesses de dérive d'au plus $2\,\mu$m/s.

À partir des mêmes données que celles qui ont servi aux images de la figure 4.2, nous avons superposé l'image des avalanches détectées à une photographie du substrat (figure 4.8). On peut constater que l'aspect visuel des avalanches obtenues est très différent selon la vitesse de dérive. Le nombre de grandes avalanches semble diminuer au profit des petites à mesure que la vitesse de dérive décroît. La figure 4.9 montre les avalanches détectées dans la manipulation à 0,2 μm/s pour une fréquence d'acquisition divisée par 10 (2,5 images par seconde au lieu de 25). L'aspect est proche de l'image obtenue pour $v = 2\,\mu$m/s et à 25 images par seconde. Pourtant, comme nous le verrons dans la section 4.3.4, les distributions des avalanches relevées, $P(L)$, sont indépendantes de v et de la fréquence d'acquisition.

4.3.3 Rapport d'aspect des avalanches

Pour traiter les données de l'expérience, on construit un tableau qui répertorie le nombre d'avalanches pour chaque couple de valeur (L, H). Une valeur moyenne de H est calculée pour chaque valeur de L. On voit sur la figure 4.10, que les points obtenus sont très dispersés, particulièrement aux grandes échelles où les évènements sont rares. On préfère procéder à un regroupement des données de manière à obtenir des points moyens équidistants en échelle logarithmique.

La figure 4.11 montre la valeur H moyenne en fonction de L. Seules les avalanches contenant au moins un défaut, c'est-à-dire avec $H > \xi$, ont été représentées. Le rapport d'aspect des avalanches ne dépend ni de la vitesse de dérive, ni de la viscosité du liquide. Dans ce type de problème, on s'attend à ce que la variation de $H(L)$ suive la même loi que $W(L)$. En effet, pour $H > \xi = 10\,\mu$m, soit sur l'intervalle 100 - 2000 μm, $H(L)$ suit une

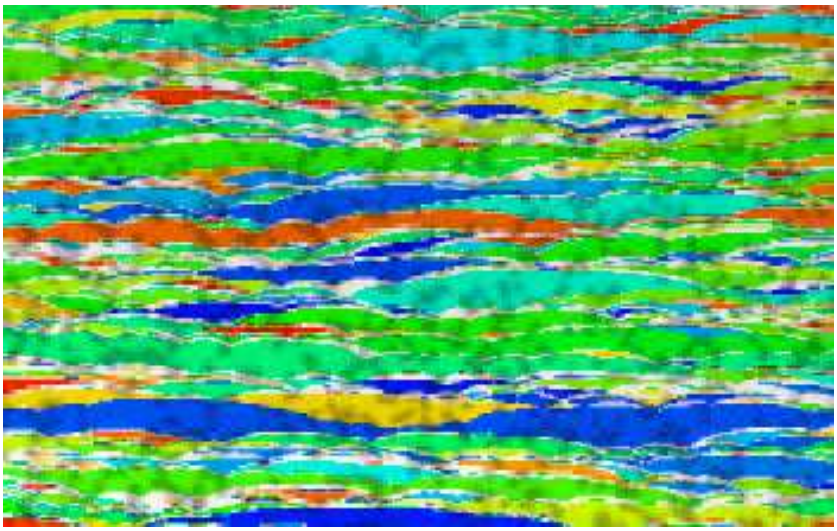


Fig. 4.9: Avalanches détectées pour $v = 0{,}2\,\mu$m/s en prenant une ligne sur dix. L'aspect est comparable aux avalanches détectées pour $v = 2\,\mu$m/s. On peut trouver des avalanches identiques.

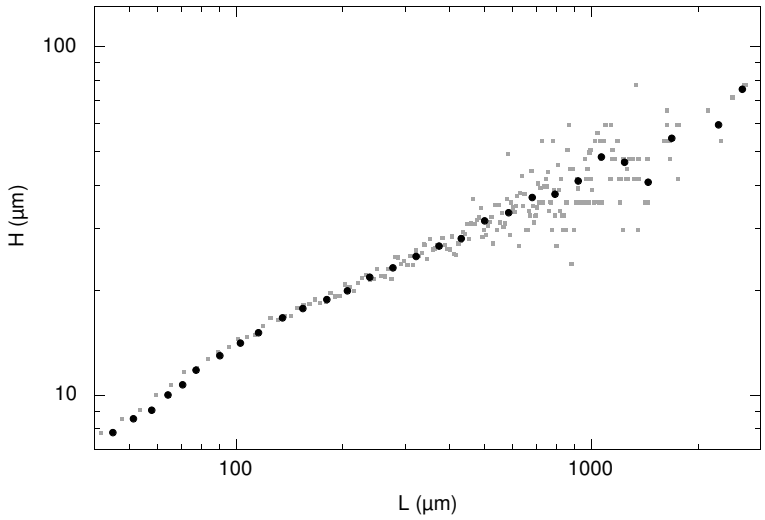


Fig. 4.10: Effet du regroupement des données. Les points gris représentent les données brutes pour une expérience avec de l'eau et $v = 0{,}5\,\mu$m/s. Les points noirs sont les valeurs trouvées après regroupement.

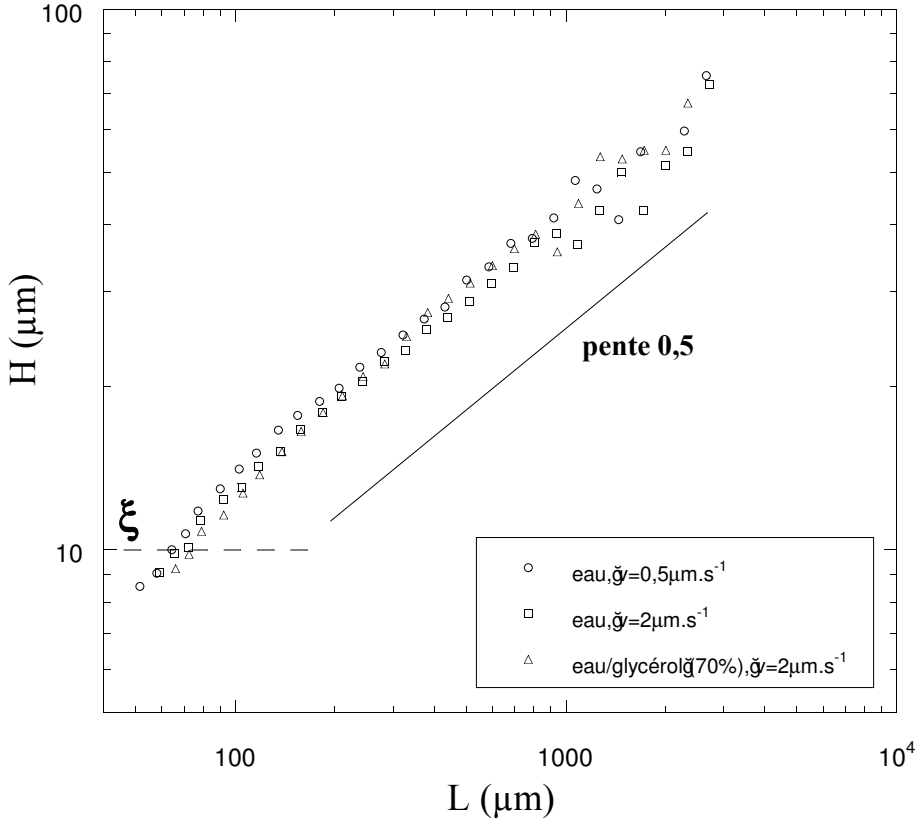


Fig. 4.11: Hauteur moyenne H d'une avalanche de largeur L pour différentes vitesses de dérive et différentes viscosités. On trouve que H varie globalement comme $L^{0,5}$, ce qui est compatible avec la valeur trouvée pour l'exposant de rugosité ζ.

loi de puissance avec un exposant de $0{,}51 \pm 0{,}03$. Le fait de retrouver le même exposant que pour $W(L)$ confirme la valeur inattendue de l'exposant de rugosité ζ.

4.3.4 Distribution en taille des avalanches

À partir du tableau évoqué dans la section 4.3.3, on compte le nombre d'avalanches $N(L)$ pour chaque valeur de L. Pour comparer les expériences les unes aux autres, il est nécessaire de procéder à quelques normalisations. Le nombre d'avalanche est d'abord normalisé par la surface effective A_{tot} balayée par la ligne de contact au cours de l'expérience. Cette aire est égale à l'avancée totale de la ligne (soit $v\times$durée de l'expérience) multipliée par la longueur effective de la ligne. Nous devons prendre en compte que la longueur de la partie de la ligne sur laquelle sont comptées les avalanches dépend de la taille des avalanches recherchées. Soit L_{champ} la largeur du champ d'observation. Étant donné que les avalanches qui touchent les bords du champ d'observation ne sont pas comptées, la longueur de la ligne sur laquelle sont comptées les avalanches de largeur L est $L_{champ} - L$. De plus, pour pouvoir comparer des expériences à différents grossissements, le nombre d'avalanches est aussi normalisé par l'intervalle d'échantillonnage, soit la taille d'un pixel p. On définit la probabilité d'apparition d'une avalanche de taille L comme $P(L) \equiv N(L)/(p\,A_{tot})$, $P(L)$ sera exprimé dans cette thèse en mm^{-3}. La figure 4.13 montre la dispersion des points obtenus. On constate l'intérêt de procéder à un regroupement des points comme celui décrit dans la section 4.3.3. Ce regroupement permet aussi de prendre en compte les valeurs de L pour lesquelles aucune avalanche n'a été détectée.

Comme on peut le constater sur la figure 4.14, la distribution de taille d'avalanche est très reproductible et ne dépend ni de la vitesse de dérive, ni de la viscosité du liquide. Près du seuil de dépiègeage, on s'attend théoriquement à ce que cette distribution suive une loi de puissance. À titre de comparaison, une loi de puissance $P(L) \sim L^{-1{,}28}$, qu'on peut déduire des travaux numériques de Zhou [29], est représenté sur la figure 4.14. Il apparaît que la distribution $P(L)$ n'est pas ajustable par une loi de puissance sur le même domaine que $H(L)$. Pour L dans l'intervalle 200 - 1500 μm, $P(L)$ est ajustable par une loi de puissance avec un exposant compris entre -3,3 et -2,9.

Le fait que la distribution $P(L)$ est indépendante de v est surprenant. De même,

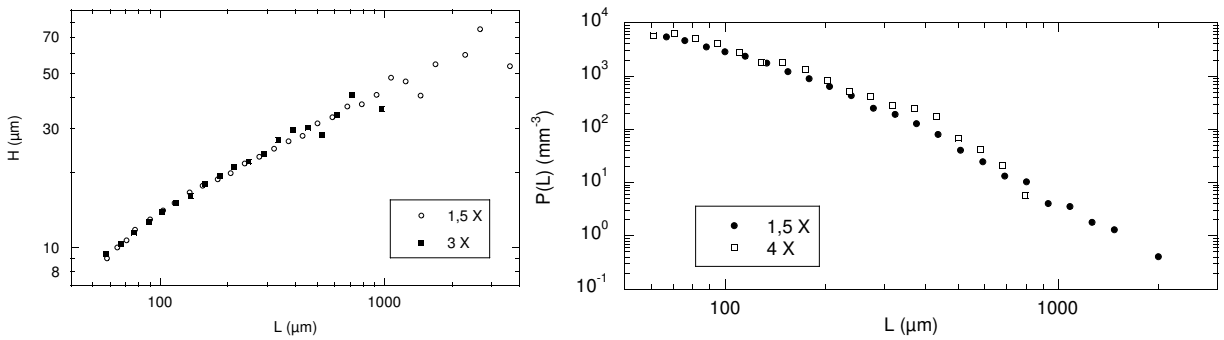


Fig. 4.12: Comparaison des résultats obtenus pour des conditions identiques avec des grandissements différents. **Gauche :** $H(L)$ avec de l'eau et une vitesse de dérive $v = 0{,}5\,\mu$m. **Droite :** $P(L)$ avec de l'eau et $v = 1\,\mu$m/s.

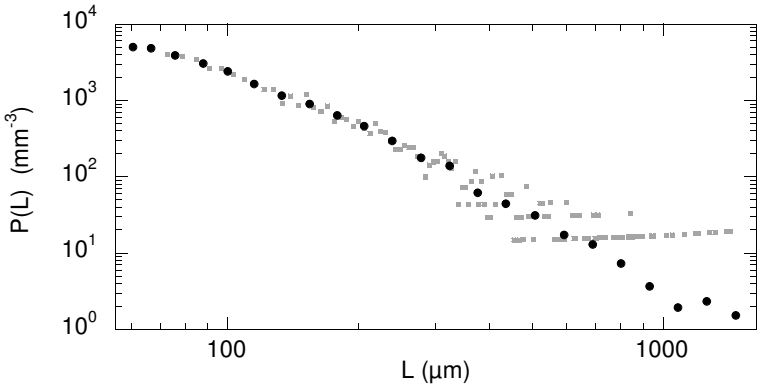


Fig. 4.13: Effet du regroupement des données. Les points gris représentent les données brutes pour une expérience avec de l'eau et $v = 0{,}2\,\mu$m/s. Les points noirs sont les valeurs trouvées après regroupement.

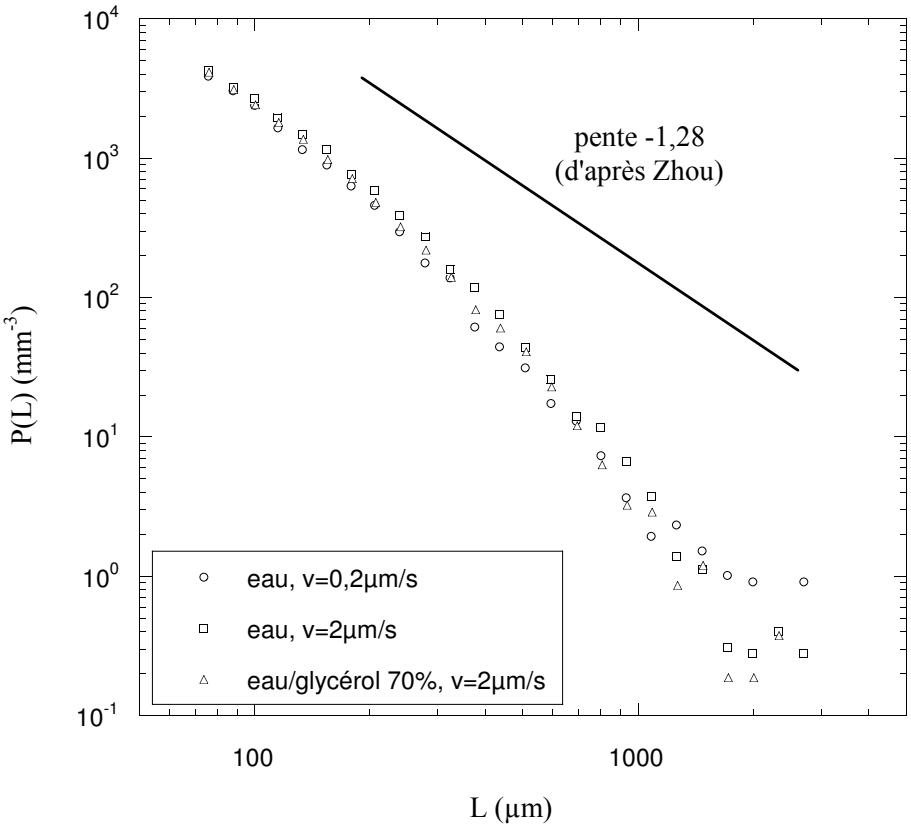


Fig. 4.14: Probabilité $P(L)$ d'apparition d'une avalanche de largeur L pour différentes vitesses de dérive et différentes viscosités. La droite indique la loi de puissance attendue d'après les simulations de Zhou [29]. Sur l'intervalle 200 - 1500 μm, P(L) est ajustable par un loi de puisance avec un exposant compris entre -3,3 et -2,9.

changer la fréquence d'acquisition, avec une vitesse v fixée, ne change pas la distribution mesurée. Il a été montré dans le cas de la percolation dirigée que le regroupement d'avalanches dû à une diminution de la fréquence d'acquisition ne change pas la distribution de tailles [58]. Notons que dans le cas de la percolation dirigée, la distribution de taille suit une loi de puissance. Il apparaît que cet effet de regroupement est aussi présent dans nos expériences.

4.4 Conclusion

Le fait que les configurations visitées sont indépendantes de la vitesse est une indication que le système est proche du seuil de dépiègeage. La comparaison avec les prédictions théoriques au seuil de dépiègeage est donc pertinente. La distribution des tailles d'avalanche et la valeur de l'exposant ζ trouvé pour $H(L)$ confirment le désaccord entre notre expérience et les travaux numériques et théoriques. Cependant, l'étude précise de la dynamique de la ligne de contact montre que son mouvement est quasi-statique. Nous devons donc écarter cette possibilité pour expliquer ce désaccord. Une autre piste à suivre est l'origine de la dissipation dans le mouvement de la ligne de contact. Le terme dissipatif dans l'équation 1.30 est d'origine visqueuse et varie linéairement avec la vitesse. Nous testerons cette hypothèse dans les chapitres suivants.

Chapitre 5

Dissipation avec et sans désordre macroscopique

5.1 Dispositif expérimental **64**
5.1.1 Dynamomètre 64
5.1.2 Substrats utilisés 65
5.1.3 Cycle expérimental 65
5.2 Dynamique à l'echelle microscopique **68**
5.2.1 Mesure relative des variations de force 68
5.2.2 Relation vitesse/force 70
5.2.3 Particularités de notre système 72
5.2.4 Réflexions sur la valeur de la force de friction 74
5.3 Dynamique en présence de défauts macroscopiques **74**
5.3.1 Transition substrat homogène - substrat désordonné 74
5.3.2 Effets du désordre 76
5.4 Discussion **78**

Une manière naturelle de quantifier les forces qui interviennent dans notre problème est d'effectuer une mesure dynamométrique directe des forces ressenties par le substrat. Dans un premier temps, notre étude porte sur la force de friction déjà présente sur un substrat homogène. Nous trouvons que la force de friction varie de manière non linéaire avec la vitesse en désaccord avec le modèle hydrodynamique. Cette dépendance inattendue est probablement liée à des caractéristiques microscopiques propres à notre système. Dans un deuxième temps, nous étudions l'effet du désordre sur la dynamique de la ligne de contact. Mise à part l'augmentation de l'hystérésis de l'angle de contact, il apparaît que la dynamique de la ligne reste essentiellement dominée par la dissipation à petite échelle.

5.1 Dispositif expérimental

5.1.1 Dynamomètre

Le principe de base de ce dynamomètre est de mesurer la déflexion d'un cantilever sous l'action des forces qui s'éxercent sur le substrat qui lui est accroché. Ce dynamomètre est schématisé sur la figure 5.1. Le cantilever est constitué d'une lame de bronze chrysocal pliée en trois. Deux portions de même longueur constituent le double ressort dont on mesure la déflexion. Une partie plate intermédiaire permet de fixer l'échantillon par collage (voir figure 5.2). Cette technique a été choisie pour limiter la masse (donc l'inertie) de la partie mobile. La géométrie avec un double ressort permet de conserver le substrat vertical. La déflexion du ressort est mesuré par un capteur de position capacitif placé en face de son extrémité, le ressort supérieur jouant le rôle de deuxième électrode. Avec le ressort utilisé, la sensibilité du dynamomètre est d'environ 20 V/mN. L'étalonnage a été éffectué en suspendant des masses connues à l'extrémité du ressort. La résolution est limitée par le bruit du capteur (quelques mV) à quelques μN. L'ensemble est monté sur une platine de translation motorisée (M.405 DG, Physik Instrumente) qui permet de controler la vitesse d'enfoncement du substrat dans le bain de liquide. La gamme de vitesse étudiée est 0,2 - 1500 μm/s. Ce dynamomètre a été en grande partie mis au point par Xavier Noblin.

Dans les expériences décrites dans ce chapitre, le liquide utilisé est l'eau. Les expériences ont été menées à différents taux d'humidité. Une atmosphère «sèche» est obtenue en plaçant le dispositif à l'air libre. En enfermant le dispositif dans une boîte avec un récipient d'eau, on obtient après quelques heures une atmosphère saturée en humidité. La boîte utilisée n'est cependant pas parfaitement étanche, l'hygrométrie est vraissemblablement inférieure à 100%.

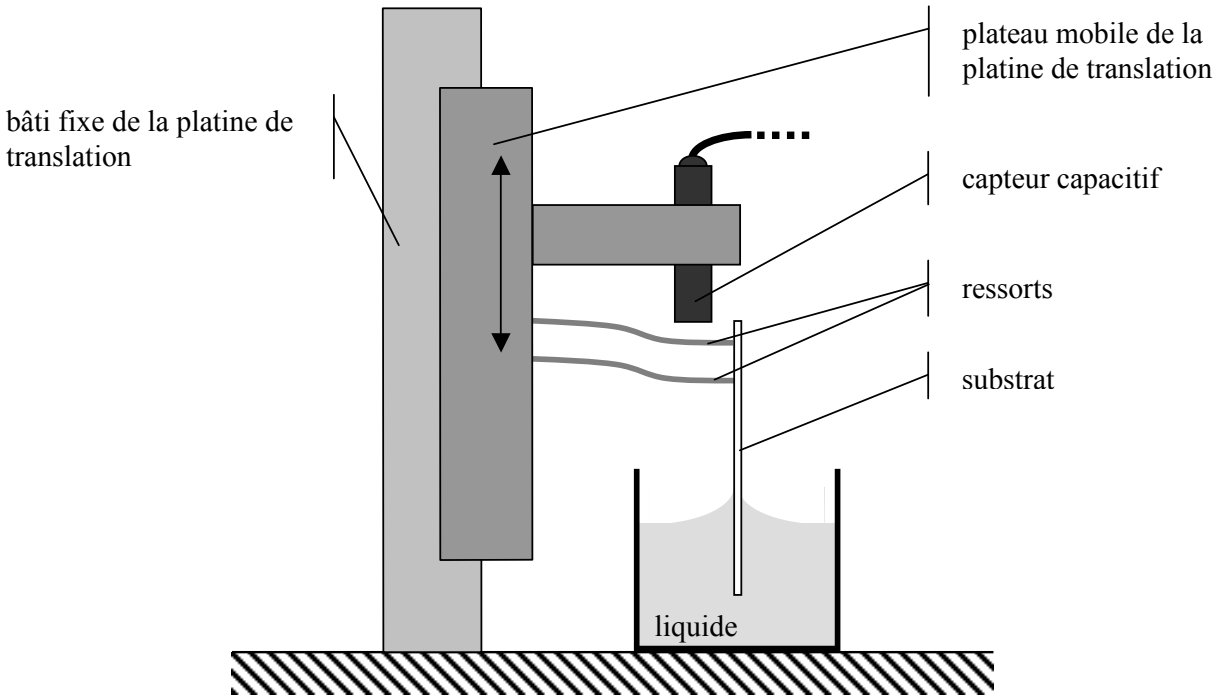


Fig. 5.1: Représentation schématique de notre dynamomètre.

5.1.2 Substrats utilisés

Pour limiter la masse portée par le cantilever, les substrats utilisés sont fabriqués à partir de lamelles couvre-objet minces ($\simeq$ 0,15 mm). Ce choix présente aussi l'avantage de diminuer l'effet de la poussée d'Archimède. Avant les manipulations, les substrats subissent les procédures de nettoyage décrites en section 2.3. Plusieurs types de substrat ont été utilisés.

Verre nu (VN). Ces substrats sont des lames couvre-objets (24 × 60 × 0,15 mm) commerciales de marque Marienfeld.

Chrome seul (CS). Ces substrats ont été fabriqués à partir de lames couvre-objets (24 × 60 × 0,15 mm) commerciales de marque Esco. Une évaporation de chrome a été effectuée sur les deux faces.

Substrat désordonné (MC2). Ces substrats ont été fabriqués à partir de lames CS. Le motif de substrat désordonné MC1 (voir section 2.3) est reporté sur les deux faces par photolithogravure sur la partie inférieure du substrat (figure 5.2). Le reste du substrat est du verre nu (VN2). Les opérations d'évaporation et de report du motif ont été éffectuées par la société Micronic [48].

