HAL
open science

Déformation et déplacement de gouttes par ondes de surfaces acoustiques

Philippe Brunet, Michael Baudoin, Olivier Bou Matar, Farzam Zoueshtiagh

To cite this version:

Philippe Brunet, Michael Baudoin, Olivier Bou Matar, Farzam Zoueshtiagh. Déformation et déplacement de gouttes par ondes de surfaces acoustiques. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. pp.1-6. hal-00550911

HAL Id: hal-00550911

https://hal.science/hal-00550911

Submitted on 31 Dec 2010

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

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

10ème **C**ongrès **F**rançais d'**A**coustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Déformation et déplacement de gouttes par ondes de surfaces acoustiques

Philippe Brunet[1], Michael Baudoin[1], Olivier Bou Matar[1], Farzam Zoueshtiagh[1]

[1] Université Lille 1, IEMN, Avenue Poincaré, Cité Scientifique, 59652 Villeneuve d'Ascq, UMR CNRS 8520

Les ondes de surfaces acoustiques peuvent être utilisées pour déformer et déplacer des gouttes partiellement mouillantes sur une surface solide. Afin de déterminer la physique sous-jacente, le déplacement d'une goutte excitée par une onde de surface a été observé à l'aide d'une caméra rapide. L'influence de différents paramètres, tels que la taille de la goutte, la viscosité du liquide, ou encore la puissance acoustique ont été étudiés. A la fréquence d'excitation choisie (22 MHz), 3 modes de déformation ont été observés : premièrement, une dissymétrie de la goutte à l'origine de son déplacement via des phénomènes capillaires ; deuxièmement, un mode d'oscillation global basse fréquence (autour de 100 Hz) de la goutte, que nous avons identifié comme étant le mode inertio-capillaire de Rayleigh-Lamb ; enfin, un mode plus haute fréquence de faible déformation de la surface de la goutte. A l'aide de simulations et de l'analyse des expériences, nous montrons que la pression de radiation et le streaming peuvent tous les deux intervenir dans la réponse de la goutte.

1 Introduction

L'élaboration de laboratoires sur puce nécessite de pouvoir contrôler précisément de petites quantités de liquide, pouvant être confinées ou non dans des microcanaux. Les opérations de base indispensables à la plupart des applications biologiques ou chimiques sont principalement : le mélange de plusieurs constituants, le déplacement d'une goutte ou encore sa division. Aux petites échelles, les nombres de Reynolds (rapport entre effets convectifs non-linéaires et effets diffusifs visqueux) et de Bond (rapport entre effets gravitationnels et effets de tension superficielle) sont très petits. Par conséquent, la dynamique d'une goutte est principalement régie par les effets visqueux et de tension de surface. L'absence d'effets inertiels rend difficile le mélange (chaotique) de plusieurs constituants. De plus, les effets de surface sont tels que la déformation ou encore le déplacement d'une goutte nécessite des forçages relativement importants. L'utilisation d'ondes acoustiques de surface permet de répondre à ces problématiques. Il a été démontré que celles-ci permettent, selon leur intensité et leur fréquence, de déplacer une goutte, de la faire osciller [4], de l'atomiser [3, 6] ou encore de créer un écoulement complexe à l'intérieur de celle-ci [1]. En revanche, la physique sous-jacente est encore mal comprise. Les temps caractéristiques de réponse de la goutte diffèrent fortement de la période de l'onde. Le couplage entre l'onde et la goutte se fait donc nécessairement via des effets acoustiques non-linéaires. En revanche, le rôle respectif de la pression de radiation et du streaming sur la dynamique de la goutte n'a pas été déterminé. Dans cet article, nous montrons qu'ils peuvent tous les deux intervenir dans des proportions qui dépendent de la taille de la goutte, de la fréquence de l'onde et de la viscosité du liquide. Pour ce faire, nous étudions la dynamique d'une goutte soumise à une onde de surface à 20 MHz et sa réponse en fonction de sa taille, de la viscosité du liquide ou encore de l'amplitude de l'onde.

