

FORMUNG FOKUSSierter AKUSTISCHER DRUCKPULSE

J. Staudenraus, K. Holdik, W. Eisenmenger

1. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart

0. Einleitung

Das Schallfeld eines räumlich begrenzten Strahlers besteht bei Freifeldausbreitung aus einer "direkten geometrischen Welle" und der "Randbeugungswelle" mit entgegengesetztem Vorzeichen /1/. Daher ist die Abstrahlung eines "reinen Überdruckimpulses" stets von einem nachfolgenden Unterdrucksignal begleitet. Aus den Hochpaßeigenschaften eines Strahlers endlicher Dimension folgt ebenso, daß das Zeitintegral von Überdruckpuls und Unterdrucksignal insgesamt verschwindet. Bei medizinisch eingesetzten fokussierenden Druckpuls-Generatoren kann daher z.B. die Amplitude des immer vorhandenen Unterdrucksignals zur Vermeidung von Kavitation und Gewebeschäden durch eine möglichst große zeitliche Dehnung herabgesetzt werden. Die geringste Unterdruckamplitude wird in diesem Sinne durch eine radial quadratisch abfallende Druckerregung in der Fläche des Strahlers sowie durch einen möglichst sägezahnförmigen zeitlichen Druckverlauf mit steiler Front /2/, /3/ erzielt. Hierzu wurden theoretische und experimentelle Untersuchungen an einem Modellstrahler aus PVDF-Piezofilm /3/ sowie einem selbstfokussierenden elektromagnetischen Stoßwellengenerator /4/, /5/ (Fokalabstand R = 20 cm, Ø = 12 cm) durchgeführt, wobei über die Resultate an letzterem System im Folgenden berichtet wird.

1. Theorie

Bereits 1949 hat O'Neil /6/ vorgeschlagen, das für die Druckfeldberechnung ebener Strahler gültige Rayleighintegral auch auf gekrümmte Schallquellen anzuwenden.

$$\phi(\vec{x}, t) = \iint_{S_0} \frac{v_n(\vec{x}_0, t - r/c)}{2\pi r} dS_0 \quad (1)$$

$\phi(\vec{x}, t)$... Potential der Schallschnelle im Beobachtungspunkt \vec{x} , Koordinatenursprung im Zentrum des Strahlers.

\vec{x}_0 Senderoberflächenpunkt, dS_0 ... Senderoberflächenelement; $r = |\vec{x} - \vec{x}_0|$

v_n ... Normalkomponente der Senderschnelle.

Der Druckverlauf in einem beliebigen Raumpunkt kann hierbei als Faltung der Zeitfunktion der Senderschnelle mit der aus Gl.(1) berechneten Sprungantwortfunktion $h(\vec{x}, \vec{x}_0, t)$, die sowohl die Geometrie des Strahlers als auch die Druckverteilung auf der abstrahlenden Fläche enthält, dargestellt werden.

$$p(\vec{x}, t) = \rho \partial / \partial t (v_n(t) * h(\vec{x}, \vec{x}_0, t)) \quad (2)$$

Für den Fall einer über den Radius konstanten Druckverteilung wurde von Penttinen und Luukkala /7/ ein analytischer Ausdruck für $h(\vec{x}, t)$ abgeleitet. Bei radial veränderter Anregung ermöglicht die Annahme eines auf konzentrischen Ringen i jeweils konstanten Druckes $f_i \cdot p_0$ eine formale Zerlegung des Strahlers, wobei jeder Ring als Differenz zweier Kalotten mit entsprechender Erregerstärke f_i darstellbar ist. $h(\vec{x}, \vec{x}_0, t)$ ergibt sich dann durch Aufsummation der mit f_i gewichteten Sprungantwortanteile.