5.1.3 Cycle expérimental

La figure 5.3 présente l'allure attendue pour le cycle expérimental suivant. Initialement, le substrat est en dehors du bain de liquide. Le substrat est ensuite enfoncé à vitesse constante jusqu'à une certaine profondeur. Le substrat est ensuite retiré du liquide, toujours à la même vitesse, jusqu'à retrouver sa position initiale. Quand la plaque est en partie immergée, la force mesurée F_m est la somme des forces capillaires et de la poussée d'Archimède (on retranchera systématiquement le poids de l'échantillon par la suite) : $F_m = \gamma p \cos\theta + \rho g s P$ où s est la section de la plaque, p son périmètre (= 48,3 mm)

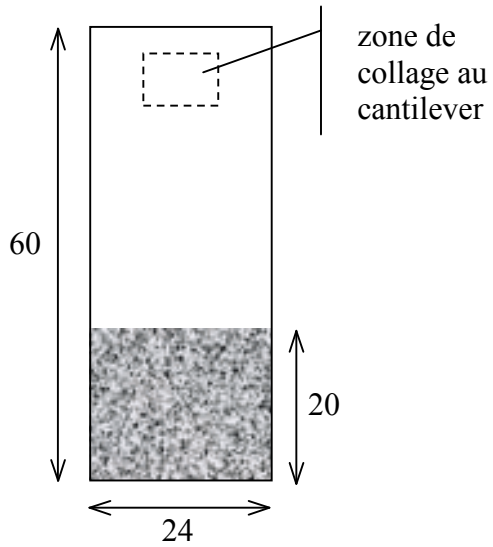


Fig. 5.2: Représentation schématique du substrat MC2. Le report du motif désordonné est effectué sur les deux faces de la lame. Le rectangle en pointillé représente la zone sur laquelle le substrat est collé au cantilever.

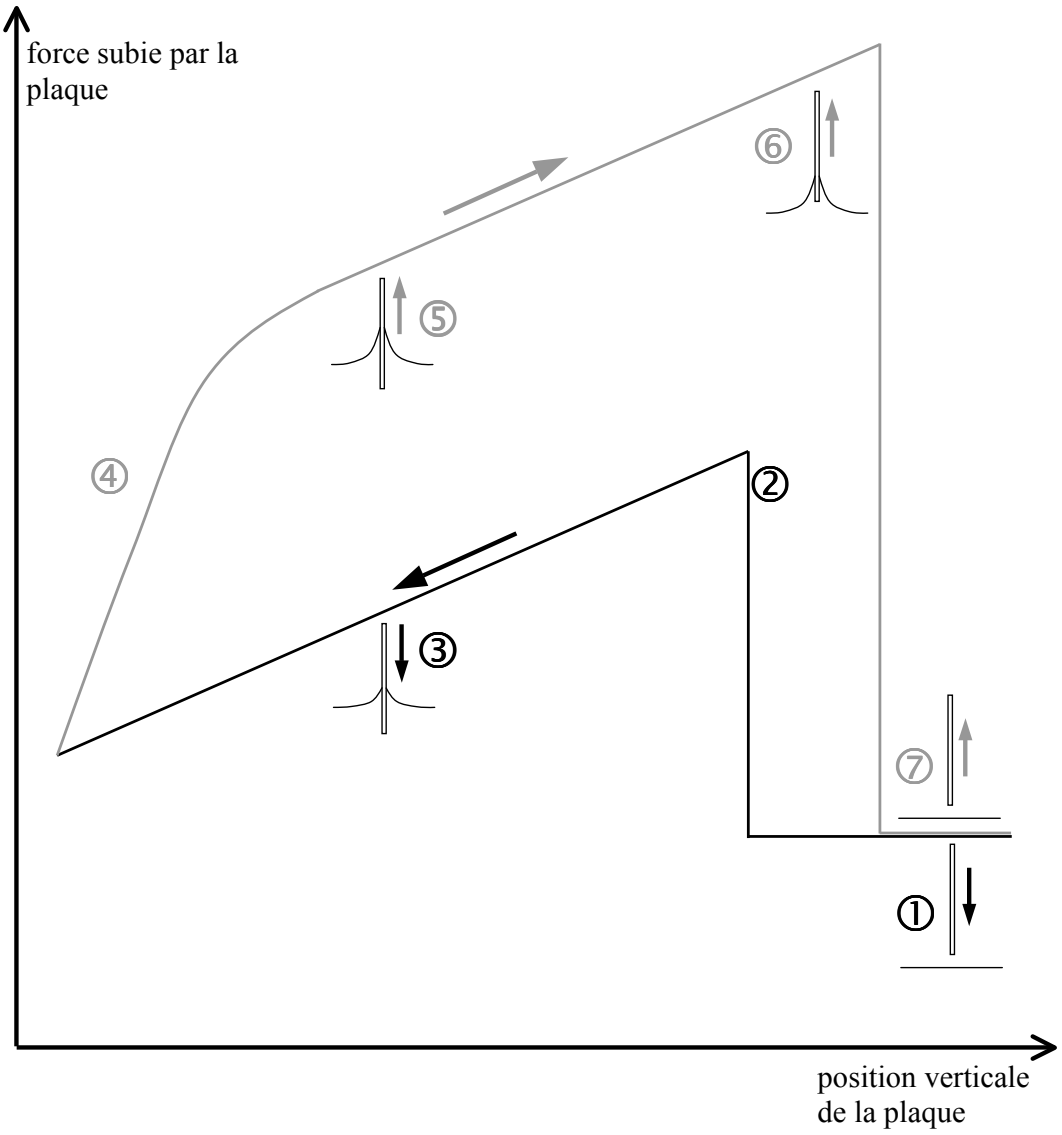


Fig. 5.3: Force subie par la plaque au cours d'un cycle expérimental. La parties noire et grise de la courbe correspondent respectivement à un enfoncement de la plaque dans le bain de liquide et à un retrait. **1.** La plaque est en dehors du liquide. La seule force mesurée est le poids de l'échantillon. **2.** Le bas de la plaque rentre en contact avec la surface du liquide. On définit cette position comme $P = 0$. Le liquide mouille la surface avec l'angle de contact d'avancée θ_a. **3.** La plaque continue à s'enfoncer dans le liquide. La ligne de contact avance sur le substrat avec un angle de contact constant θ_a. L'échantillon subit de plus une poussée d'Archimède proportionnelle à son enfoncement dans le liquide. 4. Le mouvement de la plaque est inversé. La ligne de contact reste immobile par rapport au substrat pendant que l'angle de contact diminue jusqu'à atteindre sa valeur de recul θ_r. 5. La plaque est retirée du bain de liquide. La ligne de contact recule et l'angle de contact est θ_r. La pente de la courbe est toujours due à la poussée d'Archimède. 6. Dans les derniers temps de l'extraction de la plaque, celle-ci est encore mouillée alors qu'elle a dépassé le niveau asymptotique du liquide. 7. Le ménisque de liquide se décroche de l'échantillon. La plaque n'est plus soumise qu'à son poids.

et P l'enfoncement de la plaque sous le niveau du liquide. Les différentes étapes au cours du cycle sont décrites dans la légende de la figure 5.3.

La figure 5.4 présente un cycle obtenu expérimentalement avec une plaque de verre nu dans de l'eau avec une vitesse de 100 μm/s. La ligne pointillée représente la contribution de la poussée d'Archimède. Le fait que les portions inférieure et supérieure de la courbe ne se superposent pas est le signe de l'hystéresis de l'angle de contact, déjà présent pour un substrat de verre nu. À titre d'illustration, la figure 5.5 montre le cycle obtenu avec de l'héxadécane sur du verre, ici l'angle de contact est nul à l'avancée comme au recul : les deux branches sont presques superposées. Il est possible de mesurer à partir de la

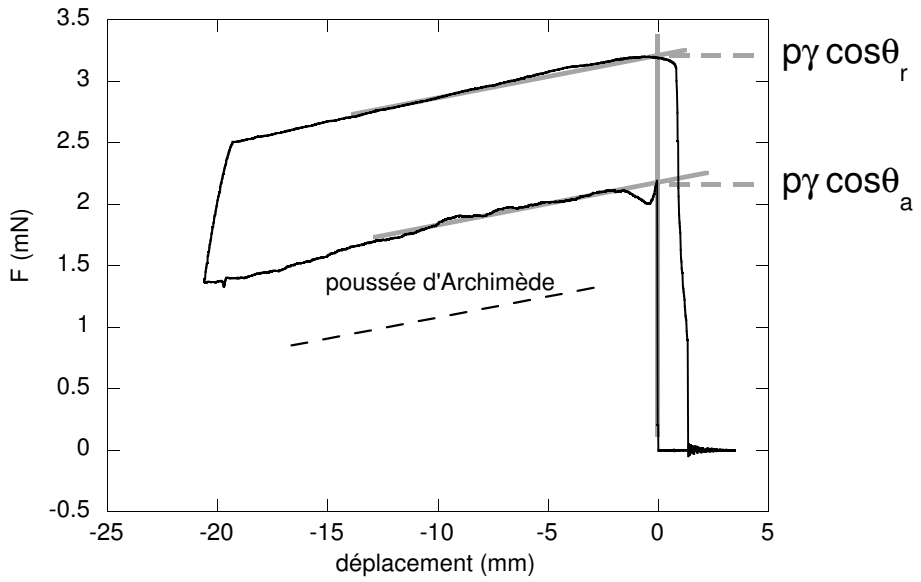


Fig. 5.4: Cycle obtenu pour le système eau/verre avec $v = \pm 100\,\mu$m/s. La ligne en pointillé représente la pente due à la poussée d'Archimède. Les traits de construction gris montrent comment déternimer θ_a et θ_r.

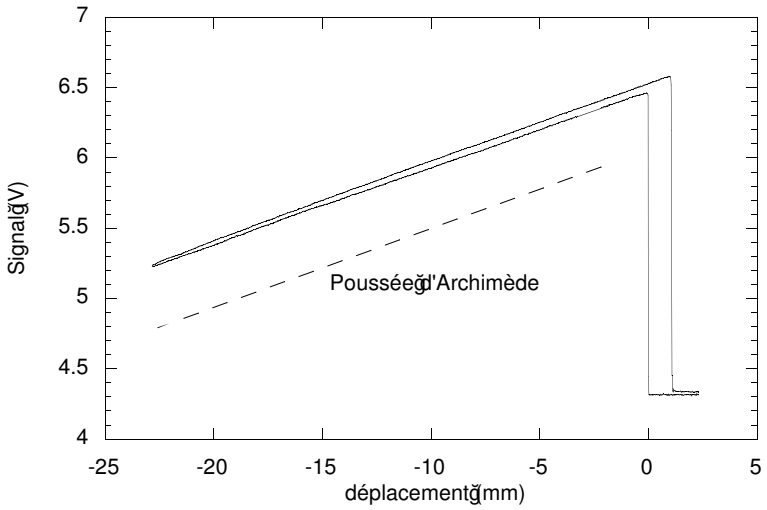


Fig. 5.5: Signal obtenu au cours d'un cycle avec le système héxadécane/verre.

courbe 5.4 les angles de contact à l'avancée et au recul. Il suffit de prolonger la pente due à la poussée d'Archimède jusqu'à $P = 0$ où la contribution d'Archimède est nulle.

Comme on peut le voir sur la figure 5.4, la pente des deux branches est légèrement différente de celle due à la poussée d'Archimède. Cet écart signifie que l'angle de contact n'est pas rigoureusement constant le long de l'échantillon. Une variation de quelques degrés est observée sur un enfoncement de la plaque de 30 mm. De plus, on observe aussi de petites variations de θ d'une expérience à l'autre. On estime la dispersion des mesures de $\cos\theta$ faites au recul sur le même substrat à 0,03. À l'avancée, la situation est pire : on observe des variations importantes de θ_a d'une expérience à l'autre. Nous attribuons ce problème au fait que l'hygrométrie n'est pas bien contrôlée. L'utilisation d'une boîte fermée a diminué cette dispersion, sans toutefois la faire disparaître.

5.2 Dynamique à l'echelle microscopique

Nous cherchons à mesurer la force de dissipation qui intervient dans notre problème. Avant de s'intéresser à la dynamique sur un substrat désordonné, nous devons caractériser la dynamique sur des substrats homogènes.

Dans l'hypothèse d'une dissipation d'origine visqueuse, la force dissipative F_{dissip} est la force que nous avons présentée en section 1.1.2. $F_{dissip} = F_{visc} = -\alpha^{-1}v$ avec, en supposant une faible variation de l'angle de contact,

$$\alpha = \frac{\theta_{éq}^2}{3\mu \sin\theta_{éq} l}. \tag{5.1}$$

Sur les échantillons que nous utilisons, cette relation ne peut pas s'appliquer directement. L'existence d'un hystéresis de l'angle de contact montre qu'un accrochage de la ligne de contact sur un désordre microscopique est déjà présent dans notre système. Avec certains systèmes et dans certaines gammes de vitesses, le remplacement de $\theta_{éq}$ par θ_r, l'angle de contact de recul à vitesse nulle, conduit à une loi qui reproduit correctement les résultats expérimentaux [59]. De même, on utilise θ_a à la place de $\theta_{éq}$ pour une ligne qui avance. Avec des liquides polaires comme l'eau ou le glycérol, cette correction ne rend pas compte du comportement de la ligne, particulièrement pour les vitesses faibles ($Ca < 0{,}01$) [59, 60].

Afin de déterminer le type de dissipation présent dans notre problème, nous avons mesuré la force subie par l'échantillon en fonction de la vitesse de dérive v de la ligne de contact. À cause des variations de θ que nous avons signalées précédemment, une mesure directe de $F_{dissip}(v)$ à partir de cycle du type de celui de la figure 5.4 serait trop peu précise. On préfère mesurer la variation de force au cours d'un saut de vitesse.

5.2.1 Mesure relative des variations de force

La mesure de la force de dissipation sur une surface homogène est effectuée de la manière suivante. Un premier cycle est effectué avec une vitesse de référence v_0 constante ($v_0 = 100\,\mu$m/s). Au cours de la remontée dans un deuxième cycle, on impose une autre vitesse v sur un déplacement de quelques millimètres. Le type de cycle obtenu est présenté sur la figure 5.6. La différence entre les deux cycles (figure 5.7) permet de mesurer la

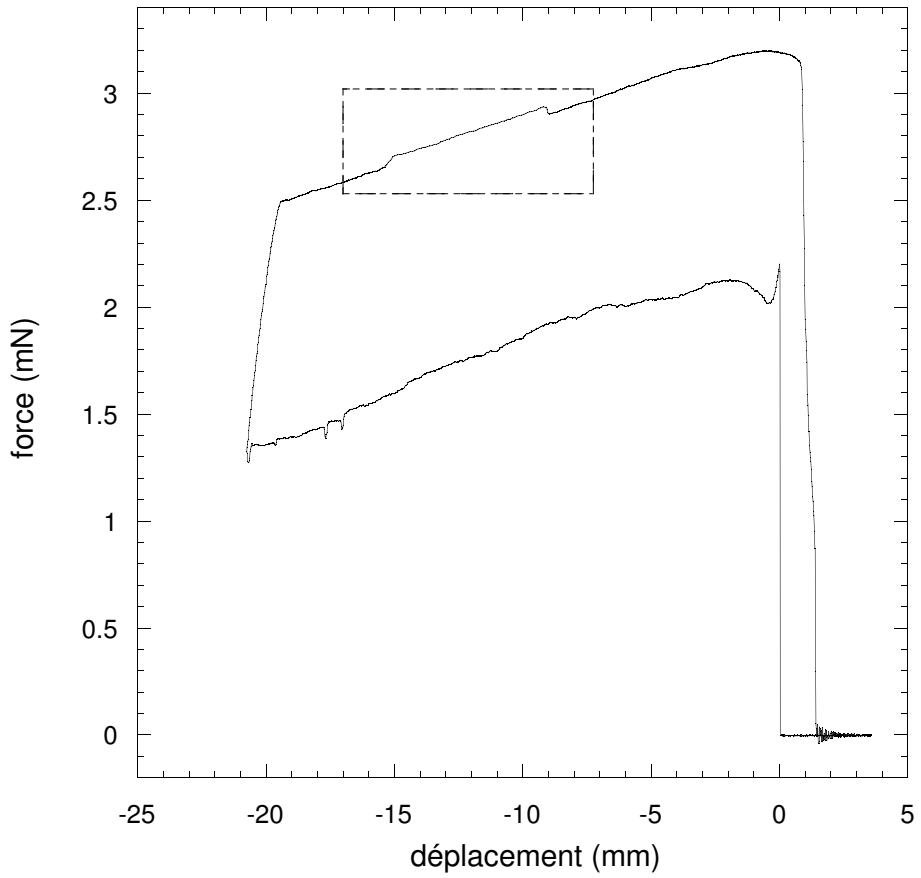


Fig. 5.6: Cycle obtenu avec le système eau sur VN. La vitesse de base est $v_0 = 100\,\mu$m/s. Un saut de vitesse à $v = 500\,\mu$m/s est appliqué pendant l'extraction.

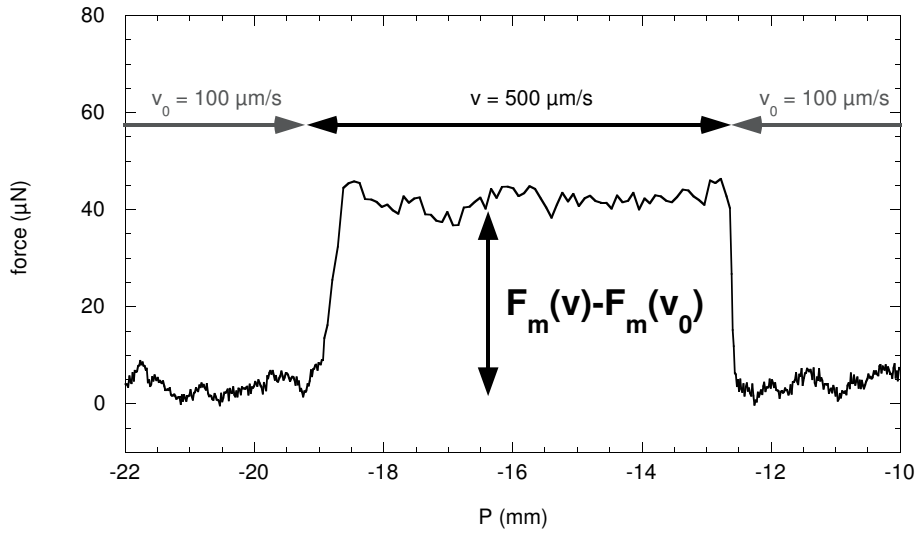


Fig. 5.7: Données délimitées par le rectangle de la figure 5.6, après soustraction par le cycle de référence. Cette opération corrige l'effet de la poussée d'Archimède. On mesure la variation de force pendant le saut de vitesse.

variation de force provoquée par le changement de vitesse $F_m(v) - F_m(v_0)$. Au même titre que les expériences décrites aux chapitres 3 et 4, nous avons plus particulièrement étudié le cas d'une ligne au recul. Malgré la variation de θ sur l'échantillon et d'une expérience à l'autre, une détermination relative de la force de dissipation est très reproductible. Les substrats étudiés sont les lames de verre VN, les lames chromées CS et la partie supérieure en verre nu (VN2) des lames MC2.

5.2.2 Relation vitesse/force

Les résultats obtenus pour les surfaces de verre sont récapitulés dans les figures 5.8 et 5.9. Ceux obtenus pour les lames chromées sont représenté sur la figure 5.10. Dans le cas de surfaces qui présentent de manière intrinsèque un hystérésis de l'angle de contact, il est malaisé de définir un angle de contact d'équilibre, et donc un zéro pour l'axe des forces. On préfére présenter les résultats des mesures dynamométriques comme la vitesse v en fonction du cosinus de l'angle de contact.

Les données représentées par des symboles blancs sur les figures 5.8 et 5.9 sont issues de trois séquences différentes. Les résultats des mesures relatives de variation de force sont bien reproductibles. Sur ces graphiques, les barres d'erreur sont représentées

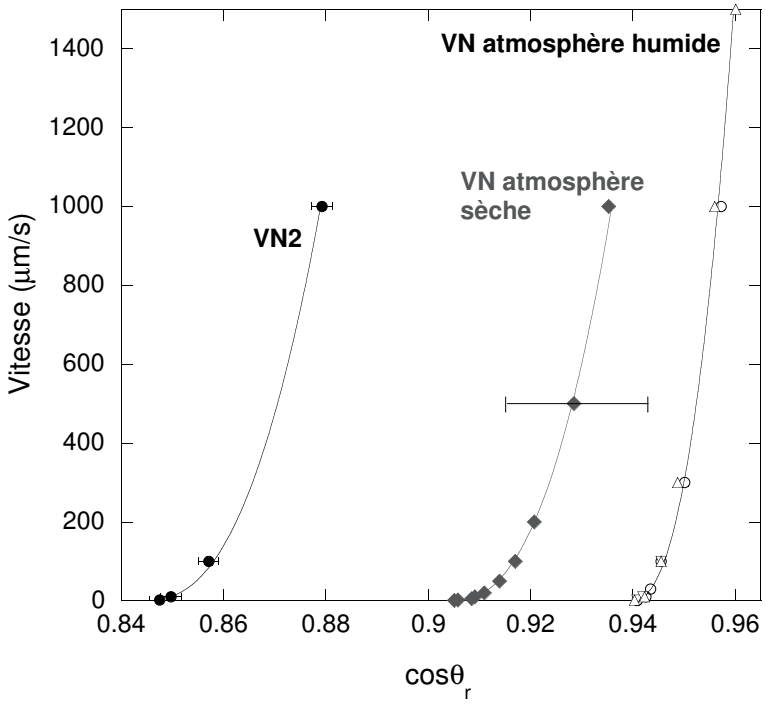


Fig. 5.8: Récapitulatif des vitesses v en fonction de l'angle de contact pour de l'eau sur un substrat de verre. Trois situations différentes ont été représentées. De gauche à droite : VN2 pour un fort taux d'humidité, VN pour un taux d'humidité faible et un taux d'humidité fort. Ces dernières données sont tirées de trois séquences différentes. Les lignes pleines représentent des ajustements des points expérimentaux par une relation du type $v = v_0(\cos\theta_r - \cos\theta_{ref})^{2,5}$. La grande barre d'erreur correspond à l'erreur faite sur la mesure absolue de $\cos\theta_r$. Les barres d'erreur pour les mesures relatives sont représentées quand elle sont plus grandes que les symboles.

quand elle dépassent la taille des symboles. Les données obtenues sur la surface VN2 sont plus imprécises que celle obtenues sur VN. Les surfaces VN2 étaient précédemment recouvertes d'une couche de chrome, l'attaque chimique censée la retirer a laissé quelques petits îlots de chrome. La position de chaque ensemble de points est plus incertaine, elle nécessite la détermination absolue de θ et non une mesure différentielle. Cette incertitude est représentée par les grandes barres d'erreur ($\sim \pm 0.15$ dans le cas du verre).

Les résultats sont sensibles à plusieurs paramètres. La valeur de l'angle de contact au recul ainsi que la dynamique dépendent du taux d'humidité de l'air. Les surfaces VN2 sont

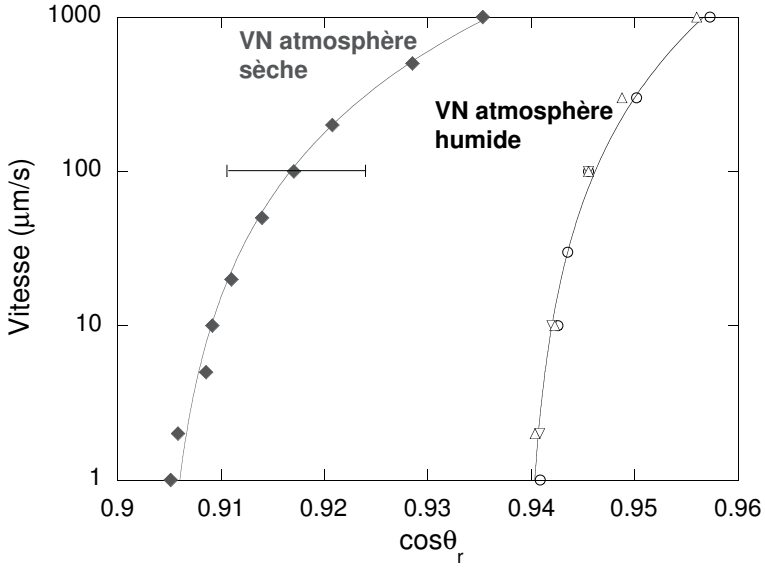


Fig. 5.9: Récapitulatif des mêmes données que la figure 5.8 dans une représentation semi-logarithmique.

