

Aus dem Institut für Gerichtliche Medizin der Universität Bonn  
(Direktor: Prof. Dr. med. HERBERT ELBEL)

## Über die mechanische Wirkung verschiedener Windschutzscheibenarten beim Stoß auf den Schädel

Von

KARL SELLIER

Mit 12 Textabbildungen

(Eingegangen am 29. Juni 1960)

Anlässlich einer Untersuchung über Wirkung von Stößen auf den Schädel und seinen Inhalt (1,2) wurden auch verschiedene Arten von Sicherheitsgläsern in den Kreis der Experimente einbezogen.

Das Problem der möglichen Verletzungen an Windschutzscheiben ist vielschichtig. Die Stoßwirkung der Scheiben ist nur eins davon, wenn auch nicht das unwichtigste.

Es müssen 2 Wirkungen beim Stoß unterschieden werden:

1. auf die knöcherne Schädelhülle,
2. auf das Gehirn selbst.

Klinischerseits ist bekannt, daß Stöße bei geringeren Einwirkungen fast immer erst das Gehirn in Form einer Hirnerschütterung betreffen, ohne daß dabei die knöcherne Hülle in Mitleidenschaft gezogen wird. Sie hält dabei extremen Beschleunigungen bzw. Kräften stand; ihre Festigkeit wird noch verstärkt durch ihren Inhalt.

Zum besseren Verständnis des folgenden sollen die hydrodynamischen Vorgänge beim Stoß auf den Schädel dargestellt werden. Dabei wird zur Vereinfachung der experimentellen Anordnung die Schädelkapsel als Hohlkugel vereinfacht, das Gehirn wird durch eine zähe Flüssigkeit ersetzt. Es zeigte sich, daß ihre Eigenschaften (bis auf die Dichte) kaum einen Einfluß auf das Ergebnis hatten. Entscheidend für die Druckverteilung als Funktion von Ort und Zeit ist die Stoßzeit  $t_s$  der Kugel gegenüber der Laufzeit  $t_0$  einer akustischen (= Druck-)Welle über den Durchmesser der Kugel:

$$t_0 = \frac{2 \cdot R}{c_0}, \quad c_0 = \text{Schallgeschwindigkeit.} \quad (1)$$

Ist die Stoßzeit kleiner als  $t_0$ , ergibt sich eine Stoßwelle, die vom Stoßpol aus als positive Welle zum Gegenstoßpol eilt, eine ebensolche, aber

negative Welle läuft entgegengesetzt. Interessant ist die Beziehung, wenn  $t_s$  gerade

$$t_s = \frac{4n \cdot R}{c_0} \text{ oder} \quad (2a)$$

$$t_s = \frac{(4n + 2)}{c_0} \cdot R \text{ ist.} \quad (2b)$$

Im ersten Fall ist der Stoß gerade dann beendet, wenn die Anfangsstörung nach  $n$ -maliger Reflexion am Gegenpol wieder zum Ausgangspunkt zurückgekehrt ist; die Amplitude des Druckes wird verstärkt, am Stoßpol erscheint nach einer gewissen Zeit die vom Gegenstoßpol kommende negative Druckamplitude. Im zweiten Falle hört der Stoß gerade dann auf, wenn die Anfangsstörung den Gegenstoßpol erreicht hat; die Amplituden der Wellen schwächen sich in diesem Falle schnell ab. Es leuchtet ein, daß die Verstärkungs- und Abschwächungseffekte nur bei kleinem  $n$ , also wenigen Reflexionen zum Zuge kommen, und zwar 1., weil durch die Dämpfung die Wellen abgeschwächt werden und 2. weil bei großem  $n$  die Stoßzeit-Werte 2a und b sehr dicht beieinander liegen und dadurch sich die Effekte „verschmieren“.

Wir die Stoßzeit groß gegenüber der Laufzeit, ergibt sich eine monotone Druckverteilung über dem Durchmesser Stoßpol—Gegenstoßpol, in der Mitte ist aus Symmetriegründen immer der Druck 0.

Die Druckextrema erscheinen an den beiden Polen (jetzt abgesehen von den Aufsteileffekten bei kleiner Stoßzeit), sie errechnen sich zu:

$$p_{\max} = R \cdot b \cdot \rho \quad (3)$$

( $b$  = Beschleunigung,  $\rho$  = Dichte der Flüssigkeit).

Die wesentliche Schädigung des Gehirns entsteht durch den negativen Druck am Gegenstoßpol, bzw. in dessen Nähe, genauer gesagt, in allen den Gebieten, in denen ein Druck kleiner als  $-1$  Atm herrscht. Dort treten im Gehirn Gasbläschen auf, die anatomische Schäden setzen (Kavitation!). Im Gegensatz dazu spielt beim Schädelbruch nur die maximale Beschleunigung eine Rolle.

Zur Messung der Druckkräfte in der Kugel und Kraftwirkung auf die Kugel als Ganzes beim Stoß auf Scheiben wurden 2 Meßverfahren angewandt:

1. Druckmessungen mit Druckgebern am Stoß- und Gegenstoßpol in einem Modellschädel.

2. Kraftmessung an einem Stoßkörper.

Die verwendeten Scheiben bestanden aus Einscheiben (EG)- bzw. Mehrscheiben (VG)-Sicherheitsglas, hatten einen Durchmesser von 800 mm, waren von verschiedener Dicke (6, 8, 10 und 12 mm) und wurden in einer dafür gebauten Einspannvorrichtung gehalten. Zwischen Glas und Einspannung befand sich Gummi (U-Profil). Die Muttern des Spannrings wurden mit Drehmomentenschlüssel angezogen. Den Fallkörper bzw. Modellkopf bildete die Masse eines bifilar aufgehängten

Pendels, dessen Drehachse sich knapp unter der Labordecke befand. Die Pendellänge betrug 2,46 m; damit konnten Geschwindigkeiten bis etwa 6,5 m/sec erzielt werden.