2. Pulsformung im Bereich zwischen Strahler und Fokus

Bei konstanter Pulsanregungsamplitude über dem Strahler zeigt die Auswertung von Gl. (1) und (2) wie erwartet ein direktes geometrisches Signal sowie ein verzögertes, jedoch flächengleiches Randbeugungssignal mit umgekehrten Vorzeichen, vergl. Rechnersimulation Abb. 1a. Hier ist für den elektromagnetischen Generator ($\varnothing = 12$ cm, $R = 20$ cm) im Abstand $z = 7$ cm vor dem Strahler bei sinusquadratförmigem Anregungspuls von 4 μ s Halbwertsbreite das Drucksignal für verschiedene Abstände x senkrecht zur Achse z aufgetragen. Auf der Achse besitzt das Randbeugungssignal die gleiche Amplitude und Form wie das direkte Signal bei entgegengesetztem Vorzeichen, vergl. auch /8/. Im Experiment Abb. 2a,b wird das entsprechende Verhalten beobachtet, wobei das Anregungssignal Abb. 3a ein elektronisch bedingtes schwächeres zweites Maximum zeigt sowie einen breiten negativen Nachläufer. Letzterer ist ebenso durch Randbeugungswellen bedingt, da das Anregungssignal mit einer Drucksonde unmittelbar vor der Generatormembran, jedoch außerhalb der Achse, gemessen wurde.

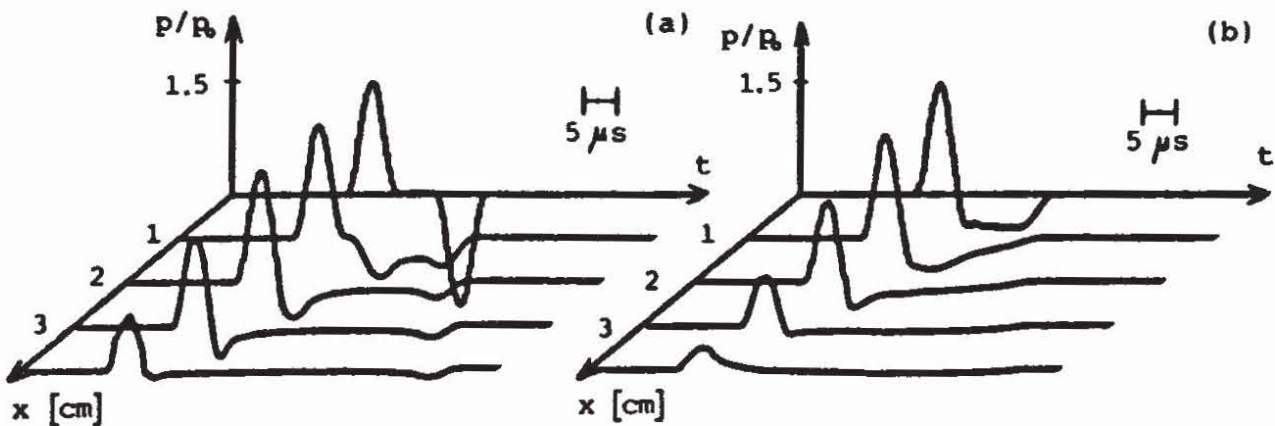


Abb. 2a: Rechnersimulation des Drucksignals im Abstand $z=7$ cm, ohne Randabschattung

Abb. 2b: Rechnersimulation des Drucksignals im Abstand $z=7$ cm, mit Randabschattung

Eine Reduktion der achsennahen negativen Druckamplituden der Randbeugungswelle gelingt nun durch eine radiale Absenkung der Anregungsamplitude am Strahler, wodurch die Randbeugungswelle auf ein größeres Zeitintervall verteilt wird. Die

hierfür günstigste Sprungantwort besitzt Dreiecksform und entspricht einer mit dem Strahlerradius quadratisch abfallenden Anregungsamplitude /3/. Eine entsprechende Rechnersimulation ist in Abb. 1b wieder für den elektromagnetischen Generator bei einer Verteilung der quadratischen Absenkung der Anregungsamplitude auf fünf flächengleiche Ringe gezeigt. Die achsennahe Unterdruckreduktion ist deutlich. Dem entsprechen die experimentellen Ergebnisse in Abb. 2c,d im Vergleich zu Abb. 2a,b. Die Wirksamkeit der Amplitudenabsenkung hängt sowohl von dem Verhältnis der Anregungspulsdauer zur Laufzeitdifferenz zwischen direktem Signal und Randbeugungssignal als auch von der Form des Sendepulses ab.

