

Fremwald:

Hohlraumwirkung

bei Sprenglad

Fortsetzung

Sucharewsky berichtet dann über seine weiteren systematischen Versuche, die sich der Frage zuwenden, wie groß der Hohlraum in einem Sprengkörper sein muß, um die größte Wirkung auf die Unterlage zu erzielen. Die Figuren 30 bis 34 in der Abbildung 31 lassen die Durchführung und die Ergebnisse der Versuche erkennen: Die Tiefe des Hohlraumes darf nicht mehr als die Hälfte der Gesamthöhe des Körpers ausmachen.

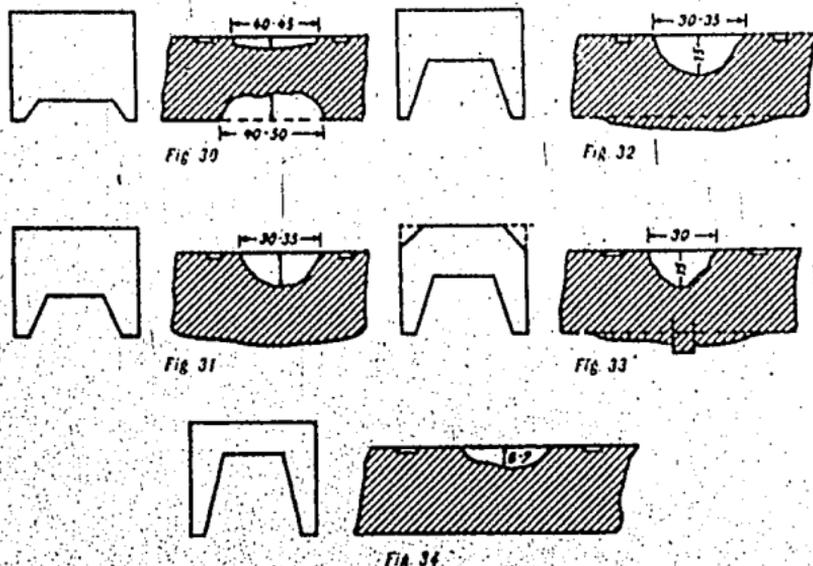


Abb. 31

Sucharewsky, Sprengkörper mit Hohlräumen verschiedener Höhe zur Feststellung der günstigsten Höhe. 1926

Es folgen nun weitere Versuche über den Einfluß der Höhe des Sprengkörpers mit Hohlraum hinsichtlich der Durchschlagkraft auf ihre Unterlage. Die Figuren 37 und 39 in der Abbildung 32 vermitteln einen Eindruck der verwendeten Körper. Sucharewsky stellt fest, daß die Höhe der Sprengkörper keinen Einfluß auf das Durchschlagsvermögen hat. Er weist besonders darauf hin, daß die Ladungen, bei denen die Ränder der Körper beschnitten sind (Figur 16, 20, 21, 22 in Abbildung 29), im Verhältnis zu den normalen ein bedeutend geringeres Gewicht haben, die durchschlagende Wirkung jedoch gegenüber den normalen (nicht be-

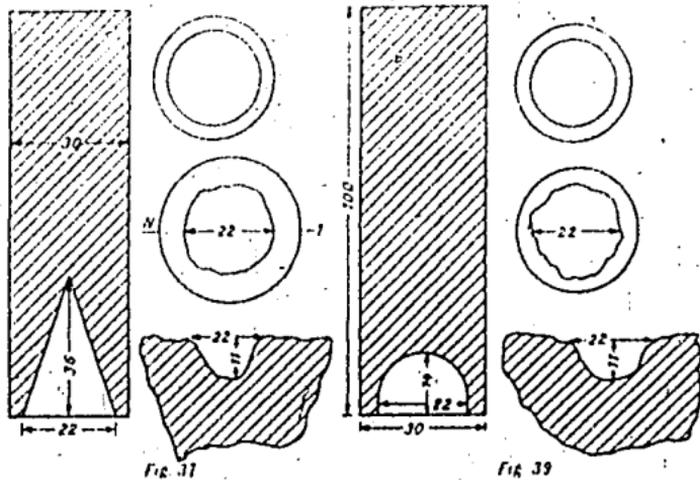


Abb. 32

Sucharewsky, Sprengkörper mit verlängerter Sprengstoffsäule über dem Hohlraum. 1926

schnittenen) keineswegs veringert worden ist. So hat eine Ladung vom Gewicht 0,65 kg und einem halbrunden Hohlraum (Figur 21) dieselbe Durchschlagswirkung gezeigt wie eine Ladung mit einem Gewicht von 1,28 kg (Figur 16). Der Vollkörper mit ungefähr den gleichen Dimensionen hat ein Gewicht von 1,74 kg (Figur 20).

Sucharewsky erkennt weitgehend die Bedeutung der Hohlkörper: »Die Bedeutung der Verwendung von Hohlkörpern in der Praxis ist ungeheuer groß, und ich selbst habe dieses Prinzip mit Erfolg bei meinen großen praktischen Versuchen in der Tulaschen Gewehrfabrik angewandt.« Er führte eine Reihe von Sprengungen an Rohren aus (massive Bronzegeschütze mit einer Rohrstärke von 14 bis 15 cm), von denen hier nur in Abbildung 33 ein Beispiel zur Darstellung des Prinzips dieser Sprengungen angeführt werden soll, ohne darauf näher einzugehen.

Er weist darauf hin, daß die Maße der Durchschlagsöffnungen, die mit Hohlkörpern erzielt werden, in gewissem Grade von den entsprechenden Ausmaßen des Hohlraumes in den Ladungen und Körpern abhängig sind.

Von den Schlußfolgerungen Sucharewskys seien hier nur die wichtigsten wiedergegeben: »1. Bei der Verwendung von großen Sprengstoffladungen zum Sprengen von Metallen und Eisenbeton ist die Auswirkung der mit Hilfe von Hohlkörpern in eine bestimmte Richtung geleiteten Gase in ökonomischer Hinsicht als auch in bezug eines gefahrlosen

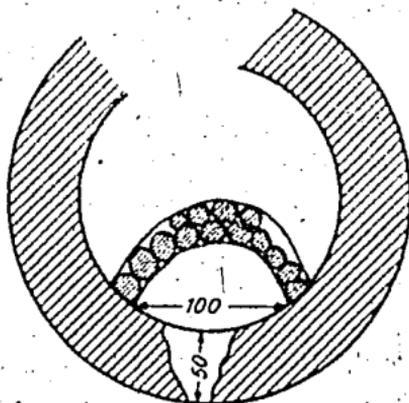


Fig. 42

Abb. 33

Sucharewsky, Anwendung des Hohlraumeffektes zum Sprengen von Geschützrohren. 1926

Arbeitens von ungeheurer Bedeutung; von diesem Gesichtspunkt aus muß diese Methode unbedingt die weitgehendste Verwendung auf dem Gebiet der gesamten Sprengtechnik haben. 2. Die Verwendung von durch Höhenverlängerung vergrößerten Ladungen ruft keine Verstärkung der Wirkung hervor. 3. Die günstigste Form der Aussparung bzw. des Hohlraumes bei Sprengstoffkörpern und Sprengstoffladungen ist die halbrunde Form. 4. Eine besondere praktische Bedeutung gewinnt die Verwendung von Hohlkörpern bei vorkommenden Fällen benötigter großer Sprengstoffladungen; hier haben wir in ökonomischer und technischer Hinsicht im Verhältnis mit den bisher zur Verwendung gelangenden Körpern und Sprengstoffladungen eine ganz bedeutend größere Durchschlagswirkung erreicht.»

Im Jahre 1932 berichtete der Italiener Lodati über seine Versuche mit Hohlkörpern aus Trinitrotoluol [24]. Er führte planmäßig Sprengversuche mit zylindrischen Preßkörpern von einem Durchmesser von 50 mm, einer Höhe von 70 mm und einem Gewicht von rd. 200 g aus. Diese Körper hatten pyramidale bzw. konische Hohlräume mit dreieckigem, quadratischem, achteckigem und kreisförmigem Querschnitt und einer Höhe von 12, 24, 36, 48 mm. Er sprengte diese Körper auf einer 30 mm starken Eisenplatte (Abbildung 34). Der Eindruck auf der Platte war um so kräftiger, je höher der Hohlraum war, unabhängig vom

(Querschnitt desselben. In Abbildung 31 zeigen die Nr. 5, 9, 13 und 17 die Wirkung der Körper mit der größten Höhe (48 mm) des Hohlraumes, unabhängig von ihrem Querschnitt, also der konische, der Hohlraum mit kreisförmigem Querschnitt, also der konische, die größte Sprengwirkung (Abbildung 31, Nr. 14, 15, 16 und 17). Beim Körper mit konischem Hohlraum von 48 mm Höhe (Abbildung 31,

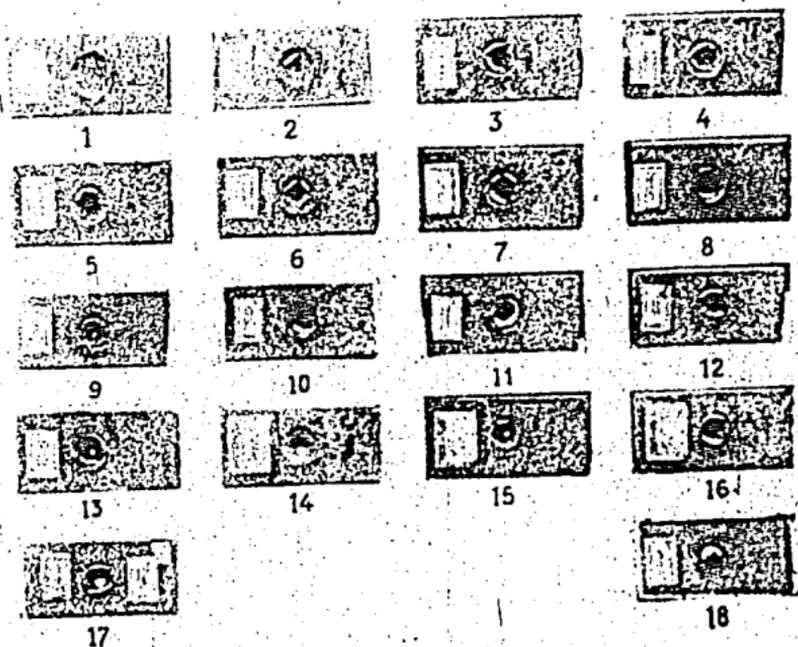


Abb. 34

Lodati, Wirkung von Sprengkörpern mit verschiedenen Hohlräumen auf Eisenplatten. 1932

Nr. 17) ergab sich die bei den Versuchen überhaupt erzielte stärkste Wirkung. Lodati versuchte dann eine Erklärung der Hohlraumwirkung zu geben, die im Zusammenprall der Explosionsstoßwellen und der dadurch erzeugten sehr hohen Temperatur beruhen soll.

Der Sprengstoffchemiker Alfred Stettbacher, Zürich, erwähnt in seinem Buch »Schieß- und Sprengstoffe« [25] das Hohlkörperprinzip und vergleicht die Wirkung eines massiven zylindrischen Trinitrotoluol-Preßkörpers mit einem gleichen Körper, der mit einer konischen Aus-

Abb. 14

Payman, Vergleich von Sprengkapseln mit dachem A und B und konisch konischen Boden mit C der Übertragung-Patent.

stellt den jeweils größten Abstand nach allen Richtungen dar, bis zu dem die Dynamitpatrone gezündet wird. Man erkennt, daß die Kapsel C mit dem konischen Boden in Richtung ihrer Achse eine wesentlich größere

¹⁾ Ähnlich der früher beschriebenen deutschen Schutz-Sprengkapsel.

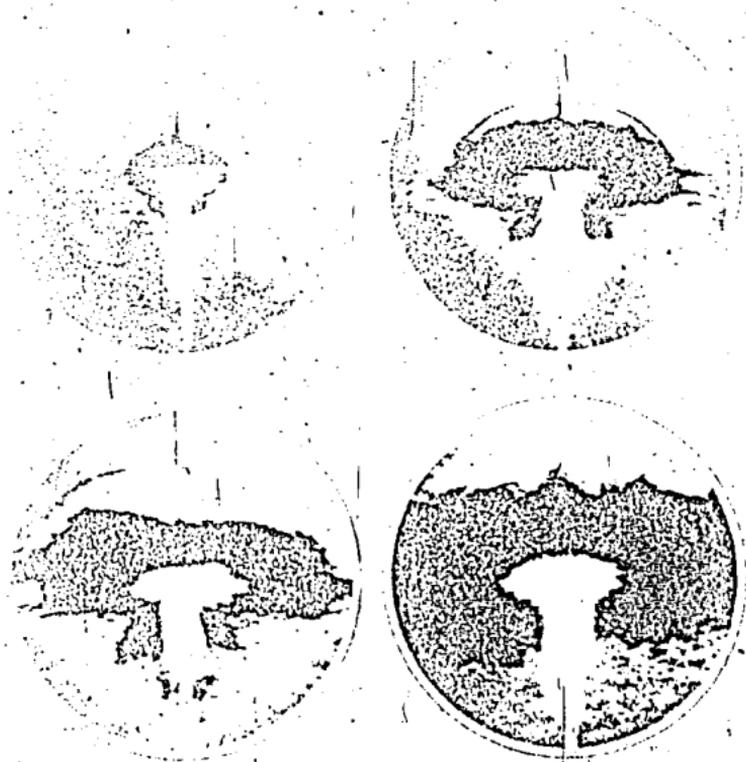


Abb. 36

Payman: Einwirkung des Detonationsdruckes einer detonierenden Aluminium-Sprengkapsel mit flachem Boden. 1935

hohlung versehen ist. Schiebt man beide Körper über einer 30 mm starken Stahlplatte ab, so hinterläßt der massive Körper (211 g) nur einen starken Eindruck, während der ausgehöhlte Körper mit dem fast halb so großen Gewicht (112 g) die Unterlage völlig durchschlägt. Stettbacher gibt keine Originalarbeiten an, außer derjenigen von Ludati [21], dessen Erklärung der Hohlraumwirkung als Zusammenprall der Explosionsstoßwellen er übernimmt.

Aus dem Jahre 1935 stammt eine Arbeit von Payman, Woodhead und Titman [26], die sich mit Stoßwellen beschäftigt, die von einer Sprengkapsel erzeugt werden. Es werden hier Sprengkapseln mit flachem Boden mit solchen mit konischem Boden (conical depression) ihrer Wirkung verglichen. Eßmal wird ihre Fähigkeit geprüft, eine Dynamitpatrone zu zünden, die sich in veränderlichem Abstände seitlich sowie in Richtung der Achse von der Sprengkapsel befindet. Das Ergebnis dieser Versuche zeigt Abbildung 35. Die ausgezogene Linie

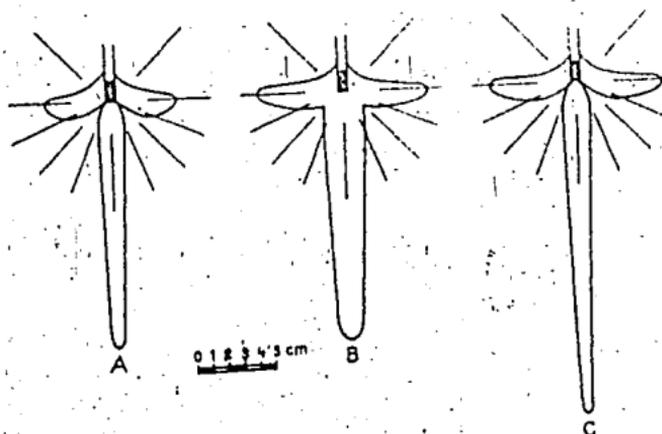


Abb. 35

Payman, Vergleich von Sprengkapseln mit flachem (A und B) und konisch eingedrücktem Boden (C) mittels der »Übertragungs-Prüfung«. 1935

stellt den jeweils größten Abstand nach allen Richtungen dar, bis zu dem die Dynamitpatrone gezündet wird. Man erkennt, daß die Kapsel C mit dem konischen Boden in Richtung ihrer Achse eine wesentlich größere

1) Ähnlich der früher beschriebenen deutschen Schulze-Sprengkapsel.

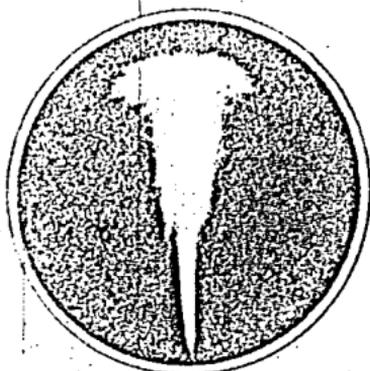


FIG. 11

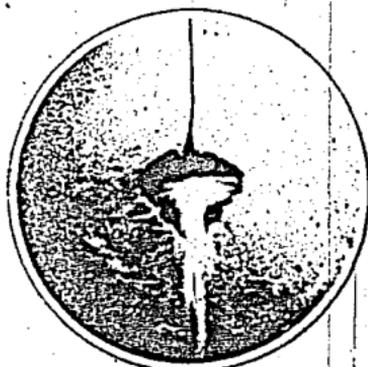


FIG. 13

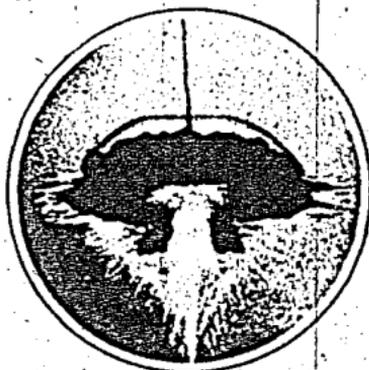


FIG. 14



FIG. 15



FIG. 16

Abb. 36

Payman, Funkenaufnahmen einer detonierenden Aluminium-Sprengkapsel mit flachem Boden. 1935

Wirkung zeigt¹⁾ als die beiden anderen Typen. (Die Erklärung hierfür liegt darin, daß der Kegelmantel aus Aluminiumblech des konischen Hohlraumes, der sich am Boden der Kapsel befindet, zusammengedrückt und in Achsenrichtung geschossen wird; siehe die Versuche von Kast und Haid [20] mit der Schulze-Sprengkapsel und die eingehenden Versuche von Wood [27] mit Kapseln mit konischem Boden.) Zum anderen haben Payman und Mitarbeiter Funkenaufnahmen von diesen Sprengkapseln gemacht. Abbildung 36 zeigt Aufnahmen einer Aluminiumsprengkapsel mit flachem Boden. Von den Aufnahmen Figur 11 bis 16 in Abbildung 36 stellt jede Aufnahme eine einzelne Sprengung dar, wobei der Beleuchtungsfunke mechanisch jedesmal zeitlich später ausgelöst wurde. Abbildung 37 zeigt die Detonation einer Aluminiumsprengkapsel

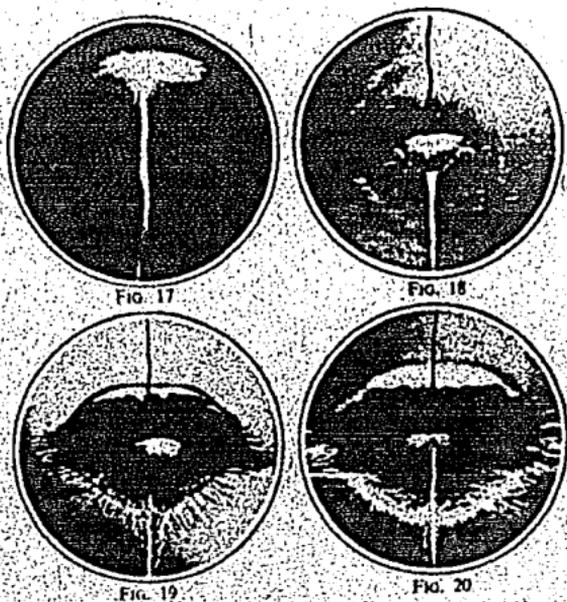


Abb. 37

Payman, Funkenaufnahmen einer detonierenden Aluminium-Sprengkapsel mit konisch eingedrücktem Boden. 1935

¹⁾ Genau wie die Schulze-Sprengkapsel.



Abb. 38

Wood, Massives Kupferkugeln, das aus dem konisch eingedrückten Boden einer Kupfer-Sprengkapsel bei der Detonation entstanden ist. 1936

Wood stellte nun die Hypothese auf, daß die Bildung der Kupferkugel folgenden Verlauf genommen habe (Abbildung 40).

Auf der Abbildung befindet sich links eine Skizze der Sprengkapsel, rechts oben ist vergrößert der gewölbte Boden der Sprengkapsel und darunter die Zwischenstadien der Bildung des Kupferkugelhens dargestellt. Die horizontale Druckkomponente (der senkrechte Druck ist



Abb. 39

Wood, Wie Abbildung 38, etwas vergrößert

in Abbildung 10a durch Pfeile gekennzeichnet) bewirkt eine radiale Zusammenziehung der Hülse, da sie nach außen abgeflacht wird, und hat eine Ausstülpung in der Mitte sowohl auf der Innenseite als auch auf der Außenseite zur Folge, wie bei b auf Abbildung 10 gezeigt wird. Nachdem

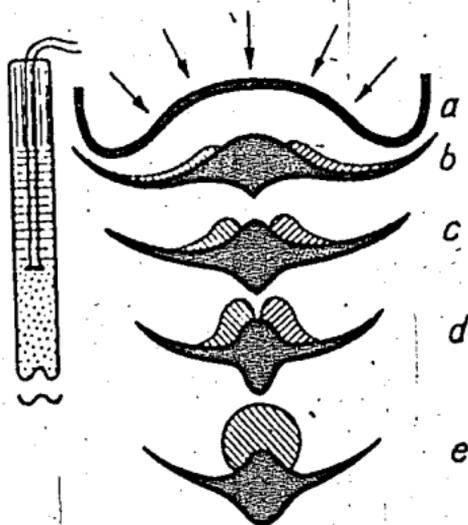


Abb. 40

Wood, Linka Skizze der Sprengkapsel, rechts vermuteter Verlauf der Entstehung des Kupferkugelhens (s. Abbildung 38, 39) aus dem Boden der Sprengkapsel. 1936

diese aufgeschichtet ist, beginnt das plastische Fließen des Kupfers auf der Innenseite, das allmählich den hervorgetriebenen Knopf in der Mitte bedeckt, wie bei c, d, e gezeigt wird. Zum Beweise dieser Theorie sprengte Wood Kapseln mit vermindertor Ladung von verschiedener Stärke und erhielt damit die verschiedenen Stadien des Kupferkugelhens, wie sie eben erläutert wurden. Das Stadium c zeigt die Abbildung 41. Das radiale Zusammenfließen des Bodens der Sprengkapsel läßt sich an folgender Abbildung 42 leicht erkennen. Wood hatte eine Anzahl von Sprengkapseln mit kreisförmigen, am Boden der Kapsel eingestochenen Rinnen versehen, wie Abbildung 42a zeigt. Mit einer kleinen Ladung von Fulminat erhielt man das Bruchstück, das in Abbildung 42b abgebildet ist und eine merkliche Zusammenziehung der Ringe zeigt. Eine größere Ladung ergab das Bruchstück, das Abbildung 42c zeigt. Hier erscheint der hervorgetriebene Hals der Birno in der Mitte — seine Höhe kann



Abb. 41

Wood, Zwischenstadium (s. Abbildung 40 bei c) der Bildung des Kugelchens. 1936

man aus der Länge des Schattens bestimmen —, während der innere Ring sich zur Hälfte seines ursprünglichen Durchmessers zusammengezogen hat und dicht um die Grundfläche des »Berges« herumläuft.

Wood schoß dann die Sprengkapsel gegen verschiedene Hindernisse ab; so drang z. B. die Kugel aus weichem Kupfer bis zu 3 mm tief in



Abb. 42

Wood, Der mit Ringen versehene Boden der Sprengkapsel zieht sich während der Detonation zusammen; die Bilder wurden durch Sprengen verschiedener starker Ladungen erhalten

Stahl ein; gegen Papier geschossen, sah man, daß die massive Kugel von 60 bis 70 kleineren Bruchstücken begleitet war, die alle in gleicher Richtung flogen; gegen Messing geschossen drang die Kupferkugel 6 mm tief

ein und zeigte das Bild, das in Abbildung 43 wiedergegeben ist. Der Kuriosität wegen sei noch ein Versuch Woods erwähnt, der wie die vorhergehenden einen Schluß auf die hohe Geschwindigkeit des Kupferkügeliens gestattet und gleichzeitig den Einfluß der Sprengladung auf diese Geschwindigkeit zeigt. Wood schoß eine mit Fulminat geladene

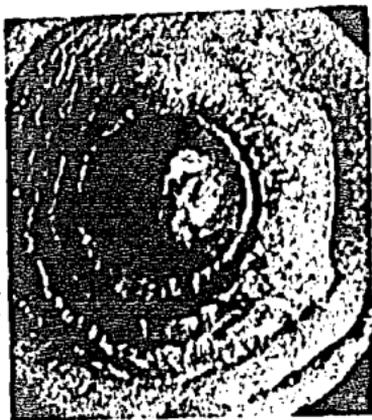


Abb. 43

Wood, Krater in einem Messingblock, den das Kupferkügeliens verursachte. 1936

Kapsel gegen ein altes Telephonbuch ab und durchschlug 500 Seiten, während eine mit Bleiazid und Tetryl geladene Kapsel 2 Telephonbücher mit zusammen 1200 Seiten durchschlug. Über die Geschwindigkeit sagt Wood, daß das Kupferkügeliens mit 1800 m/sec losflog, er macht aber keine Angaben, ob und wie die Geschwindigkeit gemessen ist.

Diese Versuchsergebnisse Woods, die sich von der eigentlichen Hohlraumwirkung im engeren Sinne scharf unterscheiden, stehen mit den Beobachtungen von Kast und Haid [20] und von Payman [26] in vollkommenem Einklang. Sie charakterisieren die Wirkung eines Sprengkörpers, dessen Hohlraum mit einem Futter oder mit einer sogenannten Einlage versehen ist. Dieser Sprengkörper, d. h. die Sprengkapsel, hat bei Kast einen sehr geringen, bei Wood einen viel größeren Abstand von seiner Unterlage bzw. seinem Hindernis. In beiden Fällen wird die »Einlage« durch die Detonation kugelförmig zusammengedrückt und geschloßartig in Richtung der Achse der Sprengkapsel mit hoher Geschwindigkeit fortgeschleudert.