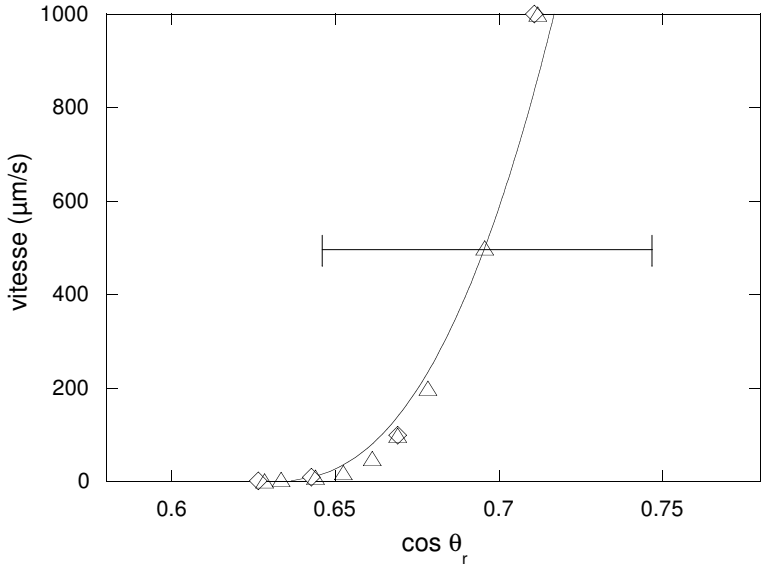


Fig. 5.10: Vitesse en fonction de l'angle de contact de l'eau sur les plaques chromées en atmosphère humide. Les données présentées sont issues de deux séquences différentes.

faites d'un verre différent de VN et ont subi des traitements chimiques lors du procédé de photolithogravure. Les états de surfaces sont donc différents et les dynamiques de la ligne de contact sur ces substrats différentes.

Les données expérimentales sont ajustées par une loi du type $v = v_0(\cos\theta_r - \cos\theta_{ref})^\psi$ où v_0, θ_{ref} et ψ sont trois paramètres ajustables. Sur les valeurs présentées sur les figures 5.8 et 5.10, on obtient de bons ajustements en prenant une valeur de l'exposant ψ comprise entre 2 et 3. La relation entre la vitesse et l'écart à la force seuil n'est donc pas linéaire. De plus, en prenant la pente des courbes de la figure 5.8, on détermine une mobilité de la ligne de contact. Pour $v = 1000\,\mu$m/s on trouve une mobilité maximale de $\alpha \simeq 2$ S.I.. Dans l'expression de la mobilité donnée par l'équation (1.6), le seul paramètre inconnu est le facteur logarithmique l. Pour une telle valeur de α, on trouve la valeur irréaliste $l \sim 100$. Dans la gamme de vitesse étudiée ($10^{-8} < Ca < 10^{-5}$), un modèle de dissipation visqueuse ne peut pas rendre compte de la dynamique dans notre système.

Une mesure similaire de la mobilité d'une ligne de contact d'un liquide polaire (eau, glycérol) sur du PET [60] trouve une mobilité plus faible que celle attendue dans le cadre d'une dissipation hydrodynamique. L'effet est aussi visible dans d'autres géométries. La vitesse de coalescence entre deux gouttes d'eau sur une surface de silicium recouverte d'un silane fluoré est beaucoup plus lente que prévue par un modèle hydrodynamique [61]. Le mécanisme de dissipation est vraissemblablement relié à la dynamique de la ligne à l'échelle microscopique. Un scénario d'adsorption-desorption moléculaire sur le désordre à l'échelle nanométrique, comme le propose Blake [44], pourrait rendre compte du comportement observé.

5.2.3 Particularités de notre système

Certains faits font apparaitre l'origine microscopique de la dissipation dans notre système.

- L'angle de contact varie le long de l'échantillon. θ est plus grand en bas de la plaque qu'en haut (le bas de la plaque passant plus de temps immergé que le haut).
- L'arrêt de la ligne de contact sur le substrat laisse une marque moins mouillante sur le substrat (voir figure 5.11).
- Ces marques s'estompent avec le temps quand on maintient le substrat hors de l'eau.
- Un nettoyage au plasma du substrat le rend totalement mouillant. Placé dans la boîte saturée en humidité, l'échantillon retrouve des propriétés de mouillage identiques à celles d'un échantillon lavé par les techniques décrites en section 2.3 au bout de quelques jours.

On peut interpréter ces effets par l'existence d'un polluant (molécule organique, CO_2, silice ... ?). Adsorbé sur le substrat, ce polluant rend le substrat moins mouillant. Ce polluant, plus concentré à la surface du liquide se dépose sur l'échantillon au niveau de la ligne de contact, ce qui explique les traces laissées par l'arrêt de la ligne (voir figure 5.12). L'aspect moléculaire des impuretés est mis en évidence par la «guérison» des marques sur le substrat, ce qui peut être interprété par une diffusion des impuretés sur la surface. La présence de ces polluants expliquerait un désordre à l'échelle moléculaire responsable de la dynamique de la ligne de contact.

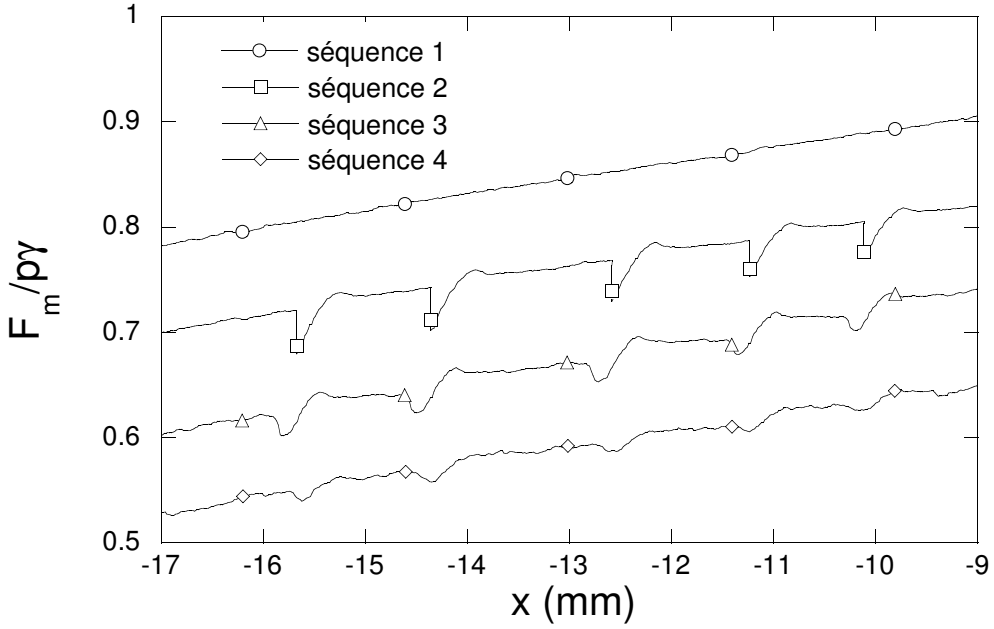


Fig. 5.11: Force mesurée au cours de l'extraction du substrat du bain de liquide (branche supérieure du cycle expérimental) dans 4 situations différentes. Les séquences sont présentées dans l'ordre chronologique. **Séquence 1** : vitesse constante $v = 100\,\mu$m/s. **Séquence 2** : la remontée du substrat est arrêtée à cinq reprises pendant typiquement 5 minutes. Entre chaque arrêt $v = 100\,\mu$m/s. **Séquence 3** : remontée du substrat à vitesse constante $v = 100\,\mu$m/s quelques minutes après la séquence 2. La ligne de contact rencontre une marque successivement moins et plus mouillante à l'endroit où elle s'etait arrêtée. **Séquence 4** : *idem* séquence 3 après avoir laissé une nuit le substrat en dehors du bain de liquide. Les marques sur le substrat se sont estompées. Pour une meilleure lisibilité, les courbes ont été translatées de manière arbitraire.

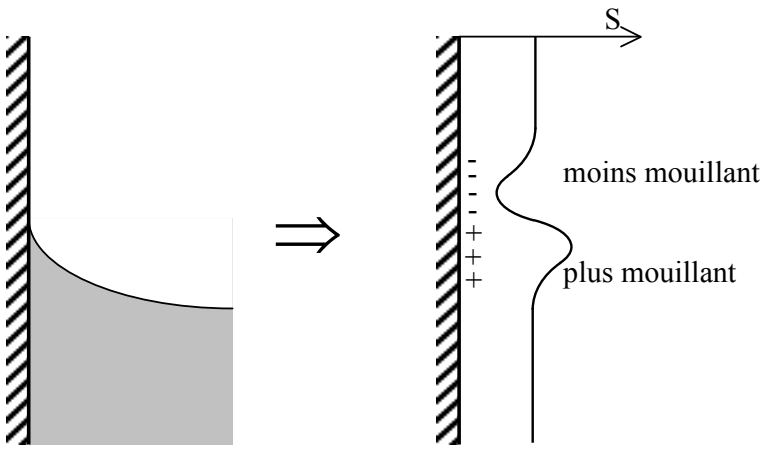


Fig. 5.12: Conséquence de l'arrêt de la ligne de contact sur le substrat. À l'endroit où la ligne s'est arrêtée, le pouvoir mouillant local est changé. Le substrat est alternativement (de haut en bas) moins et plus mouillant.

5.2.4 Réflexions sur la valeur de la force de friction

Quelle qu'en soit la raison, nous mesurons au recul, dans la gamme de vitesse 1 - 1000 μm/s, une dépendance vitesse-$\cos\theta$ que l'on peut représenter empiriquement par $v = v_0(\cos\theta - \cos\theta_{ref})^{\psi}$.

À ce stade, la force de friction F_{dissip} n'est pas définie, car l'angle de contact d'équilibre $\theta_{éq}$ ne l'est pas non plus. Le même problème apparaît si on veut définir le pouvoir mouillant ($S \equiv \gamma(\cos\theta_{éq} - 1)$). Ces valeurs ne sont définies qu'à une constante près.

Dans la mesure où ce qui nous intéresse est la description de la dynamique de la ligne, on est amené à écrire, dans le cas d'un substrat homogène, que les forces de dissipation sont égales aux forces capillaires. Pour une ligne en mouvement on peut écrire :

$$\gamma\left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{1}{\psi}} = \gamma(\cos\theta - \cos\theta_{ref}). \tag{5.2}$$

De manière abusive, nous pouvons assimiler cette dernière valeur à F_{dissip}. On garde néanmoins un système cohérent en prenant θ_{ref}, la valeur de l'angle pour laquelle s'annule la vitesse obtenue par l'ajustement des données expérimentales, au lieu de $\theta_{éq}$. Ainsi, dans la suite, on définit de manière cohérente $S = \gamma(\theta_{ref} - 1)$ et $F_{dissip} = \gamma(\cos\theta - \cos\theta_{ref})$ pour une ligne au recul.

5.3 Dynamique en présence de défauts macroscopiques

Nous venons de montrer que la dynamique de la ligne sur un substrat homogène est dominée par des effets microscopiques plutôt que par la dissipation visqueuse. Nous avons aussi utilisé le dynamomètre pour étudier la dissipation sur un substrat désordonné. Afin de comparer la dynamique de la ligne en l'absence et en présence de désordre, nous avons utilisé les substrats MC2 pour mesurer la variation de force au cours du passage de la ligne de contact d'une surface homogène de verre à une surface désordonnée. Comme précédemment, cette mesure permet de s'affranchir d'une dérive lente ou d'hétérogénéités grande échelle.

5.3.1 Transition substrat homogène - substrat désordonné

La figure 5.13 présente le cycle expérimental obtenu avec un substrat du type MC2. Le substat est recouvert par le motif désordonné sur les 20 premiers millimètres. Au cours d'un cycle typique, on enfonce la plaque de plus de 25 mm afin que la ligne de contact passe la démarcation entre le motif désordonné et la surface de verre nu. On voit nettement les sauts de force à l'enfoncement et au retrait de la plaque au passage de la démarcation. Ces sauts sont progressifs ; il faut translater la plaque d'environ 1,5 mm pour que la transition ait lieu complètement. On peut attribuer la durée de ce saut au transitoire qui se produit lors du changement de pouvoir mouillant moyen vu par la ligne. Cependant, le fait que la forme du saut est identique à toutes les vitesses (voir figure 5.14) laisse penser que la largeur de la transition est plutôt due à des raisons géométriques. La frontière entre la partie désordonnée et la partie homogène n'est pas parfaitement horizontale, il existe aussi un décalage entre les motifs reportés sur les deux faces de l'échantillon.

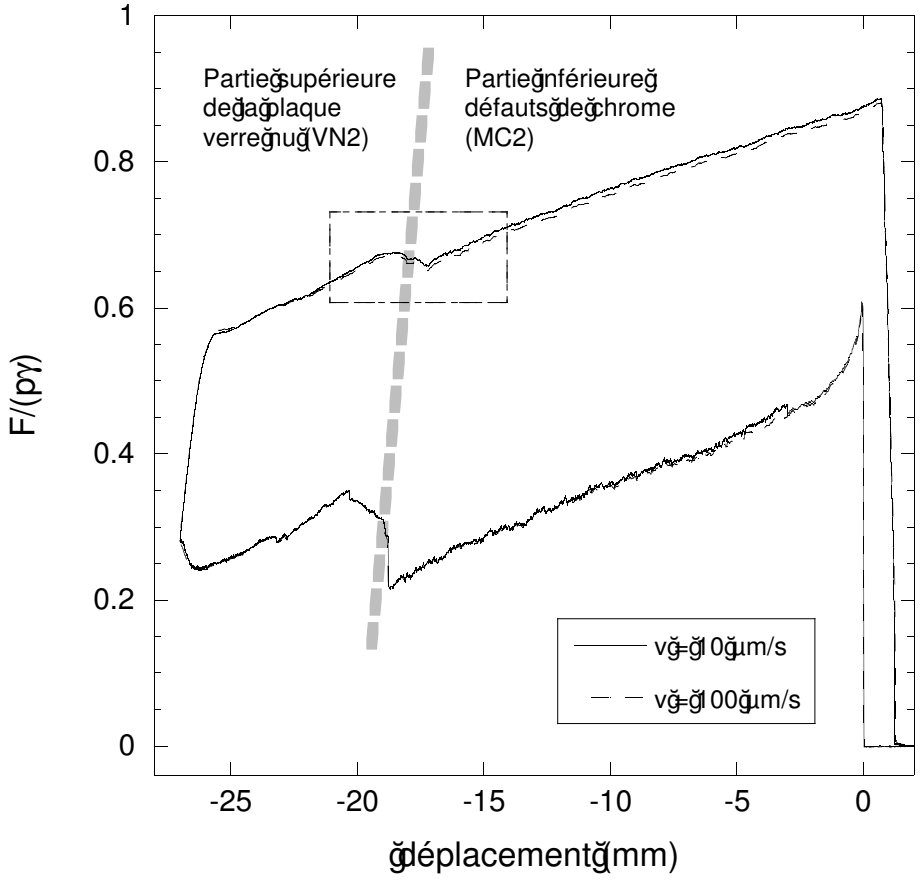


Fig. 5.13: Cycle obtenu avec le substrat MC2. La ligne pointillée grise représente grossièrement la frontière entre le verre nu et le motif désordonné.

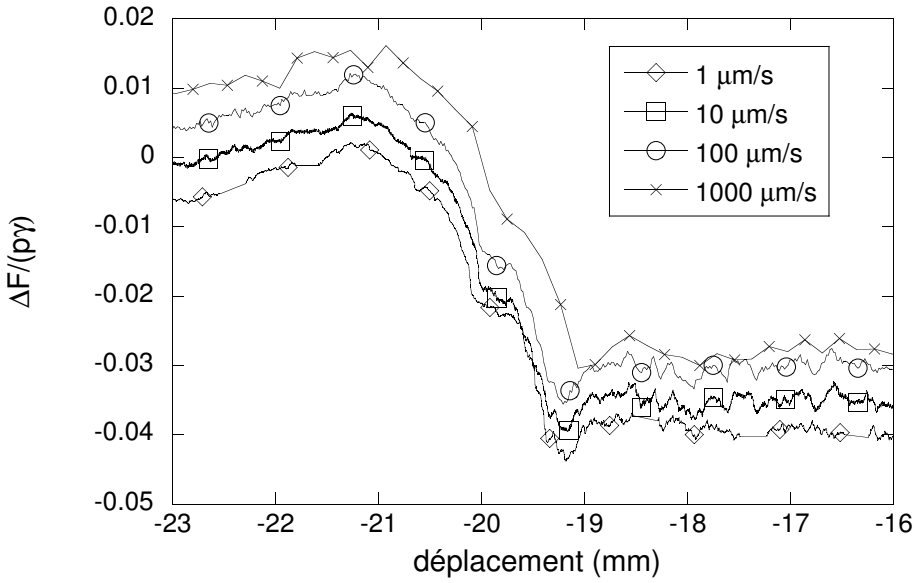


Fig. 5.14: Agrandissement du rectangle de la figure 5.13. Pour une meilleure lisibilité, les courbes ont été corrigées de la pente d'Archimède et translatées verticalement d'une valeur arbitraire.

5.3.2 Effets du désordre

Un premier effet du désordre apparait nettement sur la figure 5.13. L'écart entre les branches inférieure et supérieure du cycle est plus grand sur la partie désordonnée que sur la partie homogène. Sur le verre, $\cos\theta_r - \cos\theta_a \simeq 0{,}31$ contre 0,40 sur le substrat désordonné.

La figure 5.14 présente un agrandissement du cycle expérimental lors du saut pendant l'extraction. Il apparait clairement que l'amplitude du saut δF est indépendante de la vitesse de la ligne de contact. La figure 5.17 récapitule les valeurs de δF mesurées en fonction de la vitesse. Nous trouvons une variation de force $\delta F/\gamma = -0{,}037 \pm 0{,}003$ (la normalisation de la force par la tension de surface γ donne directement la variation de $\cos\theta$). Pour $v = 1000\,\mu$m/s, $|\delta F|$ apparait légèrement supérieure, mais cette variation est de l'ordre de l'incertitude de la mesure. Si on garde en mémoire le comportement décrit dans la partie gauche de la figure 5.15, le signe négatif de δF peut surprendre. Dans le cas qui nous concerne, le verre nu, qui constitue notre substrat de référence, a un pouvoir mouillant supérieur au pouvoir mouillant moyen de la partie désordonnée. Il faut donc comparer nos résultats au comportement décrit par la partie droite de la figure 5.15. Sur la surface désordonnée, le comportement critique de la ligne se superpose à la variation de force due au changement de pouvoir mouillant moyen. Si, comme le prévoient les modèles en groupe de renormalisation fonctionnelle, $\beta < 1$, alors $|\delta F|$ devrait croître avec la vitesse.

La figure 5.16 récapitule les mesures effectuées sur la surface homogène et la surface désordonnée. La courbe vitesse/force sur le substrat désordonné se déduit de celle sur le substrat homogène par une simple translation. Nos mesures montrent que le seul effet du désordre macroscopique est de changer la valeur de la force critique. La dynamique reste identique.

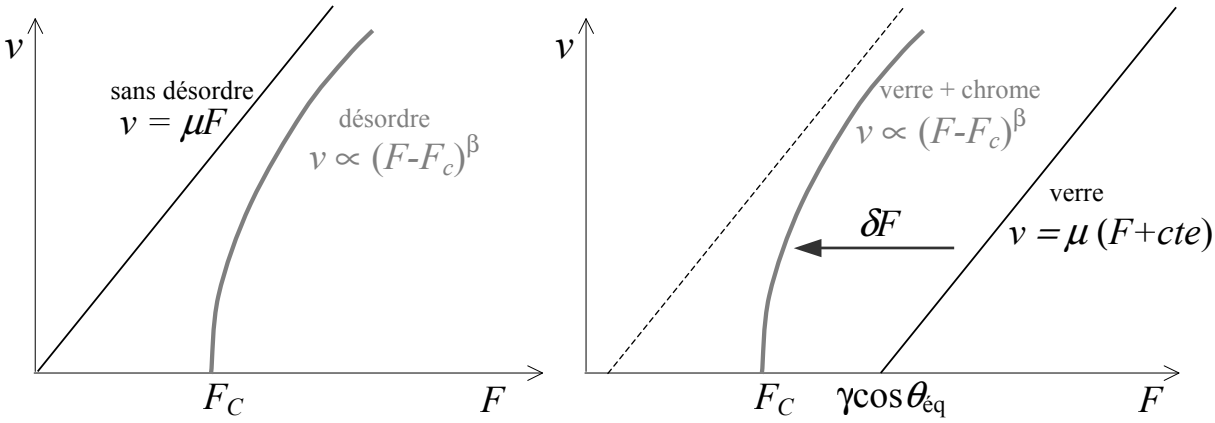


Fig. 5.15: Gauche : situation «canonique» dans laquelle le pouvoir mouillant moyen est le même sur le substrat homogène et le substrat désordonné. Le substrat présente alors à la fois des défauts plus et moins mouillants que le substrat homogène. **Droite :** comportement attendu si le substrat désordonné est en moyenne moins mouillant que le substrat homogène. La ligne en pointillés représente le comportement sur un substrat homogène (fictif) de même pouvoir mouillant que le substrat désordonné. Cette situation correspond à notre situation expérimentale, les défauts de chrome sont moins mouillants que le verre.

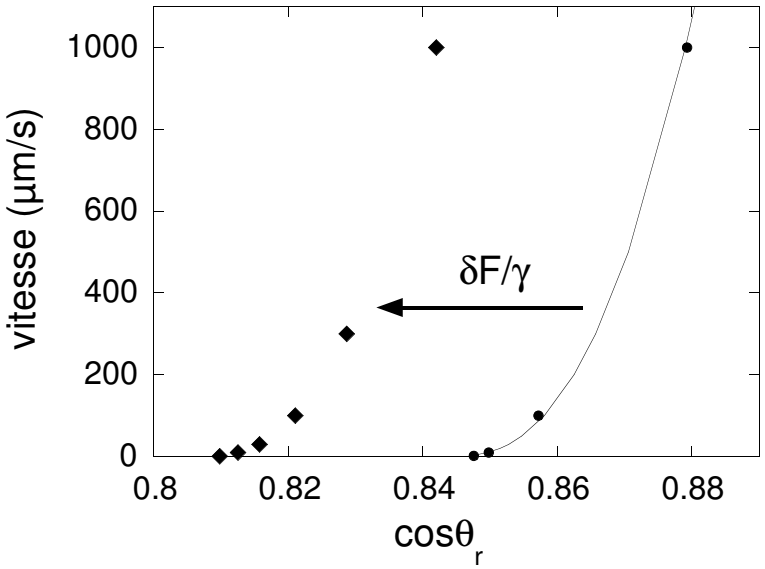


Fig. 5.16: Vitesse de la ligne de contact sur le substrat de verre VN2 (ronds) et sur le substrat désordonné (losanges) en fonction de l'angle de contact. Les incertitudes sont plus petites que la taille des symboles.

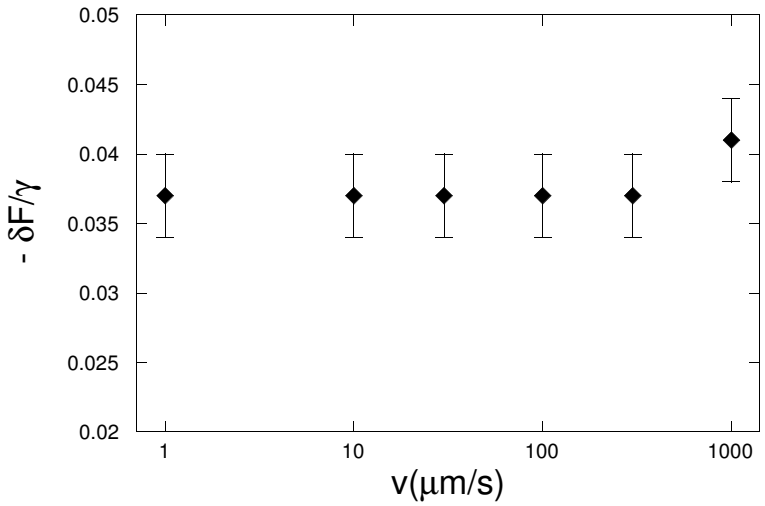


Fig. 5.17: Amplitude de la variation de force au cours du passage verre nu - substrat désordonné en fonction de la vitesse de la ligne de contact. Dans ce graphique, la force est normalisée par la tension de surface γ.

5.4 Discussion

Au terme de ces expériences, on peut se demander si elle permettent de caractériser le comportement dynamique de la ligne de contact au voisinage du seuil. D'après, l'ajustement des données expérimentales, la variation de force sur le substrat désordonné pour $v = 1 - 1000\,\mu$m/s est de l'ordre de 0,03γ. Les mesures d'angle de contact sur les surfaces homogènes de verre et de chrome permettent d'estimer l'amplitude de la force du désordre $\Delta S \equiv \sqrt{\langle (S - \langle S \rangle)^2 \rangle}$ de l'ordre de 0,1γ. Nous explorons donc une gamme de force telle que $(F - F_c) \ll F_C$, c'est-à-dire une gamme de force où, *a priori*, on doit observer un comportement critique de la ligne de contact.

