

Stoßwellen-Druckmessungen an Aluminium, Polymethylmethacrylaten und Polyvinylchloriden mit Hilfe von Röntgen-Absorption

K. Hollenberg and F. Müller

Physikalisches Institut I der Universität Düsseldorf

Z. Naturforsch. **33a**, 1029—1036 (1978); received June 10, 1978

Shock-Wave Compression Measurements of Aluminium, Polymethylmethacrylate and Polyvinylchloride by X-ray-Absorption

Pressure-compression curves for Aluminium, Polymethylmethacrylate and Polyvinylchloride are determined in the pressure range from 100 kbar to 300 kbar by flash *x*-ray absorption measurements. Results are in good accordance with free-surface data. Certain systematic deviations of shock adiabates obtained by *x*-ray absorption from the results obtained by other authors using the free-surface method, are discussed.

I. Einleitung

In dichten Medien lassen sich hohe Drücke sehr einfach durch Stoßwellen erzeugen. In der *p*-*V*-Ebene wird das Verhalten des Mediums durch die Hugoniot-Kurve beschrieben. Daraus läßt sich, wie Rice, McQueen und Walsh [1] gezeigt haben, eine allgemeine Zustandsgleichung für den Bereich hoher Drücke berechnen.

Schall und Thomer [2] haben Untersuchungen zur Bestimmung der Hugoniot-Kurve mit röntgenographischen Methoden vorgenommen, die Vorteile eingehend beschrieben und gezeigt, daß diese Meßmethode auch unter schwierigen experimentellen Bedingungen (starke elektrische Felder, starke Leuchterscheinungen) anwendbar ist. Ein Interesse an dieser Meßmethode besteht auch bei der Untersuchung Laser-getriebener Stoßwellen [3] in Medien, die im optischen Bereich undurchsichtig und bei denen optische Meßverfahren nur an der Oberfläche anwendbar sind.

Trotz der Vorteile und des Interesses an diesem Meßverfahren gibt es nur für wenige Stoffe Hugoniot-Kurven auf der Grundlage von Röntgen-Absorptionsexperimenten [4—14]. Der Grund dafür liegt in den Differenzen zwischen röntgenographisch bestimmten Hugoniot-Kurven und Messungen nach der Methode der „freien Oberfläche“, auf die Schall [8] vor einigen Jahren aufmerksam gemacht hat. Die Abweichungen sind bis heute noch nicht geklärt (Jamet, Thomer [15], S. 147). Diese Arbeit wird sich mit der Bestimmung von Hugoniot-Kurven durch Röntgen-Absorptionsmessungen befassen.

Reprint requests to Dr. F. Müller, Physikalisches Institut I, Universität Düsseldorf, Universitätsstr. 1, D-4000 Düsseldorf, Germany.

Die aufgetretenen Differenzen mit anderen Meßverfahren werden dadurch untersucht, daß in gleicher experimenteller Anordnung Röntgen-Absorptionsmessungen und Messungen an der freien Oberfläche durchgeführt und miteinander verglichen werden.

II. Theoretische Überlegungen

II.1. Hugoniot-Gleichungen

Hinter einer ebenen Stoßwelle, die sich mit der Geschwindigkeit *U* in das Material bewegt, kann der Zustand der Materie durch die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie beschrieben werden.

$$\varrho_0 U = \varrho_1 (U - u_1), \quad (1)$$

$$\bar{p}_1 - \bar{p}_0 = \varrho_0 U u_1, \quad (2)$$

$$\bar{p}_1 U_1 = 1/2 \cdot \varrho_0 U u_1^2 + \varrho_0 U (E_1 - E_0); \quad (3)$$

aus (1)–(3) ergibt sich dann die bekannte Hugoniot-Beziehung

$$E_1 - E_0 = 1/2 (V_0 - V_1) (\bar{p}_1 + \bar{p}_0) \quad (4)$$

mit \bar{p} Druck, ϱ Dichte, $V \equiv 1/\varrho$ spezifisches Volumen, u_1 Teilchengeschwindigkeit und E spezifische innere Energie. Die Größen mit dem Index 1 beziehen sich auf das beschockte, die Größen mit dem Index 0 auf das noch nicht von der Stoßwelle erfaßte Material. Mit $p = \bar{p}_1 - \bar{p}_0$ erhält man aus (1) und (2)

$$p = \varrho_0 U^2 (1 - \varrho_0/\varrho_1) \quad (5a)$$

und

$$p = \varrho_0 U u_1. \quad (5b)$$

Diese Gleichungen werden benutzt, um Dichten und Drücke im Material experimentell zu bestimmen.



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.

Setzt man die Größen im Ausgangszustand als bekannt voraus, ist der Druck nach Gl. (5a) durch Messung von U und ρ_0/ρ_1 bestimmt. Nach Gl. (5b) ist der Druck durch die Stoßwellengeschwindigkeit und die Partikelgeschwindigkeit u_1 gegeben. Die Bestimmung der Stoßwellengeschwindigkeit U bereitet in der Regel keine Schwierigkeiten, während zur Bestimmung von u_1 oder ρ_0/ρ_1 ein größerer Aufwand erforderlich ist.