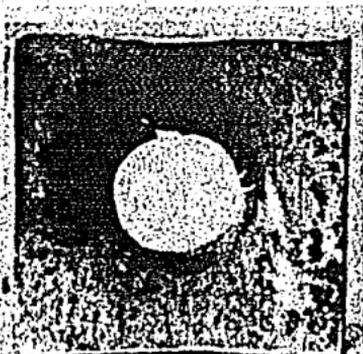
Im Jahre 1937 berichtet A. Stettbacher [28] über einen Versuch, den er mit einem Hohlkegel aus Sprengstoff im Vergleich zu einem massiven durchgeführt hat. Die Abbildung 44 zeigt die Versuchsanordnung. Das



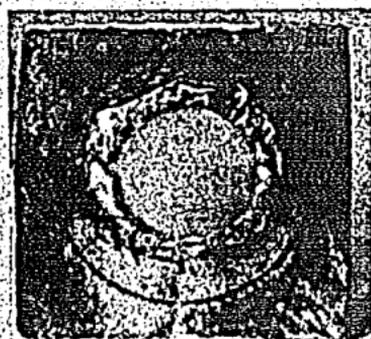
Abb. 44

Stettbacher, Sprenganordnung zum Vergleich der Wirkung eines massiven und eines Hohlkegels. 1937

Gewicht dieses Körpers betrug 236 g, das des hohlen Körpers 214 g, der Körper ist also nur wenig ausgehöhlt. Die Eisenplatte, auf der der massive Kegel gesprengt wurde, hatte eine Stärke von 15 mm. Der Hohlkegel wurde auf einer 10 mm starken Eisenplatte gesprengt. Die Abbildung 45 zeigt das Ergebnis der Sprengung des massiven Kegels, die Ab-



Vorderseite



Rückseite

Abb. 45

Stettbacher, Wirkung des massiven Kegels (s. Abbildung 44). 1937

bildung 46 dasjenige der Hohlkegelsprengung. Man erkennt, daß bei beiden Sprengungen eine runde Scheibe aus der Eisenplatte herausgestanzt wurde. Bei der Hohlkegelsprengung trägt diese herausgestanzte Scheibe einen »kurzen, stiletartigen Schnitt in der Mitte«, der im Bilde gerade noch zu erkennen ist. Stettbacher sieht die Hohlraumwirkung gewissermaßen als Vorstufe der kumulativen Zündung an. Er sagt sehr

treffend, wie schon im Vorwort zu diesem Bericht erwähnt wurde, daß das Problem der Hohlraumwirkung von Zeit zu Zeit als neu auftaucht, nachdem der Amerikaner Ch. E. Munroe 1888 erstmals dargetan hatte, daß die Stanzkraft eines massiven Sprengzylinders beträchtlich geringer ist als diejenige eines äußerlich gleichen, jedoch im Innern gegen die Stanzfläche konisch ausgehöhlten und somit wesentlich leichteren Sprengkörpers. Stettbacher hält demnach Munroe für den Entdecker der Hohlraumwirkung.

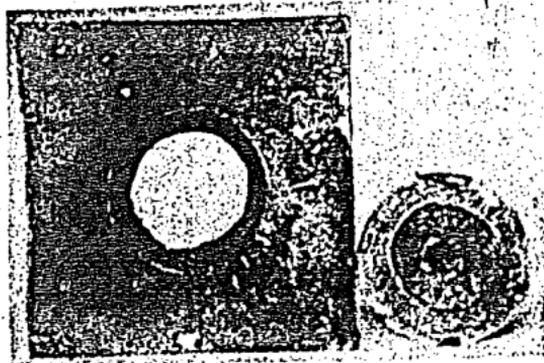


Abb. 16

Stettbacher, Wirkung des Hohlkegels (s. Abbildung 14). Man beachte das kleine Loch in der Mitte der herausgestanzten Platte. 1937

In einer Arbeit über Explosions- und Stoßwellen, zeigen Payman und Woodhead [29] 1937 die Ausbreitung der Stoßwelle bzw. der Detonationsgase bei einer Sprengpatrone mit Hohlraum. Untersucht wurden hier Ammonsalpeterpatronen, wie sie im Bergbau verwendet werden. Der Sprengstoff bestand aus 50% Ammoniumnitrat, 15% Nitroglycerin, 10% Natriumnitrat, 15% Pflanzenerstoffe und etwa 10% Natriumchlorid (als »Kühlsalze«). Er besaß eine Detonationsgeschwindigkeit von 2100 m/sec und war, da er von krümeliger Beschaffenheit war, in Papier eingewickelt.

Die Abbildung 47 zeigt in Figur 21 die Ausbreitung der Stoßwelle bzw. der Detonationsgase bei einer normalen Patrone mit flachem Ende, bei der das Papier entfernt war, und in Figur 25 eine Patrone, deren Ende kegelförmig eingedrückt war. Die Aufnahmen stellen Funkenschlierenaufnahmen dar. Payman und Woodhead erwähnen eine Arbeit Munroes [2] und

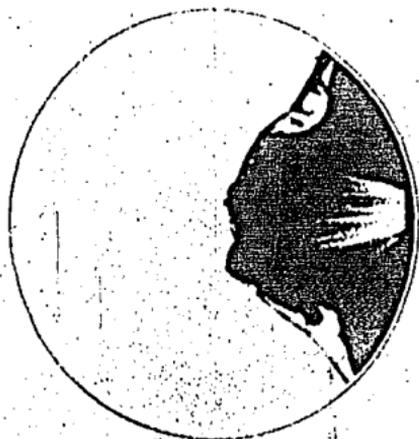


FIG. 21



FIG. 25

Abb. 47

Payman, Funkenaufnahmen der Ausbreitung der Stoßwelle bzw. Schwaden bei Sprengstoffpatronen mit flachem Ende (Figur 21) und mit kegelförmig eingedrücktem Ende (Figur 25). 1937

seine Versuche und sagen in einer Fußnote über die Gründe der Hohlraumwirkung: »Üblicherweise wird diese Erscheinung als Folge einer örtlichen Verstärkung der Explosionswirkung erklärt, die durch das Zusammentreffen von Stoßwellen erzeugt wird, die von entgegengesetzten Seiten der Einbuchtung ausgehen. Die Aufnahmen aber, die mit dieser Arbeit veröffentlicht werden, lassen vermuten, daß eine Verdichtung ausgeschleuderter fester Teilchen eine wichtige Rolle bei der Erzeugung und Verlängerung starker örtlicher Wirkungen spielen müssen.«

Die Abbildung 48 zeigt drei Aufnahmen von Ammonsalpeterpatronen auf rotierendem Film, bei denen ein unmittelbar vor dem Film befindlicher enger Schlitz als Blende verwendet wurde. Die Figur 29 zeigt die Detonation einer 227 g schweren Patrone, deren Umriss und Anordnung aus der darunter befindlichen Zeichnung zu entnehmen sind. Die Zündung erfolgte von rechts. Die über die Abbildung der Patrone (links) herausragende Lichterscheinung hatte eine Geschwindigkeit von 3550 m/sec. Die Figuren 30 und 31 in Abbildung 48 zeigen den Geschwindigkeitsverlauf der Stoßwelle von 113 g schweren Patronen. Bei Figur 30 ist das der Zündung gegenüberliegende Ende der Patrone kegelförmig ausgehöhlt, bei Figur 31 kegelförmig vorgewölbt (siehe auch die Zeich-



FIG. 29



FIG. 30



FIG. 31

Abb. 48

Paymān, Aufnahmen auf rotierendem Film; Geschwindigkeitsverlauf der Lichterscheinung bei einer normalen Patrone (Figur 29); bei einer an einem Ende kegelförmig ausgehöhlten (Figur 30) und bei einer kegelförmig vorgewölbten Patrone (Figur 31); siehe die unter den Aufnahmen befindlichen Skizzen der Patronen. 1937

nung). Die momentane Geschwindigkeit der Stoßwelle betrug bei Figur 30 (Vertiefung) 4800 m/sec und bei Figur 31 (Vorwölbung) 3000 m/sec. Ein zahlenmäßiges Bild des charakteristischen Geschwindigkeitsverlaufs gibt die folgende Tabelle:

Geschwindigkeiten der leuchtenden Stoffe und der Stoßwelle in m/sec

Art des Patronenendes	Momentane Geschwindigkeit	Wellengeschwindigkeit			Mittlere Wellengeschwindigkeit
		0—10 cm	10—20 cm	20—30 cm	
Normal (syl.)	3 550	2 880	2 290	1 840	2 250
kegelförmige Vertiefung	4 800	3 710	3 090	2 300	2 740
kegelförmige Vorwölbung	3 000	2 370	1 580	1 270	1 590

Aus der Tabelle sowie aus den Aufnahmen ist ersichtlich, daß die Stoßwelle bei der Patrone mit der kegelförmigen Aushöhlung sehr viel

Physikalische Vorgänge bei hohen Belastungen und Belastungsgeschwindigkeiten

von Hubert Schardin

Physikalische Vorgänge bei hohen Belastungen und Belastungsgeschwindigkeiten.

Von Hubert Schardin

Nachdem Herr Geheimrat Cranz in so vorbildlicher Weise die Geschichte und das Wesen der Funkenkinematographie geschildert hat, möchte ich mich im folgenden mit einer ihrer Anwendungen beschäftigen.

Die Funkenkinematographie ist das geeignete Hilfsmittel zur Untersuchung der physikalischen Erscheinungen bei ballistischen Vorgängen, d. h. also von Vorgängen, bei denen es sich um Drücke bis zu mehreren 1000 at, kurze Zeiten und hohe Geschwindigkeiten handelt.

Eine genügend genaue Vorausberechnung der meisten ballistischen Vorgänge ist heute noch infolge der unzureichenden Kenntnis der physikalischen Gesetzmäßigkeiten unmöglich. Daher dienen Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet einmal dem Interesse der Ballistik und Waffentechnik, zweitens wird es aber auch möglich sein, unter Ausnutzung der Verfahren der experimentellen Ballistik neue physikalische Erkenntnisse zu gewinnen, die dann wieder anderen Gebieten der Technik zugute kommen können.

Der folgende Vortrag soll eine Reihe von Anregungen in diesem Sinne geben.

A. Vorgänge in Gasen

I. Linearer Vorgang

Wir beschäftigen uns zunächst mit Vorgängen in Gasen.

Als Beispiel für einen linearen Vorgang in Gasen wählen wir die zeitliche Untersuchung der Druckverteilung vor einem Geschöß, solange es sich im Lauf befindet. An Hand dieses Beispiels sei gleichzeitig kurz auf die an sich bekannten Beziehungen für die Ausbreitung

von Schallwellen endlicher Amplitude und auf die Hugoniot'schen Beziehungen für einen Verdichtungsstoß eingegangen, da sie für das Folgende notwendig sind¹⁾.

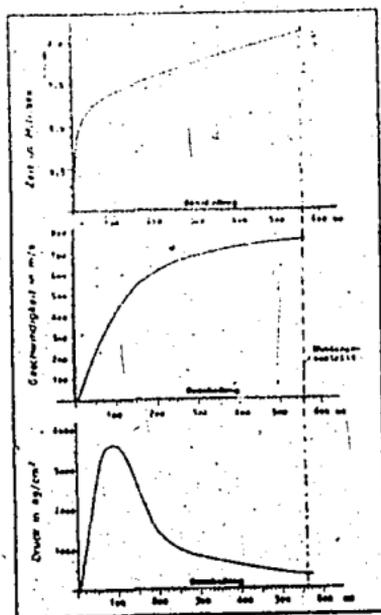


Abb. 1

Weg-Zeit-Kurve, Druck- und Geschwindigkeitsverlauf für ein s. S.-Geschöß

In Abbildung 1 ist die Weg-Zeit-Kurve, der Geschwindigkeits- und Druckverlauf für ein s. S.-Geschöß in einem 60 cm langen Lauf wiedergegeben. Bei der Vorwärtsbewegung muß das Geschöß die Luft, die sich vor ihm im Lauf befindet, herausdrücken. Die erste Störung, die in dieser ursprünglich ruhenden Luftsäule hervorgerufen wird, breitet sich mit der Schallgeschwindigkeit durch den Lauf aus, die der gerade herrschenden Lufttemperatur entspricht. Jede folgende Störung jedoch findet in bereits vorkomprimierter Luft statt, für die infolge etwas höherer Temperatur die Schallgeschwindigkeit entsprechend gestiegen ist.

Mit Hilfe der bekannten Gleichungen für die Ausbreitung ebener Schallwellen endlicher Amplitude läßt sich bis zum Auftreten einer Stoßwelle, also unter Voraussetzung rein adiabatischer Zustandsänderung, die Druckverteilung in der Luft vor dem Geschöß exakt berechnen.

¹⁾ Siehe u. a. Riemann, *Göt. Ges. d. Wiss.* 8 (1860); Hugoniot, *Journ. de l'école polytechnique*, Heft 57 (1887) u. 58 (1889); Kobet, *Zs. d. österr. Ing. u. Archt. Ver.* Nr. 35, S. 358; Rüdberg, *Artill. Monatshefte* 1916; R. Becker, *Zs. f. Phys.* 8 (1922), S. 321.

Die Luft habe den Ruhezustand

p_0 = Druck

ρ_0 = Dichte

T_0 = absolute Temperatur

a_0 = Schallgeschwindigkeit

κ = Verhältnis der spezifischen Wärmen.

An einem Punkt in der durch die Geschößbewegung hervorgerufenen Störung herrsche der Zustand $p, \rho, T, a = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{2\kappa}} \cdot a_0$; die Luft an dieser Stelle bewegt sich dann mit der Stoffgeschwindigkeit u

$$u = \frac{2a_0}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{2\kappa}} - 1 \right]. \quad (1)$$

Die Luft unmittelbar vor dem Geschöß muß die gleiche Geschwindigkeit annehmen wie das Geschöß. Vollkommene Abdichtung des Geschosses gegen die Pulvergase sei vorausgesetzt.

Setzt man daher in Gleichung (1) u gleich der Geschößgeschwindigkeit, so folgt aus ihr der Zustand p und damit ρ, T und a , der sich unmittelbar vor dem Geschöß einstellt. Dieser Zustand breitet sich für ein äußeres, ruhendes Koordinatensystem mit der Geschwindigkeit $c = u + a$ aus. Damit ergibt sich

$$c = \frac{2a_0}{\kappa - 1} \left[\frac{\kappa + 1}{2} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{2\kappa}} - 1 \right] \quad (2)$$

oder

$$c = \frac{\kappa + 1}{2} u + a_0. \quad (3)$$

Mit diesen Gleichungen läßt sich in einfacher Weise graphisch für jeden Punkt im Lauf die Druckverteilung ermitteln¹⁾.

In Abbildung 2 ist die Weg-Zeit-Kurve des Geschosses aufgetragen zusammen mit den Geraden, die der Ausbreitung der vor dem Geschöß herrschenden Drücke entsprechen. Die Schnittpunkte einer Parallelen zur Abszissenachse mit den schrägen Geraden ergeben den für diesen Zeitpunkt dort herrschenden Druck.

¹⁾ Nach dem Vorgang von R. Becker in Zs. f. Phys. 8 (1922), S. 323f.

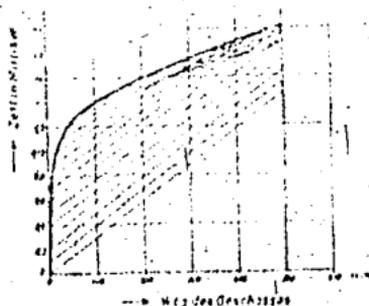


Abb. 2

Weg-Zeit-Kurven des Geschosses und der Drücke, die vor dem Geschöß herrschen

Der so ermittelte Druckverlauf ist in Abbildung 3 für eine Reihe von Zeitpunkten, gemessen in Millisekunden, vom Beginn der Geschößbewegung, aufgetragen. Man sieht, daß die vom Geschöß ausgehende Druckwelle immer steiler wird. Für 1,56 msec ergibt sich bereits in einem Teil ihres Verlaufs eine fast senkrechte Tangente. Das entspricht einem Sichschneiden der Druckparameter in Abbildung 2. Für spätere Zeitpunkte würden sich die Druckkurven überschlagen, was physikalisch unmöglich ist. Bekanntlich bildet sich in diesem Falle dann eine Stoß-

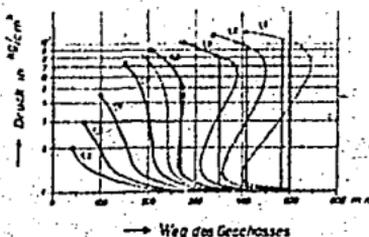


Abb. 3

Druckverlauf im Gewehrlauf vor dem Geschöß für verschiedene Zeiten (in msec nach Beginn der Geschößbewegung)

welle aus, für die die Voraussetzung der normalen adiabatischen Zustandsänderung nicht mehr gilt. Die Zustandsänderung in ihr erfolgt nach der sogenannten dynamischen Adiabate oder der Hugoniot-Gleichung.

Der physikalische Grund ist folgender: Wenn in einem Bereich die Druckkurve senkrecht zur Abszissenachse verläuft, so ist an dieser Stelle auch der Temperaturgradient unendlich. Die Folge davon ist, daß hier bei noch so geringer Wärmeleitfähigkeit des Mediums immer ein Temperaturausgleich durch Wärmeleitung stattfindet, der gerade so groß ist, daß die senkrechte Wellenfront erhalten bleibt. Das bedingt eine Zustandsänderung in der Stoßwellenfront, die unter Entropiezunahme erfolgt.

Für sie gelten folgende Beziehungen zwischen Druck p , Stoffgeschwindigkeit u und Wellengeschwindigkeit w :

$$u = \frac{\kappa + 1}{1} u + \sqrt{\left(\frac{\kappa + 1}{1}\right)^2 u^2 + a_0^2} \quad (1)$$

und

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \kappa \frac{uw}{a_0^2} \quad (5)$$

Es ist also statt des sich überschlagenden Teiles der Kurven ein senkrechter Verlauf gültig, wie er gleichzeitig eingetragen ist.

Für die Verhältnisse eines Karabinerlaufs K 98 K mit einem zylinderförmigen Kupfergeschöß vom Gewicht des s. S.-Geschosses und 2,85 g Pulverladung ergeben sich folgende Zahlenwerte:

Nachdem das Geschöß einen Weg von 18,5 cm zurückgelegt und dabei eine Geschwindigkeit von 595 m/sec erreicht hat, entsteht 5,8 cm vor dem Geschöß (also 24,3 cm vor der Ruhelage des Geschosses) eine Stoßwelle in der Luft. Diese breitet sich mit zunehmender Geschwindigkeit aus. Sie erreicht die Laufmündung in einem Augenblick, wo das Geschöß noch etwa 8,2 cm (von der Mündung aus gerechnet) im Lauf steckt (bei 55,7 cm Lauflänge).

Diese Werte lassen sich mit Hilfe der Funkenkinematographie nachprüfen. Wenn man die Vorgänge an der Mündung aufnimmt, sieht man, wann die Luftstoßwelle und wann das Geschöß die Mündung verlassen. Diese Aufnahmen können für einen sukzessiv verkürzten Lauf wiederholt werden.

Daraus ergibt sich ein vollständiges Zeit-Weg-Diagramm für Stoßwelle und Geschöß.

Der Druck vor dem Geschöß ergibt sich entsprechend Gleichung (1) bei rein adiabatischer Zustandsänderung zu

$$p = \left(\frac{\kappa - 1}{2 a_0} \cdot u_g + 1\right)^{\frac{2\kappa}{\kappa - 1}} \cdot p_0 \quad (6)$$

u_g = Geschößgeschwindigkeit.

Unter Voraussetzung eines idealen, ebenen Verdichtungsstoßes wäre

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \frac{\kappa \cdot u_g^2}{a_0^2} \left[\frac{\kappa + 1}{4} + \sqrt{\left(\frac{\kappa + 1}{4}\right)^2 + \left(\frac{a_0}{u_g}\right)^2} \right] \quad (7)$$

Eine geschlossene Lösung für den Fall, daß adiabatisch verlaufende Änderungen neben Verdichtungsstoßen vorkommen, gibt es meines Wissens nicht.

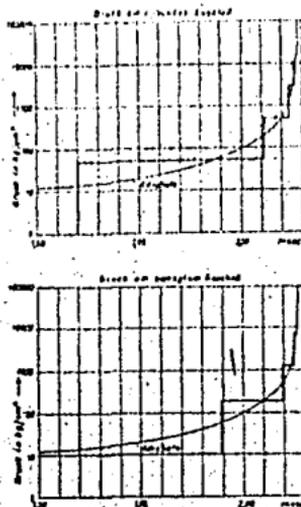


Abb. 6

Zeitliche Druckverteilung am ruhenden und am bewegten Geschöß

Bei Annahme reibungsfreier Bewegung und trotzdem vollkommener Abdichtung läßt sich die zeitliche Änderung der Bewegung beider Geschosse genau berechnen.

Doch dürfte die Reibung insbesondere für das hintere Geschöß nicht zu vernachlässigen sein, denn dieses erfährt durch den beiderseitigen Gasdruck eine Stauchung, wodurch es stark gegen die Seelenwandung gepreßt wird.

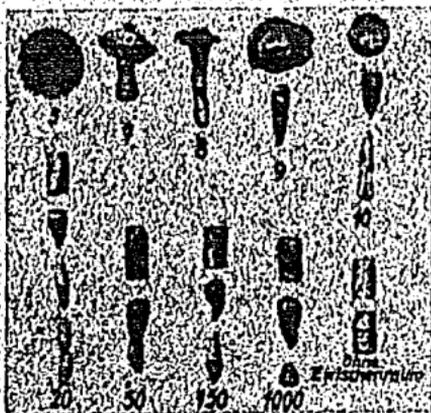


Abb. 7

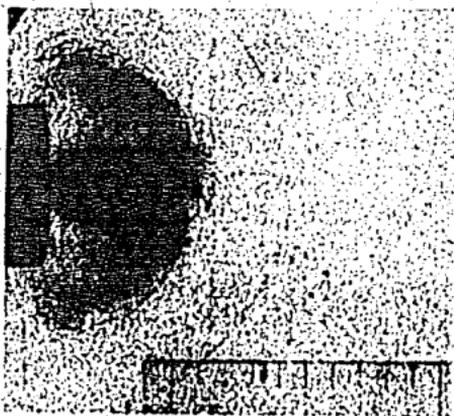
Die Deformation zweier Bleigeschosse, von denen das eine normal verschossen wurde, während das andere den Lauf versperrte. Die Zahlen bedeuten, wieviel Millimeter das vordere Geschöß in den Lauf hineingeschoben wurde

Bei früheren von mir durchgeführten Versuchen mit Bleigeschossen¹⁾ wurde das hintere Geschöß infolge davon mitunter in mehrere Teile zerrissen (Abbildung 7).

Wenn das vordere Geschöß die Mündung passiert hat, kann die eingeschlossene Luft expandieren. Damit fällt dann der Antrieb für das Geschöß fort. Es hat infolge der kurzen für seine Beschleunigung zur Verfügung stehenden Zeit erst eine Geschwindigkeit angenommen, die gegenüber der des hinteren Geschosses klein ist, und wird daher von diesem unmittelbar vor der Mündung eingeholt und getroffen.

Auch dieser Vorgang kann mit Hilfe der Funkenkinematographie aufgenommen werden (Abbildung 8).

Abb. 8



Ein Kupferplättchen versperre die Mündung eines Gewehrlaufes. Man erkennt die von der Expansion der zwischen dem Geschöß und dem Kupferplättchen komprimierten Luft sowie des Pulvergases herrührenden Knallwellen. Das Geschöß weist am Boden eine Art Kopfwellen auf, d. h. die Differenz zwischen der Geschößgeschwindigkeit und der Ausströmungsgeschwindigkeit der Pulvergase ist etwas größer als die Schallgeschwindigkeit des Pulvergases.

Zusammenfassend sei über die soeben beschriebene Methode der mit großer Geschwindigkeit erfolgenden Druckbelastung eines Gases (hier Luft) folgendes gesagt:

Da es sich um ein lineares Problem handelt, können die bekannten Gleichungen für den ebenen Verdichtungsstoß angewendet werden. Sie liefern Resultate, die mit den experimentellen Ergebnissen gut übereinstimmen.

Die Methode gestattet ferner (besonders bei Verwendung eines massiven Mündungsverschlusses und eines schwereren Geschosses) so hohe Drücke in dem eingeschlossenen Gasvolumen zu erreichen, wie sie auf andere Art wohl kaum erzielt werden können.

Bei sehr hohem Druck werden allerdings die Gleichungen für den Verdichtungsstoß in der angegebenen Form nicht mehr anwendbar sein, da

¹⁾ Schießwesen der Deutschen Jägerzeitung Nr. 22, Bd 10 (1933).

zu ihrer Herleitung die Gasgleichung $pV = RT$ benutzt wird. Die angegebenen experimentellen Prüfmethoden, insbesondere die Funkenkineumatographie, dürften geeignet sein, über die bei extrem hohen Drücken und Temperaturen gültige Zustandsgleichung Entscheidungen zu treffen. Selbstverständlich ist es in einfacher Weise möglich, statt der Luft ein anderes Gas vom Geschloß komprimieren zu lassen.

Darüber hinaus wird es möglich sein, weitere physikalische Eigenschaften unter diesen Bedingungen zu untersuchen¹⁾.

2. Räumlicher Vorgang

Eine geringe in einem Gas auftretende Druckänderung breitet sich in demselben mit der normalen Schallgeschwindigkeit aus, eine starke Störung dagegen ist der Anlaß zur Bildung einer Stoßwelle, deren Geschwindigkeit größer ist.

Die theoretische Behandlung der freien räumlichen Ausbreitung einer solchen »Knallwelle« ist bisher noch nicht gelungen. Um so wichtiger ist die Untersuchung dieses Vorganges mit Hilfe experimenteller Methoden.

Ihm kommt auch in vielen Fällen eine unmittelbar praktische Bedeutung zu, z. B.: Wirkungsbereich einer Detonation, Wirkung eines detonierenden Geschosses auf Flugzeugbauteile usw., Ermittlung der Grundlagen für die physiologische Definition einer Knallstärke, Gefährdung der Bedienung eines Geschützes durch die Mündungsknallwelle und dgl.

Als Beispiel für eine räumlich sich ausbreitende Stoßwelle wählen wir eine Funkenknallwelle.

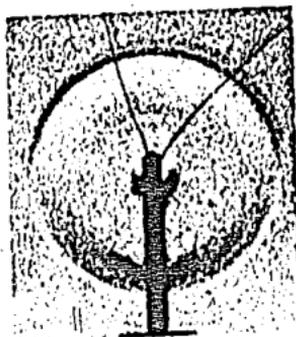
Bei der Entladung eines Kondensators über eine Funkenstrecke in einem Gas entsteht im Funkenkanal in sehr kurzer Zeit (etwa 10^{-7} s) ein sehr hoher Druck und eine sehr hohe Temperatur. Der Ausgleich dieses hohen Druckes mit dem Außendruck erfolgt in einer Knallwelle.

Es soll nun gezeigt werden, wie eine solche Funkenknallwelle dazu benutzt werden kann, den Vorgang der räumlichen Ausbreitung einer Stoßwelle quantitativ zu untersuchen.

¹⁾ Das Problem der Kompression eines eingeschlossenen Gases durch ein Geschloß ist zuerst 1933 vom Verfasser behandelt worden (Schießwesen der Deutschen Jägerzeitung vom 2. VI. 1933). Wenig später (vorgelesen auf der Physiker-Tagung 1933) veröffentlichte C. Ramsauer eine Arbeit über das gleiche Problem, in der er insbesondere auf die Verwendbarkeit der Methode für physikalische Zwecke hinwies (Physik. Zs. 34 (1933), S. 890).

Von dem zur Knallerzeugung verwendeten Funken kann zunächst mit Hilfe eines Hochspannungs-Kathodenstrahlzyllographen Strom und Spannung registriert werden. Dadurch erhält man seine Gesamtdauer sowie die in ihm aufgebrauchte elektrische Energie. Die sich ausbreitende Knallwelle kann bei Verwendung einer Schlierenanordnung gut sichtbar gemacht werden (Abbildung 9). Daher läßt sich mit Hilfe der Hochfrequenzkinematographie oder auch bei Abbildung auf rotierendem Film hinter einem Schlitz die Ausbreitungsgeschwindigkeit w der Wellenfront bestimmen.