Plusieurs travaux expérimentaux présentés en section 1.6 ont étudié la dynamique de la ligne de contact. Nous pouvons faire plus particulièrement un parallèle entre nos expériences et celles de Kumar *et al.* [41]. Ils ont mesuré $d\cos\theta/dv$ dans des tubes en verre, le ménisque étudié est une interface eau/alcane. Afin d'étudier l'effet du désordre topographique sur la dynamique de la ligne de contact, les expériences sont menées sur des tubes ayant subi ou non une attaque par une solution d'acide fluorhydrique. Dans les tubes rugueux, ils ont trouvé un plus fort hystérésis que dans les tubes lisses. Par contre, les valeurs de $d\cos\theta/dv$ en fonction de v sont identiques dans les deux cas. Leurs résultats conduisent à la relation $v \propto (F - F_c)^\psi$ avec $\psi \simeq 5$.

D'autres expériences ont conduit à la même relation avec des valeurs de ψ comprises entre 1 et 5. Ces travaux assimilent cet exposant ψ à l'exposant dynamique β qui caractérise le mouvement de la ligne de contact en milieu désordonné. À la lumière de nos observations, il semble plutôt que dans tous les cas, ψ caractérise un mécanisme de dissipation microscopique non universel. La caractéristique vitesse force est essentiellement sensible à cette dissipation petite échelle, le désordre n'intervenant que dans la valeur de l'hystérésis. Par ailleurs, dans certaines expériences, le désordre supposé des surfaces est invisible sous un microscope électronique à balayage [40]. Si le désordre est d'échelle nanométrique, les fluctuations thermiques peuvent jouer un rôle important [44]. Cette situation ne correspond pas à celle considérée par les travaux en groupe de renormalisation.

Chapitre 6

Accrochage sur un défaut unique

6.1 Présentation du problème **80**
6.1.1 Modélisation simplifiée 81
6.2 Dispositif expérimental **82**
6.2.1 Substrat dilué 82
6.2.2 Liquides utilisés 83
6.2.3 Imagerie 83
6.2.4 Conduite de l'expérience 84
6.3 Simulation numérique **85**
6.3.1 Principe de la simulation 85
6.3.2 Paramètres de la simulation 87
6.4 Comparaison entre la simulation et l'expérience **88**
6.5 Conclusion **92**

Nous avons présenté dans le chapitre 5 une mesure de la dissipation sur un système de grande taille. La géométrie compliquée du substrat désordonné dense ne permet pas d'étudier les effets de cette dissipation sur le comportement de la ligne de contact à l'échelle du désordre. Nous chercherons donc à étudier la dynamique de la ligne de contact dans le cas d'une géométrie plus simple. Nous décrirons dans ce chapitre l'étude de la rencontre de la ligne de contact avec un défaut isolé. Après avoir présenté le dispositif expérimental, nous montrerons comment nous avons comparé les observations avec une simulation numérique du problème. Au même titre que l'expérience du chapitre 5, cette étude montre que la dissipation dans le mouvement de la ligne est bien plus grande que celle attendue par un modèle hydrodynamique. De plus, un écart systématique, aux premiers temps de la rencontre, entre les observations et les simulations suggère aussi une relation vitesse/force non linéaire.

6.1 Présentation du problème

Une autre expérience susceptible de tester l'origine de la dissipation et ses conséquences sur le mouvement de la ligne de contact consiste à étudier la dynamique de la ligne dans une géométrie plus simple que celle étudiée aux chapitres 3 et 4. On considère une ligne de contact rectiligne qui recule sur un substrat homogène. Au cours de son mouvement, la ligne rencontre un défaut isolé de pouvoir mouillant moindre que le reste du substrat. La figure 6.1 présente une telle rencontre. Ici, un ménisque d'eau recule sur une surface homogène de verre et rencontre un défaut moins mouillant. Le défaut est un motif carré de chrome de $10\,\mu$m de côté. À $t = 0$ la ligne de contact commence à envahir le défaut et subit une déformation. Nous chercherons à décrire l'évolution de la forme de la ligne de contact au cours de cette rencontre. Les axes dessinés sur la figure 6.1 montrent l'origine du repère utilisé dans la suite de ce chapitre. Le bord supérieur du défaut, c'est-à-dire celui rencontré en premier par la ligne, correspond à $y = 0$. La droite $x = 0$ est la ligne médiane du défaut.

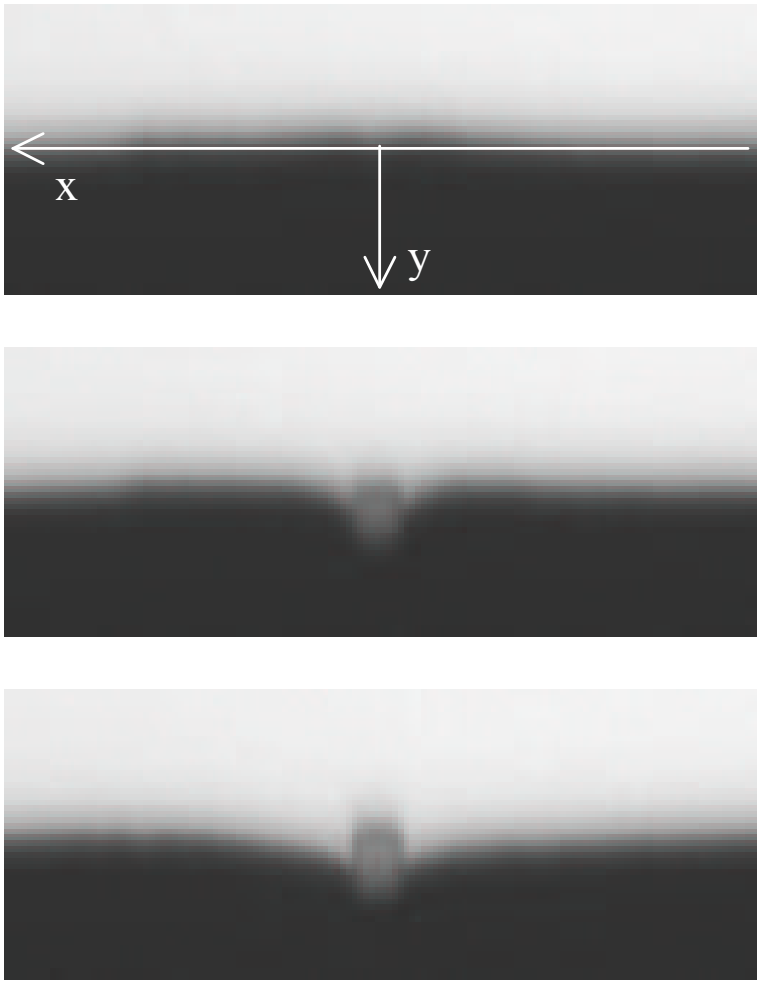


Fig. 6.1: Rencontre de la ligne de contact avec un défaut isolé. Le liquide est de l'eau et le substrat est du verre. Le défaut est un carré de surface chromé de $10\,\mu$m de côté. La première image précède le début de l'invasion du défaut, les suivantes présentent la ligne à $t = 50$ et $t = 350\,$ms.

Comme nous l'avons signalé dans la section 1.4, la forme d'équilibre de la ligne de contact accrochée sur un défaut isolé a été calculée par Joanny et de Gennes [10]. La forme logarithmique prévue par l'équation (1.21) a été confirmée expérimentalement par Nadkarni et Garoff [16]. Ici, la déformation de la ligne de contact sur un défaut est étudiée de manière dynamique. Nous avons modélisé le mouvement de la ligne au moment de sa rencontre avec un défaut dans le cadre d'une dissipation hydrodynamique.

6.1.1 Modélisation simplifiée

Un problème similaire a été étudié par de Gennes [62]. On considère la ligne initialement piégée par un défaut ponctuel en $x = 0$ qui exerce une force f_d sur la ligne. À $t = 0$, la ligne décroche du défaut et relaxe vers une forme rectiligne sous l'effet de son élasticité. Dans un mouvement quasi-statique, l'élasticité est compensée par la force de dissipation visqueuse et on trouve la forme de la ligne au cours du temps, dans la limite des petits angles de contact :

$$\eta(x, t > 0) = \frac{-f_d}{2\pi\gamma\theta_0^2} \ln\left(\frac{x^2 + c^2t^2}{L_{g.e.}^2}\right). \tag{6.1}$$

γ est la tension de surface de l'interface liquide-gaz, θ_0 est l'angle de contact à l'équilibre sur la surface homogène, $L_{g.e.}$ est une longueur de coupure pour les grandes échelles. La déformation de la ligne relaxe latéralement avec une célérité $c = \alpha\gamma\theta_0^2 = \gamma\theta_0^3/3l\mu$, où α est la mobilité de la ligne, μ la viscosité du liquide et l le facteur logarithmique introduit en section 1.1.2 (nous avons conservé les notations du chapitre 1). Les résultats expérimentaux trouvés par Marsh et Cazabat [63] sont en bon accord avec l'équation (6.1). Cependant les valeurs de l mesurées sont anormalement basses.

La situation que nous étudions est un peu différente. La ligne est initialement rectiligne et rencontre le défaut à $t = 0$. Celui-ci exerce alors une force f_d pour $t > 0$. On suppose

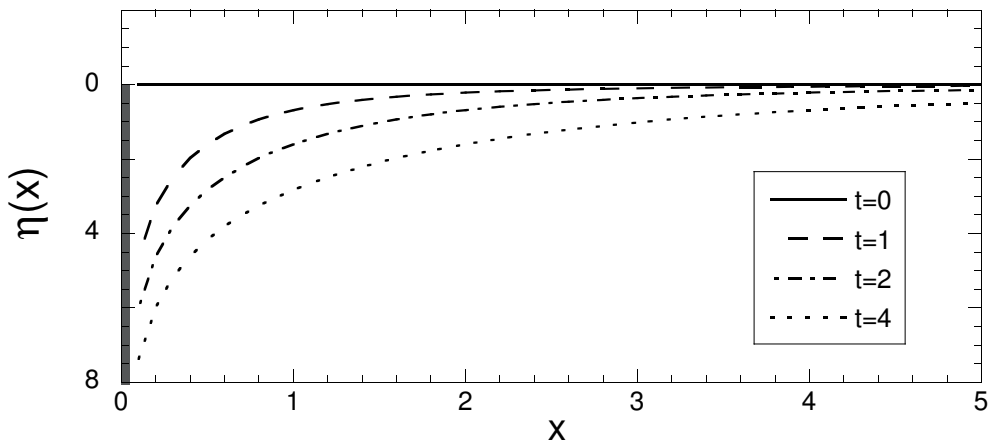


Fig. 6.2: Allure de la forme de la ligne de contact prédite par l'équation (6.2). Les fonctions tracées sur ce graphe sont $\eta = \ln((x^2 + t^2)/x^2)$, les unités de x et t sont arbitraires. Dans ce calcul, on suppose que le défaut occupe la ligne $x = 0$, $y \geq 0$ représenté par le trait gris.

dans cette modélisation simple que le défaut positionné en $x = 0$ est de largeur négligeable. En utilisant le même raisonnement que dans [62], on trouve :

$$\eta(x, t > 0) = \frac{f_d}{2\pi\gamma\theta_0^2} \ln\left(\frac{x^2 + c^2t^2}{x^2}\right). \tag{6.2}$$

La figure 6.2 presente l'allure de $\eta(x, t)$ pour différents temps. La description du phénomène réel est plus compliqué.

6.2 Dispositif expérimental

6.2.1 Substrat dilué

Le substrat utilisé a été fabriqué de la même manière que celui présenté dans la section 2.3. La partie utile du substrat est un carré de $20 \times 20\,\mathrm{mm}^2$ dans lequel sont déposés de manière aléatoire 10^5 défauts de chrome. Chaque défaut est un carré de $10\,\mu$m de côté, le taux de couverture est d'environ 2,5%. La proximité du bord de la plaque et de motifs denses (voir figure 6.3) perturbe la ligne de contact. Pour éviter les effets de bords, seule la partie centrale du motif a. est utilisée. Pour des raisons de reproductibilité, le substrat subit toujours la même procédure de nettoyage ; celle-ci est aussi présentée en 2.3.

Sur ce substrat, le taux de couverture est suffisamment faible pour qu'on puisse trouver des défauts tels que la déformation de la ligne qu'ils provoquent ne soit pas perturbée par d'autres défauts voisins.

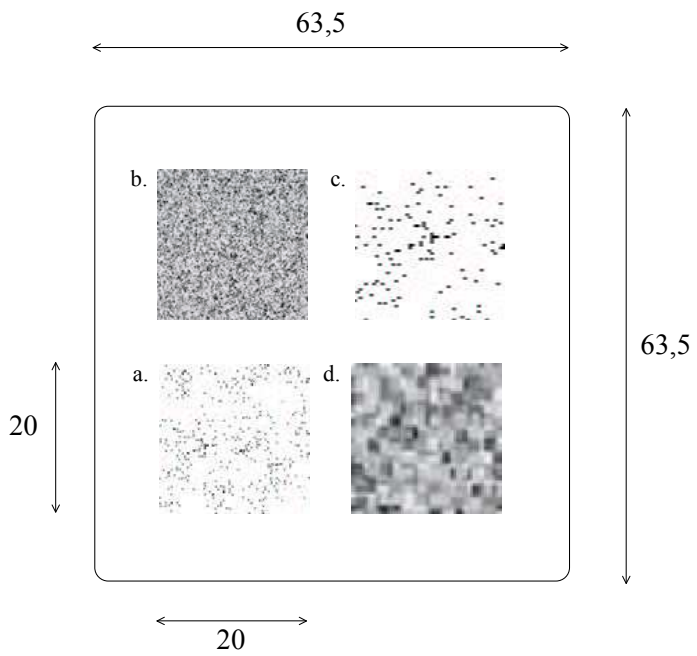


Fig. 6.3: Schéma du substrat utilisé pour les expériences sur défaut isolé. Sur une même plaque, quatre motifs différents ont été déposés. **a.** défauts de $10\,\mu$m, taux de couverture 2,5%. **b.** $10\,\mu$m, 25%. **c.** $50\,\mu$m, 2,5%. **d.** $50\,\mu$m, 25%. Seul le motif a. est utilisé dans nos expériences.

Tab. 6.1: Récapitulatif des viscosités et des angles de contact pour les liquides utilisés dans les expériences sur substrat dilué. La répétabilité des mesures d'angle est de 2°.

		eau	glyc. 70%	glyc. 85%
viscosité (Pa.s)		10^{-3}	20.10^{-3}	100.10^{-3}
angle de contact sur le substrat dilué	avancée	58°	53°	-
	recul	37°	34°	-

6.2.2 Liquides utilisés

Trois liquides différents ont été utilisés. De l'eau et des solutions aqueuses de glycérol à 70% et 85% en masse. Le tableau 6.1 récapitule les viscosités et les angles de contact mesurés sur le substrat dilué pour les trois liquides. Les angles de contact pour la solution à 85% ne sont pas donnés dans ce tableau. Sa grande viscosité n'a pas permis l'utilisation du dispositif d'alimentation décrit en annexe A. Des mesures plus grossières conduisent à des valeurs proches de celles trouvés pour les autres liquides.

6.2.3 Imagerie

La ligne de contact est observée avec le microscope à grande frontale présenté dans la section 2.5. L'image est recueillie par une caméra CCD (ES 310 Turbo MEGAPLUS) connectée à un ordinateur. Cette caméra offre la possibilité, en n'enregistrant qu'une ligne de pixels sur deux, d'atteindre une fréquence d'acquisition de 215 images par seconde. Un exemple d'image prise en cours d'expérience est présenté dans la figure 6.5. Un grossissement $\times 14$ est utilisé et la résolution le long des lignes de la caméra est de 0,8 μm (1,6 μm le long des colonnes). Afin d'obtenir le maximum de précision sur la mesure de η, la caméra est tournée de manière à ce que les lignes de pixels soient perpendiculaires à l'image de la ligne de contact.

En cours de manipulation, les images sont stockées en mémoire vive de l'ordinateur.

Fig. 6.4: Photographie du substrat dilué. Les défauts de chrome apparaissent en sombre.

Sa taille (1,3 Go) limite la durée des séquences enregistrées à environ 9,5 secondes. Sur ces images, la position de la ligne de contact est relevée par la recherche du maximum de gradient en niveau de gris (la méthode est décrite en annexe B.3). Cette méthode permet de détecter la ligne avec une précision inférieure au pixel, soit dans notre cas 0,4 μm. Cependant, le contraste optique entre les défauts et le ménisque est trop faible pour pouvoir relever la position de la ligne de contact quand celle-ci passe à l'intérieur d'un défaut et dans son voisinage.

6.2.4 Conduite de l'expérience

On cherche à filmer des rencontres de la ligne de contact avec un défaut isolé. Au cours de l'expérience, on désire garder le défaut isolé fixe dans le référentiel de la camera. On utilise donc le montage avec substrat fixe décrit en 2.2.2. Afin de réduire l'influence du mouvement global de la ligne sur sa dynamique au voisinage du défaut, on travaille avec une vitesse de dérive petite devant les vitesses observées au cours de l'invasion. Comme

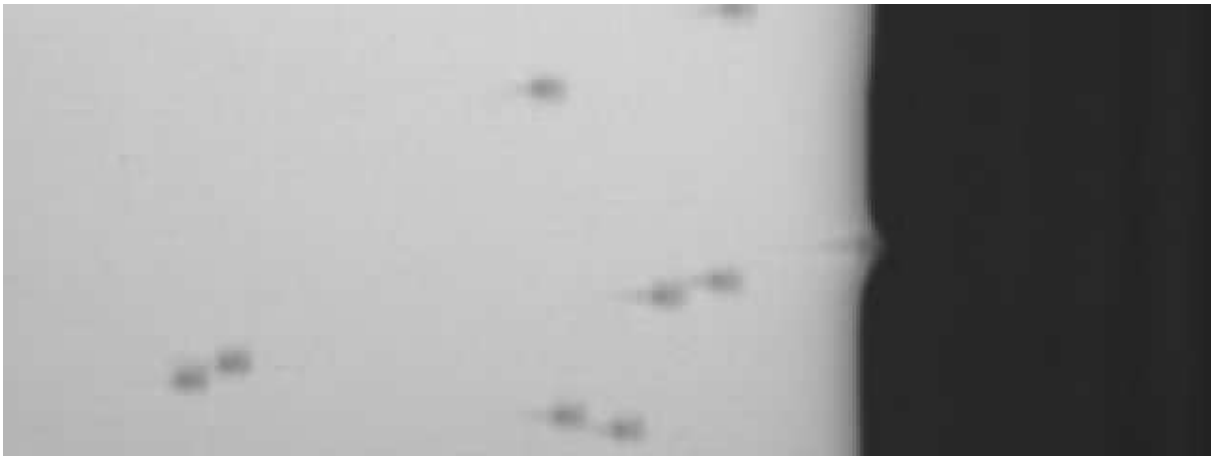


Fig. 6.5: Image typique relevée au cours de nos expériences. L'aspect rectangulaire des défauts est dû à l'acquisition de seulement une ligne sur deux. Le champ de l'image est horizontalement de 438 μm et verticalement de 329 μm.

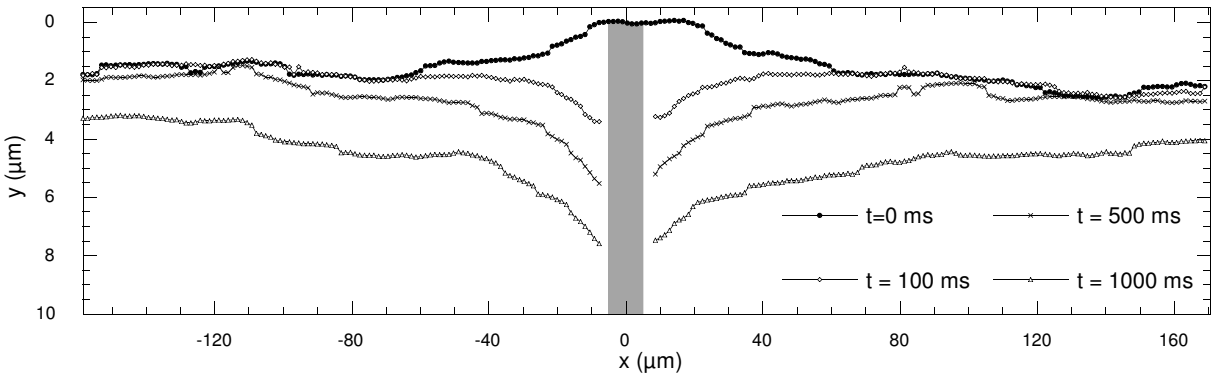


Fig. 6.6: Lignes relevés lors de la rencontre avec un défaut pour différents temps. Le défaut est représenté par le rectangle gris.

nous l'avons observé sur le substrat désordonné dense, la vitesse maximale de la ligne au cours d'une rencontre avec un défaut est de l'ordre de 2 mm/s (voir section 4.2). Dans l'étude des défauts isolés, on travaille avec $v \simeq 2\,\mu$m/s.

Dans un premier temps, il faut trouver un défaut suffisamment isolé. Le défaut choisi ne doit pas avoir de voisin suivant l'axe x à une distance inférieure à $500\,\mu$m, auquel cas les déformations qu'ils provoquent peuvent interagir. Une fois un tel défaut repéré, on enregistre une séquence pendant laquelle la ligne de contact rencontre le défaut. Comme la durée d'une séquence d'enregistrement est limitée et que la position du défaut est cachée par le ménisque, il est difficile de savoir quand lancer l'enregistrement pour filmer la rencontre. Plusieurs essais sont nécessaires. On amène rapidement ($\sim 10\,\mu$m/s) la ligne de contact à quelques centaines de microns devant le défaut et on règle la vitesse de translation de la platine à 1 ou $2\,\mu$m/s. Quand la ligne atteint le défaut, la vitesse de dérive peut encore être dans un transitoire et n'est pas contrôlée de manière rigoureuse. Elle peut cependant être mesurée comme étant la vitesse de la ligne en un point éloigné du défaut. Entre deux et quatre défauts ont été étudiés pour chacun des liquides.

La figure 6.6 présente des lignes relevées au cours d'une rencontre avec un défaut isolé. Les imperfections sur les courbes sont dues, d'une part au bruit de relevé de la ligne, ce relevé est un peu sensible à la pixellisation de l'image, et d'autre part, aux inhomogénéités du substrat. Ces inhomogénéités, probablement résiduelles des procédures de nettoyage, ont une taille typique de quelques microns. L'amplitude des déformations qu'elles introduisent sur la ligne de contact sont au plus de quelques dixièmes de microns. La forme de la ligne dans nos expériences, aussi bien sur substrat dilué et substrat dense, est donc essentiellement dictée par le contraste verre-chrome imposé.

On remarque sur la figure 6.6 que la ligne subit un piégeage sur le bord $y = 0$ du défaut avant de le découvrir. Ce piégeage peut être dû à la topographie du substrat au bord du défaut, l'épaisseur de la couche chrome est de 1000 Å.

6.3 Simulation numérique

Plusieurs points rendent délicate la comparaison directe de l'expérience avec le modèle simplifié présenté précédemment :

- Le défaut n'est pas de largeur négligeable ($10\,\mu$m).
- La ligne de contact rencontre le défaut avec une vitesse initiale non nulle.
- Au cours de l'invasion du défaut, la ligne de contact rencontre le bord inférieur du défaut. À partir de ce moment, la force du défaut n'est plus constante.
- La ligne est dans un premier temps piégée par le bord supérieur du défaut.

Afin de prendre en compte ces éléments, nous préférerons comparer nos expériences à des simulations numériques du mouvement de la ligne.

6.3.1 Principe de la simulation

L'idée de base de la simulation est de résoudre numériquement l'équation phénoménologique (1.30).

Conformément aux notations déjà utilisées, la ligne de contact est décrite par une fonction $y(x)$ monovaluée. L'axe x est discrétisé en 2048 points d'abscisse x_i ($i = -1024 \ldots 1023$). Les conditions aux limites pour l'axe x sont périodiques, ainsi, $x_{i+2048} = x_i$. L'axe y n'est

pas discrétisé et les positions prises par la ligne de contact $y(x_i, t)$ peuvent varier continuement. Le temps est discrétisé et la valeur du pas de temps est notée dt.

Afin de comparer plus facilement les résultats numériques avec les expériences, les grandeurs manipulées dans la simulation sont les grandeurs réelles issues de nos mesures. Ainsi, les distances seront directement exprimées en μm et les temps en secondes. Nous choisissons de prendre comme pas d'espace suivant x une distance de 1 μm.