2 Dispositif expérimental

L'onde acoustique est générée via des peignes interdigités (en titane et recouverts d'or) qui excitent une plaque de Nyobate de Lithium ayant des propriétés piezoélectriques (voir figure 1). La longueur d'onde λ est donc fixée par la distance entre les peignes $a = 87.5\ \mu m$ telle que $\lambda = 2a$. La fréquence du système se déduit donc en faisant le rapport entre la vitesse de phase des ondes de Rayleigh et la longueur d'onde : $f_o = c_o/\lambda = 20.5$ MHz. L'excitation des peignes est contrôlée par un générateur de fonction couplée à un amplificateur. Une calibration de l'amplitude du déplacement normal d de l'onde ascoustique de surface en fonction de l'intensité électrique délivrée a été réalisée en utilisant un interféromètre laser. La plaque est traitée de manière à la rendre hydropobe (monocouche d'OTS) afin de réduire les forces de friction et de traiter le "cas simple" du mouillage partiel. Les angles de contacts d'avancée et de reculée sont respectivement : $\theta_a = 105^o$ et $\theta_r = 95^o$. Une goutte de volume allant de 0 à 30 μl est déposée sur

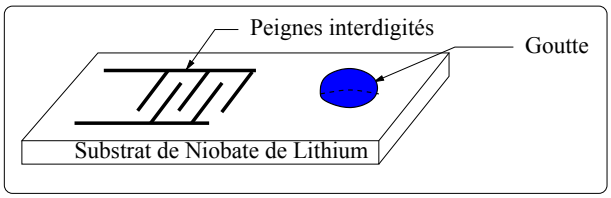

FIG. 1: Dispositif expérimental

la surface et une partie de l'onde de surface est transmise à la goutte suivant un angle de réfraction ϕ_r correspondant à la loi de Snell-Descartes, soit : $\sin(\phi_r) = c_l/c_s$ où

c_l désigne la vitesse du son dans le liquide et c_s la vitesse des ondes de Rayleigh dans le substrat solide. De part le couplage entre la goutte et la surface solide, l'onde de surface est atténuée exponentiellement dans la direction de propagation.

3 Eléments d'analyse du comportement de la goutte

Avant de détailler les expériences que nous avons réalisé, nous allons apporter quelques éléments qui nous permettrons de mieux comprendre les tendances que nous avons observées.

3.1 Rayonnement acoustique et effets non-linéaires

3.1.1 Comparaison des effets de streaming et de pression de radiation

La *pression de radiation* exercée par l'onde sur la surface d'une goutte est directement proportionnelle à l'énergie rayonnée par l'onde sur l'interface, avec un coefficient de proportionalité qui fait intervenir le coefficient de réflexion à l'interface, et qui peut faire intervenir la coefficient de non linéarité du milieu selon que l'on considère la pression de Langevin (champ acoustique non borné) ou de Rayleigh (champ borné).

La force de volume à l'origine du *streaming* est directement liée à l'atténuation visqueuse de l'onde. En revanche, il est connu que, dans un milieu non borné dans la direction de propagation de l'onde, l'écoulement généré par les effets non-linéaires ne dépend pas du coefficient d'atténuation, même si c'est cette même atténuation qui en est à l'origine (voir par exemple Landau [2]). Dans notre situation la goutte étant d'expansion spatiale finie, l'analyse des effets de streaming sera néanmoins plus complexes.

Un des paramètres essentiels dans cette étude est donc la longueur d'atténuation

$$l_c = \frac{2\rho c_l^3}{(2\pi f_o)^2}\left(\frac{1}{4/3\mu + \mu_b}\right)$$

de l'onde qu'il convient de comparer à la taille caractéristique de la goutte a. En effet, l_c intervient dans l'expression de la pression de radiation car elle modifie la quantité d'énergie qui arrive à la surface de la goutte et elle intervient directement dans l'expression de la force de volume à l'origine du streaming. Dans cette formule, ρ désigne la densité du liquide, c_l la vitesse du son dans le liquide, f_o la fréquence de l'onde et enfin μ et μ_b désignent respectivement les viscosités de cisaillement et de volume. Nous pouvons noter que cette longueur d'atténuation est inversement proportionnelle à la fréquence au carré et à la somme pondérée des coefficients de viscosité de cisaillement et de volume. La vitesse du son joue aussi un rôle fondamental car elle intervient dans l'expression de l_c à la puissance 3.

