Theoretische Untersuchungen über die Detonation

Von Richard Grammel

(Auszug)

Eine besondere Arbeitstagung der Akademie behandelte die Probleme der Detonation. Der folgende Bericht umfaßt die theoretischen Gedankengänge jener Arbeitstagung.

Die wissenschaftliche Erforschung der Detonation ist erst möglich geworden, seitdem man erkannt hatte, daß die Detonation kein rein thermochemischer Prozeß (wie etwa die Verbrennung), sondern primär ein gasdynamischer Vorgang ist, der erst sekundär einen thermochemischen Prozeß einleitet. Wir fassen heute die Detonation auf als eine Stoßwelle von so großer Stärke, daß sie beim Durchgang durch einen Explosivstoff die chemische Reaktion auslöst, in Gasen zufolge der Erhitzung durch die Stoßwelle selbst, in Flüssigkeiten und in festen Stoffen nach einem bis jetzt noch nicht ganz geklärten Mechanismus.

Die gasdynamische Entstehung der Stoßwelle ist zuerst von B. Riemann mathematisch gedeutet, von R. Becker später auch physikalisch erklärt worden: Die ersten, von einer Störung ausgehenden Wellen komprimieren das Medium und erteilen ihm eine im Wellenfortschreitsinn gerichtete Strömungsgeschwindigkeit, so daß die weiteren, von der Störstelle ausgehenden Wellen in dem schon komprimierten und zudem vorwärtsströmenden Medium rascher wandern, die vorangehenden Wellen einholen und so eine immer steiler werdende Druckfront, also schließlich eine Stoßwelle ausbilden. Die theoretischen Grundlagen zur Berechnung der Stoßwellen sind die Kontinuitäts- und Impulssätze der Gasdynamik und der Energiesatz in Gestalt der sogenannten Hugoniotgleichung, die die dynamische Adiabate definiert. Man hat dabei zwei Fälle zu unterscheiden: die rein akustische Knallwelle (ohne Wärmetönung) und die mit chemischer Umsetzung (also mit Wärmetönung) verbundene eigentliche Detonationswelle.

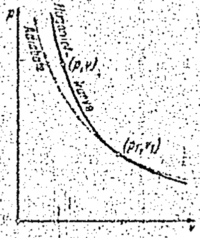


Abb. 1

Für die **Knallwelle** lautet die in Abbildung 1 veranschaulichte Hugoniotgleichung:

$$E - E_1 = \frac{1}{2}(p_1 + p)(v_1 - v);$$

dabei sind p_1, v_1 und E_1 der Druck, das spezifische Volumen und die innere Energiedichte des ungestörten Mediums vor der Wellenfront, p, v und E ihre Werte im Hochdruckgebiet hinter der Wellenfront. Für die Geschwindigkeit w der Wellenfront und für die Geschwindigkeit u, mit der das hochgespannte Medium hinter der Wellenfront her auf das ungestörte Medium zuströmt, gilt streng und allgemein:

$$w = v_1\sqrt{\frac{p - p_1}{v_1 - v}}, \quad u = \sqrt{(v_1 - v)(p - p_1)}, \quad wu = v_1(p - p_1).$$

Da die Hugoniotkurve immer steiler verläuft als die Adiabate, so ist w größer als die Schallgeschwindigkeit a im ungestörten Medium, und zwar beträgt bei hohem Druckverhältnis p/p_1 die Knallwellengeschwindigkeit w ein hohes Vielfaches von a.