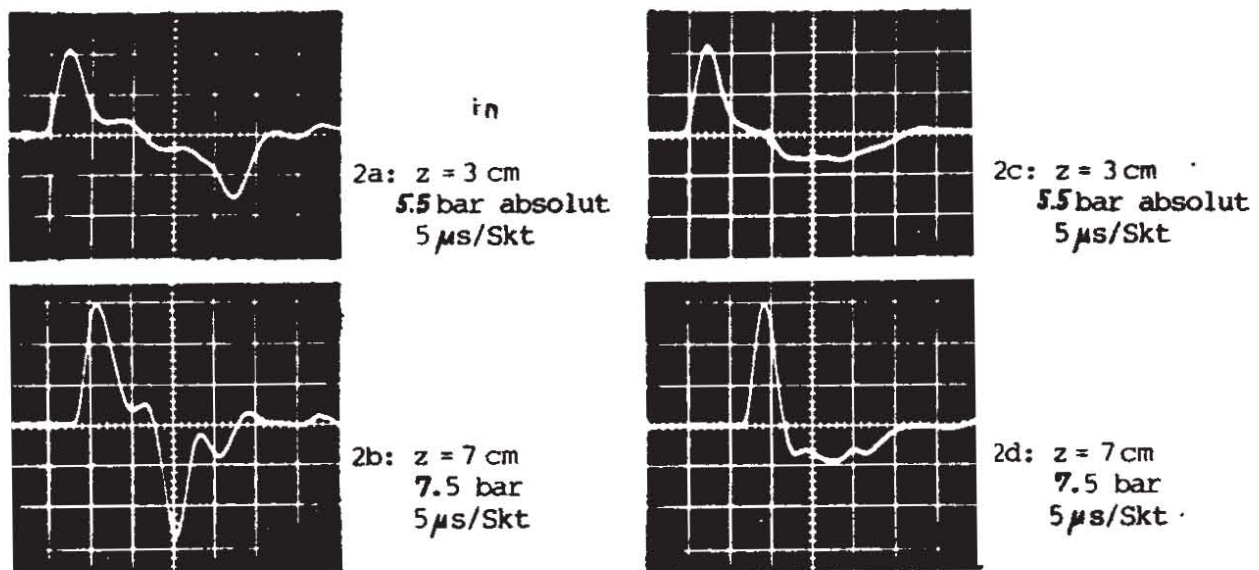


Abb. 2a,b: Drucksignal auf der Achse im Abstand von 3 cm und 7 cm, ohne Randabschattung

Abb. 2c,d: Drucksignal auf der Achse im Abstand von 3 cm und 7 cm, mit Randabschattung

3. Pulsformung in der Fokalregion

In Fokussnähe wird die maximale Laufzeitdifferenz zwischen direktem Signal und Randbeugungswelle kürzer als die Dauer des Anregungspulses. Hieraus resultiert, daß bei konstanter radialer Anregungsamplitude am Generator das Drucksignal im Aufpunkt nach Gl. (2) der Differenz zwischen dem direkten Signal und dem zeitverzögerten Randbeugungssignal entspricht. Im Grenzübergang zum Fokus resultiert daher als Druckverlauf (auch für beliebige Amplitudenverteilungen am Generator) die zeitliche Ableitung des Anregungssignals. Ein starker Überdruckpuls im Fokusbereich mit schwachem nachfolgendem Unterdruck setzt somit ein in der Zeit möglichst sägezahnförmiges Strahler-Anregungssignal mit steiler Front voraus. Im idealisierten Grenzfall ergibt sich bei endlichem Abstand r' vom Fokus aus der Faltung gemäß Gl. 2 eine Amplitudenzunahme des Überdruckpulses mit $1/r'$ bei gleichzeitig abnehmender Pulsbreite.