Abb. 9



Aufnahme einer Funkenknallwelle nach dem Töpplerschen Schlierenverfahren

Das Wesentlichste ist nun die Bestimmung von Druck und Temperatur in der Welle selbst. Normale Druckregistriergeräte erfüllen wegen zu niedriger Eigenfrequenz diese Aufgabe nicht. Auch erfolgt durch die Verwendung einer Druckmeßdose eine Störung, in der freien räumlichen Ausbreitung.

Nun läßt sich aber in der Funkenknallwelle eine rein optische Messung der Dichte durchführen, ohne daß irgendeine Störung auf die Welle ausgeübt wird.

Zwischen dem Brechungsindex eines Stoffes und seiner Dichte besteht folgende Beziehung:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = K. \quad (10)$$

Diese Formel läßt sich für Vorgänge in Gasen vereinfachen zu

$$\frac{n - 1}{\rho} = \text{konst.}, \quad (11)$$

so daß, wenn die Brechungsahl n bekannt ist, auch damit ρ gegeben ist. Die quantitative Auswertung der Dichteverteilung in der Knallwelle kann nun erfolgen

- a) mit Hilfe des Mach-Zehnderschen Interferenz-Refraktors¹⁾,
- b) mit Hilfe der Toeplerschen Schlierenmethode²⁾.

Beim Interferenz-Refraktor bewirkt die geänderte Dichte in der Knallwelle eine Änderung der optischen Weglänge des sie durchdringenden Lichtstrahles. Die Knallwelle befindet sich in einem Lichtbündel, das nach Vereinigung mit einem zweiten kohärenten normalerweise ein geradliniges Interferenzstreifensystem erzeugt. Dieses wird durch die Knallwelle deformiert (Abbildung 10). Aus der Verschiebung der Inter-

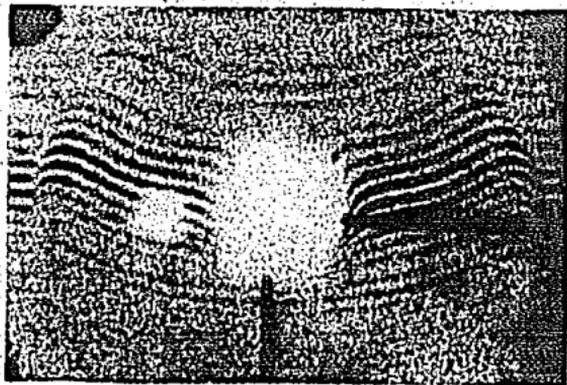


Abb. 10

Aufnahme einer Knallwelle mit Hilfe des Machschen Interferenzrefraktors

ferenzstreifen läßt sich auf die Änderung der optischen Weglänge $n \cdot D$ schließen bzw. bei bekannter Weglänge, die der betreffende Lichtstrahl in der Knallwelle zurückgelegt hat, auf die Länge dieses Weges vorhandene Brechzahl.

Das Toeplersche Schlierenverfahren wandelt geringe Ablenkungen der Lichtstrahlen, die ein Objekt durchdringen, in Helligkeitsunterschiede im Bild desselben um. Unter Zuhilfenahme einer »Normalschliere«, die bekannte Ablenkungen aufweist, kann man dann aus dem Photogramm des Schlierenbildes einer Knallwelle die an jeder Stelle erfolgende Ablenkung des Lichtes ermitteln.

¹⁾ L. Mach, Wiener Berichte, Abt. II 101 (1892), 102 (1893), 107 (1898); H. Schardin, *Zs. f. Inst.* Bd. 53 (1933), S. 396 u. 424.

²⁾ A. Toepler, *Ostwalds Klass. d. exakt. Wis.* 158 Leipzig 1906; H. Schardin, *VDI-Forschungsheft* 367.

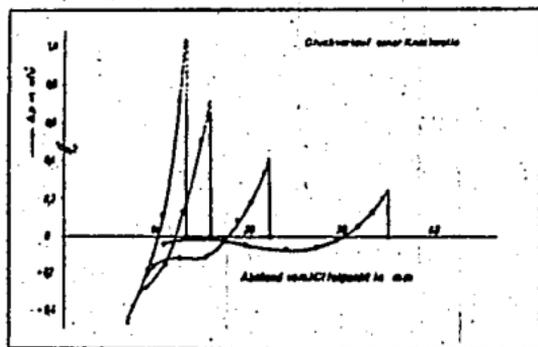
Da man aus Symmetriegründen bei einer Knallwelle die Flächen gleicher Dichte kennt, kann man dann aus der Lichtablenkung auf die Dichteverteilung schließen.

Auf beide soeben beschriebene Verfahren läßt sich das Prinzip der Funkenkinematographie anwenden; d. h. es können mehrere zeitlich aufeinanderfolgende Interferenzbilder bzw. Schlierenbilder von einer und derselben Knallwelle hergestellt werden.

Die Auswertung ergibt die Änderung der Dichteverteilung bei räumlicher Ausbreitung (Abbildung 11). Es wurde schon betont, daß diesem

Abb. 11

Druckverlauf in einer Funkenknallwelle zu verschiedenen Zeiten, ermittelt aus Interferenzaufnahmen



Problem sowohl eine theoretische als auch eine praktische Bedeutung zukommt. Besonders für die Untersuchung der Wirkung von Sprengungen ist nun ein noch verwickelterer Vorgang wichtig: der der Überlagerung mehrerer Knallwellen.

Es ist wenig bekannt, daß bereits E. Mach hierüber Untersuchungen angestellt hat. Als Test für die Wirkung der Überlagerung zweier Knallwellen nahm er berußte Glasplatten. Je nach der Intensität war der Ruß mehr oder weniger fortgeblasen (Abbildung 12). Auf diese Weise fand er die sogenannte Machsche V-Ausbreitung. Crans und der Verfasser haben 1928 mit Hilfe funkenkinematographischer Aufnahmen nachgewiesen, daß die Erklärung, die Mach dafür gab, vollkommen zutreffend war¹⁾.

¹⁾ Zs. f. Phys. 56 (1929), S. 147.

Bei der Überlagerung zweier gleicher kugelförmiger Knallwellen entsteht ein Druck, der wesentlich über dem Druck in den primären Knallwellen liegt und sich aus diesem unter Zuhilfenahme der Formeln (4) bis (7) näherungsweise berechnen läßt. An den Punkten *C* und *D* (Abbildung 13) ist daher gegen die äußere Luft ein größerer Drucksprung vorhanden als an den übrigen Stellen der beiden Knallwellen. Dem entspricht eine größere Ausbreitungsgeschwindigkeit w' . Diese kann sich aber erst auswirken, nachdem die geometrische Schnittgeschwindigkeit s kleiner geworden ist

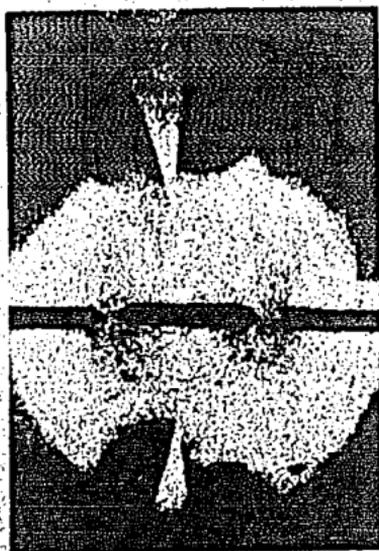
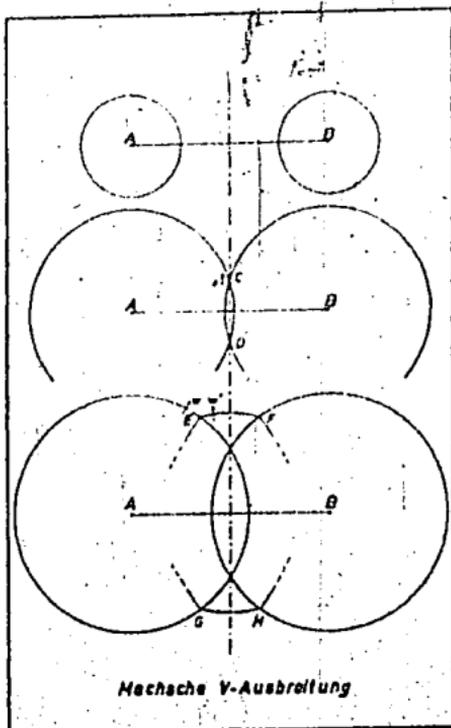


Abb. 12

Machsche „V“-Ausbreitung, sichtbar gemacht durch die Detonation zweier Knallsilberhäufchen auf einer berußten Glasplatte

als die Ausbreitungsgeschwindigkeit w' . Dann beginnt sich der Zwischenraum zwischen beiden Wellen aufzufüllen. Diese scheinbar neue, sekundäre Knallwelle hat also einen größeren Druck, höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit und höhere Temperatur aufzuweisen. Daher müssen — da ja die Ausbreitung einer Knallwelle kein adiabatischer Vorgang ist — auch die Luftteilchen, über die diese sekundäre Welle gelaufen ist, eine stärkere Erwärmung aufweisen. Diese läßt sich nun tatsächlich durch Schlierenaufnahmen nachweisen, was eine Bestätigung sowohl der Erklärung der V-Ausbreitung als auch der hydrodynamischen Theorie der Stoßwellen bedeutet (Abbildung 14, 14a).

Abb. 13



Überlagerung zweier Knallwellen (Machsche V-Ausbreitung)

Machsche V-Ausbreitung

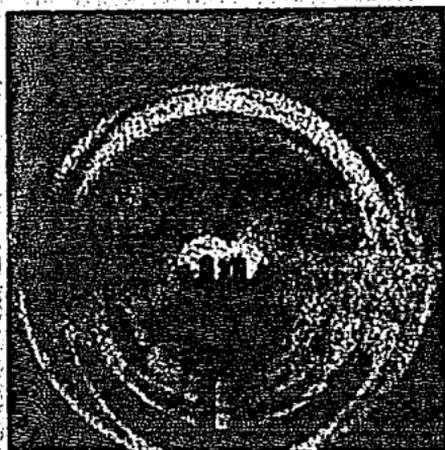


Abb. 14

Schlierenaufnahme der Überlagerung zweier Funkenknallwellen. In der Mitte die expandierende Luft aus dem Funkenkanal, darüber und darunter ist das Machsche V- durch Erwärmung der Luft sichtbar



Abb. 14a

Nach Überschneidung zweier kreisförmiger Funkenknallwellen ist das Machsche V- im Schlierenbild infolge starker Erwärmung der Luft sichtbar

B. Physikalische Vorgänge in Flüssigkeiten bei hohen und schnell ansteigenden Belastungen

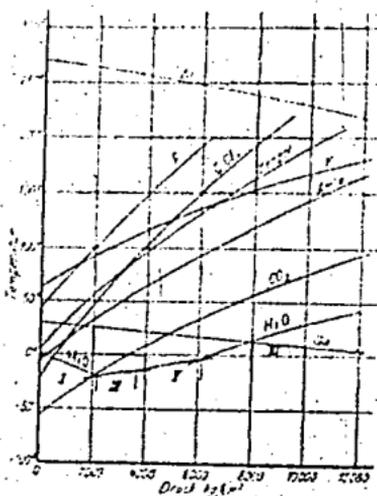
Gibt es für stationäre Überschallströmungen in Gasen eine weit durchgebildete Fachwissenschaft (*Gasdynamik*) und für instationäre Vorgänge mit endlichen Amplituden vor allem für den linearen Fall hinreichend exakte Lösungen, so sind die gleichen Probleme für Flüssigkeiten vollkommen ungeklärt. Der Grund dafür ist einmal der, daß allein schon das statische Verhalten einer Flüssigkeit nicht so einfach zu beschreiben ist wie das eines Gases; zweitens bringt das Auftreten von Zugspannungen und die Möglichkeit der Verdampfung der Flüssigkeit oder einer sonstigen Phasenumwandlung eine wesentliche Verkomplizierung der Vorgänge.

Erst in neuerer Zeit ist es — insbesondere durch die Arbeiten von Tammann und Bridgman — gelungen, ein Bild über das statische Verhalten der Flüssigkeiten bei hohen Drücken bis zu 30 000 at zu gewinnen¹⁾. Umfangreiche Messungen sind über die Abhängigkeit der Kompressibilität vom Druck durchgeführt worden. Sie ist an sich sehr klein (in der Größenordnung von $0,00004 \text{ at}^{-1}$ bei 1000 at und von $0,00001 \text{ at}^{-1}$ bei 12000 at). Bei hohen Drücken unterscheiden sich die verschiedenen Flüssigkeiten in ihrer Kompressibilität kaum noch voneinander. Fast alle Flüssigkeiten werden mit zunehmendem Druck zäher und schließlich fest. Wasser bildet eine Ausnahme. Eis wird zunächst unter Druck flüssig, benimmt sich dann aber normal, indem es bei einigen 1000 at in festes Eis VI übergeht (Abbildung 15). Aus dem Gang der Kompressibilitätskurve muß mit Sicherheit geschlossen werden, daß bei Drücken von etwa 10000 at ab die Moleküle nicht nur enger gelagert werden, sondern daß auch noch eine Kompression der Moleküle selbst eintritt, ohne daß auch bei hochmolekularen Verbindungen ein Zerfall derselben eintritt.

Es ist zu erwarten, daß bei Anwendung ballistischer Methoden ein weitergehender Einblick in das Verhalten von Flüssigkeiten bei hohen Drücken gewonnen werden kann. Beim Schuß in eine Flüssigkeit und bei Verwendung von Sprengkörpern ist es leicht, in einer Flüssigkeit sehr hohe Drücke zu erzeugen, außerdem kommt hierbei aber der zeitliche Ablauf als wesentlicher Faktor neu hinzu.

¹⁾ Siehe Bridgman, Thermische Zustandsgrößen bei hohen Drücken. Hdb. d. Experimentalphysik Wien-Harraz, Bd VIII, T. 2, S. 247—395, Ak. Verlagsges. Leipzig 1929.

Abb. 15



Die Abhängigkeit der Schmelztemperatur vom Druck für eine Anzahl von Stoffen

Auch für derartige Untersuchungen ist wieder die Kinetographie ein wesentliches Hilfsmittel.

Im folgenden seien eine Reihe von Ergebnissen über Versuche mit Flüssigkeiten wiedergegeben, die natürlich nur als ein erster Anfang der Arbeiten auf diesem Gebiet gewertet werden können.

Bei einem Schuß mit einem s. S.-Geschoss in einen Wasserbehälter geht von der Auftreffstelle eine Kugelwelle aus, da die Schallgeschwindigkeit im Wasser 1450 m/sec beträgt, während das Geschoss sich mit 785 m/sec bewegt (Abbildung 16). Hinter der Wellenfront herrscht ein beträchtlicher Druck. Obgleich schon eine bestimmte Wassermenge durch das Geschoss verdrängt worden ist, macht sich zunächst noch keine merkbare Ausbauchung der Außenfläche bemerkbar. Nur unmittelbar von der Oberfläche des Geschosses aus wird trichterförmig ein wenig Wasser nach rückwärts geschleudert. Der größte Teil des vom Geschoss verdrängten Volumens entspricht einer entsprechend starken Kompression. Rechnet man mit der statisch gemessenen Kompressibilitätskonstanten, so ergibt sich ein Wert für den Druck von etwa 1000 at.

Hinter einem Geschoss, das in eine Flüssigkeit geschossen wird, bildet sich ein Hohlraum aus (Kavitation).

Bei gewöhnlichen Strömungsvorgängen im Wasser tritt ein solcher dort auf, wo sich auf Grund der Bernoullischen Gleichung ein Flüssigkeitsdruck gleich dem Dampfdruck der Flüssigkeit oder der Druck Null

ergibt. In unserem Falle ist natürlich weder von Potentialströmung die Rede, noch ist die Bernoullische Gleichung anwendbar. Außerdem können in einer Flüssigkeit erhebliche Zerreißspannungen auftreten.

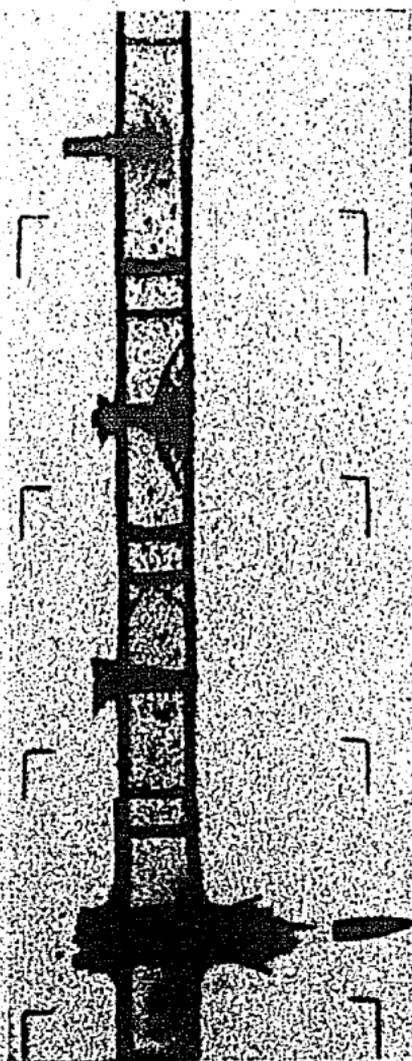


Abb. 16

Einschoß mit einem
z. S.-Geschoß in eine
mit Wasser gefüllte
Küvette

Der Ablösepunkt läßt sich aus den funkenphotographischen Aufnahmen erkennen. Die dem Wasser mitgeteilte kinetische Energie ist so groß,

daß sich der Hohlraum hinter dem Geschöß noch wesentlich verbreitert. Bei kleineren Geschößgeschwindigkeiten oder bei schnell durch einen Wassertrog gezogenen Zylindern kann man jedoch das Schließen des Hohlraumes wieder verfolgen (Abbildung 17). Die innere Oberfläche des

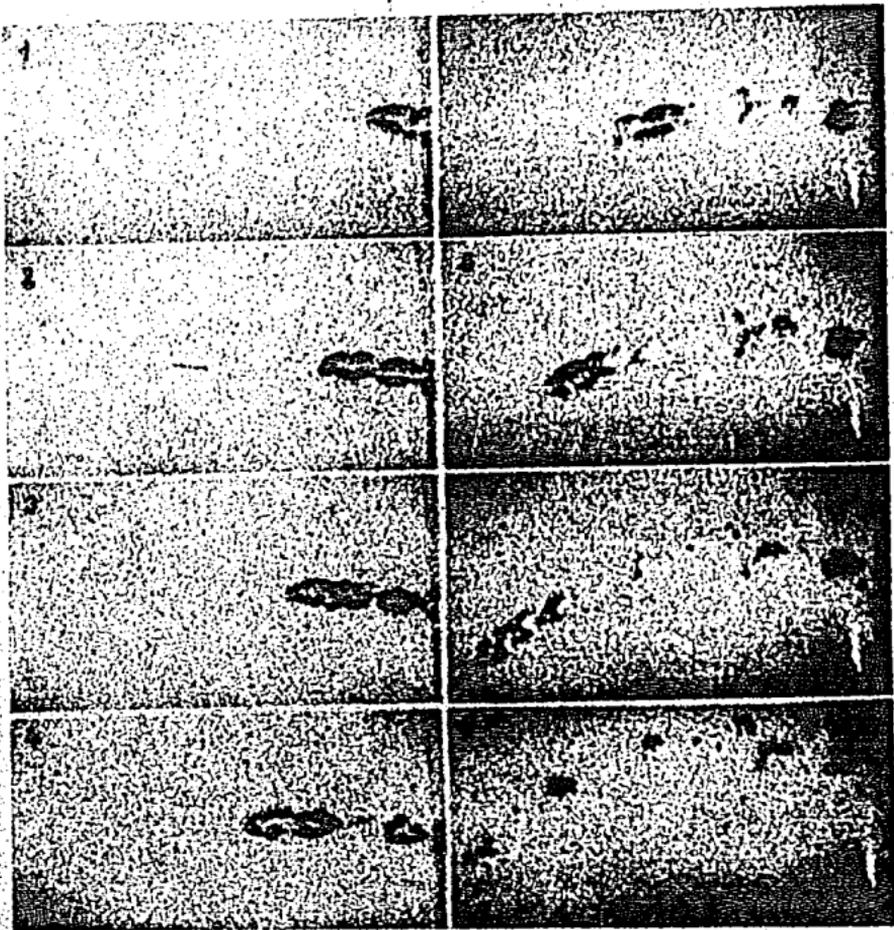


Abb. 17

Mit einer mechanischen Zeitlupe aufgenommene Bildreihe vom Einschuß eines mit langsamer Geschwindigkeit (60 m/sec) fliegenden Geschößes in Wasser

Hohlraumes muß dauernd konkav sein; d. h. am hinteren Ende muß das Wasser hart aufeinanderschlagen, was zu einer stark turbulenten Strömung Veranlassung gibt.

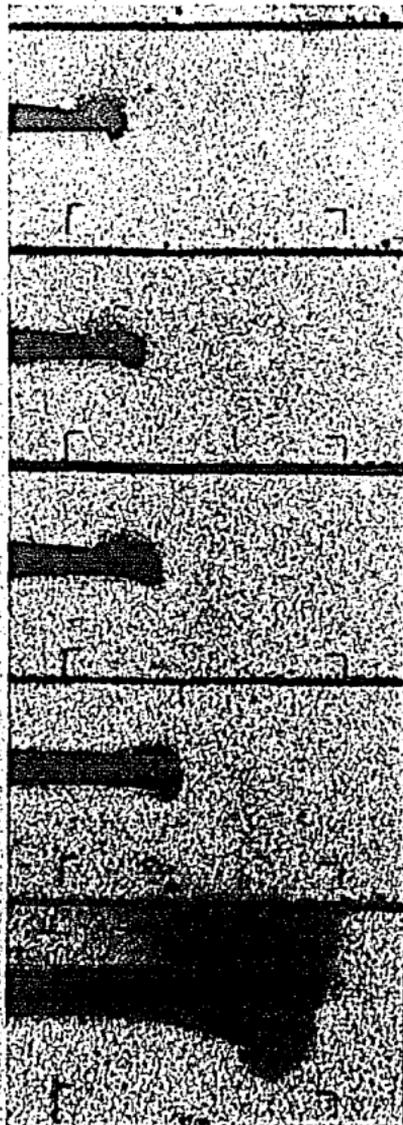


Abb. 18

Schuß mit einem
s. S.-Geschloß in einen
Wasserbehälter. Zeit-
abstand zwischen den
ersten vier Bildern je
 $1,5 \cdot 10^{-6}$ sec, zwischen
dem 4. und 6. Bild
 10^{-5} sec

Bewegt sich ein kugelförmiges Geschöß in der Nähe der Oberfläche, so ist dessen Bahn zur Oberfläche hin gekrümmt, da der Druck an der oberen Seite der Kugel kleiner ist als an der unteren¹⁾.

Anders jedoch bei einem Langgeschöß (Abbildung 18). Der Kavitationsraum ist hier meist nach unten gekrümmt (geringe Schwankungen in der Anfangslage des Geschosses verursachen eine Streuung).

Der Grund hierfür dürfte folgender sein: Der Druck in der Umgebung des Geschosses nimmt von oben nach unten und wahrscheinlich auch von vorne nach hinten zu. Infolgedessen wirkt auf das Geschöß eine nach oben gerichtete Kraft, die an der Spitze am kleinsten ist und ein Drehmoment zur Folge hat. Das Geschöß wird sich etwas schräg (mit der Spitze nach unten) stellen und dieser Richtung zum Teil folgen, woraus sich zunächst eine Bewegung nach unten ergibt.

Abb. 19

Die Form des Hohlraumes hinter einem Langgeschöß beim Einschuß in Wasser. Gleichzeitig erkennbar die kreisförmig begrenzte Ausbreitung der Sprünge in der einen Glasplatte, die den Wasserkasten abschloß



Das hintere Ende des s. S.-Geschosses ist etwas verjüngt. Das Wasser wird hier nicht mehr anliegen. Sobald aber das Geschöß weiter schräggestellt wird, kommt die obere Kante des Geschößbodens in das den Kavitationsraum umströmende Wasser hinein und erzeugt hier Druckwellen, die sich mit der Schallgeschwindigkeit im Wasser ausbreiten, deren Zentrum sich aber mit der Geschößgeschwindigkeit verschiebt.

Das Berühren der Wandung des Kavitationsschlauches macht sich auch durch einen Knick in der oberen Berandung erkennbar (Abbildung 19).

Schließlich wird aber infolge der Schrägstellung des Geschosses das Wasser sich auf der Unterseite immer mehr ablösen, während es auf der Oberfläche ganz anliegt; das hat ein sehr starkes Drehmoment in umgekehrter Richtung zur Folge. Das Geschöß wird plötzlich herumgeworfen und nach oben aus dem Wasser herausfliegen.

¹⁾ Umfangreiche experimentelle Untersuchungen hierüber sind von C. Ramsauer durchgeführt worden (Ann. d. Phys. IV, Bd 84, 1927).

Bei dem Verschwinden von durch Kavitation gebildeten Hohlräumen entstehen intensive Druckwellen, die sich in einem sehr ähnlich liegenden Fall sichtbar machen lassen.

Befinden sich im Wasser Luftblasen und setzt man diese plötzlich unter hohen Druck, indem man eine Druckwelle darüber laufen läßt (ausgelöst entweder durch ein Geschöß, einen Unterwasserfunken oder eine Detonation), so müssen die Wasserteilchen am Rande der Blase stark beschleunigt werden. Diese Geschwindigkeitsenergie wird aber sofort wieder in Druckenergie umgesetzt, wobei eine Druckwelle entsteht, die auf den funkenphotographischen Aufnahmen deutlich zu sehen ist (Abbildung 20 und 21).

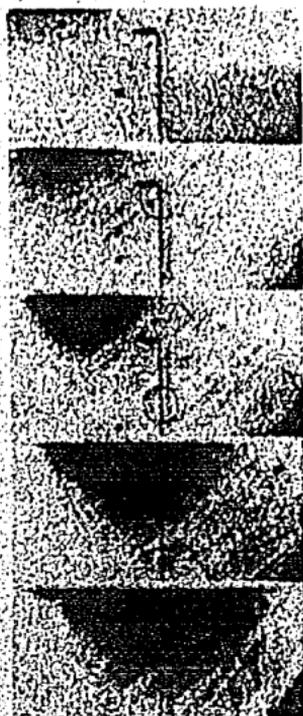


Abb. 20

Auftreten von Implosionsdruckwellen in Wasser, ausgehend von Luftbläschen an einem Draht. Die Ablösung erfolgte durch die Drucksteigerung durch ein in das Wasser hineingeschossenes Infanteriegeschöß.

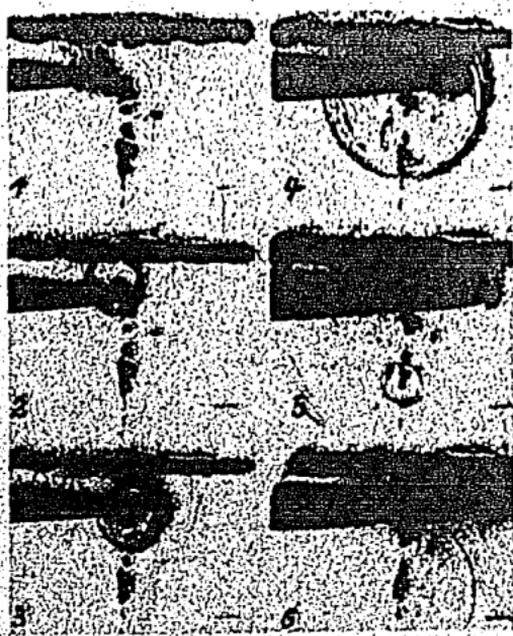


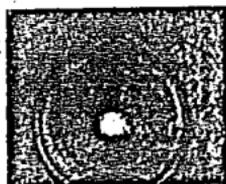
Abb. 21

Implosion von Luftblasen, die in Wasser eingeleitet wurden, ausgelöst durch die Drucksteigerung beim Schuß durch das Wasser.

