

Messung des Chapman-Jouguet-Druckes mit Röntgen-Absorption

K. Hollenberg, H.-R. Kleinhanß und G. Reiling
Physikalisches Institut I der Universität Düsseldorf

Z. Naturforsch. **36a**, 437–442 (1981); eingegangen am 19. März 1981

Chapman Jouguet Pressure Measured by X-ray Absorption

The Chapman Jouguet pressure of some high explosives is measured by X-ray absorption giving the density behind the detonation front. An accuracy of 2–3% was achieved in the pressure range of 200 kbar. The pressures are considerably lower than comparable results of other authors obtained by the free surface velocity method or similar techniques.

I. Einleitung

Die Bestimmung des Detonationsdruckes eines detonierenden festen oder flüssigen Sprengstoffes ist ein Sonderfall der Stoßwellendruckmessung in kondensierter Materie. Da direkte Druckaufnehmer im Druckbereich oberhalb 100 kbar mit der erforderlichen Zeitauflösung praktisch nicht existieren, kommen nur indirekte Verfahren für brisante Sprengstoffe in Frage. Eine Übersicht solcher Methoden findet man bei Schall [1]. Kritisch zu beurteilen sind alle Verfahren, bei denen ein Eingriff in den Detonationsablauf für die Messung erforderlich ist. Dabei ist zu berücksichtigen, daß dadurch die Reaktion vom unzersetzten Sprengstoff zu den Schwaden beeinflusst werden kann. Dies ist sowohl beim Auftreffen der Detonationsfront auf eine freie Oberfläche als auch beim Auftreffen auf eine Grenzfläche zu einem anderen Material anzunehmen [2]. Wir haben deshalb mit der Röntgen-Absorptionsmessung ein Verfahren gewählt, das einerseits keinen Eingriff in den Detonationsablauf darstellt und andererseits ohne kritische Voraussetzungen die Berechnung des Detonationsdruckes erlaubt.

Während in früheren Untersuchungen [3, 4] mit Hilfe von Kalziumwolframat-Verstärkerfolien bei Durchstrahlung geringer Sprengstoffdicken nur kleine Schwärzungsdifferenzen auszuwerten waren, ist durch die inzwischen erhältlichen Verstärkerfolien mit dotierten Seltenen-Erd-Verbindungen eine wesentliche Verbesserung des Verfahrens erreichbar. Die Anwendung zur Bestimmung von Stoßwellendrücken in Inertmaterialien wurde in [5] gezeigt.

Reprint requests to Dr. K. Hollenberg, Physikalisches Institut I, Universität Düsseldorf, Universitätsstr. 1, D-4000 Düsseldorf 1.

II. Theoretische Grundlagen und Voruntersuchungen

II.1. Hugoniot-Gleichungen und Chapman-Jouguet-Druck

Hinter einer ebenen Detonationsfront, die sich mit der Geschwindigkeit D in einem Sprengstoff ausbreitet, wobei die Strömungsgeschwindigkeit der Schwaden W ist, kann der Zustand der Materie durch die Erhaltungssätze für Masse (1), Impuls (2) und Energie (3) beschrieben werden.

$$\varrho_0 D = \varrho_1 (D - W), \quad (1)$$

$$\varrho_0 D W = p_1 - p_0, \quad (2)$$

$$p_1 W = 1/2 \varrho_0 D W^2 + (E_1 - E_0) \varrho_0 D - Q \varrho_0 D \quad (3)$$

mit p Druck, ϱ Dichte, $V = 1/\varrho$ spezifisches Volumen und E spezifische innere Energie. Die Größen mit dem Index 0 beziehen sich auf den unzersetzten Sprengstoff, die mit dem Index 1 auf den umgesetzten Sprengstoff im Schwadenraum; Q ist die bei der chemischen Reaktion frei werdende spezifische Reaktionswärme.

Aus (1)–(3) ergibt sich dann die bekannte Hugoniot-Gleichung der Detonationsschwaden:

$$E_1 - E_0 - Q = (1/2) (V_0 - V_1) (p_1 + p_0). \quad (4)$$

Für die hier zu betrachtenden detonierenden Festkörper ist der Ausgangsdruck p_0 gegenüber dem Detonationsdruck vernachlässigbar und aus (1) und (2) ergibt sich damit die Gleichung der Rayleigh-Gerade der Detonation:

$$p_1 = \varrho_0 D^2 (1 - \varrho_0 / \varrho_1). \quad (5)$$

Mit Hilfe von (5) kann man aus den gemessenen Werten der Ausgangsdichte ϱ_0 , der Detonations-

0340-4811 / 81 / 0500-0437 \$ 01.00/0. — Please order a reprint rather than making your own copy.



