

Erzeugung und Dynamik elongierter Kavitationsblasen

REINHARD GEISLER, THOMAS KURZ und WERNER LAUTERBORN
 Drittes Physikalisches Institut, Universität Göttingen
 Bürgerstr. 42-44, 37073 Göttingen, Germany

Die beim optischen Durchbruch von Femtosekunden-Laserpulsen in Wasser entstehenden Kavitationsblasen wurden experimentell untersucht. Neben der Dynamik wurde die Emission von akustischen Transienten analysiert sowie das Auftreten von Kavitationslumineszenz überprüft.

Einleitung

Der im Fokus eines starken Puls laserstrahls entstehende optische Durchbruch kann Flüssigkeiten aufreißen[1]. Die resultierenden Blasen eignen sich wegen ihrer vergleichsweise hohen Reproduzierbarkeit sehr gut zur Untersuchung von Kavitationsmechanismen. Blasen mit Maximaldurchmessern im Submillimeterbereich sind dabei von besonderem Interesse: Zum einen treten diese Blasengrößen bei der akustischen Kavitation und der Sonolumineszenz auf, zum anderen sollen bei Laseranwendungen wie der intraokularen Laserchirurgie Kavitationseffekte und daraus resultierende Umgebungsschädigungen minimiert werden[2]. Derart kleine Blasen können nur mit Kurzpulslasern erzeugt werden, die hohe Intensitäten bei gleichzeitig geringer Pulsenergie liefern.

Dynamik

Zur Erzeugung der Kavitationsblasen wurde ein Lasersystem (Spectra-Physics Spitfire) eingesetzt, das Pulsdauern von 130 fs bei rund 810 nm Wellenlänge liefert. Die Laserpulse wurden über eine aberrationsminimierte Optik in eine Küvette mit gereinigtem Wasser fokussiert. Zunächst wurde die Dynamik in Abhängigkeit von der Pulsenergie untersucht. Dazu wurde die Kavitationsregion über ein Fernmikroskop (Questar QM-100 bzw. Infinity/Isco K2) im Durchlicht beobachtet. Eine schnelle CCD-Kamera (LaVision Imager 3) konnte mit zum Laserpuls festlegbarer Verzögerungszeit Fotos aufnehmen (Abb. 1).

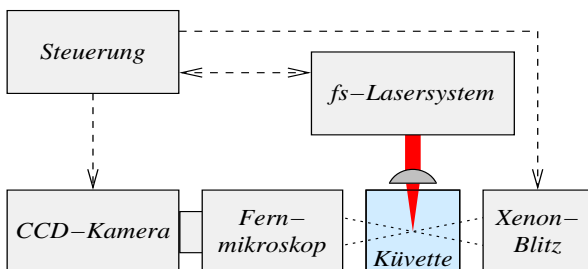


Abb. 1: Schema eines typischen Aufbaus.

Bereits kurz über der Durchbruchschwelle E_0 zeigten sich die charakteristischen Eigenschaften ultrakurzer Pulse: Wegen der hohen Feldstärken findet eine Selbstfokussierung statt, die zu einem langgestreckten Fokalbereich führt. Dementsprechend sind die entstehenden Kavitäten ebenfalls stark elongiert (Abb. 2).

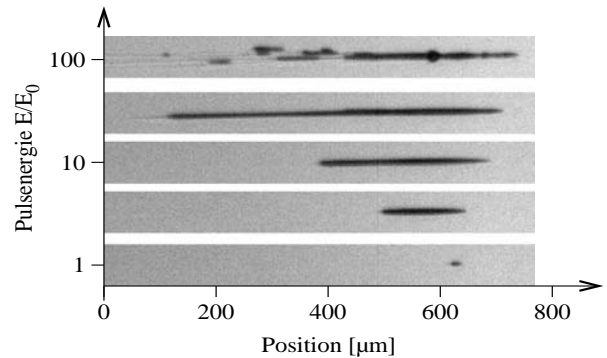


Abb. 2: Blasenform 400 ns nach dem optischen Durchbruch für unterschiedliche Pulsenergien (Durchbruchschwelle $E_0=0.4 \mu\text{J}$, Laserpuls von links kommend).

