Biomed. Technik
34 (1989), 62–72

Michael Müller

Die Fokussierung von Wasserstoßwellen zur Lithotripsie durch verschiedene Ellipsoidreflektoren

Use of Various Ellipsoidal Reflectors for Focusing Water Shock Waves for Lithotripsy

Schlüsselwörter: Stoßwellen, Fokussierung, Druckmessung, Lithotripsie, Gewebebelastung

Eine im ersten Brennpunkt eines Ellipsoidsegments erzeugte sphärische Stoßwelle wird nach teilweiser Reflexion im zweiten Brennpunkt fokussiert. Schattenaufnahmen ermöglichen die qualitative Beurteilung des Konvergenzprozesses, wohingegen das Druckfeld durch eigens entwickelte, hochauflösende Drucksonden ermittelt wird.
Während bei einer Reflektorserie die Erzeugung weit ab von den kurzbrennweitig fokussierenden Spiegeln (flache Reflektoren) erfolgt, ist in einer zweiten Serie der Erzeugungspunkt vom Ellipsoid umgeben (tiefe Reflektoren). Die Variationen der Parameter, Reflektorgröße sowie Erzeugungsenergie zeigen ihren Einfluß auf das Fokussierungsverhalten und den Ort höchsten Druckes, der bei den tiefen Reflektoren erheblich vom Ort des geometrischen Fokus abweichen kann. Bedingt durch nichtlineare Ausbreitungseffekte ergibt sich bei ihnen durch die langen Wege bis zum Fokus eine Verbreiterung des Fokalraumes. Daher werden bei den tiefen Reflektoren, trotz der wesentlich besseren Ausnutzung der primären Stoßwelle bei sonst gleichen Erzeugungsenergien, nur maximale Druckamplituden von 400 bar erreicht. Die flachen Reflektoren mit ihren sehr kleinen Fokalbereichen bewirken dagegen Drücke von bis zu 1200 bar. Ihre Wirkung auf eingebrachte Nierensteine zeigt sich allerdings gegenüber den tiefen Ellipsoiden mit ihrer energiereicheren, flächigen Belastung weniger intensiv.
Untersuchungen bezüglich der Nebenwirkungen bei der Steinbehandlung führten zu dem Schluß, daß Splitter des zerbrechenden Steins kaum zur Verletzung der Niere führen, kollabierende Kavitationsblasen können dagegen für Gewebeschädigungen verantwortlich gemacht werden.

Key-words: Shock waves, focusing, pressure measurement, lithotripsy, tissue stressing

A spherical shock wave generated in the first focus of an ellipsoid is focused in the second focus after reflection. Shadowgraphs provide an impression of the converging process, while the pressure field ist measured with speciality designed pressure probes having a high temporal and spatial resolution.
Two different types of reflectors have been investigated. The first is like a spherical mirror with a short focal length, the second is a deep reflector »surrounding« the generation point. Variation of the parameters, size of the reflector, and incident shock energy reveal their influence on the focusing process and the point of maximal pressure, which in the case of deep ellipsoids can deviate from the geometrical focus. Here, non-linear propagation effects on the long distances to the focus lead to an increase in the size of the focal region. Although these reflectors utilize much more of the primary shock front, their peak pressure of 400 bar is low compared with the »shallow« reflectors with 1200 bar and their small focus. The effect of the deep type on kidney stones is however greater.
The desintegration process and the reaction of the generated cavitation bubbles have been studied with a high speed camera. It can be shown that stone splinters do not injure the kidney tissue, but liquid jets generated by oscillating cavitation bubbles lead to tissue damage.

1 Problemstellung

Stoßwellen unterscheiden sich durch ihre charakteristische Struktur ganz erheblich von Schallwellen. Im Gegensatz z.B. zu kontinuierlichen Ultraschallwellen, die sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten, sind sie ein Einzelereignis mit wesentlich größerer Amplitude. Per Definition stellt die Stoßfront innerhalb eines Mediums eine Diskontinuitätsfläche dar, die sich mit einer amplitudenabhängigen Überschallgeschwindigkeit ausbreitet, und über die die Zustandsgrößen wie Druck, Dichte, Temperatur und Partikelgeschwindigkeit fast sprunghaft ansteigen.

Für Wasserstoßwellen konnte gezeigt werden [6, 10], daß bei Drucksprüngen unterhalb von 300 bar die Abweichungen vom linearen, akustischen Ausbreitungsverhalten nur gering sind. Mit wachsender Amplitude gewinnen aber nichtlineare Effekte zunehmend an Bedeutung und können daher eine Fokussierung durch linear berechnete Reflektoren, wie z.B. in der Lithotripsie durch Ellipsoide oder kalottenförmige Erzeuger, nachteilig beeinflussen.

Die Phänomene solch fokussierter Stoßwellen in Wasser haben durch ihre Anwendung in der Medizintechnik [1] weltweites Interesse gefunden. Ausgehend von zahlreichen Untersuchungen zum Ausbreitungsverhalten von konvergenten Stoßwellen in Gasen [z.B. 6, 14] wurden daher die Grundlagenstudien in den letzten Jahren auf das kompliziertere Medium Wasser ausge-

dehnt. Allerdings ergaben sich in den verschiedenen Arbeiten [1, 13, 15] teilweise sehr widersprüchliche Ergebnisse bezüglich der Druckamplituden, der Lage des höchsten Druckes oder der Ausdehnung des Fokalbereichs, die vor allem auf ein unzureichendes Meßsystem zurückzuführen waren.

Durch die Entwicklung einer hoch zeit- und ortsauflösenden Drucksonde [11] konnte diese Unsicherheit jedoch weitgehend beseitigt werden, so daß systematische Untersuchungen möglich wurden.

Die nachfolgende Studie richtet sich daher vor allem an den physikalisch interessierten Mediziner. Durch den Vergleich zweier unterschiedlicher Systeme zur Stoßwellenfokussierung, deren Eigenschaften prinzipiell jeweils auf verschiedene Lithotriptermodelle übertragen werden können, soll anhand von Schattenaufnahmen der Stoßwellenfronten und der Druckfeldermittlung das Verständnis für die komplizierten Phänomene der Stoßwellenausbreitung und Fokussierung geweckt werden.

Anschließend werden die Zertrümmerungswirkungen dieser Systeme diskutiert und die Ursachen der bekannten Nebenwirkungen bei der Steinbehandlung untersucht.

2 Experimente

2.1 Versuchsaufbau

Die Untersuchungen werden in einem Wasserbecken durchgeführt, das durch den Boden mit entgastem Leitungswasser blasenfrei gefüllt werden kann.

Zur Beobachtung des Fokussierungsprozesses dient eine Schlierenoptik, die durch Einzelbilder zu verschiedenen Zeitpunkten den Stoßverlauf darstellen kann.

Die quantitative Beurteilung des Fokussierungsvorganges erfolgt durch hochauflösende Miniaturdrucksonden nach Müller und Platte, die an den verschiedenen Stellen innerhalb des Konvergenzfeldes den Druckverlauf aufzeichnen. Die Eigenschaften dieser »Nadelsonden« wurden bereits in [11] genauer vorgestellt. Sie haben einen empfindlichen Durchmesser von ca. 0,5 mm, sind nur wenig richtungsempfindlich, besitzen eine Anstiegszeit von ca. 50–100 ns und haben eine lange Lebensdauer. Durch ihre geringe Ausdehnung stören sie das Fokussierungsfeld kaum und sind durch Miniaturisierung im Schaft sogar in vivo einsetzbar.

2.2 Reflektoren

Es werden zwei verschiedene ellipsoide Reflektorsysteme verwendet.

