

Etude de la dynamique d'un nuage de bulles généré par ultrasons focalisés de forte intensité

M. BEN CHIEKH^{a,b}, C. INSERRA^a, B. GILLES^a, J.C. BERA^a, N. GROSJEAN^c, J.L. MARIE^c

a. INSERM, U1032, Lyon, F-69003, France ; Université de Lyon, Lyon, F-69003, France

b. LESTE, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Université de Monastir, 5000, Tunisie

c. CNRS, LMFA, Lyon, F-69131, France

Résumé :

Nous présentons une étude expérimentale sur la dynamique des nuages de bulles générés par ultrasons focalisés de forte intensité. En utilisant des mesures optiques en ombroscopie, le développement de nuages de cavitation a été suivi. L'analyse des images met en évidence des variations du comportement du nuage de bulles en fonction des paramètres ultrasonores d'excitation (amplitude, forme du signal d'excitation). Ces variations sont discutées en lien avec l'efficacité destructrice de la cavitation ultrasonore dans les applications thérapeutiques envisagées.

Abstract:

We report experimental investigations on the cavitation bubble cloud dynamics under high intensity focused ultrasound (HIFU) owing to an ombroscopy visualization method. It is shown that the bubble cloud behavior is sensitive to acoustic intensity and shape of excitation signal. Similar bubble cloud behavior under mono-frequency excitation can be provided with bi-frequency excitation having a half value of energy due to the reflectivity enhancement following the cloud expanding. The method may have important benefits on extracorporeal therapeutic treatments.

Mots clefs : cavitation, ultrasons, nuage de bulles, ombroscopie.

1 Introduction

Depuis plusieurs décennies, les ultrasons de puissance sont couramment utilisés dans les applications thérapeutiques comme la destruction des calculs rénaux ou l'ablation de la prostate. Différents mécanismes peuvent être mis en jeu : l'effet mécanique de l'onde de pression (onde de choc), la destruction thermique des tissus liée à la dissipation ultrasonore et la cavitation acoustique. En particulier ce dernier phénomène permet d'envisager de nouvelles applications thérapeutiques très prometteuses telles que la thrombolyse extracorporelle ou la transfection génique [1]. Cependant, la cavitation, et ses conséquences au sein du liquide (courants ou streaming acoustiques...), ne sont pas bien maîtrisées. Dans le but d'améliorer la maîtrise du phénomène dans les applications médicales, plusieurs axes de recherche se sont développés autour de la cavitation afin de comprendre les mécanismes et leurs limites, et d'optimiser les équipements disponibles [2,3].

La cavitation décrit la naissance, la croissance, voire l'implosion de bulles de gaz et de vapeur dans un liquide soumis à une dépression. Une onde ultrasonore de forte intensité soumet le milieu de propagation à une succession de fortes dépressions transitoires qui sont donc susceptibles de générer la cavitation. Les expérimentations de cavitation ultrasonore usuellement pratiquées font apparaître un nuage de bulles, de comportement chaotique, constitué de plusieurs bulles, dont la répartition est inconnue, tout comme leur distribution en taille. De plus, lors d'un collapse inertiel, les bulles se fragmentent sous l'effet d'instabilités de surface. La génération d'une activité de cavitation stable et contrôlable est un déficit d'importance capitale.

Dans ce contexte, l'utilisation d'une excitation ultrasonore focalisée comprenant deux composantes fréquentielles de fréquences proches tout en conservant un seul transducteur d'émission, plutôt qu'une onde

mono fréquentielle permet d'exercer un contrôle sur le nuage des bulles tout en abaissant significativement l'intensité de seuil de cavitation ultrasonore [4]. L'objectif de cette étude est de mettre en évidence les variations du comportement du nuage de bulles en fonction des paramètres ultrasonores d'excitation (amplitude, forme du signal d'excitation) sous l'effet d'une excitation mono- et bi-fréquentielles. L'influence de l'écart en fréquences Δf pour une excitation bi-fréquentielle est également présentée.

