

Untersuchungen am akustisch kavitierenden Wasserstrahl

Eric Kristkeitz, Carlos Cairos Barreto, Robert Mettin

Christian-Doppler-Labor für Kavitation und Mikroerosion, Drittes Physikalisches Institut

Georg-August-Universität Göttingen, Friedrich-Hund-Platz 1, 37077 Göttingen

Email: RMettin@gwdg.de

Einleitung

Untersucht wird ein durch eingekoppelten Ultraschall kavitierender Wasserstrahl, der auf eine Oberfläche gerichtet wird, um Mikroverunreinigungen zu entfernen. Unter anderem ist von Interesse, wie das Reinigungsergebnis von Flussrate, Leistung und Abstand beeinflusst wird und wie die gereinigte Fläche vergrößert werden kann. Typische Anwendungen sind Siliciumwafer, Masken und optische Bauelemente wie Linsen. Hier wird auf den Verlauf der freien Oberfläche, den auftretenden Wassersprung sowie die Schallausbreitung in der Flüssigkeit eingegangen.

Aufbau

Der schematische Aufbau ist in Abb.1 zu sehen. Die Düse ist im Abstand d senkrecht auf eine Glasoberfläche gerichtet, die Flussrate beträgt q . Im radialen Abstand r_1 vom Zentrum entsteht unter bestimmten Bedingungen ein Wassersprung WS. Ultraschall der Frequenz 1 MHz wird an der Düse eingekoppelt, wobei am Transducer eine Maximalleistung P von 7.5 W oder 35 W anliegt, die in 10%-Schritten geregelt werden kann.

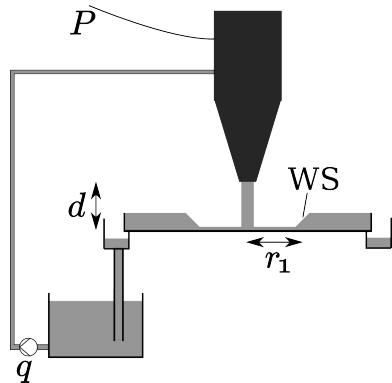


Abbildung 1: Schematischer Aufbau, siehe Text.

Höhenprofil

Das radiale Höhenprofil der Strömung nach Auftreffen auf die Oberfläche wurde mit einer höhenverstellbaren Metallspitze ermittelt. Ein typischer Profilverlauf ist in Abb. 2 zu sehen (etwa 12-fache Überhöhung). Der Fehler in radialer Richtung beträgt $10\ \mu\text{m}$, in vertikaler $30\ \mu\text{m}$. Die Wassertiefe nimmt zunächst ab, erreicht ein Minimum und steigt dann langsam an. Abhängig von q und der stromabwärtigen Wasserhöhe h_F kommt es bei einem bestimmten Radius r_1 zum Wassersprung, der auch schon vor dem Minimum liegen kann. Ein wichtiges

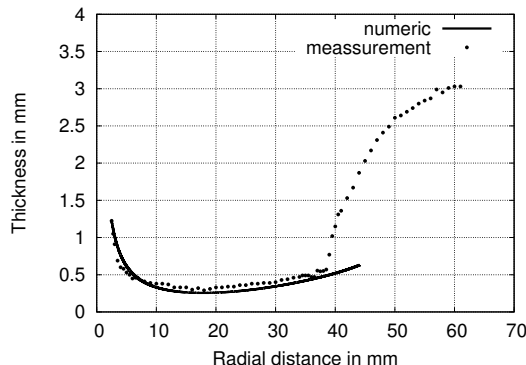


Abbildung 2: Typisches Höhenprofil mit Wassersprung.