Während sich bei niedrigen Pulsenergien lediglich eine Blase ausbildet, spalten sich oberhalb von $10E_0$ einzelne Sekundärblasen ab. Bei weiter zunehmender Energie fasert der Fokalbereich in Filamente auf und eine Vielzahl von Sekundärblasen entsteht (Abb. 2, oben). Die Form der Hauptblase wird dann von ausgeprägten Oberflächenmoden bestimmt. Das genaue Verhalten hängt hier von geringsten Variationen des Laserstrahlprofils ab und kann daher nicht mehr exakt vorhergesagt werden.

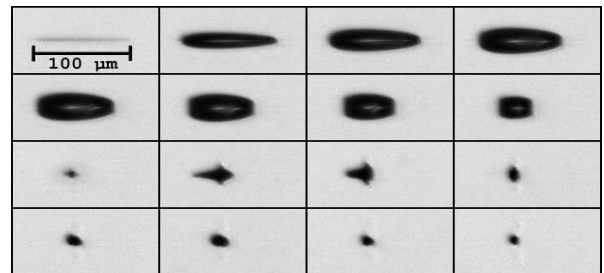


Abb. 3: Dynamik einer elongierten Kavitationsblase (Bildabstand 500 ns, Laserpuls $0.9 \mu\text{J}$ von links kommend).

Die weiteren Untersuchungen beschränkten sich daher auf den unteren Energiebereich, in dem rotationsellipsoide Einzelblasen entstehen (Abb. 3). Nach dem Durchbruch schwingen diese Blasen auf um anschließend zu kollabieren, wobei die Expansion praktisch ausschließlich in radialer Richtung erfolgt. In der Kontraktionsphase wird eine tonnenförmige Abplattung sichtbar (Abb. 3, 2. Zeile). Dies deutet darauf hin, dass sich in axialer Richtung zwei gegenläufige Jets in die Blase einstülpen. Dafür spricht auch die Geometrie beim Wiederaufschwingen der Blase nach dem Kollaps.

Stoßwellenemission

Zur typischen Dynamik von Kavitationsblasen gehört die Emission von Stoßwellen[3]. Bei laserinduzierten Blasen treten diese nicht nur im Kollaps, sondern auch bei der Erzeugung durch den optischen Durchbruch auf. Beide Emissionen konnten auch bei niedrigsten Pulsenergien durch hochempfindliche schlierenoptische Aufnahmen nachgewiesen werden. Wie zu erwarten, ist die Durchbruchstoßwelle zylinderförmig. Die im Kollaps emittierte Welle bildet sich dagegen im Rahmen der Auflösung rein sphärisch ab (Abb. 4).

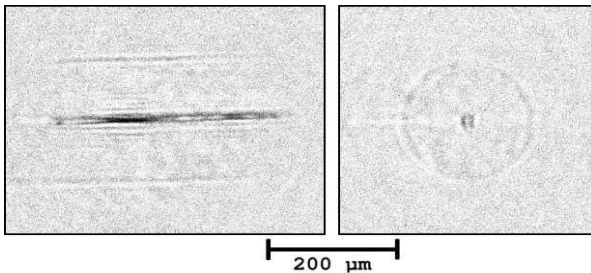


Abb. 4: Stoßwellenemission nach dem optischen Durchbruch (links) und dem ersten Kollaps der Blase (rechts), Laserpuls jeweils $10 \mu\text{J}$ von links kommend.

Da die schlierenoptischen Aufnahmen keine Aussage über die Stärke der Emission erlauben, wurden zusätzlich Messungen mit einem faseroptischen Sondenhydrophon durchgeführt[4]. Mit diesem konnte die schwache akustische Emission nur nachgewiesen werden, indem das Signal-Rausch-Verhältnis durch Mittelung erhöht wurde. Der detektierte Druck der Transienten nach dem Durchbruch lag demnach unter 10 bar , die gesamte Dauer unter 50 ns . Genauere Aussagen über Druck und Steilheit können nicht getroffen werden, da selbst die hohe räumliche ($140 \mu\text{m}$) und zeitliche (10 ns) Auflösung des faseroptischen Sondenhydrophons nicht ausreichend war. Die Geschwindigkeit der Stoßwelle lag selbst in unmittelbarer Nähe des Durchbruchs ($30 \mu\text{m}$) lediglich bei der Schallgeschwindigkeit. Streng genommen kann daher auch nicht mit Sicherheit gesagt werden, dass es sich bei den akustischen Transienten um Stoßwellen im eigentlichen Sinne handelt. Die Emission vom Kollaps konnte mit dem Hydrophon nicht aufgelöst werden.