2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé dans ce travail est décrit ci-dessous à la figure 1. Il s'agit essentiellement de produire des bulles de cavitation sur une cible formée d'un fil d'épaisseur 0.2 mm à l'aide d'un transducteur excité par un signal mono- ou bi-fréquentiel focalisé sur la cible de cavitation.

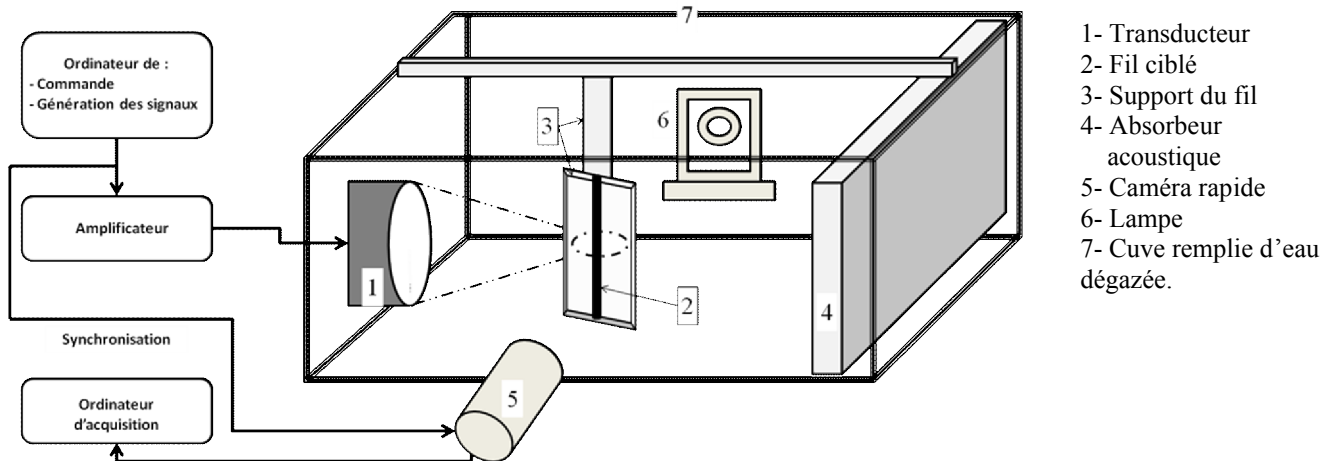


FIG. 1 – Schémas du principe du dispositif expérimental.

Les expériences sont menées dans une cuve hermétique remplie d'eau filtrée et dégazée dans laquelle un transducteur piézoélectrique focalisé est immergé (distance focale : 100 mm, diamètre d'ouverture : 100 mm). La teneur en gaz dissout dans l'eau est faible : la concentration en oxygène dans l'eau est comprise entre 2.1 et 2.3 mg/l à température ambiante (20°C). La fréquence de résonance de l'ensemble du dispositif d'émission, comprenant un générateur, un amplificateur de puissance et le transducteur mono élément, est de 555 kHz, avec une bande passante à -3 dB comprise entre 525 kHz et 585 kHz.

Deux types de signaux sont utilisés pour générer de la cavitation sur la cible placée au foyer du transducteur :

- une excitation mono-fréquentielle correspondant à un train d'ondes de 1.8 ms de long, constitué de sinus purs de fréquence $f_0 = 550$ kHz.
- une excitation bi-fréquentielle constituée d'un train d'ondes de même durée, correspondant à la somme de deux composantes sinusoïdales de fréquences décalées de $\pm\Delta f/2$ autour de f_0 et de même amplitude de pression.