Resultat ist, dass die Wassertiefe im Minimum bei etwa $0.3\ \text{mm}$ liegt, was deutlich kleiner ist als die akustische Wellenlänge bei $1\ \text{MHz}$ ($1.484\ \text{mm}$). Ausgehend von der Navier-Stokes-Gleichung kann eine DGL hergeleitet werden, die den Profilverlauf beschreibt [1]:

$$\frac{\partial H(R)}{\partial R} \left(1 - \frac{1}{Fr_1^2} R^2 H^3(R)\right) = \frac{R}{Re_1^*} - \frac{H}{R} \quad (1)$$

mit $Fr = u/\sqrt{gh}$ Froudezahl, $Re_1^* = \frac{1}{3} Re_1 (h_1/r_1)^2$, $Re_1 = \rho u_1 r_1 / \mu$ Reynoldszahlen. Ausgehend von Anfangsradius, -geschwindigkeit und -höhe, r_1, u_1, h_1 , kann mit numerischer Integration ein theoretischer Verlauf stromabwärts berechnet werden (siehe durchgezogene Linie Abb. 2).

Wassersprung

Das zunächst sogenannte schießende Wasser ($r < r_1$, geringe Wasserhöhe h_S), bei dem die Strömungsgeschwindigkeit u_S größer ist als die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Oberflächenwellen c_S , muss irgendwann den Strömungszustand des stromabwärtigen sogenannten fließenden Wassers (größere Wasserhöhe, $u_F < c_F$) annehmen. Da die Information eines neuen Strömungszustandes sich nicht stromaufwärts bewegen kann (da $u_S > c_S$), geschieht der Übergang abrupt in Form eines sogenannten Wassersprungs (WS). Der WS bildet einen plötzlichen Anstieg der Wasserhöhe, verbunden mit einer Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit und Reibungsverlusten.

Aus der Kontinuitätsgleichung $u_S = q/(2\pi r_1 h_S)$ kann man die Geschwindigkeit, mit der sich der WS im

schießenden Wasser ausbreitet, für beispielsweise $q = 1.21/\text{min}$, $r_1 = 38\text{ mm}$, $h_S = 0.6\text{ mm}$ (siehe Abb. 2) zu $u_S = 14\text{ cm/s}$ nach unten abschätzen.

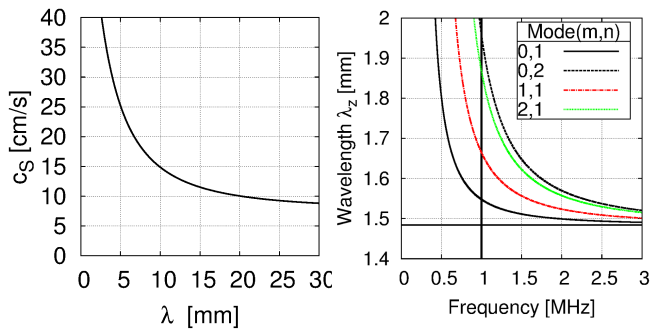


Abbildung 3: Links: Geschwindigkeit von Oberflächenwellen c_S in Abhängigkeit von ihrer Wellenlänge λ_s für eine Wassertiefe von $h_S = 0.6\text{ mm}$. Rechts: Akustische Wellenlänge λ_z für verschiedene Moden im Zylinder in Abhängigkeit von der Schallfrequenz.

In Abb.3 links ist die Oberflächengeschwindigkeit von Wasserwellen c_S in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ für eine Wassertiefe von $h_S = 0.6\text{ mm}$ dargestellt, vgl. Gl. 2:

$$c_S = \sqrt{\left(\frac{g\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda}\right) \tanh\left(\frac{2\pi h_S}{\lambda}\right)} \quad [\text{m/s}] \quad (2)$$

Die vorliegenden Größenordnungen des WS liegen im Übergangsbereich von Kapillarwellen zu Gravitationswellen.

Die Position des WS hängt im Wesentlichen von q und der stromabwärtigen Wasserhöhe h_F ab. Eine genaue Analyse zur Position unter Berücksichtigung der Reibung ist zum Beispiel bei [2] zu finden. Der Einfluss der Oberflächenspannung σ , der zu einer Brechung der radialen Symmetrie führen kann wird in [3] behandelt.

