

Druckwelleninduzierte Kavitation in der Wundballistik

R. Mettin¹, B. Wolfrum¹, B. Siegmund², H. Kijewski²

(1) *Drittes Physikalisches Institut, Universität Göttingen, Bürgerstr. 42-44, 37073 Göttingen*

(2) *Institut für Rechtsmedizin, Universität Göttingen, Windausweg 2, 37073 Göttingen*

E-mail: R.Mettin@dpi.physik.uni-goettingen.de

Einleitung

In der Wundballistik [1, 2] wird die Wechselwirkung von Geschossen mit biologischem Gewebe oder ähnlichen Stoffen sowie deren Schädigung untersucht. Hier werden Versuche mit schnellen Vollmantelgeschossen in wasserhaltigen Medien (Gelatine und reinem Wasser) vorgestellt. Es zeigte sich ein typisches Schadensmuster, bei dem nach Aufprall und einem einige cm langen, relativ dünnen Schusskanal das Geschoss fragmentiert und eine große temporäre Höhle erzeugt. In Hochgeschwindigkeitsaufnahmen konnten schnell auftretende Kavitationsereignisse nachgewiesen werden. Sie entstehen offenbar im Nachlauf der beim Eintritt verursachten akustischen Druckwelle nach schallweicher Reflektion (Zugwelle).

Im Folgenden werden einige Aufnahmen gezeigt, und die Amplitude der frühen Druckwelle wird abgeschätzt. Die Kavitationsereignisse und Druckwerte erweisen sich als vergleichbar mit den Bedingungen in der Fokalzone von Stoßwellenlithotriptern. Hieraus folgt, dass eine multiple Gewebeschädigung fern von der Hauptwundhöhle durch Kavitation zu erwarten ist.

Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Die Geschosswirkung in Gelatine (Wassergehalt 90% sowie in reinem Wasser wurde mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (IMACON 468, DRS Hadland) bei kontinuierlicher Hintergrundbeleuchtung in Transmission aufgenommen. Ohne weitere optische Maßnahmen waren in den transparenten Medien starke Druckwellen und Kavitationsereignisse sichtbar. Abbildung 1 zeigt eine typische Serie in Gelatine. Das Geschoss (Vollmantel Kaliber .223 Rem, 1069 m/s) tritt von links in den Gelatineblock (B x H x L = (20 x 20 x 40) cm³) ein. Nach etwa 3 cm fragmentiert es, wobei die starke lokale Energie-deposition zur Entstehung einer großen Kavität (im Weiteren "temporäre Zielhöhle") führt. Die Dynamik der Höhle (Aufschwingen und Kollaps) findet auf einer Zeitskala von einigen Millisekunden statt und führt zu entsprechenden *späten* Druckwellen im Gewebe. Diesen voraus läuft ein *früher*, sehr viel stärkerer Druckstoß, der vom Aufprall des Geschosses verursacht wird [1, 2]. In Abb. 1 ist er auf dem zweiten Bild als Kreissegment markiert (Pfeilspitzen). Die freie Lagerung des Gelatineblocks bewirkt schallweiche Reflektion an den Rändern, so dass im Nachlauf des ursprünglichen Druckstoßes Zug-

wellen durch das Material laufen (in Abb. 1 nicht sichtbar). Hinter den Zugwellen treten dunkle Bereiche auf (Pfeile in Abb. 1), die wir als vielfaches Aufreißen des Mediums im Unterdruck (Kavitation) interpretieren. Die Dynamik der Kavitationswolken erstreckt sich über einige hundert μ s. Ihr Verschwinden, also der Kollaps der vielen kleinen Einzelkavitäten, wird beschleunigt durch den Überdruck der aufschwingenden temporären Höhle (dem Beginn der *späten* Schallwelle). Die Expansion der temporären Höhle ist auch auf dem letzten Bild der Serie nach 700 μ s noch nicht abgeschlossen. Das Maximum erreicht sie nach etwa 3 ms.