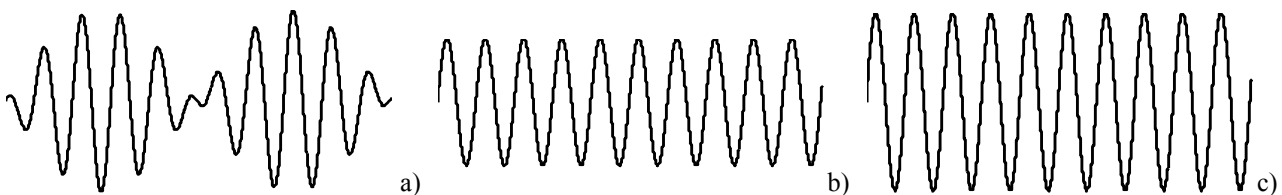


FIG. 2 – Exemples de signaux ultrasonores d'excitation :

- a) Signal bi-fréquentiel pour $\Delta f/f_0=1/5$ (en réalité dans nos expériences $\Delta f/f_0 \in [1/100 ; 1/6]$;
- b) Signal mono-fréquentiel ayant la même valeur efficace que le signal (a) et donc de même intensité acoustique ;
- c) Signal mono-fréquentiel ayant la même pression crête à crête que le signal (a) et donc une intensité acoustique deux fois plus forte que les signaux (a) et (b).

La technique retenue pour ces expériences est celle qui est le plus fréquemment utilisée en écoulement diphasique et également la plus simple à mettre en œuvre. Il s'agit de l'ombroscopie qui consiste à

éclairer les bulles avec une lumière blanche diffusée par une surface dépolie et à filmer en face de la source de lumière avec la caméra.

La caméra utilisée dans nos essais est une Phantom v12.1, équipée d'un capteur CMOS avec une taille active du pixel de 20 μm , avec une pleine résolution de 1280x800 pix. à 6242 i/s. L'objectif utilisé est un zoom Lavisson Zoom Lens 12x à laquelle on associe selon l'agrandissement souhaité une lentille 0.5x ou 0.25x. Nous avons pu ainsi filmer l'écoulement avec une résolution allant du 2.9 μm à 33 μm .

Les vidéos acquises par la caméra sont codées en niveau de gris (0 : noir, 255 : blanc), or la détection d'objet dans les images étant une opération s'effectuant sur des images binaires, une étape de binarisation est nécessaire avant cette détection.

3 Résultats et discussions

3.1 Dynamique globale

Pour caractériser le nuage des bulles derrière le fil, des vidéos de 35 images, d'une taille 800x600 pix. chacune, ont été acquises avec un zoom optique de 0.25 X et une cadence de 11002 i/s ce qui correspond à une durée d'enregistrement de 3.2 ms. Le temps d'exposition est de 1 μs . Le décalage en fréquence pour le mode d'excitation bi-fréquentiel est de 30 kHz. Le post-traitement sous l'environnement Matlab de ces vidéos converties au préalable en format AVI, a permis de caractériser la dynamique du nuage des bulles de cavitation ainsi que son impact sur le fil.

Sous l'effet de l'onde ultrasonore, le fil subit une force horizontale (due à la pression de radiation acoustique). La valeur statique de la flèche d subie par le fil sous l'effet de cette contrainte est représentée sur la figure 3.a. La variation apparaît globalement linéaire ce qui correspond à une pression de radiation proportionnelle à l'intensité acoustique sur un objet de réflectivité acoustique constante. Par contre, on remarque dans l'encart de la figure que, pour les "faibles" intensités ($I < 700 \text{ W.cm}^{-2}$), cette évolution linéaire n'est pas respectée, et que le déplacement du fil est beaucoup plus petit. En réalité, la réflectivité intrinsèque du fil est négligeable, comme le reflètent les mesures à faible intensité. Cependant, à partir de 300 W.cm^{-2} , la cavitation apparaît sur le fil et les bulles attachées sur le fil augmentent la pression de radiation. A partir de 1000 W.cm^{-2} , le fil est quasi-saturé en bulles et donc la réflectivité globale du système constitué par le fil et les bulles attachées n'évolue plus.

