

Bjerknes-Instabilität levitierter Einzelblasen bei geringem statischen Druck

R. METTIN, B. LINDINGER, W. LAUTERBORN
 Drittes Physikalisches Institut, Universität Göttingen
 Bürgerstr. 42-44, 37073 Göttingen, Germany

Die Möglichkeit, levitierte Einzelblasen bei starken Anregungswechseldrücken zu beobachten, findet Begrenzung durch zwei Arten von Instabilitäten: Eine "Oberflächeninstabilität", die zu Abweichungen von der Kugelgestalt der Blase und schließlich zu ihrer Zerstörung führt, sowie eine "Bjerknes-Instabilität". Letztere bedeutet, dass die Position der Blase im Fallenmittelpunkt instabil wird, d.h. die Blase wird aus dem Zentrum (dem Druckbauch der Stehwelle) nach außen verschoben. Bei Normaldruck wird die Blase in der Regel zuerst durch die Oberflächeninstabilität zerstört, und die Bjerknes-Instabilität bleibt unbeobachtbar. Rechnungen und Experimente zeigen nun, dass bei abgesenktem statischem Druck die Bjerknes-Instabilität eher erreicht wird und daher untersucht werden kann.

Unter der primären Bjerkneskraft versteht man die gemittelte Kraftwirkung auf eine schwingende Gas- oder Dampfblase in einem Schallfeld, wobei der "primäre", von außen erzeugte Schall betrachtet wird und i.d.R. von einer stehenden Schallwelle ausgegangen wird. Eventuelle Kraftwirkungen durch an weiteren Blasen gestreuten Schall werden als sekundäre Bjerkneskraft bezeichnet [1,2]. Die primäre Bjerkneskraft ergibt sich aus $F_{B1} = \langle V(t) \nabla P_a(t) \rangle_T$, wobei $V(t) = \frac{4\pi}{3} R^3(t)$ das instantane Blasenvolumen und $P_a(t)$ den Schallwechseldruck am Ort der Blase bezeichnet. Die spitze Klammer bedeutet die Mittelung über eine Schwingungsperiode der Blase. Für schwache Anregung und entsprechend kleine Blasenschwingungen lässt sich über lineare Näherungen die Aussage gewinnen, dass Blasen mit einem Ruheradius $R_n < R_{res}$ von einem Schalldruckbauch angezogen und die anderen von ihm abgestoßen werden ([1], R_{res} ist der lineare Resonanzradius, der u.a. reziprok von der Schallfrequenz abhängt). Bei stärkerer Anregung zeigt sich jedoch, dass aufgrund der nichtlinearen Radialschwingung der Blase der Vorzeichenwechsel der Kraft am Druckbauch theoretisch zu kleineren Radien verschoben wird [2], siehe Abb. 1.

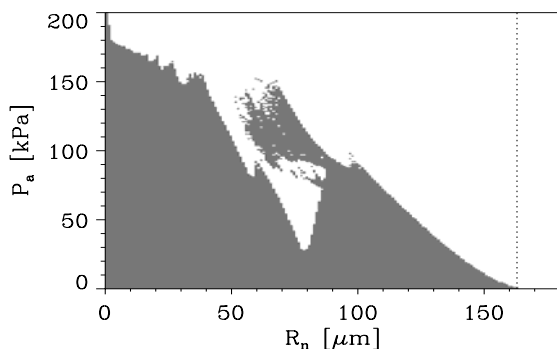


Abb. 1: Vorzeichen der primären Bjerkneskraft an einem Schalldruckbauch, aufgetragen in der Parameterebene von Ruheradius R_n und Anregungsdruckamplitude P_a (nach einem sphärischen Blasenmodell bei 20 kHz Anregungsfrequenz und Normaldruck und -temperatur). In dunklen Regionen wirkt der Druckbauch anziehend, in hellen abstoßend. Die senkrechte Linie bei $163 \mu\text{m}$ markiert den linearen Resonanzradius.

Bisher konnte diese Inversion der primären Bjerkneskraft nicht direkt an einzelnen Blasen nachgewiesen werden. Es gibt lediglich indirekte Hinweise durch Blasenstrukturen, die bei akustischer Kavitation in Stehwellen auftreten und die bei erhöhtem Anregungsdruck die Druckbäuche offenbar meiden [3]. In Experimenten, die Einzelblasen in Blasenfallen stabil festhalten und die in letzter Zeit durch die Einzelblasen-Sonolumineszenz [4] populär wurden, findet man unter Normalbedingungen die Abstoßung der Blase nicht: Bei Erhöhen des Anregungsdruckes wird die Blase zuerst zerstört, bevor die Positionsinstabilität erreicht wird. Diese Zerstörung erklärt man sich durch das Anschwingen instabiler Oberflächenmoden auf der ansonsten sphärischen Blase. Senkt man allerdings den statischen Umgebungsdruck beim Experiment ab, so kann die Bjerknes-Instabilität [5,6] vor der Oberflächeninstabilität auftreten. Dadurch wandert die eingefangene Blase bei Erhöhen der Anregung vom Druckbauch weg nach außen. Dies wurde in verschiedenen Arbeiten zwar erwähnt [7,8,9], aber bisher noch nicht näher untersucht. Hier berichten wir nun von neuen Messergebnissen speziell zur Bjerknes-Instabilität bei abgesenkten statischen Drücken.