II.2. Absorption von Röntgen-Strahlung

Röntgen-Blitzröhren emittieren ein kontinuierliches Röntgen-Spektrum mit überlagerten Linien. Für Absorptionsexperimente ist dieses Spektrum zunächst wenig geeignet, da der Massenschwächungskoeffizient (μ/ρ) von der durchstrahlten Schichtdicke abhängig ist. Setzt man einen homogenen Absorber voraus und berücksichtigt, daß die Absorption eine rein atomare Eigenschaft ist, die nur von der Anzahl der durchstrahlten Atome abhängt, läßt sich auch für kontinuierliche Strahlung ein Zusammenhang zwischen Absorption und Dichte angeben.

Haben zwei Absorber mit der Dicke y_1 bei einer Dichte ρ_1 und einer Dicke y_i bei einer Dichte ρ_0 die gleiche Absorption, dann gilt:

$$\rho_0/\rho_1 = y_1/y_i. \quad (6)$$

Die zur Kalibrierung der Absorption notwendigen Stufen y_i werden durch eine Absorbertreppe verwirklicht.

II.3. Approximation der Partikelgeschwindigkeit durch die Geschwindigkeit der freien Oberfläche

Die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit u_1 und damit die Angabe des Drucks nach Gl. (5b) ist in vielen Fällen nicht direkt möglich. Entweder ist die Meßmethode zur Bestimmung von u_1 nur bei transparenten Materialien anwendbar, oder sehr aufwendig, oder es tritt durch das Meßverfahren selbst wie im Fall der „In material measurements“ eine erhebliche Störung der Stoßwelle auf [16, 17]. Deshalb wird zur Bestimmung von u_1 häufig die Näherung benutzt:

$$u_1 = 1/2 u_{ts}, \quad (7)$$

dabei ist u_{ts} die Geschwindigkeit der freien Oberfläche. Die Gültigkeit der angegebenen Näherung ist für Metalle in einem Druckbereich bis 500 kbar überprüft worden. Es ergaben sich Abweichungen $< 3\%$ [1]. Die daraus folgende Veränderung der Kompression $(1 - \rho_0/\rho_1) = u_1/U$ und ihr Einfluß auf die Hugoniot-Kurve liegt bei vorgegebenem Druck zwischen 0 und -1% .

III. Experimentelle Anordnung

III.1. Röntgen-Absorptionsmessungen

Die zu untersuchenden Proben werden in einer üblichen Zweikanal-Röntgen-Blitzapparatur aufgenommen (Abbildung 1). Die Röntgen-Blitze werden mit einer „Field Emission“-Anlage, Typ 730, erzeugt, die zwei unabhängig voneinander steuer-

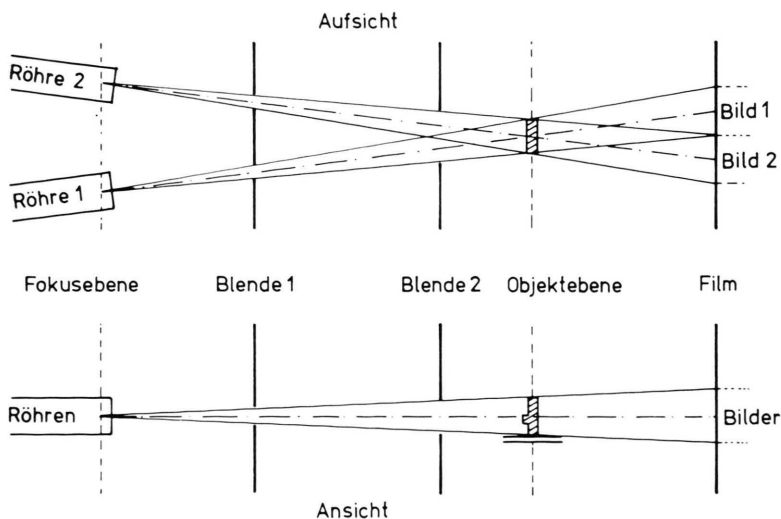


Abb. 1. Aufbau der Röntgen-Blitzanlage.

bare Röntgen-Röhren enthält. Die Röntgen-Röhren haben W-Anoden und werden mit einer Spannung von 260 kV betrieben; die Pulsdauer beträgt 70 ns. Vor den Röntgen-Blitzröhren ist ein Blendsystem so angebracht, daß von einem Probekörper zwei nebeneinanderliegende Aufnahmen erhalten werden können.

Als Probekörper werden unverdämmte Platten mit den in Abb. 2 angegebenen Abmessungen benutzt. Die Dicke in Durchstrahlungsrichtung beträgt 15 mm. Auf den Platten ist eine Stufe angebracht, die zur Kalibrierung für die Röntgen-Absorption in der Stoßwelle benutzt wird. Eine ähnliche Anordnung hat auch Schall [8] zunächst gewählt. Später werden in einigen Arbeiten [11] verdämmte und unverdämmte zylindrische Proben beschrieben. Wir haben Platten vorgezogen, weil sich in dieser Geometrie Röntgen-Aufnahmen über eine größere Fläche ohne komplizierte Umrechnung auswerten lassen und weil Verdämmungen zu unübersichtlichen Randeffekten führen.

