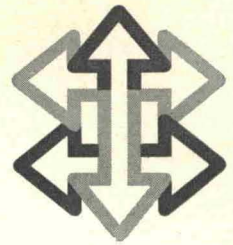


GEIG-W-72-1222

Sonderdruck aus

Zeitschrift für Werkstofftechnik / Journal of Materials Technology



3. Jahrgang · Heft 7 (1972) · Seite 368–376

Verlag Chemie GmbH, Weinheim/Bergstr.

Untersuchungen zur Änderung des Aggregatzustandes von Metallen beim Durchgang starker Stoßwellen

W. Geiger, G. Honcia, A. Rühl und W. Wolf

Mitteilung aus der Abteilung Physikalische Verfahrenstechnik
des Battelle-Instituts e. V. Frankfurt (Main)

MAY 25 1973

Untersuchungen zur Änderung des Aggregatzustandes von Metallen beim Durchgang starker Stoßwellen

W. Geiger, G. Honcia, A. Rühl und W. Wolf

Mitteilung aus der Abteilung Physikalische Verfahrenstechnik
des Battelle-Instituts e. V. Frankfurt (Main)

Die Aufheizung von Metallen beim Durchgang von Stoßwellen ist wegen der kleinen Kompressibilität fester Körper im allgemeinen gering. Im Fall extrem starker Stoßwellen, beispielsweise bei der Anwendung von Sprengstoffen, kann der Temperaturanstieg jedoch so groß sein, daß das Metall nach der Druckentlastung flüssig ist. Diese Aussage stützt sich allerdings fast ausschließlich auf theoretische Berechnungen, da die direkte Bestimmung der Temperatur und damit des Aggregatzustands wegen der Kurzzeitigkeit der Vorgänge schwierig ist.

Die vorliegende Arbeit hatte das Ziel, unter Verzicht auf direkte Temperaturmessung das mögliche Schmelzen von Metallen unter Stoßbelastung durch Untersuchung bestimmter, für den jeweiligen Aggregatzustand charakteristischer Erscheinungen nachzuweisen. Hierzu wurden durch Proben aus teils metallischen, teils nichtmetallischen Materialien mit Hilfe von Sprengstoffen Stoßwellen unterschiedlicher Stärke geschickt. Der Aggregatzustand nach der Druckentlastung wurde durch Röntgenblitzaufnahmen und Untersuchungen am aufgefangenen Material ermittelt. Es zeigte sich in Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage, daß nur niedrigschmelzende Metalle wie Blei oder Zinn nach der Druckentlastung im flüssigen Zustand vorliegen und auch diese nur bei Anwendung hochenergetischer Sprengstoffe mit Stoßwellendrücken von einigen hundert Kilobar. Von diesen Fällen abgesehen sind stoßbelastete Metalle nach dem Stoßwellendurchgang im festen Zustand, mit einer Temperaturerhöhung von höchstens wenigen hundert Grad.

1. Einleitung

Bei der Anwendung von Sprengstoffen besteht häufig die Aufgabe, eine metallische oder nichtmetallische Schicht mittels Sprengstoff auf hohe Geschwindigkeit zu beschleunigen. Beispiele hierfür sind das Sprengplattieren, das Spreng-

Changes of the state of aggregation of metals due to the passage of strong shock waves. The heating of metals due to the passage of a shock wave is, in general, small because of the low compressibility of solids. Under the action of extremely strong shock waves, for instance in the applications of high explosives, the increase of temperature may however, be so high that after pressure release the metal is in the liquid state. This prediction is based mainly on theoretical calculations as the direct determination of temperature, and hence of the state of aggregation, is difficult because of the rapid rate of the processes involved.

The investigation discussed here was aimed at demonstrating the possible melting of metals under shock loading by looking for specific phenomena characteristic of the state of aggregation. To do this, shock waves of different intensities produced by means of high explosives were passed through samples of partly metallic, partly nonmetallic, material. The state of aggregation after pressure release was determined by X-ray flash photography and by investigations of recovered parts of the samples. The investigations show in accordance with the theoretical predictions that only low-melting metals, such as lead or tin, are in the liquid state after pressure release, and even these only when high explosives with shock pressures of several hundred kilobars are applied. Apart from these cases shock loaded metals are in the solid state after pressure release, with a maximum increase in temperature of a few hundred degrees.

umformen und die Projektilbildung aus metallischen Einlagen.

Abgesehen von möglichen Änderungen der Materialeigenschaften (Gefüge, Festigkeit usw.) tritt hierbei immer eine Erwärmung des Schichtmaterials auf. Die erzeugte Wärme stammt im wesentlichen aus zwei Quellen:

1. Bei der Detonation des Sprengstoffs werden Stoßwellen in das Material geschickt, die zur Beschleunigung der Probe führen. Die Stoßwellenkompression ist mit einem Entropieanstieg, d. h. mit Erzeugung von Wärme verbunden.

2. Nach der Beschleunigung haben die einzelnen Volumenelemente der Probe unterschiedliche Geschwindigkeit. Im freien Flug führt dies zu plastischer Verformung des Materials, die geleistete Verformungsarbeit geht in Wärme über¹⁾.

Der durch die Wärmeerzeugung hervorgerufene Temperaturanstieg ist experimentell bisher nur ganz vereinzelt untersucht worden, so daß man für Abschätzungen auf Berechnungen mit Hilfe der Zustandsgleichung und der Festigkeitseigenschaften des Materials angewiesen ist. Der Anteil des Temperaturanstiegs, der von der Stoßwellenaufheizung in der Beschleunigungsphase herrührt, sollte hiernach im Druckbereich bis zu einigen hundert Kilobar bei den meisten Metallen nicht mehr als wenige Grad betragen.

Über den durch die Verformung während des freien Flugs bedingten Anteil der Temperaturerhöhung können keine generellen Voraussagen gemacht werden, da die Festigkeitseigenschaften des Materials und der Verformungsgrad von Fall zu Fall völlig verschieden sind. In der Regel dürfte dieser Anteil aber nach Abschätzungen unter hundert Grad liegen.

2. Zustandsänderung eines Materials bei Stoßwellenkompression und isentroper Entspannung

2.1. Allgemeine Gesetzmäßigkeiten

Die Zustandsänderungen beim Stoßwellendurchgang, insbesondere die resultierende Temperaturerhöhung, seien an dem einfachen Fall der Beschleunigung einer ebenen Metallplatte mittels Sprengstoff erläutert. Die Dicke der Sprengstoffbelegung sei hierbei groß gegenüber der Plattendicke. Die Detonationswelle treffe senkrecht auf die Plattenoberfläche auf.

Die Beschleunigung und Verformung der Platte verläuft als Wellenphänomen in mehreren Stufen. Nach dem Auftreffen der Detonationswelle läuft zunächst eine Stoßwelle unter Kompression und Beschleunigung des Materials in die Platte hinein. Bei der Reflexion an der freien Oberfläche entsteht eine Verdünnungswelle, die unter Druckentlastung und weiterer Beschleunigung des Materials zu der sprengstoffseitigen Plattenoberfläche zurückläuft. In der Folge laufen weitere Stoß- und Verdünnungswellen mit ständig abnehmender Amplitude hin und her [2]. Die mit diesen Wellen verbundenen Zug- und Druckspannungen werden schließlich kleiner als die Materialfestigkeit, die Platte fliegt dann ohne weitere Verformung mit der erreichten Endgeschwindigkeit.