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 digitalized 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.

geschwindigkeit D und der Schwadendichte ϱ_1 den Detonationsdruck p_1 bestimmen.

Die ideale Detonation ist dadurch gekennzeichnet, daß zunächst eine Stoßwelle mit Detonationsgeschwindigkeit in den unzersetzten Sprengstoff läuft. Der sich dabei ergebende Zustand ist gekennzeichnet durch den Schnittpunkt der Hugoniot-Kurve des unzersetzten Sprengstoffes mit der Rayleigh-Geraden (5). Der zugehörige Druck wird als von Neumann-Spike bezeichnet. Die durch diesen Drucksprung eingeleitete Umsetzung führt im Normalfall dazu, daß sich in den Schwaden ein Zustand einstellt, der gekennzeichnet ist durch den Berührungspunkt der Hugoniot-Kurve (4) der Schwaden mit der Rayleigh-Geraden (5). Dieser Punkt wird als Chapman-Jouguet-Punkt bezeichnet, der zugehörige Druck als Chapman-Jouguet-Druck. Der Abbau dieses Druckes erfolgt durch einlaufende Verdünnungen, so daß sich bei nicht zu kleinen Abmessungen hinter der Detonationsfront eine ausgedehnte Zone mit dem konstanten Chapman-Jouguet-Druck ausbildet.

Der zeitlich und damit auch räumliche Abstand zwischen dem von Neumann-Spike und dem Erreichen des Chapman-Jouguet-Druckes ist durch die Reaktionsgeschwindigkeit der chemischen Umsetzung gegeben. Bei den Sprengstoffen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, liegt er im Bereich von 0,1 μ s bzw. 1 mm. Der von Neumann-Spike geht daher in der räumlichen und zeitlichen Auflösung der Röntgen-Blitzaufnahmen unter. Hinter der Detonationsfront wird direkt der Chapman-Jouguet-Druck bestimmt.

II.2. Röntgen-Absorption und Röntgen-Aufnahmetechnik

Da die Bestimmung des Chapman-Jouguet-Druckes nach Gl. (5) ohne kritische Voraussetzungen auskommt, wurde für die hier vorgestellten Untersuchungen die Methode der röntgenographischen Dichtebestimmung gewählt. Dazu muß neben den relativ einfach zu messenden Größen Ausgangsdichte ϱ_0 und Detonationsgeschwindigkeit D die Dichte der Schwaden ϱ_1 bestimmt werden. Dies geschieht mit Hilfe von Röntgen-Blitzaufnahmen des detonierenden Sprengstoffes.

Die Schwärzung S einer photographischen Emulsion ist im linearen Teil der Schwärzungskurve proportional zum Logarithmus der eingestrahlt

Intensität. Berücksichtigt man weiterhin das Absorptionsgesetz für monochromatische Röntgen-Strahlung, so erhält man:

$$\Delta S \sim \ln(I) - \ln(I_0) \sim -(\mu/\varrho) \varrho d. \quad (6)$$

Dabei sind I_0 die Intensität der einfallenden Röntgen-Strahlung, d die durchstrahlte Schichtdicke und ϱ die Dichte der Probe. Der Massenschwächungskoeffizient μ/ϱ ist abhängig von der Wellenlänge der benutzten Röntgen-Strahlung und damit bei der polychromatischen Röntgen-Strahlung der Blitzröhren von der Absorption der durchstrahlten Schicht. Diese Schwierigkeit kann man umgehen, wenn man in der Proportionalität (6) berücksichtigt, daß S bei festem d linear von ϱ und bei festem ϱ linear von d abhängt. Der erste Zusammenhang wird für die Messung, der zweite für die simultan durchgeführte Eichung ausgenutzt.