In unseren Experimenten werden Proben aus Aluminium, $\rho_0 = 2,70 \text{ g/cm}^3$, PMMA, $\rho_0 = 1,18 \text{ g/cm}^3$, PVC, $\rho_0 = 1,43 \text{ g/cm}^3$ untersucht.

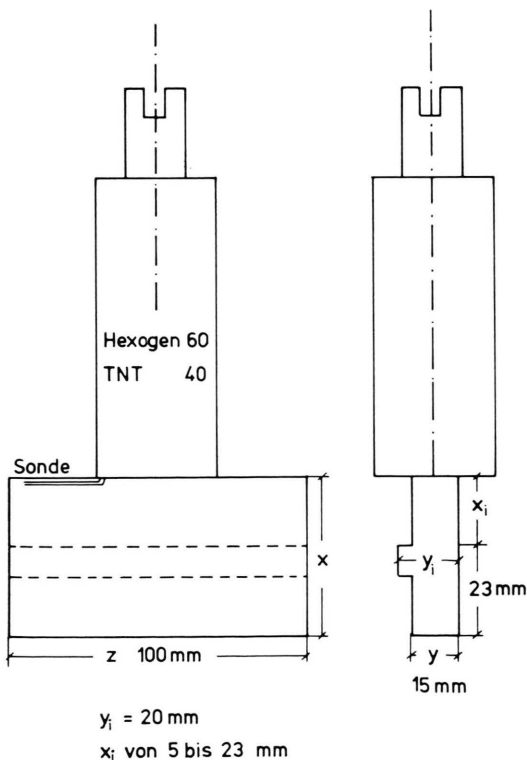


Abb. 2. Abmessungen der Proben.

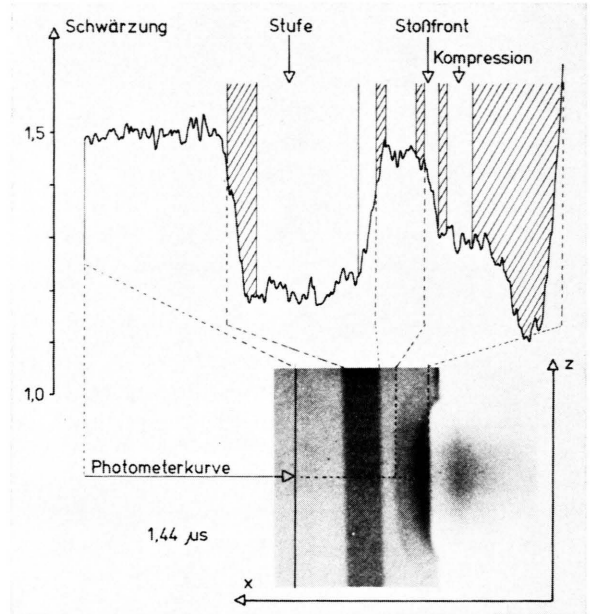


Abb. 3. Densitometrische Auswertung der Röntgen-Aufnahmen.

Auf den Probekörper wird, wie in Abb. 2 angegeben, ein Sprengkörper HT 60/40 (Hexogen/TNT 60 : 40) aufgesetzt. Bei der Detonation des Sprengkörpers wird eine nahezu ebene Welle in die Probe eingekoppelt. Bei der Einkopplung der Welle wird über eine Koaxialsonde ein Startimpuls ausgelöst. Mit einer vorgegebenen Verzögerungszeit gegen diesen Zeitpunkt können zu zwei verschiedenen Zeiten Röntgen-Blitzaufnahmen von der Probe aufgenommen werden. Die Aufnahmezeitpunkte werden mit einem Zeitmeßgerät Multichronometer 20 VP (Thomson CSF) registriert. Als Aufnahmematerial dient eine Folien-Film-Kombination bestehend aus einer 3M Trimax Alpha 8 Speed-Folie und einem auf die Fluoreszenzstrahlung der Folie abgestimmten Film 3M Trimax A. Mit dieser Folien-Film-Kombination erhält man eine um den Faktor 3 höhere Empfindlichkeit gegenüber den bisher üblichen Folien-Film-Kombinationen (z. B. CAWO Industrie III (hochverstärkend) und Kodak-Film RPR 54). Außerdem besitzt diese Kombination einen extrem weiten Bereich mit gradlinigem Verlauf der Schwärzungskurve ($\Delta S > 2,0$).

Die Abmessungen der Aufnahmeeinrichtung, die Lage der Probe, die Dauer und der Zeitpunkt des Röntgen-Blitzes sind so gewählt, daß die systematischen Fehler, hervorgerufen durch die Aufnahme-

einrichtung, vernachlässigbar klein werden (vgl. dazu Defourneaux [13]).

Die Ausbreitung der Stoßwelle in der Probe ist aus einer Röntgen-Aufnahme in Abb. 3 zu entnehmen. Die Röntgen-Aufnahme ist zu der angegebenen Zeit nach Einkopplung der Stoßwelle in die Probe aufgenommen.

