

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 über<sup>1)</sup>.

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 Stoßwelledurchgang, insbesondere die resultierende Temperaturerhöhung, seien an dem einfachen Fall der Beschleunigung einer ebenen Metallplatte mittels Sprengstoffs 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 Stoßwellendrucke 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).

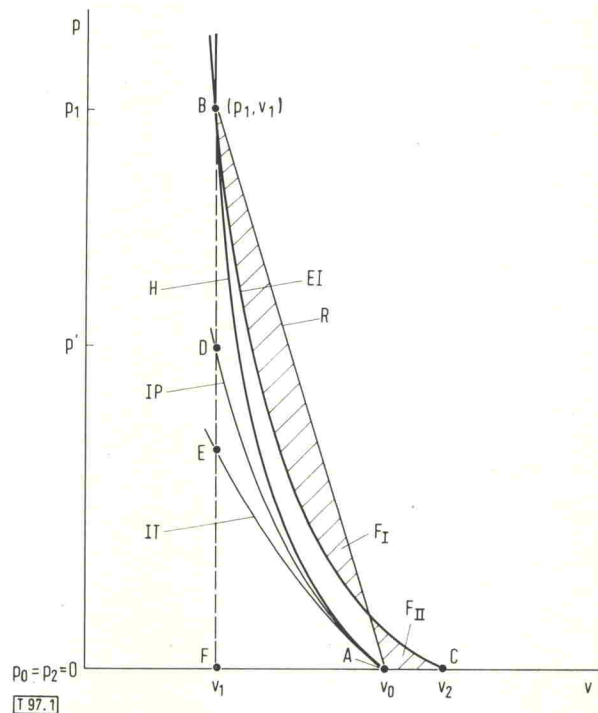


Abb. 1. Stoßübergang und nachfolgende Druckentlastung. Insgesamt erzeugte Wärme (Verlustwärme)  $\sim F_I - F_{II}$ ; H = Hugoniot-Kurve; IP = Isentrope; IT = Isotherme; EI = Entspannungs-Isentrope; R = Rayleigh-Gerade.

### 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.

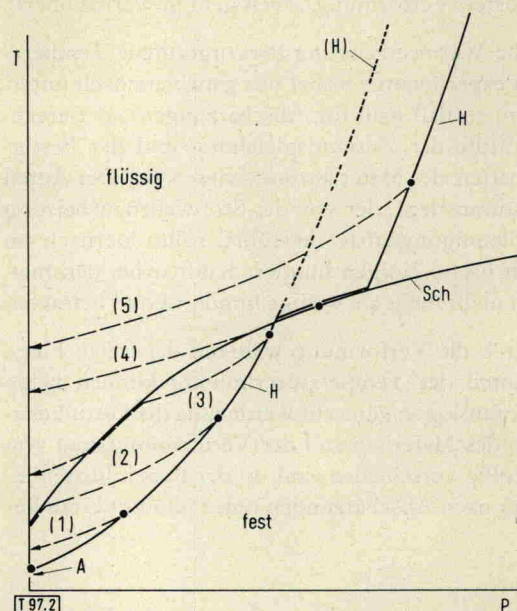


Abb. 2. Mögliche Fälle des Schmelzens beim Stoßwellendurchgang. (H) = *Hugoniot*-Kurve, wenn Schmelzverzug auftreten würde; H = *Hugoniot*-Kurve; Sch = Schmelzdruckkurve; A = Ausgangszustand, ---- 1 bis 5 = Isentropen.

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