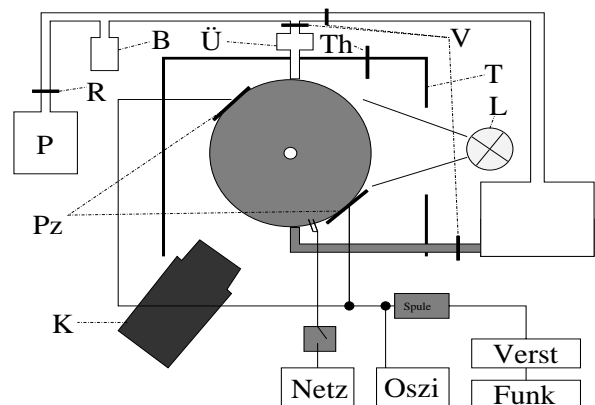


Abb. 2: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung levitierter Einzelblasen mit veränderlichem statischem Druck. K Kamera, Pz Piezos, P Pumpe, R Regelventil, B Barometer, Ü Überlauf, Th Thermometer, V Ventile, T Thermokasten, L Lampe.

Abbildung 2 zeigt schematisch den Aufbau der Messapparatur. Ein sphärischer Resonator (Durchmesser 8 cm) wird in seiner Grundresonanz bei 18.9 kHz betrieben und dient als Falle für elektrolytisch erzeugte Einzelblasen. Ein Drucksystem dient sowohl zur Entgasung der Flüssigkeit (Wasser) als auch zur Regelung des statischen Drucks in der Blasenfalle. Bei einer Messreihe wird nun letzterer konstant gehalten und nach Einfang einer Blase der Anregungswechseldruck schrittweise erhöht. Die Blase durchläuft dabei verschiedene Stadien [4], in denen sie u.a. ihre Größe durch Diffusionsprozesse anpasst. Die typische Abfolge ist ein "Tanzen", hervorgerufen durch Abspalten und Einfangen von Mikroblasen, und anschließend eine Stabilisierung der Lage und Blasengröße, die mit Sonolumineszenzemission einhergeht. Dieser Zustand wird normalerweise durch Zerstörung der Blase beendet. Hier wird nun bei statischen Drücken unterhalb 65 kPa ein Auswandern der Blase beobachtet, wobei die Blase zurück in den tanzenden Zustand fallen kann. Bis $p_{stat} \approx 50$ kPa folgt daraufhin Zerstörung der Blase, bei statischen Drücken darunter wanderte die Blase aus dem Gesichtsfeld der Kamera heraus (ca. 1 cm). Unterhalb von etwa 40 kPa ließen sich Blasen nur sehr schwer einfangen, und zumeist lösten sie sich schnell auf. Die Messergebnisse sind in Abb. 3 durch die senkrechten Balken dargestellt.

Zur theoretischen Beschreibung der levitierten Einzelblase wurde ein sphärisches Blasenmodell herangezogen (vgl. [5]), wobei die Diffusionsstabilität berücksichtigt wurde: Der Blasenruheradius wurde entsprechend der Dissoziationshypothese [10] für gegebenen Anregungsdruck und Entgasungsgrad des Wassers auf ein stabiles Diffusionsgleichgewicht (falls existent) bezüglich Argon eingestellt. Anschließend wurden Oberflächenstabilität (anhand der Floquet-Multiplikatoren für die Mode $n=2$) und die Positionsstabilität (analog [5]) überprüft. Da bekannt ist, dass die Oberflächenstabilität unterschätzt wird, wenn man die strenge Grenze eines Betrages kleiner als 1 für die Multiplikatoren benutzt, wurde hier der Wert 1000 als Grenze benutzt, was die Stabilitätsbereiche bei Normaldruck recht gut wiedergibt.