Cas $l_c \ll a$ (voir figure 2 a). Lorsque la longueur d'atténuation est petite devant la taille de la goutte, cela signifie que quasiment aucune énergie ne parvient à l'interface de la goutte et par conséquent les effets de pression de radiation peuvent être négligés. En revanche, les effets de streaming sont très importants et en première approximation, on peut supposer que l'écoulement généré ne dépend pas du coefficient d'atténuation tant que la taille de la goutte reste très grande devant la longueur d'atténuation. L'écoulement généré sera alors hautement asymétrique, de part la directionalité du champ acoustique rayonné dans la goutte.

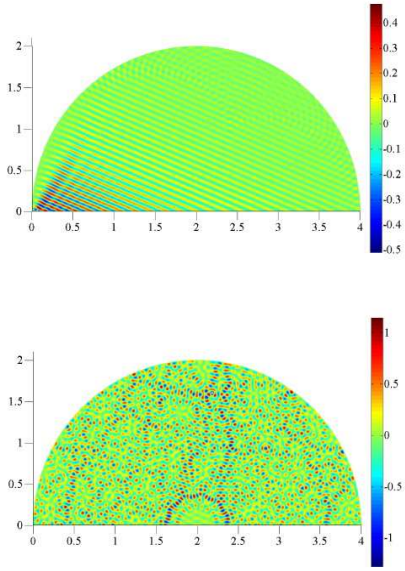

FIG. 2: Champ acoustique à l'intérieur de la goutte pour différents rapports entre la taille de la goutte a et la longueur d'atténuation l_c. a) $l_c \ll a$ b) $l_c \gg a$.

Cas $l_c \gg a$ (voir figure 2 b). Lorsque la longueur d'atténuation est grande devant la taille de la goutte, l'onde subit des réflexions multiples dans la cavité constituée par la goutte (proche d'une sphère tronquée au repos). Par conséquent, une quantité d'énergie importante parvient à l'interface et la pression de radiation joue un rôle fondamental. Le streaming ne peut plus cette fois-ci être considéré comme indépendant du coefficient d'atténuation, car le milieu est borné dans la direction de propagation. Pour analyser plus en détail le rôle respectif de la pression de radiation et du streaming dans ce cas, nous allons décomposer le champ acoustique en une partie cohérente et une partie incohérente.

Il est intéressant de noter que, vis à vis du champ acoustique (et uniquement du champ acoustique), des variations de la fréquence au carré, des coefficients de viscosité ou encore de la taille de la goutte sont équivalentes. Nous verrons dans la suite que la viscosité intervient aussi dans la dynamique de la goutte ce qui rend plus complexe l'étude du rôle joué par ce paramètre dans la réponse de la goutte.

3.1.2 Décomposition de l'onde en une partie cohérente et une partie incohérente

Dans le cas où la longueur d'atténuation est très grande devant la taille de la goutte, la pression de radiation et le streaming peuvent tous les deux intervenir dans la dynamique de la goutte. Pour comprendre plus en détail le rôle joué par ces deux effets non-linéaires, il va falloir analyser plus finement le champ acoustique rayonné à l'intérieur de la goutte.