Derartige Implosionsdruckwellen entstehen bei allen Luftblasen, die im Wasser als solche deutlich erkennbar sind, mögen sie sich frei im Wasser oder auf der Oberfläche von Gegenständen befinden.

Implosionsdruckwellen sind aber oft auch nach Durchlaufen einer intensiven Druckwellenfront sehr zahlreich vorhanden, ohne daß vorher Luftblasen nachzuweisen gewesen wären (Abbildung 22).

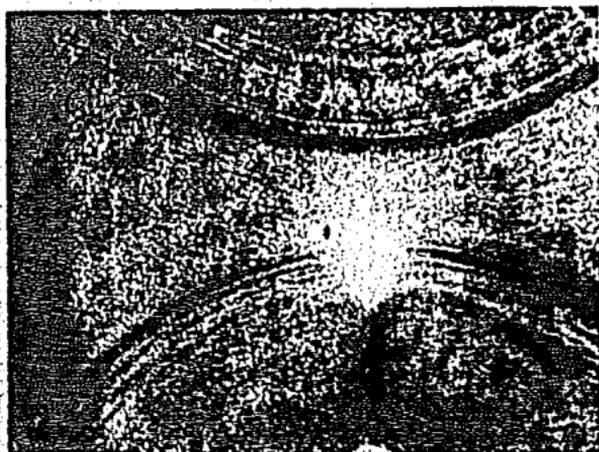
Abb. 22



Kräftige Funkenknallwelle unter Wasser, die zahlreiche Implosionsdruckwellen im Wasser auslöst

Auch wird das Wasser gleichzeitig trübe oder erhält eine gewisse Struktur (Abbildung 23). Diese Erscheinungen sind von der Reinheit und dem Gasgehalt des Wassers abhängig. Wahrscheinlich ist die beim Durchlaufen

Abb. 23



Schattenbild einer vom Boden und von der Oberfläche reflektierten Wasserknallwelle. Nach Durchlaufen der Wellenfront wird das Wasser trübe und erhält eine gewisse Struktur

der Wellenfront den verschiedenen Partikelchen einer nicht ganz reinen Flüssigkeit erteilte Geschwindigkeit infolge ihrer verschiedenen Masse verschieden groß. Dadurch entsteht die Schlierigkeit; auch können Hohlräume auftreten, die dann wieder Implosionsdruckwellen erzeugen.

Doch bedürfen diese Erscheinungen noch einer weiteren Klärung.

Eine außerordentlich große Druckbelastung wird auf eine Flüssigkeit ausgeübt, wenn in dieselbe mit einem Geschloß hineingeschossen wird, das eine Geschwindigkeit hat, die größer als die Schallgeschwindigkeit der betreffenden Flüssigkeit ist.

Die dabei auftretenden Drücke dürften größer sein, als sie bisher statisch erreicht werden, wie folgender Tatbestand zeigt: Die Kom-

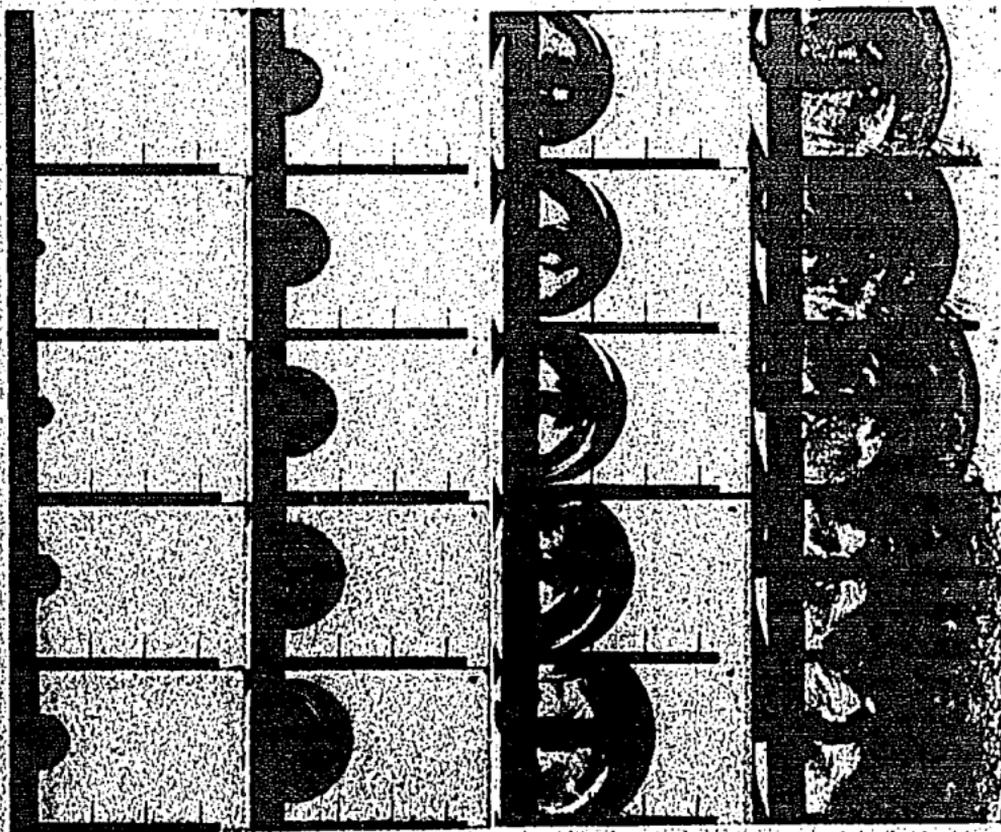


Abb. 24

Einschuß in Tetrachlorkohlenstoff. Geschloßgeschwindigkeit (1100 m/sec) größer als die Schallgeschwindigkeit (930 m/sec)

pressionsarbeit, die nötig ist, um z. B. Äther bereits auf $12\,000\text{ kg/cm}^2$ zu komprimieren, entspricht der Arbeit, ihm eine Geschwindigkeit von 520 m/sec zu erteilen. Die Schallgeschwindigkeit liegt aber bei dem doppelten Wert (1030 m/sec).

Die Vorgänge, die beim Einschub in Tetrachlorkohlenstoff (Schallgeschwindigkeit = 930 m/sec) mit Überschallgeschwindigkeit bezüglich der Flüssigkeit (1100 m/sec) eintreten, seien an Hand einer funkenkinematographischen Aufnahme beschrieben (Abbildung 24).

Zunächst ist zu erwarten, daß sich — von der Geschößspitze ausgehend — eine Kopfwelle bildet, deren halber Kopfwellenwinkel entsprechend der Machschen Beziehung ($\sin \alpha = \frac{930}{1200} = 0,775$) gleich $50^\circ 50'$ ist. Die Kopfwelle unter dem erwarteten Winkel ist auf den ersten Teilbildern der Aufnahme wirklich vorhanden, sie wird aber bald überholt durch eine Druckwelle, die eine kreisförmige Begrenzung hat und sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet. Der hinter der Front dieser Stoßwelle vorhandene Druck muß ungeheuer groß sein, denn der gesamte diesem Druck ausgesetzte Bereich ist auf den Aufnahmen vollkommen schwarz.

Der Widerstand, den das mit Überschallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit fliegende Geschöß erfährt, muß sehr groß sein; daher wird dessen Geschwindigkeit sehr schnell bis auf Unterschallgeschwindigkeit abgebremst werden. Dann kann keine Kopfwelle mehr vorhanden sein. Der auf die Flüssigkeit vom Geschöß ausgeübte Stoß ist so groß, daß dieser sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet (entsprechend Gleichung (4)). Man sollte jedoch erwarten, daß mit zunehmender Ausbreitung die Geschwindigkeit sich allmählich der Schallgeschwindigkeit nähert. Das scheint aber nicht der Fall zu sein. In den beiden bisher durchgeführten Versuchen (und zwar mit etwas voneinander verschiedenen Geschößgeschwindigkeiten, 1100 und 1200 m/sec) hat sich — jedenfalls innerhalb der Meßgenauigkeit — eine konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit von rund 1300 m/sec für die Stoßwelle ergeben.

Sollte sich dies durch weitere Versuche bestätigen, so dürfte das physikalisch vielleicht folgendermaßen zu erklären sein:

Man kann annehmen, der Druck in der Stoßwelle ist so groß, daß unmittelbar in der Stoßfront die Flüssigkeit wenigstens teilweise in den festen Zustand übergeht. Dabei wird aber Energie frei. Der Vorgang ist dann ähnlich dem bei der Ausbreitung einer Detonationswelle, bei der in der Stoßfront die chemische Energie frei wird. Nun hat die Detonations-

geschwindigkeit einen konstanten Wert, der physikalisch durch die Becker'sche Theorie erklärt wird¹⁾. Man kann wohl annehmen, daß es sich

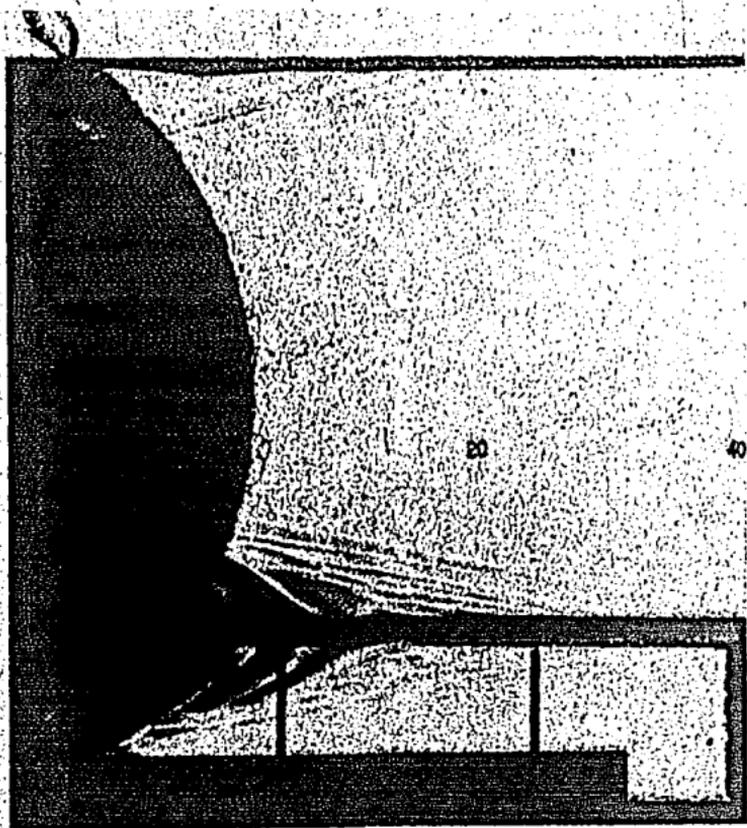


Abb. 21a

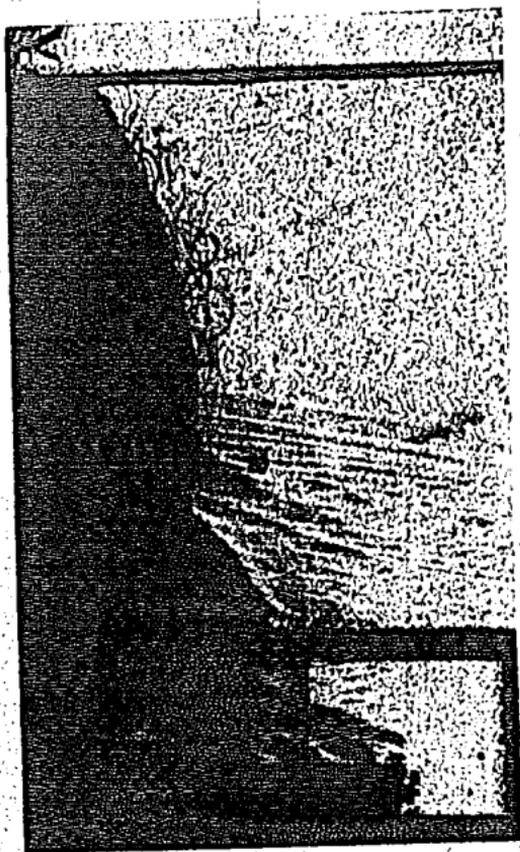
Ein Einzelbild vom Einschußvorgang in Tetrachlorkohlenstoff mit einer Geschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit. Links die sich kugelförmig ausbreitende Stoßwelle. Unten ist ein Glasstab hineingelegt, an dem Transversal- und Longitudinal-Kopfwellen entlanglaufen

in unserem Falle prinzipiell um einen ähnlichen Vorgang handelt, nur daß eben statt der chemischen Bindungsenergie die Umwandlungsenergie frei wird.

¹⁾ R. Becker, *Zs. f. Phys.* 8 (1922), S. 328.

Für die Annahme einer teilweisen Verfestigung unmittelbar in der Stoßfront spricht auch die absolute Schwärze des gesamten Gebietes hinter der Wellenfront auf den ersten Teilbildern.

Abb. 24b



Fortsetzung der
Abbildung 24a.

Man erkennt, wie
an dem Glasstab
durch die Kopf-
wellen zahlreiche
Implusions-Druck-
wellen ausgelöst
werden. Die vor
der Stoßwellen-
front ausgeprägt
zu sehenden Kreise
sind gleichfalls Im-
pulsionsdruck-
wellen, ausgelöst
durch die Kopf-
wellen, die an den
beiden Glasplatten
des Flüssigkeitsbe-
hältern entlang-
laufen

Damit wäre die physikalische Theorie der Detonation auf eine etwas breitere Basis gestellt, indem sie nicht nur für die eigentliche Detonation gilt, sondern allgemein für alle Ausbreitungen von Stoßwellen, bei denen in der Stoßfront irgendeine Energie frei wird. Natürlich bedarf dieser Versuch einer Erklärung noch einer weiteren theoretischen und experimentellen Nachprüfung und Bestätigung.

Auf den Teilbildern 16 bis 18 der Abbildung 24 und in den Abbildungen 24a und 24b erkennt man vor der Stoßwellenfront in der Flüssigkeit intensive Implusionsdruckwellen. Darüber muß man zunächst er-

staunt sein, da ja doch vor der Stoßwellenfront bei freier Ausbreitung noch keine Druckänderung vorhanden sein kann. Die Anregung der Implosionsdruckwellen muß also auf einem anderen Wege erfolgen: Durch den Einschub wird auch auf die beiden Glaswände ein Impuls übertragen, der sich in diesen mit der wesentlich größeren Schallgeschwindigkeit im Glas ausbreitet. In der Flüssigkeit zieht diese Glasschallwelle eine v. Schmidtsche Kopfwelle, und diese ist für die Auslösung der Implosionsdruckwellen verantwortlich zu machen.

Mit Hilfe einer weiteren Glasplatte, die senkrecht zu den beiden Platten der Wandung in die Flüssigkeit hineingelegt wird, läßt sich diese Erklärung für das Zustandekommen der Implosionsdruckwellen unmittelbar nachweisen (Abbildung 24 a und b).

Eine sehr hohe und plötzlich einsetzende Belastung einer Flüssigkeit kann auch durch die Detonation eines Sprengstoffes innerhalb der Flüssigkeit erfolgen. Die Ausbreitung der auftretenden Drücke erfolgt wiederum in Form von Stoßwellen, wobei in ähnlicher Weise wie für Gase die Intensität der Druckwelle und die Wellengeschwindigkeit voneinander abhängen — solange nicht ein Erstarren der Flüssigkeit eintritt.

Nach einer Berechnung von G. Burkhardt besteht auf Grund der von Bridgman gemessenen Zustandsdaten [Proc. Amer. Acad. 48 (1912) 338] für Wasser vom Ausgangszustand $p_0 = 1$ at, $T_0 = 15^\circ \text{C}$ folgende Beziehung zwischen der Stoßwellengeschwindigkeit w , der Stoffgeschwindigkeit u und dem Druck p des Wassers hinter der Stoßwellenfront:

p at	$T - T_0$ $^\circ \text{C}$	w m/sec	u m/sec
0	0	1 458	0
1 000	1,57	1 592	62
3 000	7,10	1 791	164
5 000	13,9	1 963	250
7 000	22,2	2 116	325
10 000	35,3	2 325	423
12 000	44,9	2 461	483

Die Form und die Ausbreitung der Knallwellen in der Flüssigkeit bieten eine Möglichkeit zur Untersuchung des Detonationsvorganges selbst: Die funkenkinematographische Aufnahme einer Sprengung in einer Flüssigkeit kann als eine neue Methode für sprengstoffphysikalische Messungen angesehen werden.

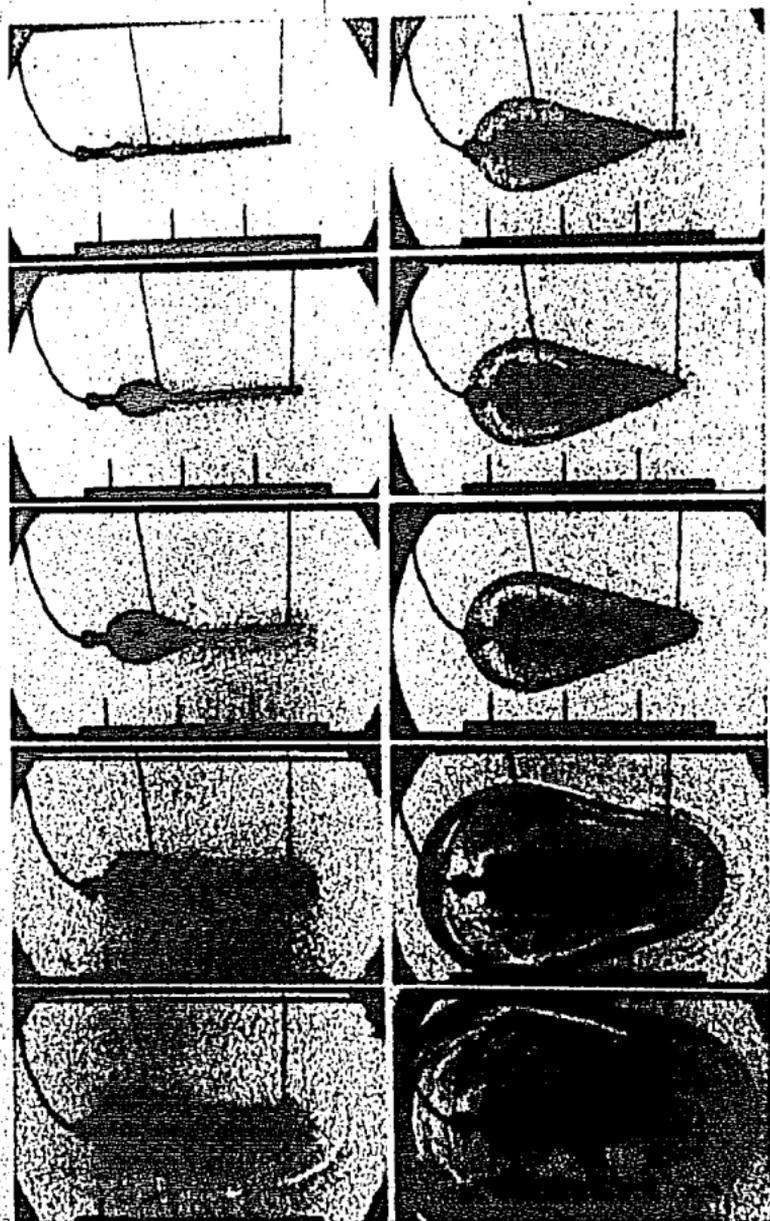


Abb. 23

Detonation einer Sprengstoffstrecke unter Wasser. Bildfrequenz der Aufnahme 450000/sec
Detonationsgeschwindigkeit 6600 m/sec

Den Aufnahmen ist u. a. zu entnehmen:

1. der Wert für die Detonationsgeschwindigkeit,
2. die Form der Detonationsfront,
3. die Druckverteilung in der Umgebung des Sprengstoffes,
4. die Art der Initiierung.

Detoniert eine einfache geradlinig gelegte Zündschnur im Wasser (Detonationsgeschwindigkeit 6600 m/sec), so bildet sich eine Kopfswelle nach Art der Kopfswelle eines fliegenden Geschosses. Sie ist infolge der Überschallgeschwindigkeit in der Nähe des Sprengstoffs an ihrem vorderen Ende etwas gekrümmt (Abbildung 25).

Aus dem Kopfwellenwinkel kann man auf Grund der Machschen Beziehung bei bekannter Detonationsgeschwindigkeit auf die Geschwindigkeit der so gebildeten Stoßwelle in Wasser und mit Hilfe der obigen Tabelle auf den Druck hinter der Stoßwellenfront schließen. Am hinteren Ende werden die beiden Kopfwellen durch eine Halbkugel (auf der Abbildung ein Halbkreis) geschlossen, wie es auch der Fall sein würde, wenn es möglich wäre, ein zunächst ruhendes Geschöß plötzlich mit Überschallgeschwindigkeit in Bewegung zu setzen. Wenn nun die Detonation durch die Zündschnur vollständig hindurchgelaufen ist, werden auch am vorderen Ende die geradlinigen Kopfwellen durch einen Halbkreis ergänzt.

Abbildung 26 zeigt einen interessanten Fall: Die Sprengstoffstrecke ist nicht ganz durchdetoniert, sondern auf halbem Wege stehen geblieben. Von dieser Stelle ab werden keine Kopfwellen mehr gezogen, sondern es erfolgt gleichfalls eine kugelförmige Ausbreitung der Wasserknallwelle. Mit zunehmender Entfernung ist das geradlinige Stück der Kopfwellen kaum noch zu erkennen, die äußere Form nähert sich mehr und mehr einer vollkommenen Kugelwelle. In der Aufnahme sind außerdem eine Reihe von Bruchvorgängen zu erkennen, über die weiter unten noch einiges gesagt werden soll.

Sowohl in Abbildung 25 als auch in Abbildung 26 liegt ein Erstarren des Wassers hinter der Stoßwellenfront nicht vor. Wohl aber ist nach der Detonation der Sprengstoff von einem undurchsichtigen Hof umgeben, der seine Größe annähernd beibehält. Dieser Hof könnte u. U. in teilweise verfestigtem Wasser seine Ursache haben.

1) J. Meyer, Über die molekulare Festigkeit von Flüssigkeiten, Zs. f. phys. Chemie 1935 Abt. A Bd 173, S. 106—114.

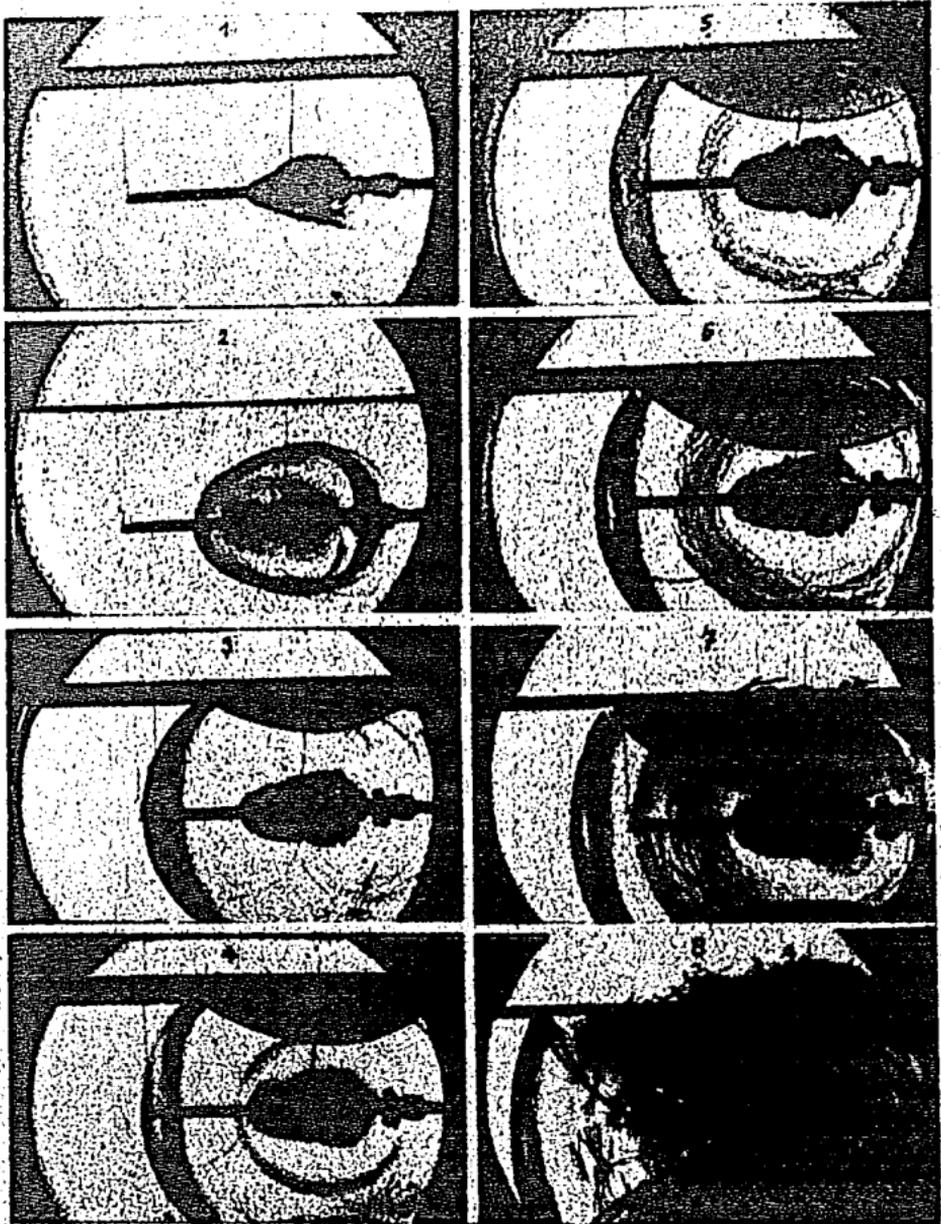


Abb. 26

Detonation einer Sprengstoffstrecke unter Wasser. Die Detonation ist stehengeblieben. Zwischen dem 3. und dem 4. Teilbild findet ein Zerreißen des Wassers statt. Auf dem 7. und 8. Teilbild sind außerdem einige Brüche in der Glaswandung erkennbar. Bildfrequenz der Aufnahme 200000/sec

C. Vorgänge in festen Körpern

Die Erforschung des Verhaltens fester Körper bei hohen Belastungen und Belastungsgeschwindigkeiten ist nicht nur für den Waffenbau und die Ballistik von Bedeutung, sondern für viele Zweige der modernen Technik genügen die bisherigen Kenntnisse über Festigkeitseigenschaften fester Körper nicht mehr.

Die experimentellen Methoden der Ballistik, insbesondere die Funkenkinematographie, dürften geeignet sein, auch einen wesentlichen Beitrag hierzu liefern zu können.