Schallfeld

Die Ausbreitung des Schallfeldes spielt für die Reinigung und Kavitation eine entscheidende Rolle. Hierbei stellt sich vor allem die Frage, wie weit der Schall in die dünne Schicht des schießenden Wassers vordringt, da die akustische Wellenlänge bei 1 MHz ($\lambda \approx 1.5\text{ mm}$) deutlich größer ist als die Schichtdicke ($h_F \approx 0.4\text{ mm}$). Eine Simulation (siehe Abb. 4) zeigt, dass sich innerhalb des Strahls ein stehendes Wellenfeld ausbildet, das seitlich in die dünne Wasserschicht hineinragt. Die Schallgeschwindigkeit c beträgt etwa 1484 m/s, die Strömungsgeschwindigkeit ist etwa 1‰ davon und wurde bei der Simulation vernachlässigt. Inwieweit sich das Schallfeld tatsächlich radial ausbreitet und wie es von den genannten Größen abhängt, soll in kommenden Messungen mit einem Hydrophon untersucht werden. Eine Untersuchung mit Luminol, das kavitationsbedingte chemische Reaktionen nachweist, zeigt, dass Orte der entsprechenden Lichtemission sehr stark sowohl von der Flussrate als auch der Leistung des Transducers abhängen. Interessant ist die Beobachtung, dass die Abstände der Wellenbäuche im

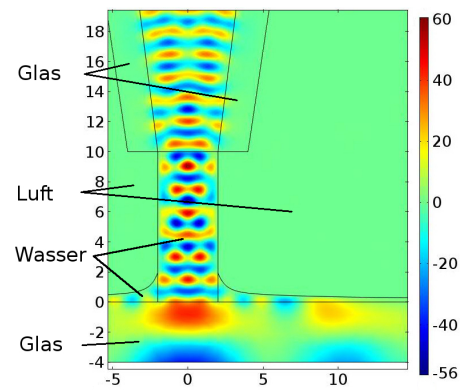


Abbildung 4: Ausschnitt der Simulation des Schallfeldes bei $f = 1\text{ MHz}$, Längen in mm, Druck in Pa (FEM-Rechnung mit COMSOL).

Strahl gestreckt sind im Vergleich mit $c/2f = 0.742\text{ mm}$. Betrachtet man die Schallausbreitung im zylindrischen Leiter (siehe z.B. [4]), so sieht man, dass abhängig vom Strahldurchmesser nur ganz bestimmte Moden zu einer festen Frequenz angeregt werden können. Diese haben jeweils ihre eigene Ausbreitungsgeschwindigkeit und Wellenlänge in vertikaler Richtung (Abb. 3 rechts). So hat zum Beispiel die (1,1)-Mode eine Wellenlänge in z -Richtung von $\lambda_z(1,1)/2 = 0.832\text{ mm}$, beobachtet wurde in der Luminolemission eine Wellenlänge von $\lambda_z/2 = 0.82 \pm 0.02\text{ mm}$.

Zusammenfassung

Analyse von Flüssigkeitsgeometrie und Schallausbreitung liefert im Wesentlichen eine Beschränkung des Ultraschallfeldes auf den Strahl und das Übergangsgebiet zur sehr flachen schießenden Oberflächenströmung. Hier wird der Schall reflektiert und führt zu Stehwellen im Strahl. Zukünftige Untersuchungen sollen genaueren Aufschluss über die auftretenden Kavitationsbereiche und die damit verbundene Reinigung geben.

Danksagung: Die Autoren danken Herrn Straka (Sonosys GmbH) für die Leihgabe von Geräten sowie dem österreichischen Ministerium für Wirtschaft, Familie und Jugend und der österreichischen Nationalstiftung für Forschung, Technologie und Entwicklung für finanzielle Unterstützung.

Literatur

- [1] Heynatz, J. T.: Acta Mechanica 40, 195-208 (1981)
- [2] Watson, E. J.: The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane, J. Fluid Mech., vol. 20, part 3, pp. 481-499 (1964)
- [3] Bush, J., Aristoff, J., Hosoi, A. E.: An experimental investigation of the stability of the circular hydraulic jump, J. Fluid Mech. (2006), vol. 558, pp. 33-52, Massachusetts Institute of Technology
- [4] Kinsler, L. E., Frey, A.R., Coppens, A.B., Sanders, J.V.: Fundamentals of Acoustics (John Wiley, New York, 1982)