Zum einen werden flache Ellipsoidsegmente ähnlich sphärischen Spiegeln eingesetzt [siehe auch 9]. Dabei wird die Stoßwelle im entfernten Brennpunkt erzeugt (siehe Bild 1a). Etwa 5 % ihrer Energie trifft auf den Reflektor und wird unter großem Konvergenzwinkel auf kurzem Wege im zweiten Brennpunkt konzentriert. Durch diese Anordnung ist die Energiedichte der Stoßfront am Reflektor vergleichsweise klein und nahezu gleichmäßig mit einem flachen Minimum im Achsenbereich. Das auf diese Weise erzeugte Fokussierungsfeld entspricht in etwa dem eines kalottenförmigen Erzeugers. Die meisten Reflektoren sind aus einem schallharten Material zur Reflexion von Stoßwellen, während Reflektor V, geometrisch gleich zu Reflektor III, aus einem schallweichen Material besteht. An seiner Oberfläche erfährt die Stoßwelle eine Phasenumkehr, so daß mit ihm das Fokussierungsverhalten von Zugwellen studiert werden kann. Dieser Reflektor könnte in der medizinischen Anwendung vor allem dort interessant sein, wo fokussierte Druckwellen nur wenig Wirkung zeigen, z.B. bei kranken Geweben, Tumoren oder ähnlichem.

Mit dem zweiten System soll das Fokussierungsverhalten sogenannter tiefer Ellipsoidreflektoren betrachtet werden, wie sie von verschiedenen Lithotripterherstellern – zusammen mit einer im Ellipsoid meist funkenerzeugten Stoßwelle – verwendet werden. Diese Reflektoren umschließen das reflektornahe Stoßzentrum F_1, und die Fokussierung erfolgt auf den reflektorfernen Brennpunkt F_2 (siehe Bild 1b).

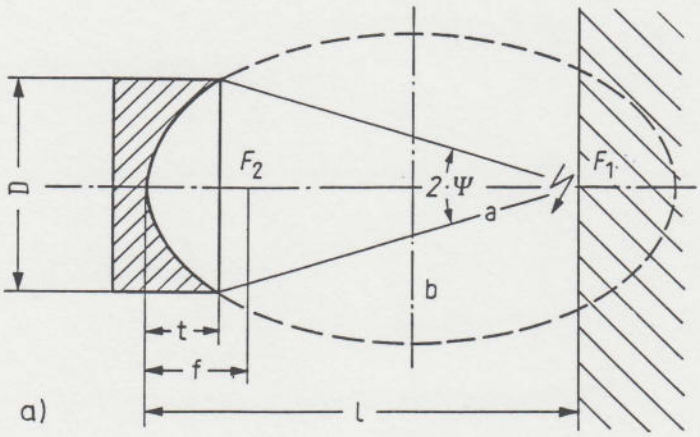
Gegenüber den flachen Spiegeln ist der genutzte Raumwinkel beträchtlich vergrößert. Durch den geringen Abstand zwischen Reflektoroberfläche und Generator erfolgt die Reflexion auf hohem Amplitudenniveau, wobei der wachsende Abstand zu einem starken Druckgradienten entlang der reflektierten Front führt. Das hier verwendete Reflektorsystem besteht aus sechs verschiedenen Messingreflektoren, die allesamt zu einer Ellipsoidkontur gehören (Bild 1b). Als Halbachsenverhältnis wird der Wert $b/a = 0{,}6$ gewählt. Diese Reflektorkontur ist damit der von Dornier in der Nierensteinlithotripsie eingesetzten Spiegelfläche geometrisch ähnlich [1].

Die Basis der Reflektorreihe bildet der Scheitelreflektor 1. Er wird fest mit der Wand des Versuchsbeckens verschraubt und besitzt im Scheitelpunkt eine Bohrung zur axialen Aufnahme des Stoßgenerators. Die fünf weiteren Reflektoren werden durch aufsteckbare, konzentrische Röhren gebildet, die jeweils die Reflektoroberfläche vergrößern und den Nutzanteil der erzeugten Stoßwelle A_N/A_K von 50 % bis auf 98 % erhöhen.

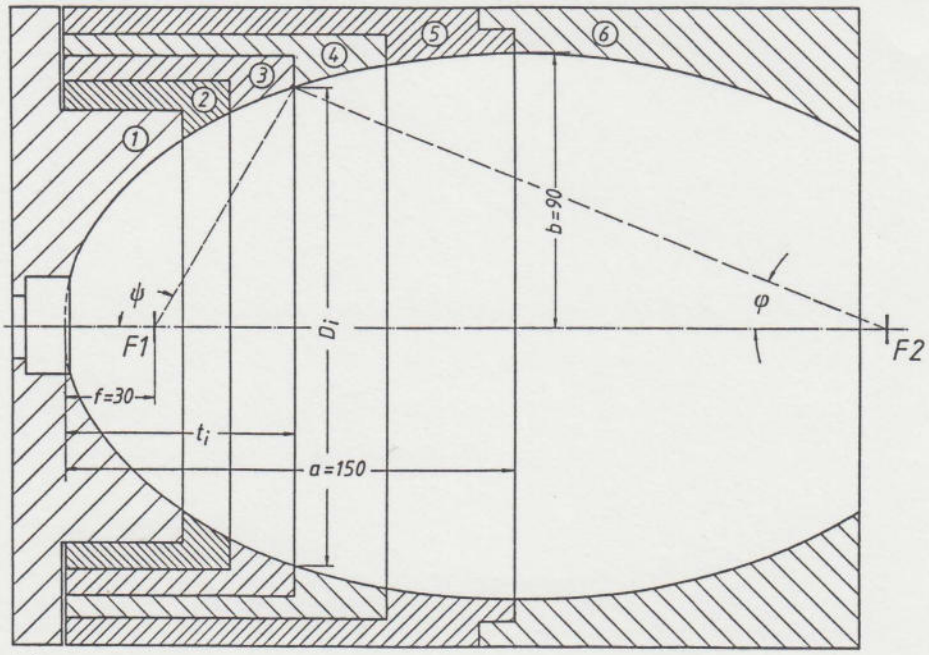
Zur Beobachtung des Reflexionsverhaltens innerhalb der nicht einsehbaren Bereiche wird ein zweiter Reflektor 5 erstellt, der soweit abgefräst ist, daß nur noch ein schmaler Bereich von 60 mm erhalten bleibt.

2.3 Stoßerzeugung

Die Erzeugung der Stoßwellen wird bevorzugt auf elektischem Wege durch eine Unterwasserfunken-



Reflektor	Werkstoff	R→H_2O	a	b	c	l	t	$2 \cdot \psi$	f	D	D/f
I	Messing	0,92	60,0	56,6	20,0	80,0	17,6	65,3°	40,0	80,0	2,0
II	Messing	0,92	211,9	152,7	146,9	358,8	48,8	34,9°	65,0	195,0	3,0
III	Stahl	0,94	244,4	216,0	114,4	358,8	26,3	32,7°	130,0	195,0	1,5
IV	Stahl	0,94	244,4	216,0	114,4	358,8	49,2	45,5°	130,0	260,0	2,0
V	PU-Schaum	−0,97	244,4	216,0	114,4	358,8	26,3	32,7°	130,0	195,0	1,5



b)

Reflektor	1	2	3	4	5	6
t	41,0	56,0	78,0	109,0	150,0	260,4
D	122,4	140,1	157,8	172,9	180,0	124,0
ψ	100,2°	110,4°	121,3°	132,4°	143,1°	164,9°
φ	15,0°	18,1°	22,3°	28,2°	36,9°	81,2°
A_N/A_K	0,59	0,67	0,76	0,84	0,90	0,98

Bild 1. Prinzipieller Versuchsaufbau und Daten der Reflektoren (Längen in mm).
a) Flache Reflektoren
b) Tiefe Reflektoren

strecke erreicht, über die ein Hochleistungskondensator ($C = 310$ nF, $U_o = 0-30$ kV) entladen wird.

Durch die in beiden Fällen verwendeten kurzen Zuleitungen und dem koaxialen Aufbau der Elektroden kann eine niedrige Induktivität von $L = 106$ bzw. 121 nH erreicht werden, die eine schnelle Entladung und damit nahezu von Beginn an eine ausgebildete Stoßwelle sicherstellt. Da die erzeugte Druckamplitude auch vom Elektrodenabstand bestimmt wird, wird für alle Versuche ihr Abstand auf $d = 1{,}5$ mm eingestellt. Für diesen Fall ergibt sich ein Wirkungsgrad in der Umsetzung von elektrischer Energie in Stoßenergie von ca. 2 %, wobei die Energie E einer Explosionswelle wie folgt abgeschätzt werden kann [2].

$$E = \frac{\hat{p}^2 \cdot \tau \cdot A}{2 \cdot \varrho_o \cdot a_o} \qquad (1)$$

($\hat{p}$ Druckamplitude; τ Zeitkonstante des Exponentialabfalls; A Oberfläche der Stoßfront; ϱ_o Dichte und a_o Schallgeschwindigkeit des unbeeinflußten Mediums).