La largeur h de la zone de cavitation dans le sillage du fil est donnée sur la figure 3.b. On remarque que l'impact du champ ultrasonore présente une évolution plus régulière sous l'effet de l'excitation bi-fréquentielle que de l'excitation mono-fréquentielle. Dans la zone intermédiaire [2.10^3 4.10^3] W.cm^{-2} , une nette différence entre les deux modes est obtenue où l'augmentation de l'intensité du champ en mode mono-fréquentiel n'affecte pas significativement la largeur. Une augmentation rapide est constatée au-delà d'un second seuil d'environ 4.10^3 W.cm^{-2} .

En accord total avec la figure précédente, l'aire maximale A du nuage des bulles qui se forme derrière le fil (figure 3.c) est plus régulière sous l'effet du mode d'excitation bi-fréquentiel (l'aire étant calculée à partir de la surface occupée par les bulles). Deux zones d'évolution sont détectées pour l'excitation mono-fréquentielle : une première pour $I < 4000 \text{ W.cm}^{-2}$ où le développement du nuage des bulles, dont un exemple est montré sur la figure 3.d, reste lent et une deuxième $I > 4000 \text{ W.cm}^{-2}$ où la variation de A avec l'intensité sous le mode mono-fréquentiel s'accélère. Il est intéressant de noter que le seuil de cavitation en excitation bi-fréquentielle est inférieur à celui obtenu avec le mode mono-fréquentiel. Ce seuil passe d'environ 300 W.cm^{-2} dans le cas de l'excitation mono-fréquentielle à une valeur inférieure à 200 W.cm^{-2} pour le cas bi-fréquentiel. Le lecteur peut se référer à l'étude de Saletes [5] pour plus de détails sur la variation du seuil de cavitation.