Im folgenden soll über einige Versuchsergebnisse berichtet werden. Sie sind natürlich auch nur als ein allererster Beginn der Arbeiten auf diesem Gebiet zu werten.

a. Die Ausbreitung von Wellen in festen Körpern

In einem festen Körper breitet sich eine Störung mit Schallgeschwindigkeit aus (im allgemeinen rund 5 000 m/sec).

Es ist von großer Bedeutung, zunächst zu wissen, welchen Verlauf diese Schallwelle in einem beliebig geformten Körper nimmt.

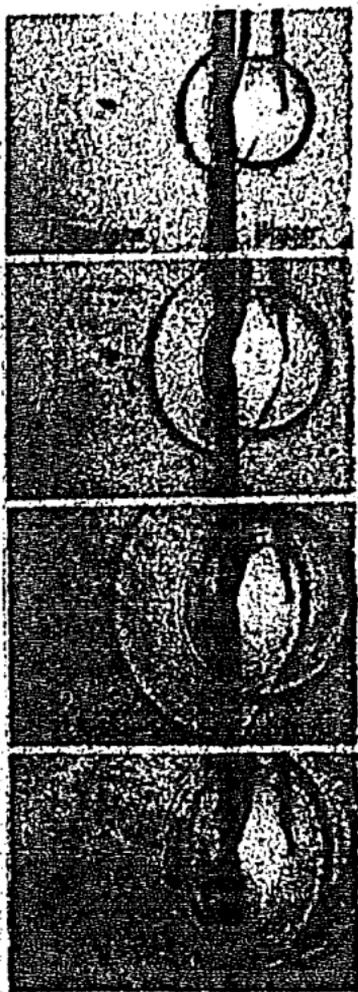
1. Bei ebenen Problemen kann ein Modell des Körpers aus einem Kunstharz (z. B. Plexiglas) hergestellt werden. Erregt man dieses durch einen kräftigen Stoß, so läßt sich die Wellenfront als Schliere in ihrer Ausbreitung mit Hilfe der Funkenkinematographie verfolgen (Abbildung 27; siehe auch Abbildung 38).

2. Mit Hilfe polarisierten Lichtes läßt sich unter Verwendung des spannungsoptischen Effektes in der Sichtbarmachung der elastischen Wellen eine wesentlich größere Empfindlichkeit erreichen. Dieses Verfahren ist schon 1935 von Z. Tuzi und M. Nisida angewandt worden, um den Spannungsverlauf bei stoßartiger Beanspruchung zu untersuchen¹⁾. Der Nachteil dieser Apparatur war, daß er infolge der geringen Helligkeit nur ein sehr schmales Bildfeld aufnehmen konnte und daß er nicht unter eine Belichtungszeit von $\frac{1}{20000}$ sec herunterkam, was zur Untersuchung von Vorgängen, die sich mit Schallgeschwindigkeit abspielen, nicht ausreicht. Diese Mängel beseitigt die Funkenkinematographie. (Ein Beispiel für ihre Anwendung zeigt Abbildung 36.)

¹⁾ Photo-Elastic Study of Stresses Due to Impact. Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res., Tokyo, Bd 26 (1935), S. 277.

3. Ist die Schallwelle in einem festen Körper außerordentlich kräftig, wie z. B. bei einer Anregung durch den Aufprall eines Geschosses, so tritt bei jeder Reflexion dieser Welle an der Oberfläche des festen

Abb. 27



In Plexiglas ist eine Knallwelle im Schattenbild sichtbar. Die Plexiglasplatte befindet sich im Wasser, die Knallwelle wurde durch einen Funken unter Wasser ausgelöst.

Körpers ein solch großer Teil der Energie auf die umgebende Luft über, daß die entstehende Luftknallwelle als Schlieren sichtbar zu machen ist¹⁾.

¹⁾ E. Maier, Über Ultraschallwellen, die beim Panzerplattenbeschuss auftreten. Beiträge zur Ball. u. techn. Physik, hrsg. von H. Schardin, Leipzig 1938.

4. Die Schallhärten eines festen Körpers und der Luft sind stark voneinander verschieden. Man wird zur Sichtbarmachung der Schallwellen in dem umgebenden Medium den festen Körper besser in eine Flüssigkeit betten.

Es läßt sich dann mittels der Wellen in der Flüssigkeit nicht nur eine Welle im festen Körper nachweisen, die von dessen Oberfläche reflektiert wird und zum Teil in die Flüssigkeit übergeht, sondern auch, wenn die Wellenfront senkrecht auf der Oberfläche des festen Körpers steht, wirkt sie auf die Flüssigkeit zurück. Es beruht das wahrscheinlich auf einem transversalen Effekt der Longitudinalwelle. Da nun die Schall-



Abb. 28

Stäbe aus verschiedenem Material, die sich im Wasser befinden, werden durch eine Funkenkathode angestossen. Die in den Stäben laufenden Longitudinal- und Transversalwellen ziehen im Wasser eine »v. Schmidtsche« Kopfswelle. Der Kopfwellenwinkel entspricht der Machschen Beziehung $\sin \alpha = \frac{a}{v}$, wo a die Schallgeschwindigkeit im Wasser, v die Schallgeschwindigkeit im festen Körper ist

geschwindigkeit im festen Körper rund 5000 m/sec und in der Flüssigkeit rund 1500 m/sec (Wasser) beträgt, läuft das Anregungszentrum in der Flüssigkeit mit wesentlicher Überschallgeschwindigkeit entlang, d. h. in der Flüssigkeit muß sich eine Kopfswelle ausbilden.

Es ist dies ein Effekt, der bei seismischen Vermessungen eine wesentliche Rolle spielt und den O. v. Schmidt¹⁾ aufgeklärt hat. Daher werde diese Welle als »v. Schmidtsche Kopfswelle« bezeichnet.

¹⁾ Zs. f. techn. Phys. 19 (1938), S. 554.

Ihr Neigungswinkel α gegen die Oberfläche des festen Körpers entspricht — genau wie bei einem stiegenden Geschöß — dem Machschen Winkel. Er gestattet also bei Kenntnis der Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in dem festen Körper.

Aber nicht nur die Längswellen, sondern auch die Querwellen ziehen eine Kopfwelle in der angrenzenden Flüssigkeit nach sich (Abbildung 28).

Damit ist die Möglichkeit gegeben, die Elastizitätsgrößen eines Werkstoffes zu bestimmen: Aus den Kopfwellenwinkeln der Longitudinal- und Transversalwelle ergeben sich die beiden Geschwindigkeiten, und daraus lassen sich die elastischen Größen berechnen.

Der Vorteil dieser Methode in bezug auf die hier zur Diskussion stehenden Probleme dürfte sein, daß man die momentanen elastischen Werte ermitteln kann, auch wenn sich diese bei einer starken Belastung des Materials zeitlich ändern.

5. Bei einem starken Stoß auf einen festen Körper ist es sogar möglich, die sich ausbreitende Längswelle mit Hilfe einer optisch-photographischen Weg-Zeit-Registrierung zu verfolgen.

So treten z. B. bei Verschlüssen von Maschinenwaffen, die auf Grund ihrer Konstruktion ein gewisses Spiel haben, Stoßbeanspruchungen auf, die sich auf den Lauf übertragen. Die so angeregten Wellen können sich der eigentlichen Rohrrücklaufbewegung so stark überlagern, daß letztgenannte nur schwer zu ermitteln ist¹⁾.

Darauf sind zum Teil die Schwierigkeiten zurückzuführen, aus den Rohrrücklaufkurven den Gasdruckverlauf zu ermitteln.

b. Das Festigkeitsverhalten bei schnell verlaufenden hohen Beanspruchungen

Aus den Erfahrungen bei der Konstruktion von Geschützrohren ist bekannt, daß bei dem nur kurzzeitig wirkenden Höchstgasdruck (Zeiten in der Größenordnung von $0,1$ bis $10 \cdot 10^{-3}$ sec) die Elastizitätsgrenze gegenüber den beim statischen Zerreißversuch gefundenen Werten um etwa 30% heraufgesetzt ist.

Eine wissenschaftliche Auswertung dieser Tatsache wird jedoch erst möglich sein, nachdem eine große Anzahl von systematischen Versuchswerten vorliegt, die bei einfachen Beanspruchungsverhältnissen gewonnen worden sind.

¹⁾ Siehe J. Pohl, Die Berechnung eines Gewehrlaufs, Beiträge zur Ball. u. techn. Phys. hrsg. v. H. Schardin, Verl. Barth, Leipzig, 1938, S. 82.

Es ist anzustreben, Ergebnisse für den reinen Zug-, Druck- oder Biegeversuch zu erhalten.

Gewöhnlich wird in der Werkstoffprüfung eine stoßweise Belastung durch einen Fallhammer vorgenommen. Die Anwendung ballistischer Methoden dürfte jedoch den Einfluß der dynamischen Belastung in wesentlich verstärktem Maße zeigen.

Unter Verwendung eines fliegenden Geschosses, einer Verbrennungsbombe oder einer Detonation zur Beanspruchung eines Probekörpers sind eine Reihe von Anordnungen denkbar, die einfachen Belastungsfällen entsprechen. Hier liegt noch ein weites Betätigungsfeld für die weitere Forschung.

Einen sehr komplizierten Vorgang, bei dem aber wohl die höchsten technisch erreichbaren Beanspruchungen vorkommen, stellt ein Schuß auf eine Panzerplatte dar.

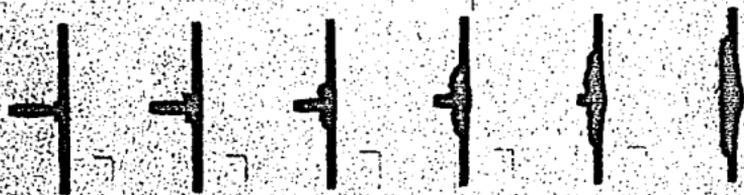


Abb. 29

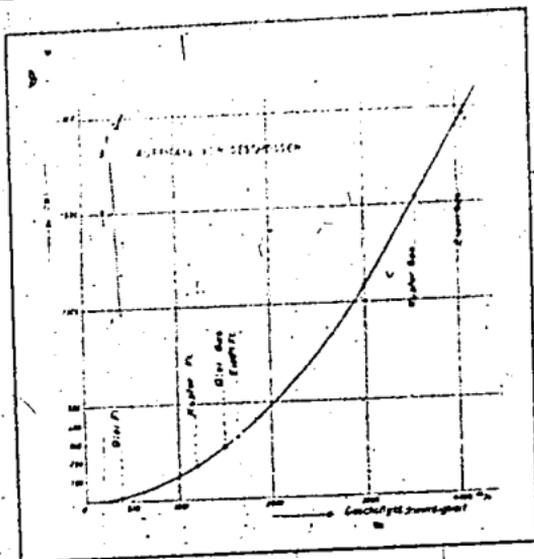
Aufschuß eines s. S.-Geschosses (Bleigeschoß mit Stahlmantel) auf eine Panzerplatte.
 $v_0 = 785 \text{ m/sec}$. Das Geschöß verhält sich wie ein Flüssigkeitsstrahl

Besteht das Geschöß aus Blei, so wird offenbar sofort ein großer Teil der kinetischen Energie in Wärme umgewandelt, das Blei wird flüssig und verdampft teilweise und breitet sich längs der Platte mit einer Geschwindigkeit aus, die wesentlich größer als die Geschößgeschwindigkeit ist (Abbildung 29).

Es ist interessant, für verschiedene Materialien auszurechnen, bei welcher Geschwindigkeit — vollkommene Umwandlung der kinetischen Energie in Wärme vorausgesetzt — sie flüssig werden bzw. vergasen; Abbildung 30 stellt diese Abhängigkeit dar. Kupfer würde bei etwa 1200 m/sec flüssig werden. Praktisch benimmt sich jedoch schon bei normaler Geschößgeschwindigkeit ($600 \text{ bis } 800 \text{ m/sec}$) Kupfer fast wie Blei, d. h. das vordere Ende des Geschosses fließt beim Aufprall auf eine

Abb. 30

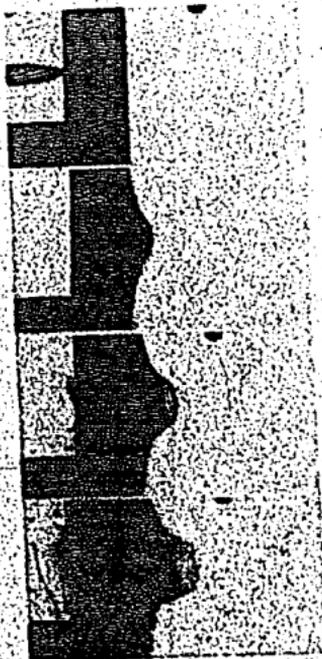
Die Wärmemenge, die bei vollständiger Umsetzung der kinetischen Energie eines Geschosses entsteht. Gleichzeitig Angabe der Punkte, in denen für Blei, Kupfer und Eisen eine vollständige Umwandlung in den flüssigen und gasförmigen Zustand stattfindet



Panzerplatte seitlich ab, während sich der Geschößboden gleichzeitig mit konstanter Geschwindigkeit weiterbewegt (Abbildung 38 bis 41).

Abb. 31

Schuß mit einem s. S.-Geschöß auf eine 5 mm starke Panzerplatte. An der rechten Seite sieht man die vom Aufschuß herrührende Knallwelle laufen. Eine dünne Haut löst sich von der Panzerplatte und bewegt sich zunächst mit einer Geschwindigkeit, die gleich der maximalen Geschwindigkeit der Panzerplattenoberfläche ist (Die Aufschußseite der Panzerplatte ist verdeckt, nur die Rückseite ist frei zu sehen)



Kupfer wird also wahrscheinlich bei dieser Geschwindigkeit bereits zu einem solchen Bruchteil verflüssigt, daß ein Abfließen des Materials zur Seite möglich ist.

Militärisch sehr wichtig wäre die wissenschaftliche Beherrschung des Durchschußvorganges eines Vollpanzergeschosses durch eine Panzer-

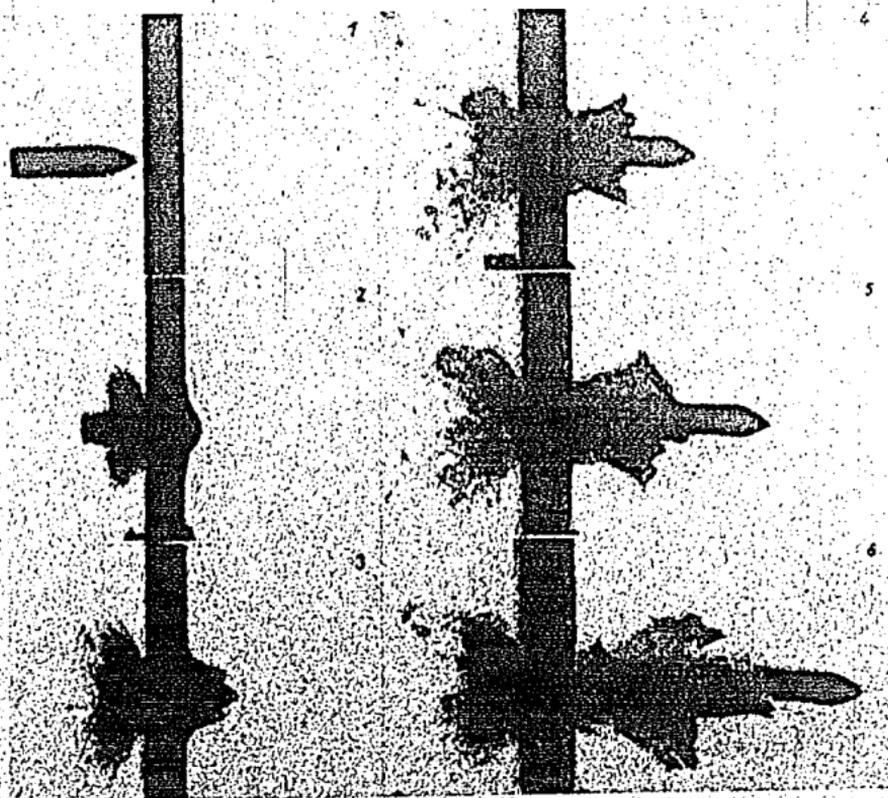


Abb. 32

Durchschußvorgang eines 13 mm Vollpanzergeschosses durch eine Panzerplatte

platte. Es ist sehr oft versucht worden, diesen Vorgang durch Gleichungen zu fassen, die im wesentlichen der statischen Festigkeitslehre entnommen sind. Es dürfte selbstverständlich sein, daß man auf diese Weise niemals ein mit der Wirklichkeit übereinstimmendes Resultat erhalten wird.

Die Aufnahmen mit Hilfe der Funkenkinematographie (z. B. Abbildung 32) liefern die ersten experimentellen Unterlagen, die einen Einblick in den zeitlichen Ablauf dieses Vorganges gewähren.

Zur grundlegenden Klärung gehört jedoch ein sehr umfangreiches Versuchsmaterial.

Ähnlich liegt es mit der Beanspruchung eines Körpers durch eine Detonation.

Man hat eine Reihe von empirischen Verfahren entwickelt, um aus der Wirkung einer Detonation

- a) bei ein- und demselben Material auf die Brisanz des Sprengkörpers.
- b) bei konstant gehaltenem Sprengkörper auf die Güte des Materials in bezug auf sein Verhalten gegenüber einer Sprengung zu schließen.

Man spricht so z. B. von sprengzähem und sprengsprödem Material, ohne daß man weiß, um welche physikalische Eigenschaft es sich dabei eigentlich handelt.

Auf diesem Gebiet steht der Forschung noch ein weites Betätigungsfeld offen.

c. Analyse des Bruchvorganges

Einen großen Fortschritt würde es bedeuten, wenn man den Mechanismus eines Bruches genau kennen würde.

I. Mit Hilfe der Funkenkinematographie war es möglich, den Bruchvorgang in Glasplatten zeitlich aufzulösen.

Es ist hierüber an anderer Stelle berichtet worden¹⁾.

Hier seien nur kurz die Resultate zusammengestellt:

Die Auslösung des Bruchvorganges geschah im allgemeinen dadurch, daß schräg durch eine Glasplatte hindurchgeschossen wurde (Abbildung 33, 34, 35).

Die sich ausbreitenden radialen Brüche haben für alle untersuchten Glassorten eine praktisch übereinstimmende, konstante Bruchausbreitungsgeschwindigkeit von 1500 m/sec; das ist etwa $\frac{1}{3}$ der Schallgeschwindigkeit im Glas. Zu einem bestimmten Zeitpunkt läßt sich um die Fronten der Glassprünge ein absolut genauer Kreis legen.

Mitunter treten an Stellen hoher Kerbwirkung sekundäre Brüche auf, insbesondere am Rande der Glasplatten. Diese werden im allgemeinen durch die mit 3200 m/sec laufende Transversalwelle ausgelöst.

¹⁾ H. Schardin und W. Struth, *Glastechn. Ber.* 16 (1938), S. 219

A. Smekal, *Glastechn. Ber.* 16 (1938), S. 227

H. Schardin, *Umschau* 43 (1939), S. 676.

Die Schallwellen lassen sich gleichzeitig mit den Glassprüngen bei Verwendung polarisierten Lichtes sichtbar machen (Abbildung 36).

Regt man die Brüche durch eine Detonation an, so kann man erreichen, daß unmittelbar hinter der Front der Longitudinalwellen in der Glasplatte isolierte Bruchzentren auftreten. In diesem Falle sind die Schallwellen unmittelbar als Schliere sichtbar (Abbildung 37).

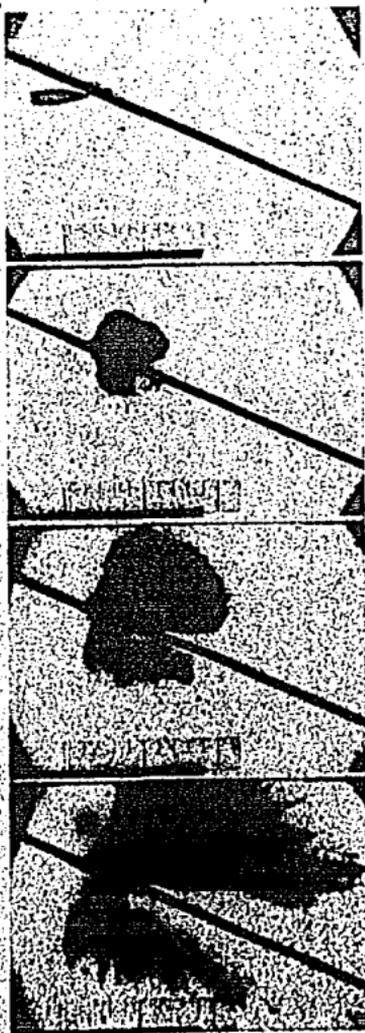


Abb. 33

Schuß mit einem s. S.-Geschoss durch eine Glasplatte. Die Lotebene auf der Glasplatte, die durch die Geschossflugbahn geht, ist abgebildet, während bei den folgenden Bildern die Glasplattenebene abgebildet ist

Alle diese und einige weitere Versuchsergebnisse lassen sich — wenigstens qualitativ — mit Hilfe der Smekalschen Kerbwirkungstheorie verstehen.

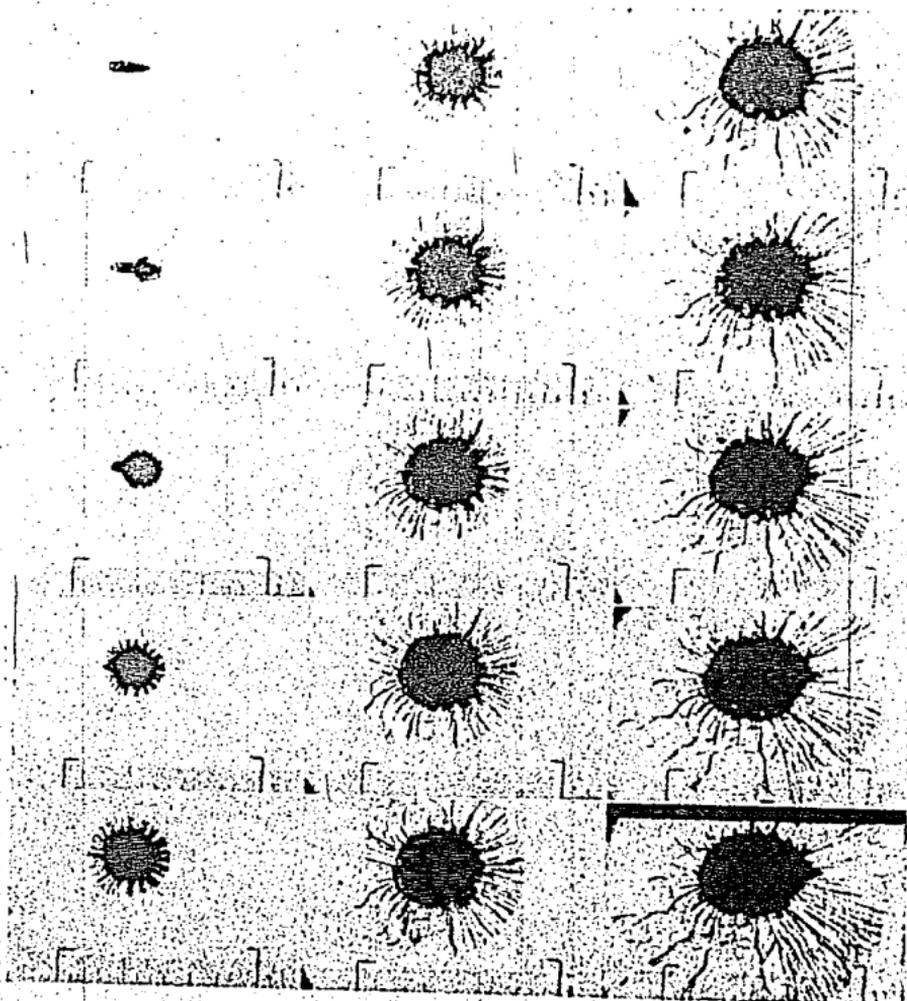


Abb. 31

15 aufeinanderfolgende Bilder des Bruchvorganges in einer 5 mm starken Glasscheibe, ausgelöst durch einen Schuß schräg durch die Platte hindurch. Bildfrequenz 200 000/sec

Diese nimmt an, daß der Bruch nur durch das Überwinden der molekularen Zerreißfestigkeit zustande kommt. Die hierzu notwendige Span-

nung entsteht auf Grund der Kerbwirkung in der Umgebung von »Lockerstellen«, die statistisch im Glas verteilt sind.

Einige Schwierigkeiten macht jedoch die Erklärung des Zustandekommens der konstanten Glasbruchgeschwindigkeit.

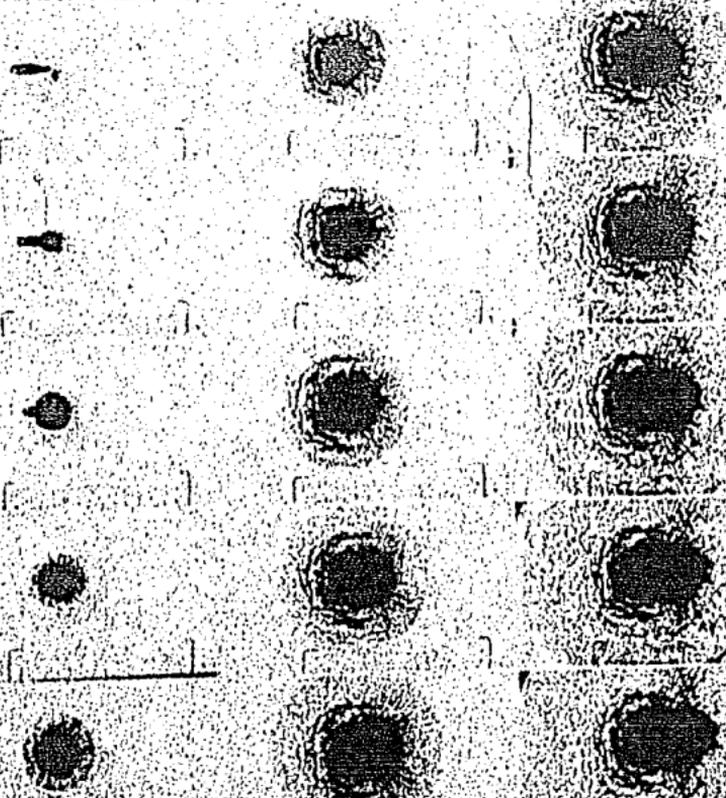


Abb. 35

Bruchvorgang in einem Sicherheitsglas (Sekurit). Bildfrequenz 200000/sec

Smekal vermutet folgendes:

Nachdem der Bruch an einer Kerbstelle durch Überwindung der molekularen Festigkeit eingeleitet worden ist, schreitet er von Kerbstelle zu Kerbstelle fort. An der Bruchfront und an den ihr benachbarten Kerbstellen treten so hohe Spannungsspitzen auf, daß hier die Molekular-

bindungen überwunden werden. Die Ausbreitung dieser Veränderung entspricht elastischen Wellen mit einer Wellenlänge in der Größenordnung der Kerbstelle selbst. Für diese Vorgänge muß das Glas wegen

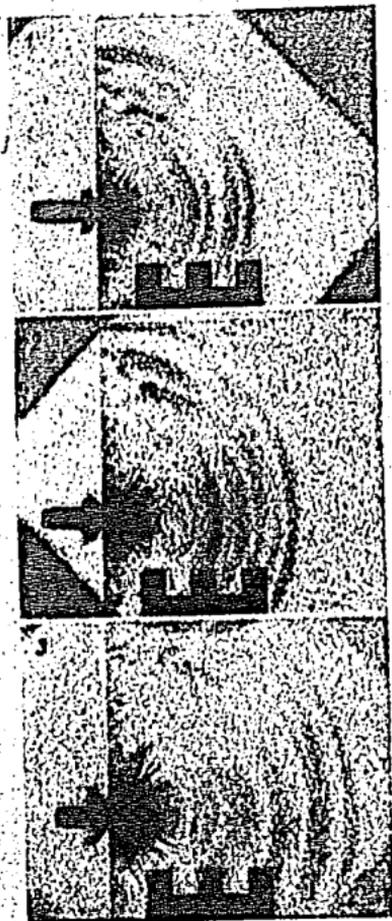


Abb. 36

Schuß gegen die Kante einer Glasplatte. Aufnahme mit polarisiertem Licht. Polarisationsfilter parallel zueinander und unter 45° gegen die Schußrichtung. Man erkennt die beim Aufschuß ausgelösten Schallwellen, die eine wesentlich größere Geschwindigkeit haben als die Bruchausbreitung (5000 m/sec zu 1500 m/sec)

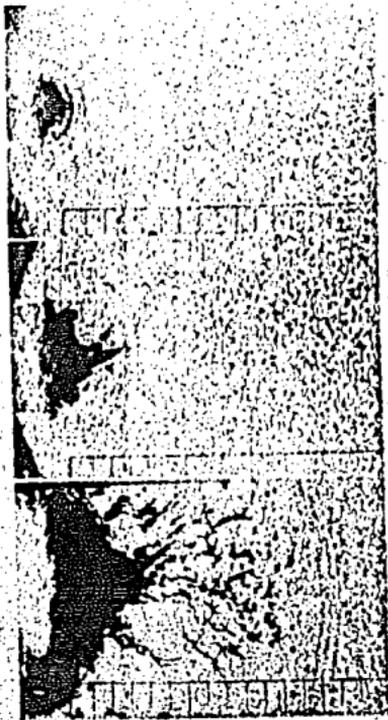


Abb. 37

Zertrümmerung einer Glasplatte durch die Detonation eines Sprengstoffes. Die Front der durch die Detonation im Glas ausgelösten Schallwellen ist sichtbar, unmittelbar dahinter beginnen zahlreiche Sekundärbrüche

seiner Kerbstellen als inhomogener Körper betrachtet werden. Die Ausbreitung in einem solchen Medium erfolgt nun nicht mit der normalen Schallgeschwindigkeit, sondern mit einer entsprechend herabgesetzten Geschwindigkeit.