Zur Überprüfung des linearen Bereiches gemäß (6) wurden in einer Serie von Vorversuchen Röntgen-Blitzaufnahmen (260 kV, 70 ns) von einer Sprengstofftreppe aus Hexogen/Trinitrotoluol 60/40 (HT 60/40) gemacht und densitometrisch ausgewertet. In Abb. 1 sind die Ergebnisse für die hochempfindliche Folien/Film-Kombination 3M TRI-MAX 8/3M TRIMAX XM bei zwei unterschiedlich dicken Al-Abschirmungen vor der Röntgen-Kassette im Vergleich zu einer üblichen Kombination CAWO INDUSTRIE III/KODAK RPRO dargestellt. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß bei der 3M-Kombination auch noch bei einer 10 mm Al-Schutzplatte ein linearer Zusammenhang in dem für die späteren Messungen interessierenden Bereich von

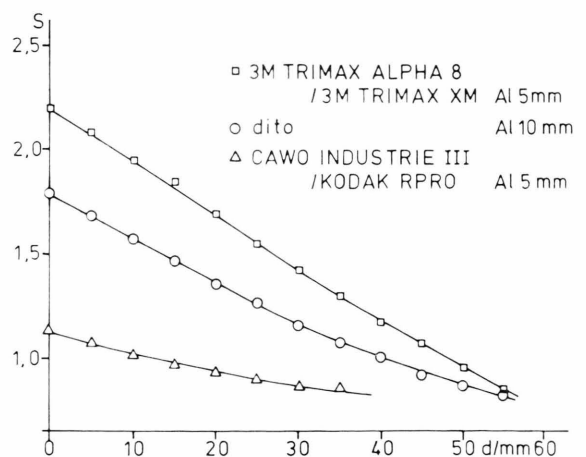


Abb. 1. Schwärzung S als Funktion der durchstrahlten Schichtdicke d von Hexogen/TNT 60/40.

$d = 20$ mm bis 30 mm gegeben ist. Gegenüber der CAWO/KODAK-Kombination ergibt sich trotz der verbesserten Schutzmaßnahme eine wesentlich stärkere Steigung der Schwärzungskurve und damit eine höhere Genauigkeit.

III. Experimentelle Untersuchungen und Auswertung

III.1. Aufbau der Sprengkörper und Messung der Detonationsgeschwindigkeit

Die Messungen wurden durchgeführt an Sprengstoffplatten von 60 mm Breite, 40 mm Höhe und $d = 20$ mm Dicke in Durchstrahlungsrichtung. Der gesamte Aufbau ist in Abb. 2 dargestellt. Die Sprengstoffplatte wird über ein 60 mm hohes Sprengstoffprisma als Anlaufkörper zur Detonation gebracht. In die Ladung eingezeichnet ist die Ausbreitung einer kugelförmigen Detonation. Diese für die Bestimmung der Detonationsgeschwindigkeit gemachte Annahme wird durch die Röntgen-Blitzaufnahme in Abb. 2 bestätigt. Für die Eichung der Röntgen-Absorption ist auf die Sprengstoffplatte am unteren Ende eine 10 mm dicke und 10 mm hohe Eichterappe aufgesetzt, deren zusätzliche Röntgen-Absorption in der Röntgen-Blitzaufnahme zu erkennen ist.

An der linken Seite der Sprengstoffplatte ist eine Pinsondenleiste mit 5 Sonden für die Geschwindig-

keitsmessung und zur Triggerung der Röntgen-Blitzanlage zu erkennen. Der Aufbau der Koaxialsonden und ihre Beschaltung wurde bereits in [5] angegeben. Der Kurzschluß der Sonden erfolgt in diesem Fall durch die elektrische Leitfähigkeit der Schwaden. Die Sondenabstände wurden unter Berücksichtigung der Detonationsrichtung auf 10 μm vermessen, so daß auch bei nicht ganz zentrisch eingeklebtem Innenleiter kein zusätzlicher Fehler in der Ortsbestimmung auftritt. Die Zeitmessung erfolgte mit einem Multichronometer mit 0,1 ns Auflösung, so daß die Zeitungenauigkeit allein durch die Impulsanstiegszeit von etwa 2 ns bestimmt ist. Die Detonationsgeschwindigkeit wurde aus den Meßwerten unter der Annahme einer sphärischen Detonationsfront berechnet.

