

Versuche über Sonolumineszenz

Von P. GÜNTHER, E. HEIM, A. SCHMITT und W. ZEIL

Institut für Physikalische Chemie und Elektrochemie
der Technischen Hochschule Karlsruhe

(Z. Naturforsch. 12 a, 521—522 [1957]; eingegangen am 23. April 1957)

Bereits vor einiger Zeit hatten wir sichergestellt^{1, 2}, daß die Helligkeit der Sonolumineszenz periodisch mit der Frequenz des erregenden Ultraschalls schwankt. Da dieses Ultraschalleuchten im Falle einer stehenden Welle nur in den Druckbäuchen auftritt, folgt hieraus, daß der Zeitpunkt des Aufleuchtens einer bestimmten Phase des Schallwechseldrucks zugeordnet ist.

1. Bestimmung der Phasenlage

1.1. Allgemeines: Zur Bestimmung dieser Phasenlage wurden gleichzeitig der periodisch schwankende Lichtstrom und der zeitliche Verlauf der Schallwechseldruckamplitude in dem flüssigen Medium mit einem Zweistrahloszillographen aufgezeichnet.

Die Aufzeichnung des Lichtstroms erfolgte wie bei den früheren Versuchen³ in der Art, daß der Anodenstrom eines Sekundärelektronen-Vervielfachers (SEV) direkt auf den einen Eingang des Oszillographen gegeben wurde. Zur phasentreuen Wiedergabe der Signale mußte die Zeitkonstante möglichst klein gehalten werden, da $\operatorname{tg} \varphi = -\omega R C$ ist; außerdem mußte $R C \ll 1/\omega$ sein, wenn die Form der Signale unverfälscht wiedergegeben werden sollte. Bei unseren Versuchen betrug die Zeitkonstante $R C$, bedingt durch den Arbeitswiderstand des SEV, die Kapazität des abgeschirmten Verbindungsabwurfs und den Eingang des Oszillographen, etwa 10^{-7} sec.

Der zeitliche Verlauf der Schallwechseldruckamplitude wurde indirekt durch Aufzeichnung des im Swinger fließenden Stroms bestimmt. Bei einem in Resonanz betriebenen magnetostriktiven Reinnickel-Schwinger ohne Dämpfung sind der erregende Strom und die Elongationen des Schwingers um 90° gegeneinander phasenverschoben. Mit zunehmender Dämpfung D wird die Resonanzfrequenz des Schwingers kleiner und die Phasenverschiebung zwischen Strom und Elongationen nimmt gemäß der Beziehung

$$\operatorname{tg} \varphi = \sqrt{\frac{1}{D^2} - 2}$$

ab*. Unter unseren Versuchsbedingungen betrug die Phasenverschiebung etwa 88° .

Ist nun in einem vertikalen stehenden Wellenfeld der Abstand zwischen Swinger und Reflektor genau ein

ungeradzahliges Vielfaches von $\lambda/4$, so ist der erste Druckbauch oberhalb des Schwingers mit diesem in Phase, d. h. einer Dilatation des Schwingers entspricht dort zunehmende Kompression und umgekehrt. Die Abb. 1 zeigt diesen Zusammenhang zwischen dem im Swinger fließenden Strom und der Amplitude des Schwingers bzw. des Schallwechseldrucks.

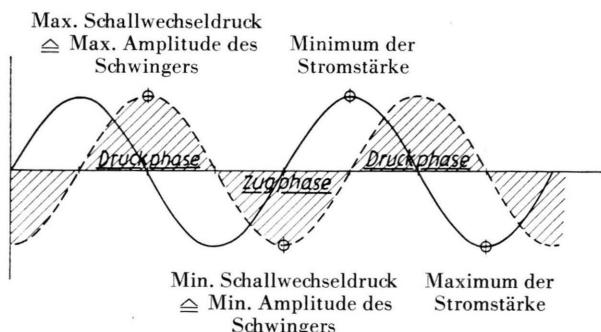


Abb. 1. Zusammenhang zwischen dem im Swinger fließenden Strom und der Amplitude des Schwingers bzw. des Schallwechseldrucks. (Zunahme der Spannungen bzw. der Ströme ergab auf dem Oszillographen einen Ausschlag nach unten.) — Stromstärke im Swinger; — — Amplitude des Schwingers bzw. des Schallwechseldrucks.