Es müßte damit ein Zusammenhang zwischen der Bruchgeschwindigkeit und der Kerbstellenbeschaffenheit und deren Verteilung im Glas bestehen.



Abb. 38

Zertrümmerung eines KBr-Kristalls. Die Belastung wird hervorgerufen durch ein Kupfergeschloß, das gegen die Einspannung geschossen wird

2. Ist es somit gelungen, mit Hilfe der Funkenkinematographie einen immerhin recht bedeutsamen Einblick in den zeitlichen Ablauf des Bruchvorganges im Glas zu gewinnen, so liegt die Frage nahe, wie sich wohl andere Körper verhalten.

Glas ist im Gegensatz zu den meisten festen Körpern amorph, steht also im Gegensatz zu den aus Kristallen aufgebauten Körpern.

Es ist von uns in dieser Richtung u. a. ein Versuch an einem KBr-Kristall unternommen worden, der uns freundlicherweise von Herrn R. W. Pohl zur Verfügung gestellt wurde. Er wurde einer Druckbelastung unterworfen, indem er zwischen zwei Backen eingespannt und durch einen Schuß gegen die eine Backe zertrümmert wurde (Abbildung 38).

Der Bruchvorgang wurde funkenkinematographisch mit 182 000 Bildern pro Sekunde aufgenommen. Die Auswertung dieser Aufnahmen gibt Abbildung 39 wieder.

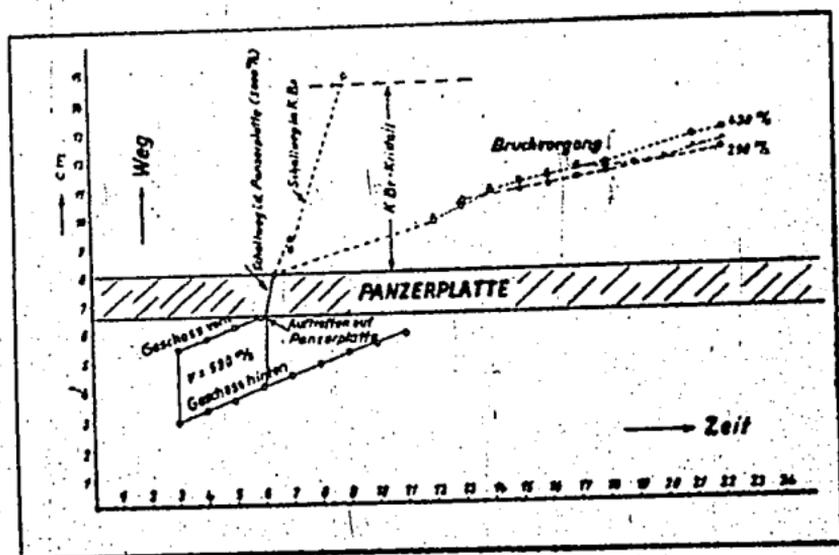


Abb. 39

Anwertung der Abb. 38: Bruchvorgang in einem KBr-Kristall. Als Zeitmaßstab ist die Bildnummer der Einzelbilder der Aufnahme angegeben (Bildfrequenz 182 000/sec)

Man sieht darauf die Weg-Zeit-Kurve des Geschosses ($v = 590$ m/sec). Unmittelbar nach Bild 6 trifft das Geschöß auf die aus Panzerstahl bestehende, auf dem Kristall aufliegende Backe. Die Störung läuft im Stahl mit 5000 m/sec und tritt dann in den Kristall über. In diesem ist auf Bild 7 die Schallwelle deutlich erkennbar, desgleichen noch schwach auf Bild 9, nach Reflexion an der anderen Einspannung. Die Auswertung des Fortschreitens der Welle ergibt in guter Übereinstimmung mit der Schallgeschwindigkeit 4400 m/sec.



Abb. 40

Die Bilder aus einer Serie vom Bruchvorgang in Plexiglas. Die Belastung erfolgte durch einen Schuß mit einem Kupfergeschloß gegen einen Stahlstreifen, der auf die Stirnseite der Plexiglascheibe geklebt war. Auf den ersten beiden Bildern sind die Schallwellen zu sehen, die durch den Schuß in Plexiglas ausgelöst werden.

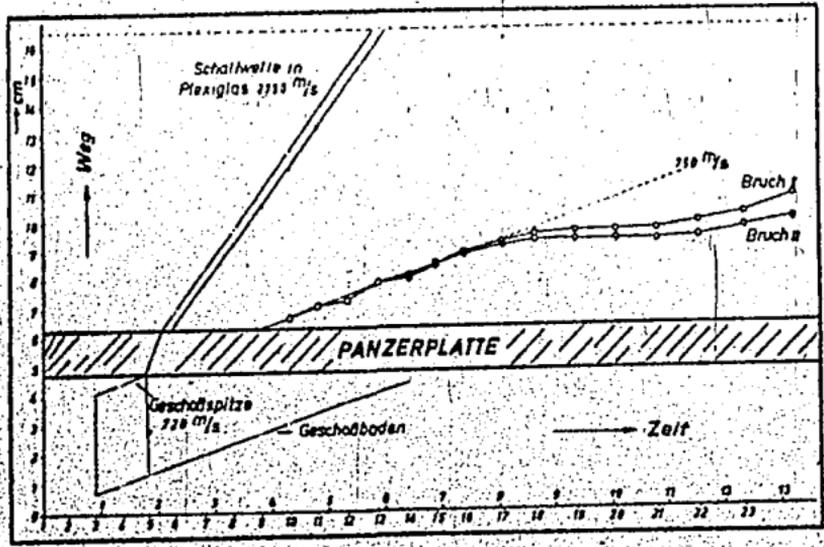


Abb. 41

Auswertung der Aufnahme Abb. 40: Bruchvorgang in Plexiglas. Eine konstante Bruchausbreitungsgeschwindigkeit scheint nicht vorzuliegen. In der Abszissenrichtung gehen die oberen Zahlen die Zeit in 10^{-7} sec, die unteren die Bildnummer an (Bildfrequenz 190 000/sec)

Auf den dann folgenden Bildern ist zunächst das Vorläufen einzelner Brüche nicht auszumachen, die Bilder geben das Vorwachsen einer allgemeinen Schwärzung wieder. Aus dieser heben sich dann aber gut ausgeprägte Längsbrüche ab, deren Fortschreiten in der Abbildung für 3 verschiedene Brüche eingetragen ist. Es ergibt sich eine Geschwindigkeit von 300 bis 400 m/sec, sie ist also klein gegenüber der Glasbruchgeschwindigkeit und in sich nicht so konstant. Es ist u. U. möglich, daß die Schwankung des Wertes auf ein absatzweises Stehenbleiben des Bruches zurückzuführen ist. Der Bruch selbst erfolgt in den Gitterebenen des Kristalls, und zwar laufen die Längsbrüche voraus, während die Querbrüche sekundär auftreten.

In gleicher Weise wurde eine Plexiglasplatte beansprucht; drei Einzelbilder aus der Aufnahmereihe sind in Abbildung 40 wiedergegeben, in Abbildung 41 ist die Auswertung aufgetragen. Dieser ist zunächst sehr deutlich die schon mitgeteilte Tatsache zu entnehmen, daß der Boden des mit 720 m/sec fliegenden Kupfergeschosses nach Auftreffen auf die die Plexiglasscheibe abschließende Stahlplatte sich mit unverminderter Geschwindigkeit weiterbewegt. Der beim Auftreffen hervorgerufene Impuls läuft mit 5000 m/sec durch die Eisenplatte und tritt dann in die Plexiglasscheibe über; hier sind die Störungswellen deutlich zu sehen, ihre Laufgeschwindigkeit beträgt 2750 m/sec. Auch das Plexiglas weist — wie es scheint — keine konstante Bruchgeschwindigkeit auf. Die Aufnahme ergibt für den Beginn der Bruchausbreitung einen Wert von 750 m/sec.

Diese Aufnahmen sollten hier nur als Beispiele für die Anwendbarkeit der Funkenkinematographie für derartige Untersuchungen angeführt werden. Ehe endgültige Schlüsse gezogen werden können, müssen weitere Versuche gemacht werden.

Im vorstehenden wurde versucht, einen Einblick zu geben in die physikalischen Vorgänge bei hohen und schnell verlaufenden Belastungen von Gasen, Flüssigkeiten und festen Körpern, soweit ein solcher mit Hilfe der Methoden der experimentellen Ballistik, insbesondere der Funkenkinematographie, gewonnen werden kann.

Wenn auch schon jetzt eine Reihe von Aussagen gemacht werden können, so steht doch für die Forschung noch ein weites Betätigungsfeld offen, das für die Ballistik und Waffentechnik von großer akuter Bedeutung ist und es für die übrige Technik immer mehr werden wird. Aber auch der reine Physiker wird neue Erkenntnisse aus diesem Grenzgebiet schöpfen.

Alle hier wiedergegebenen und einige weitere funkenkinematographische Aufnahmen wurden im Anschluß an den Vortrag am 23. Juni 1939 in einem Film vorgeführt.

Die Aufnahmen selbst wurden im ballistischen Institut an der Luftkriegsakademie Berlin-Gatow in Zusammenarbeit mit A. Kling, O. v. Schmidt, W. Struth und W. Woehl mit Unterstützung der Forschungsabteilung im Technischen Amt des Reichsluftfahrtministeriums durchgeführt.

Aussprache

Zenneck: Wir danken Herrn Schardin vielmals für seinen interessanten Vortrag und seinen schönen Film. Der Film zeigt noch besser, als Worte es können, was die Funckenkinematographie leistet.

Becker, Universität Göttingen (als Gast): Ich will nur eine kurze Frage hinsichtlich der Verwendbarkeit stellen. Hier wird überall das elastische oder Zerreißverhalten bei ganz extremen Versuchsbedingungen untersucht. Wir haben aber erhebliches Interesse daran zu wissen, wie ein normaler Zerreißvorgang verläuft, z. B. das Durchreißen eines einfachen Stabes. Es liegen keine experimentellen Daten vor, wie der RiB vom Beginn des Einreißen an einer Stelle quer durchläuft. Haben Sie irgendwelche Anhaltspunkte dafür, daß der Bruch auch in diesem Falle ebenso schnell durchläuft, also mit Ihrer universellen Reißgeschwindigkeit, und ist es technisch möglich, Ihr Verfahren auf solche Vorgänge anzuwenden? Die Schwierigkeit liegt wahrscheinlich darin, daß man beim Zerreißversuch den Beginn des Bruches nicht auf tausendstel Sekunden genau festlegen kann. Ihre gesamte Aufnahmeserie liegt ja nur innerhalb einer außerordentlich kurzen Zeit. Ich empfinde es als etwas schmerzlich, daß dieses schöne Verfahren auf viele Vorgänge, die uns von anderer Seite her stark interessieren, nicht anwendbar ist.

Schardin: Was Herr Becker gesagt hat, ist vollkommen richtig. Man könnte vielleicht den Stab so vorbelasten, daß er fast unmittelbar vor dem Zerreißen steht, und dann durch eine zusätzliche Belastung den eigentlichen Vorgang auslösen. Das kann durch einen Schuß geschehen; dadurch kann man erreichen, daß der Bruch zu einem gewollten Zeitpunkt bestimmt eintritt. Derartige Versuche sind durchaus möglich.

(Becker: Ohne Schuß geht es nicht?)

Das Schließen ist ein sehr einfaches Mittel, um mechanisch zu schalten.

(Becker: Aber es weicht natürlich weit von dem ab, was sonst üblich ist.)

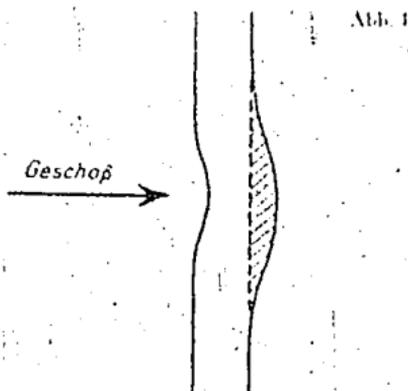
Man braucht nicht die ganze Energie des Schusses auszunutzen, um den Bruch herbeizuführen. Es genügt eine kleine Zusatzbelastung.

Becker: Noch eine kurze Frage. Ist es mit Ihrer Bildfrequenz möglich, auch selbstleuchtende Vorgänge im eigenen Licht zu photographieren? Ich hatte früher vielfach Gelegenheit, mit Sprengstoffen zu arbeiten. Die in der Luft entstehenden Wellen, die sich in der Umgebung ausbreiten, sind ungeheuer stark selbstleuchtend, so daß man sie aufnehmen könnte. Man könnte daran denken, etwa eine Folge von Kerrzellen hintereinander als Objektivverschlüsse zu verwenden.

Schardin: Das ist richtig. Einige der geseigten Aufnahmen stellten Detonationsvorgänge in der Luft dar. Bei sehr hellem Eigenleuchten muß man dagegen Kerrzellenverschlüsse anwenden.

Körber: Mich interessiert vornehmlich der letzte Teil des Vortrages, der sich mit den festen Körpern beschäftigt. Was Herr Schardin über den Beschuß von Panzerplatten sagte, erinnert mich an Erscheinungen, die wiederholt beim Beschleßen von dünnen gehärteten Panzerblechen beobachtet worden sind, wenn das Blech nicht durchschossen wurde. Es traten Ausbeulungen kugelförmiger Art auf, wie sie Herr Schardin

nus im Bild zeigte (siehe Abbildung 1), und dann tritt häufig der Fall ein, daß das ausgebauchte, in der Skizze gestrichelte Stück abplatzt. Solche Stücke von etwa Fünfmärkstückgröße sind in der Mitte 3 bis 4 mm dick und laufen nach dem Rand messerscharf aus.



Offenbar wird das Material unter der Wirkung des auftreffenden Geschosses so weit durchgebogen, bis es aus irgendeinem Grund reißt. Vielleicht bildet sich eine stehende Welle aus oder sonst etwas. Diese Ausbuchtung des Werkstoffes ist auch auf den Abbildungen des Herrn Schardin deutlich zu sehen; nur erfolgte nicht das Abreißen im Innern des Werkstoffes. Allein die spröde Oxidhaut wurde fortgeschleudert; sie flog offenbar durch ihre eigene Trägheit weiter und bildete so die stark ausgebauchte Kuppe, die nachher in Staub zerfiel.

Die erwähnten Zerreißen des beschossenen Stahles erinnern mich an Versuche, die wir vor einiger Zeit in Zusammenarbeit mit dem Heereswaffenamt gemacht haben, um verschiedenartige Stähle auf ihr Verhalten unter der Einwirkung von Sprengkörpern zu untersuchen. Dabei haben wir teils Stäbe, teils Platten durch einen Sprengkörper, der oben aufgesetzt und zur Zündung gebracht wurde, zerstört. Bei den sogenannten sprengzähen Stählen, die sich bei diesen hohen Detonationsgeschwindigkeiten zähe verhielten, beobachteten wir eine starke Durchbiegung der Stäbe oder Ausbuchtung der Platten, die oben infolge der unmittelbaren Wirkung des Sprengkörpers stark eingeschlagen waren. Bei genügend starker Ladung erfolgte, in der Regel etwa ein Drittel von der unteren Begrenzung entfernt, ein Aufreißen parallel zur Plattenoberfläche. Bei noch stärkerer Sprengladung breiteten sich diese Innenrisse bis zur Oberfläche aus, so daß schließlich etwa kreisrunde Scheiben fortgeschleudert wurden. Es wäre sehr interessant, wenn man mit Hilfe der Funkenkinematographie aufdecken könnte, was die Ursache für diese Vorgänge, dieses innere Zerreißen der Probe ist. Bei einem sogenannten sprengspröden Werkstoff treten schon bei schwächeren Ladungen diese Ausbuchtungen, Innenrisse und schließlich Ablösungen auf, jedoch im allgemeinen in weniger regelmäßiger Ausbildung und durch zusätzliche Risse im Werkstoff gestört.

Die Gründe für dieses verschiedenartige Verhalten des Stahles sind noch nicht klar gestellt. Wir haben nach Beziehungen gesucht, in welchen anderen Eigenschaften sich etwa diese Unterschiede in dem Sprengverhalten des Stahles bemerkbar machen. Wir haben naheliegenderweise an die Kerbzähigkeit gedacht. Aber bei Raumtemperatur

ist kein nennenswerter Unterschied der Kerbzähigkeit zwischen sprengspröden und sprengzähen Werkstoffen festzustellen. Meine Mitarbeiter Erisch und Haupt haben dann die Versuche bis zur Temperatur der flüssigen Luft ausgedehnt. Dabei zeigte sich eine ausgesprochene Tendenz, daß die Kerbzähigkeit des sprengspröden Stahles stärker abfällt als die des sprengzähen Stahles.

Um etwas tieferen Einblick in die Beanspruchungsverhältnisse der Sprengprobe zu gewinnen, haben wir auch überlegt, ob man die Beanspruchung so leiten kann, daß man einen einfacheren und übersichtlicheren Spannungszustand erhält. Wir haben versucht, ähnlich wie es Herr Schardin vorschlägt, mit Zwischengliedern, z. B. mit einem Querhaupt zu arbeiten. An diesem werden die Probestäbe befestigt, die am anderen Ende mit einer großen Masse verbunden waren. Dann wurde gegen das Querhaupt geschossen bzw. gesprengt. Diese Versuche sind aber sämtlich fehlgeschlagen und haben niemals eine Beanspruchung der Probekörper selbst mit einer solchen Geschwindigkeit gebracht, die auch nur annähernd an die wirkliche Detonationsgeschwindigkeit herankommt. Entweder ist das Querhaupt verhoben worden, oder wenn es stark genug war, wurde örtlich ein Loch hineingeschlagen. Aber ehe das schwere Querhaupt so beschleunigt war, daß es auf die Probekörper eine zum Zerreißen ausreichende Zugkraft ausübte, war die Geschwindigkeit so stark abgebremsat, daß wir nur Erscheinungen beobachteten, die sich qualitativ nicht von den Vorgängen unterschieden, die wir bei dem üblichen Schlag-Zerreißenversuch mit einer Geschwindigkeit von 6 bis 8 m/sec. bekommen. Solche Zwischenglieder bremsen also die Geschwindigkeit so stark ab, daß die Größenordnung der Detonationsgeschwindigkeit gänzlich verlorengeht. Es scheint aber, daß sich das spezifische sprengzähe bzw. sprengspröde Verhalten des Stahles erst dann zeigt, wenn man mit der Geschwindigkeit an die Größenordnung der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der elastischen Wellen im Stahl herankommt.

Noch eine andere Frage: In dem Film, bei dem mit der kleinen Geschwindigkeit von 60 m/sec in Wasser hineingeschossen wurde, verloren sich die Blasen sehr langsam. Das war offenbar nicht allein eigentliche Kavitation, sondern es bildeten sich wohl auch Luftblasen hinter dem Geschöß.

Schardin: Außer der Kavitation bildeten sich auch Luftblasen. Es wurde für den Versuch einfaches Leitungswasser verwandt.

Gerlach, Universität München (als Gast): Bei den von Herrn Schardin behandelten Fällen liegt die Wirkung großer Kräfte vor. Es scheint mir bisher die Frage nicht diskutiert zu sein, ob allein sehr große Beschleunigungen auch schon ganz besondere Wirkungen hervorbringen oder z. B. die Frage, wie groß der Elastizitäts-Koeffizient für Ultraschallschwingungen in Metallen ist und wie schnell sich sehr hohe Frequenzen in festen Körpern fortpflanzen.

(Debye: Bei Metallen ist es nicht anders, wohl aber bei Flüssigkeiten.)

Soviel ich weiß, ist bisher nur bei Flüssigkeiten nachgewiesen worden, daß es keine Schalldispersion gibt. Bei den Flüssigkeitsversuchen von Herrn Schardin besteht im Vergleich mit solchen Ultraschallversuchen aber auch ein Unterschied, indem bei erstgenannten mit sehr großen Kräften gearbeitet wird, wobei — wie man an den Kavitationen doch direkt sieht, — erhebliche Änderungen in der Dichte auftreten.

Sodann die Frage der Sprengsprödigkeit und Sprengzähigkeit. Bei jeder Belastung und Entlastung tritt doch eine Nachwirkung auf. Das bedeutet, daß nach der Last-

änderung Zug- und Druckkräfte noch nicht im Gleichgewicht sind, und daß deshalb noch Arbeit geleistet werden kann. Wenn nun die Belastungsänderungen in immer kürzerer Zeit erfolgen, so kann der Ausgleich durch die Nachwirkung nicht mehr ablaufen; die Folge wird irgendwie eine Änderung des elastischen Verhaltens sein, welche von der Geschwindigkeit der Belastungssteigerung (im Falle der Beschußfolgen) oder der Geschwindigkeit des Belastungswechsels (das wäre etwa beim Dauerbruch der Fall) abhängt. Man könnte etwa prüfen, ob Sprengzähigkeit und Sprengsprödigkeit mit der Größe der Nachwirkung in den verschiedenen Materialien zusammenhängen. Es scheint mir, daß auch die Temperaturabhängigkeit der Zähigkeit bzw. Sprödigkeit interessant wäre, denn bei der Nachwirkung werden zweifellos Platzwechselvorgänge ablaufen, deren Geschwindigkeit als stark temperaturabhängig zu erwarten ist. Hier liegen offenbar viele Möglichkeiten, dies noch sehr dunkle Gebiet des elastischen Verhaltens, der Entstehung der Brüche usw. mit neuen Methoden aufzuhellen.

Herr Körber erwähnte einen Versuch, daß von der Rückseite einer beschossenen Panzerplatte eine Scheibe derselben fortfliegen kann. Ich möchte an einen bekannten Versuch erinnern: Eine Reihe von elastischen Kugeln gleicher Masse ist so an Fäden aufgehängt, daß sie sich berühren. Hebt man die erste Kugel auf und läßt sie mit bestimmter Geschwindigkeit gegen die Kugelreihe fallen, so fliegt auf der anderen Seite die letzte Kugel mit der gleichen Geschwindigkeit fort, während die ganze Reihe in Ruhe bleibt. Ich erlaube mir den Vorschlag, bei solchen Zerstörungen, wie sie Herr Körber beschrieb, zu untersuchen, ob sich aus Masse und Geschwindigkeit des abliegenden Stückes eine Beziehung zu den Beschußdaten ergibt.

Körber: Die Frage nach den elastischen Eigenschaften ist sehr schwierig. Herr Schardin sprach in seinem Vortrag beim Durchschießen des Drahtes davon, daß es wohl möglich wäre, die wahren elastischen Eigenschaften für diese großen Geschwindigkeiten zu berechnen. Das wäre sehr wertvoll, denn alles, was wir als elastische Eigenschaften im normalen Zugversuch messen, ist häufig mehr oder weniger verfälscht durch das, was Herr Gerlach schon anführte, nämlich durch überlagerte kleine plastische Verformungen, die als Nachwirkungserscheinungen beobachtet werden. Es wäre denkbar, daß man bei so hohen Geschwindigkeiten, bei denen für die überlagerten plastischen Verformungen keine Zeit ist, einen Elastizitätsmodul frei von plastischen Störungseinflüssen bestimmen kann, gewissermaßen den wahren Elastizitätsmodul. Ob das aber bei der Frage der Sprengzähigkeit und Sprengsprödigkeit oder bei der Kerbzähigkeit und Kerbsprödigkeit bei tiefen Temperaturen eine Rolle spielt, weiß ich nicht. Die Nachwirkungserscheinungen sind übrigens im allgemeinen am stärksten bei solchen Werkstoffen, die eine gewisse Inhomogenität im Gefügeaufbau oder durch kleine Verunreinigungen, Schlackeneinschlüsse oder dgl. aufweisen.

Gerlach: Noch etwas zu der Frage der Elastizität bei den extremen Verhältnissen der Schußbelastung. Als ich den Film bei Herrn Schardin zum ersten Mal sah, hatte ich den Eindruck, daß der Draht während des Durchschießens zunächst an der Grenze der beschossenen Stelle überaus stark verlängert wird. Er wird weit ausgebogen, ein Stück fliegt weg. Nachher scheint er sich wieder zusammenzuziehen auf ungefähr die ursprüngliche Länge. Kann man den Film nicht so auswerten, daß man feststellt, um wieviel der Draht verlängert wird, während das Geschöß ihn durchbiegt?

Schardin: Die bisherigen Aufnahmen waren nicht so exakt in Bezug auf Marken am Draht, daß man sie hätte gut ausmessen können. Deswegen möchte ich dazu jetzt nichts Endgültiges sagen. Aber es ist sicher möglich, den Film auch nach dieser Richtung auszuwerten.