Die thermodynamischen Zustandsgrößen Druck, Dichte, Temperatur usw. werden am stärksten beim Durchgang der ersten Stoßwelle und der ersten reflektierten Verdünnungswelle verändert. Der Diskussion dieser Zustandsänderungen sei das in Abb. 1 dargestellte p - v -Diagramm

1 Nach Gilman [1] wird bei Metallen etwa 95 % der Verformungsarbeit in Wärme übergeführt und nur etwa 5 % zur Erzeugung zusätzlicher Versetzungen und anderer Fehlstellen verbraucht.

(p = Druck, v = spezifisches Volumen) zugrunde gelegt, wobei mögliche Phasenumwandlungen vorläufig außer Betracht bleiben sollen.

Der Ausgangszustand des Materials wird durch den Punkt A (p_0, v_0) dargestellt (angesichts der hohen Stoßwellendrücke kann p_0 näherungsweise gleich Null gesetzt werden). Durch den Stoßübergang wird der Punkt B (p_1, v_1) auf der Hugoniot-Kurve durch A erreicht, wobei allerdings nicht die Zustandspunkte auf dem Kurvenstück zwischen A und B, sondern — unter gewissen Voraussetzungen (siehe [3]) — diejenigen auf der Rayleigh-Geraden durch A und B durchlaufen werden. Durch die dem Stoßübergang folgende Entlastungswelle wird längs der Isentropen durch B der Punkt C (p_2, v_2) mit $p_2 = p_0 \approx 0$ und $v_2 > v_0$ erreicht.

Im Punkt C nach der Entspannung ist die innere Energie rein thermisch, während im Punkt B entsprechend der Kompression des Materials auch ein elastischer Energieanteil auftritt. Aufgrund thermodynamischer Gesetzmäßigkeiten ergibt sich der thermische Anteil der Energie im Punkt B als Inhalt der Fläche zwischen der Rayleigh-Geraden AB, der Isotherme AE und der Isochore EB. Die thermische Energie im Punkt C, d. h. die bei Stoßkompression und isentroper Entspannung insgesamt erzeugte Wärme (Verlustwärme) bestimmt sich als Differenz der Flächen F_I und F_{II} in Abb. 1. Aus den Werten der thermischen Energie in B und C ergeben sich die Temperatur T_1 im komprimierten Material hinter der Stoßfront (Punkt B) und die Temperatur T_2 nach der Entspannung (Punkt C).

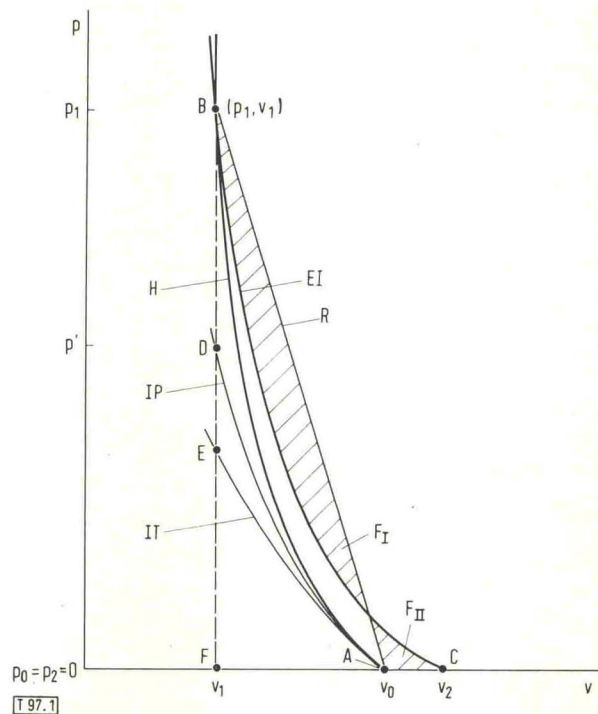


Abb. 1. Stoßübergang und nachfolgende Druckentlastung. Insgesamt erzeugte Wärme (Verlustwärme) $\sim F_I - F_{II}$; H = Hugoniot-Kurve; IP = Isentrope; IT = Isotherme; EI = Entspannungs-Isentrope; R = Rayleigh-Gerade.

2.2. Gegenwärtiger Stand der Kenntnisse über das Temperaturverhalten

Um zahlenmäßige Angaben über die Temperatur nach Stoßkompression und isentroper Entspannung machen zu kön-

nen, muß man den Verlauf der *Hugoniot*-Kurve, der Isothermen und der Isentropen genau kennen. Zur *Hugoniot*-Kurve liegen für eine Vielzahl von Materialien umfangreiche und sehr genaue Meßdaten vor (siehe z. B. [4], [5]). Die große Meßgenauigkeit bei den Stoßwellendaten wird dadurch ermöglicht, daß wegen der praktisch sprunghaften Änderung der Zustandsgrößen im Stoß die Meßzeit sehr kurz sein kann. Demgegenüber muß die Meßzeit bei den Isentropen wegen der räumlichen Ausdehnung der Verdünnungswelle zwangsläufig größer sein, so daß die bei stoßartiger Belastung während der Meßzeit auftretende Änderung der Randbedingungen zwangsläufig zu größeren Meßfehlern führen kann. Über den Verlauf der Isentropen liegen aus diesem Grund nur wenige experimentelle Daten vor [6] [7]. Die direkte Messung der Temperatur T_2 nach der Druckentlastung wurde wegen der damit verbundenen Schwierigkeiten bisher noch kaum versucht. Keinerlei Meßwerte im Bereich hoher Stoßwellendrucke gibt es naturgemäß für die Isothermen.

Zur Ermittlung des nach der Entspannung erreichten Zustands ist man praktisch immer auf die Kombination experimenteller und theoretischer Werte angewiesen. Normalerweise geht man bei der Aufstellung der Zustandsgleichung von dem üblichen Ansatz von *Mie-Grüneisen* aus. Da das experimentelle Material nicht zur Bestimmung aller Gleichungsparameter ausreicht, müssen bestimmte theoretische Annahmen, beispielsweise über die Volumenabhängigkeit der *Grüneisen*-konstante, gemacht werden (siehe z. B. [2] [8] [9] [10]). Die Gültigkeit dieser Annahmen kann innerhalb eines gewissen Bereichs indirekt dadurch nachgeprüft werden, daß man *Hugoniot*-Kurven von verschiedenen Ausgangszuständen aus mißt (vorzugsweise durch Verwendung von Material unterschiedlicher Porosität, siehe z. B. [11], [12], [13]).

Insgesamt gesehen sind die in der Literatur vorliegenden Angaben über Zustandsgleichung, Isentropen und Temperaturverhalten bei den meisten Materialien noch mit einer größeren Unsicherheit behaftet. Ausnahmen sind vor allem die Metalle Kupfer (das offiziell als „internal pressure calibration standard“ gilt [14]) und Aluminium.