Entsprechende experimentelle Resultate für Druckmessungen auf der Symmetrieachse im Fokusbereich sind in Abb. 3a,b, 4a,b, 5a,b wiedergegeben. Gegenüber einer sinusquadratförmigen Anregung (Abb. 3a, 4a, 5a) zeigt die sägezahnförmige Anregung (Abb. 3b, 4b, 5b) erheblich geringere Unterdruckanteile des Pulssignals. Es ist zu bemerken, daß in Abb. 5b trotz der gewählten niedrigen absoluten Druckamplituden von ca. 20 bar bereits eine deutliche Stoßwellenaufsteilung sichtbar wird. In Verbindung mit einem quadratischen Abfall der Strahler-Anregungsamplitude ist somit im gesamten Schallfeld eine Reduktion des Unterdrucksignals möglich. Insgesamt erfordert die Fokussierung von Überdruckpulsen bei gleichzeitig möglichst schwachen Unterdruckanteilen im gesamten Wellenfeld eine radial quadratisch abgesenkte Anregungsamplitude am Strahler mit sägezahnförmigem zeitlichen Verlauf bei steiler Front. Es ist zu erwarten, daß nichtlineare Wellenausbreitungseigenschaften dieses Verhalten positiv beeinflussen.

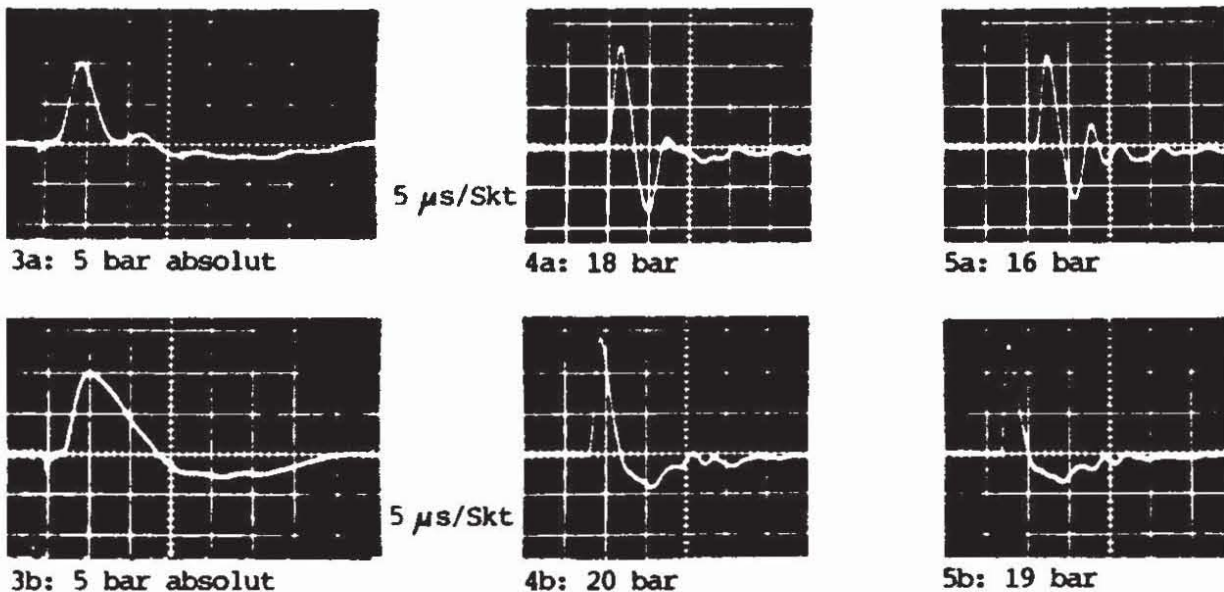


Abb. 3a,b;4a,b;5a,b: Drucksignale bei "symmetrischer" (a) und "dreieckförmiger" (b) Anregung, an der Membran (3), im Abstand von 16 cm (4), im Fokus (5)

- Lit.
- /1/ Schoch, A., Akust. Z. 6, 318-326 (1941)
 - /2/ W. Eisenmenger, Offenlegungsschrift DE 3525641 A1 v. 18.7.1985
 - /3/ J. Staudenraus, Miss. Zulassungsarbeit, Mai 1986
 - /4/ W. Eisenmenger, Acustica, Vol. 12, (1962), Akust.Beihefte, Heft 1
 - /5/ W. Eisenmenger, Patentschrift DE 3312014 C2 v. 2.4.1983 p. 185
 - /6/ O'Neil, H.T., J. Acoust. Soc. Am. 21 (5), 516-526 (1949)
 - /7/ Penttinen, A. and M. Luukkala, J. Phys. D: Appl. Phys. 9, 1547-1557 (1976)
 - /8/ Riedlinger, R.: DAGA'86, Oldenburg, pp. 821-824