Sniekal, Universität Halle (vorgelesen durch Herrn Pohl): Den Untersuchungen von Herrn Schardin kommt auf allen behandelten Gebieten grundlegende Bedeutung zu. Meinen engeren Arbeitsgebieten entsprechend, möchte ich an seine Ergebnisse über das Verhalten flüssiger und fester Stoffe anknüpfen. Vom Standpunkt des Physikers gesehen bedeutet die Anwendung immer höherer Belastungsgeschwindigkeiten eine Möglichkeit, den Einflüssen der Wärmebewegung der Moleküle zuvorkommen. Kann die Versuchsgeschwindigkeit groß genug gewählt werden, dann muß es schließlich gelingen, wenigstens für sehr kurze Zeiten die Wärmebewegung völlig auszuschalten. Das ist von Herrn Schardin sowohl für den festen als auch für den flüssigen Zustand weitgehend verwirklicht worden.

1. Die Flüssigkeitsmoleküle sind aneinander mit den gleichen Kräften und nicht weniger fest gebunden als die Bausteine eines Festkörpers, werden aber durch die Wärmebewegung immer wieder von neuem umgruppiert. Diese fortlaufende Umordnung beansprucht Zeit. Beim Schuß in einen Wasserkasten bewegt sich das Geschöß bereits rasch genug, daß große Teile der Flüssigkeit während der geringen, funkenkinematographisch auflösbaren Zeitdauer ein quasi-festes Verhalten erkennen lassen. Besonders deutlich wird dies bei jener Versuchsanordnung, in der eine Detonationsdruckwelle von einer Verdünnungswelle gefolgt wird, so daß in räumlich ausgedehnten Bereichen der Flüssigkeit gerichtete Zugspannungen hervorgebracht werden. Die von Herrn Schardin dasselbst innerhalb $\frac{1}{200000}$ Sekunde beobachteten »Bruchvorgänge« zeigen, daß sich die Flüssigkeit während dieser kurzen Zeit makroskopisch wie ein quasi-fester Körper verhält. Damit ist allerdings noch nicht gesichert, ob diese Ribbildungen als rein mechanische Vorgänge in der quasi-festen Flüssigkeit aufzufassen sind. Zugunsten dieser Auffassung sprechen die später zu erwähnenden Ergebnisse von Herrn Schardin über die Bruchausbreitung in amorphen Festkörpern. Dagegen ist von dem gewöhnlichen »langsamen« Zerreißen von Flüssigkeiten unter allseitiger Zugbeanspruchung bekannt, daß es keinen rein mechanischen Vorgang darstellt, sondern zeitlich träge ist und durch thermische Schwankungsvorgänge eingeleitet wird.

2. Auch das gewöhnliche Festigkeitsverhalten fester Stoffe beruht im allgemeinen nicht auf rein mechanischen Vorgängen — obwohl das technische Schrifttum dies meist nicht oder nicht gebührend hervorhebt. Schon im Bereiche der gewöhnlichen »statischen« Festigkeitsprüfung zeigt sich für sämtliche Arten von Festkörpern, daß die verschiedenen Festigkeitsgrenzen — Elastizitätsgrenze, Fließgrenze, Bruchgrenze — von der Belastungsgeschwindigkeit abhängen. Wiederum kann gesagt werden, daß dieses Verhalten auf ein Zusammenwirken von mechanischen Vorgängen und thermischen Schwankungserscheinungen zurückzuführen ist. Auch hier konnte daher bestätigt werden, daß Steigerung der Versuchsgeschwindigkeit mit einer zunehmenden Beeinträchtigung der von der Wärmebewegung herrühren-

den Wirkungen verbunden ist. Als Beispiel sei die von Herrn Schardin erwähnte Tatsache genannt, daß die Elastizitätsgrenze von Geschützrohrmaterial bei Beanspruchungszeiten von nur 2 bis $20 \cdot 10^{-3}$ sec gegenüber dem statischen Versuchsergebnis um 30% erhöht gefunden wird. Die an der Elastizitätsgrenze einsetzenden bleibenden Verformungen dieser kristallinen Werkstoffe beruhen auf Gleitebenenbildung in einzelnen Kristallkörnern. Durch Modellversuche an Steinsalz-Einkristallen konnten wir feststellen, daß die Bildung einer Gleitebene ein zeitlicher Vorgang ist, der unter besonderen Umständen so langsam verläuft, daß man seinem Fortschreiten durch den Kristall hindurch mit dem Auge folgen kann. Vergrößert man die Belastungsgeschwindigkeit, so findet man voll ausgebildete Gleitebenen dementsprechend erst bei höheren Beanspruchungen, das bedeutet eine Erhöhung der Elastizitätsgrenze. Es wäre von großem Interesse, den Zeitverlauf der Gleitebenenbildung in Steinsalzkristallen bei verschiedenen Beanspruchungsgeschwindigkeiten funkenkinematographisch aufzulösen. Bei sehr großen Belastungsgeschwindigkeiten sollte die Gleitebenenbildung überhaupt ausbleiben, wenn sie — wie es wenigstens für Steinsalz den Anschein besitzt — nur von thermisch beeinflussten Molekularvorgängen abhängt. Auf den von Herrn Schardin vorgeführten funkenkinematographischen Aufnahmen des durch einen Schuß ausgelösten Druckversuches mit einem synthetischen Bromkaliumkristall konnte ich Gleitebenenspuren nicht wahrnehmen. Vielleicht ist das erwartete Ausbleiben der Gleitebenenbildung bei hohen Belastungsgeschwindigkeiten demnach hier bereits festgestellt. Für eine etwaige Weiterführung der Versuche sei hervorgehoben, daß Gleitschichten starke Doppelbrechung aufweisen und daher mit polarisiertem Licht besonders empfindlich nachweisbar sein sollten.

3. Ebenso wie von der Elastizitätsgrenze bildsamer Stoffe gilt auch von der Bruchgrenze spröder Körper, daß sie durch ein Zusammenwirken mechanischer Vorgänge und thermischer Schwankungserscheinungen bestimmt wird. Wie wir durch Festigkeitsversuche an Gläsern gefunden haben, sind die Einflüsse der Wärmebewegung hier an den Ort des Bruchbeginnes geknüpft. Durch hohe Belastungsgeschwindigkeiten sollte demnach auch eine Ausschaltung der thermischen Einwirkungen auf den zeitlichen Verlauf des Bruchbeginnes und auf die Höhe der Bruchgrenze erwartet werden dürfen. Die mit hohen Belastungsgeschwindigkeiten ausgeführten funkenkinematographischen Glasbruchaufnahmen von Herrn Schardin haben den erstgenannten Effekt der Beurteilung zugänglich gemacht. Aus der Tatsache, daß die durch die Schallwelle am Rande der Glasplatten ausgelösten sekundären Bruchvorgänge ohne merkliche zeitliche Verzögerung einsetzen, geht hervor, daß der Brucheintritt hier von trägen Beeinflussungen durch die Wärmebewegung tatsächlich weitgehend unabhängig geworden ist.

4. Im Anschluß an die Fragen des Bruchbeginnes spröder Körper ist es von besonderem Interesse, daß Herr Schardin für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bruchausbreitung einen räumlich unveränderlichen Betrag gefunden hat, der eine von der Glassusammensetzung abhängige Stoffkonstante darzustellen scheint. Wie bereits im Vortrag von Herrn Schardin erwähnt wurde, habe ich eine Deutung dafür versucht, daß die Schardinsche Bruchgeschwindigkeit zwar die Größenordnung der Schallgeschwindigkeit besitzt, hinter dieser jedoch zahlenmäßig zurückbleibt. Soviel ich jetzt sehe, bestehen zwei mögliche Ursachen für das Zurückbleiben der Bruchgeschwindigkeit hinter der Schallgeschwindigkeit.

keit. Die eine ergibt sich aus der Tatsache, daß der Elastizitätsmodul fester Körper für die molekulare Zerreißspannung auf Null absinkt, während die gewöhnliche Geschwindigkeit der longitudinalen Wellenausbreitung im Festkörper nur für die Fortpflanzung mäßiger elastischer Störungen zuständig ist und daher von seinem gewöhnlichen, konstanten Elastizitätsmodul abhängt. — Der zweite für die Bruchgeschwindigkeit wichtige Umstand knüpft daran, daß die Festkörper keine homogenen Medien sind, weil ihre technischen Festigkeiten in den meisten Fällen um zwei bis drei Zehnerpotenzen kleiner sind als ihre molekularen Festigkeiten. Die Größenordnung der molekularen Zerreißfestigkeiten ist für die Beispiele der Gläser und des Steinsalzkristalls auch durch anroskopische Experimente sichergestellt. Man muß daher annehmen, daß bei äußeren Anspannungen eines Körpers bis zu seiner technischen Bruchgrenze an mikroskopischen oder submikroskopischen »Kerbstellen« Spannungsspitzen von der Höhe der molekularen Zerreißfestigkeit auftreten. Auch das Vorhandensein solcher spannungssteigernden »Kerbstellen« im Innern und an den Oberflächen von Festkörpern ist ausreichend sichergestellt. Die Bruchfortpflanzungsgeschwindigkeit von Kerbstelle zu Kerbstelle wird dann abhängig von den Abmessungen der Kerbstellen sowie von ihrer Anzahl in der Raumeinheit.

Die durch solche Kerbstelleneigenschaften gekennzeichnete Mikrostruktur der Festkörper ist für ihre Festigkeitseigenschaften und deren vielfältige technische und wehrtechnische Anwendungen von grundlegender Bedeutung. Es ist uns vor kurzem gelungen, einen Vergleich der Mikrostrukturen von Quarzglas und einem zusammengesetzten optischen Glas durchzuführen. Danach kommt dem Quarzglas merklich geringere Kerbstellenabmessungen und eine größere Kerbstellendichte zu. Die geringeren Kerbstellenabmessungen lassen eine größere Schardinsche Bruchgeschwindigkeit erwarten, was mit dem für Quarzglas erhaltenen größeren Wert (2200 m/sec gegenüber 1500 m/sec) gut zusammenstimmt. Es scheint demnach, daß der auf die Mikrostruktur gegründete Deutungsversuch für die Schardinsche Bruchgeschwindigkeit qualitativ brauchbar ist. Trifft er zu, dann sollte diese Bruchgeschwindigkeit keine merkliche Temperaturabhängigkeit besitzen. Dem zuerst erwähnten Einfluß des veränderlichen Elastizitätsmoduls dürfte nur eine untergeordnete Bedeutung zukommen.

Zur Prüfung des Einflusses der Mikrostruktur auf die Schardinsche Bruchgeschwindigkeit sollten besonders Gläser mit ultramikroskopisch oder mikroskopisch auflösbaren Kristallausscheidungen geeignet sein. Solche »Trübgläser« sind für die Anwendung des funkenkinematographischen Verfahrens wohl zu wenig durchsichtig. Die theoretische Erwartung, daß Trübgläser eine kleinere Bruchgeschwindigkeit besitzen als Klargläser, konnte trotzdem geprüft und bestätigt werden. Wir benutzten hierzu eine von H. Wallner gefundene und untersuchte Brucherscheinung, auf die am Schluß noch näher eingegangen wird.

Da Herr Schardin für Bromkalium eine bedeutend kleinere Bruchausbreitungsgeschwindigkeit (300 bis 400 m/sec) fand, sei erwähnt, daß sich die Mikrostruktur von Steinsalzkristallen mit Hilfe eines auf Siedentopf zurückgehenden Verfahrens ultramikroskopisch auflösen läßt.

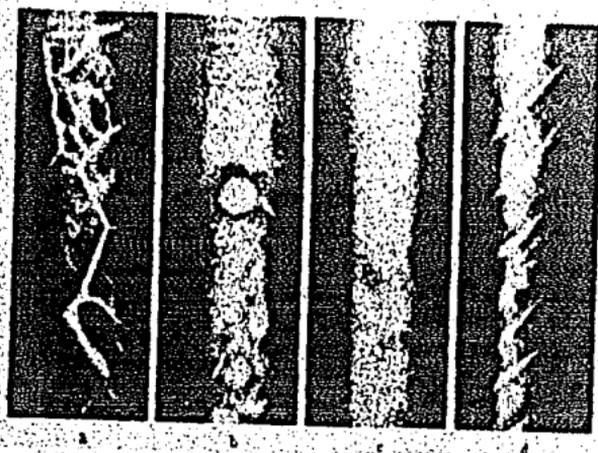


Abb. 2

Tyndallkegel mit Natrium additiv gefärbter, ungetemperter NaCl-Kristalle verschiedener Herkunft:

- a) Hellbrunn (Nr. 8),
- b) Bachmut (Nr. 11),
- c) Wieliczka (Nr. 2),
- d) Schmelzfluß (de Haën 186, S. 1)

Abbildung 2 gibt einige Beispiele für Steinsalzkristalle verschiedener Herkunft und Verbehandlung in mehrhundertfacher Vergrößerung. Die inneren Spalten haben im allgemeinen Längen von der Größenordnung 0,001 bis 0,01 mm und besitzen damit

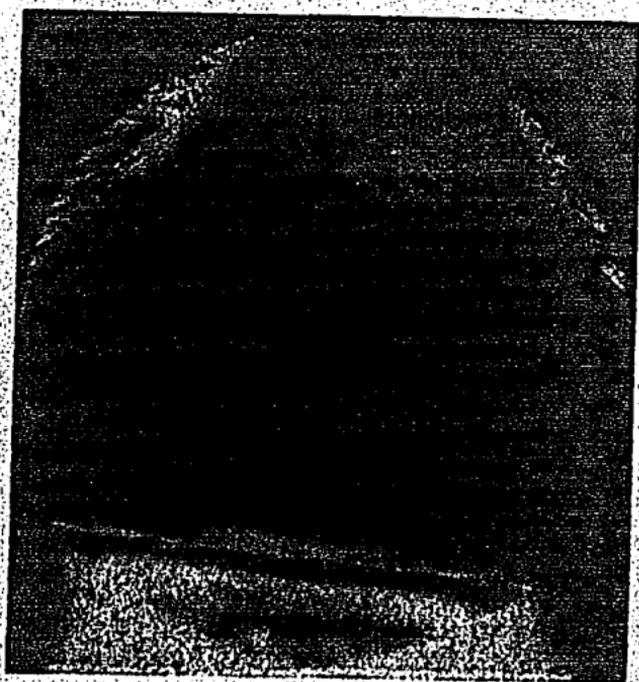


Abb. 3

beträchtlich größere Abmessungen als die optisch nicht auflösbaren inneren Kerbstellen der Klargläser. Ebenso verhalten sich Kaliumbromid und die Kristalle der übrigen Alkalihalogenide. Setzt man voraus, daß der von Herrn Schardin benutzte Kristall sich ähnlich verhält, so würde damit auch die verhältnismäßig kleine Bruchausbreitungsgeschwindigkeit des Bromkaliumversuches qualitativ verständlich werden.

Jedenfalls sind noch eingehende theoretische und experimentelle Untersuchungen erforderlich, um die Schardinsche Entdeckung einer konstanten Bruchgeschwindigkeit befriedigend aufzuklären.

5. Zum Schluß sei noch der Hinweis auf eine Brucherscheinung gestattet, die mein Mitarbeiter Wallner zuerst beobachtete und deren Deutung mit der Schardinschen Bruchgeschwindigkeit zusammenhängt¹⁾.

Abbildung 3 zeigt die Bruchfläche eines im Biegeversuch geprüften Glasstabes. Der Bruch beginnt an einer auf der Staboberfläche gelegenen größeren Kerbstelle (am unteren Bildrande) und bildet eine zum größten Teile »spiegelnde« glatte Bruchfläche (so daß man durch sie in das Innere des Stabes hineinsieht) und die von der Stabherstellung herrührende Zonenstruktur des Stabes erblickt); die glatte Bruchfläche wird seitlich von zwei grob gefurchten Bruchflächenteilen begleitet, welche aus Sekundärbruchflächen zusammengesetzt sind, deren Auftreten mit der dreidimensionalen Bruchausbreitung in das Stabinnere zusammenhängt und zu einem rascheren Fortschreiten der Bruchfront als im glatten Bruchflächengebiet Veranlassung gibt. In der spiegelnden Bruchfläche erkennt man nun zwei einander durchkreuzende Scharen von sehr regelmäßig verlaufenden Kurven, die von den Sekundärbruchflächen der gefurchten Gebiete ausgehen. Durch geringfügiges Anrauhern (oder Anritzen) der Staboberfläche läßt sich erreichen, daß auch von allen Randpunkten des Stabes auf der Bruchfläche solche Linien ausgesendet werden.

Abbildung 4 zeigt dies für die Bruchfläche eines Quarzglasstabes. Den »Linien« entsprechen geringe wall- oder grabenartige Höhenunterschiede auf der Bruchfläche. Sie entstehen dadurch, daß der ursprüngliche Bruchvorgang aus seiner Ebene vorübergehend abgelenkt wird durch elastische Störungswellen, die von den Anfangspunkten der einzelnen Linien ausgesendet werden, sobald der ursprüngliche Bruchvorgang daselbst eintritt und von der Bruchebene wenig abweichende sekundäre Bruchvorgänge auslöst. Man erhält im wesentlichen den beobachteten Linienverlauf, wenn man annimmt, daß die Störungswellen sich mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzen, während der ursprüngliche Bruchvorgang mit der Schardinschen Bruchgeschwindigkeit fortschreitet. Es zeigte sich, daß beim Übergang zwischen Gläsern verschiedener chemischer Zusammensetzung die erwartete »Brechung« der Linien vorhanden ist; ferner, daß die Linien für Quarzglas und zusammengesetzte Gläser jene Verschiedenheiten aufweisen, die auf Grund der größeren Schardinschen Bruchgeschwindigkeit des Quarzglas vorausgesehen wurden. Daß der Bruchvorgang durch die erwähnten Störungswellen überhaupt beeinflusbar ist, kann auf Grund der vorhin erwähnten Deutung für die Schardinsche Bruchgeschwindigkeit — und zunächst anscheinend nur mit ihr — gut verstanden werden.

¹⁾ Vgl. H. Wallner, Zs. f. Phys., Bd 114, S. 368—378 (1939).

Es möchte scheinen, daß die Wallnerschen Bruchlinien ein bequemes Verfahren zur Messung der Schardinschen Bruchgeschwindigkeiten ohne Benutzung funkenkinematographischer Hilfsmittel darstellen könnten. Das ist jedoch leider bisher nicht der Fall, weil gezogene Glasstäbe chemisch und physikalisch zu inhomogenen Stoffen sind, um eine ausreichende Konstanz des Linienverlaufes zu ermöglichen; vor allem aber auch, weil die thermisch bedingte, zeitliche Verzögerung der anfänglichen Bruchausbreitung störend dazwischen tritt. Es scheint demnach, daß die zweidimensionale Bruchausbreitung in Glasplatten sowie eine ballistische Größenordnung der Belastungsgeschwindigkeit und damit auch die Anwendung des funkenkinematographischen Verfahrens zur Messung der Schardinschen Bruchgeschwindigkeit vorerst unerläßlich bleiben.

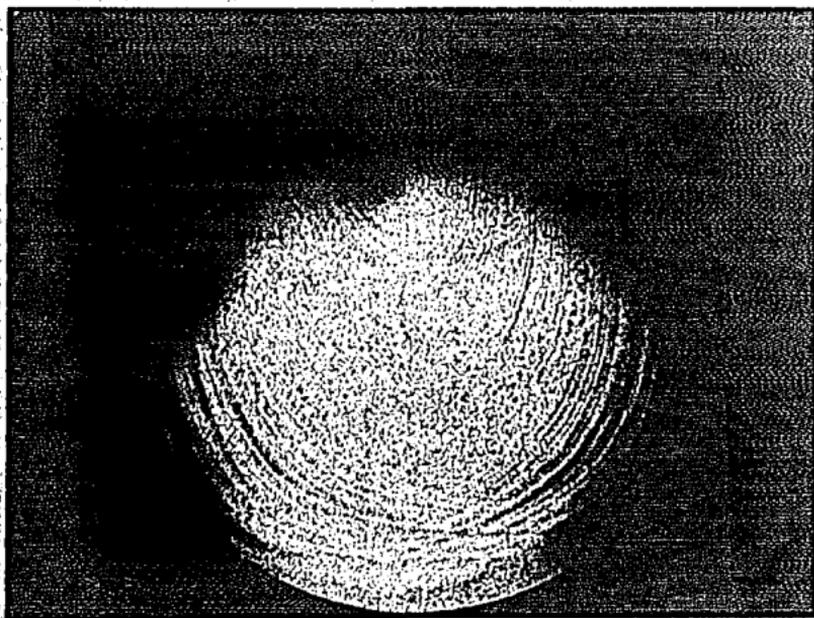
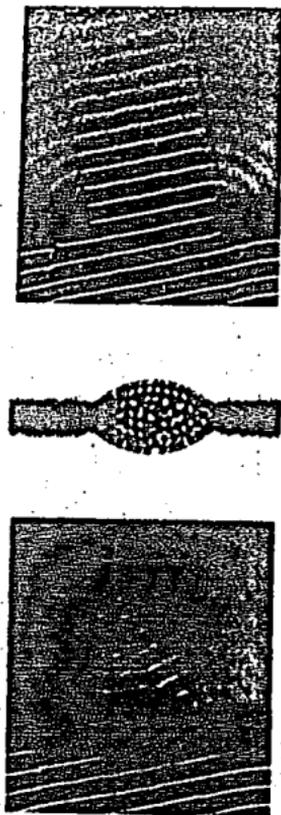


Abb. 4

Pohl: Bei dieser Gelegenheit möchte ich ein wenig näher auf den Punkt eingehen, den Herr Smekal angeführt hat, um die kleine Geschwindigkeit der Bruchausbreitung zu erklären. Herr Smekal bedient sich dabei des gleichen Gedankenganges, mit dem man bei der Ausbreitung von Wellen den Brechungsindex erklärt. Ich möchte, damit es auch für die Nichtphysiker verständlich ist, einen ganz einfachen Versuch im Bild zeigen, bei dem nur zweierlei vorausgesetzt wird. Wir haben eine Wasseroberfläche, und unterhalb der Wasseroberfläche bringen wir ein kleines Hindernis an, etwa einen Stein. Kommt nun eine Welle herangelaufen, so entsteht über dem Stein ein Flachwassergebiet, u. U. wird der Stein ein bißchen freigelegt. In beiden Fällen — das ist die erste Tatsache — wird von diesem Stein aus eine sekundäre Welle aus-

gehen und sich allseitig ausbreiten, genau so, als wenn man den Finger in das Wasser hineingetaucht hätte. Die zweite Tatsache ist, daß diese sekundäre oder gestreute Welle nicht zugleich mit der Ankunft der primären beginnt. Die beiden Wellen sind nicht in Phase, es liegt eine kleine Phasenverschiebung vor. Diese beiden Tatsachen will ich jetzt benutzen, um uns den Mechanismus der Dispersion anschaulich zu machen.

Abb. 5



Die Abbildung 5 zeigt Schlierenaufnahmen von Wasseroberflächenwellen in Hellfeldbeleuchtung. Die Wellen laufen schräg von rechts unten nach links oben und sind beiderseits durch den Spalt begrenzt. Man hat ein schönes Parallelwellenbündel und sieht an seinen Rändern deutlich die Beugung, die ja mit jeder Bündelbegrenzung untrennlich verbunden ist.

In diesen Spaltbereich hinein wollen wir jetzt unter die Wasseroberfläche eine ganze Reihe von kleinen Streukörpern legen, und zwar Stahlkugeln. Es soll nun gezeigt werden, daß die Gesamtheit der Sekundärwellen, die von den Stahlkugeln ausgelöst werden, eine Welle gibt, die langsamer läuft, als wenn diese Sekundärstrahler nicht vorhanden

wären. Langsamer laufen heißt, es tritt Brechung auf. Die bekannteste Wirkung der Brechung ist die Linsenwirkung. Wir bringen daher eine Anordnung von kleinen Stahlkugeln unter die Wasseroberfläche. Wenn jetzt die Primärwellen ankommen, wird jedes einzelne Steinchen unter Wasser eine Sekundärwelle erzeugen, und die Gesamtheit der Sekundärwellen bleibt zurück. Sie können in der Nähe sehen, wie die Wellen innerhalb der Linsenfläche ein hüfchen durchgewölbt sind. Hinter der Linse sehen Sie aber deutlich die Linsenwirkung, das Konvergieren auf einen Punkt, weil die Wellen in der Mitte am stärksten verzögert sind, am Rand weniger. Dieses einfache Modell zeigt allgemein, wie die Dispersion zustande kommt durch Sekundärwellen, ausgehend von kleinen Inhomogenitäten, hier also solchen kleinen Flachwasserbereichen, hergestellt durch kleine Kugeln.

Herr Smekal sagt nun: An die Stelle dieser kleinen Wasserteilchen treten die Inhomogenitäten, und alles übrige bleibt so.

Die Anwendung der Schlierenmethode auf Oberflächenwellen im Wasser ist auch recht geeignet, eine Erscheinung vorzuführen, deren Wichtigkeit heute wieder durch die Ausführungen von Herrn Schardin hervortrat, nämlich die Schmidtschen Kopfwellen, die man benutzen kann, um die Fortpflanzungsgeschwindigkeit sowohl der Longitudinal- wie der Transversalwellen in undurchlässigen Körpern zu beobachten. Wie wichtig diese Schmidtschen Kopfwellen sind, haben wir an Beispielen gut gesehen. Diese Schmidtschen Kopfwellen kann man nach diesem Verfahren einfach vorführen, und zwar nicht als einzelne Kopfwelle, sondern als absolut periodisch wiederkehrenden ebenen Wellenzug.

Zenneck: Ich danke Herrn Pohl für seine Ausführungen, insbesondere auch dafür, daß er uns den Bericht von Herrn Smekal vorgetragen hat. Da er denselben erst unmittelbar vor der Sitzung bekam, lag für ihn die Aufgabe vor, sich mit großer Schnelligkeit in den Gedankengang von Herrn Smekal einzuarbeiten.

Becker: Es ist doch sehr auffallend, daß beim Schuß durch die Glasplatte zunächst die Welle immer vorn weitergeht, daß nur Längsrisse auftreten. Ich verstehe nicht, weshalb die Risse gerade in radialer Richtung gehen. Man müßte eine Analyse des Spannungszustandes hinter der Wellenfront durchführen, um die Ursache für einen starken, in tangentialer Richtung verlaufenden Zug zu erkennen.

Grammel: Gewundert habe ich mich auch, daß die Risse immer quer zur Wellenfront entstehen und in keiner anderen Richtung. Beim Kallium-Bromid war das außerordentlich deutlich, gleichsam in Reinkultur zu erkennen. Ich glaube aber nicht, daß man das elastizitätstheoretisch leicht erklären kann, und zwar deshalb, weil die Spannungen viel zu groß sind, als daß allein das elastische Verhalten des Stoffes zu berücksichtigen wäre.

Pohl: Auf einigen Bildern sah man aber radiale Risse, dann blieben sie plötzlich stehen und gingen tangential weiter.

Smekal (schriftlich mitgeteilt): Die Schardinschen Aufnahmen des Bruchvorganges im Glas wurden fast alle beim schrägen Beschuß durchgeführt. Das Auftreten der Radialsprünge könnte mit dem schrägen Beschuß zusammenhängen. Es wäre da-

her von großem Interesse, die hierbei auftretenden elastischen Beanspruchungen durch funkenkinematographische Aufnahmen mit polarisiertem Licht zu bestimmen. Für das Verständnis der Radialspünge könnte dann von Wichtigkeit werden, daß der Brucheintritt bei Glas und auch bei anderen spröden Körpern nicht allgemein genug beschrieben wird durch die übliche Auffassung, daß dafür Zugspannungen maßgebend seien. Da der Brucheintritt energetisch bestimmt ist und vom örtlichen Betrag der Gestaltänderungsenergie des beanspruchten Körpers abhängt, kann es z. B. genügen, daß eine Hauptspannung Null ist und die beiden übrigen Druckspannungen sind, um einen Bruch herbeizuführen.