Zwischen den Knallwellen in Gasen, in Flüssigkeiten und in festen Körpern bestehen wesentliche Unterschiede. In Gasen (für die mit $E = c_v T$ die Hugoniotkurve leicht zu entwerfen ist) tritt auch bei hohen Knallwellendrücken p nur eine verhältnismäßig geringe Verdichtung auf (ohne Berücksichtigung der bei hohen Temperaturen zu erwartenden Dissoziation höchstens auf das etwa Sechsfache, mit Berücksichtigung der Dissoziation etwas mehr), dagegen eine ungeheure Steigerung der Temperatur T (auf Zehntausende von Graden). Bei Flüssigkeiten und bei festen Körpern dagegen ruft die Knallwelle zwar unter Umständen äußerst hohe Drücke hervor (die die theoretische Behandlung sehr erschweren, da man dann bei den Zustandsgrößen bis jetzt auf unsichere

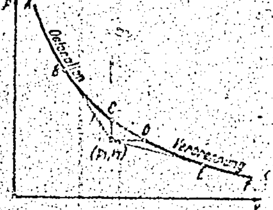
Extrapolationen angewiesen ist), aber nur ganz unwesentliche Temperatursteigerungen, die jedenfalls auch in explosiblen Stoffen (im Gegensatz zu den Gasen) bei weitem nicht zur Entzündung ausreichen würden. Bei manchen Flüssigkeiten steigt die Temperatur der Knallwelle mit dem Druck langsamer an als der Schmelzpunkt, und so können Flüssigkeiten durch Knallwellen vorübergehend in der Wellenfront zum Erstarren gebracht werden (Schardinsche Erstarrungswellen).

Bei der **Detonationswelle** als der Knallwelle in Explosivstoffen ist auch noch die mit der chemischen Umsetzung verbundene Wärmetönung Q zu berücksichtigen, so daß man nun für Gase:

$$E - E_1 = c_v (T - T_1) - Q$$

hat. Infolge des Gliedes Q ist die für die gasförmigen Schwaden (d. h. die Explosionsprodukte) zum Zustand p_1, v_1 (vor der Explosion) entworfene Hugoniotkurve gegenüber derjenigen der reinen Knallwelle nach oben verschoben, wie Abbildung 2 zeigt. Man hat jetzt drei Bereiche zu

Abb. 2



unterscheiden. Im Bereich AC ist die Geschwindigkeit w der Wellenfront groß und die Strömungsgeschwindigkeit u der Schwaden mit w gleichgerichtet; dieser Kurvenzweig stellt die eigentliche Detonation dar. Im Bereich DF ist w klein und u von entgegengesetzter Richtung; dieser Kurvenzweig stellt die gewöhnliche Verbrennung dar. Das Kurvenstück zwischen C und D hat keine Bedeutung, da dort w und u imaginär sind. Zwischen Verbrennung und Detonation besteht also ein nicht nur quantitativer, sondern auch qualitativer Unterschied: Bei der Verbrennung sind Druck und Dichte der Verbrennungsprodukte kleiner als die des Brennstoffes und strömen von der Brennfläche weg; bei der Detonation haben die Schwaden größeren Druck und größere Dichte als der Sprengstoff und strömen auf die Wellenfront zu. Dem Punkt E entspricht die größte Brenngeschwindigkeit, dem Punkt B die kleinste Detonationsgeschwindigkeit w und damit die **normale** Detonation; denn auf dem Zweig AB ist die Differenz $w - u$ kleiner als die Schallgeschwindigkeit a, so daß die Detonationswelle dort von jeder zufälligen Störung eingeholt wird und also unstabil ist, auf dem Zweig BC dagegen größer als a, so daß die chemische Umsetzung (wenigstens soweit sie von den Druckstößen in den Schwaden ausgelöst wird, was anzunehmen ist) dort zum Erliegen kommt. A. Busemann hat darauf hingewiesen, daß der Zweig AB allerdings künstlich verwirklicht werden kann, und daß für die Lücke CD zwischen Verbrennung und Detonation ein quasistetiger Übergang über nichtstationäre Zustände möglich ist.