3. Änderung des Aggregatzustands fester Materialien beim Durchgang starker Stoßwellen

3.1. Grundsätzliche Möglichkeiten

Bei hohen Stoßwellenamplituden kann die erzeugte Wärme so groß sein, daß das Material schmilzt oder gar verdampft. Für den Fall des Schmelzens lassen sich die im p-T-Diagramm Abb. 2 schematisch dargestellten Möglichkeiten unterscheiden (ähnliches gilt bei noch wesentlich höheren Drücken bzw. Temperaturen für das Verdampfen). Das Material kann hiernach bereits im komprimierten Bereich hinter der Stoßfront oder erst nach der Druckentlastung ganz oder teilweise geschmolzen sein. Dies läßt sich folgendermaßen verstehen.

Nach Abb. 2 steigt die Temperatur in der Stoßwelle stärker mit dem Druck an als die Schmelztemperatur, die *Hugoniot*-Kurve schneidet daher die Schmelzdruckkurve. Die bei weiterer Erhöhung der Stoßwellenamplitude erreichten Zustände, in denen das Material teilweise geschmolzen ist,

müssen auf der Schmelzdruckkurve liegen. Erst im Bereich sehr hoher Stoßwellendrucke, in dem das Material vollständig flüssig ist, steigt die *Hugoniot*-Kurve wieder stärker an. Auch bei der Druckentlastung längs der Isentropen kann ein Bereich mit partiell flüssigen Zuständen durchlaufen werden, die Isentrope muß dann ebenfalls stückweise längs der Schmelzdruckkurve verlaufen.

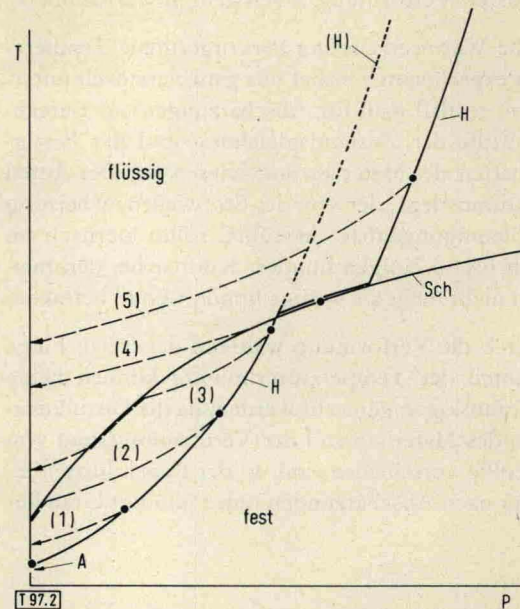


Abb. 2. Mögliche Fälle des Schmelzens beim Stoßwellendurchgang. (H) = *Hugoniot*-Kurve, wenn Schmelzverzug auftreten würde; H = *Hugoniot*-Kurve; Sch = Schmelzdruckkurve; A = Ausgangszustand, --- 1 bis 5 = Isentropen.

Fall	Zustand des Materials hinter der Stoßfront	nach der Druckentlastung
1	fest	fest
2	fest	teilweise flüssig
3	fest	vollständig flüssig
4	teilweise flüssig	vollständig flüssig
5	vollständig flüssig	vollständig flüssig

Die Stoßwellendrucke, die unter Verwendung von Sprengstoffen erzeugt werden können, liegen für die meisten Metalle bei einigen hundert Kilobar [2]. Bei diesen Drücken sollten nach *McQueen* und *Marsh* [4] niedrigschmelzende Metalle nach der Druckentlastung im flüssigen Zustand vorliegen. (Bei Alkalimetallen tritt hier sogar bereits Verdampfen auf [15].) Mittels sprengstoffgetriebener fliegender Platten lassen sich noch wesentlich höhere Drücke (mehrere Megabar) erzeugen, die auch bei Metallen mit höherem Schmelzpunkt zum Schmelzen führen können. In den Druckbereich oberhalb von 10 Mbar gelangt man mit speziellen Ladungsanordnungen unter Ausnutzung der sogenannten irregulären Reflexion. Hier beträgt die Temperatur nach der Druckentlastung mehrere tausend Grad, so daß selbst Metalle mit hohem Siedepunkt verdampfen [16].

Die folgende Diskussion beschränkt sich auf den bei der Anwendung von Sprengstoffen auftretenden Druckbereich, in dem mit Schmelzvorgängen gerechnet werden muß.

3.2. Auftreten des flüssigen Zustands

Ob das Material in dem komprimierten Zustand hinter der Stoßfront flüssig ist oder nicht, hängt entsprechend Abb. 2

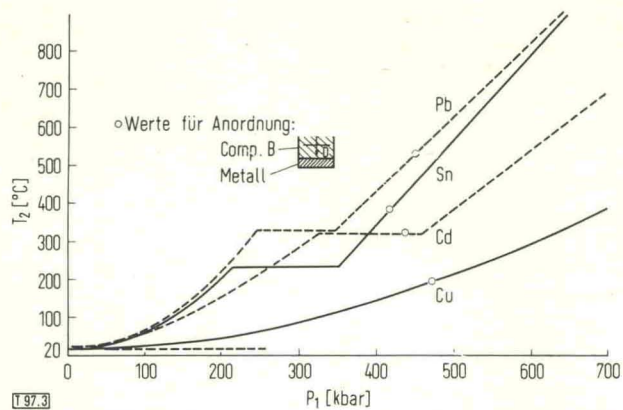


Abb. 3. Temperatur nach dem Durchgang einer Stoßwelle nach McQueen u. Marsh [4].

außer von den Stoßwellenparametern von der Schmelzdruckkurve des Materials ab. Im Bereich niedriger Drücke wird für die Schmelzdruckkurve häufig die aus der Lindemann-Beziehung abgeleitete Formel von Simon [17] verwendet. Die experimentelle Ermittlung der Schmelzdruckkurve im statischen Hochdruckversuch bis 50 kbar für eine größere Zahl von Materialien zeigt jedoch, daß die Formel von Simon einen zu großen Anstieg der Schmelztemperatur mit dem Druck liefert und im Druckbereich von einigen 100 kbar zu großen Fehlern führt.

Eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, vor allem bei Metallen, gibt eine von Kennedy und Mitarbeitern aufgestellte Beziehung für die Schmelzdruckkurve [18],[19]:

$$T_m = T_{m,0} \cdot \left(1 + C \frac{\Delta V}{V_0}\right) \quad (1)$$

(T_m Schmelztemperatur beim Druck p ; $T_{m,0}$ Schmelztemperatur unter Atmosphärendruck, C materialabhängiger Koeffizient; V_0 spezifisches Volumen unter Atmosphärendruck; V spezifisches Volumen beim Druck p im Fall isothermer Kompression; $\Delta V = V_0 - V$). Aufgrund der statischen Hochdruckversuche an Alkalimetallen, die sich durch besonders hohe Volumenänderungen $\Delta V/V_0$ auszeichnen, dürfte Gl. (1) selbst noch bei Drücken entsprechend einer isothermen Volumenänderung von 50 % gültig sein. Im Bereich hoher dynamischer Drücke (bis 700 kbar) wurde Gl. (1) durch die Stoßwellenversuche von Kormer et al. [20] an NaCl- und KCl-Einkristallen bestätigt. (Wegen der Transparenz dieser Materialien und der hohen Temperatur hinter der Stoßwelle ist hier eine Temperaturbestimmung auf optischem Weg möglich.) Gleichzeitig wurde