III.2. Röntgen-Blitzaufnahmen

Die Röntgen-Blitzaufnahmen wurden mit einer Zweikanal-Röntgen-Blitzapparatur aufgenommen, deren Aufbau in [5] angegeben ist. Die Röntgen-Röhren mit W-Anoden liefern bei einer Spannung von 260 kV Röntgen-Impulse von 70 ns Dauer. Die Aufnahmen wurden im zeitlichen Abstand von etwa 1 μs gemacht, so daß zwei nahezu identische Aufnahmen bei jeder Sprengung erhalten wurden. Eine typische Aufnahme wurde in Abb. 2 vorgestellt.

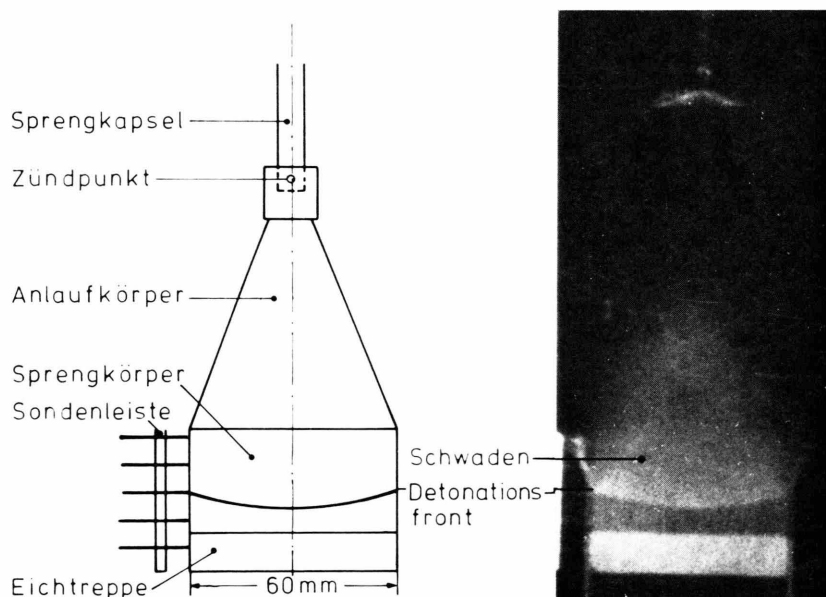


Abb. 2. Aufbau des Sprengkörpers und Röntgen-Blitzaufnahme.

III.3. Densitometrische Auswertung der Röntgen-Blitzaufnahmen

In Abb. 3 sind die Absorption der Röntgen-Strahlung in den Sprengkörpern und die dadurch entstehende Schwärzung auf dem Röntgen-Film schematisch dargestellt. Zu unterscheiden sind dabei die folgenden 3 Bereiche. „0“: Der ungestörte Sprengstoff mit der Dicke d_0 und der Dichte ϱ_0 liefert die Schwärzung S_0 . „2“: Der Sprengstoff mit der aufgesetzten Eichtrappe der Dicke d_2 und der Dichte ϱ_2 liefert die Schwärzung S_2 . „1“: Der Schwadenbereich mit der Dicke d_0 und der Dichte ϱ_1 liefert die Schwärzung S_1 . Gemäß (6) gilt für die durch die Eichtrappe verursachte Schwärzungsdifferenz

$$S_0 - S_2 = (\mu/\varrho) \varrho_2 d_2. \quad (7)$$

Entsprechend erhält man für die durch die Dichtezunahme von ϱ_0 auf ϱ_1 verursachte Schwärzungsdifferenz

$$S_0 - S_1 = (\mu/\varrho) (\varrho_1 - \varrho_0) d_0. \quad (8)$$

Dividiert man die Gln. (7) und (8) durcheinander, so folgt für die Schwadendichte

$$\varrho_1 = \varrho_0 + \frac{S_0 - S_1}{S_0 - S_2} \frac{d_2}{d_0} \varrho_2, \quad (9)$$

$$\varrho_1 = \varrho_0 + s \frac{d_2}{d_0} \varrho_2 \quad \text{mit} \quad s = \frac{S_0 - S_1}{S_0 - S_2}.$$