Für höhere Stoßstärken als sie mit der Funkenstrecke erzielbar sind, werden kleine kugelförmige Sprengkapseln aus Nitropenta (PETN) in Einheiten von 28, 59 und 89 mg eingesetzt. Ihr Energieinhalt ist etwa 3 J/mg bei einem Umsetzungswirkungsgrad zur Stoßwelle von ca. 10 %.

3 Ergebnisse

3.1 Schattenaufnahmen

Die Bilder 2 a–d zeigen die Wellenbilder des Fokussierungsvorganges am Beispiel der flachen Reflektoren III und V sowie des geschlossenen und offenen tiefen Reflektors 5.

Im Falle der flachen Reflektoren ist im ersten Bild von Reflektor III die reflektierte sphärische Stoßfront zu erkennen. Der gerade Abschluß auf der linken Seite des Bildes ist die Silhouette der Reflektorkante. In den nachfolgenden Bildern bewegt sich die konvergierende Front nach rechts auf den Fokus zu, der im vierten Bild erreicht wird. Anschließend schwächt sich die Stoßwelle durch ihre divergente Ausbreitung wieder ab. Die konkaven Wellenanteile verdeutlichen die Beugungswellen der reflektierten Stoßfront um die Reflektorkante, die vor dem Fokus der konvergierenden Welle folgen (siehe auch Bild 3) und anschließend der diver-

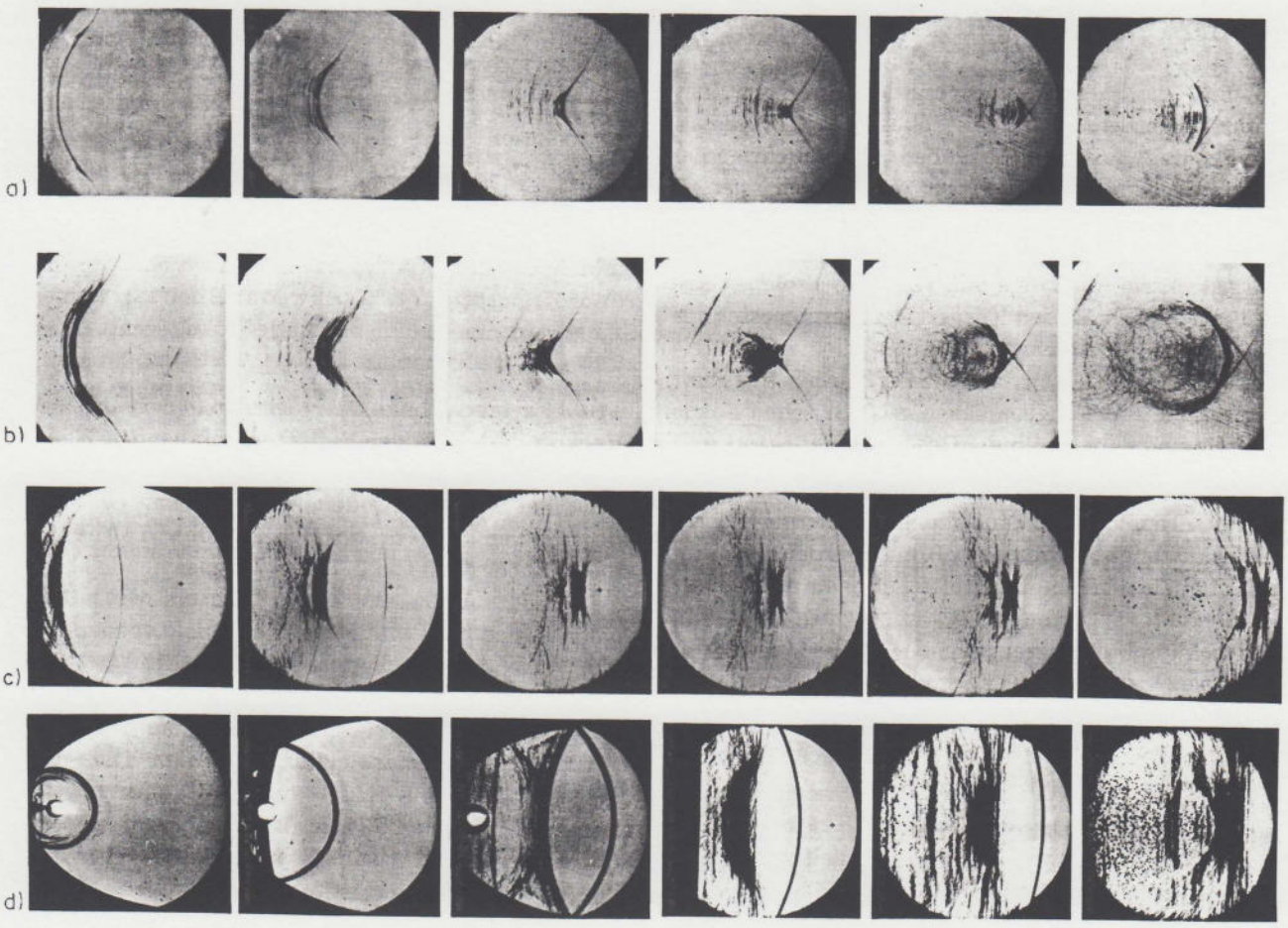


Bild 2. Schattenaufnahmen des Reflexions- und Konvergenzprozesses.
a) Reflektor III
b) Reflektor V
c) Reflector 5
d) Reflektor 5 offen und 5 mit Sprengkapsel

genten Front überkreuzt vorwegeilen. – Mit diesen Reflektortypen wird eine sehr feine Fokussierung erreicht. Abweichungen zur geometrischen Akustik sind nicht erkennbar. Durch den großen Konvergenzwinkel ist die Energiedichte geometriebedingt an einer gedachten Körpereintrittsfläche nur äußerst gering, und hohe Amplituden werden erst in unmittelbarer Nähe zum Fokus erreicht. Daher bleibt der Einfluß nichtlinearer Effekte nur auf einen kurzen Ausbreitungsabschnitt beschränkt, der mit wachsendem Konvergenzwinkel immer kürzer wird. Verschiebungen des maximalen Druckes vom Ort des geometrischen Fokus wurden daher auch nicht festgestellt.

Anders dagegen das Konvergenzfeld der tiefen Reflektoren. In der ersten Aufnahme des Bildes 2c hat die reflektierte Front gerade den Reflektor verlassen. Vor ihr erkennt man die primäre sphärische Stoßwelle an ihrer konvexen Krümmung. Das kleine Kreuz im rechten Teil des Beobachtungsfensters markiert die Lage des geometrischen Fokus.

Durch die geometrisch bedingte Druckkonzentration auf vergleichsweise hohem Niveau auf der Ellipsoidachse (dunkler Zentralbereich) bewirken hier nichtlineare Effekte eine geringe Erhöhung der Stoßgeschwindigkeit. Dies führt auf dem langen Weg bis zum zweiten Brennpunkt zu einer zunehmenden Abflachung des zentralen Frontabschnitts und damit zu einer frühzeitigen Beendigung des Fokussierungsprozesses. Die Frontabschnitte im Außenbereich auf niedrigerem Amplitudenniveau verhalten sich dagegen eher gemäß den akustischen Gesetzmäßigkeiten. Die Überlagerung dieser verschiedenen Wellenbereiche führt zu einer ausgedehnten Fokuszone und einem ebensolchen Belastungsbereich für den Körper. Der Durchmesser des geschwärzten Bereichs wird daher auch nicht kleiner als 2 cm. Der Ort maximalen Druckes stimmt somit nicht unbedingt mit dem geometrischen Fokus überein und wird durch die Größe des Reflektors und der freigesetzten Energie bestimmt.