Die Auswertung der Aufnahmen geschieht mit Hilfe eines Densitometers, das über einen Rechner gesteuert werden kann. Die Röntgen-Aufnahme ist zum Abtaststrahl des Densitometers in x - und z -Richtung in vorgegebenen Schritten verschiebbar. Die x -Achse wird so festgelegt, daß sie parallel zur Ausbreitungsrichtung der Stoßwelle verläuft. Der Gang der Auswertung wird an Hand der Abb. 3 dargestellt. Der interessierende Bereich der Röntgen-Aufnahme wird in x -Richtung durch 20 direkt nebeneinanderliegende Spuren bezüglich der Schwärzung abgetastet. Die Breite der Abtastspur beträgt 1,4 mm (Spalthöhe des Photometers). In jeder Spur wird die Schwärzung mit einer Schrittweite von 0,05 mm ($\cong 0,03$ mm in der Objektebene) gemessen und gespeichert. Aus den gespeicherten Werten bestimmt der Rechner die Lage der Stoßwelle und unter Berücksichtigung des Intensitätsabfalls in x - und z -Richtung durch Vergleich mit der Schwärzung in der Kalibrierungsstufe das Verhältnis ϱ_0/ϱ_1 . Die in Abb. 3 schraffiert eingetragenen Bereiche bleiben bei der Auswertung wegen der Unschärfe der Röntgen-Aufnahmen unberücksichtigt.

Mit diesem Auswerteverfahren erhält man pro Einzelaufnahme zwanzig Meßwerte für ϱ_0/ϱ_1 und zwanzig Meßwerte für den Ort der Stoßwelle. Mit diesen Werten läßt sich eine recht zuverlässige Aussage über den statistischen Fehler des Aufnahme- und Auswerteverfahrens gewinnen. In bisher vorliegenden Arbeiten beruhen Aussagen dazu zumeist auf Schätzungen; genauere Angaben sind auch über eine bisher üblich manuelle Auswertung der Röntgen-Aufnahmen mit vertretbarem Zeitaufwand kaum zu erhalten.

III.2. Messung der Stoßwellengeschwindigkeit und der Geschwindigkeit der freien Oberfläche

Messungen der Geschwindigkeit der Stoßwelle und der Geschwindigkeit der freien Oberfläche werden in der gleichen Anordnung durchgeführt wie die Röntgen-Absorptionsmessungen. Die experimentelle Anordnung ist in Abb. 4 angegeben. Die Geschwindigkeit der Stoßwelle wird nach Abb. 4a be-

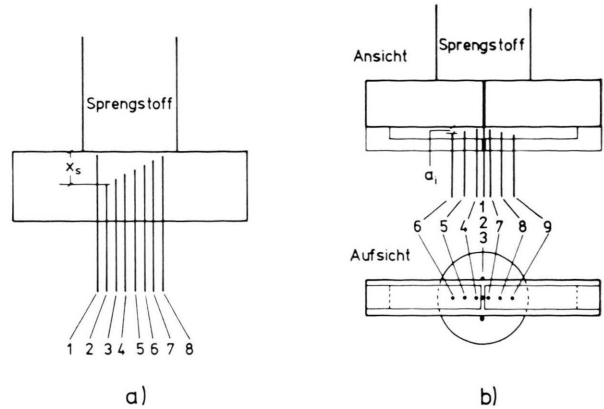


Abb. 4. a) Aufbau zur Messung der Stoßwellengeschwindigkeit. b) Aufbau zur Messung der Geschwindigkeit der freien Oberfläche.

stimmt. Dazu werden Koaxialsonden im Abstand x_s von der Oberfläche der Probe eingebohrt. Über die Sonden wird der Zeitpunkt bei der Ankunft der Stoßwelle registriert. Die Strecken x_s sind auf $\pm 0,01$ mm und die Zeiten auf ± 2 ns festgelegt. Aus diesen Orts- und Zeitmessungen läßt sich die Weg-Zeit-Kurve für die Ausbreitung der Stoßwelle aufstellen und durch Differentiation die Geschwindigkeit bestimmen. Die Geschwindigkeit der freien Oberfläche wird in einer Anordnung nach Abb. 4b bestimmt. Die Sonden 1 und 2 bestimmen die Ankunft der Detonationswelle an der Trennfläche zwischen Probe und Sprengstoff, die Sonde 3 die Ankunft der Stoßwelle an der freien Oberfläche der Probe. Über die Sonden 4 bis 9, die im Abstand a_i von der Probenoberfläche aufgestellt sind, wird die Geschwindigkeit der freien Oberfläche gemessen.

Der Aufbau der Einzelsonden ist in Abb. 5 angegeben. Er schließt sich an eine Konstruktion von Geiger, Freund und Honcia [18] an. In eine Injektionsnadel mit dem Außendurchmesser 0,6 mm und dem Innendurchmesser 0,3 mm wird ein Cu-Lackdraht von 0,2 mm Durchmesser eingeklebt. Die

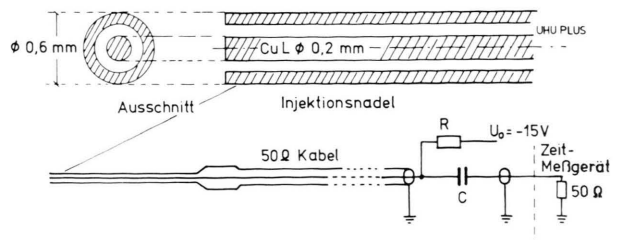


Abb. 5. Aufbau und Beschaltung der Koaxialsonden.