La ligne de contact est initialement rectiligne à l'ordonnée $y(t_0) = -0{,}02\,\mu$m. Le mouvement de la ligne de contact est simulée par une relation de récurrence :

$$y(x_i, t_{j+1}) = y(x_i, t_j) + \frac{\partial y}{\partial t}(x_i, t_j)dt. \tag{6.3}$$

La valeur de $\partial y(x_i, t_j)/\partial t$ est obtenue par l'équation (1.30) et vaut :

$$\frac{\partial y}{\partial t}(x_i, t_j) = \alpha\left(F_{ext} + h(x_i, y(x_i, t_j)) + \mathcal{K}_{él}[\{x_i\}, t_j]\right). \tag{6.4}$$

Il faut donc calculer pour chaque pas de temps et pour chaque x_i la valeur des trois forces : force extérieure, force du mouillage du substrat et force de rappel élastique.

F_{ext} : la force extérieure est calculée en début de simulation. Sur le substrat homogène, la seule force qui s'applique sur la ligne est la force extérieure. L'opérateur entre dans la simulation la valeur de la vitesse de dérive imposée v et la valeur de la mobilité α. On a donc $F_{ext} = \alpha^{-1}v$. Cette valeur est gardée constante au cours du temps et sur toute la longueur de la ligne. Au cours de cette étape préliminaire, on calcule aussi l'angle de contact θ avec la relation $F_{ext} = \gamma(\cos\theta - \cos\theta_{ref})$, où θ_{ref} est l'angle de contact de recul à vitesse nulle tel que nous l'avons défini en section 5.2.4.

$h(x_i, y(x_i, t_j))$: la force locale du substrat ne dépend que de la valeur locale de $h(x, y) \equiv S(x, y) - \overline{S}$ définit comme la variation de pouvoir mouillant local, $\overline{S}$ étant ici le pouvoir mouillant de la surface homogène. À chaque pas de temps, la simulation compare la position de la ligne et la valeur de $h(x, y)$ dans le paysage du substrat. La figure 6.7 montre

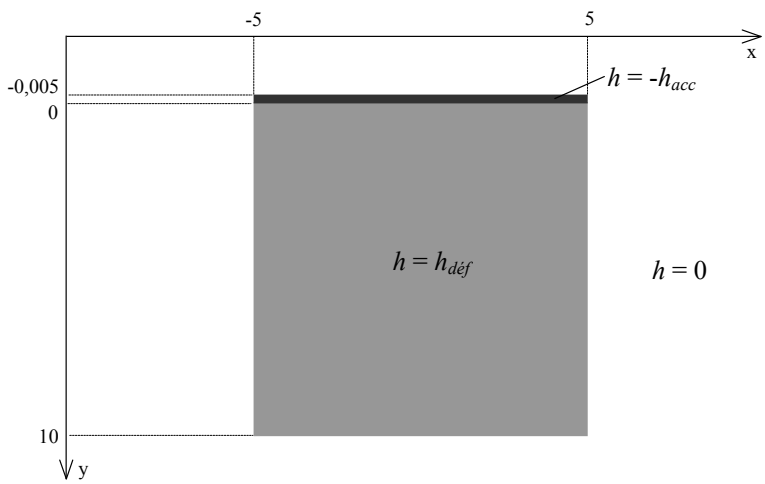


Fig. 6.7: Modélisation du défaut isolé dans les simulations. Les valeurs des positions sont exprimées en μm.

comment nous avons modélisé le défaut. En dehors du défaut, $h(x, y)$ est nulle. Afin de modéliser l'accrochage de la ligne par le bord supérieur du défaut, nous considérons un fin liseré sur lequel $h(x, y)$ prend une valeur négative $-h_{acc}$. Le caractère moins mouillant de l'intérieur du défaut est modélisé par une valeur positive $h_{déf}$.

$\mathcal{K}_{él}[\{x_i\}, t_j]$: la force élastique est recalculée à chaque pas de temps à partir de la forme de la ligne de la manière suivante.

- La tranformée de Fourier de la forme de la ligne donne $\tilde{\eta}(q, t_j)$.
- La composante de Fourier de la force élastique est calculée à partir de l'équation (1.17). $\tilde{\mathcal{K}}_{él}(q) = \gamma \sin^2 \theta |q| \tilde{\eta}(q)$. La valeur de θ est celle déterminée précédemment.
- La valeur de la force élastique dans l'espace réel $\mathcal{K}_{él}(x_i, t_j)$ est ensuite obtenue par transformée de Fourier inverse.

Un problème se pose lorsque la ligne de contact atteint le bord inférieur du défaut. La force ressentie par la ligne change alors brusquement de signe. Pour éviter un mouvement de va-et-vient de part et d'autre du bord du défaut, on interdit les vitesses négatives.

6.3.2 Paramètres de la simulation

Un certain nombre de paramètres doit être entré par l'opérateur pour simuler l'expérience. Certains d'entre eux se mesurent au cours de l'expérience à laquelle on veut comparer la simulation.

Angle de contact de référence θ_{ref}. Nous prenons en fait l'angle de recul mesuré par les méthodes décrites en annexe A. Les valeurs utilisées sont celles indiquées dans le tableau 6.1. Dans le cas de la solution de glycérol à 85%, on a pris $\theta_{ref} = 33°$.

Vitesse de dérive v. Cette vitesse est déterminée sur les séquences enregistrées comme étant la vitesse moyenne de la ligne loin du défaut.

Force d'accrochage du défaut h_{acc}. Cette valeur a été déterminée empiriquement. $h_{acc} = 4{,}15.10^{-3}$ N/m conduit à un déformation de la ligne avant l'invasion du défaut

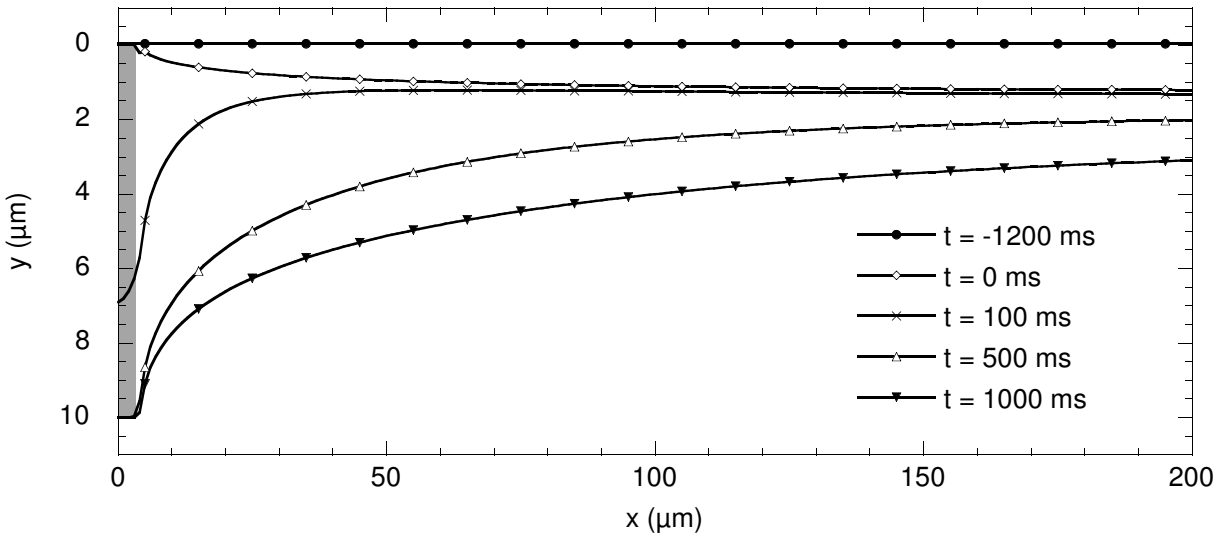


Fig. 6.8: Lignes obtenues par simulation lors de la rencontre avec un défaut pour différents temps. Le défaut est représenté par le rectangle gris.

comparable avec celle de nos exepériences. Nous avons gardé cette valeur dans toutes les simulations. L'influence de ce paramètre sur la dynamique de la ligne de contact est minime.

Le pas de temps dt de la simulation a été pris égal à 1 ms. Nous avons vérifié que le choix de $dt = 0{,}1$ ms ne donne pas de résultats différents.

Il ne reste plus que deux paramètres ajustables :

La valeur du contraste de mouillabilité sur le défaut, caractérisé par $h_{déf}$. Sa valeur est mal connue à cause des incertitudes sur les mesures de θ faites sur les différentes surfaces. Néanmoins, ces mesures imposent une valeur de $h_{déf}$ comprise entre 0,01 et 0,02 N/m.

La mobilité de la ligne α qui est le seul paramètre vraiment inconnu.

À titre d'exemple, la figure 6.8 présente des lignes obtenues avec les paramètres suivants : $v = 1{,}1\,\mu$m/s, $h_{déf} = 16{,}6.10^{-3}$ N/m et $\alpha = 10^{-2}$ S.I..

6.4 Comparaison entre la simulation et l'expérience

À cause des imperfections des lignes relevées expérimentalement, on préfére ne pas comparer directement les lignes expérimentales et les lignes numériques. On compare plutôt l'évolution de $y(t)$ pour une distance au défaut fixée. La figure 6.9 présente, les points expérimentaux obtenus pour de l'eau et $v = 1{,}1\,\mu$m/s à $|x| = 15$, 25 et 55 μm. On a représenté sur un même graphe les points expérimentaux obtenus à droite et gauche du défaut. Un bon choix des paramètres permet d'obtenir un comportement numérique qui approche bien celui observé expérimentalement. Par exemple, les courbes grises donnent l'évolution $y(t)$ trouvée numériquement avec : $v = 1{,}1\,\mu$m/s, $h_{déf} = 16{,}6.10^{-3}$ N/m et $\alpha = 10^{-2}$ S.I..

Il est nécessaire de définir un critère de validité pour caractériser l'accord entre les expériences et les simulations. Le critère que nous avons choisi est la date de passage de la ligne à la valeur $y = 5\,\mu$m aux abscisses $x = 15\,\mu$m et $x = 25\,\mu$m. Ces deux temps de passage sont mesurés sur les courbes expérimentales $y(t)$. L'incertitude sur cette mesure permet de définir deux intervalles de temps représentés par les tirets noirs sur la figure 6.10. On considère les paramètres de la simulation comme valides si les courbes $y(t)$ obtenues passent toutes les deux par ces tirets. On préfère appliquer ce type de test à des distances relativement faibles du défaut et à un stade précoce de l'invasion. Loin du défaut, le comportement de la ligne est essentiellement dicté par la vitesse de dérive et est peu sensible au différents paramètres. Il en est de même aux temps longs quand les contraintes élastiques ont eu le temps de relaxer, on voit sur la figure 6.10 que les différentes simulations ont le même comportement asymptotique.

Plusieurs valeurs des paramètres ($h_{déf}$, α) ont été testés. La comparaison avec les résultats expérimentaux permet de déterminer un domaine de validité dans l'espace des paramètres. La figure 6.11 présente les domaines de validité trouvés pour les trois liquides. On trouve pour l'eau une mobilité de la ligne entre 6.10^{-3} et 20.10^{-3} S.I.. En utilisant l'expression de la mobilité obtenue par le modèle hydrodynamique, on obtient un facteur logarithmique l de l'ordre de 100, ce qui est totalement absurde. Le fait de trouver des mobilités du même ordre de grandeur pour des solutions jusqu'à 100 fois plus visqueuses que l'eau montre bien que l'origine de la dissipation dans ce système n'est pas d'origine

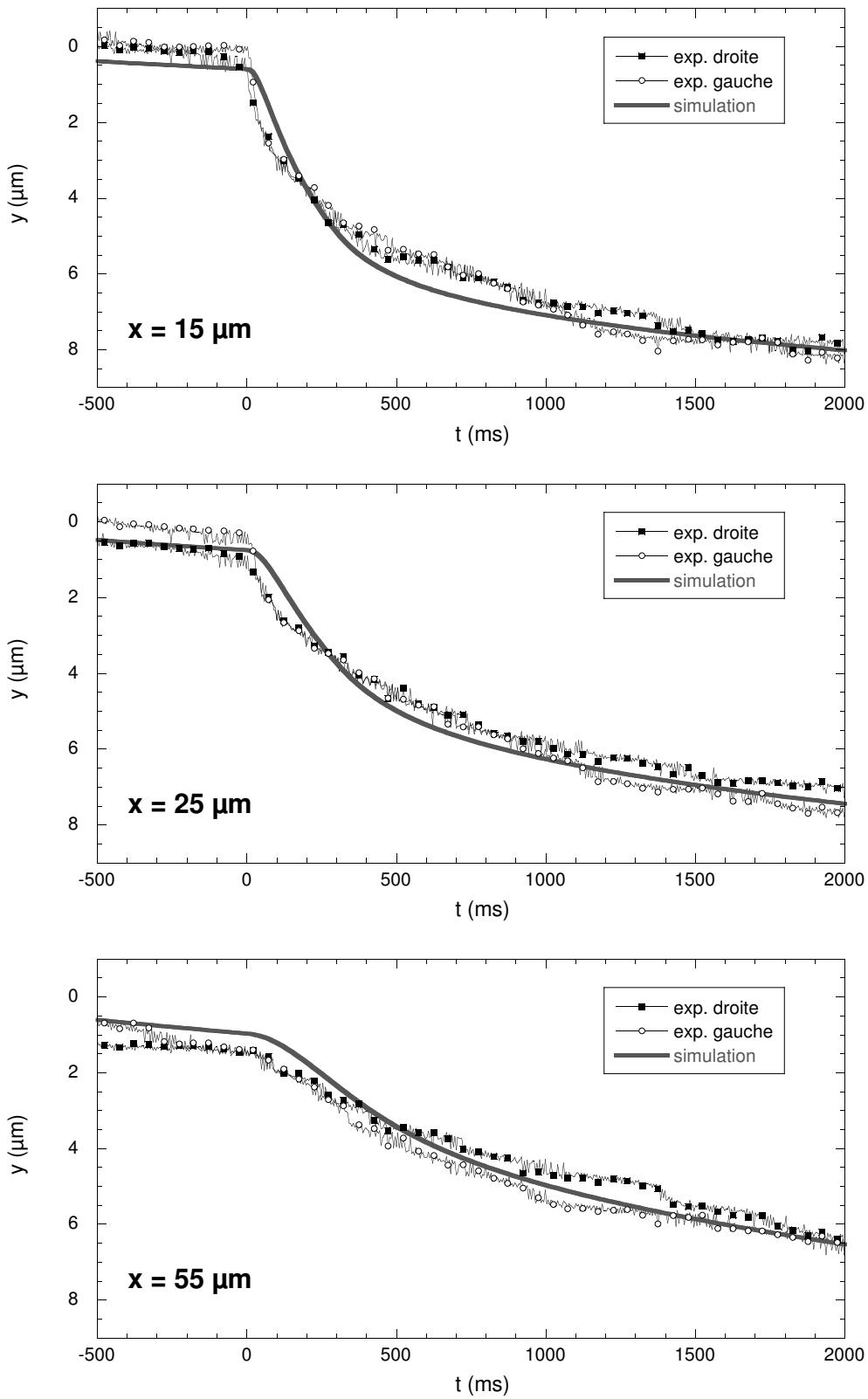


Fig. 6.9: Comparaison entre les expériences et les simulations pour différentes valeurs de x.

visqueuse. L'ordre de grandeur obtenu est comparable aux pentes des caractéristiques vitesse/force mesurées au chapitre 5 pour $v \sim 1\,\mu$m/s. Une comparaison directe entre les deux expériences est délicate, les échantillons de verre utilisés étant de nature différente. De plus, le caractère arbitraire du test de validité ne permet d'obtenir que l'ordre de grandeur de α.

Un désaccord systématique peut se voir aux premiers temps de l'invasion. À la précision expérimentale près, pour $|x| \leq 35\,\mu$m, la date à laquelle on relève la vitesse maximale est $t_{vmax} \simeq 0$. Numériquement, cette date est plus tardive et augmente avec x. Ce comportement est aussi prévu par le modèle simplifié présenté en 6.1.1. Par exemple, sur la figure 6.9, $t_{vmax} \simeq 100\,$ms à $x = 15\,\mu$m et $t_{vmax} \simeq 180\,$ms à $x = 25\,\mu$m. Ce départ plus rapide peut être qualitativement compris dans le cas d'une relation vitesse/force non-linéaire présentant la même concavité que celle relevée au chapitre 5 : la vitesse de la ligne augmente plus rapidement que la force. Le désaccord est moins visible pour $x > 35\,\mu$m où les variations de forces sont de trop petite amplitude pour que la dynamique soit sensible aux non-linéarités.

Nous avons essayé de comparer les expériences avec une simulation dans laquelle est entrée la relation vitesse/force obtenue empiriquement par l'ajustement des mesures dynamométriques présentées sur la figure 5.8. Le résultat est présenté sur la figure 6.12. On obtient bien le démarrage brusque à $t = 0$, cependant le comportement obtenu est irréaliste. En estimant la force subie par la ligne de contact juste au début de l'invasion, on trouve une valeur en dehors du domaine dans lequel a été mesuré $v(F)$. L'extrapolation conduit à une vitesse initiale de 0,5 m/s, incompatible avec les observations.

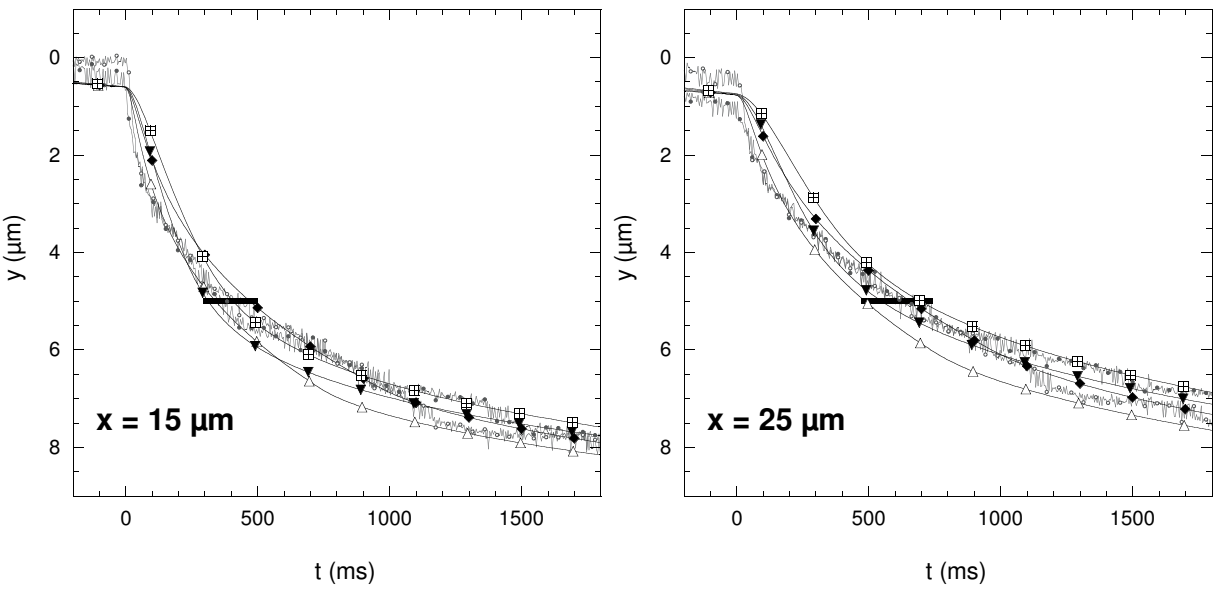


Fig. 6.10: Définition du critère de validité des simulations par rapport aux expériences. Une simulation est considérée comme valide si les courbes $y(x,t)$ passent à hauteur de $y = 5\,\mu$m pendant les intervalles de temps représentés sur les graphiques par les segments noirs. Les quatre résultats numériques correspondent aux quatre valeurs extrêmes de paramètres représentés par le symbole correspondant sur le premier graphe de la figure 6.11.

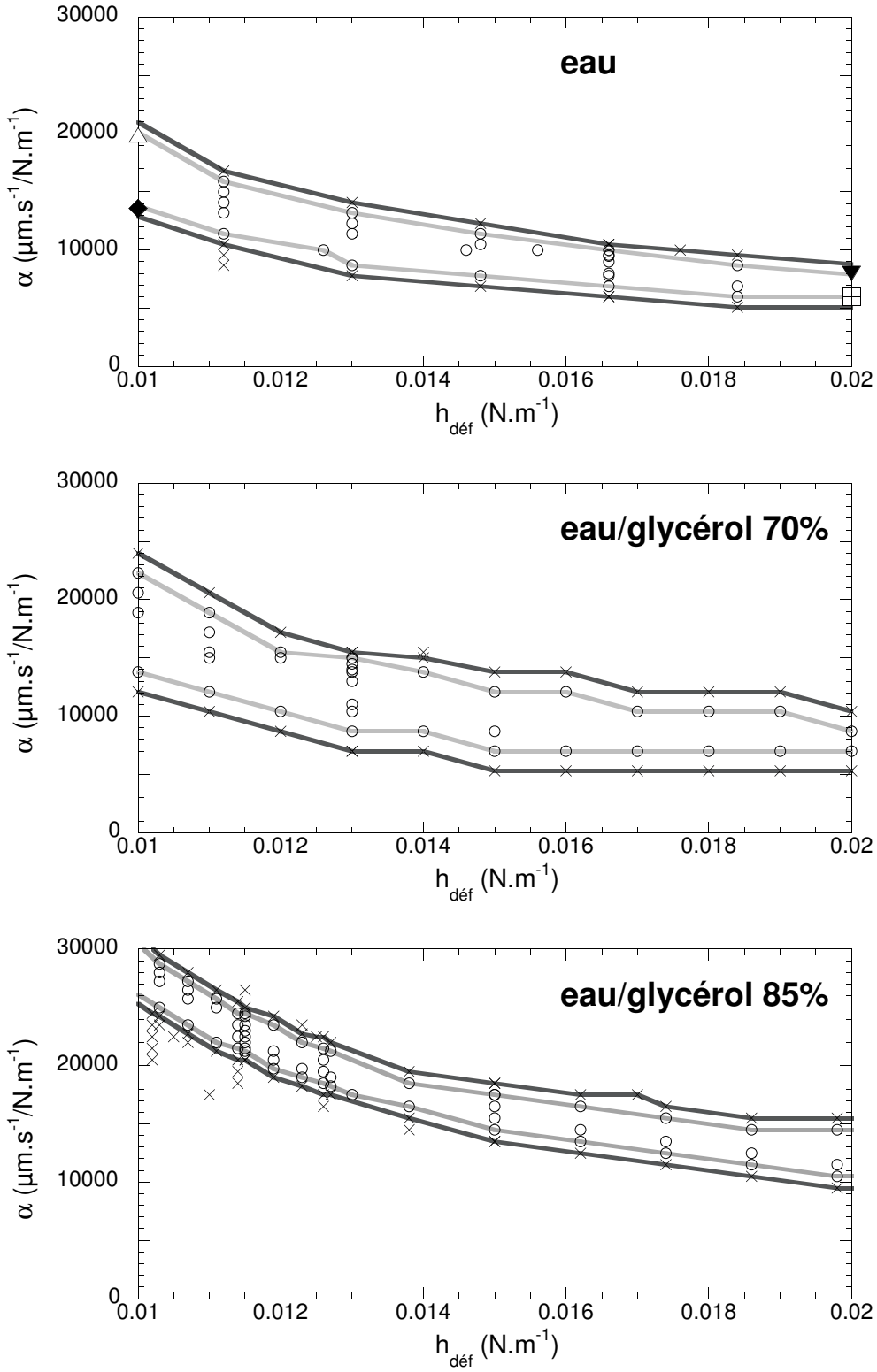


Fig. 6.11: Domaine de validité des paramètres. Les ∘ et les × représentent respectivement les essais valides ou non. Les frontières des domaines sont encadrées par les lignes gris clair (intérieur du domaine) et gris foncé (extérieur).

6.5 Conclusion

Un simple modèle de dissipation hydrodynamique ne peut pas rendre compte du comportement de la ligne de contact lors de la rencontre avec un défaut. Dans le cas de l'eau, la dissipation dans notre système est 10^3 fois supérieure à celle attendue. Il est aussi surprenant que cette dissipation ne soit pas changée par une augmentation de la viscosité d'un facteur 100.

On peut se demander pourquoi ce désaccord n'a pas été constaté par Marsh *et al.* [63]. Les liquides utilisés dans leurs expériences sont des huiles silicone, plus visqueuses que nos liquides. Les défauts et les déformations initiales sont de l'ordre de 200 μm. Au moment du dépiégeage, le nombre capillaire atteint 5.10^{-3}, soit un ordre de grandeur de plus que les plus grandes valeurs de Ca mesurées dans notre expérience. De plus, contrairement aux solutions de glycérol, les huiles silicones sont des liquides apolaires. Les interactions liquide/substrat sont sans doute très différentes. Le mécanisme dissipatif qui existe dans notre système n'est probablement pas présent dans le leur.