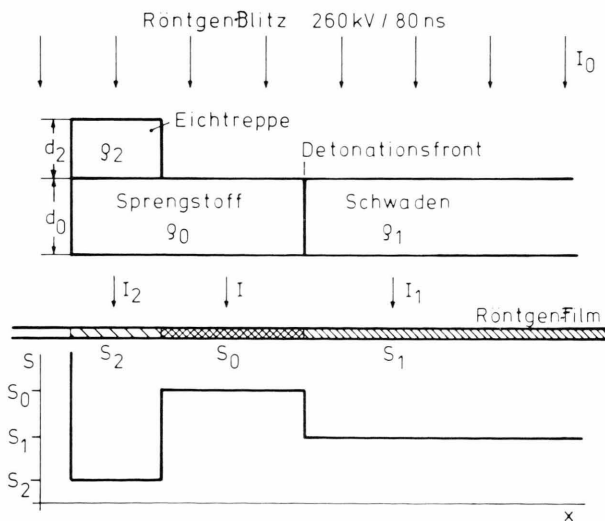


Abb. 3. Schematischer Verlauf der Röntgen-Absorption und Schwärzungsbereiche auf dem Röntgen-Film.

Gleichung (9) zeigt, daß zur Bestimmung der Schwadendichte ϱ_1 neben den vor der Sprengung zu messenden Dicken d_0 und d_2 und den Dichten ϱ_0 und ϱ_2 aus den Röntgen-Blitzaufnahmen das Schwärzungsverhältnis s ermittelt werden muß.

Dieses Schwärzungsverhältnis s wird mit einem rechnergesteuerten Mikrodensitometer JOYCE-LOEBL MKIIIIC bestimmt. In Abb. 4 ist unter dem Ausschnitt aus einer Röntgen-Blitzaufnahme der Schwärzungsverlauf in dieser Aufnahme längs der angegebenen Densitometer-Scanlinie aufgezeichnet. Zu erkennen sind die in Abb. 3 angegebenen 3 Bereiche, die darunter noch einmal schematisch eingezeichnet sind. Bedingt durch die endliche räumliche und zeitliche Auflösung der Röntgen-Blitzaufnahmen wird zwischen den interessierenden Schwärzungsbereichen S_2 , S_0 und S_1 ein stetiger Übergang gemessen. Bei der rechnergesteuerten Auswertung wird zunächst der Bereich von „0“ bis „2“ mit dem Densitometer in Schritten von 0,05 mm (bezogen auf die Objektebene der Röntgen-Blitzaufnahme) abgefahren. Die dabei ermittelten Schwärzungswerte werden im Rechner gespeichert. Anschließend wird der Ort des Überganges von „0“ nach „2“ bestimmt. Dazu wird durch Regressionsgeraden der steilste Übergang in dem gespeicherten Datensatz ausgewählt. Die schraffierten Übergangsbereiche werden für die folgende Auswertung nicht berücksichtigt. Dann werden durch Regressionsgeraden die Schwärzungen S_0 und S_2 bestimmt. Dabei wird ein fast immer vorhandener Schwärzungsgradient berücksichtigt, der durch die Intensitätsverteilung in der Röntgen-Blitzkeule verursacht ist. Diese bei jedem Experiment unterschiedliche Intensitätsverteilung ist auch der Grund dafür, warum Messung und Eichung so dicht wie möglich in der Röntgen-Blitzaufnahme beieinander liegen sollten.

Mit dem gleichen Verfahren werden anschließend der Ort der Detonationsfront und die Schwärzung S_1 im Schwadenbereich bestimmt. Durch die automatische Bestimmung der Ortskoordinaten für die Grenzen zwischen den Bereichen ist gewährleistet, daß mit dem Densitometer eine Auswertung auch bei den gekrümmten Detonationsfronten möglich ist.

Aus den 3 Schwärzungswerten S_0 , S_1 und S_2 in einem Densitometerscan kann das Schwärzungsverhältnis s berechnet werden. Eine einzelne Auswertung ist wegen der Körnigkeit des Röntgen-