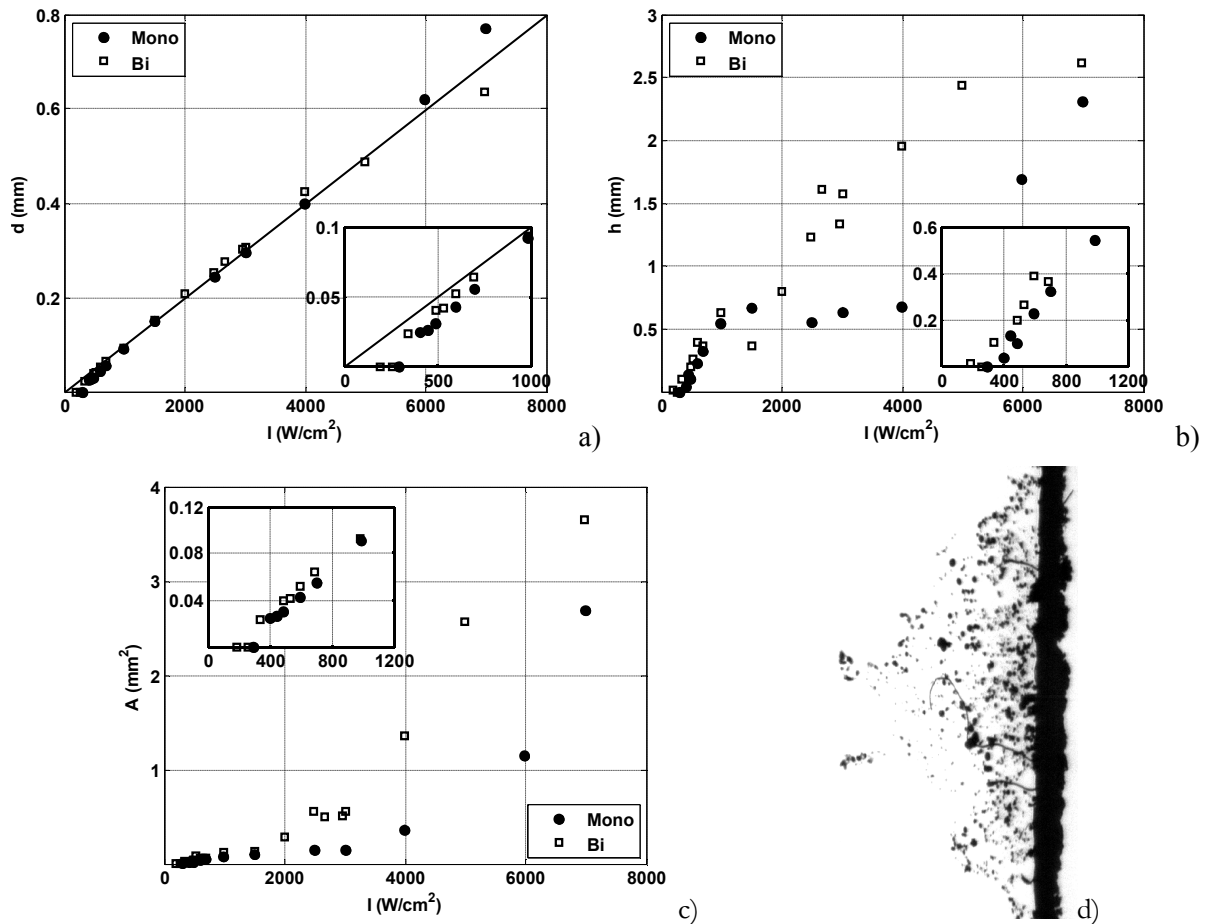


FIG. 3 – Evolution, suivant l'intensité acoustique, du déplacement du fil d (a) de la largeur du nuage des bulles sur le fil (b) et de l'aire maximale du nuage de bulles A (c). Exemple d'image enregistrée (d).

3.2 Effet de l'écart en fréquence en mode bi-fréquentiel

Pour cette série de mesure sous le mode d'excitation bi-fréquentielle avec variation de l'écart en fréquence Δf , l'intensité du champ ultrasonore a été fixée à $1730 \pm 30 W.cm^{-2}$, intensité pour laquelle les différents modes d'excitation développent des nuages de bulles de tailles voisines. La cadence d'acquisition a été augmentée à 53 ki/s au dépend de la résolution qui est de 320×240 . Le temps d'exposition a été augmenté à 2 μs (ce qui correspond approximativement à 1 période de la composante d'excitation à f_0). Deux mesures de référence avec des excitations en mode mono-fréquentiel ont été également réalisées. La première mesure a la même valeur efficace (même intensité) que le mode d'excitation bi-fréquentiel ($1730 W.cm^{-2}$) alors que la deuxième a la même amplitude crête à crête ($2460 W.cm^{-2}$).

La figure 4.a donne le déplacement du fil pour les différents écarts Δf et les deux cas d'excitation en mono-fréquentiel. On remarque que le déplacement d et par conséquent la pression de radiation acoustique induite par une excitation bi-fréquentielle assurent dans tous les cas un déplacement statique du fil supérieur à celui assuré par un signal mono-fréquentiel de même intensité. En l'absence de bulles (c.-à-d. à faible intensité), la forme du signal acoustique n'interviendrait pas sur la pression de radiation qui ne dépend que de l'intensité, et tous les points seraient alignés sur la valeur correspondant au signal mono-fréquentiel de même valeur efficace ; c'est la présence de bulles au niveau du fil qui explique que cela ne soit pas observé à l'intensité utilisée. L'influence des bulles est donc plus marquée dans le cas bi-fréquentiel et elle varie en fonction de l'écart en fréquence.

Pour étudier comment se traduit cette différence sur le nuage de bulles, les figures 4.b et 4.c montrent la largeur du fil et l'aire du nuage de bulles en fonction de l'écart en fréquence. La figure 4.b montre que globalement la largeur du fil affectée par le champ ultrasonore dans le cas d'une excitation bi-fréquentielle est, à cette intensité, voisine de celle obtenue par une excitation mono-fréquentielle de même amplitude crête à crête en accord avec la discussion du paragraphe 3.1. L'aire du nuage de bulles pour les différentes

configurations étudiées est donnée par la figure 4.c. On remarque que le mode d'excitation à deux composantes assure un nuage plus large que le mode mono de même amplitude crête à crête (plus intense). En ce qui concerne la variation en fonction de l'écart en fréquence, elle n'est pas monotone, tant pour la largeur h que l'aire A , mais on remarque la forte corrélation entre le déplacement du fil d , la largeur h et l'aire A du nuage.