1.2. Phasenlage des Aufleuchtens: Gemäß den im vorigen Abschnitt angestellten Betrachtungen wurde der einen 30 kHz-Schwinger erregende Strom und der Lichtstrom des SEV mittels eines Zweistrahloszillographen aufgezeichnet. Der Lichtstrom wurde dabei nur von einem Druckbauch des stehenden Wellenfeldes abgenommen. Bei einem Abstand des Reflektors vom Swinger von 21 cm und einer Wellenlänge von $\lambda \approx 6.5$ cm ** wurden die Druckbäuche 3 bis 7 (vom Swinger ab gezählt) untersucht; die Druckbäuche 1 und 2 waren der Messung aus apparativen Gründen nicht zugänglich und mußten extrapoliert werden. Es ergaben sich für die ungeradzahligen Ebenen (1, 3, 5, 7) Bilder, wie sie die Abb. 2 zeigt, in denen das Aufleuchten kurz vor dem Maximum des Stromflusses, d. h. aber gegen Ende der Druckphase des Schallwechseldrucks, erfolgt (siehe Abb. 1). In den dazwischenliegenden Ebenen (2, 4, 6) ist das Leuchten — wie selbstverständlich auch der Schallwechseldruck — gegen die Elongationen des Schwingers um 180° phasenverschoben. Betrachtet man daher zwei benachbarte Leuchtebenen gleichzeitig, so erhält man für das Leuchten die doppelte Frequenz des Ultraschalls.

** Bei einem Rohrdurchmesser von 6 cm liegt unsere Schallfrequenz von 30 kHz oberhalb der radialen Resonanzfrequenz des Rohres, so daß die radialen Schwingungen den axialen entgegenwirken, wodurch die Kompressibilität des Wassers scheinbar erniedrigt und Schallgeschwindigkeit bzw. Wellenlänge gegenüber den in unbegrenztem Medium gültigen Werten erhöht werden (L. BERGMANN, „Der Ultraschall“, 6. Aufl. 1954, S. 647/48).

¹ P. GÜNTHER, W. ZEIL, U. GRISAR, W. LANGMANN u. E. HEIM, Z. Naturforsch. 11 a, 882 [1956].

² P. GÜNTHER, W. ZEIL, U. GRISAR u. E. HEIM, Z. Elektrochem. Ber. Bunsenges. physik. Chem. 61, 188 [1957].

* L. ZIPPERER, Technische Schwingungslehre I, Göschen Bd. 953, S. 25.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

2. Periodizität und Art des Aufleuchtens

2.1. *Allgemeines:* Wie Abb. 2 zeigt, wird bei der Sonolumineszenz nur während eines Bruchteiles einer Schwingungsdauer des Ultraschalls Licht emittiert. Da die Belichtungszeit der Schirmbildaufnahme 1/100 sec betrug, setzt sie sich, bei einer Ablenkfrequenz von 10 kHz, aus 100 Einzelbildern zusammen. Bei fünf-facher Dehnung des Zeitmaßstabes (Abb. 3) erkennt man innerhalb des Bereichs des Aufleuchtens einzelne Lichtblitze. Die Zeitdauer dieser Blitze konnte bis jetzt nicht gemessen werden; sie liegt aber sicher unterhalb 10^{-7} sec.

Wir deuten die Abb. 2[†] und 3 als die über etwa 100 Schwingungsdauern gemittelte statistische Verteilung der Leuchtdichte von Lichtblitzen innerhalb einer Leucht-Ebene der stehenden Welle in Abhängigkeit von der Phasenlage.

Der zeitliche Bereich, in dem überhaupt Lichtblitze registriert werden konnten, betrug maximal $4 \cdot 10^{-6}$ sec, während in der restlichen Zeit einer Schwingungsdauer ($\approx 30 \cdot 10^{-6}$ sec) kein Licht emittiert wurde. Die hellsten Blitze, die sich in der Intensität von den übrigen um 1–2 Größenordnungen unterscheiden, entfallen dabei auf ein Zeitintervall von weniger als $1 \cdot 10^{-6}$ sec. Die Steilheit der sehr kurzen Lichtblitze dürfte wegen der Größe unserer Zeitkonstanten (10^{-7} sec) mehr oder weniger verfälscht sein.