Durch Erhöhung der Stoßerzeugungsenergie wächst die Fokuszone noch weiter an. Bild 2d verdeutlicht diesen Effekt in den hinteren drei Schattenaufnahmen für den Reflektor 5. Bei diesen Versuchen wurde eine 28 mg Sprengkapsel zur Erzeugung des Stoßes verwendet. Die Ausdehnung des Fokalbereichs erstreckt sich hier auf etwa 5 cm Breite. Dies ist auch daran zu erkennen, daß sich die vielen Kavitationsblasen nicht mehr nur ausschließlich in Achsnähe bilden.

Die vorderen drei Wellenbilder zeigen den Ausbreitungsprozeß innerhalb des aufgeschnittenen Reflektors 5. Die sphärische Stoßfront breitet sich störungsfrei mit abnehmender Krümmung nach rechts aus. Dagegen wird das Nachfeld der reflektierten Front durch zahlreiche geringe Druckschwankungen geprägt. Die Ursache für diese Störungen mögen in den Festkörperwellen innerhalb des Reflektors begründet sein. Eine weitere Beeinträchtigung ergibt sich durch die im Stoßzentrum erzeugte Dampfblase, an der die konvergierende Welle zum Teil reflektiert wird.

Eine besondere Betrachtung gilt dem Reflektor V in Bild 2b. Hier ist die Fokussierung einer Expansionswelle zu erkennen. Obwohl Wasser statisch nur sehr geringen Zugspannungen stand hält, sind bei dieser extrem kurzen Anregung im Mikrosekundenbereich durchaus größere Spannungen übertragbar. Sie werden allerdings durch zahlreiche Kavitationsblasen beschränkt, die im Nachfeld der Welle mehr und mehr entstehen. Im Bereich des Fokus bildet sich entlang der Achse eine komplette Kette dieser Blasen, die wenige Mikrosekunden später wieder kollabieren und bei der folgenden Expansion Hunderte von sphärischen Stoßwellen emittieren. Die Einhüllende dieser Stoßwellenschar ist deutlich als großer dunkler Ring zu erkennen. Im Zentrum solcher Kavitationsblasen können Drücke von einigen Kilobar entstehen [4, 5, 16].

3.2 Druckverteilung

Die gemessenen Druckverläufe an den verschiedenen Orten des Fokussierungsfeldes sind in Bild 3 und 5 beispielhaft für die Reflektoren III und 5 dargestellt. Die Lage der Stoßfront und der gebeugten Welle von der Reflektorkante [(—) Kompressions-, (---) Expansionswelle] sind zu verschiedenen Zeiten eingezeichnet. Während dieser Versuche wurde die Stoßwelle durch eine Funkenentladung mit U_0=20 kV erzeugt. Die angegebenen Druckwerte entsprechen einem sicheren unteren Grenzwert. Durch die gegenüber der Stoßfront endliche Anstiegszeit der Drucksonde werden, wie eine Abschätzung zeigt, die Druckwerte bei den sehr kurzen Signalen in unmittelbarer Nähe des Fokus eventuell bis zu 20 % zu niedrig gemessen.

In Bild 3 zeigt das linke Oszillogramm in der Mitte das Druckprofil der auf den Reflektor einfallenden Welle. Diese Explosionswelle, im folgenden der Referenzdruck, hat eine Amplitude von etwa 11 bar, eine Anstiegszeit kleiner als die der Drucksonde von 50 ns und eine Zeitkonstante von 3 μs. Der ausgleichende negative Bereich folgt in sehr flacher Form erst wesentlich später, wenn die am Erzeugungspunkt generierte Dampfblase zu implodieren beginnt (s. a. Bild 2d). Die oberen Profile beschreiben den zeitlichen Druckverlauf entlang der Reflektorachse. Man erkennt eine beachtliche Druckverstärkung bis zum Fokus. Die Pulslänge hat sich auf nur 400 ns wesentlich verkürzt, während die Maximalamplitude 54fach höher gemessen wird, entsprechend etwa 600 bar. Die durch die Beugung an der Reflektorkante nach innen verlaufende Expansionswelle (---) wird als negativer Peak aufgezeichnet. Sie holt die vorlaufende Stoßfront mehr und mehr ein und begünstigt durch ihre gegenseitige Überlagerung auf der Reflektorachse die Entstehung von Kavitationsblasen. Die unteren Profile zeigen das

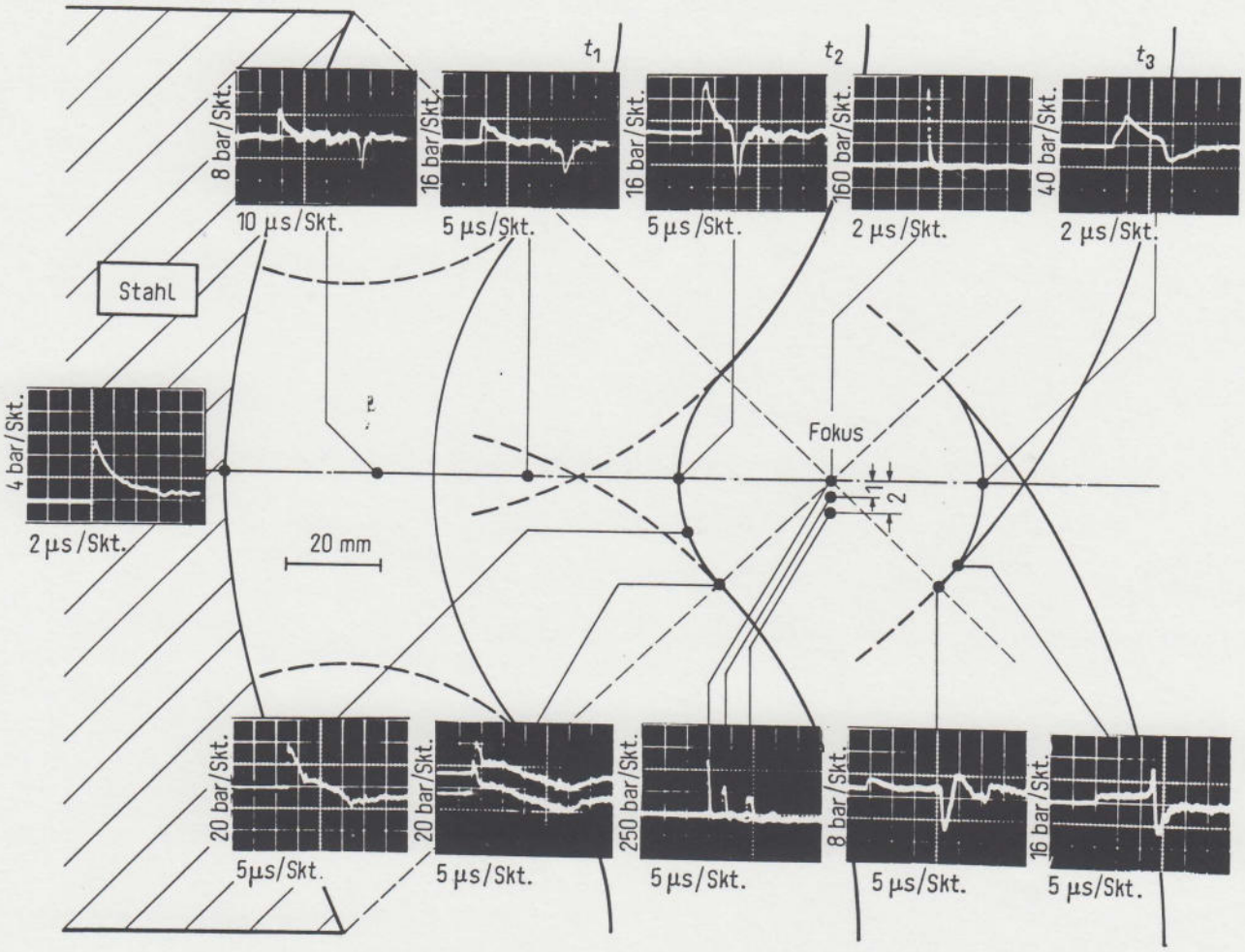


Bild 3. Druckverteilung im Mittelschnitt des rotationssymmetrischen Fokussierungsfeldes des flachen Reflektors III.
— Kompressionswelle
--- Expansionswelle

Druckfeld abseits der Achse entlang den Stoßfronten. Das mittlere Oszillogramm gibt die Amplitude lateral zum Fokus wieder. 1 mm neben der Achse werden nur noch 60 %, 2 mm außerhalb des Fokus nur noch 35 % des Spitzendruckes gemessen. Hier bestätigt sich die extrem feine Fokussierung, wie sie auch schon bei den Schattenaufnahmen zu erkennen war.