Concernant la dynamique de formation du nuage, la figure 5 illustre la variation temporelle de l'aire du nuage durant l'acquisition (115 images) pour une excitation à deux composantes fréquentielles ayant un écart en fréquence de Δf égale à 5, 30 et 50 kHz et pour une excitation mono-fréquentielle à la même intensité crête à crête.

Pour le mode d'excitation mono-fréquentiel (figure 5.a), on observe que le développement temporel du nuage s'effectue au cours des 40 premières images environ ce qui correspond à un temps d'initiation du nuage de 0.8 ms. En extrapolant les diagrammes pour les différents écarts en fréquence, on retrouve ce temps pour les excitations bi-fréquentielles (figure 5.b-5.d). Pour $\Delta f=5$ kHz (figure 5.b), on constate que le nuage de bulles gonfle et s'éteint périodiquement au rythme du battement à Δf . On capte 10 images par période. Pour $\Delta f=30$ kHz (figure 5.c), l'acquisition des images est sous échantillonnée par rapport au signal ultrasonore, ce qui empêche de visualiser toute périodicité d'oscillation de taille du nuage. Cependant, on observe bien l'extinction transitoire du nuage qui n'a pas lieu dans le cas de l'excitation mono-fréquentielle. Pour $\Delta f=50$ kHz (figure 5.d), la pulsation du nuage de bulles est retrouvée par un effet stroboscopique : on observe bien que la dynamique d'oscillation suit encore parfaitement la dynamique d'excitation.