Comme nous l'avons vu au chapitre 5, la dynamique de la ligne de contact dans nos sytèmes est non-linéaire. Nous avons constaté que cette non-linéarité conduit à des effets visibles sur la dynamique de la ligne quand elle rencontre une inhomogénéité. Nous avons donc mis en évidence qu'une des hypothèses de départ du modèle phénoménologique était fausse. Reste à déterminer si cette hypothèse fausse est bien la source de désaccord entre les prédictions et notre mesure de ζ. C'est l'objet du chapitre suivant.

L'étude du défaut unique montre cependant déjà que les effets des non-linéarités sont surtout importants aux temps courts et près du défaut. Celà laisse penser que le comportement d'ensemble de la ligne de contact, au seuil de dépiégeage, risque d'être peu affecté par les non-linéarités.

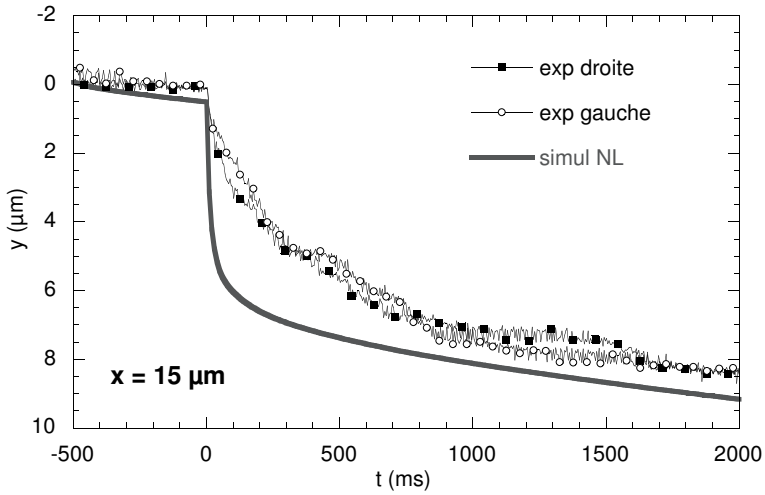


Fig. 6.12: Comparaison entre les données expérimentales et une simulation avec une relation vitesse/force non-linéaire. La relation vitesse/force utilisée est celle obtenue par l'ajustement des données de VN en atmosphère séche présenté sur la figure 5.8.

Chapitre 7

Comparaison avec des simulations numériques

7.1 Principe de la simulation **94**
7.1.1 Situation considérée 94
7.1.2 Résolution numérique de l'équation du mouvement 95
7.2 Rugosité de la ligne **97**
7.3 Transition substrat homogène - substrat désordonné **99**
7.4 Conclusion **101**

L'étude de la rugosité et de la dynamique de la ligne de contact sur un substrat désordonné dense a conduit à deux principaux résultats.

- L'exposant de rugosité $\zeta \simeq 0{,}50$ est incompatible avec la valeur 0,39 attendue.
- La force nécessaire au mouvement de la ligne sur un substrat désordonné est obtenue par un simple décalage de celle sur un substrat homogène.

Par ailleurs, la force dissipative observée sur un substrat homogène ne varie pas linéairement avec la vitesse, contrairement à ce qui est supposé dans les modèles. Cette non-linéarité nous empêche de comparer les variations de force δF mesurées avec les prédictions. On peut de plus se demander dans quelle mesure les non-linéarités de $F_{dissip}(v)$ ont un impact sur nos observations.

L'utilisation d'une simulation numérique du problème de la ligne de contact sur un substrat désordonné offre la liberté d'introduire différents types de dissipation. Nous montrerons dans ce chapitre qu'un terme de dissipation non linéaire ne peut pas rendre compte de la valeur de ζ observée. Nous montrerons ensuite que l'effet du désordre sur la dynamique est bien modélisé par la simulation. Il apparaît que la forme de $F_{dissip}(v)$ a peu d'effet sur les grandeurs observables $W(L)$ et $\delta F(v)$.

7.1 Principe de la simulation

7.1.1 Situation considérée

Nous avons cherché à modéliser l'expérience de la manière la plus réaliste possible. La géométrie considérée est identique à celle décrite dans le chapitre 2, celle-ci est représentée sur la figure 7.1. On considère une plaque plongée dans le bain de liquide suivant un angle $\varphi = 10°$ par rapport à l'horizontale. Cette plaque est extraite du bain de liquide à une vitesse constante v. La position de la ligne sur le substrat est décrite par une fonction $y(x,t)$. La position dans le référentiel du laboratoire est notée $y' \equiv y - vt$. L'origine de l'axe y', repérée par le point O, est prise sur le substrat à la hauteur du niveau asymptotique du liquide. Tout comme dans la simulation de la section 6.3, nous utilisons directement les grandeurs issues de nos expériences dans la simulation.

Nous cherchons à intégrer numériquement l'équation du mouvement de la ligne de contact :

$$-F_{dissip} = F_{ext} + h(x,y) + \mathcal{K}_{él}[\{x\},t]. \tag{7.1}$$

Par la suite, nous introduirons la grandeur $\gamma\overline{\cos\theta}$, la barre indique une moyenne le long de la ligne, qui en fait la grandeur mesurée par les expériences décrites au chapitre 5. En définissant $\theta_{éq}$ l'angle d'équilibre sur une surface de pouvoir mouillant égal au pouvoir mouillant moyen $\langle S\rangle$ du substrat ($\langle S\rangle = \gamma(\cos\theta_{éq} - 1)$), l'expression de la force extérieure devient :

$$F_{ext} = \gamma\left(\overline{\cos\theta} - \cos\theta_{éq}\right).$$

De même, l'écart local de pouvoir mouillant moyen s'ecrit :

$$h(x,y) = \gamma(\cos\theta_{éq} - \cos\theta_{local}).$$

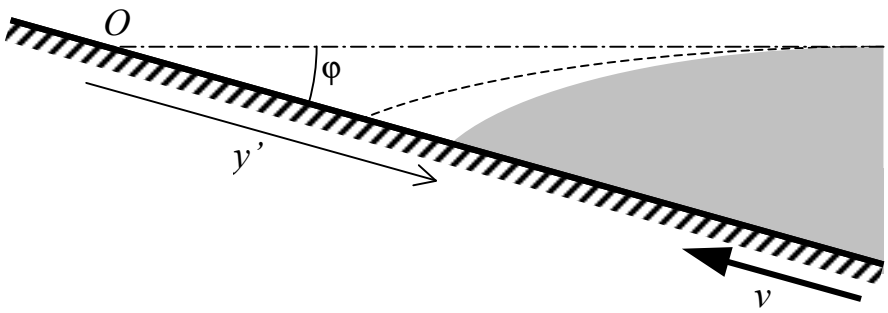


Fig. 7.1: Schéma de la situation considérée dans la simulation. La position de la ligne de contact est repérée dans le référentiel du laboratoire par la coordonnée $y' \equiv y - vt$. L'origine de l'axe y' est prise sur le substrat à la hauteur du niveau assymptotique du liquide (trait mixte). La ligne pointillée représente la position du ménisque sur la surface homogène de verre. La position moyenne de la ligne de contact sur le substrat désordonné est décalée à cause de la variation de pouvoir mouillant moyen.

En supposant que les variations de l'angle de contact sont petites le long de la ligne, on peut assimiler au premier ordre $\overline{\cos\theta}$ et $\cos\overline{\theta}$. L'équation (7.1) s'écrit alors sous la forme suivante, qui est celle utiliée dans notre simulation :

$$-F_{dissip} = \gamma\left(\cos\overline{\theta} - \cos\theta_{local}\right) + \mathcal{K}_{él}. \tag{7.2}$$

Les forces qui interviennent dans le problème sont les suivantes :

- La force de dissipation F_{dissip}. Nous avons testé différentes formes de dissipation : soit de type hydrodynamique $F_{dissip} = -\alpha^{-1}\frac{\partial y}{\partial t}$, soit sous une forme déduite des ajustements des mesures dynamométriques $F_{dissip} \propto -\left(\frac{\partial y}{\partial t}\right)^{\frac{1}{\psi}}$.
- La force de rappel élastique $\mathcal{K}_{él}[\{x\}, t]$. La rigidité de la ligne dépend de $\sin^2\overline{\theta}$ comme :

$$\mathcal{K}_{él}[\{x\}, t] = \frac{-\gamma\sin^2\overline{\theta}}{\pi}\int dx' \frac{\eta(x')}{(x-x')^2}.$$

- La force capillaire $\gamma(\cos\overline{\theta} - \cos\theta_{local})$. Contrairement à la simulation du défaut isolé, la force extérieure n'est pas imposée (ici c'est v qui est imposée). Elle s'adapte, par l'intermédiaire de l'angle de contact moyen $\overline{\theta}$, au pouvoir mouillant du substrat et à la vitesse de tirage. L'angle de contact local est l'angle θ_{ref}, l'angle où la vitesse extrapolée des mesures est nulle, soit $\theta_{ref} = 30°$ pour le verre et θ_{ref} entre 50° et 55° pour le chrome.

On suppose que le ménisque est à l'équilibre, ce qui est justifié par le fait que la dissipation a lieu au proche voisinage de la ligne. Tant que l'amplitude des déformations de la ligne de contact est négligeable devant L_c, le ménisque est décrit, au premier ordre, par le profil de Laplace. On peut relier $\overline{\theta}$ à $\overline{y'}$ par :

$$\overline{y'} = L_c\frac{\sqrt{2\left[1-\cos\left(\overline{\theta}-\varphi\right)\right]}}{\sin\varphi}. \tag{7.3}$$

7.1.2 Résolution numérique de l'équation du mouvement

L'axe x est discrétisé en M points d'abscisse x_i ($i = 0 \ldots M$), le pas Δx est pris égal à 10 μm. Les conditions aux limites pour l'axe x sont périodiques. Pour la plupart des simulations, $M = 1024$. La longueur totale est alors d'environ 1 cm, ce qui est de l'ordre de L_c, on attend alors des effets de taille finie identiques dans les expériences et les simulations. L'axe y' n'est pas discrétisé et les positions prises par la ligne de contact $y'(x_i, t)$ peuvent varier continuement.

Le substrat désordonné est modélisé par une grille de $M \times 1000$ points sur laquelle sont déposés aléatoirement $(M\times1000)/4$ défauts. Cette discrétisation impose des positions $(x_{déf}, y_{déf})$ multiples de 10 μm. L'autorisation de recouvrement entre les défauts conduit à un taux de recouvrement d'environ 22%. La variation de l'angle de contact local sur le défaut est représentée sur la figure 7.2. Contrairement au substrat réel, la variation de θ_{ref} est continue, ce choix est préférable pour le type d'algorithme utilisé. Comme sur le substrat réel, la taille caractéristique du désordre est $\xi = 10\,\mu$m. Le choix de considérer

θ_{ref} et non $\theta_{éq}$ est discuté en section 5.2.4. Nous prenons $\theta_{ref} = 30°$ pour le verre et θ_{ref} entre 50° et 55° pour le chrome.

La force de rappel élastique $\mathcal{K}_{él}[\{x\}, t]$ est calculée dans l'espace de Fourier suivant la méthode décrite en 6.3.1. La valeur de l'angle utilisée dans le préfacteur est $\overline{\theta}$.

Les relations vitesse/force utilisées sont :

– Une relation linéaire : $v = 10^{-3}\, F\gamma$
– Une relation non-linéaire : $v = 6{,}15\,(F/\gamma)^3$

Les préfacteurs sont tirés des ajustements des données expérimentales et exprimés en unités S.I..

L'évolution de la forme de la ligne $y(x_i, t)$ est modélisée par un ensemble de M équations différentielles couplées. Ces équations sont résolues numériquement pour un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 2 à pas adaptatif. Chaque nouveau pas de temps est validé si le déplacement maximal de la ligne est inférieur à 0,2 μm. Nous avons vérifié que la ligne passe par les mêmes configurations pour un déplacement maximal dix fois plus petit.

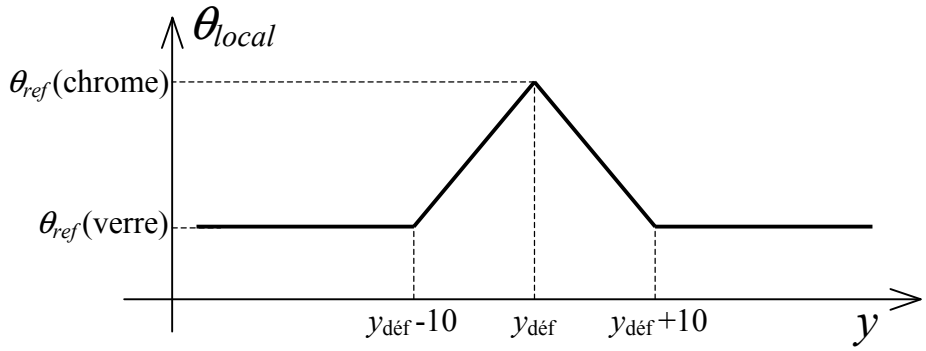


Fig. 7.2: Variation d'angle de contact de référence sur le défaut. La postion $y_{déf}$ est un multiple de 10 μm.

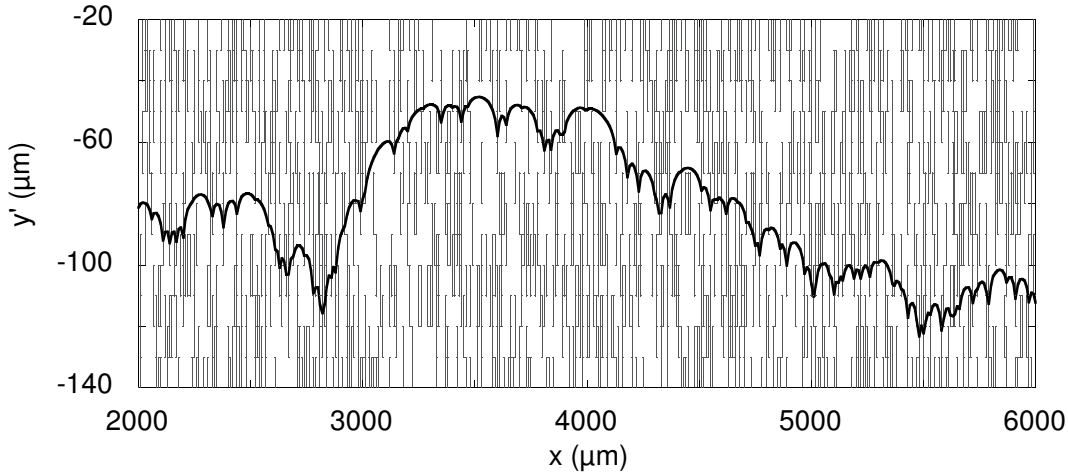


Fig. 7.3: Exemple de ligne obtenue par simulation. Les défauts sont représentés par les tirets verticaux gris. Sur cette représentation, le ménisque est en bas de la figure, le substrat est tiré en direction des y' positifs.

Au début de la simulation, on considère une ligne de contact rectiligne en dehors de la partie désordonnée. L'angle de contact est alors donné par le pouvoir mouillant du verre et la loi de vitesse utilisée $-F_{dissip}(v) = S_{verre} - \gamma(1 - \cos\theta_{verre}(v))$ (le ménisque dans cette situation est représenté par la ligne pointillée sur la figure 7.1). Lors de la rencontre avec la partie désordonnée, dont le pouvoir mouillant moyen est plus petit que celui du verre, $\overline{\theta}$ et $\overline{y'}$ s'adaptent au cours d'un transitoire. Au bout d'un transitoire correspondant à un déplacement de l'ordre du millimètre, un régime permanent s'établit où y' fluctue autour d'une valeur constante.

7.2 Rugosité de la ligne

La ligne de contact est simulée pour des boîtes numériques avec $M = 1024$. Une fois le régime permanent établi, le programme enregistre une ligne à chaque fois que le déplacement vt de la plaque est multiple de ξ. Un exemple de ligne obtenue est représenté sur la figure 7.3. À partir de ces lignes, on procède de la même manière qu'avec les lignes expérimentales pour calculer la rugosité $W(L) = \langle\langle(\eta(L+x) - \eta(x))^2\rangle\rangle^{1/2}$. La figure 7.4 présente les rugosités obtenues pour les expériences et les simulations. Dans les

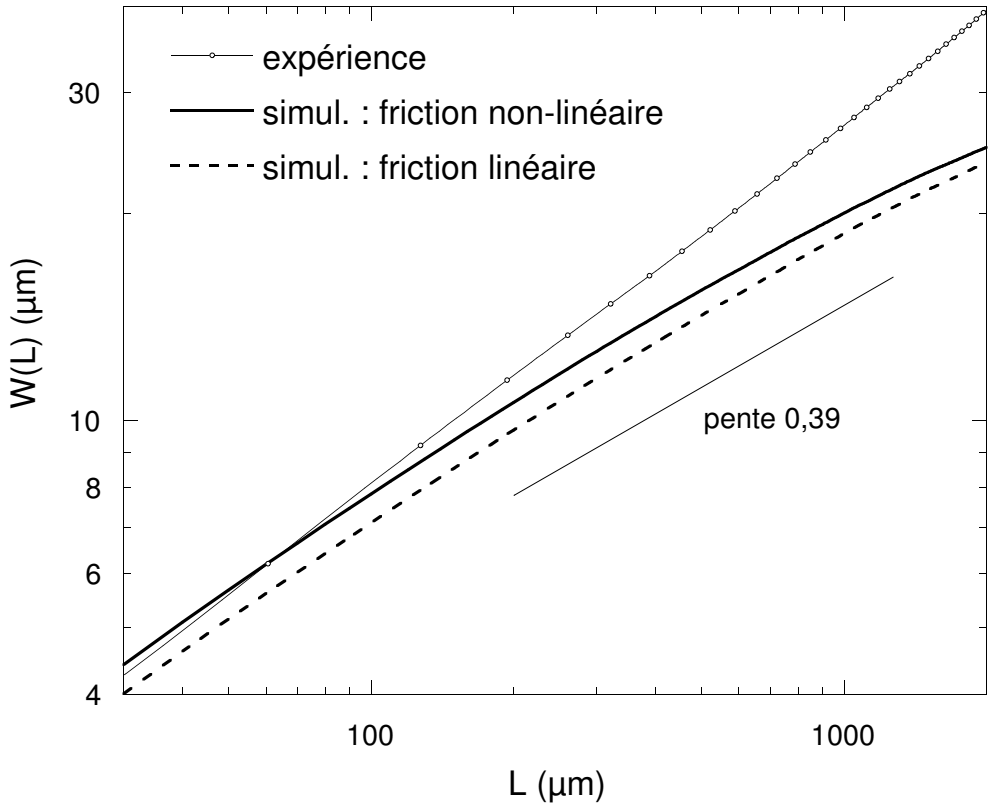


Fig. 7.4: Comparaison entre les rugosités mesurées expérimentalement et numériquement. Les lois de dissipation utilisées dans les simulations sont $v \propto F_{dissip}$ et $v \propto F^3_{dissip}$. Les courbes numériques ne sont pas superposées à cause d'un choix différent de θ_{ref} sur le chrome. La courbe expérimentale est tirée d'une expérience avec de l'eau et $v = 20\,\mu$m/s.

simulations, des lois de dissipation de la forme $v \propto F_{dissip}$ et $v \propto F^3_{dissip}$ ont été testées. Les deux courbes numériques présentent le même comportement. La non-linéarité de la force de friction ne change pas la loi d'échelle de $W(L)$. Cela n'est pas si surprenant après l'étude du piégeage de la ligne sur un défaut isolé, nous avons montré au chapitre 6 que la forme de la ligne est correctement approchée en linéarisant la relation $v(F_{dissip})$.

Aux petites échelles, tant que $W < \xi$, on observe l'exposant 0,50 attendu d'après Pomeau et Vannimenus [21]. On observe ensuite un changement de pente aux environs de $W(L) \simeq \xi$. L'ajustement des courbes pour $100\,\mu$m $< L < 1000\,\mu$m donne un exposant de rugosité $\zeta \simeq 0{,}40$, en accord avec les prédictions de Rosso et Krauth [30]. On observe aussi une saturation pour $L > 1500\,\mu$m due à la taille finie de l'écantillon.

Bien qu'en désaccord pour la valeur de l'exposant de rugosité, les courbes numériques présentent néanmoins une amplitude du même ordre que les courbes expérimentales. L'amplitude de la rugosité numérique dépend du choix de la force du désordre. Pour les courbes présentées, nous avons choisi un angle de référence sur le chrome de 55°, cette valeur permet de trouver environ la même valeur pour W à $L = 100\,\mu$m, elle est cependant en dehors de la gamme d'angle de recul mesurée pour le chrome (40 - 50°).

La figure 7.5 montre qu'un effet de la vitesse sur la rugosité peut être observé. On ne peut plus considérer que la ligne est proche du seuil de dépiégeage quand $|F_{dissip}|$ est de l'ordre de ΔS. On observe alors une saturation de $W(L)$. Dans nos simulations, les effets de vitesse sont d'abord visibles avec la loi $v = -\alpha F_{dissip}$, car la mobilité déduite de la relaxation sur un défaut isolé surestime beaucoup la dissipation à grande vitesse.

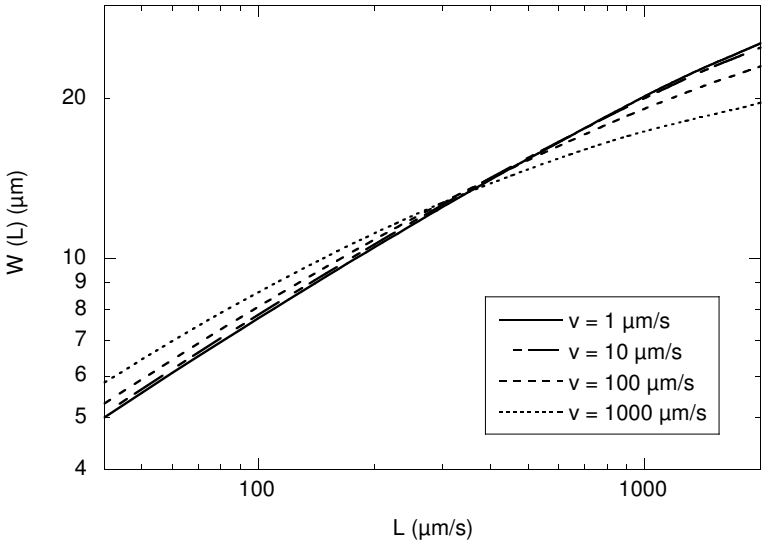


Fig. 7.5: Effet de la vitesse de dérive sur la rugosité de la ligne. Ces courbes sont obtenues avec la relation non-linéaire entre la vitesse et la force. Pour $v = 1\,\mu$m/s, $|F_{dissip}|/\gamma = 5.10^{-3}$ alors que pour $v = 100\,\mu$m/s, $|F_{dissip}|/\gamma = 0{,}5$, ce qui supérieur à $\Delta S/\gamma = 0{,}1$.

7.3 Transition substrat homogène - substrat désordonné

La variation de position de la ligne $\overline{y'}$ (donc de $\overline{\theta}$) au cours de la rencontre avec le substrat désordonné permet de déterminer la variation δF de la force capillaire exercée sur la ligne. Cette mesure est un équivalent numérique de l'expérience décrite en section 5.3.

La figure 7.6 récapitule les variations de force (normalisées par la tension de surface) $\delta F/\gamma$ obtenues dans différentes situations. Sur la gamme de vitesse étudiée, δF est pratiquement constante, les variations observées sur les simulations étant plus petites que les incertitudes des mesures. La simulation reproduit l'observation expérimentale : la valeur de δF mesurée ne dépend pas de la vitesse. L'équation (7.2) rend bien compte du fait que l'effet du désordre est d'augmenter la force nécessaire au mouvement de la ligne d'une valeur constante. Il est possible d'obtenir un accord quantitatif avec l'expérience en introduisant une valeur différente de la force du désordre. Les valeurs présentées dans la figure 7.6 ont été obtenues en prenant pour le chrome un angle de contact de référence $\theta_{ref} = 55°$. Un angle de 50° conduirait à une valeur de δF en accord avec nos mesures.

Dans un second temps, nous avons cherché à déterminer si le fait que δF est, en pratique, approximativement constant dépend des non-linéarités de $F_{dissip}(v)$. Il s'avère que le même comportement est obtenu pour une dissipation linéaire.