Tabelle 1. Thermisches Verhalten von Metallen unter Stoßwellenbelastung (Sprenganordnung mit Comp. B als Sprengstoff und senkrechtem Auftreffen der Detonationswelle; Ausgangstemperatur $T_0 = 20^\circ\text{C}$)

	Cu	Fe	Al	Cd	Tl	Sn	Pb
in der Stoßwelle							
Druck p_1 [kbar]	472	459	353	437	450	417	451
Temperatur T_1 [°C]	405	560	523	1085	1915	1020	1965
Schmelzpunkt T_m [°C]	2170	2500	1875	1045	1100	690	1300
Aggregatzustand	fest	fest	fest	gerade flüssig	flüssig	flüssig	flüssig
nach der Druckentlastung							
Temperatur T_2 [°C]	190	~300	210	321	613	380	525
Schmelzpunkt $T_{m,0}$ [°C]	1083	1536	659	321	304	232	328
Aggregatzustand	fest	fest	fest	teils fest, teils flüssig	flüssig	flüssig	flüssig

durch diese Versuche gezeigt, daß eine dem Siedeverzug entsprechende Schmelzverzögerung nicht auftritt.

In Tabelle 1 sind für eine Reihe von Metallen Kennwerte für das zu erwartende thermische Verhalten unter Stoßwellenbelastung zusammengestellt. Sie wurden aus den in der Literatur vorliegenden experimentellen und theoretischen Stoßwellendaten [2],[4],[5],[6],[21] in Verbindung mit Gl. (1) berechnet. Bei der Bestimmung der Temperatur T_1 wurde in allen Fällen, in denen der flüssige Zustand zu erwarten ist, als Näherung für die Schmelzwärme der Wert unter Atmosphärendruck eingesetzt (für die Schmelzwärme unter hohem Druck existieren bisher nur einzelne theoretische Ansätze [22]). Abbildung 3 zeigt theoretische Kurven der Temperaturen nach der Druckentlastung.

4. Experimente

4.1. Versuchsanordnung

Um Aufschluß über die Größenordnung der beim Stoßwelledurchgang erreichten Temperatur zu gewinnen, wurde in der vorliegenden Arbeit untersucht, unter welchen Versuchsbedingungen das Material nach der Druckentlastung im flüssigen Zustand vorliegt. Die Versuchsanordnung mußte hierzu so ausgelegt sein, daß man charakteristische Unterschiede zwischen dem Verhalten fester und flüssiger Körper im Sprengversuch feststellen kann. Wir gingen hierbei davon aus, daß in den Fällen, in denen das Material nach Stoßwelledurchgang im flüssigen Zustand vorliegt, eine Instabilität der Form und teilweise ein Versprühen (Bildung eines Flüssigkeitsnebels) auftreten sollte. Dies sollte sich in Röntgenblitzaufnahmen der Probe im Freiflug durch die Auflösung der Konturen bemerkbar machen. Hinweise auf die Entstehung eines Flüssigkeitsnebels sollten sich darüber hinaus aus der Untersuchung aufgefangener Materialteile ergeben.

Die Materialien für die Versuche wurden unter dem Gesichtspunkt großer Unterschiede im Schmelzpunkt und in der nach dem Stoßwelledurchgang zu erwartenden Temperatur ausgewählt:

1. Aluminium und Kupfer als Vertreter der Metalle, deren Temperatur nach Stoßwelledurchgang noch weit unterhalb des Schmelzpunkts liegen sollte;
2. Blei und Zinn als Vertreter der Metalle, bei denen der Übergang in den flüssigen Zustand zu erwarten ist;
3. Glas als ein Material, das fest bleiben sollte, aber vollständig zertrümmert oder gar zerstäubt wird;

4. Wasser als ideal fluides Medium. (Zur Erhöhung des Röntgenkontrasts wurde Cäsiumchlorid zugesetzt, wodurch die Dichte auf etwa 2 g/cm^3 anstieg.)

Abb. 4 zeigt die Ladungsanordnung für die Röntgenblitzaufnahmen. Bei den gewählten Ladungsabmessungen trifft die Detonationswelle überall weitgehend senkrecht auf die Materialprobe auf²⁾. Die Masse der scheibenförmigen Materialprobe war in allen Fällen etwa gleich (Probendicke je nach Dichte zwischen 2 und 6 mm), um nach der Detonation auch in allen Fällen etwa gleiche Geschwindigkeit im Freiflug zu erhalten.

Aus dem Verhältnis von Ladungshöhe und Probendicke ergibt sich, daß die Temperatur nach Durchgang der ersten Stoß- und Entlastungswelle in allen Teilen der Probe annähernd gleich ist. Der weitere Temperaturanstieg durch die nachfolgenden Spannungswellen kleinerer Amplitude ist zwar innerhalb der Probe uneinheitlich; da dieser Anstieg jedoch nach Abschätzungen höchstens 10 bis 20 % des Temperaturwerts nach Durchgang der ersten Stoß- und Entlastungswelle beträgt, sind die Unterschiede in der Endtemperatur der einzelnen Massenelemente klein.

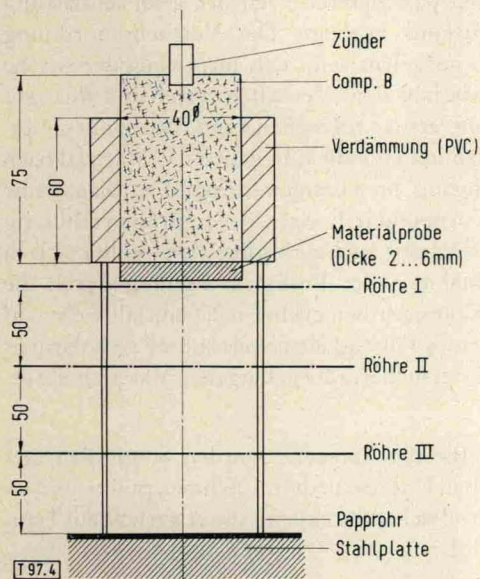


Abb. 4. Sprenganordnung für Röntgenblitzaufnahmen. Durchstrahlungsrichtungen der Röntgenblitzröhren jeweils um 45° gegeneinander versetzt.

Im Gegensatz zur Endtemperatur ergeben sich für die Endgeschwindigkeit der einzelnen Massenelemente größere Unterschiede. Wegen der Form des Schwadenkopfs erhalten nämlich die achsnahen Elemente eine größere Geschwindigkeit als die Randpartien der Probe. Der Geschwindigkeitsgradient erleichtert das Erkennen des jeweils vorliegenden Aggregatzustands in den Röntgenblitzaufnahmen, da bei festem und bei flüssigem Material unter der Einwirkung dieses Gradienten unterschiedliche Verformungs- bzw. Fließvorgänge auftreten. (Der nochmalige Temperaturanstieg während des freien Flugs infolge der zu leistenden Verformungsarbeit ist relativ klein; er beträgt bei dem in den Versuchen auftretenden Verformungsgrad größenordnungsmäßig 70°C im Fall von Kupfer und weniger als 10°C im Fall von Blei.)