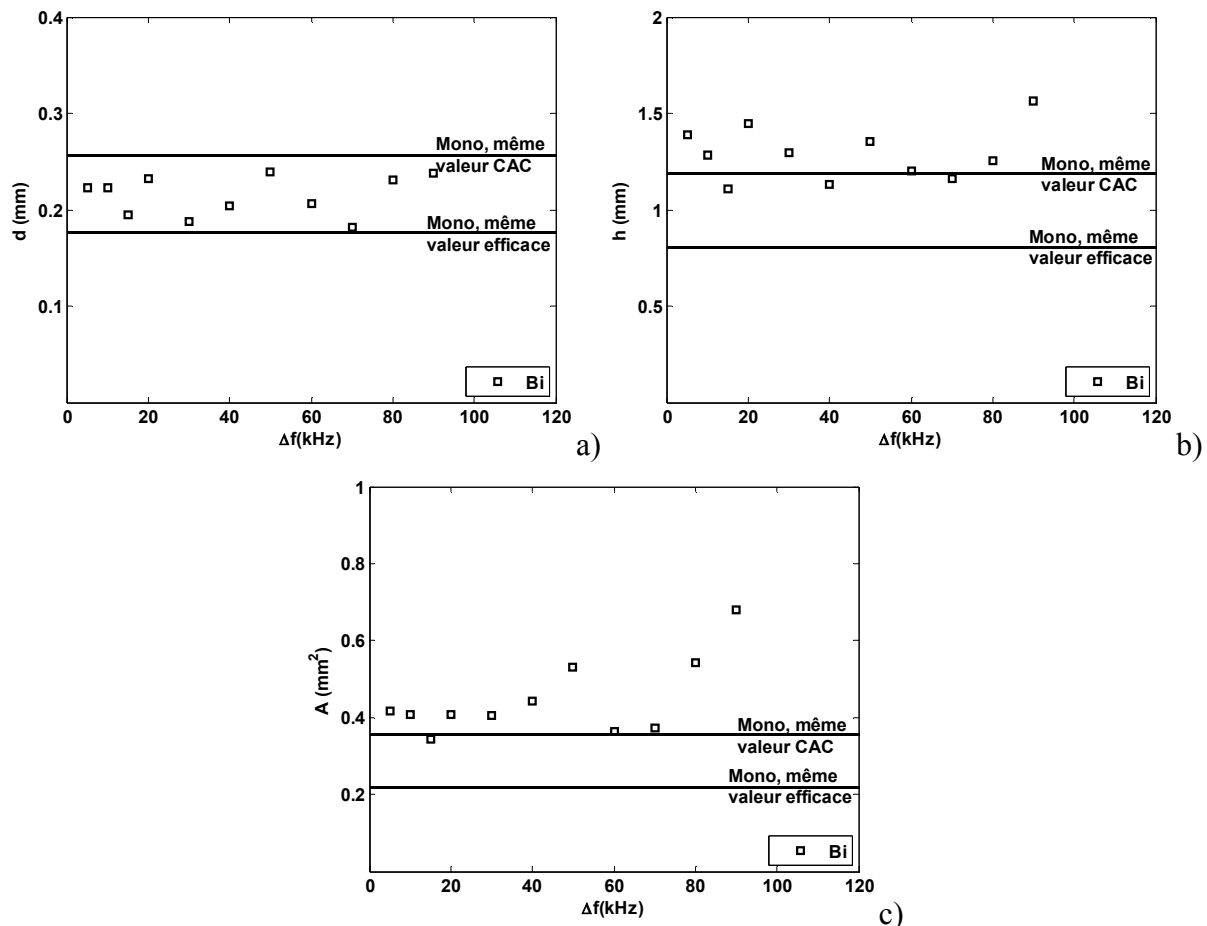


FIG. 4 – Evolution, suivant l'écart en fréquence en mode d'excitation bi-fréquentiel, du déplacement du fil d (a) de la largeur du nuage des bulles sur le fil (b) et de l'aire maximale du nuage de bulles A . Comparaison avec des excitations mono-fréquentielles à même intensité efficace et à même intensité crête à crête