Une goutte partiellement mouillante déposée sur une surface solide prend une forme statique qui tend à minimiser l'interface liquide/air, c'est-à-dire une portion de sphère avec un angle de contact qui dépend des 3 phases en contact (liquide, solide, gaz). Une sphère tronquée est connue comme étant une cavité de type chaotique, c'est-à-dire pour laquelle l'onde perd sa cohérence après un certain nombre de réflexions sur les interfaces. Dans notre cas, la surface de la goutte se déforme dynamiquement en raison de l'action de l'onde acoustique. Or les simulations que nous avons effectuées montrent que pour des configurations très légèrement différentes, l'onde acoustique rayonnée adopte des modes très différents. Il est donc possible de séparer l'onde rayonnée dans la cavité en une partie cohérente (c'est-à-dire qui reste après moyennage sur différentes configurations) et une partie incohérente (c'est-à-dire dont la moyenne sur les différentes configurations est nulle), et qui est générée par les réflexions multiples sur l'interface. Les effets de pression de radiation et de streaming sont des effets non-linéaires et font donc intervenir la moyenne temporelle de produits quadratiques. Par conséquent, si nous décomposons le champ acoustique en une partie cohérente et une partie incohérente, les produits quadratiques feront intervenir les produits de 2 quantités cohérentes, les produits de 2 quantité incohérentes, et enfin les produits de quantités cohérentes par des quantités incohérentes. Il est évident qu'après moyenne sur les configurations, seuls les 2 premiers type de produits resteront et donc, les effets de streaming et de pression de radiation pourront être décomposés en deux contributions : la première correspondant à l'onde cohérente, et la seconde à l'onde incohérente. Nous pouvons maintenant analyser le rôle respectif jouée par ces deux parties de l'onde.

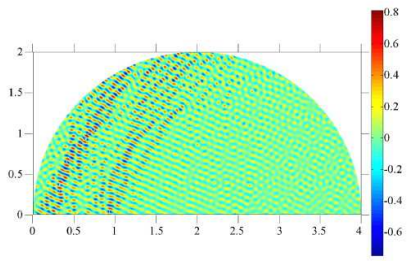

FIG. 3: Partie cohérente du champ acoustique obtenue après moyennage sur différentes configurations (rayons de la goutte très proches) dans le cas où la longueur d'atténuation est très grande devant la taille de la goutte.

Partie cohérente de l'onde La partie cohérente de l'onde correspond principalemenent à l'onde directe (voir figure 3), c'est-à-dire celle rayonnée directement dans la goutte après transmission de l'onde de surface suivant l'angle de réfraction. Comme l'atténuation est faible, l'énergie impactant l'interface de la goutte est relativement importante et va donc générer une pression de radiation sur la partie de la goutte impactée par l'onde directe. Ces forces de pression vont donc déformer la goutte de manière asymétrique. De la même manière, les forces de volumes non-linéaires dues à la partie cohérente de l'onde sont principalement orientées suivant l'angle de réfraction et vont donc générer un streaming asymétrique qui va créer un écoulement interne et pourra aussi contribuer à la déformation de la goutte (voir Schindler et al. [5]). Néanmoins, la force générée par cette partie cohérente de l'onde est reliée à l'atténuation de l'onde cohérente (faible) et puisque le domaine de propagation est borné, l'écoulement généré par cette onde cohérente en dépendra lui aussi. Il est donc vraisemblable que plus la longueur d'atténuation est faible devant la taille de la goutte, plus les effets de dissymétrisation de la goutte induits par le streaming deviendront faibles devant les effets induits par la pression de radiation. Des études numériques sont néanmoins en cours pour déterminer plus précisément les rôles respectifs joués par la pression de radiation et le streaming induits par la partie cohérente de l'onde sur la dynamique de la goutte.

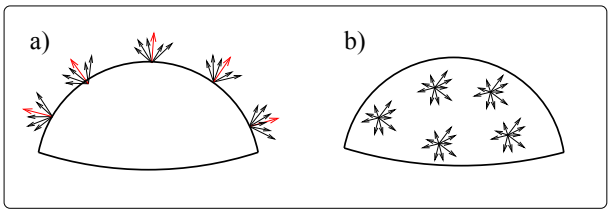

FIG. 4: Partie incohérente de l'onde. a) Représentation des contraintes de radiation moyenne (flèche rouge) issues des contraintes de radiation obtenues pour chaque configuration (flèche noire). b) Représentation des forces de volume (à l'origine du streaming) obtenues pour différentes configurations menant à une force de volume moyenne nulle.