2 Auf die Verwendung von Planwellengeneratoren zur Herstellung einer exakt ebenen Welle wurde aus Kostengründen verzichtet.

Abb. 5 zeigt die Vorrichtung zum Auffangen von Teilen der Materialprobe in Wasser. Der Aufbau der Ladung ist bis auf die Zweiteilung der Probe gleich wie bei den Röntgenblitzversuchen. Durch die Dämmanordnung aus abwechselnd geschichteten Stahl- und Filzscheiben, die den Detonationsstoß vom Auffangtopf fernhalten soll, ergab sich unbeabsichtigt ein zusätzlicher Test auf das Vorliegen des festen oder flüssigen Zustands bei den durchfliegenden Probeteilchen. Durch den auf diese Dämmanordnung übertragenen Stoß werden nämlich einzelne Filzfasern abgelöst und in die zentrale Bohrung gewirbelt, wo sie von der durchfliegenden Probe eingefangen und mitgerissen werden. Besteht die Probe aus einem Nebel flüssiger Metallteilchen, so kann sich dieser Nebel auf den mitgerissenen Fasern niederschlagen, d. h. die Fasern werden dann gewissermaßen mit flüssigem Metall getränkt. Dementsprechend wurde bei den Auffangversuchen zusätzlich zur Größenverteilung und Form der Probenpartikeln auch die Beschaffenheit der mitgerissenen Filzfasern untersucht.

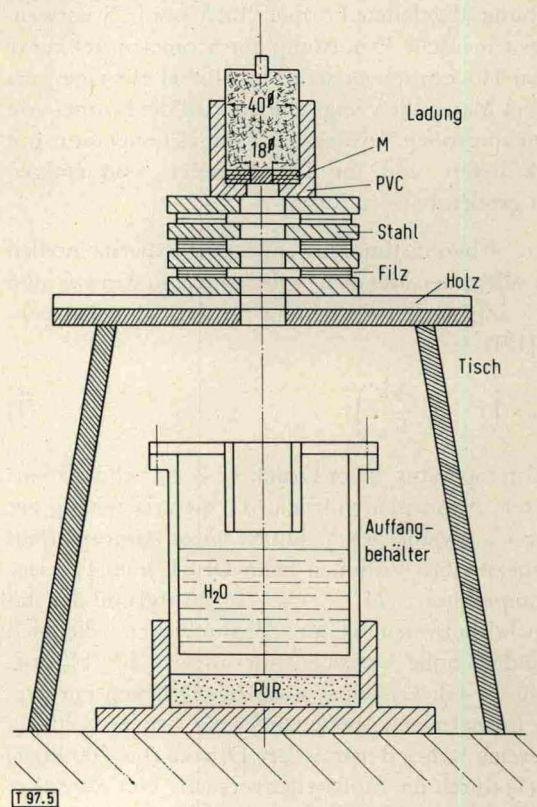


Abb. 5. Anordnung für Auffangversuche. M = Materialprobe, zweigeteilt; PUR = Polyurethanschaum.

4.2. Versuche mit energiereichem Sprengstoff (Comp. B)

4.2.1. Röntgenblitzuntersuchungen

Bei der Verwendung von Comp. B als Sprengstoff sind im Fall von Aluminium, Kupfer, Blei und Zinn ungefähr die in Tabelle 1 angegebenen Temperaturen zu erwarten. Bei Glas läßt sich aufgrund der Untersuchungen von Wackerle [23] an Quarz ein Stoßwellendruck von etwa 300 kbar und eine Temperatur nach der Druckentlastung von etwa $+250^\circ \text{C}$ abschätzen; die Endtemperatur müßte somit auf jeden Fall weit unterhalb des Erweichungsbereichs liegen.

Im Fall des Wassers errechnet sich für den Zustand in der Stoßwelle ein Druck von etwa 190 kbar und eine Temperatur von etwa $+1200^\circ \text{C}$ [24]. Unter diesen Bedingungen ist

Wasser in der flüssigen Phase [25]. Nach der Druckentlastung würde die insgesamt erzeugte Wärme ausreichen, etwa drei Viertel der Wassermenge zu verdampfen (Endtemperatur + 100 °C). Bei Zusatz von Cäsiumchlorid ist wegen der höheren Dichte und der dadurch bedingten größeren Stoßwellenimpedanz die Wärmeerzeugung merklich geringer als im Fall des reinen Wassers. Nach der Druckentlastung sollte daher die Probenmasse zum größeren Teil im flüssigen Zustand, zum kleineren Teil in der Dampfphase vorliegen. Im Fall eines Siedeverzugs bliebe sogar die gesamte Masse flüssig.

Abb. 6 zeigt Röntgenblitzaufnahmen der untersuchten Materialproben im freien Flug zu drei aufeinanderfolgenden Zeiten (Kupfer ist hier nicht aufgeführt, es verhält sich ähnlich wie Aluminium). Bei Aluminium und Glas fliegt die Hauptmasse in Form einer zusammenhängenden flachen Schale. Die dahinter fliegenden Probenteile sind auf Kreisringen angeordnet, was auf den Abplatzeffekt infolge der von der Seite in die Probe hineinlaufenden Entlastungswellen zurückzuführen ist. Auch ein Abplatzeffekt in Flugrichtung ist zu erkennen. Demgegenüber nimmt bei Blei, Zinn und Wasser die Probe im freien Flug eine Hohlkegelform an. Die Konturen sind verwaschen, die Probenmasse erscheint diffus verteilt. In Flugrichtung treten Schlieren auf.

Die unterschiedliche Form bei Aluminium und Glas einerseits, bei Blei, Zinn und Wasser andererseits kann man auf die Unterschiede in der während der Beschleunigung wirksamen Materialfestigkeit zurückführen. Der in der gegebenen Versuchsanordnung auftretende radiale Gradient der Geschwindigkeit muß nämlich bei Medien mit vernachlässigbarer Festigkeit (fluide Medien) zu einer Hohlkegelform der Probe im freien Flug führen, während bei Medien mit hinreichend großer Festigkeit ein teilweiser Ausgleich der Geschwindigkeitsunterschiede in radialer Richtung stattfindet.

Im Fall der wäßrigen Probe ist bemerkenswert, daß der Hauptmasse eine Teilmasse in Form einer ebenen Platte vorausfliegt. Dies ist wahrscheinlich auf einen Abplatzeffekt bei der Reflexion der ersten durchlaufenden Stoßwelle an der freien Oberfläche der Probe zurückzuführen. Bei dem sehr kurzzeitigen Reflexionsvorgang ist nämlich die Zerreißeigenschaft des Wassers nicht vernachlässigbar klein, vielmehr dürfte der Wert für sauberes, blasen- und keimfreies Wasser (etwa 10 bis 20 kp/mm² [26],[27]) gelten. Entsprechend dem endlichen Wert der Zerreißeigenschaft platzt eine Schicht endlicher Dicke von der Hauptmasse ab. Die Massenelemente am Probenrand tragen jedoch zum Abplatzeffekt nichts bei, da hier bereits die erste durchlaufende Stoßwelle durch die seitliche Druckentlastung zu stark geschwächt wird. Aus dem Zurückbleiben der Hauptmasse gegenüber der abgeplatzten Schicht kann man weiterhin schließen, daß in der gegebenen Ladungsanordnung bereits die erste durch die Wasserprobe laufende Stoßwelle einen ausgeprägten Abfall von Druck und Geschwindigkeit nach hinten zeigt.