On s'intéresse maintenant aux détails de $\delta F(v)$ obtenu par simulation. Aux grandes vitesses, on note une décroissance de $|\delta F|$. Cet effet , lié à la diminution de $\overline{\theta}$, intervient quand la force dissipative devient comparable à la force du désordre $|F_{dissip}| \approx \Delta S$. Tout comme pour $W(L)$ et pour les mêmes raisons, l'effet est visible à plus basse vitesse pour la loi $v \propto F_{dissip}$.

L'équation (7.2) diffère des modèles théoriques et numériques précédents. Dans notre modèle, la rigidité de la ligne n'est pas constante. $\mathcal{K}_{él}$ s'adapte à la vitesse de dérive par

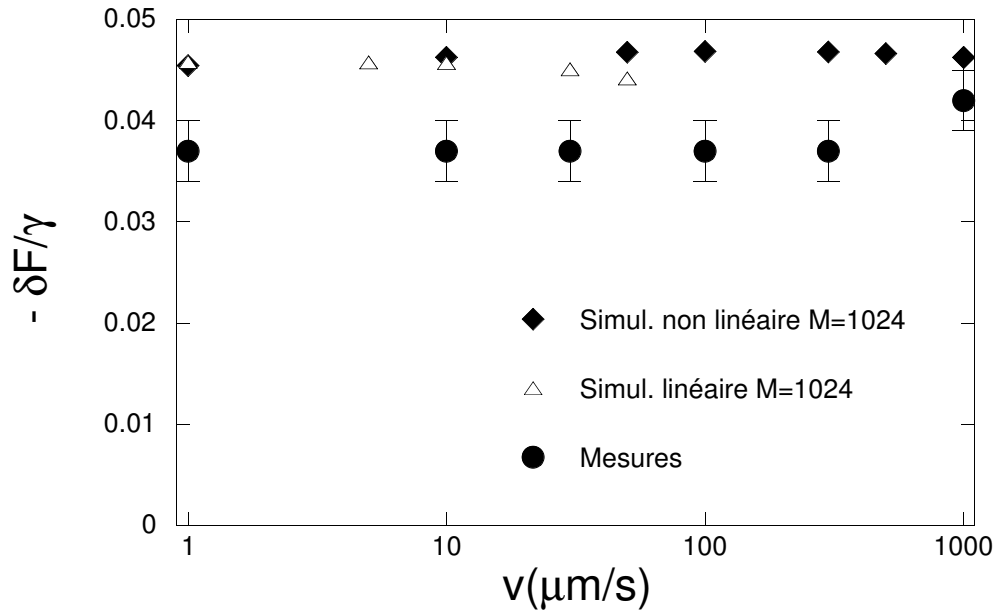


Fig. 7.6: Récapitulatif des variations de force lors du passage de la ligne de contact de la partie homogène à la partie désordonnée pour différentes situations. Des relations vitesses/forces du type $v \propto F_{dissip}$ et $v \propto F^3_{dissip}$ ont été utilisées.

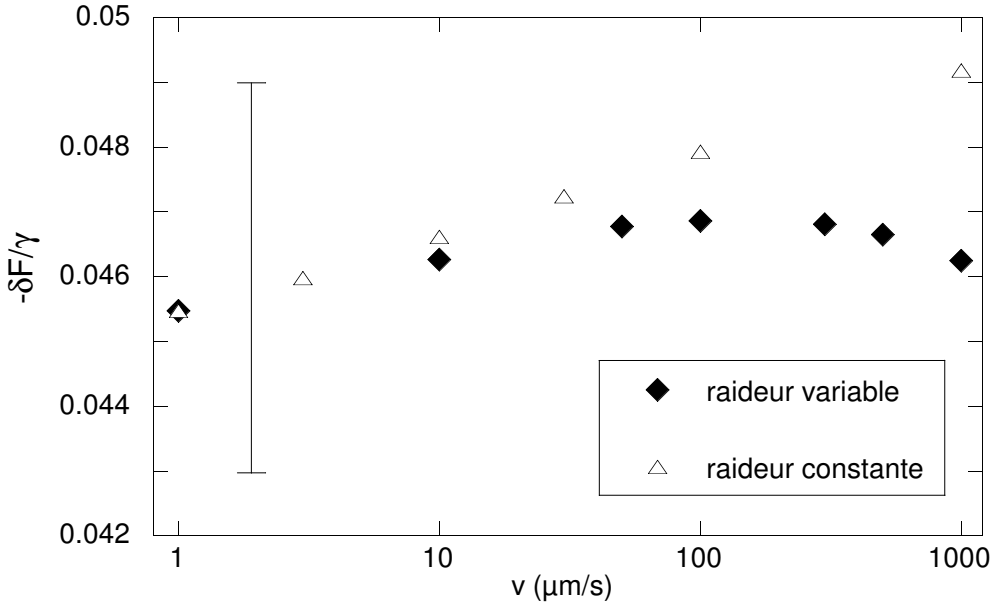


Fig. 7.7: Comparaison des variations de force observées avec une ligne de rigidité constante et une ligne dont la rigidité varie avec $\overline{\theta}$. La barre verticale rappelle l'incertitude expérimentale.

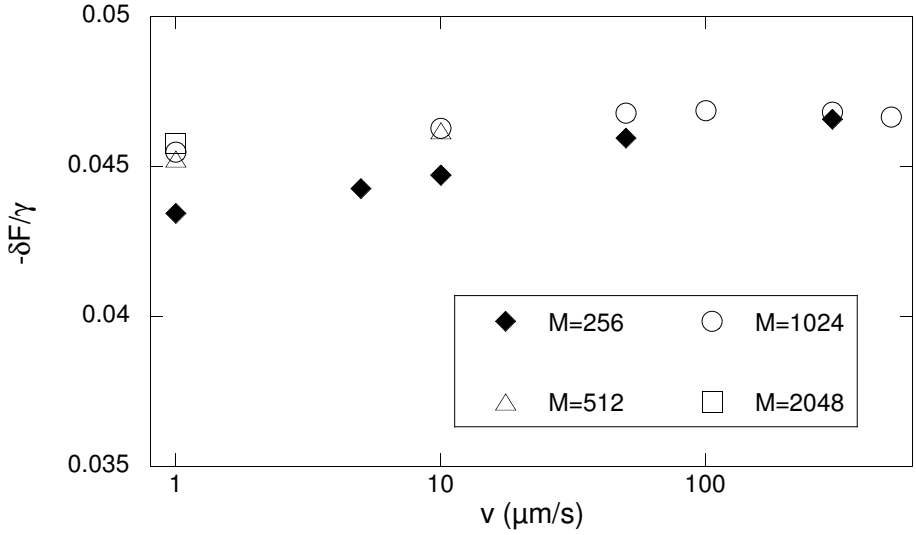


Fig. 7.8: Effet de la taille de la boîte numérique sur les valeurs de δF à faible vitesse. Ces simulations ont effectuées avec la relation vitesse/force non-linéaire et une raideur de ligne variable.

l'intermédiaire de $\overline{\theta}$. Sur la partie désordonnée, les données expérimentales de la section 5.3 montrent que, pour v allant de 1 à 1000 μm/s, l'angle de contact $\overline{\theta}$ décroit de 30° à 26°. Cette faible variation d'angle se traduit par une diminution de la rigidité de la ligne de 25% ! Or changer la raideur de la ligne conduit à une variation de la valeur de la force critique de dépiégeage F_c. Les valeurs de δF représentées dans la figure 7.6 combinent les effets de la variation de F_c et le comportement critique de la ligne. Le comportement critique de la ligne est masqué par la variation de $\overline{\theta}$ avec la vitesse. Cet effet est d'autant plus marqué que $\overline{\theta}$ est petit et conduit à un décrochement rapide de δF pour $v = 1000\,\mu$m/s (dans le cas $v \propto F_{dissip}^3$).

Nous avons repris les simulations en remplaçant dans l'expression de $\mathcal{K}_{él}$ le préfacteur $\sin^2\overline{\theta}$ par $\sin^2\theta_{ref}$. La figure 7.7 permet de comparer des simulations avec une rigidité de la ligne constante ou dépendante de $\overline{\theta}$. Dans le cas d'une rigidité constante une augmentation de $|\delta F|$ est visible et est le signe d'un comportement critique.

Cependant, la détermination de l'exposant dynamique critique β reste difficile. Elle nécessite l'exploration précise de $|\delta F|$ près du seuil de dépiégeage, donc pour de petites vitesses. Une décroissance de $|\delta F|$ est visible à petite vitesse sur la figure 7.7. La décroissance est, au moins en partie, liée à la taille finie de la boîte numérique. La figure 7.8 montre la variation de $\delta F(v)$ dans des conditions identiques obtenue avec des boîtes numériques de différentes tailles. Cette décroissance de $|\delta F|$ à l'approche de $v = 0$ est d'autant plus accentuée que la taille de la boîte est petite. Ceci met en évidence la difficulté de la simulation proche du seuil de dépiégeage, alors que la longueur de ligne piégée diverge. Ce problème est aussi un problème expérimental. Notre système expérimental ne présente pas une taille plus grande que le système simulé.

7.4 Conclusion

Les simulations nous ont permis d'étudier l'effet de la forme de $F_{dissip}(v)$ sur la dynamique de la ligne de contact. Il s'avère que la forme de F_{dissip} n'a pas d'effet sur les deux grandeurs observables $\delta F(v)$ et $W(L)$.

L'équation du mouvement rend bien compte du fait que δF est quasiment constant sur une large gamme de vitesse au voisinage du seuil. Cependant, une caractérisation précise du comportement critique nécessite une précision des mesures supérieure à celle que nous avons actuellement. Il faut gagner au moins un ordre de grandeur, et sans doute utiliser un système de plus grande taille.

La mesure de $W(L)$ ne pose pas ces problèmes, car la forme de la ligne est directement liée à l'effet du désordre. C'est donc un critère efficace pour tester l'équation du mouvement. Il s'avère que les non-linéarités de F_{dissip} ne peuvent pas rendre compte de la valeur de ζ.

Chapitre 8

Conclusion et perspectives

Nous avons orienté nos recherches au cours de cette thèse dans deux directions principales : le comportement dynamique de la ligne de contact au seuil de dépiégeage et sa rugosité.

La recherche de l'exposant dynamique critique β se révèle difficile. La dynamique de la ligne de contact sur un substrat homogène est, dans notre système, compliquée. Nous avons trouvé que cette dynamique se caractérise par une relation vitesse/force non linéaire, contrairement au modèle de dissipation visqueuse. Il apparaît que la compréhension de cette dynamique passe par une connaissance des détails microscopiques du système. Nous avons constaté, de manière cohérente entre les expériences et les simulations, que le seul effet mesurable d'un désordre macroscopique sur le substrat est un décalage constant δF de la force nécessaire pour faire avancer la ligne à une vitesse v. La dynamique de la ligne de contact est dominée par les effets microscopiques. La mesure de $\delta F(v)$ ne permet pas en pratique d'affirmer l'existence d'un comportement critique de la ligne au seuil de dépiégeage, ni de conclure sur la valeur de β. Le comportement critique, s'il existe, est caché par d'autres effets : nous venons d'évoquer les non-linéarités déjà présentes dans notre système sur un substrat homogène, mais le fait que l'angle de contact varie avec la vitesse perturbe aussi les mesures. La détermination de β reste un problème ouvert qui présente d'importantes difficultés expérimentales. Il serait nécessaire de trouver un système qui présente une force dissipative proportionnelle à la vitesse, ainsi qu'une méthode qui corrigerait les variations de rigidité de la ligne de contact.

L'étude de la rugosité de la ligne de contact conduit à un exposant de rugosité $\zeta = 0{,}52 \pm 0{,}04$. Cette valeur est confirmée par l'étude des distributions d'épaisseurs de la ligne, effectuées ici pour la première fois sur des données expérimentales. L'exposant de rugosité expérimental contredit les travaux théoriques et numériques. Nous avons pourtant mis en évidence la validité d'un certain nombre d'hypothèses faites dans les modèles. L'observation du mouvement de la ligne avec une caméra rapide a confirmé que la dynamique de la ligne est suramortie. Elle met aussi en évidence l'absence de dépendance en temps de l'élasticité de la ligne. L'hypothèse d'une variation de la vitesse de la ligne linéaire avec la force n'est pas vérifiée. Cependant, l'étude de la rencontre de la ligne avec un défaut isolé montre que la forme de la ligne est peu affectée par ces non-linéarités. L'introduction d'une loi vitesse/force non linéaire dans une simulation numérique du problème conduit à un exposant de rugosité compatible avec les modèles théoriques. Les non-linéarités de la relation vitesse/force ne sont donc pas responsables de la valeur inattendue de ζ.

Une dernière hypothèse peut être avancée pour expliquer le désaccord sur la valeur de ζ. L'expression de l'énergie de déformation de la ligne de contact donnée par l'équation (1.16) est obtenue par un développement au premier ordre des déformations de la ligne. Il a été

montré par Rosso et Krauth que, dans le cas de l'élasticité locale, l'ajout de termes non harmoniques à l'élasticité changent la valeur de ζ [64]. Savoir si cet effet est aussi présent dans le cas de l'élasticité non-locale est encore une question ouverte. Golestanian *et al.* [70], en calculant le terme suivant dans l'energie capillaire, trouve que le premier terme non-harmonique varie en η^3. Ceci est une conséquence de l'asymétrie du problème. Dans le cas d'un angle de contact $\overline{\theta} = 90°$, ce terme s'annule.

Travailler à un angle de contact de 90° permettrait de tester l'influence de ce terme. Cependant le contrôle de l'angle de contact n'est pas une tâche aisée. Une possibilité de réaliser ce contrôle est l'électromouillage [65]. Dans cette technique (schématisée sur la figure 8.1), le substrat est une plaque conductrice recouverte d'une couche isolante. Le liquide doit lui aussi être conducteur. En appliquant une tension électrique entre le substrat et le liquide, on ajoute une énergie électrostatique à l'interface liquide-substrat, ce qui conduit à une diminution de l'angle de contact. En utilisant un système pour lequel l'angle de contact, en absence de tension, est supérieur à 90° (par exemple eau/téflon), on peut ramener l'angle de contact à 90° en appliquant la tension adaptée. Ce système permet aussi d'envisager des expériences de rencontre de la ligne de contact avec un substrat désordonné à angle de contact fixé. On retrouverait alors la situation envisagée par les travaux théoriques. Il existe des techniques qui permettent de structurer le substrat pour y imposer un désordre : structuration de l'électrode [66], superposition de deux électrodes dans le substrat permettant d'obtenir un contraste réglable [67]. Ce type d'expérience présente néanmoins quelques incertitudes :

- Un angle de 90° permet d'annuler les termes non-harmoniques d'ordre impair, mais pas ceux d'ordre pair qui peuvent participer à la valeur de ζ.
- Dans quelle mesure l'élasticité de la ligne de contact est-elle modifiée si le liquide est électriquement chargé ?

Cependant, les possibilités de changer l'angle de contact moyen ainsi que le contraste de pouvoir mouillant sur un substrat hétérogène font de l'électromouillage une technique intéressante pour prolonger l'étude de la ligne de contact sur un substrat désordonné. Il serait aussi intéressant d'étudier l'effet de l'application d'une tension alternative sur la mobilité de la ligne de contact. Une excitation alternative adoucirait la transition de dépiégeage, comme le montrent Glatz *et al.* [68] pour des lignes d'élasticité locale. Des expériences préliminaires vont dans ce sens [69].

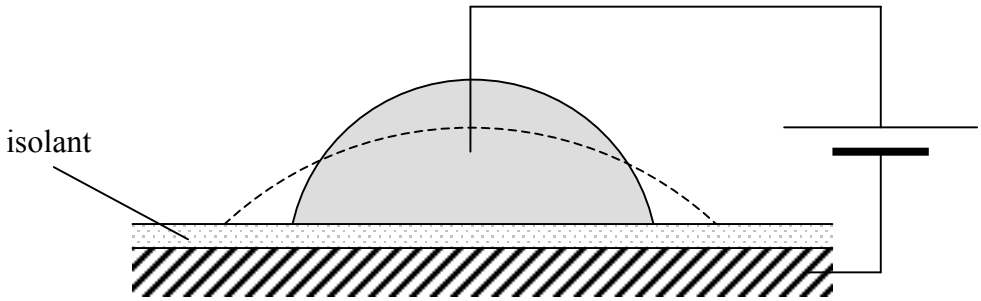


Fig. 8.1: Représentation schématique d'une expérience d'électromouillage. Le substrat est un conducteur recouvert d'une couche isolante. Le liquide est aussi conducteur. En appliquant une tension entre le liquide et le substrat, la goutte augmente sa surface de contact avec le substrat (trait pointillé) et l'angle de contact diminue.

La question de la forme de la ligne de contact à grande vitesse est encore une question ouverte. Deux effets antagonistes apparaissent. L'angle de contact diminue, ce qui tend à rendre la ligne plus molle et à faire diverger sa rugosité ; ceci peut être interprété comme un scénario qui conduit à la formation de film de Landau-Levitch [70]. Par contre, l'effet du désordre gelé à haute vitesse se rapproche statistiquement d'un bruit thermique, on attend alors un exposant de rugosité différent. Des expériences comparables aux nôtres pour des vitesses supérieures aux vitesses maximales observées aux cours des avalanches ($\sim 2\,\mathrm{mm/s}$) pourraient trancher cette question.

Annexe A

Mesure des angles de contact

A.1 Principe **107**
A.2 Dispositif d'alimentation **107**
A.3 Visualisation **108**
A.4 Exploitation des images **108**

A.1 Principe

L'angle de contact d'un liquide sur un substrat est mesuré à partir d'images de goutte posée vue sous incidence rasante. Un dispositif d'alimentation de la goutte permet de la gonfler ou de la vider lentement. On observe ainsi un angle de contact à l'avancée et au recul. Pour travailler dans des conditions identiques aux expériences, la goutte et le substrat sont enfermés avec un récipient contenant le même liquide dans une boîte de protection. On travaille ainsi en atmosphère saturée de vapeur.

A.2 Dispositif d'alimentation

La figure A.1 représente un schéma du dispositif d'alimentation de la goutte de liquide. Le liquide est contenu dans un réservoir : ici le corps d'une pipette pasteur. Le fond du reservoir est prolongé par un tuyau en téflon de diamètre intérieur 0,2 mm, long d'environ 1 m. Un tube capillaire en verre d'environ 0,2 mm de diamètre exterieur est placé à l'extrémité du tuyau en téflon. Le tube capillaire est placé juste au dessus du substrat. C'est de ce tube que sort la goutte de liquide, si elle sortait directement du tuyau en teflon, hydrophobe, elle prendrait une forme dyssimétrique difficile à analyser.

Il est possible de faire varier le débit de liquide dans le tube en changeant l'altitude à laquelle le réservoir de liquide est placé. Ainsi, en amenant le niveau du liquide dans le réservoir suffisamment au dessus du niveau du substrat, on gonfle la goutte de liquide. La ligne de contact avance alors et on observe l'angle de contact à l'avancée (voir figure A.2). De même, en amenant le réservoir sous le niveau du substrat, on peut observer l'angle de recul (voir figure A.3). Les vitesses imposées à la ligne de contact peuvent être de l'ordre du micron par seconde.

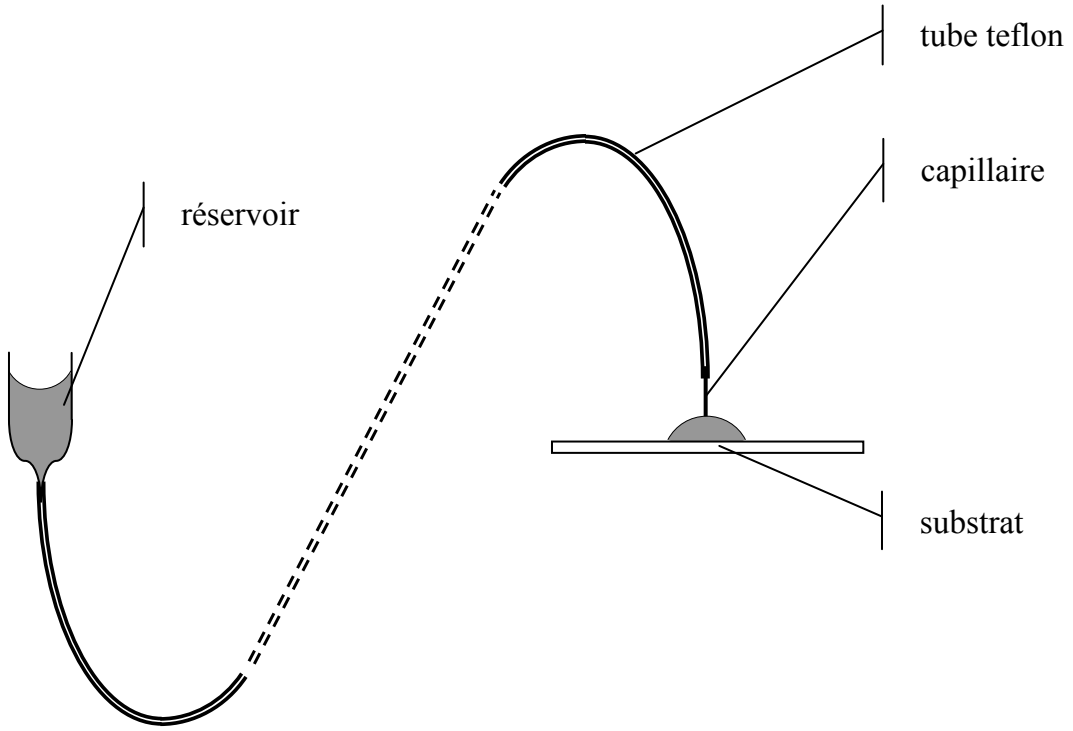


Fig. A.1: Schéma du dispositif d'alimentation de la goutte

A.3 Visualisation

Une caméra avec un objectif macro est placé devant la goutte avec une inclinaison d'environ 5° par rapport à l'horizontale. La goutte est éclairée par derrière au travers d'un écran diffusant en papier calque. On obtient ainsi un bon contraste entre l'image de la goutte et le fond (voir les figures A.2 etA.3). L'image obtenue fait apparaitre la goutte et son reflet sur le substrat. On distingue de plus le capillaire du dispositif d'alimentation.

A.4 Exploitation des images

On relève le contour de la goutte par la méthode du maximum de gradient décrite en B.3. Un contour relevé du côté droit est représenté sur la figure A.4. On peut noter que le contour du capillaire est aussi relevé.

On définit x_{max} et x_c comme étant respectivement la position de l'extrémité de la goutte et la position du contact de la goutte avec le capillaire (voir figure A.4). Les points sur les profils de la goutte et de son reflet compris entre $(x_{max}+x_c)/2$ et x_{max} (les points les plus proches de x_{max} sont exclus) sont sélectionnés et ajustés par un polynôme d'ordre 3 (les ajustements sont présentés sur l'agrandissement de la figure A.4). L'angle sous lequel se croisent les prolongements de ces ajustements donnent le double de l'angle de contact à mesurer. Notons qu'une petite correction est à ajouter pour tenir compte de l'angle d'incidence sous lequel la goutte est observée. La répétabilité des mesures effectuées est d'environ 2°.

Fig. A.2: Goutte d'eau sur le substrat MC1 en train de croître vue sous incidence rasante. L'angle observé est l'angle d'avancée.

Fig. A.3: Goutte d'eau sur le substrat MC1 en train de décroître vue sous incidence rasante. L'angle observé est l'angle de recul.