Da die akustischen Eigenschaften wasserhaltiger Gewebe, der verwendeten Gelatine und von reinem Wasser recht ähnlich sind, wurden auch Schüsse in Wasser fotografiert. Es zeigte sich ein nahezu identisches Verhalten bezüglich Fragmentierung des Geschosses auf den ersten cm und Aufschwingen der großen Zielhöhle. Mangels nennenswerter Rückstellkräfte im Wasser "explodiert" das Wasser target allerdings, während die Höhle in Gelatine in der Regel wieder zusammenfällt. Ebenfalls recht ähnlich sind die beobachteten Wirkungen der frühen Druckwelle. Auch wenn Anzahl und genaue Beschaffenheit der Kavitationskeime in Gelatine und reinem Wasser verschieden sein dürften, traten in beiden Fällen Kavitationswolken im Nachlauf der reflektierten Zugwelle auf. In Abb. 2 sind (nach kontrastverstärkender Bildverarbeitung) sowohl die Druckwelle als auch Zugwellen als Linien zu erkennen. Die von unten reflektierte Welle ist allerdings nur schwach ausgeprägt und erzeugt auch keine erkennbare Kavitation. Dies liegt an einer Lagerung des Wasserbehälters auf einem Gelatineblock, dessen Impedanz nahezu an die des Wassers angepasst ist.

Druckabschätzungen

In der Literatur beschriebene experimentelle Messungen der frühen Druckwelle liefern recht unterschiedliche Werte [1, 2], was vermutlich an deutlich verschiedenen Bedingungen der jeweiligen Versuchsdurchführung liegt (Messentfernung und Druckaufnehmer, Geschosse und deren Geschwindigkeiten, Targets). Gemessene Druckspitzen reichen von wenigen bar bis zu etwa 100 bar. Abschätzungen der maximal auftretenden Werte über geometrische Überlegungen oder über den Staudruck liegen bei einigen kbar [1, 2].

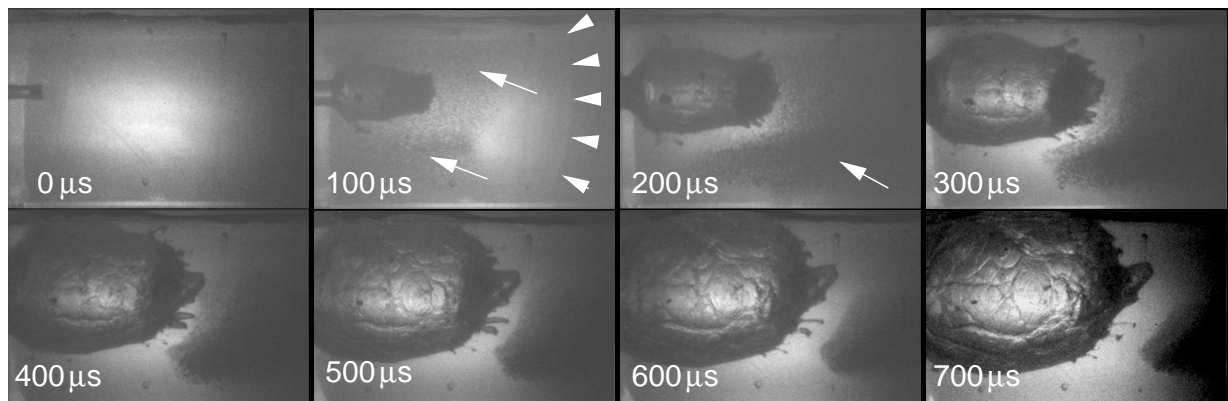


Abbildung 1: Hochgeschwindigkeitsserie eines Schusses in Gelatine (Geschossgeschwindigkeit 1069 m/s, Einzelbildgröße ca. (22.9 x 12.6) cm²; Zeiten angegeben). Nach 100 μ s ist die durch den Geschossaufprall von links induzierte Stoßwelle schwach sichtbar (als Kreissegment durch die Pfeilspitzen markiert). Im Nachlauf der als Zugwelle reflektierten Front sind Kavitationsereignisse als dunkle Punkt- oder Kreiswolken zu erkennen (Pfeile). Der kavitierende Bereich füllt nach 200 μ s den gesamten Frontbereich bis an den Bildrand (Pfeil) und verschwindet vor der aufschwingenden Zielhöhle wieder.