Partie incohérente de l'onde Comme l'a souligné Brillouin, le terme de pression de radiation est impropre et l'on devrait plutôt parler de tenseur des contraintes de radiation. La partie incohérence de l'onde étant homogène, elle va être à l'origine d'une force équitablement répartie sur toute l'interface (voir figure 4 a). De plus celle-ci étant statistiquement isotrope, seules les contraintes normales auront une contribution non nulle après moyennage, et le résultat sera donc une pression de radiation équitablement répartie sur toute l'interface. Celle-ci induira donc une expansion symétrique de la goutte. En revanche, la force de volume non-linéaire (à l'origine du streaming) correspondant à la partie incohérente de l'onde sera statistiquement nulle (voir figure 4 b) à cause de l'isotropie de l'onde incohérente, et donc aucun écoulement ne sera induit.

Remarque Nous avons vu qu'une pression de radiation s'exerce sur la surface de la goutte. Mais la

goutte étant bornée, on ne se situe pas dans une configuration de type Langevin, mais plutôt de type Rayleigh. Une augmentation de pression se produit donc à l'intérieur de la goutte, due au passage de l'onde. Cette augmentation de pression peut alors être équilibrée, soit par des écoulements internes, soit par une déformation globale de la goutte. Par conséquent, cette augmentation globale de la pression sur le trajet de l'onde peut aussi contribuer à la dynamique de la goutte. Cet effet reste néanmoins à quantifier par rapport aux effets de streaming et à la pression de radiation exercée uniquement sur la surface de la goutte.

En conclusion, dans le cas où la longueur d'atténuation est très grande devant la taille de la goutte, le champ acoustique peut être décomposé en deux contributions : une partie cohérente et une partie incohérente. La partie cohérente peut être à l'origine d'effets de pression de radiation et de streaming qui peuvent tous les deux contribuer à la dissymétrisation de la goutte (à l'origine du déplacement de la goutte comme nous le verrons dans la suite). En revanche, la partie incohérente de l'onde ne peut générer de streaming mais seulement une pression de radiation symétrique qui va avoir tendance à déformer symétriquement l'interface.

3.2 Dynamique d'une goutte

Comme nous l'avons dit en introduction, la dynamique d'une goutte aux petites échelles est principalement régie par les effets de surface (tension superficielle) et les effets de diffusion visqueuse. Par conséquent les équations décrivant la dynamique de la goutte sont les équations de Stokes instationnaires, avec une condition aux limites à l'interface faisant intervenir un saut de pression dû à la tension superficielle.

3.2.1 Déformation d'une goutte

Si l'on souhaite étudier uniquement la déformation d'une goutte en l'absence d'hystérésis et la ligne de contact étant fixe, il suffit de résoudre les équations de Stokes à l'intérieur de la goutte, de calculer la déformation de l'interface en tenant compte la tension superficielle et de prendre comme angle de contact l'angle de contact statique. Il est intéressant de noter que les équations de Stokes sont linéaires ainsi que les équations régissant la forme de l'interface (tant que les déformations restent faible). Par conséquent, l'écoulement et la déformation de l'interface générés par les parties cohérente et incohérente de l'onde sont la superposition des deux effets calculés séparément.

3.2.2 Déplacement d'une goutte

Néanmoins, lorsqu'une goutte se déplace, se pose le problème classique de la ligne de contact où apparaît une singularité. En effet, près de la ligne de contact, la condition d'adhérence aux parois impliquerait une vitesse nulle du liquide. Or l'interface se déplaçant, cette condition ne peut être vérifiée. La résolution de ce paradoxe fait intervenir une dynamique complexe multi-échelles. Dans tous les cas, la dissipation est très forte au niveau de la ligne de contact. La résistance au déplacement d'une goutte est donc de deux natures. Premièrement une résistance de volume due à l'écoulement visqueux à l'intérieur de la goutte et qui est donc proportionnelle au volume de la goutte. Et deuxièmement une résistance liée aux forces de rétention à la ligne de contact, par conséquent proportionnelle au périmètre de la goutte. Pour les tailles de gouttes considérées, ce sont principalement les secondes qui s'opposent au déplacement. Enfin, les surfaces n'étant pas parfaitement lisses (aux petites échelles), il existe un hystérésis de la ligne de contact. Le déplacement n'est alors possible que si les angles d'avancée et de réculée sont respectivement supérieur et inférieur aux angles d'hystérésis θ_a et θ_r.