Spitze der Sonde wird plangeschliffen. Die Sonde wird an ein 50 Ω -Koaxialkabel angeschlossen, das über einen Ladewiderstand R_V auf U_0 aufgeladen und über den Kondensator C an das Zeitmeßgerät angekoppelt wird. Bei Stoßwellenmessungen wird die Sonde durch die Materialströmung an der Planfläche kurzgeschlossen und das Kabel entladen. Der Entladeimpuls steuert das Zeitmeßgerät. Die Sonden haben eine Impulsanstiegszeit von < 5 ns. Genaue Angaben zur Funktion und zum Zeitverhalten der Sonden sind bei Kaspari [19] und Kleinhanß und Kaspari [20] zu finden.

IV. Ergebnisse

IV.1. Auswertung der Messungen

Die Meßergebnisse für die Stoßwellengeschwindigkeit U in den verschiedenen Materialien sind in Abb. 6 wiedergegeben. Die Geschwindigkeit U , die sich aus Röntgen-Aufnahmen ergibt und die Geschwindigkeit, die aus Sondenmessungen bestimmt wird, stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Der Fehler der Geschwindigkeit ist allerdings bei den aus Röntgen-Aufnahmen bestimmten Geschwindigkeiten geringfügig größer als bei der Messung über Sonden.

In die Abb. 6 ist ebenfalls der von Schall [8] gemessene Geschwindigkeitsverlauf eingetragen. Bei gleicher Sprengstoffzusammensetzung, wie in den von uns beschriebenen Experimenten und nur einer geringfügig höheren Dichte des Probenmaterials

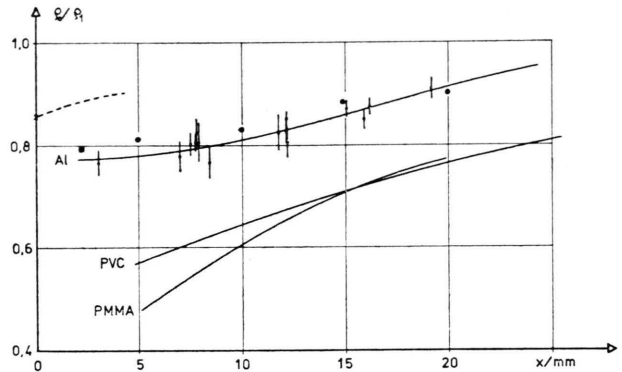


Abb. 7. Kompression von Aluminium, Polymethylmethacrylat und Polyvinylchlorid ---- Meßwerte für Al nach R. Schall [8].

(2,78 g/cm³) zeigt die Geschwindigkeit der Stoßwelle bei Einkopplung in die Probe etwa den gleichen Wert, fällt dann jedoch nach wenigen Millimetern Weg stark ab. Die Meßwerte für die Kompression sind in Abb. 7 wiedergegeben. Für Aluminium stimmen die Ergebnisse aus Röntgen-Absorptionsmessungen und aus Messungen an der freien Oberfläche ab etwa 5 mm Abstand von der Probenoberfläche überein. In der Nähe der Trennfläche zwischen Sprengstoff und Probe wird mit der Röntgen-Absorption eine höhere Kompression gemessen, als bei Messungen an der freien Oberfläche. Die Röntgen-Absorptionsmessungen von Schall ergeben dagegen eine weit geringere Kompression.

Das gleiche Verhalten zeigt sich noch etwas verstärkt auch bei PMMA. In der Nähe der Trennfläche

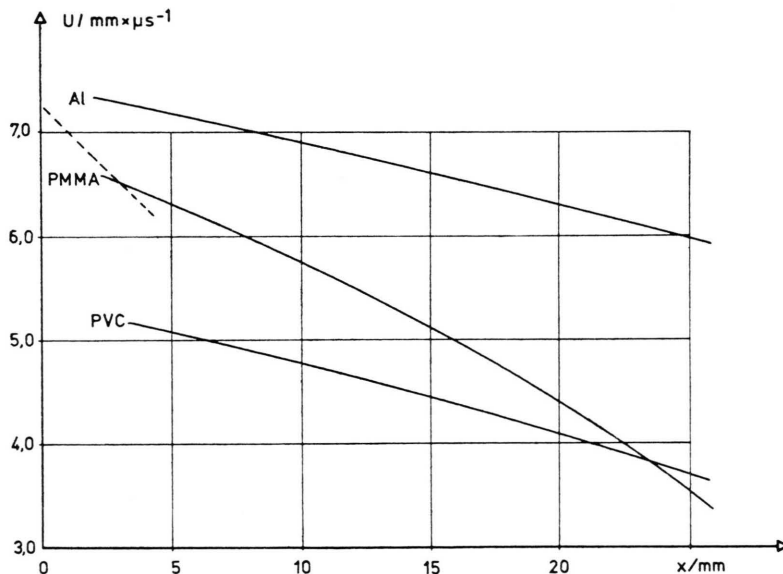


Abb. 6. Geschwindigkeit der Stoßwelle in Aluminium, Polymethylmethacrylat und Polyvinylchlorid ---- Meßwerte für Al nach R. Schall [8].

zwischen Sprengstoff und Probe wird auch hier über die Röntgen-Absorption eine höhere Kompression bestimmt.