Die größte Verstärkung wurde, unter sonst gleichen Bedingungen, durch den Reflektor II erreicht, mit dem größten Verhältnis von Durchmesser zu Brennweite D/f = 3. Seine Fokusamplitude erreicht Werte um 1200 bar, entsprechend einer mehr als 100fachen Verstärkung. Wie erwartet weicht das Fokussierungsfeld, abgesehen von der Amplitudenbegrenzung im Fokus selbst, nicht von der Theorie der geometrischen Akustik ab (s. Bild 4a). Die laterale Halbwertsbreite ist für alle flachen Reflektoren geometrisch ähnlich und beträgt etwa 1,5 % der Brennweite (Bild 4b). Dadurch sinkt die Amplitude mit zunehmender Brennweite ab, da auf den längeren Wegen bis zum Fokus geringe nichtlineare Effekte eine größere Einflußmöglichkeit besitzen. Für den Reflektor IV mit einem D/f = 2 wird daher nur eine 75fache Verstärkung erzielt. Die Steigerung der Maximalamplitude wächst damit in etwa linear mit D/f.

Auch der Schaumreflektor V fokussiert exakt auf den geometrischen Fokus. Jedoch wurde seine Zugwellenverstärkung auf Werte von maximal −90 bar durch Aufreißen der Flüssigkeit und Kavitation begrenzt.

Die Darstellung des Druckverlaufs im tiefen Reflektor (s. Bild 5) ist analog zur obigen Abbildung. Als Referenzwert wird hier der Druck im Mittelpunkt (M) des Ellipsoids gewählt. Seine Amplitude beträgt $\hat{p}_M = 29$ bar bei einer Zeitkonstante von 2 μs.

In den oberen Oszillogrammen erkennt man, daß die Druckverstärkung zum Fokus gemäß der Geometrie hier wesentlich weniger steil ausgeprägt ist. Der Ort maximalen Druckes liegt etwas hinter dem geometrischen Fokus. Wegen des wesentlich größeren Energieanteils, der bei diesen Reflektoren fokussiert wird, ist die gesamte Pulslänge hier auf 2 μs erhöht. Die Amplitude beträgt allerdings nur ca. 400 bar (5. Bild). Die Beschränkung auf diese vergleichsweise geringen

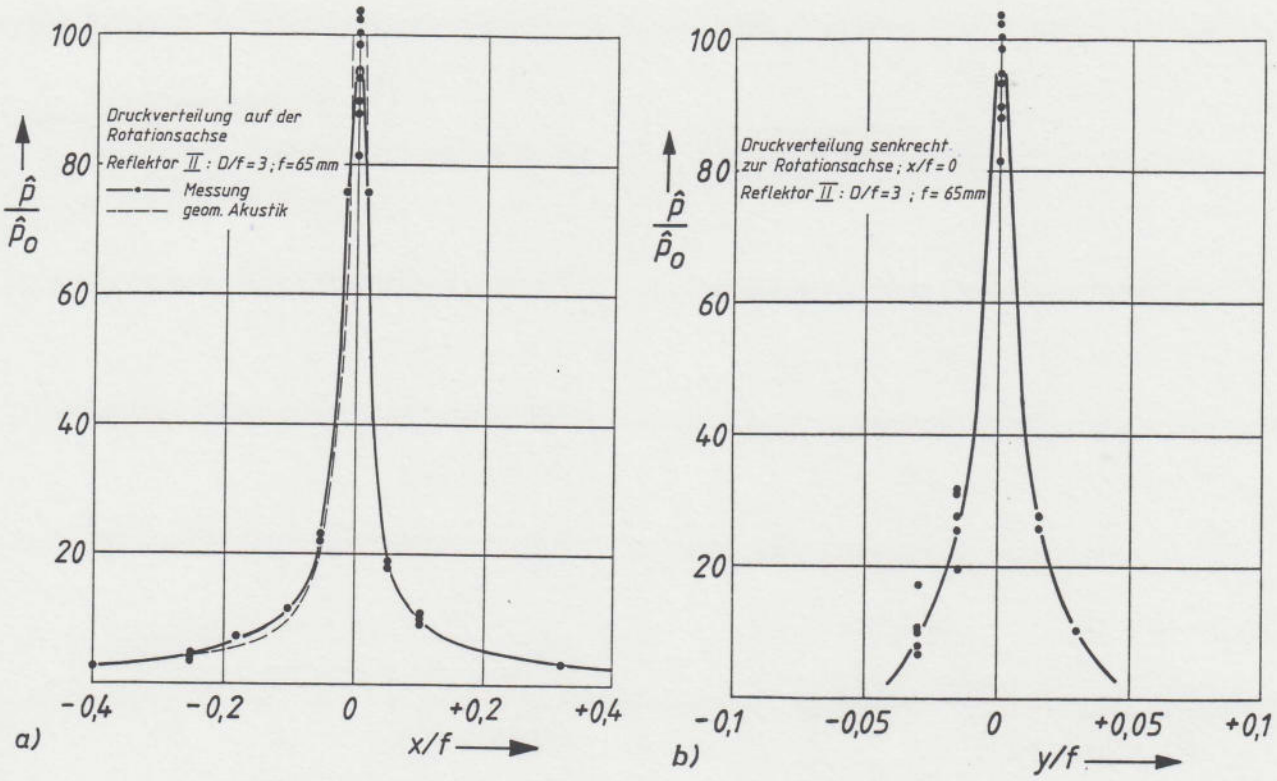


Bild 4. Druckmessungen im Fokusbereich von Reflektor II; $\hat{P}o$ = 11 bar.
a) Druckverstärkung entlang der Rotationsachse
b) Laterale Druckausdehnung im geometrischen Fokus