4 Résultats expérimentaux

4.1 Description générale

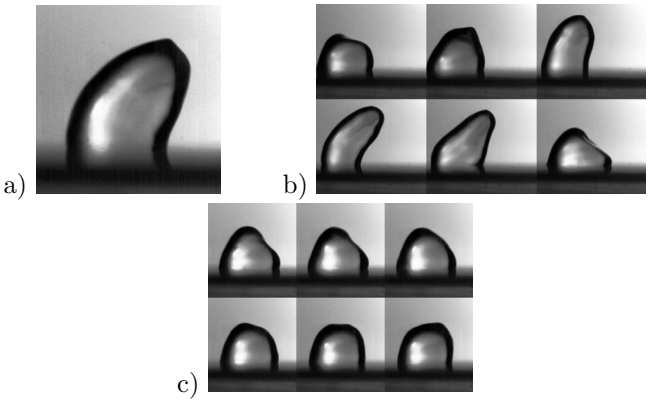

Fig. 5: Dynamique de la goutte. a) Dissymétrisation de la goutte b) Mode d'oscillation global c) Mode de tremblement

A la fréquence considérée, la dynamique de la goutte s'avère très riche. En effet, nous observons premièrement une dissymétrisation de la goutte (fig. 5 a), deuxièmement une oscillation globale (mode symétrique de déformation) de la goutte basse fréquence (fig. 5 b) et enfin des modes de "tremblement" de l'interface de la goutte plus haute fréquence (fig. 5 c). Enfin, lorsque l'amplitude de l'onde est suffisante, la goutte se déplace. Il est à noter que si d'autres auteurs ont observé les modes de tremblement et le déplacement d'une goutte soumise à une onde acoustique, le mode d'oscillation global de la goutte a été observé pour la première fois par notre équipe [4]. Notre montage diffère de celui des autres études : dans notre cas où la longueur d'atténuation est très grande devant la taille de la goutte.

4.2 Asymétrie de la goutte et déplacement

Comme nous l'avons souligné précédemment, la partie cohérente de l'onde va dissymétriser la goutte via la pression de radiation et le streaming. Cette dissymétrisation est à l'origine du déplacement de la goutte car elle permet d'obtenir des angles de contacts à l'avant et à l'arrière de la goutte respectivement plus grands et plus petits que les angles θ_a et θ_r. Nous avons donc

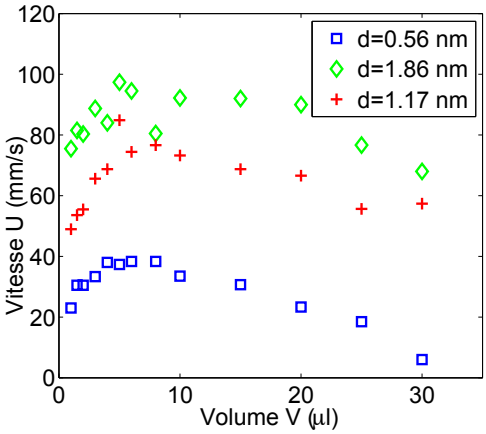

FIG. 6: Evolution de la vitesse de la goutte en fonction de sa taille pour différentes amplitudes d de l'onde acoustique de surface.

mesuré la vitesse de déplacement de la goutte en fonction de la taille de la goutte, pour différentes amplitudes de l'onde acoustique d. En dessous d'une certaine valeur limite d'intensité de l'onde acoustique, aucun déplacement n'est observé. En dessus de cette valeur, la goutte se déplace avec une vitesse qui dépend bien sûr de l'intensité de l'onde acoustique. Néanmoins quelle que soit l'intensité de l'onde acoustique, les courbes d'évolution de la vitesse en fonction du volume de la goutte montrent un maximum autour de 5 μl. Pour comprendre l'existence de ce maximum, il faut introduire les deux éléments suivants. Premièrement, le couplage entre l'onde de surface et l'onde rayonnée dans la goutte induit une atténuation exponentielle de la goutte dans la direction de propagation. Par conséquent, l'énergie acoustique récupérée par la goutte augmente avec la surface de contact de celle-ci (voir figure 7). Deuxièmement, plus la