Für PVC liegen keine Vergleichswerte vor.

IV.2. Hugoniot-Kurven

Die aus diesen Messungen über Gl. (5) erhaltenen Hugoniot-Kurven für Aluminium, PMMA und PVC sind in den Abb. 8 bis 10 zusammengestellt. Für Aluminium und PMMA stimmen die Hugoniot-Kurven, die über Röntgen-Absorptionsmessungen erhalten wurden, im Druckbereich von 80–200 kbar bzw. 40–150 kbar mit den Hugoniot-Kurven, die über die Messung von u_{fs} bestimmt wurden, innerhalb der Fehlergrenzen überein. Für Al stimmen unsere Röntgen-Absorptionsmessungen nicht nur mit eigenen Messungen an der freien Oberfläche überein, sondern unter Berücksichtigung der etwas höheren Dichte auch mit Messungen von Walsh et al. [21]. Mit den Messungen von Schall [8] ist nur in einem Punkt im unteren Teil des hier erfaßten Druckbereiches Übereinstimmung festzustellen.

Bei PMMA wird die Hugoniot-Kurve, die über Röntgen-Absorption bestimmt wurde, mit Messungen an der freien Oberfläche von verschiedenen Autoren (Zusammenstellung von Thiel [22]) verglichen. Obwohl alle Messungen nach der gleichen Methode durchgeführt wurden, ergibt sich eine relativ breite Streuung der Meßwerte.

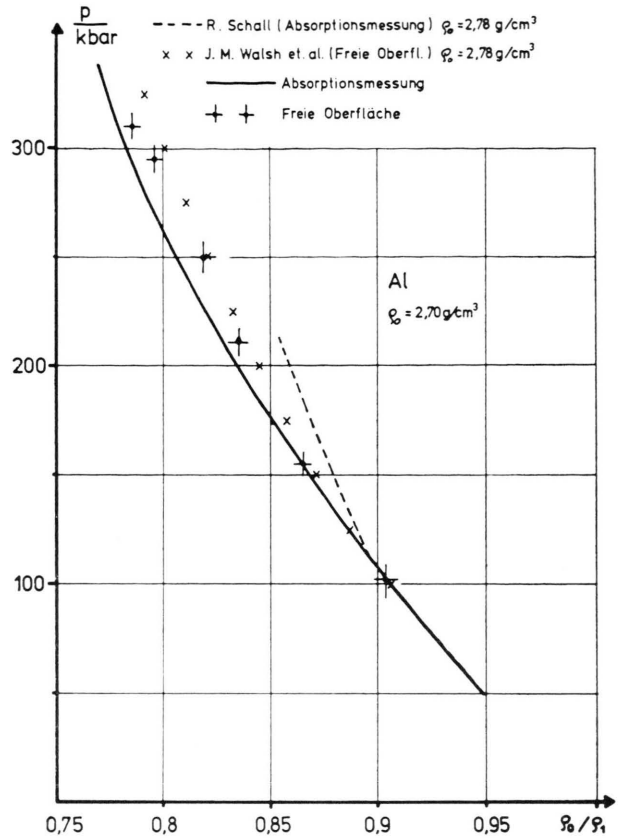


Abb. 8. Hugoniot-Kurve von Aluminium.

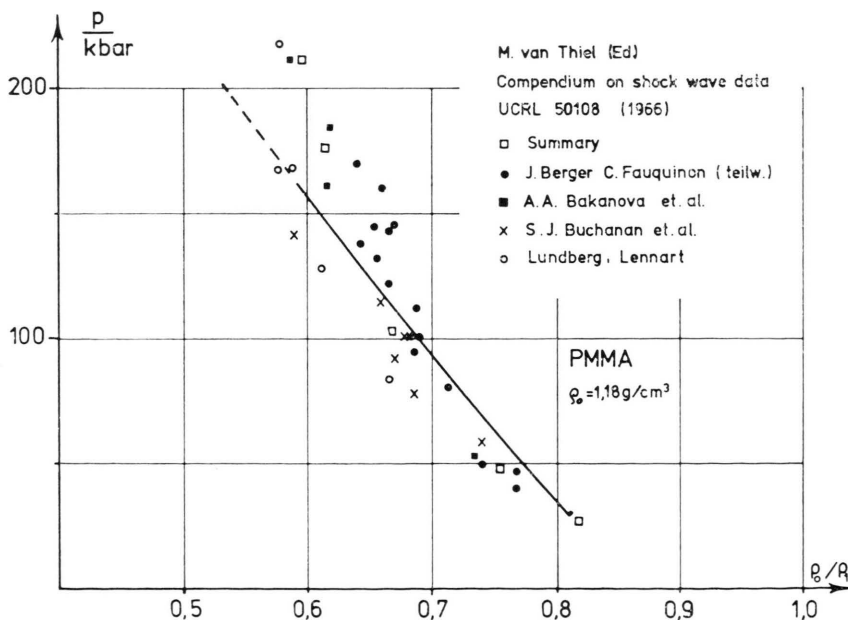


Abb. 9. Hugoniot-Kurve von Polymethylmethacrylat.