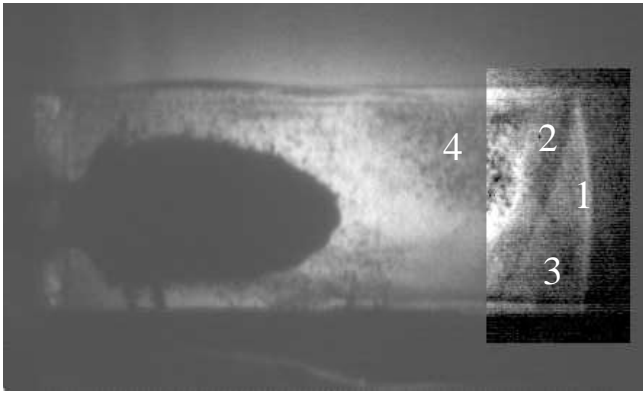


Abbildung 2: Einzelbild einer Aufnahmeserie eines Schusses in Wasser (Geschwindigkeit 1125 m/s, Bildgröße ca. (21.5 x 10.0) cm²; Zeit ca. 85 μ s nach Auftreffen des Geschosses). Links im Bild die teilweise expandierte Zielhöhle, rechts die frühe Druckwelle (1) sowie die oben (2) und unten (3, schwächer) reflektierten Zugwellen. Eine Kavitationswolke tritt hinter der oben reflektierten Welle auf (4).

Zunächst schätzen wir die Druckspitze beim Auftreffen des Geschosses über die Laufzeit der Stoßwelle ab. Außerdem vergleichen wir das Ergebnis mit dem Wert des Wasserhammerdrucks, der uns plausibler erscheint als der Staudruck.

Wir nehmen die Ausbreitung der frühen Druckwelle als kugelförmig an, wobei der Maximaldruck p_a beim Geschossaufprall auf einem Radius r_a vom Auftreffpunkt entstehe, der im Bereich der Abmessungen der Geschossspitze liege (etwa 2 mm). Dann gilt für den Druck am Ort mit Kugelradius r : $p(r) = p_a r_a / r$. Für die Abhängigkeit der Stoßfrontgeschwindigkeit von Druck und Dichte verwenden wir die Rankine-Hugoniot-Beziehung [3], für die Zustandsgleichung des Wassers die Tait-Gleichung. Zusammengesetzt ergibt sich die Frontgeschwindigkeit im Abstand r :

$$v_s(r) = \rho_0^{-1/2} \left[\frac{p_a r_a r^{-1} - p_0}{1 - \left(\frac{p_a r_a r^{-1} + B}{p_0 + B} \right)^{-1/n}} \right]^{1/2} \quad (1)$$

mit der Ruhedichte $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$, dem Normaldruck $p_0 = 1 \text{ bar}$ und den Parametern der Tait-Gleichung $B = 3046 \text{ bar}$ und $n = 7.025$. Über Integration bis zum Beobachtungsradius r_e ergibt sich die Laufzeit T des Stoßes:

$$dr = v_s(r) dt \rightarrow \int_{r_a}^{r_e} \frac{dr}{v_s(r)} = \int_{t_a}^{t_e} dt = T \quad (2)$$

Hierbei ist t_a der Zeitpunkt maximalen Druckes (Welle bei r_a) und t_e der Beobachtungszeitpunkt (Front bei r_e). Aus den Aufnahmen werden r_e und T rekonstruiert. Mit Annahmen über r_a erhält man den Maximaldruck p_a . In Abb. 3 ist für die gemessene Laufzeit (85 μ s) und eine obere Fehlerabschätzung (90 μ s) der aus verschiedenen r_a folgende Maximaldruck aufgetragen. Für $1 \text{ mm} < r_a < 3 \text{ mm}$ (Projektilradius etwa 2 mm) ergeben sich Spitzendruckwerte aus dem schraffierten Bereich. Der eigentlich gemessenen Laufzeit entspricht beim Projektilradius für r_a ein Wert von 30 kbar (Kreuz in Abb. 3). Der minimale Schätzwert des Bereichs liegt bei etwa 7 kbar.