Schübler, Braunschweig (als Gast): Ich könnte mir vorstellen, daß die eigenartige Struktur der Risse dadurch entsteht, daß die Ringe sich aufweiten müssen. Dabei treten Zugspannungen auf, Stöße, die das ganze Material nach außen treiben. Infolgedessen werden die einzelnen Ringe auf Zug beansprucht.

Prandtl: Beim Kalium-Bromid ging es parallel.

Zenneck: Darf ich mir selbst noch eine Bemerkung gestatten. Die Versuche von Herrn Schardin über den Einschuß in Flüssigkeiten und feste Körper berücksichtigen in erster Linie die Vorgänge in der Flüssigkeit oder im festen Körper, sie befassen sich nicht mit verschiedenen Geschosarten und nicht mit der Rückwirkung des Einschusses auf dieselben. Das ist vom Standpunkt des Militärballistikers aus sehr verständlich. Bekanntlich ist das Heer beim Infanteriegeschos an das Vollmantelgeschos gebunden, andere Geschosse sind international nicht erlaubt. Es gibt aber ein großes Gebiet, wo gerade Form und Ausführung der Geschosse von entscheidender Bedeutung ist, nämlich die ganze Jagdwaffenkunde. Die Jagdwaffenkunde ist viel abwechslungsreicher und interessanter als die Militärwaffenkunde, und zwar aus einem einfachen Grunde. Will man an einem Militärgewehr etwas ändern, so bedeutet das die Änderung von Hunderttausenden von Gewehren, es bedeutet den Umbau aller Maschinen für die Munition usw. Wir schießen noch heute nach über 40 Jahren mit dem Gewehr 98. Es ist ausgezeichnet, und man hat sich bisher gescheut, etwas Ernsthaftes daran zu ändern. Die Jagdwaffentechnik kann viel fortschrittlicher sein. In den letzten 10 Jahren sind hier interessante Entwicklungen vor sich gegangen. Ich erinnere an die Steigerung der Geschosgeschwindigkeit auf 1200 m/sec, ferner an die Entwicklung des Geschosses, das für die Wirkung der Waffe von einschneidender Bedeutung ist. Dasselbe Gewehr kann mit einem Vollmantelgeschos und einer bestimmten Ladung das Wild erst nach Tagen zum Verenden bringen, während bei einem anderen Geschos aus demselben Gewehr und bei derselben Ladung das Wild sofort im Schuß zusammenbricht. Dieser Unterschied beruht hauptsächlich auf der Wirkung des Einschusses auf das Geschos selbst, swar kommt es dabei auf zweierlei an, erstens die Formänderung des Geschosses und zweitens seine Zerlegung. Ich möchte die Ballistiker nachdrücklich auf dieses Gebiet hinweisen und bin überzeugt, daß sie mit ihren Methoden auch auf diesem Gebiet zu Ergebnissen gelangen werden, die nicht nur den Jäger interessieren.

Daumker: Ich glaube, daß in dieser Richtung die Entwicklung nicht ganz so stehenbleibt, wie es zunächst den Eindruck machen könnte, weil die Feuerwaffen in ihrer internationalen Begrenzung sehr verschiedenartig sind.

Madelung: Ich möchte über Versuche berichten, die mein Mitarbeiter Snay durchgeführt hat. Es handelt sich um den Einschlag ins Wasser. Es liegen Beobachtungen vor, daß Fliegerbomben aus dem Wasser wieder herauspringen und daß aus dem Flugzeug abgeworfene Torpedos beim Einschlag ins Wasser zerbrechen. Über die Einzelheiten fehlten aber alle Beobachtungen. Diese sollen nun gewonnen werden.

Die Versuchseinrichtung besteht aus einem Wasserkasten (1 m \times 2 m \times 0,8 m) in einem Unterstand, in den eine Preßluftkanone (74 mm Durchmesser) das Modell hineinschießt. Der Wasserkasten wird durch eine Lichtwand (2 m², 50 kW, 2 Mill. HK) von hinten durchleuchtet. Der Vorgang wird mit einer Zeitlupe (Zeiß-Ikon, 1500/sec, Normalfilm) gefilmt. Die Bilder, die ich im folgenden zeige, sind aus solchen Filmen.

Versuchsaufbau

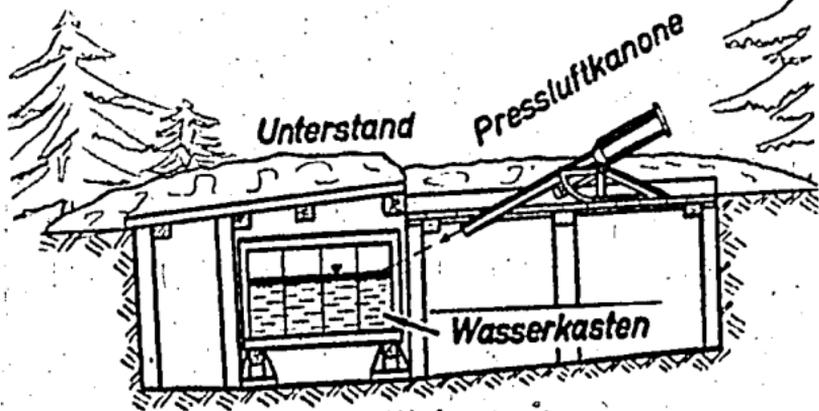
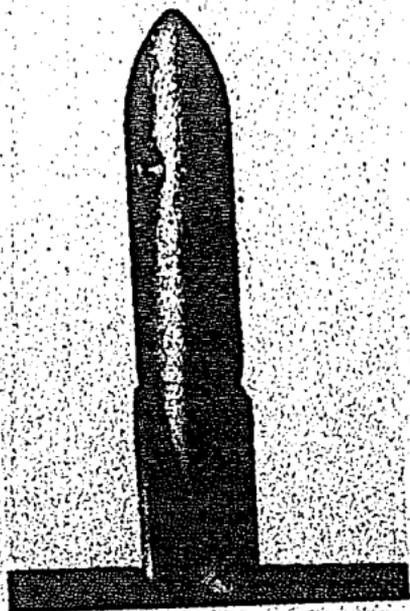


Abb. 6

Abb. 7



Bombe mit ogivaler Spitze

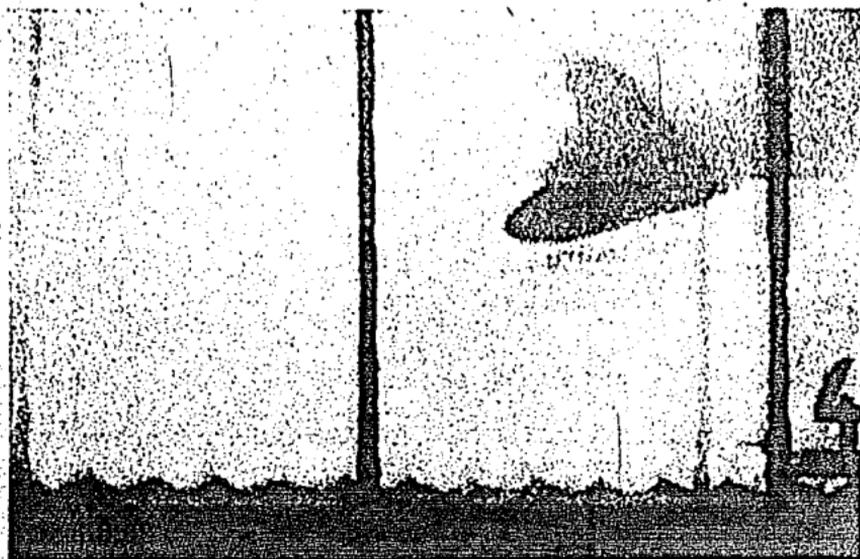


Abb. 8

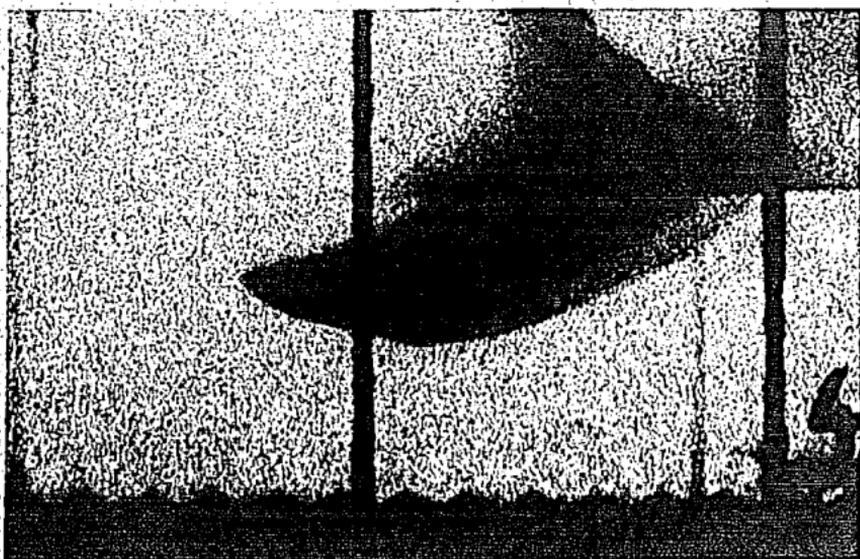


Abb. 9

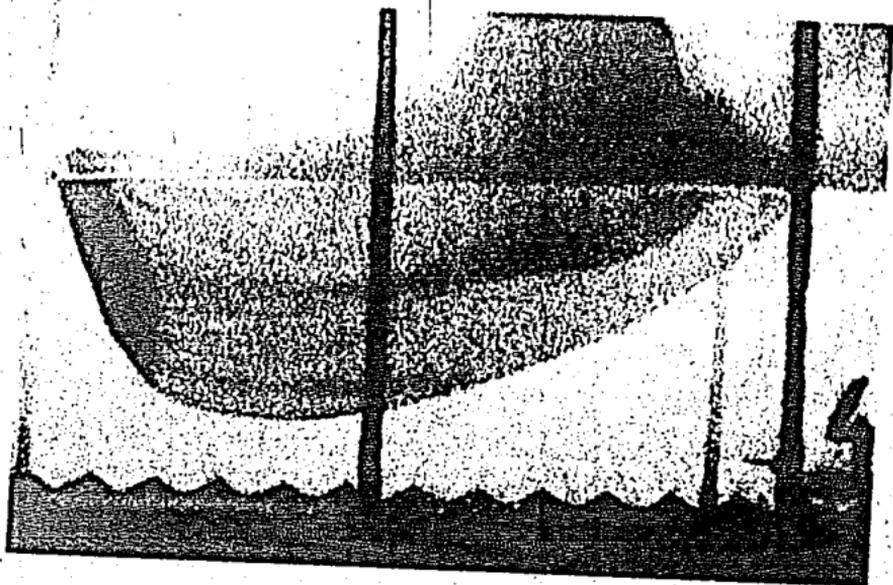


Abb. 10

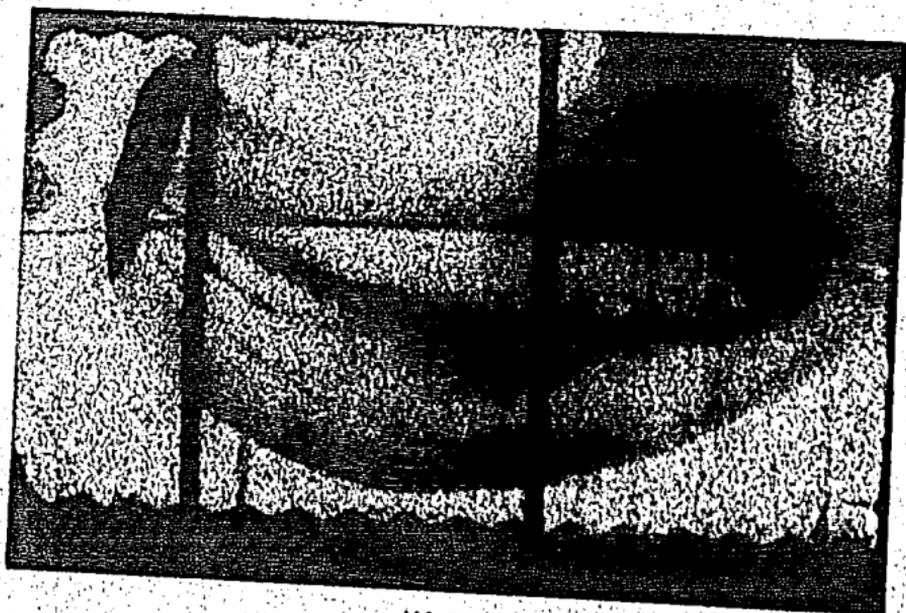
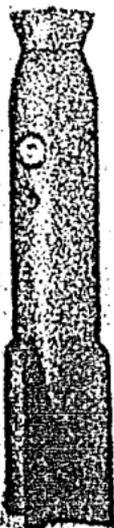


Abb. 11

Die Bombe durchschlägt den Wasserspiegel unter 28° und mit rund 75 m/sec, dringt ein, richtet sich unter Wasser auf und springt ungefähr senkrecht heraus. Das Leitwerk ist abgebrochen.

Abb. 12



Um das Abprallen zu verhindern, ist auf die Bombenspitze eine Prallplatte aufgesetzt; das ist eine Haube, deren Stirnfläche eine Kugelkalotte ist, mit dem Bombenschwerpunkt als Kugelmittelpunkt und einer Abreißkante am Rand.

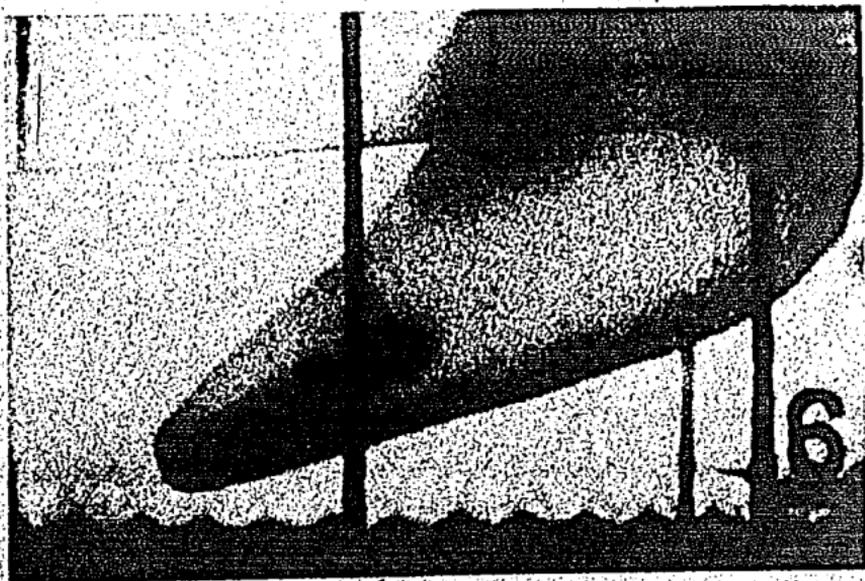


Abb. 13

Die Bombe bleibt ungefähr in der Einschlagrichtung. Sie ist umhüllt von einer großen Blase, die mit Luft, Wasserdampf und Spritzern gefüllt ist.

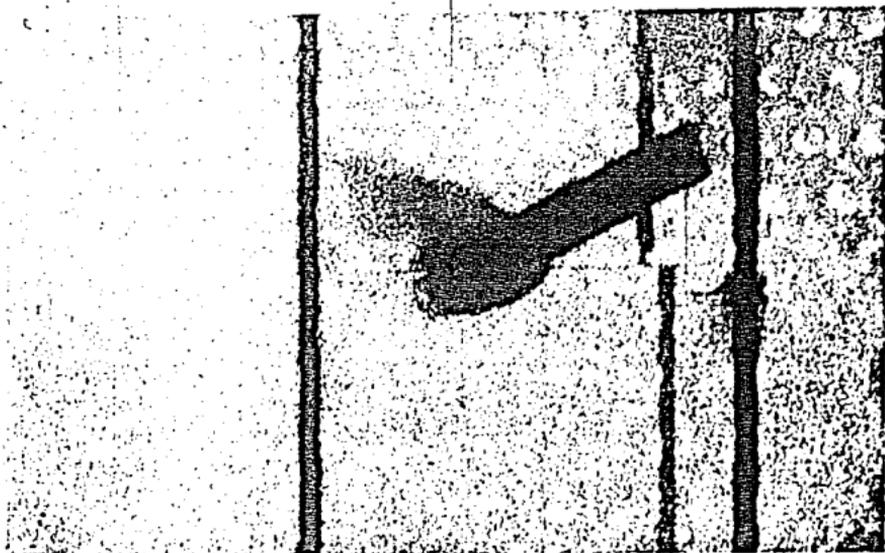


Abb. 14

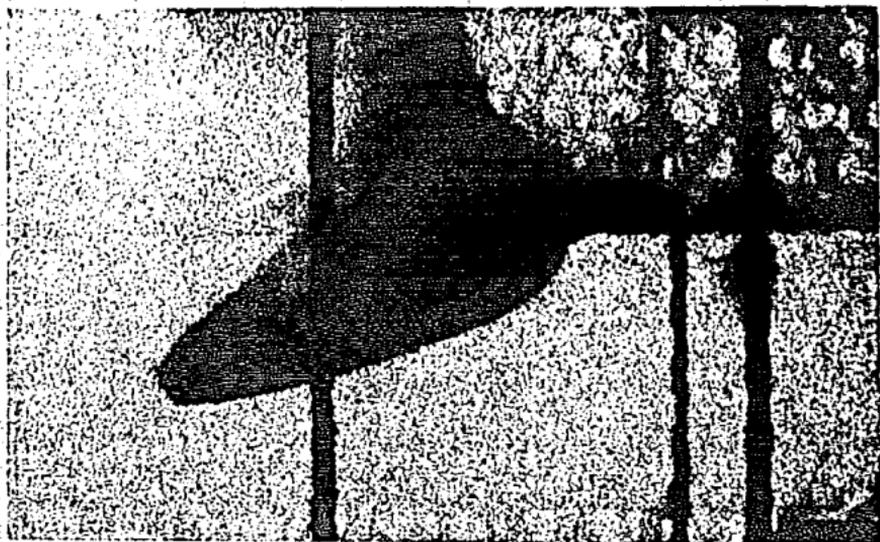


Abb. 15

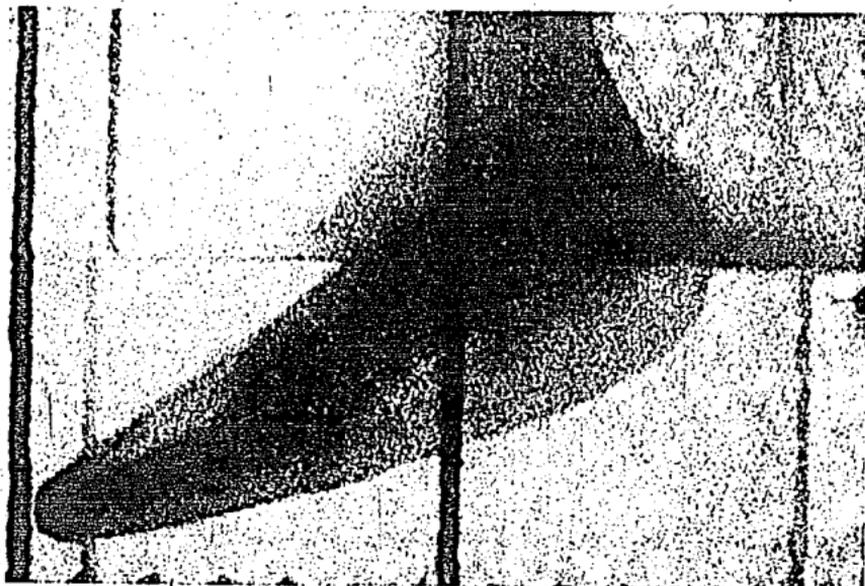


Abb. 16

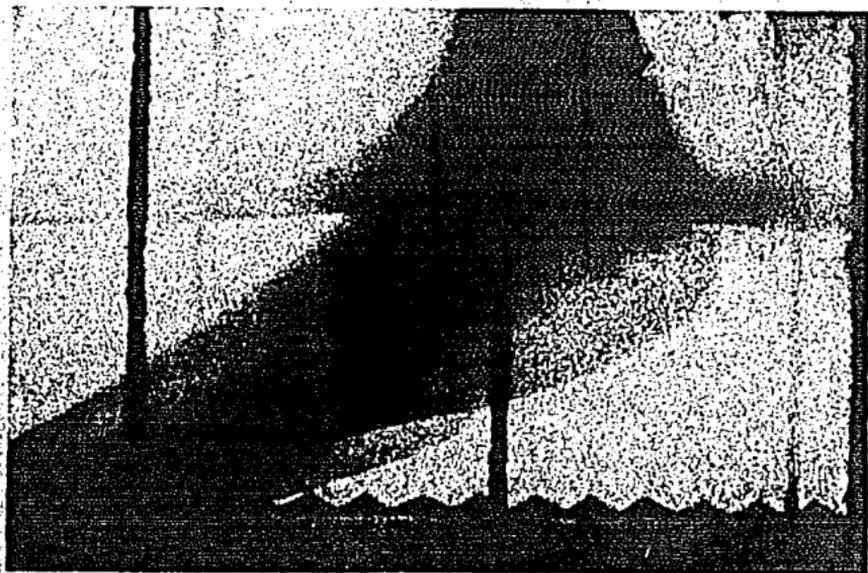


Abb. 17

Vorversuch mit einem torpedoähnlichen Knüppel mit Kugelkopf. Er wird nicht so stark abgelenkt wie die Bombe mit ogivalem Kopf. Immerhin ist nach 20 Kaliber Weg die Bahn bereits fühlbar abgelenkt. In Abbildung 17 hat sich das Modell etwas stärker gedreht. Seine Hinterkante berührt den Blasenrand und erzeugt eine neue Blase.

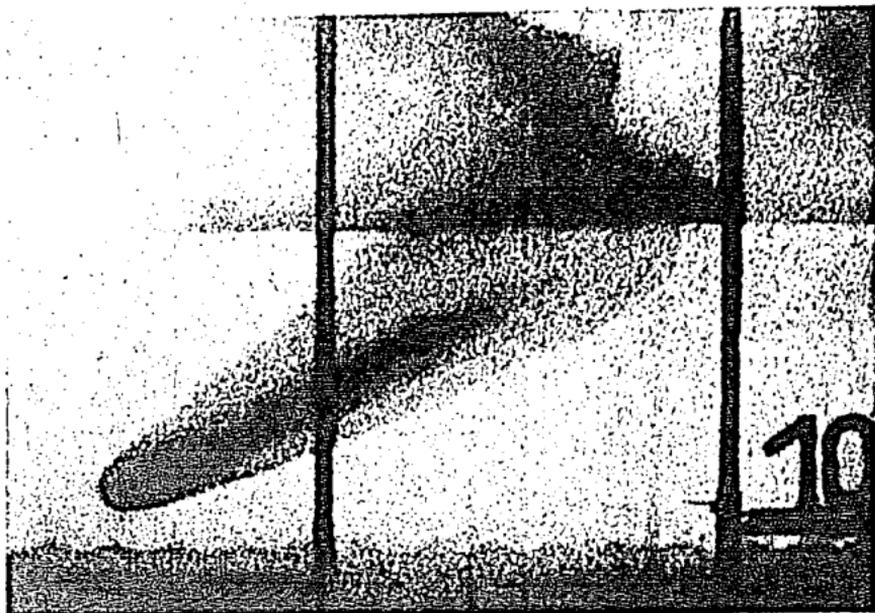


Abb. 18

Einschlag eines Torpedos mit Kugelkopf. Er verhält sich ähnlich.

Abb. 19



Um die Ablenkung zu vermindern, ist der Torpedokopf wieder mit einer Prallplatte versehen, diesmal aber mit einer abgestuften.

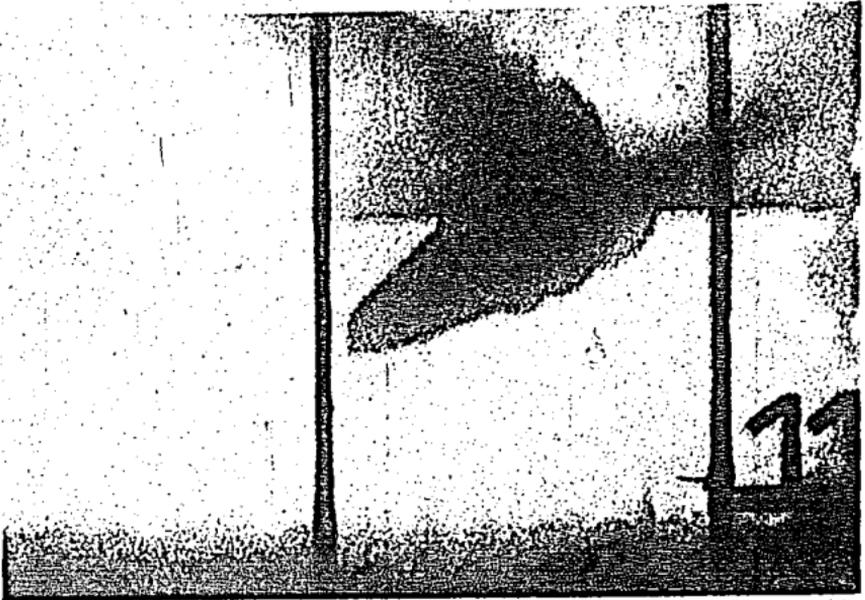


Abb. 20

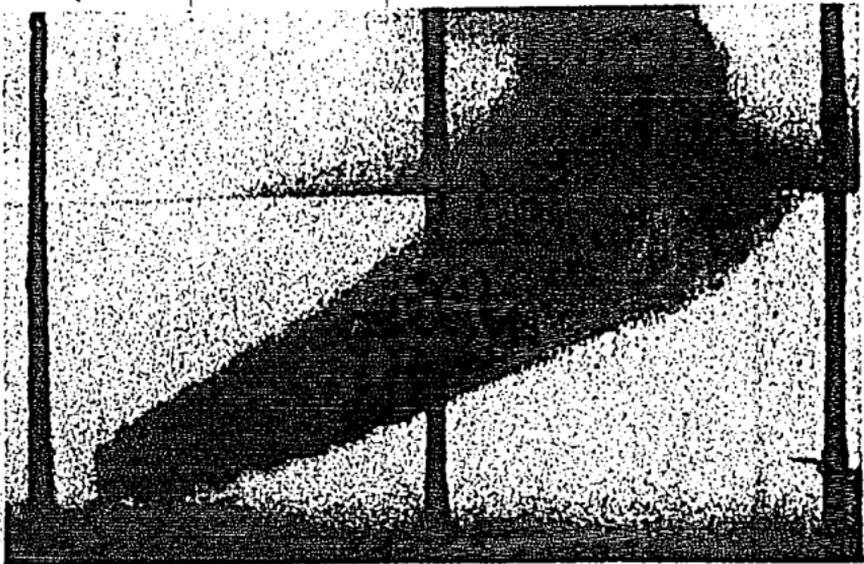


Abb. 21

Die Stufen schlagen nacheinander in den Wasserspiegel ein. Auch die Spritzer und die Blase zeigen Stufen.