Durch Verwendung genügend schmaler Blenden vor dem SEV ist es uns gelungen, die gleiche Periodizität und Art des Aufleuchtens auch bei 80, 175 und 300 kHz nachzuweisen.

Auch die Sonolumineszenz organischer Flüssigkeiten (z. B. Xylol und *o*-Dichlorbenzol) ergab das gleiche Bild, so daß anzunehmen ist, daß die Sonolumineszenz wäßriger und organischer Gaslösungen durch denselben Mechanismus hervorgerufen wird.

2.2. *Wirkung des Salzzusatzes:* Die Sonolumineszenz wäßriger Edelgaslösungen stellt spektroskopisch ein Kontinuum dar^{1, 2}. Bei elektrolythaltigen Lösungen ist dieses Kontinuum nur verstärkt, sonst aber unverändert. Es kann lediglich geschehen, daß das Salz dem Lumineszenzspektrum noch eigene Linien hinzufügt, wie z. B. die Na-D-Linie bei $589 \text{ m}\mu$ bei NaCl-Zusatz. Es wurden nun Untersuchungen über Periodizität und Art des Leuchtens für das Kontinuum einer wäßrigen Argonlösung, für das verstärkte Kontinuum einer Ar-

gesättigten 2-*n*. MgSO₄-Lösung und für die D-Linie einer Ar-gesättigten 2-*n*. NaCl-Lösung (mittels eines Interferenzfilters aus dem Kontinuum ausgeblendet) durchgeführt. In allen drei Fällen erhielten wir den Abb. 2 und 3 entsprechende Ergebnisse.

3. Folgerungen für den Anregungsmechanismus der Sonolumineszenz

Nach unseren Ergebnissen erfolgt das Aufleuchten gegen Ende der Druckphase des Schallwechseldrucks, das heißt zu einem Zeitpunkt, in dem der Druck auf jeden Fall noch über dem hydrostatischen Druck liegt.

NOLTINGK und NEPPIRAS³ stellten, unter gewissen Vereinfachungen, eine Gleichung auf, welche die Bewegung einer gasgefüllten Kavitationsblase unter der Einwirkung des Schallwechseldrucks beschreibt. Sie erhielten mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine, unter Annahme geeigneter Randbedingungen, Lösungen für die nichtlineare Differentialgleichung. Diese Lösungen besagen, daß der Blasenradius zunächst langsam bis zu einem Maximalwert ansteigt, um dann äußerst rasch abzunehmen, wobei sehr hohe Drucke und Radialgeschwindigkeiten in der Flüssigkeit auftreten. Der gasförmige Blaseninhalt wird während dieses Kollaps, dessen Zeitdauer nur den Bruchteil einer Schwingungsdauer beträgt, äußerst stark komprimiert, wobei – unter Annahme eines rein adiabatischen Mechanismus – der Rechnung nach Temperaturen in der Größenordnung von $10\,000^\circ\text{K}$ auftreten können. Ein Vergleich unserer Ergebnisse mit den von NOLTINGK und NEPPIRAS berechneten Kurven zeigt, daß der Zeitpunkt des Kollaps recht genau mit dem von uns gefundenen Zeitpunkt des Aufleuchtens zusammenfällt.

Da die Berechnungen von NOLTINGK und NEPPIRAS unter der Annahme erzwungener Schwingungen durchgeführt wurden, würde demnach dem Vorhandensein von in Resonanz schwingenden Gasblasen keine grundsätzliche Bedeutung zukommen. Dafür sprechen auch die Versuche von CHAMBERS⁴, der Sonolumineszenz unter Bedingungen erhielt, bei denen die Ausbildung stehender Wellen – denn nur in solchen treten in Resonanz schwingende Gasblasen auf – völlig ausgeschlossen war. Da HENGLEIN⁵ unter ähnlichen Bedingungen chemische Reaktionen erhielt, scheinen auch für diese in Resonanz schwingende Gasblasen nicht unbedingt erforderlich zu sein.

¹ L. A. CHAMBERS, J. Chem. Phys. **5**, 290 [1937]; Phys. Rev. (2) **49**, 881 [1936].

² A. HENGLEIN, Z. Naturforschg. **10b**, 20 [1955].

[†] Abb. 2. und 3 auf Tafel S. 522 a.