4.2.2. Auffangversuche

Zur Auswertung der Auffangversuche wurde das aufgefangene Material (die in eine Vielzahl von Partikeln zerlegte Probe sowie mitgerissene Filzfasern) für eine grobe Klassifizierung in drei verschiedene Fraktionen aufgeteilt. Die Fraktion 1 aus spezifisch leichtem Material wurde von der Wasseroberfläche abgeschöpft; die Fraktion 2 besteht aus relativ großen Partikeln, die sich vergleichsweise schnell am Boden des Gefäßes absetzen, und die Fraktion 3 aus einer Verteilung sehr kleiner Partikeln, die sich erst nach Stunden oder Tagen absetzen.

Bei Aluminium, Kupfer oder Glas enthält die Fraktion 1 den größten Teil der mitgerissenen Fasern, während sich in der Fraktion 2 der größte Teil der Probenmasse mit Partikelgrößen von 100 µm an aufwärts findet (im Fall von Glas enthält auch die Fraktion 3 noch einen merklichen Massenanteil

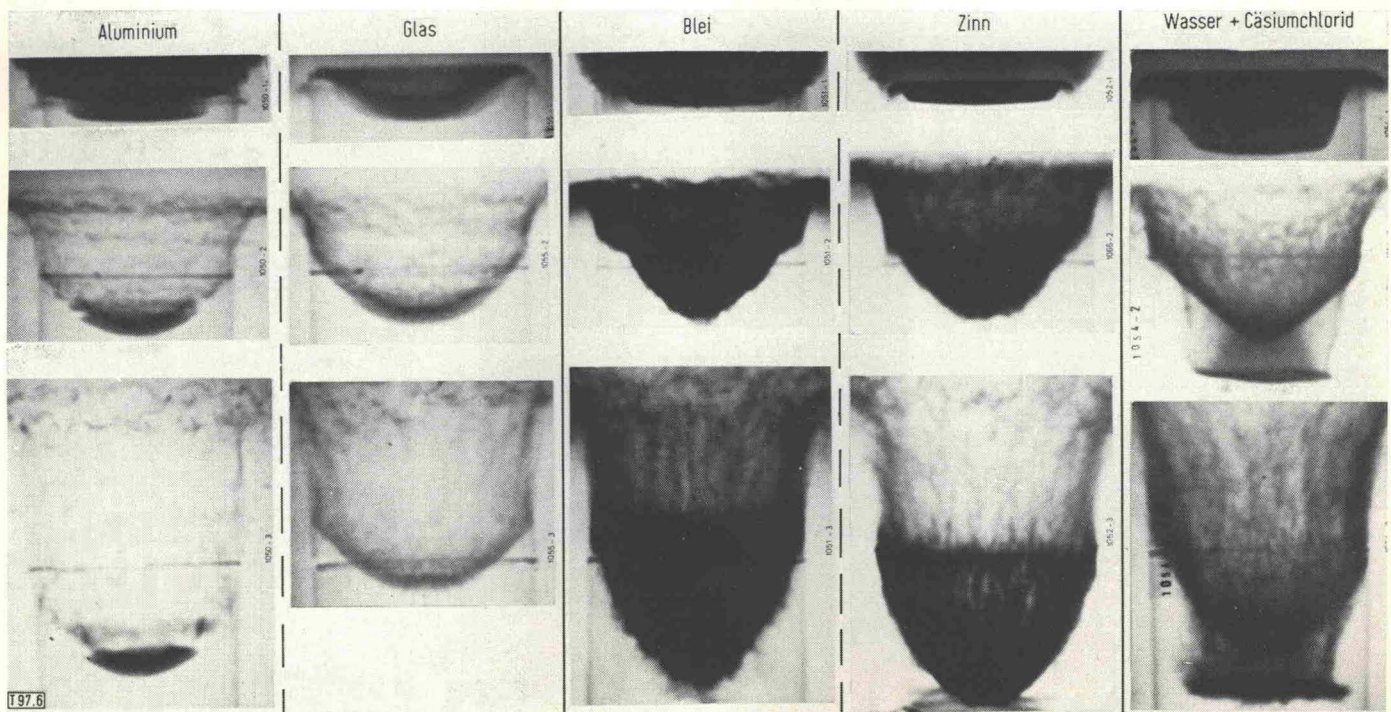


Abb. 6. Freiflugverhalten verschiedener Materialproben nach Beschleunigung mittels Comp. B. (Zeit zwischen den Bildern jeweils etwa 20 µs.)

mit Partikelgrößen unter $100\ \mu\text{m}$). Bei Blei und Zinn enthält die Fraktion 1 demgegenüber nur wenige Fasern; der größte Teil der Fasern befindet sich, durchsetzt bzw. überzogen mit Metall und daher spezifisch schwerer als Wasser, in der Fraktion 2. Ein großer Teil der Probenmasse findet sich hier außerdem in der Fraktion 3 in Form sehr kleiner Teilchen ($< 5\ \mu\text{m}$).

Abb. 7 (links und in Bildmitte) zeigt aufgefangene Fasern. Bei Kupfer und Glas sind diese von milchig weißer Farbe, bei Blei und Zinn metallisch glänzend. Die Form der aufgefangenen Partikeln ist vor allem bei Blei und Zinn bemerkenswert. Bei Blei treten praktisch durchweg, bei Zinn zu einem gewissen Teil, kristallartige Partikeln auf. Ursache dieser Kristallformen ist vermutlich ein dendritisches Wachstum aus der flüssigen Phase. (Abb. 8)

4.3. Versuche mit energiearmem Sprengstoff (Donarit 3)

Aus den beschriebenen Röntgenblitz- und Auffangversuchen mit Comp. B als Sprengstoff kann man schließen, daß Blei und Zinn als Folge der hohen Stoßbelastung in den flüssigen Zustand übergehen. Zur Erhärtung dieses Ergebnisses wurden, gewissermaßen als Gegenprobe, einige weitere Versuche mit Blei- und Zinnproben unter Verwendung des relativ energiearmen Sprengstoffs Donarit 3 durchgeführt. Nach den vom Hersteller angegebenen Sprengstoffdaten [28] läßt sich der in Proben aus Blei oder Zinn entstehende Stoßwellendruck bei senkrechtem Auftreffen der Detonationswelle je nach Verdämmung zu 77 bis 120 kbar (Blei) bzw. 75 bis 116 kbar (Zinn) abschätzen. Der mit diesen Drücken verbundene Temperaturanstieg ist nach Abb. 3 sehr klein, es sollte daher auch bei den niedrigschmelzenden Metallen kein Schmelzen mehr auftreten.