Lumineszenz

Laserinduzierte Blasen können im Kollaps Licht emittieren, analog zu den Beobachtungen bei der Sonolumineszenz[3]. Daher wurden auch optische Emissionen untersucht. Gemessen wurde mit einem hinter einen Monochromator geschalteten Photomultiplier (Acton Research Spectra Pro 275, Hamamatsu R3809U-50). Dieser wurde zur Rauschreduzierung auf rund -30°C gekühlt. Mit unter 10 Ereignissen pro Sekunde

lag das Restrauschen so niedrig, dass es während der Messdauer praktisch bedeutungslos war. Das Licht der Kavitationsregion wurde in den Monochromator mit einem Fernmikroskop oder einer Glasfaser eingekoppelt. Für die Messungen selbst wurde bei jeder eingestellten Wellenlänge ein Laserpuls ausgelöst und das Photomultiplier-signal aufgezeichnet. Das gemessene Verhalten ist in Abb. 5 dargestellt: Bis zum Eintreffen des Laserpulses (bei $0 \mu\text{s}$) werden keine Photonen detektiert. Der Laserpuls wird dann als übersteuertes Signal um 810 nm gemessen. Gleichzeitig stellt sich der optische Durchbruch als breitbandiges Spektrum dar. Danach beschränkt sich die Lichtemission auf das Spektrum des Lasers und tritt verstärkt im Zeitbereich um den Blasen-kollaps (bei $8 \mu\text{s}$) auf. Das detektierte Licht nach dem Durchbruch kann damit keine Kavitationslumineszenz sein, da diese zum einen breitbandig und zum anderen zeitlich eng an den Kollaps gebunden sein müsste. Es handelt sich um eine aus der Arbeitsweise des Lasers resultierende Reststrahlung, welche an der Kavitationsblase gestreut wird. Geometriebedingt ist diese Streuung im Zeitbereich des Kollaps maximal. Das Fehlen einer Kavitationslumineszenz beim Kollaps elongierter Blasen ist konsistent zu den Beobachtungen an Blasen in der Nähe von Grenzflächen: Hier verschwindet die Leuchterscheinung bei Annäherung an die Grenzfläche und der damit verbundenen Zunahme der Asphärität[3].

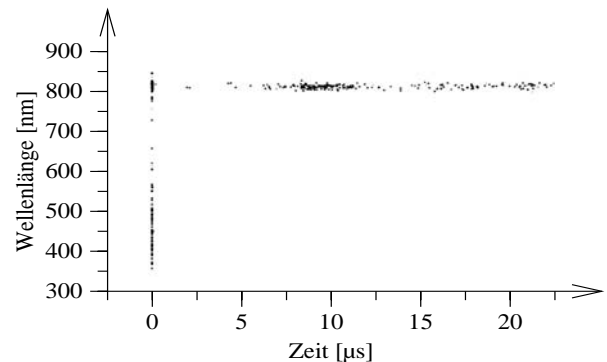


Abb. 5: Zeit- und Wellenlängenabhängigkeit der beobachteten Leuchterscheinungen; Detektierte Photonen erscheinen schwarz (Laserwellenlänge 810 nm mit Bandbreite rd. 10 nm , Zeiten: Laserpuls $10 \mu\text{J}$ bei $0 \mu\text{s}$, Blasen-kollaps bei $8 \mu\text{s}$).

Die Autoren danken der DFG für die finanzielle Unterstützung (Projekt La 268/22).

Literatur

- [1] W. Lauterborn. *Acustica*, 31:52–78, 1974.
- [2] A. Vogel et al. *Appl. Phys. A*, 68:271–280, 1999.
- [3] C. D. Ohl et al. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 357:269–294, 1999.
- [4] J. Staudenraus and W. Eisenmenger. *Ultrasonics*, 31:267–273, 1993.