Der Vergleich in Abb. 3 zeigt, dass die Modellrechnungen die Messungen ziemlich gut widerspiegeln. Man findet in der $p_{stat}-P_a$ -Ebene einen schmalen Streifen etwas oberhalb der Winkelhalbierenden, in dem stabile Sonolumineszenz möglich ist (vgl. auch [11]). Die Details zeigen aber, dass dieser Bereich unterhalb von $p_{stat} \approx 60$ kPa durch die Bjerknes-Instabilität begrenzt wird und nicht durch die Oberflächeninstabilität. In der Tat finden die Rechnungen in diesem Bereich für höheren Anregungsdruck Blasen, die relativ *stabil* bezüglich Oberflächenschwingungen sein sollten. Etwas unterhalb von 30 kPa schneidet die Bjerknes-Instabilitätslinie die Grenze des Ar-Diffusionsgleichgewichts,

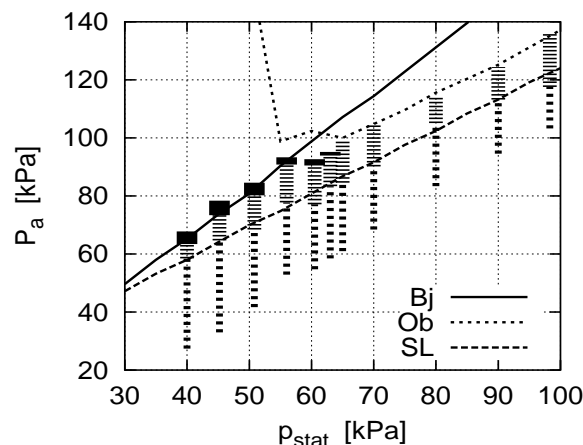


Abb. 3: Berechnete und beobachtete Stabilitätsbereiche in der $p_{stat}-P_a$ -Ebene: Die Linien zeigen die diffusionsstabile Untergrenze für Sonolumineszenz (SL; Entgasungsgrad 20%), die Oberflächeninstabilität (Ob) sowie die Inversion der Bjerkneskraft (Bj). Die senkrechten Balken unterschiedlicher Dicke zeigen die experimentell beobachteten Bereiche eingefangener "tanzen" Blasen (dünn, gestrichelt), stabiler SL-Blasen (mittel, fein gestrichelt) sowie vom Zentrum verschobener Blasen (dick, durchgezogen).

so dass sich der Stabilitätsstreifen, in dem Sonolumineszenz beobachtbar ist, zu kleinen statischen Drücken hin schließt.

Die gezeigten Messungen können zusammen mit den Modellrechnungen als direkter Nachweis der Inversion der primären Bjerknes-Kraft bei hohen Anregungswechseldrücken gewertet werden. Dies hat Konsequenzen unter anderem für die Beschreibung von Vielblasenstrukturen in akustischen Stehwellen, wie sie in vielen technischen Anwendungen vorkommen. Die vorherrschende, auf Linearisierung basierende Lehrmeinung, dass die Druckbäuche von Blasen bevölkert seien, trifft in vielen Fällen nicht zu.

Diese Arbeit wurde vom BMBF durch das Projekt "Untersuchung von Kavitationsfeldern" gefördert.

Literatur

- [1] T. G. Leighton, *The Acoustic Bubble*, Academic Press (1994).
- [2] W. Lauterborn, T. Kurz, R. Mettin, C.-D. Ohl, "Experimental and theoretical bubble dynamics", in: I. Prigogine, S.A. Rice (eds.): *Advances in Chemical Physics* 110, pp. 295-380, John Wiley & Sons, New York (1999).
- [3] R. Mettin, S. Luther, C.-D. Ohl, W. Lauterborn, "Acoustic cavitation structures and simulations by a particle model", *Ultrasonics Sonochemistry* 6, 25-29 (1999).
- [4] D. F. Gaitan, L. A. Crum, C. C. Church, R. A. Roy, "Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble", *J. Acoust. Soc. Am.* 91, 3166-3183 (1992).
- [5] I. Akhatov, R. Mettin, C.D. Ohl, U. Parlitz, W. Lauterborn, "Bjerknes force threshold for stable single bubble sonoluminescence", *Phys. Rev. E* 55, 3747-3750 (1997).
- [6] T. J. Matula, S. M. Cordry, R. A. Roy, L. A. Crum, "Bjerknes force and bubble levitation under single-bubble sonoluminescence conditions", *J. Acoust. Soc. Am.* 102, 1522-1527 (1997).
- [7] M. Dan, J. D. N. Cheeke, L. Kondic, "Ambient pressure effect on single-bubble sonoluminescence", *Phys. Rev. Lett.* 83, 1870-1873 (1999).
- [8] G. E. Vazquez, S. J. Putterman, "Temperature and pressure dependence of sonoluminescence", *Phys. Rev. Lett.* 85, 3037-3040 (2000).
- [9] B. Lindinger, Diplomarbeit Georg-August-Universität Göttingen (2001).
- [10] D. Lohse, S. Hilgenfeldt, "Inert gas accumulation in sonoluminescing bubbles", *J. Chem. Phys.* 107, 6986-6997 (1997).
- [11] L. Kondic, C. Yuan, C. K. Chan, "Ambient pressure and single-bubble sonoluminescence", *Phys. Rev. E* 57, R32-R35 (1997).