Man kann den Detonationsvorgang selbst auch rechnerisch verfolgen, wenn man sich mit W. Döring auf räumlich eindimensionale Fälle beschränkt und die idealisierende Voraussetzung macht, daß der Sprengstoff durch die Explosion momentan in ein hochgespanntes, ruhendes Gas verwandelt worden sei, dessen Umgebung ein anderes, ursprünglich ebenfalls ruhendes Medium, etwa Eisen oder Wasser oder Luft, bildet. Abbildung 3 zeigt schematisch, was geschieht. Im Augenblick $t = 0$ der

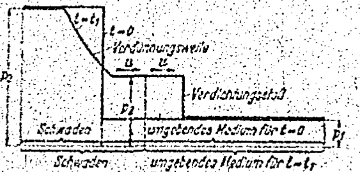
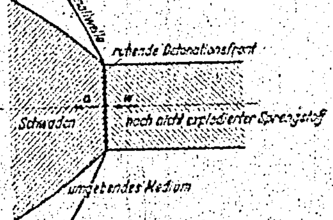


Abb. 3

Explosion hat man die Schwaden vom (unbekannten) Druck p_0 und das umgebende Medium vom (bekannten) Druck p_1 ruhend nebeneinander. Die Folgen des Drucksprunges $p_0 - p_1$ sind, wie für einen späteren Zeitpunkt t_1 angedeutet, ein Verdichtungsstoß von den Schwaden auf das umgebende Medium und eine Verdünnungswelle, die ins Innere der Schwaden hineinläuft und den Druck p_0 an der Schwadenoberfläche auf p_2 senkt, außerdem eine Strömungsgeschwindigkeit u der Schwaden senkrecht zu ihrer Oberfläche. Es ist eine lösbare Aufgabe der Gasdynamik, bei vorgegebenen Werten von p_2 und p_1 sowohl für die Schwaden wie für das umgebende Medium den Zusammenhang zwischen u und p_2 zu berechnen. Anderseits kann man u und p_2 aber auch aus der leicht experimentell meßbaren Geschwindigkeit w des Verdichtungsstoßes berechnen. Würde man dies für einen und denselben Sprengstoff und hinreichend viele umgebende Medien von bekannter Zustandsgleichung (Eisen, Aluminium, Äthyläther, Wasser, Luft usw.) durchführen, so bekäme man genügend viele Werte der für die Schwaden gültigen Funktion $u = f(p_2)$ und könnte daraus rückwärts auf die unbekannte Zustandsgleichung der Schwaden und auf den unbekannten Explosionsdruck p_0 schließen. Eine solche Versuchsreihe würde die ganze Theorie der Detonation erstmals auf eine feste Basis stellen.

Die Voraussetzung, daß der volle Druck p_0 sofort in den ganzen Schwaden vorhanden sei, träfe nur zu, wenn der Sprengstoff in allen seinen Punkten gleichzeitig gezündet worden wäre. In Wirklichkeit erfolgt die Zündung von einer Initialstelle, die punkt- oder flächenförmig ist, z. B. bei einem gasförmigen Sprengstoff in einem zylindrischen Rohr von dessen einer Stirnfläche aus. Auch für diesen Fall läßt sich die Rechnung unter Berücksichtigung der endlichen Detonationsgeschwindigkeit durchführen.

Abb. 4



Bei festen zylindrischen Sprengstoffen (deren Explosionsdruck kein Rohr aushalten würde) muß man die Knallwelle untersuchen, die seitlich an einer in Längsrichtung offen detonierenden Säule entsteht. Wie Abbildung 4 zeigt, kann man den Vorgang dadurch stationär machen, daß man sich den Beobachter mit der Detonationsgeschwindigkeit w bewegt denkt (in Abbildung 4 von links nach rechts); für ihn ruht die Detonationsfront, und dafür bewegt sich der noch nicht explodierte Sprengstoff mit der Geschwindigkeit w in die Detonationsfront hinein, wo er sich in die Schwaden verwandelt, welche dann (wegen $w = u + a$) gerade mit Schallgeschwindigkeit a aus der Detonationsfront herauskommen. Damit ist aber dieses Problem auf ein von L. Prandtl gelöstes Problem der Gasdynamik zurückgeführt: das Ausströmen eines Gases aus einer zylindrischen Röhre mit Schallgeschwindigkeit.