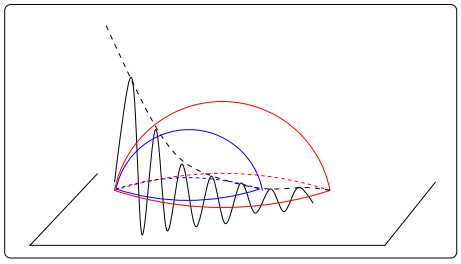

FIG. 7: Evolution de l'énergie récupérée par l'onde en fonction de la surface de contacte

taille de la goutte augmente, plus les forces de rétention à la ligne de contact (proportionnelles au périmètre de la goutte et donc à son rayon) sont importantes. Ces deux effets contraires peuvent être à l'origine de l'existence d'un maximum de la vitesse du déplacement avec la taille de la goutte. Enfin, il est à noter que toutes les expériences que nous avons réalisées se situent toutes dans le régime $l_c \gg a$. Les variations du rapport l_c/a sont trop faible pour modifier le régime d'excitation de la goutte et ne peuvent donc expliquer l'existence du maximum de vitesse.

4.3 Mode d'oscillation de Rayleigh-Lamb

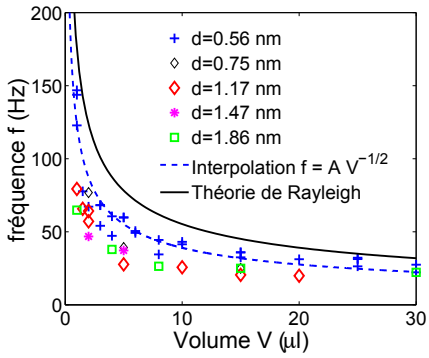

FIG. 8: Evolution de la fréquence d'oscillation f_o du mode d'oscillation global de Rayleigh Lamb avec le volume V de la goutte pour différentes amplitude d de l'onde acoustique.

Le mode d'oscillation de la goutte a été avons observé pour la première fois à l'aide de notre dispositif. Pour le caractériser, nous avons mesuré la fréquence de ce mode d'oscillation en fonction du volume de la goutte. Les résultats montrent une large décroissance de la fréquence avec le volume. Les données peuvent être représentées par une loi de puissance en racine carrée, ce qui est en phase avec la théorie de Rayleigh d'un mode inertio-capillaire. La figure 8 montre les résultats obtenus pour différentes amplitudes de l'onde, que l'on peut comparer avec l'évolution de la fréquence prédite par la théorie pour le mode 2 (mode symétrique) dans le cas de petites déformations :

$$f_2(V) = \left(\frac{8}{3\pi\rho V}\right)^{1/2}$$

où V désigne le volume de la goutte et ρ la densité du liquide. Nous voyons que si l'allure de la courbe est conservée, les fréquences prédites par la théorie de Rayleigh sont supérieures à celles que nous avons observées. Ceci peut s'expliquer simplement par le fait que les déformations observées sont larges et donc hors du cadre de la théorie de Rayleigh qui n'est valable que pour de faibles déformations. De manière intuitive, les oscillations de large amplitude auront des périodes plus larges que les déformations infinitésimales. Ceci est bien retrouvé dans les expériences qui montrent une diminution de la fréquence avec l'amplitude de l'onde qui, directement liée à l'amplitude de la déformation. Maintenant se pose la question du mécanisme à l'origine de ces oscillations. Nous savons que le mode symétrique ne peut être à priori excité que par la pression de radiation. Ceci est expliqué dans notre analyse théorique mais est aussi confirmé par un certain nombre d'expériences présentées dans la littérature. En effet, les expériences réalisées par les autres groupes se situent dans le cas : $l_c \ll a$ pour lequel la pression de radiation est négligeable. Le mode de Rayleigh n'est alors pas observé ce qui est en phase avec nos prédictions. Le forçage est donc dû à la pression de radiation et la force de rappel correspond aux effets de tension superficielle. La question que l'on peut