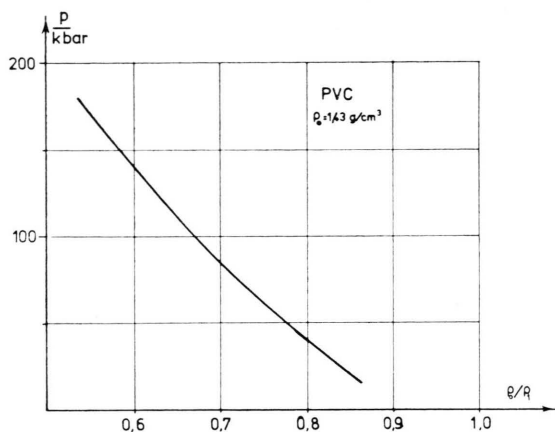


Abb. 10. Hugoniot-Kurve von Polivinylchlorid.

In den Hugoniot-Kurven für Al und PMMA kommen die bei der Bestimmung der Kompression festgestellten Differenzen im Bereich hoher Drücke zwischen Röntgen-Absorptionsmessungen und Messungen an der freien Oberfläche nochmals zum Ausdruck.

Für PVC liegen noch keine Vergleichsmessungen vor.

IV.3. Diskussion der Meßergebnisse

Die Differenzen, die bei unseren Messungen im Bereich hoher Drücke zwischen Röntgen-Absorptionsmessungen und Messungen an der freien Oberfläche noch bestehen, lassen sich aus der experimentellen Anordnung erklären. Hohe Drücke werden in unmittelbarer Umgebung der Trennfläche zwischen Sprengstoff und Probekörper erreicht. In diesem Bereich verfälschen abströmende Sprengstoffschwaden die Messung. Die Reaktionsprodukte des Sprengstoffs werden bei der Absorptionsmessung ebenfalls durchstrahlt und täuschen eine zu hohe Dichte vor. Das zeigt sich in Röntgen-Aufnahmen, die senkrecht zu der Aufnahmerichtung bei Absorptionsmessungen durchgeführt wurden. Bestätigt wird dieses Ergebnis auch dadurch, daß bei Materialien mit geringer Dichte (PMMA) die Abweichungen größer sind, als bei Stoffen mit höherer Dichte (Al).

Danach läßt sich feststellen, daß bei der Bestimmung von Hugoniot-Kurven durch Röntgen-Absorptionsmessungen prinzipiell keine Differenzen zu Messungen nach anderen Meßmethoden vorhanden sind.

Die Diskrepanz zwischen unseren Röntgen-Absorptionsmessungen und den Messungen von Schall [8] und Schall und Thomer [11] nach der gleichen Meßmethode ist zu diskutieren. Obwohl die Ergebnisse, die in Abb. 6 dargestellt sind, nahelegen, den Grund für diese Abweichung in einer fehlerhaften Bestimmung der Geschwindigkeit zu suchen, ist das nicht der Fall. Die Bestimmung der Stoßwellengeschwindigkeit aus Röntgen-Aufnahmen ist zuverlässig, wie der Vergleich mit der Sondenmessung gezeigt hat. Außerdem ist der rasche Abfall der Geschwindigkeit, der von Schall [8] gemessen wurde, aus den kleinen Abmessungen der Sprengladung und der geringen Probendicke zu erklären.

Der Grund kann dann nur noch in einer fehlerhaften Bestimmung von ρ_0/ρ_1 liegen. Eine starke Durchbiegung der Stoßfront in Durchstrahlungsrichtung, die bei einer Absorptionsmessung eine zu geringe Dichte ergeben würde, ist auszuschließen. Pinsondenmessungen haben ergeben, daß die Durchbiegung für Al unabhängig vom zurückgelegten Weg maximal 0,3–0,4 mm beträgt und damit in der Größenordnung der räumlichen Auflösung der Röntgeneinrichtung liegt. Bei der Bestimmung von ρ_0/ρ_1 ergibt das eine Korrektur von weit weniger als 1%. Damit sind die unterschiedlichen Ergebnisse nicht zu erklären.

Die Bestimmung von ρ_0/ρ_1 hängt vielmehr sehr empfindlich von der Lage der Kalibrierungsstufe zur Stoßfront ab. Untersuchungen mit unterschiedlicher Lage der Stufe zur Stoßwelle ergaben Werte für ρ_0/ρ_1 die sowohl über als auch unter den Werten liegen, die aus Messungen an der freien Oberfläche bestimmt werden. Nur für den Fall, daß die Stufe in unmittelbarer Nähe der Stoßfront angebracht ist, ergeben sich Meßwerte, die mit Werten aus Messungen an der freien Oberfläche übereinstimmen; außerdem weisen diese Meßwerte eine geringere Streuung auf. Der Grund dafür ist ein systematischer Fehler bei Absorptionsmessungen mit Röntgen-Blitzröhren, der bisher nicht beachtet wurde. Im Strahlungskegel einer Röntgen-Blitzröhre ändert sich mit wachsendem Abstrahlwinkel nicht nur die Intensität der Strahlung, sondern auch die spektrale Zusammensetzung. Offenbar verschiebt sich das Maximum der spektralen Emission mit steigenden Abstrahlwinkel zu längeren Wellenlängen. Die Proportionalität zwischen durchstrahlter Schichtdicke des Absorbers und der Schwärzung des Films bleibt dabei über die gesamte Filmebene erhalten,

der Proportionalitätsfaktor ist jedoch ortsabhängig. Annähernd gleiche Faktoren erhält man nur für eng benachbarte Bereiche in der Filmebene.