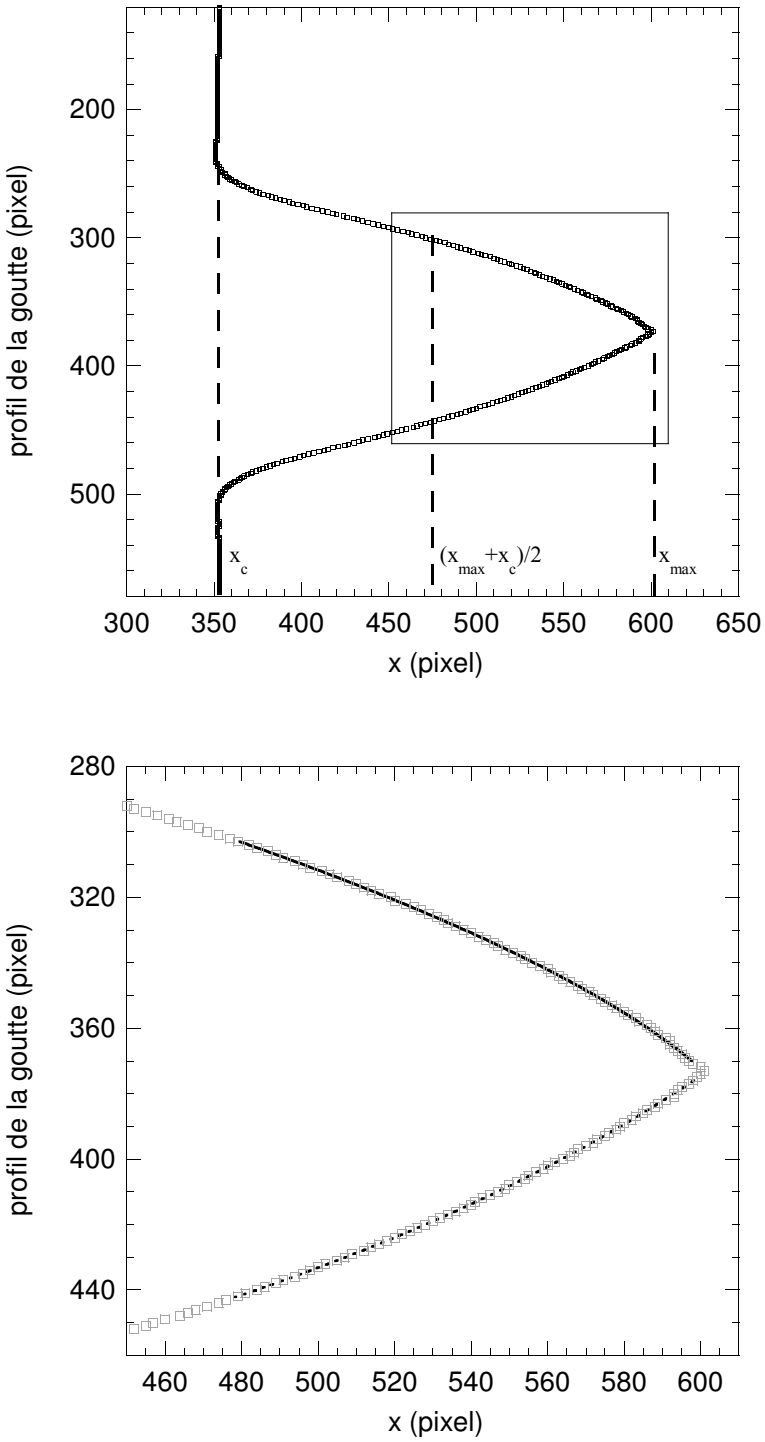


Fig. A.4: Haut : profil de la goutte relevé du coté droit. **Bas :** agrandissement de la zone représenté par un rectangle sur le graphique du haut. Les ajustements sont représentés par une ligne pleine (goutte) et pointillée (reflet).

Annexe B

Méthodes de relevé de ligne

B.1 Relevé par seuillage **111**
B.2 Relevé par ajustement par tangente hyperbolique **112**
B.3 Relevé par maximum de gradient **113**

B.1 Relevé par seuillage

La photographie de la figure B.1 montre le type d'image capté par la caméra CCD progressive en cours de manipulation. L'utilisation du miroir décrite dans la partie 2.5 permet d'obtenir un tel contraste entre la partie sèche du substrat et le ménisque. L'opération de seuillage consiste à détecter pour chaque colonne de l'image la position du pixel dont le niveau de gris dépasse une valeur seuil.

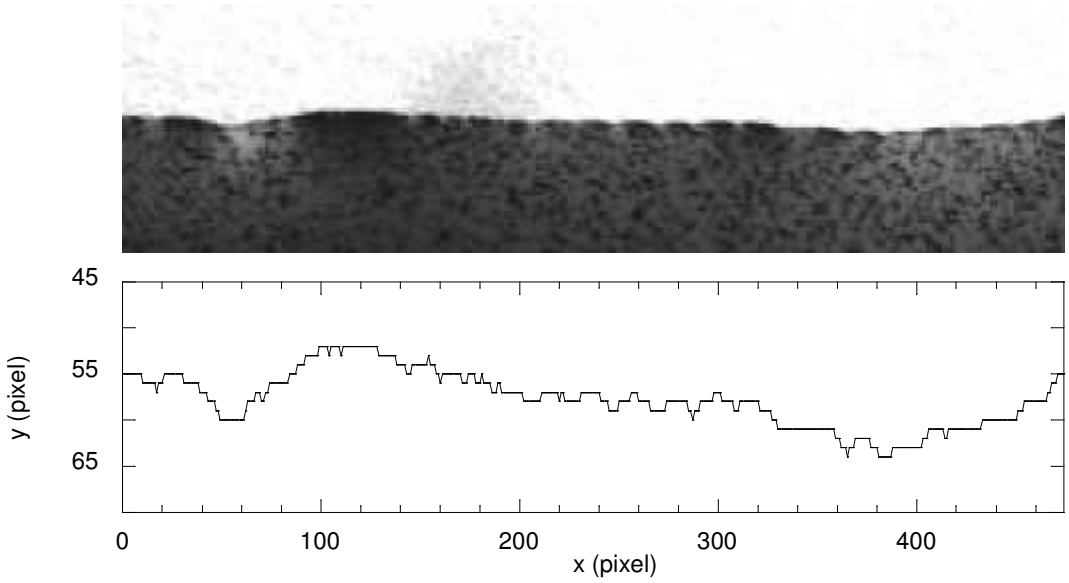


Fig. B.1: Haut : image typique reçu par la caméra en cours d'expérience. **Bas :** ligne relevée par seuillage

Cette image est codée sur 8 bits, c'est-à-dire avec des niveaux de gris dont la valeur varie de 0 (noir) à 255 (blanc). Le graphique de la figure B.1 représente la ligne relevée sur la photographie en fixant le seuil à 170. Notons que la ligne relevée par cette méthode prend des valeurs entières en pixel. Relever une ligne sur un image de 760 pixels de large prend moins de $1/25^e$ de seconde. Cette opération peut être effectuée en temps réel en cours de manipulation. L'enregistrement des images n'est alors pas nécessaire, seul un fichier contenant les lignes relevées est gardé en mémoire.

B.2 Relevé par ajustement par tangente hyperbolique

L'utilisation d'une caméra rapide ne permet pas un traitement en temps réel. La faible durée d'exposition de la caméra ne permet pas d'obtenir une image lumineuse et le rapport signal sur bruit est faible. De plus, toutes les colonnes de pixels n'ont pas la même sensibilité. La photographie de la figure B.2 a été obtenue avec une caméra rapide.

Le graphique montre les valeurs en niveaux de gris des pixels de la colonne indiquée en pointillés. Ces valeurs sont ajustées par une fonction tangente hyperbolique du type $A + B\tanh((y - y_0)/\delta)$ (courbe grise). On définit la position de la ligne comme le point d'inflexion y_0. Cette méthode permet une localisation de la ligne plus précise que le pixel. La précision est estimée à 0,5 pixel soit avec cet agrandissement ($\times 7$) à 1,3 μm.

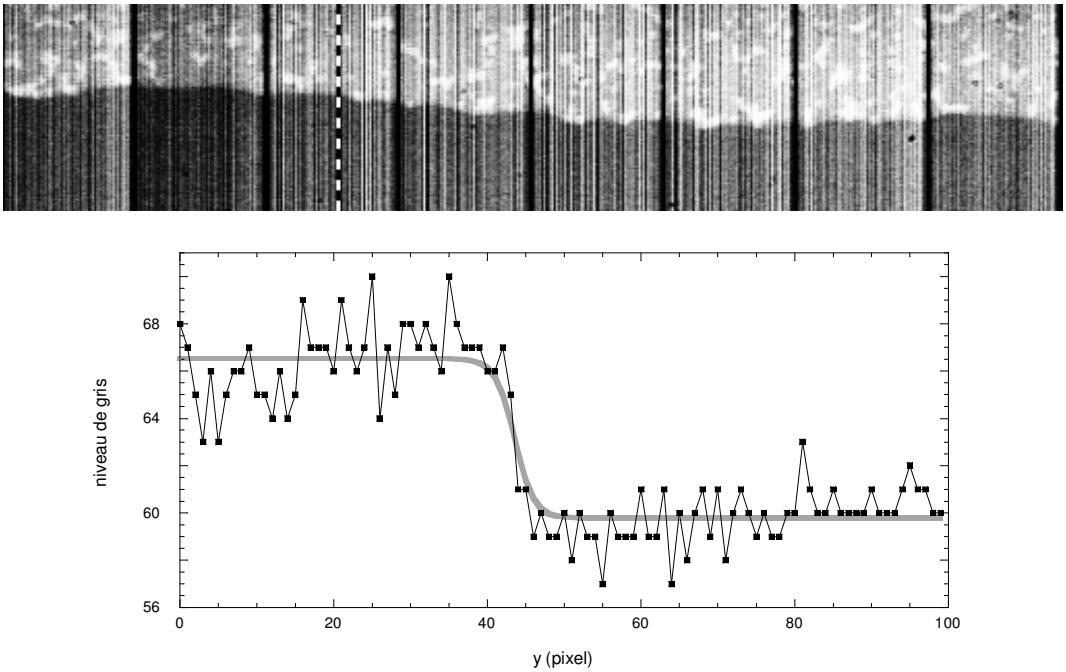


Fig. B.2: Haut : image typique obtenue avec une caméra CCD rapide. Le contraste a été amplifié pour une meilleure visibilité. **Bas :** valeurs en niveaux de gris dans la colonne représentée en pointillés. L'ajustement par une tangente hyperbolique est représenté en gris.

B.3 Relevé par maximum de gradient

Pour les expériences sur défaut unique, une autre technique de relevé de ligne a été utilisée. À cause de la variation lente du niveau de gris en avant de la ligne de contact, un ajustement par une tangente hyperbolique n'est pas possible. On recherche donc sur chaque colonne la position du maximum de gradient en niveaux de gris.

La méthode dite de Prewitt permet de calculer pour chaque pixel l'intensité du gradient

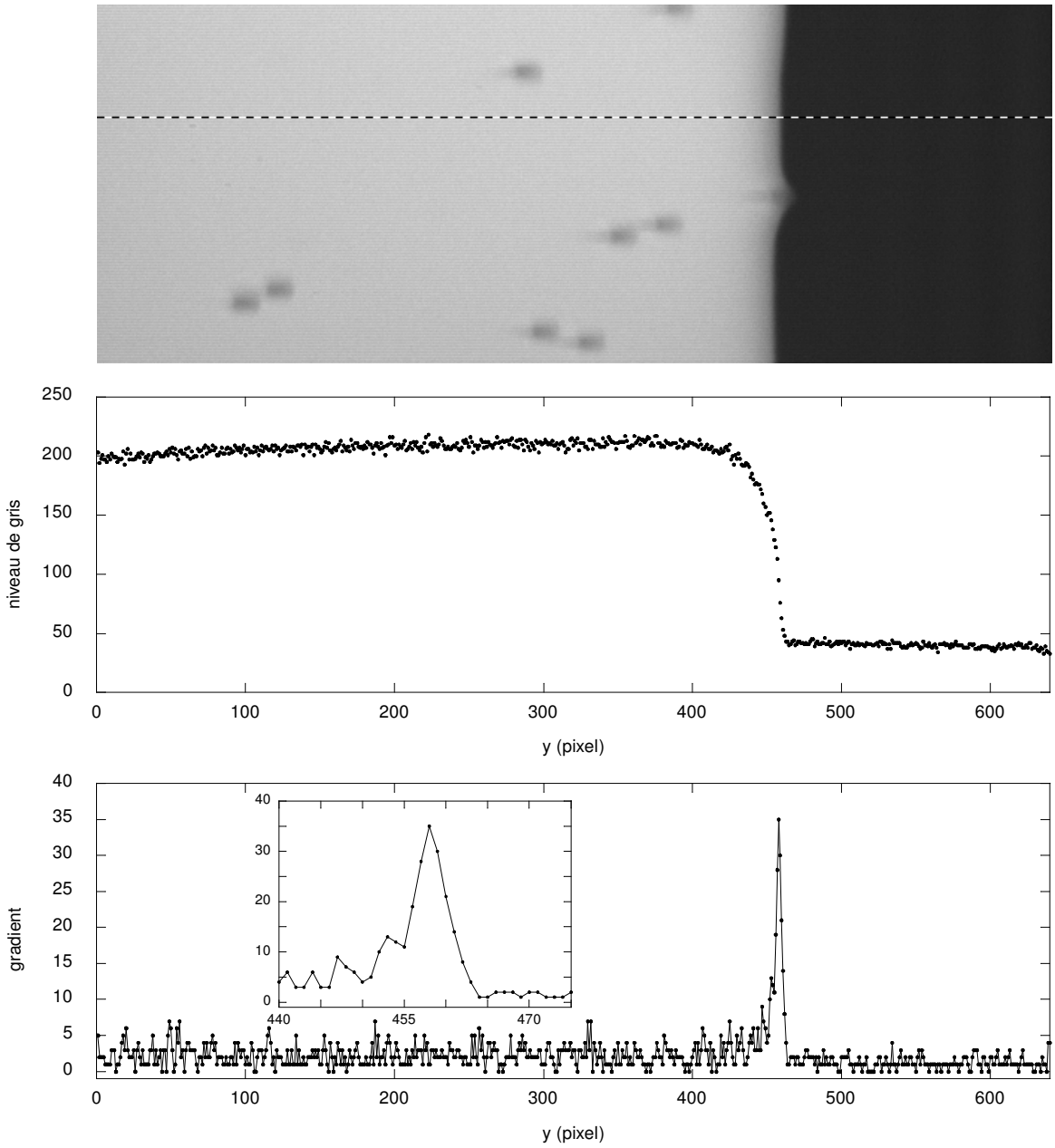


Fig. B.3: Haut : image obtenue au cours d'expériences sur défaut unique. **Premier graphe :** profil en niveau de gris de la colonne représenté en pointillé (à noter la forme dissymétrique du saut à hauteur de la ligne). **Deuxième graphe :** profil de l'image gradient sur la même ligne. **En encart :** zoom sur le pic de gradient.

local de niveau de gris. Chaque ligne de pixels présente un pic au niveau de la ligne à relever. Les sept points les plus proches du pic sont ajustés par une parabole, la position de la ligne est définie comme le sommet de la parabole. Cette méthode conduit à une précision estimée alors à 0,5 pixels soit avec cet agrandissement ($\times 14$) à 0,4 μm.

Annexe C

Expression analytique de $\Phi_{\text{gauss}}(Z)$

L'expression analytique de la distribution d'épaisseur en approximation Gaussienne, dans le cas de conditions aux bords libres, a été déterminée par Alberto Rosso. Le raisonnement qui suit découle de l'adaptation de la référence [50] au cas de conditions aux bords libres.

On considère une portion de ligne de longueur L. La forme de la ligne $\eta(x)$ définie sur $[0, L]$ peut se décomposer sur cet intervalle sous la forme :

$$\eta(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(\tilde{q}_n x), \tag{C.1}$$

où $\tilde{q}_n = \frac{\pi n}{L}$. La probabilité d'obtenir le chemin $[\eta]$ dans le cadre d'une approximation Gaussienne généralisée s'écrit :

$$P_{\text{gauss}}[\eta] = \mathcal{N} \prod_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{2} a_n^2 G_n^{-1}\right) \tag{C.2}$$

$\mathcal{N}$ est un facteur de normalisation et, dans la limite thermodynamique, la fonction de corrélation à deux points $G_n \propto 1/n^{d+2\zeta}$. d est la dimension de l'interface (d=1 pour la ligne de contact) et ζ est l'exposant de rugosité.

On pose

$$\alpha = d + 2\zeta$$

et

$$A = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_{tot}} \frac{1}{n^{\alpha}}.$$

La distribution des épaisseurs de l'interface est donnée par :

$$\Phi_{\text{gauss}}(Z) = \int \frac{dz}{2\pi i} e^{zZ} \prod_{n=1}^{N_{tot}} \left(\frac{n^{\alpha} A}{z + n^{\alpha} A}\right)^{1/2}. \tag{C.3}$$

L'intégration de l'équation (C.3) sur les pôles de l'axe $z = [0, -\infty]$ donne :

$$\Phi_{\text{gauss}}(Z) = \sum_{m=1}^{N_{max}} \frac{(-1)^m}{\pi} \int_{a_1}^{a_2} dz\, e^{zZ} \prod_{n=1}^{N_{tot}} \left| \frac{n^\alpha A}{z + n^\alpha A} \right|^{1/2}, \tag{C.4}$$

avec $a_1 = -A(2m+2)^\alpha$ et $a_1 = -A(2m+1)^\alpha$. Théoriquement, N_{tot} et N_{max} sont infinis. Une évaluation correcte de $\Phi_{\text{gauss}}(Z)$ peut être obtenue en prenant $N_{tot} = 1000$ et $N_{max} = 10$.

Bibliographie

[1] C. Huh & L. E. Scriven - *J. Colloid Interface Sci.* **35**, 85 (1971).

[2] R. G. Cox - *J. Fluid Mech.* **168**, 169 (1986).

[3] A.-L. Barabási & H. E. Stanley, *Fractal concept in surface growth* (Cambridge University Press, 1995).

[4] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi & P. Le Doussal - *Phys. Rev. Lett.* **80**, 849 (1998).

[5] J. P. Stokes, A. P. Kushnik & M. O. Robbins - *Phys. Rev. Lett.* **60**, 4286 (1988).

[6] S. T. Chui & J. D. weeks - *Phys. Rev. Lett.* **40**, 733 (1978).
S. F. Edwards & D. R. Wilkinson - *Proc. R. soc. London A* **381**, 17 (1982).

[7] M. Kardar, G. Parisi & Y.-C. Zhang - *Phys. Rev. Lett.* **56**, 889 (1986).

[8] T. Pompe, A. Fery & S. Herminghaus - *J. Adhes. Sci. Technol.* **13**, 1155 (1999).

[9] A. Checco, J. Daillant & P. Guenoun , preprint.

[10] J. F. Joanny & P. G. de Gennes - *J. Chem. Phys.* **81**, 552 (1984).

[11] J. F. Joanny, Thèse de doctorat, Université Paris 6, 1985.

[12] A. Paterson, M. Fermigier, P. Jenffer & L. Limat - *Phys. Rev. E* **51**, 1291 (1995).

[13] H. Gao & J. R. Rice - *J. Appl. Mech* **56**, 828 (1989).

[14] J. Bico, C. Tordeux & D. Quéré - *Europhys. Lett.* **55**, 214 (2001).

[15] S. M. M. Ramos, E. Charlaix, A. Benayoud & M. Toulemonde - *Phys. Rev. E* **67**, 031604 (2003).

[16] G. D. Nadkarni & S.Garoff - *Europhys. Lett.* **20**, 523 (1992).

[17] M. O. Robbins & J. F. Joanny - *Europhys. Lett.* **3**, 729 (1987).

[18] J. M. di Meglio & D. Quéré - *Europhys. Lett.* **11**, 163 (1989).

[19] P. G. de Gennes - *Rev. Mod. Phys* **57**, 827 (1985).

[20] A. I. Larkin - *Sov. Phys. JETP* **31**, 784 (1970).

[21] Y. Pomeau & J. Vannimenus - *J. Colloid Interface Sci.* **104**, 477 (1985).

[22] A. Hazareesing & M. Mezard - *Phys. Rev. E* **60**, 1269 (1999).

[23] É. Rolley, C. Guthmann, R. Gombrowicz & V. Repain - *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2865 (1998).

[24] J. F. Joanny & Robbins - *J. Chem. Phys.* **92**, 3206 (1990).

[25] D. Ertaş & M. Kardar - *Phys. Rev. E* **49**, R2532 (1994).

[26] S. Ramanathan & D. S. Fisher - *Phys. Rev. B* **58**, 6026 (1998).

[27] A. Tanguy, M. Gounelle & S. Roux - *Phys. Rev. E* **58**, 1577 (1998).

[28] P. Chauve, P. Le Doussal & K. J. Wiese - *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1785 (2001).

[29] Y. Zhou, PhD Thesis, John Hopkins University, Baltimore, 1999.

[30] A. Rosso & W. Krauth - *Phys. Rev. E* **65**, R025101 (2002).

[31] A. Rosso, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2002.

[32] E. L. Decker & S. Garoff - *Langmuir* **12**, 2100 (1996) ; **13**, 6321 (1997).

[33] A. Prevost, É. Rolley, C. Guthmann & M. Poujade - *Physica B* **284-288**, 145 (2000).

[34] A. Prevost, Thèse de doctorat, Université Paris XI, 1999.

[35] P. G. de Gennes, F. Brochard-Wyart & D. Quéré, *Gouttes, bulles, perles et ondes* (Édition Belin, 2002).

[36] J. Schmittbuhl & K. J. Måløy - *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2865 (1998).

[37] Élie Raphaël & P. G. de Gennes - *J. Chem. Phys.* **90**, 7577 (1989).

[38] A. Schwartz & S. B. Tajeda - *J. Colloid Interface Sci.* **38**, 359 (1972).

[39] T. E. Mumley, C. J. Radke & M. C. Williams - *J. Colloid Interface Sci.* **109**, 398 (1986).

[40] E. Shäffer & P. Z. Wong - *Phys. Rev. E* **61**, 5257 (2000).

[41] S. Kumar, D. H. Reich & M. O. Robbins - *Phys. Rev. E* **52**, R5776 (1995).

[42] A. Prevost, C. Guthmann & É. Rolley - *Phys. Rev. Lett.* **83**, 348 (1999).

[43] T. D. Blake & J. M. Haynes - *J. Colloid Interface Sci.* **30**, 421 (1969).

[44] T. D. Blake, *in Wettability*, (J. C. Berg (Ed.), Marcel Dekker, New York, 1993).

[45] A. Prevost, É. Rolley & C. Guthmann - *Phys. Rev. B* **65**, 064517 (2002).

[46] Société Infoelec, 2-4, Cité de l'Ameublement - 75011 Paris, France.

[47] La société Captec qui a procédé à la réduction optique n'existe plus (voir [48]).

[48] La société Micronic n'existe plus. Pour réaliser des substrats qui n'ont pas été utilisés au cours de cette thèse, nous avons fait appel à la société Optimask S.A. 12, avenue Ferdinand de Lesseps - 91420 MORANGIS, France.

[49] G. Foltin, K. Oerding, Z. Rácz, R. L. Workman & R. K. P. Zia - *Phys. Rev. E* **50**, 639 (1994). M. Plischke, Z. Rácz & R. K. P. Zia - *Phys. Rev. E* **50**, 3589 (1994).

[50] Z. Rácz & M. Plischke - *Phys. Rev. E* **50**, 3530 (1994).

[51] A. Rosso, W. Krauth, P. Le Doussal, J. Vannimenus & K. J. Wiese - *cond-mat*/0301464.

[52] T. Antal, M. Droz, G. Györgyi & Z. Rácz - *Phys. Rev. Lett.* **87**, 240601 (2001).
T. Antal, M. Droz, G. Györgyi & Z. Rácz - *Phys. Rev. E* **65**, 046140 (2002).

[53] A. Rosso *et al.*, en préparation.

[54] P. Le Doussal & K. J. Wiese - *cond-mat*/0301465.

[55] S. Moulinet, C. Guthmann & É. Rolley - *Eur. Phys. J. E* **8**, 437 (2002).

[56] M. Poujade, C. Guthmann & É. Rolley - *Europhys. Lett.* **59**, 862 (1998).

[57] J. M. Schwartz & D. S. Fischer - *Phys. Rev. Lett.* **87**, 096107 (2001).

[58] J. F. Gouyet - *Physica A* **168**, 581 (1990).

[59] S. Kistler, *in Wettability*, (J. C. Berg (Ed.), Marcel Dekker, New York, 1993).

[60] R. A. Hayes & J. Ralston - *J. Colloid Interface Sci.* **159**, 429 (1993).

[61] C. Andrieu, D. A. Beysens, V. S. Nikolayev & Y. Pomeau - *J. Fluid. Mech.* **453**, 427 (2002).

[62] P. G. de Gennes - *C. R. Acad. Sc., Ser. II* **302**, 731 (1986).

[63] J. A. Marsh & A. M. Cazabat - *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2433 (1993).

[64] A. Rosso & W. Krauth - *Phys. Rev. Lett.* **87**, 187002 (2001).

[65] B. Berge - *C. R. Acad. Sc., Ser. II* **317**, 157 (1993).

[66] S. Herminghauss - communication à *Solid-fluid interfaces* (San Feliu de Guixols, 2003).

[67] M. Bienia, C. Quilliet & M. Vallade - soumis à *Langmuir.*

[68] A. Glatz, T. Nattermann & V. Pokrovsky - *Phys. Rev. Lett.* **90**, 047201 (2003).

[69] A. Ourjoumtsev, rapport de stage de Magistère, ENS Paris (2002).

[70] R. Golestanian & É. Raphaël - *Phys. Rev. E* **67**, 031603 (2003).