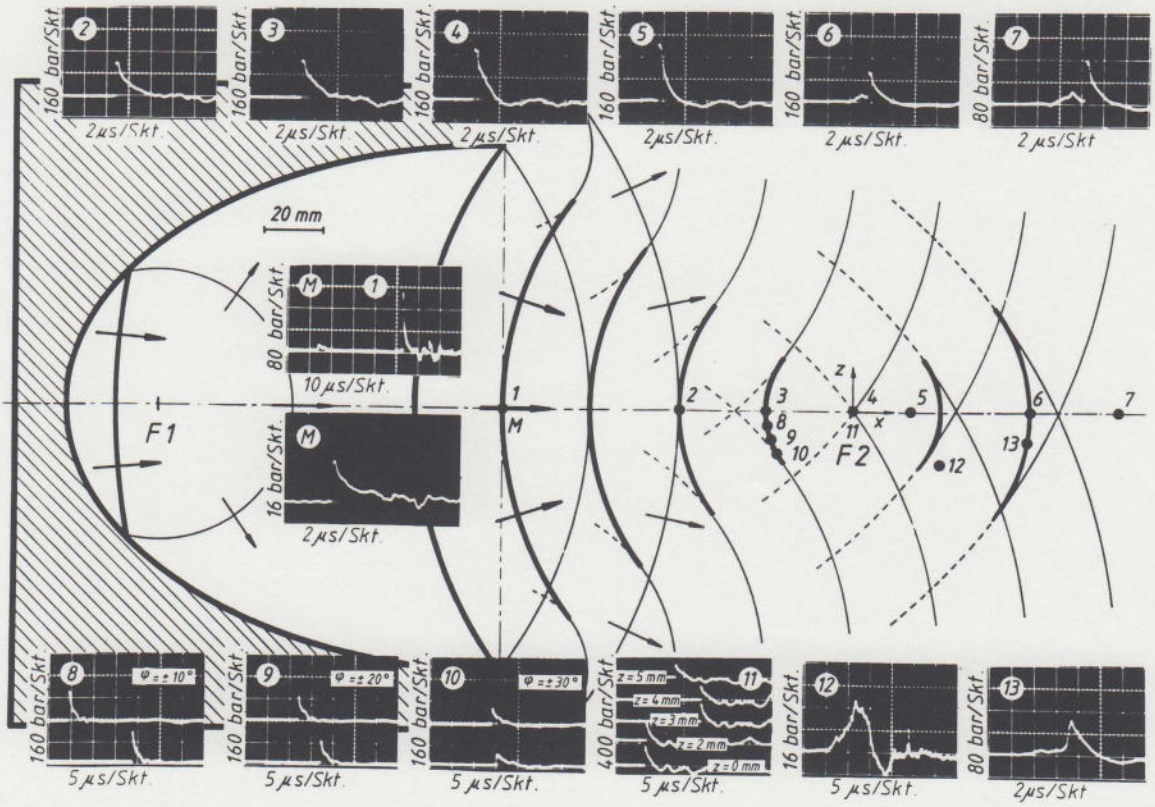


Bild 5. Druckverteilung im Mittelschnitt des rotationssymmetrischen Fokussierungsfeldes des Halbellipsoids 5.
— Kompressionswelle
--- Expansionswelle

Drücke ergibt sich durch die starke Druckkonzentration im achsialen Bereich [8, 9, 10]. Die damit verbundene Stoßgeschwindigkeitserhöhung bewirkt entlang der Rotationsachse eine Abflachung der Stoßkrümmung und dadurch eine weite Ausdehnung der Fokuszone. 5 mm lateral zur Achse sind im Fokus immer noch 65 % des zentralen Druckes vorhanden (11. Bild). Ähnliche Werte wurden auch von Coleman und Saunders [3] für tiefe wie flache Fokussierungssysteme bestimmt. Zwar ist bei ihnen die primäre Stoßstärke geringer, jedoch führen zugleich die schwächeren nichtlinearen Effekte zu einer kompensierenden schärferen Fokussierung (s. a. Bild 6b).

Die Qualität der Fokussierung wird auch bei den tiefen Reflektoren im starken Maße vom Konvergenzwinkel der Randstrahlen bestimmt (s. Bild 6a). Bei den kleinen Reflektoren mit ihrem geringen Konvergenzwinkel dominiert der Zentralbereich mit seinem nichtlinearen Ausbreitungsverhalten. Hier wird durch Einebnung der Front die Fokussierung bereits frühzeitig beendet, und es ergeben sich nur Maximaldrücke von etwa 250 bis 300 bar schon weit vor dem geometrischen Fokus. Durch Vergrößerung des Reflektors und damit auch des Konvergenzwinkels, nehmen die Randbereiche mit ihrem fast akustischen Ausbreitungsverhalten auf den kurzen Wegen bis zum Fokus zunehmend Einfluß auf die Maximalamplitude. Die Überlagerung der inneren und äußeren Frontabschnitte bestimmt den Ort des Maximalwertes, der beim Halbellipsoid etwas hinter dem geometrischen Brennpunkt liegt. Bei einer Flächenausnutzung der primären Welle von 98 % erhält man aber auch bei Reflektor 6 nur eine Maximalamplitude von ca. 500 bar.

Auch eine Steigerung der Erzeugungsenergie kann kaum eine Erhöhung des Fokaldruckes bewirken. Vielmehr kommt es durch weitere Zunahme des nichtlinearen Charakters zu einer verstärkten Einebnung der Wellenfront auf der Achse und dadurch zu einer Ausbreitung des Fokalbereichs. Von einer Fokussierung kann daher kaum noch gesprochen werden. Auch der Ort maximalen Druckes verschiebt sich leicht zu größeren Abständen vom Reflektor (s. Bild 6b).

Inwiefern sich diese nichtlinearen Effekte auch auf das Fokussierungsverhalten durch Halbellipsoide mit anderen Halbachsenverhältnissen auswirken, zeigen die Ergebnisse der numerischen Berechnungen in Bild 7. Das Verfahren ist dem von Davies und Guy ähnlich; es denkt sich die einzelnen Wellennormalen wie Kanalwände [6, 10].

Aus anwendungstechnischer Sicht wurde der Abstand vom Reflektor bis zum geometrischen Fokus mit e = 120 mm konstant gehalten (→ Eindringtiefe). Die Berechnungen zeigen eine beträchtliche Zunahme des Verstärkungsgrades mit steigendem Halbachsenverhältnis. Durch den wachsenden Abstand zwischen dem Erzeugerzentrum F_1 und der Reflektoroberfläche nähern sich die Reflexionsbedingungen immer mehr

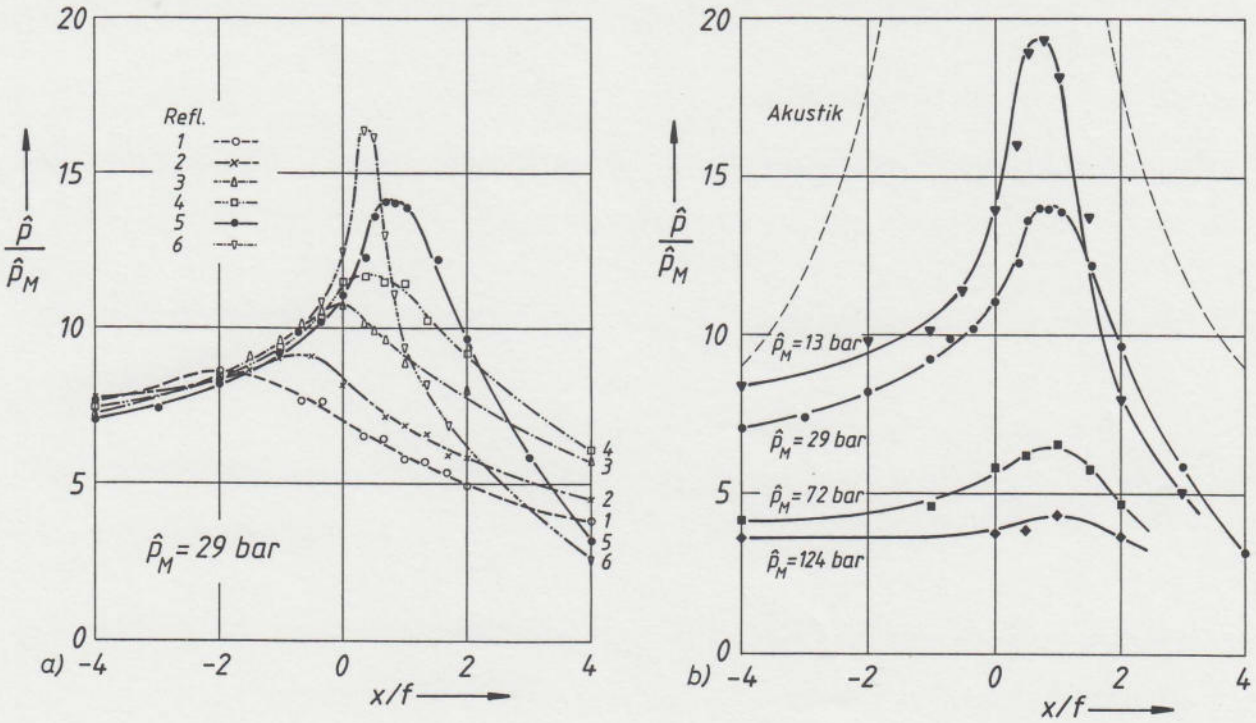


Bild 6. Druckverstärkung entlang der Rotationsachse bezogen auf den Druck der primären Welle im Ellipsoidmittelpunkt p_M; f = 30 mm.
a) Reflektoren 1–6
b) Als Funktion der Stoßstärke $\hat{p}_M$; Reflektor 5