Damit läßt sich auch die Abweichung der Messungen von Schall und Thomer von unseren Messungen qualitativ erklären. Das Experiment ist bei den genannten Autoren so aufgebaut, daß die Kalibrierungsstufe für geringe Kompressionen sehr dicht bei der Stoßfront liegt, die Kalibrierungsstufen für steigende Kompression in immer größerer Entfernung von der Stoßwelle. Damit erhält man, was auch die Messungen zeigen, im Bereich geringer Kompression zuverlässige Meßwerte für ρ_0/ρ_1 ; mit steigender Kompression sind immer größere Abweichungen zu erwarten.

V. Zusammenfassung

Unter Berücksichtigung aller systematischen Fehler des Meßverfahrens können über Röntgen-Absorptionsmessungen Hugoniot-Kurven bestimmt werden.

Die Meßwerte stimmen auch, wie die vorliegenden Kurven für Aluminium, Polymethylmethacrylat und Polyvinylchlorid zeigen, mit Messungen nach anderen Meßmethoden überein.

Die Meßfehler bei Röntgen-Absorptionsmessungen sind allgemein größer als bei Messungen an der freien Oberfläche, dabei ist aber zu berücksichtigen, daß das Röntgen-Absorptionsverfahren eine direkte Meßmethode ist, die ohne Näherungen auskommt. Außerdem erstreckt sich der Anwendungsbereich auch auf Gebiete, in denen andere Meßmethoden versagen.

Dank

Wir danken Herrn Prof. Dr. J. van Calker für sein Interesse, das er diesen Arbeiten entgegengebracht hat.

- [1] M. H. Rice, R. G. McQueen u. J. M. Walsh, *Sol. State Physics* **6**, 1 (1958).
- [2] R. Schall u. G. Thomer, *Z. Angew. Phys.* **3**, 41 (1951).
- [3] C. G. M. van Kessel, *Z. Naturforsch.* **30a**, 1593 (1975).
- [4] W. Schaaffs, *Proceedings of the 8th International Congress on High-Speed Photography* 262 (Stockholm 1968).
- [5] W. Schaaffs, *Z. Physik* **137**, 200 (1954).
- [6] W. Schaaffs u. P. Krehl, *Appl. Phys.* **5**, 183 (1974).
- [7] R. Schall u. G. Thomer, *Z. Physik* **142**, 637 (1955).
- [8] R. Schall, *Explosivstoffe* **6**, 120 (1958).
- [9] R. Schall, *Proceedings of the Third International Congress on High-Speed Photography* 228, London 1956.
- [10] R. Schall, *Z. Angew. Phys.* **2**, 252 (1950).
- [11] R. Schall u. G. Thomer, *ISL Bericht* 4/62 und 5/63 (unveröffentlicht).
- [12] J. Dapigny, J. Kieffer u. B. Vodar, *C. R. Acad. Sci. Paris* **245**, 1502 (1957).
- [13] M. Defourneaux, *ISL Note Technique* 20/66 und 44/67 (unveröffentlicht).
- [14] L. V. Al'tshuler u. A. P. Petrunin, *Soviet-Phys. Techn. Phys.* **6**, 516 (1961).
- [15] F. Jamet u. G. Thomer, *Flash Radiography*, Amsterdam 1976.
- [16] L. M. Barker u. R. E. Hollenbach, *J. Appl. Phys.* **41**, 4208 (1970).
- [17] A. N. Dremin u. G. A. Adadurov, *Soviet Physics Solid State* **6**, 1379 (1964).
- [18] W. Geiger, U. Freund u. G. Honcia, *Institut für Chemisch technische Untersuchungen, Einführungssymposium* 13.—15. Juni 1973, Nachdruck der Vorträge S. 140 (Swistttal-Heimerzheim 1973).
- [19] H. Kaspari, *Einfluß der Detonationsrichtung auf die Beschleunigung von Cu-Platten unter Stoßwellenbelastung*, Diplomarbeit Universität Düsseldorf 1975 (unveröffentlicht).
- [20] H. R. Kleinhanß u. H. Kaspari, *Verh. DPG (VI)* **10**, 260 (1975).
- [21] J. M. Walsh, M. H. Rice, R. G. McQueen u. F. L. Yarger, *Phys. Rev.* **108**, 196 (1957).
- [22] M. van Thiel (ed.), *Compendium von Shock Wave Data UCRL 50108* (1966) (unveröffentlicht).