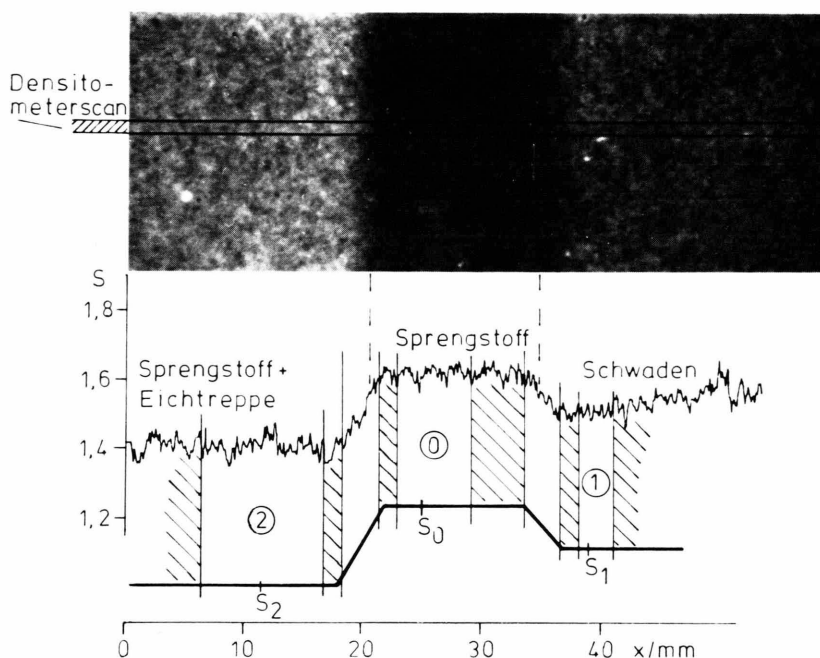


Abb. 4. Densitometrische Messung der Schwärzung in einer Röntgen-Blitzaufnahme.

Filmes mit einem sehr hohen Fehler behaftet und für eine quantitative Bestimmung der Schwadendichte und des Detonationsdruckes noch nicht geeignet. Um die in der Aufnahme enthaltene Information möglichst vollständig auszuwerten, wurde jede Röntgen-Blitzaufnahme im mittleren Bereich dreißig Mal mit dem Densitometer bei 1 mm Abstand der Scanlinien zueinander abgefahren und schließlich der Mittelwert des Schwärzungsverhältnisses bestimmt.

IV. Ergebnisse

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen für 5 verschiedene Sprengstoffe sind in Tab. 1 aufgeführt. Die angegebenen Mittelwerte und die zugehörigen

Standardabweichungen beziehen sich jeweils auf 4 bis 8 ausgewertete Röntgen-Blitzaufnahmen. Das bedeutet, daß die angegebenen Werte für das Schwärzungsverhältnis \bar{s} in (9) aus jeweils 120 bis 240 Densitometerscans bestimmt wurden.

Die Werte im Bereich von 0,45 bis 0,60 konnten dabei mit einer Genauigkeit von 2–5% gemessen werden. Daraus folgt für die Schwadendichte ρ_1 im Bereich um 2 g/cm³ eine Genauigkeit von 0,5–1,5%. Die Detonationsgeschwindigkeit D wurde trotz der verhältnismäßig kurzen Meßstrecke noch mit einer Unsicherheit von weniger als 1% gemessen. Damit ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung für die Detonationsdrücke im Bereich um 200 kbar eine Genauigkeit von 2–3%, während um 100 kbar noch 4–7% erreicht werden.

Tab. 1. Schwärzungsverhältnis \bar{s} , Dichten ρ_0 und ρ_1 , Detonationsgeschwindigkeit D und Chapman-Jouguet-Druck p_{CJ} für verschiedene Sprengstoffe.

Sprengstoff	\bar{s}	$\bar{\sigma}_s$	$\rho_0 / \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$\rho_1 / \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$\bar{\sigma}_1 / \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$\bar{D} / \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$	$\bar{\sigma}_D / \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$	p_{CJ} / kbar	$\bar{\sigma}_p / \text{kbar}$
HT 60/40	0,453	0,011	1,730	2,096	0,011	7,777	0,011	195	5
OT 60/40	0,521	0,012	1,774	2,238	0,012	7,999	0,018	235	5
TNT	0,500	0,016	1,577	1,977	0,014	5,844	0,038	109	4
PETN-formbar	0,452	0,017	1,577	1,928	0,013	7,104	0,013	145	4
Ammonelit 3	0,605	0,038	1,516	1,975	0,029	5,216	0,141	95	7