poser est alors : pourquoi n'atteint-on pas une forme limite statique, où la déformation de la goutte compense la partie symétrique de la pression de radiation s'exerçant sur l'interface ? Une réponse possible est que la pression de radiation étant directement proportionnelle à l'énergie acoustique transmise à la goutte, celle-ci dépend directement de la surface de contact avec le substrat. Par conséquent lorsque l'on étire la goutte, on diminue cette surface de contact et donc la pression de radiation. Un autre élément qui peut intervenir est la non-linéarité des effets de tension superficielle, due aux grandes déformations de la goutte. En revanche, on peut écarter la diminution de la pression de radiation due à l'allongement du chemin parcouru par l'onde (lié à l'allongement de la goutte) et donc à son atténuation plus grande avant d'atteindre la surface. En effet nous nous situons dans le régime $l_c \gg a$. Le rayon des gouttes que nous avons déposées sur la surface est typiquement compris entre 0.5 mm et 2 mm. Or la longueur d'atténuation est de l'ordre de 10 cm. Par conséquent la variation d'énergie qui impacte la surface quand la goutte s'étend de sorte à doubler sa taille caractéristique est typiquement de l'ordre de 2%. Enfin un dernier mécanisme que l'on pourrait invoquer est la modification de la répartition de l'énergie entre les parties cohérentes et incohérentes de l'onde la déformation de la goutte et donc de la cavité acoustique.

4.4 Mode de tremblement

Lorsque nous avons réalisé les expériences, nous avons observé des modes de tremblement de l'interface. Néanmoins, ces modes complexes se font en 3 dimensions, et les fréquences associées sont beaucoup plus élevées que celle du mode d'oscillation global. Nous n'avons donc pas pu en déterminer la fréquence, ni la forme spatiale. Des études complémentaires sont en cours pour déterminer plus précisément les caractéristiques de ce mode.

5 Conclusion

Cette étude paramétrique nous a permis d'apporter de nombreux éléments à la compréhension de la dynamique d'une goutte soumise à une onde acoustique de surface. D'après notre étude, le déplacement de la goutte est du à une dissymétrisation de la goutte induite par la pression de radiation et le streaming liés à la partie cohérente de l'onde acoustique rayonnée à l'intérieur de la goutte. L'excitation du mode d'oscillation visco-inertiel de Rayleigh-Lamb semble être due principalement à la partie incohérente de la pression de radiation. De nouvelles études numériques et expérimentales sont en cours pour déterminer plus précisément les mécanismes à l'origine de la dynamique de la goutte.

Références

[1] T. Frommelt, M. Kostur, M.and Wenzel-Schäfer, P. Talkner, P. Hänggi, and A. Wixforth. Microfluidic mixing via acoustically driven chaotic advection. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :034502, 2008.

[2] L.D. Landau and E.M. Lifschtz. *Volume 6 of Course of theoretical physics : Fluid mechanics, second english edition.* Elsevier, 1987.

[3] A. Qi, L.Y. Yeo, and J.R. Friend. Interfacial destabilization and atomization driven by surface acoustic waves. *Phys. Fluids*, 20 :074103, 2008.

[4] A. Renaudin, E. Galopin, V. Thomy, C. Druon, and F. Zoueshtiagh. Creeping, walking and jumping drop. *Phys. Fluids*, 19(9) :091111, 2007.

[5] M. Schindler, P. Talkner, and Hänggi P. Computing free-surface shapes in microfluidics. *Phys. Fluids*, 18 :103303, 2006.

[6] M.K. Tan, J.R. Friend, and L.Y. Yeo. Interfacial jetting phenomena induced by focused surface vibrations. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :024501, 2009.