Abb. 9a zeigt Röntgenblitzaufnahmen einer Probe aus Zinn; zum Vergleich sind in Bild 9b die entsprechenden Aufnahmen bei Verwendung von Comp. B als Sprengstoff (Bild 6) nochmals wiedergegeben. Sowohl in der äußeren Form als auch in der „Struktur“ der fliegenden Probe zeigen sich wesentliche Unterschiede. Im Gegensatz zur früheren Hohlkegelform (Abb. 9b) hat die Hauptmasse der Zinnprobe jetzt die Form einer flachen Schale. Außerdem ist die Probe deutlich in einzelne Bruchstücke unterteilt, während vorher (Abb. 9b) eine diffuse Massenverteilung mit verwaschenen Konturen auftrat. Insgesamt weist das Bild der Zinnprobe gerade diejenigen Merkmale auf, die in den Versuchen mit Comp. B als Sprengstoff bei den Proben aus Kupfer und Aluminium angetroffen wurden.

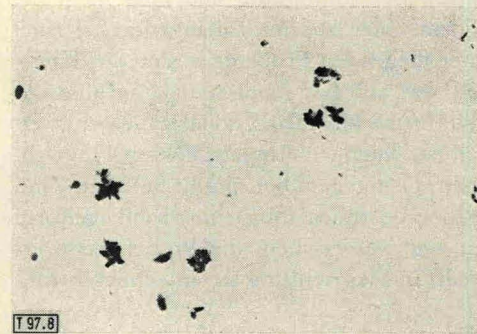


Abb. 8. Aufgefangene Blei-Partikeln. Vergrößerung 400 : 1.

Ähnliches gilt hinsichtlich der Form der aufgefangenen Blei- und Zinnpartikeln. Im Gegensatz zu den Versuchen mit Comp. B als Sprengstoff, bei denen ausgeprägte Kristallbildung auftrat, ist die Form der Partikeln jetzt ganz unregelmäßig.

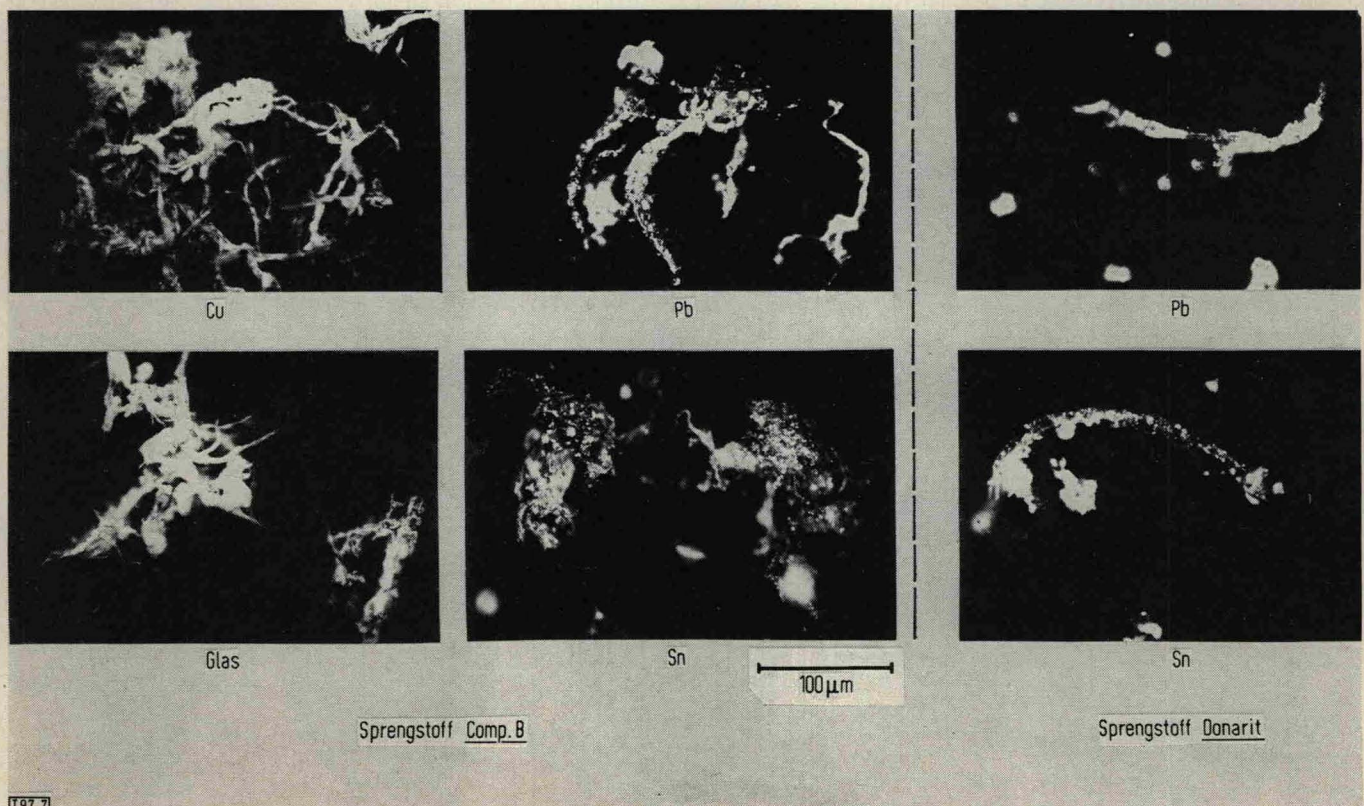


Abb. 7. Beschaffenheit mitgerissener Filzfasern.

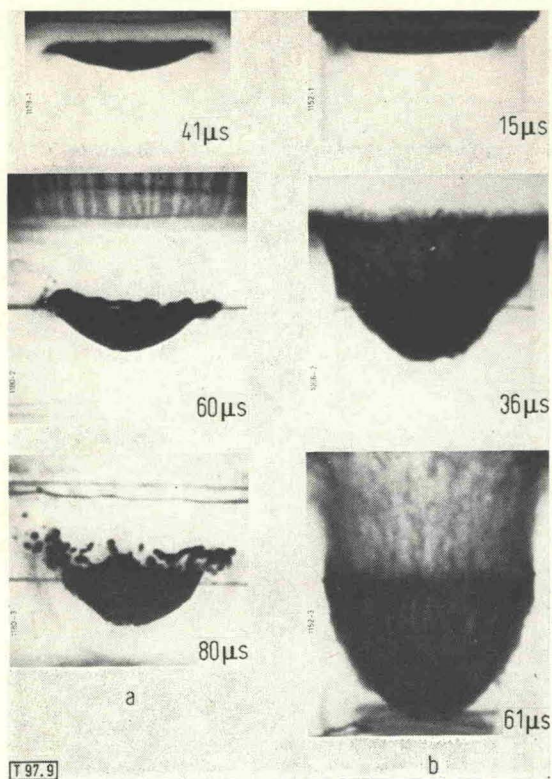


Abb. 9. Freiflugverhalten einer Zinnprobe nach Beschleunigung mittels Donarit (a) und Comp. B. (b).

Die mitgerissenen Filzfasern sind blank (Abb. 7 rechts); sie sind insbesondere nicht mit einer glänzenden Metallschicht überzogen wie in den Versuchen mit Zinn und Blei, bei denen Comp. B als Sprengstoff verwendet wurde.