Für die Sprengstoffmischung Hexogen/TNT 60/40 (HT 60/40) — ähnlich der Composition B — beträgt der Chapman-Jouguet-Druck 195 kbar bei einer Ausgangsdichte $\rho_0 = 1,730 \text{ g/cm}^3$. Von Davis *et al.* [6] wird bei $\rho_0 = 1,714 \text{ g/cm}^3$ ein Druck von 293 kbar angegeben, während von Schall [1] ein Wert von Cook $p_{CJ} = 230 \text{ kbar}$ bei $\rho_0 = 1,71 \text{ g/cm}^3$ zitiert wird. Eine mögliche Erklärung für die höheren Werte anderer Autoren ist in den benutzten Meßverfahren zu suchen, bei denen eine Störung der Detonation nicht auszuschließen ist. Die zitierten höheren Werte für die Chapman-Jouguet-Drücke sind auch mit Experimenten zur Stoßwelleneinkopplung in Wasser nicht zu vereinbaren [7]. Eine Abschätzung der möglichen systematischen Fehler für die Röntgen-Absorption wurde in [5] angegeben. Für die entsprechende Mischung mit dem höheren Homologen des Hexogens Oktogen/TNT 60/40 (OT 60/40) wurden bei $\rho_0 = 1,774 \text{ g/cm}^3$ 235 kbar als Detonationsdruck gemessen. Für reines Trinitrotoluol (TNT) mit $\rho_0 = 1,577 \text{ g/cm}^3$ erhält man einen Druck von 109 kbar. In der Literatur werden hier zum Teil erheblich höhere Werte berichtet: Deal [8] 189 kbar bei $\rho_0 = 1,63 \text{ g/cm}^3$; Davis *et al.* [6] 178 kbar bei $\rho_0 = 1,4502 \text{ g/cm}^3$; Verentennikov *et al.* [9] 177 kbar bei $\rho_0 = 1,59 \text{ g/cm}^3$; Cook [10] 150 kbar bei $\rho_0 = 1,59 \text{ g/cm}^3$.

Für die als PETN-formbar angegebene Mischung aus 86% Pentaerythritetranitrat (PETN), 13% Silikonfett und 1% Zinkstearat wird ein Detonationsdruck von 145 kbar bei einer Ausgangsdichte $\rho_0 = 1,577 \text{ g/cm}^3$ gemessen.

Als letzter ist der gewerbliche Sprengstoff Ammongelit 3 in der Tabelle mit $p_{CJ} = 95 \text{ kbar}$ aufgeführt. Dabei ist zu beachten, daß diese Sprengstoffmischung aus Ammoniumnitrat und Nitroglykol normalerweise ohne Einschluß mit einer Geschwindigkeit von $2,3 \text{ mm}/\mu\text{s}$ detoniert, während die hier beobachtete Geschwindigkeit $D = 5,216 \text{ mm}/\mu\text{s}$ nur unter Einschluß auftritt. Der Grund dafür, daß diese Art der Detonation hier bei dem frei stehenden Sprengstoff auftritt, liegt an der Einleitung der Detonation über den Anlaufkörper aus HT 60/40.

Die Ergebnisse der Detonationsdruckmessungen sind zwar insgesamt relativ niedrig im Vergleich zu den nach anderen Methoden gemessenen, die Analyse der statistischen Fehler zeigt aber, daß bei Anwendung moderner Röntgen-Aufnahmetechnik und entsprechender Auswerteverfahren mit Hilfe der Röntgen-Absorption zuverlässige Werte erzielt werden können.

Wir danken dem Minister für Wissenschaft und Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen für die Förderung der Untersuchungen.

- [1] R. Schall, NOBEL-Hefte **24**, 188 (1958).
- [2] F. J. Petrone, Phys. Fluids **11**, 1473 (1968).
- [3] K. Hollenberg, Verhandl. DPG (VI) **6**, 788 (1971).
- [4] K. Hollenberg, Institut für Chemisch technische Untersuchungen, Einführungssymposium 13.—15. Juni 1973, Nachdruck der Vorträge, S. 272, Swisttal-Heimerzheim 1973.
- [5] K. Hollenberg and F. Müller, Z. Naturforsch. **33a**, 1029 (1978).
- [6] W. C. Davis *et al.*, Phys. Fluids **8**, 2169 (1965).
- [7] K. Hollenberg, Untersuchungen an Stoßwellen in Wasser und dessen elektrische Leitfähigkeit bei dynamischen Drücken bis 400 kbar, Dissertation, Düsseldorf 1973.
- [8] W. E. Deal, J. Chem. Phys. **27**, 769 (1957).
- [9] V. A. Verentennikov *et al.*, FGV, Combustion, Explosion, and Shock Waves, **1**, **3**, 3 (1965).
- [10] M. A. Cook, The Science of High Explosives, New York 1958.