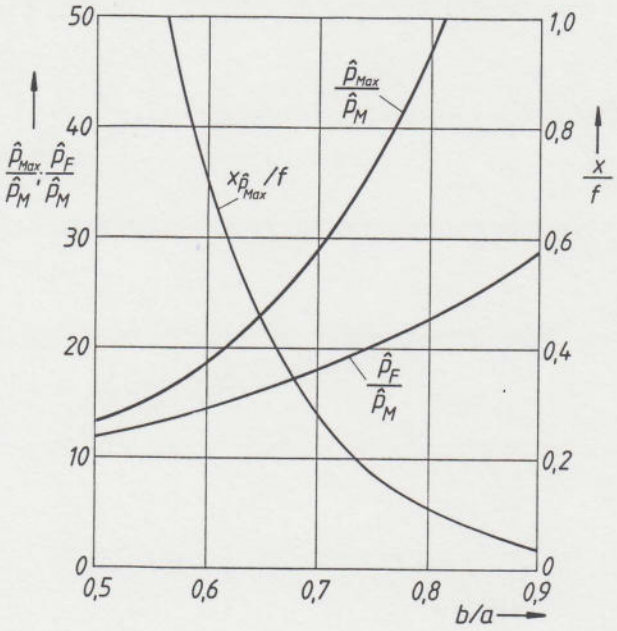


Bild 7. Numerisch berechnete Veränderung des Maximal- bzw. Fokusdruckes sowie die Lage des höchsten Druckes bei zur Fokussierung verwendeten tiefen Halbellipsoiden als Funktion des Halbachsenverhältnisses; $\hat{p}_M = 29$ bar.

dem akustischen Verhalten. Zugleich bewirkt die Veränderung der Reflektorform zu einer mehr sphärischen Gestalt eine bessere Verteilung der Stoßenergie auf die reflektierte Front. Nichtlineare Effekte verlieren dadurch an Entfaltungsmöglichkeiten. Folglich wandert der Ort des maximal erzielten Druckes näher zum Ort des geometrischen Fokus. Für eine möglichst genaue und sehr feine Fokussierung mit hohen Fokusamplituden sind daher Reflektoren mit großem Halbachsenverhältnis und hohem Konvergenzwinkel anzustreben, auch wenn der ausgenutzte Raumwinkel der Primärwelle dadurch etwas verringert wird.

4 Auswirkungen fokussierter Wasserstoßwellen

Im qualitativen Vergleich dieser unterschiedlichen Fokussierungssysteme bezüglich ihrer Zertrümmerungswirkung auf Nierensteine ergab sich ein deutlicher Vorteil für die tiefen Reflektoren. Trotz der wesentlich geringeren Druckamplitude führt die flächigere und längere Belastung zu einer schnelleren und gleichmäßigeren Zerkleinerung. Der punktförmige Fokus hoher Amplitude dagegen bewirkt eher das Zerbrechen des Konkrements in einige wenige große Bruchstücke. Grund für die verschiedenen Zertrümmerungswirkungen sind vor allem die unterschiedlichen Integrale der Energie bezogen auf die Steinoberfläche (s. Gl. 1). Eine nennenswerte Zertrümmerung beginnt allerdings erst, sobald ein bestimmter Mindestdruck von ca. 150–200 bar überschritten wird, der durch die Steinzusammensetzung (Sprödigkeit, akustische Impedanz) bestimmt wird. Die Druckfestigkeit von Nierensteinen schwankt zwischen 1,9 N/mm² und 18 N/mm² [12]. Bei durchschnittlichen Steindurchmessern von ca. 15 mm ist daher eine Feinfokussierung gar nicht wünschenswert. Vielmehr scheint es von Vorteil zu sein, auf der gesamten Steinoberfläche eine über der Druckfestigkeit des Steins liegende Belastung zu erzielen bei gleichzeitig niedriger Energiedichte außerhalb des Nierenbereichs. Dies ist möglich mit unscharf fokussierenden Reflektoren hohen Konvergenzwinkels bei gleichzeitig höherer Erzeugungsenergie. Bei bereits bestehenden Lithotriptersystemen mit ausreichend hohem Druckamplitudenüberschuß sowie großer Energiereserve kann dieser Effekt bereits teilweise durch eine geringfügige Dejustierung des Erzeugungspunktes bei gleichzeitiger höherer Flexibilität in der Eindringtiefe erreicht werden.

Bezogen auf die klinische Anwendung werden bei den großen Fokusgebieten auch keine hohen Anforderungen an eine genaue Positionierung gestellt, wohingegen bei den fein fokussierenden Systemen, bedingt z.B. durch Atembewegungen, ohne direkte Nachpositionierung nur wenige Stoßwellen ihr Ziel erreichen. Sie belasten dann bei einer erhöhten Schußzahl das umgebende Nierengewebe, während allerdings außerhalb des Fokus kaum Belastungen entstehen. Anders dagegen bei den untersuchten tiefen Reflektoren, die bereits weit vor und auch hinter dem Fokus hohe Energiedichten erreichen. Entgegen anfänglicher Behauptungen zeigen sich nämlich durchaus Einwirkungen auf Körpergewebe, die heute bereits für Studien an Tumorzellen genutzt werden.

Die Gründe für Blutungen im Nierenkelchbereich und Hämatomen auf der Körperein- und -austrittsseite können vielfältiger Art sein. So wurde mit Hochgeschwindigkeitskameras mit 91400 Bildern/Sekunde und 4000 Bildern/Sekunde der komplette Desintegrationsprozeß bei einer starken Einmalbelastung auf mögliche hohe Splittergeschwindigkeiten untersucht (Bild 8). Dabei wurde deutlich, daß je nach Steinart zwischen 2–3 Millisekunden nach der Belastung vergehen, bevor erste Anzeichen eines Zerfalls sichtbar werden. Die Steintrümmer vollführen dabei ein bis zwei bisher nicht erklärbare Pulsationen [s.a. 7]. Die dabei auftretenden Splittergeschwindigkeiten liegen in diesem Extremfall bei maximal 10 m/s. Da aber in der Lithotripsie wesentlich kleinere Energien Verwendung finden, kann eine Verletzung durch Steinsplitter ausgeschlossen werden.

Somit bleibt nur eine direkte oder indirekte Wirkung der Kompressions- bzw. anschließenden Unterdruckphase als Ursache bestehen. Dabei kann man zwei Wirkmechanismen unterscheiden. Zum einen führt die extreme Flankensteilheit der Stoßwelle und damit der fast sprunghafte Anstieg der Partikelbewegung innerhalb einiger Mikrometer (z.B. $v = 62$ m/s bei $\hat{p} = 1000$ bar) zu hohen Scherspannungen im Zellverband. Die

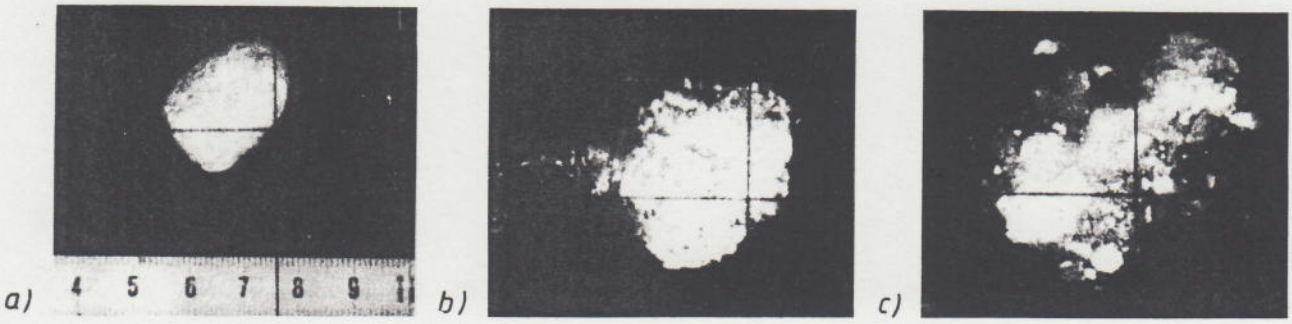


Bild 8. Zerspringender Struvit-Stein; Reflektor 5; Detonator 28 mg; Beschallung von links.
a) Kurz vor der Beschallung
b) 1 ms nach Zerfallsbeginn
c) 12 ms nach Zerfallsbeginn