Tabelle 2. Zusammenfassung der Ergebnisse

Probenmaterial	Al, Cu, Glas	Pb, Sn, H ₂ O(+CsCl)	Pb, Sn
Sprengstoff	Comp. B	Comp. B	Donarit 3
äußere Form der beschleunigten Masse	flache Schale	hohlkegelförmig	flache Schale
Aufgliederung (Struktur) der beschleunigten Masse	einzelne, scharf begrenzte Bruchstücke, ringförmig angeordnet	diffuse Massenverteilung, Schlieren in Flugrichtung	einzelne, scharf begrenzte Bruchstücke, ringförmig angeordnet
Größe der aufgefangenen Partikeln (Hauptmasse)	> 100 μm	< 5 μm *)	~10 bis 30 μm
Form der aufgefangenen Partikeln	unregelmäßig	viele Kristalle*) (Mikrodendriten)	unregelmäßig
Beschaffenheit mitgerissener Fasern	blanke Oberfläche	mit Metall überzogen *)	blanke Oberfläche
Daraus folgender Aggregatzustand	fest	flüssig	fest

*) H₂O(+CsCl) ausgenommen

Literatur

- [1] J. J. Gilman, Appl. Mech. Rev. 21, 767 [1968].
- [2] K. H. Schramm, Dynamisches Verhalten von Metallen unter Stoßwellenbelastung. Bericht zum Forschungsauftrag T 0260/92610/91643 für das Bundesministerium der Verteidigung, Oktober 1970.
- [3] W. Band, J. Geophys. Res. 65, 965 [1960].
- [4] R. G. McQueen u. S. P. Marsh, J. Appl. Phys. 31, 1253 [1960].
- [5] M. van Thiel, Compendium of Shock Wave Data. UCRL-Report 50108, Livermore, California, Vol. 1 and 2 [1966].
- [6] L. V. Al'tshuler, S. B. Kormer, M. I. Brazhnik, L. A. Vladimirov, M. P. Speranskaya u. A. I. Funtikov, Soviet. Phys. JETP 11, 766 [1960].
- [7] P. C. Lysne, R. R. Boade, C. M. Percival u. O. E. Jones, J. Appl. Phys. 40, 3786 [1969].
- [8] M. H. Rice, R. G. McQueen u. J. M. Walsh, Solid State Physics 6, 1 [1958].
- [9] L. Knopoff, in: R. S. Bradley (ed.), High Pressure Physics and Chemistry, Vol. 1. London — New York 1963, S. 227 ff.
- [10] Y. B. Zel'dovich u. Y. P. Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Vol. 1. New York — London 1967.
- [11] S. B. Kormer, A. I. Funtikov, V. D. Urlin u. A. N. Kolesnikova, Soviet Phys. JETP 15, 477 [1962].
- [12] B. M. Butcher u. C. H. Karnes, J. Appl. Phys. 40, 2967 [1969].
- [13] P. C. Lysne, J. Appl. Phys. 41, 351 [1970].
- [14] D. J. O'Keefe, J. Geophys. Res. 75, 1947 [1970].
- [15] K. Hornung, K. W. Michel, J. Chem. Phys. (im Druck).
- [16] Ph. de Beaumont u. J. Leygonie, Fifth Symp. on Detonation, Pasadena/Calif., 18—21 August 1970.

5. Schlußfolgerungen

Die Ergebnisse der Sprengversuche sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Hiernach treten in all den Fällen, bei denen nach der Theorie die Materialprobe auch nach dem Stoßwellendurchgang im festen Zustand sein sollte, dieselben — für den festen Zustand charakteristischen — Kennzeichen auf. Dasselbe gilt entsprechend für diejenigen Versuche, bei denen das Auftreten des flüssigen Zustands erwartet wird. Angesichts dieser Konsistenz aller Einzelergebnisse erscheinen die in Tabelle 2 unten angegebenen Folgerungen für den jeweils vorliegenden Aggregatzustand zwangsläufig. Im einzelnen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

Bei den Metallen Aluminium und Kupfer, aber auch bei Glas, ist die bei Stoßbelastung durch Sprengstoff erzeugte Wärme so gering, daß die Temperatur unterhalb des Schmelzpunkts bleibt. Nur bei den niedrigschmelzenden und gleichzeitig relativ kompressiblen Metallen Blei oder Zinn liegt die stoßbelastete Probe nach Druckentlastung im flüssigen Zustand vor, und auch dies nur bei Anwendung hochenergetischer Sprengstoffe.

Insgesamt stellen die experimentellen Ergebnisse eine qualitative Bestätigung der theoretischen Vorstellungen über die Aufheizung des Materials beim Stoßwellendurchgang dar. Dies besagt, daß der bei Stoßbelastung mittels Sprengstoffen auftretende Temperaturanstieg bei den meisten Metallen (z. B. Kupfer, Aluminium und Stahl) nicht mehr als wenige hundert Grad beträgt, selbst wenn noch eine zusätzliche Erwärmung durch Verformungsarbeit auftritt. Nur unter speziellen Bedingungen mit großer Reibungswärme können höhere Temperaturen auftreten [29], doch ist die hohe Temperatur dann auf eine dünne Oberflächenschicht begrenzt.

- [17] Siehe z. B.: J. J. Gilvarry, Phys. Rev. 102, 308 [1956]; 102, 317 [1956]; 102, 325 [1956].
- [18] E. A. Kraut u. G. C. Kennedy, Phys. Rev. 151, 668 [1966].
- [19] G. C. Kennedy u. N. S. Vaidya, J. Geophys. Res. 75, 1019 [1970].
- [20] S. B. Kormer, M. V. Sinitsyn, G. A. Kirilov u. V. D. Urlin, Soviet Phys. JETP 21, 689 [1965].
- [21] J. M. Walsh, M. H. Rice, R. G. McQueen u. F. L. Yarger, Phys. Rev. 108, 196 [1957].
- [22] L. M. Libby u. F. J. Thomas, J. Phys. Chem. Solids 30, 1237 [1969].
- [23] J. Wackerle, J. Appl. Phys. 33, 922 [1962].
- [24] M. H. Rice u. J. M. Walsh, J. Chem. Phys. 26, 824 [1957].
- [25] S. B. Kormer, K. B. Yushko u. G. K. Krisbkevich, Soviet Phys. JETP 27, 879 [1968].
- [26] R. W. Pohl, Mechanik, Akustik und Wärmelehre, Berlin — Göttingen — Heidelberg — New York: Springer-Verlag 1964; 16. Aufl., S. 285.
- [27] R. H. Cole, Underwater Explosions. New York: Dover Publications Inc., 1965; S. 262.
- [28] Wasag-Chemie, Gewerbliche Sprengstoffe und Sprengzubehör für den Anwendungsbereich Erz- und Salzbergbau, Steine und Erden, Seismik.
- [29] G. Weibrauch, Vortrag K 32, Frühjahrstagung der DPG, Fachauschuß Kurzzeitphysik, Ulm 1971.

Anschrift: Dr. W. Geiger, Dr. G. Honcia, A. Rühl und W. Wolf, Battelle-Institut e. V., 6 Frankfurt/M. 90, Am Römerhof 35.

Manuskripteingang 23. 12. 1971 [T 97]