Geht man von ebenen Detonationswellen zu **Kugelwellen** über, so entstehen große theoretische Schwierigkeiten, da kugelförmige Ausbreitung ohne dauernde zentrale Stoffzufuhr nicht stationär ist. Man muß sich darum bis jetzt mit Näherungslösungen und qualitativen Betrachtungen begnügen, wie sie u. a. von F. Sauter angestellt worden sind. Die rechnerische Behandlung der Fortpflanzung eines **schwachen** Überdrucks, der ursprünglich in einem zentralen Kugelbereich vorhanden war, zeigt, daß dieser als konzentrisches Hohlkugelgebiet vom Kugelmittelpunkt fortläuft und im radialen Schnitt sehr bald die Gestalt eines Sägezahns annimmt, wie er auch oft beobachtet werden konnte. Bei **starken** Überdrücken muß sich auch im kugelsymmetrischen Fall schließlich eine Knallwelle ausbilden; doch dauert das viel länger als bei ebenen Wellen (in zweiatomigen Gasen etwa sechsmal länger), und solche Kugelknallwellen müssen sich (im Gegensatz zu ebenen Knallwellen) beim Weiterschreiten mehr und mehr schwächen und verlangsamen. Über die genaue Gesetzmäßigkeit dieses Abklingens der Kugelknallwelle kann man bis jetzt noch nichts aussagen.

Wahrscheinlich werden sich noch weitere Probleme der Detonation lösen lassen, wenn man gasdynamische Untersuchungen, die zu anderen Zwecken angestellt worden sind, für die Detonation nutzbar macht, so z. B. diejenigen von L. Prandtl und seinen Schülern. Hier ist insbesondere die Busemannsche Umdeutung der Strombilder der zweidimensionalen stationären Überschallströmungen in Weg–Zeit–Bilder von eindimensionalen nichtstationären Gasströmungen zu nennen, wie dies Abbildung 5 an einem einfachen Beispiel zeigt, nämlich (Bild a) an dem

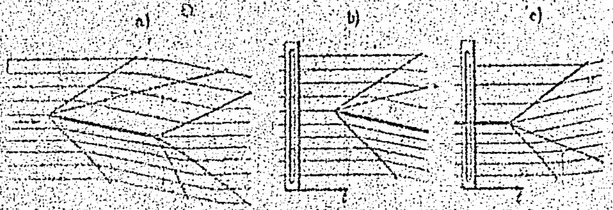


Abb. 5

bekannten Stromlinienbild der mit Überschallgeschwindigkeit angeblasenen, schräggestellten ebenen Platte mit den Verdichtungsstößen und Verdünnungswellen, die von ihrer Vorder- und Hinterkante ausgehen. Betrachtet man die vordere Hälfte dieses Stromlinienbildes durch einen schmalen Schlitz, der mit geeigneter Geschwindigkeit nach rechts geführt wird (Bild b), so hat man offensichtlich die Darstellung des nichtstationären Vorganges in einem (lotrechten) zylindrischen Rohr, in welchem ein Kolben zunächst stillsteht und dann plötzlich mit konstanter Geschwindigkeit abwärts bewegt wird. Nach unten geht dabei ein Verdichtungsstoß aus, nach oben eine Verdünnungswelle, die die Teilchen unter und über dem Kolben allmählich in Bewegung setzen. Eine andere Umdeutung gibt Bild c für die Hinterkante der Platte (mit Drehung um den Anstellwinkel); der Schlitz zeigt nun das Weg-Zeit-Bild einer Röhre, die durch eine Querwand geteilt ist, welche zunächst zwei Bereiche verschiedener Dichte trennt und dann seitlich weggezogen wird, so daß sich mit Verdichtungsstoß nach oben und Verdünnungswelle nach unten der Druck ausgleicht und die Gasmasse in Bewegung nach oben gerät.

Diese Umdeutungsmethode verspricht noch viel Erfolg, da an rechnerisch oder experimentell erzeugten Bildern stationärer Überschallströmungen schon heute ein reicher Vorrat vorhanden ist, der sich nach Bedarf mit der Prandtl-Steichenschen Methode der Charakteristiken noch vergrößern läßt und neuerdings auch nichtisentrope Strömungen umfaßt, die für die Detonation besonders in Betracht kommen.