Zerstörung der ca. 8 μm großen empfindlichen Erythrozyten wäre durch diese Scherbelastung denkbar. Andererseits entstehen, wie in den Schlierenaufnahmen zu beobachten ist, bei den tiefen Reflektoren über weite Bereiche zahlreiche Kavitationsblasen, die bei dieser Art der Stoßwellenerzeugung durch Beugungswellen oder vielleicht auch durch die plötzliche Entlastung des hochverdichteten Wassers entstehen. Ihre erosive Wirkung ist bereits hinlänglich aus anderen Bereichen der Fluiddynamik bekannt. Sie durchlaufen einige wenige gedämpfte Schwingungen und verschwinden nach ca. 0,5 ms wieder. Während dieser Pulsationen erzeugen sie sphärische Stoßwellen, die in der Nähe ihres Zentrums Druckwerte von einigen Kilobar besitzen können. Befindet sich die Blase in der Nähe einer Mediengrenze, und diese Voraussetzung ist bei der Nierensteinzertrümmerung durch die umgebenden Gewebe immer gegeben, so kommt es in der Kollapsphase zu einer ungleichmäßigen Umströmung der Blase. Dies führt zu einem einseitigen Einstülpen mit einem Flüssigkeitsjet durch den Hohlraum hindurch auf die Wand. Die Geschwindigkeit dieses Flüssigkeitsstrahls erreicht Werte bis zu 120 m/s [8, 16]. Bild 9 zeigt das Verhalten einer durch einen fokussierten Laserblitz künstlich erzeugten Dampfblase zu verschiedenen Zeitpunkten etwa 3 mm oberhalb einer Gewebeprobe; rechts im Bild erkennt man die Spitze der Nadelsonde. Die Aufnahmen verdeutlichen die Ausbildung einer sphärischen Stoßfront und eines Flüssigkeitsstrahls Richtung Gewebeoberfläche. Nach 50 solcher Kavitationsbelastungen lassen sich deutlich Schädigungen des Gewebes nachweisen. Im Bereich der Lithotripsie stellt daher die Kavitation einen unerwünschten Effekt dar, und sie mag auch Ursache für die auftretenden Schmerzen sein. Bisher ungeklärt ist zudem, ob Kavitationen sogar im zellulären Bereich auftreten.

Durch besser fokussierende Reflektorsysteme, also solchen mit großem Durchmesser und Konvergenzwinkel bei ausreichend hoher Energie, lassen sich diese Effekte aber auf einen kleineren Bereich in der Nähe des Konkrements beschränken.

Für eine gezielte Ausnutzung des Kavitationseffektes bietet sich der Einsatz gut fokussierender schallweicher Reflektoren an. Um z. B. Veränderungen an Strukturen mit einem ähnlichen akustischen Verhalten wie Wasser, man denke an Tumorzellen, zu erzielen, könnte auch eine Technik der Kombination von Druck-, Zug- und Kavitationsbelastung ein effektives Instrument in der medizinischen Therapie darstellen.

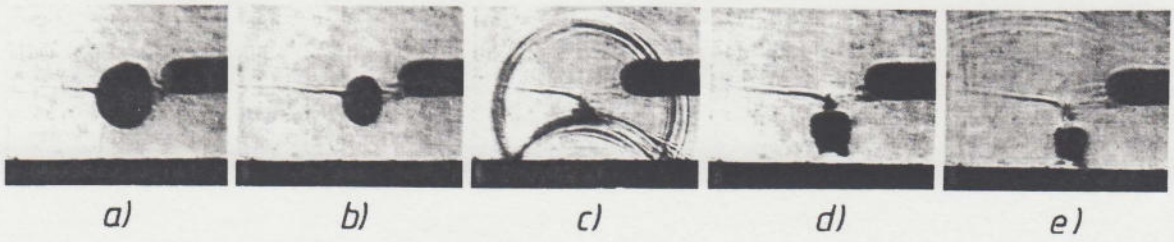


Bild 9. Verhalten einer Kavitationsblase in der Nähe der Blasenwand einer Ratte.
a) Erzeugte Dampfblase $t_0 = 0$
b) Erste Kollapsphase $t_1 = 24\ \mu s$
c) Beginn der zweiten Schwingungsperiode mit emittierter Stoßwelle $t_2 = 40\ \mu s$
d) und e) Ausbildung eines Flüssigkeitsstrahls in Richtung Wand während der zweiten Schwingungsphase $t_3 = 68\ \mu s$; $t_4 = 100\ \mu s$. Stoßdruck der emittierten Welle an der Spitze der 6 mm entfernten Nadelsonde p = 50 bar; Umgebungsdruck im Wasser 7 bar.

5 Schlußwort

Diese Forschungsarbeit ist Auszug einer Dissertation [10], die mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 27 »Wellenfokussierung« am Stoßwellenlabor der RWTH Aachen erstellt wurde.

Literatur:

[1] Chaussy, Ch.; Forßmann, B.; Brendel, W.; Jocham, D.; Eisenberger, F.; Hepp, W. und Gokel, J. M.: Berührungsfreie Nierensteinzertrümmerung durch extrakorporal erzeugte, fokussierte Stoßwellen. Beiträge zur Urologie, Bd. 2, München, Karger-Verlag 1980.

[2] Cole, R. H.: Underwater Explosions. New York, Dover Publications, Inc., 1965.

[3] Coleman, A. J.; Saunders, J. E.: Comparison of Extracorporal Shock Wave Lithotripters. Lithotripsy II, Chapt. VIII. Edited by M. J. Coptcoat et al., Bd. I, London, Publishing, 1987.

[4] Crum, L. A.: Acoustic Cavitation Produced in Vitro by Clinical Ultrasound Devices. Proc. 12th Int. Congr. on Acoustics (1968), I4-4.

[5] Gülhan, A. und Beylich, A. E.,: Untersuchung zur Dynamik von Gasblasen. Acustica 63 (1987), 276–282.

[6] Holl, R.: Wellenfokussierung in Fluiden. Dissertation, RWTH Aachen (1982).

[7] Kitayama, O.; Ise, H.; Sato, T.; Takayama, K.: Non-Invasive Gallstone Disintegration by Underwater Shock Wave Focusing. Grönig, H.: Proc. of the 16th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves, Aachen (1987).

[8] Lauterborn, W. und Bolle, H.: Experimental Investigations of Cavitation Bubble Collapse in a Neighbourhood of a Solid Boundary. J. Fluid Mech. 72 (1975), 391–399.

[9] Müller, M.: Experimental Investigations of Focusing of Weak Spherical Shock Waves in Water by Shallow Ellipsoidal Reflectors. Acustica 64 (1987), 85–93.

[10] Müller, M.: Stoßwellenfokussierung in Wasser. Dissertation, RWTH Aachen (1987).

[11] Müller, M. und Platte, M.: Einsatz einer breitbandigen Piezodrucksonde auf PVDF-Basis zur Untersuchung konvergierender Stoßwellen in Wasser. Acustica 58 (1985), 215–222.

[12] Murata, S.; Watanabe, H.; Takahashi, T.; Watanabe, K. und Oinuma, S.: Studies on the Application of Microexplosion to Medicine and Biology, II. Construction and Strength of Urinary Calculi. Jap. J. Urol. 68 (1977), 249.

[13] Russell, D. A.: Shock Dynamics of Non-Invasive Fracturing of Kidney Stones. D. Bershader (Ed.): Proc. of the 15th Int. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes, Berkeley (1985).

[14] Sturtevant, B. and Kulkarny, V. A.: The Focusing of Weak Shock Waves. J. Fluid Mech. 73 (1976), 651–671.

[15] Takayama, K.; Esashi, H. and Sanada, N.: Propagation and Focusing of Spherical Shock Waves Produced by Underwater Microexplosions. R. D. Archer and B. E. Milton (Eds.): Proc. of the 14th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves, Sydney (1983).

[16] Vogel, A.: Optische und akustische Untersuchungen der Dynamik lasererzeugter Kavitationsblasen nahe fester Grenzflächen. Dissertation, Universität Göttingen (1987).

398

Korrespondenzanschrift:
Dr. Michael Müller
Dornier Medizintechnik GmbH
Postfach 1128
D-8034 Germering