³ B. E. NOLTINGK u. E. A. NEPPIRAS, Proc. Phys. Soc., Lond. B **63**, 764 [1950].

Der Kristalldetektor als Empfänger thermischer Strahlung im Gebiet von $100\text{--}1000 \mu$ Wellenlänge

Von H. HAPP, W. ECKHARDT, L. GENZEL, G. SPERLING und R. WEBER

Physikalisches Institut der Universität Frankfurt (Main)
(Z. Naturforschg. **12a**, 522–524 [1957]; eingegangen am 29. April 1957)

Der Kristalldetektor in der Form des Silizium- oder Germanium-Spitzengleichrichters ist zur Zeit der typi-

sche Strahlungsempfänger im Mikrowellengebiet, auch für inkohärente Strahlung^{1, 2}. Während eine langwellige Anwendungsgrenze für ihn nicht besteht, liegt die kürzeste bisher damit nachgewiesene Wellenlänge bei ca. 600μ ³. Ob er bei noch kurzwelligerer Strahlung

¹ R. H. DICKE, Rev. Sci. Instrum. **17**, 268 [1946].

² W. GORDY, S. J. DITTO, J. H. WYMAN u. R. S. ANDERSON, Phys. Rev. **99**, 1905 [1955].

³ M. COWAN u. W. GORDY, Private Mitteilung.

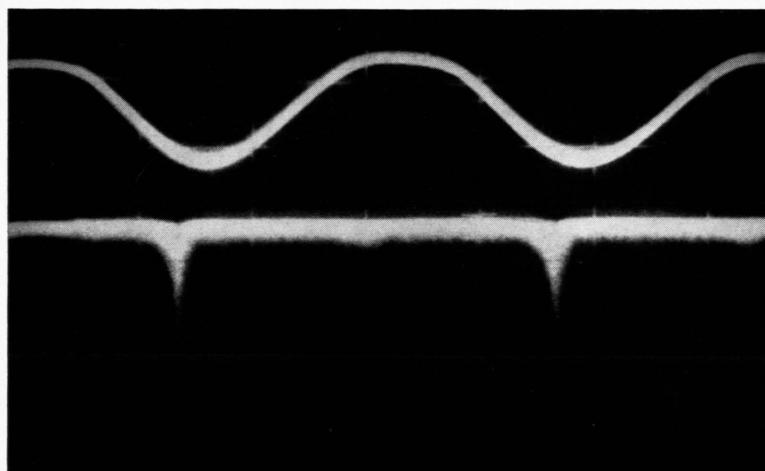


Abb. 2. Strom J im Schwinger und Helligkeit der Sonolumineszenz als Funktion der Zeit (1 Skt. $\triangleq 10 \mu\text{sec}$).

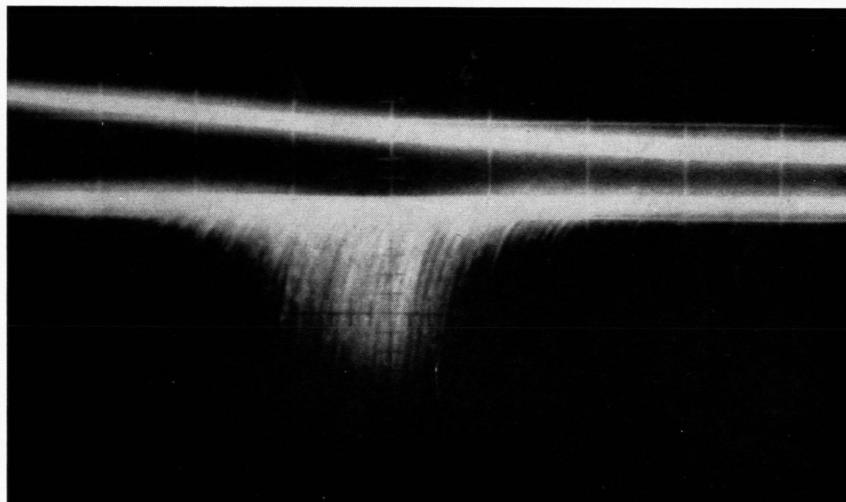


Abb. 3. Helligkeit der Sonolumineszenz als Funktion der Zeit (1 Skt. $\triangleq 1 \mu\text{sec}$).