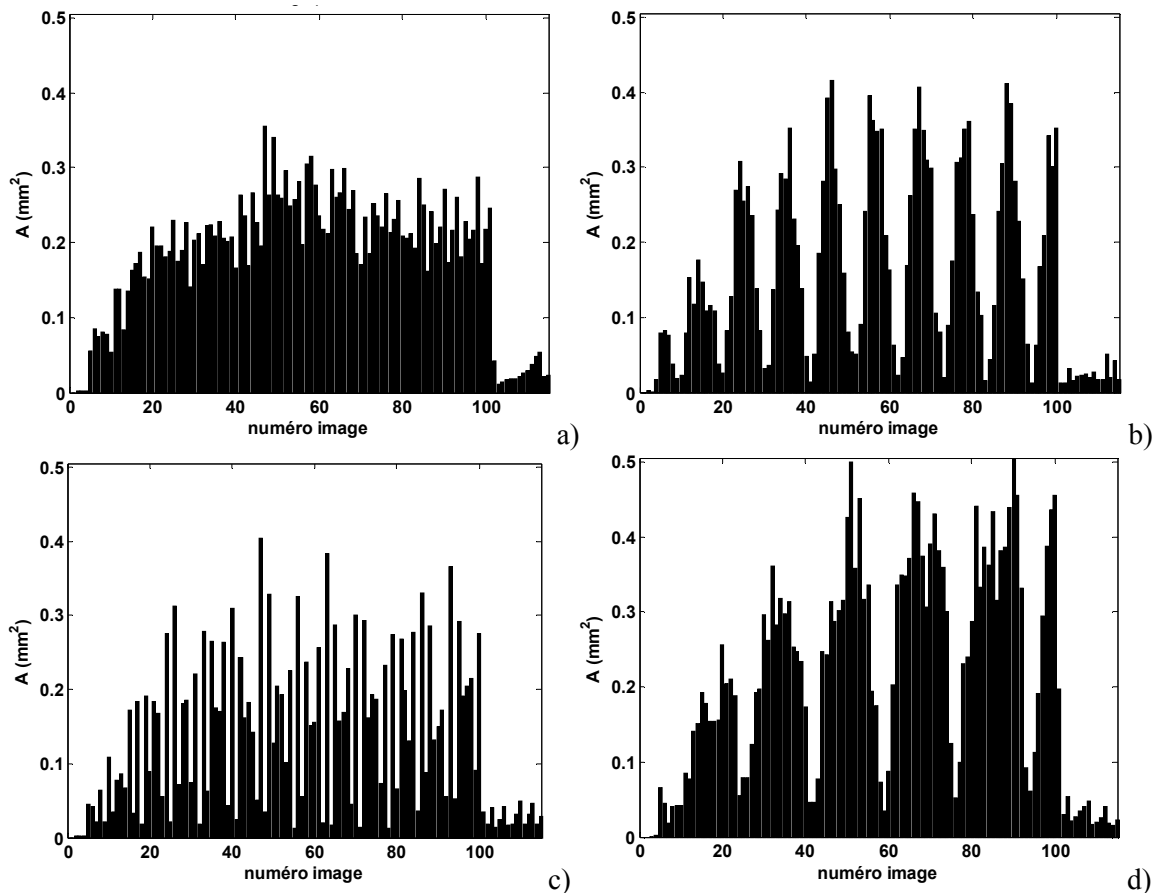


FIG. 5 – Diagrammes de la variation temporelle de l’aire du nuage sous une excitation mono-fréquentielle (a) et sous des excitations bi-fréquentielles à intensité équivalente avec $\Delta f=5$ (b) $\Delta f=30$ (c) et $\Delta f=50$ kHz (d)

4 Conclusion

Cette étude présente quelques résultats concernant la dynamique de nuages de bulles excitation ultrasonore mono ou bi-fréquentielle. Outre la modification du seuil de cavitation déjà observé par ailleurs, les observations montrent que pour une intensité donnée l’aire couverte par les bulles sur les images est toujours supérieure en excitation bi-fréquentielle. De plus, en fonction de l’écart en fréquence elle est au moins égale et jusqu’à deux fois supérieure à celle d’une excitation mono-fréquentielle de même amplitude crête à crête. Les variations de la dimension transverse du nuage montrent le même type de comportement, mais avec des écarts moins marqués, ce qui tente à prouver que les variations d’aire mentionnées correspondent plutôt à des variations de densité du nuage. Dans le cadre des applications thérapeutiques, ces résultats montrent donc que la stimulation de l’activité de cavitation par une excitation bi-fréquentielle ne s’accompagne pas d’une perte de sélectivité spatiale.

Cette étude a bénéficié d’un financement de l’Agence Nationale de la Recherche (CAVITHERAPUS, ANR-06-BLAN-0405) et elle a été soutenue par le programme CMIRA 2010 de la région Rhône-Alpes.

Références

- [1] Brennen C. E., Cavitation in biological and bioengineering contexts. Int. Symp. Cavitation, 2003.
- [2] Coussios C. and Roy R. Applications of acoustics and cavitation to noninvasive therapy and drug delivery. Annual Review of Fluid Mechanics, 40, 395, 2008.
- [3] Rosenschein U., Furman V., Kerner E., Fabian I., Bernheim J., and Eshel Y. Ultrasound imaging-guided noninvasive ultrasound thrombolysis - preclinical results. Circulation, 102(2), 238–245, 2000.
- [4] Gilles B., Bera J. C., Mestas J. L., and Cathignol D. Reduction of ultrasound inertial cavitation threshold using bifrequency excitation. Appl. Phys. Lett., 89(9), 094-106, 2006.
- [5] Saletes I., Gilles B., Bera J. C. Promoting inertial cavitation by nonlinear frequency mixing in a bifrequency focused ultrasound beam. Ultrasonics, 51(1), 94-101, 2011.