Eine von der Laufzeit unabhängige Druckschätzung liefert die Formel für den Wasserhammerdruck [4],

$$P_{wh} = \frac{c_1 \rho_1 c_2 \rho_2}{c_1 \rho_1 + c_2 \rho_2} v_G, \quad (3)$$

mit den Schallgeschwindigkeiten $c_1 = 3700 \text{ m/s}$, $c_2 = 1500 \text{ m/s}$ und den Dichten $\rho_1 = 8000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_2 = 1000 \text{ kg/m}^3$, wobei der erste Index für Messing, der zweite für Wasser steht. Hierbei wird angenommen, dass ein Messing"strahl" auf eine Wasserwand trifft. Mit der Strahl(=Geschoss)geschwindigkeit $v_G = 1125 \text{ m/s}$ ergibt sich ein Wasserhammerdruck von $P_{wh} = 16061 \text{ bar}$. Dieser Wert ist mit dem über Laufzeit bestimmten vereinbar, wenn man einen größeren Initialradius (etwa 3.5 mm) annimmt.

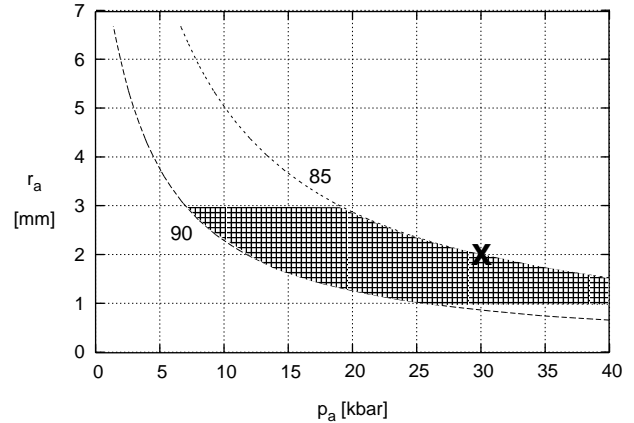


Abbildung 3: Grafik zur Abschätzung des Spitzendrucks p_a der Stoßwelle aus ihrem Initialradius r_a und ihrer Laufzeit bis zur Beobachtung in Abb. 2. Das Kreuz markiert den Messpunkt und der schraffierte Bereich zeigt einen Fehlerbereich für eine Laufzeit zwischen 85 und 90 μ s und $1 \text{ mm} < r_a < 3 \text{ mm}$.

Zusammenfassung

Es wurde gezeigt, dass im Nachlauf der frühen Stoßwelle eines hinreichend schnellen Geschossaufpralls nach schallweicher Reflektion Kavitationsereignisse in Gelatine und in Wasser auftreten. Die Spitzendruckamplitude wurde als in der Größenordnung von 10 kbar liegend bestimmt. Nach der Laufstrecke von Abb. 2 (ca. 15 cm) ergibt sich (bei Annahme perfekter Reflektion) eine Zugspannung von etwa -200 bar in der Flüssigkeit, was den Unterdruckwerten im Fokus eines Stoßwellenlithotripters entspricht. Entsprechend ähnlich sind auch die Kavitationserscheinungen (vgl. [5]). Schädigungen im Gewebe durch Kavitation, auch relativ weit vom eigentlichen Schusskanal oder der temporären Wundhöhle, sind daher zu erwarten. Das Schadensbild sollte dem bei Lithotripterbehandlungen auftretenden [6] ähneln.

Literatur

- [1] K. Sellier, *Schußwaffen und Schußwirkungen*, Bde. I + II, Schmidt-Römhild, Lübeck (1969,1977).
- [2] K. Sellier & B. P. Kneubuehl, *Wundballistik und ihre ballistischen Grundlagen*, Springer Berlin (2001).
- [3] R. H. Cole, *Underwater Explosions*, Princeton University Press (1948).
- [4] P. de Haller, Schweiz. Bauzeit. **101**, 243-246 (1933); P. A. Lush, J. Fluid Mech. **135**, 373-387 (1983).
- [5] G. N. Sankin, R. Mettin, R. Geisler, V. S. Teslenko, W. Lauterborn, Fortschritte der Akustik - DAGA 2001, Hrsg. O. v. Estorff, DEGA Oldenburg (2001), pp. 258-259.
- [6] A. J. Coleman, J. E. Saunders, Ultrasonics **31**, 75-89 (1993); M. Delius *et al.*, Ultrasound Med. Biol. **16**, 467-472 (1990).