Die verwendeten Druckgeber waren die Type PZ 6 der Firma Vibrometer, Schweiz. Sie waren beide über einen Elektrometer-Verstärker an einen Tektronix-Oszillographen (Typ 533) angeschlossen. Mit Hilfe eines elektronischen Schalters konnten die Vorgänge am Stoß- und am Gegenstoßpol gleichzeitig dargestellt werden. Die Eigenfrequenz der Geber lag bei 250 kHz; die Elektrometervverstärker waren so gebaut, daß sie das gesamte Frequenzband bis 250 kHz übertrugen.

Der Beschleunigungsgeber stammte von der Firma Brüel & Kjaer, er besaß eine Eigenfrequenz von 49 kHz. Die Resonanzhöhung bei dieser Frequenz betrug etwa 20 db. Es zeigte sich, daß die relativ niedrige Eigenfrequenz beim Messen der Stoßkräfte recht störend war. Es wurde deshalb der Verstärker dazu so gebaut, daß er die Eigenfrequenz des Gebers gerade etwa um 20db dämpfte (passive Kompensation). Dadurch konnte ein etwa linearer Frequenzgang bis in die Gegend von 49 kHz erreicht werden. Es zeigte sich, daß die Eigenfrequenz zu gering war, um den Beschleunigungsverlauf beim Stoß formgetreu wiedergeben zu können. Es gibt zwar die Möglichkeit der „aktiven Kompensation“ (4), die es erlaubt, einen Vorgang darzustellen, dessen maximale Frequenzen (nach FOURIER) bei  $10 f_0$  liegen dürfen ( $f_0 =$  Eigenfrequenz des Gebers), während bei der passiven Kompensation nur Vorgänge mit Frequenzen bis etwa  $0,8 \cdot f_0$  (je nach geforderter Genauigkeit in Amplitude und Phase) richtig erfaßt werden. Das Verfahren der aktiven Kompensation setzt erheblichen elektronischen Aufwand voraus. Es wurde deshalb bei diesen Untersuchungen noch nicht angewendet, zumal die wesentlichen Ergebnisse auch mit den oben beschriebenen einfachen Hilfsmitteln gewonnen werden konnten.

### Versuche

Es wurde zunächst der Kraftverlauf beim Stoß auf verschiedene Scheiben untersucht. Der Fallkörper hatte ein Gewicht von 4,26 kp. An der Stoßstelle saß eine vorn runde Trogamidkappe, die plan auf einem Stahlzylinder von  $r = 4,7$  cm und  $h = 7,4$  cm aufgeschraubt war. Auf die Stoßstelle des Glases wurde ein Stück Pappe geklebt, die nach jedem Stoß gewechselt wurde (es wurde immer die gleiche Art Pappe verwendet). Der Beschleunigungsgeber war auf der hinteren Fläche des Zylinders befestigt.

1. *Stoßverlauf.* Es ergab sich, daß der Stoß nicht einphasisch verlief, sondern immer zwei- oder sogar dreiphasisch, d. h. im Verlaufe des Stoßes kam es zur zwei- bzw. dreimaligen Berührung (Abb. 1—4). Das änderte sich nur dann, wenn die Scheibe in der ersten Phase brach (diese Eigenschaft hatte nur VG). Dieser Stoßverlauf ist so zu erklären: die stoßwirksame Masse  $\bar{m}_{sch}$  der Scheibe ist kleiner als die Masse  $m_f$  des Fallkörpers. Daraus resultiert nach den Stoßgesetzen, daß der Mittelpunkt (= Stoßpunkt) der Scheibe mit einer Geschwindigkeit  $w_0$  größer als  $v_0$  ( $v_0 =$  Geschwindigkeit des Fallkörpers) wegfliegt:

$$w_0 = \frac{2 \cdot m_f}{m_f + \bar{m}_{sch}} \cdot v_0 > v_0 \text{ wegen } m_f > \bar{m}_{sch}. \quad (4)$$

Die Geschwindigkeit  $v_1$  des Fallkörpers ist nach der ersten Stoßphase kleiner als die ursprüngliche Geschwindigkeit, aber nicht 0:

$$v_1 = v_0 \cdot \frac{m_f - \bar{m}_{sch}}{m_f + \bar{m}_{sch}}. \quad (5)$$

Beide Massen entfernen sich zunächst voneinander, aber sowohl wirk-same Scheibenmasse als auch  $m_f$  fliegen in gleicher Richtung. Damit ist

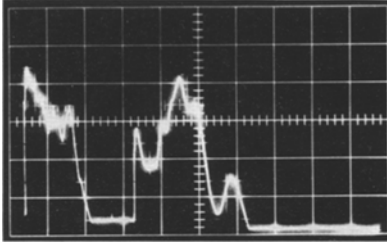


Abb. 1

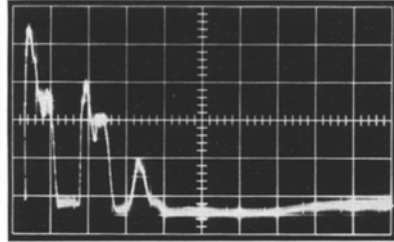


Abb. 2

Abb. 1. Vorgespanntes Glas, 6 mm,  $x = 2$  msec/qs,  $y = 85,6$  g/qs,  $H = 20$  cm ( $g = 9,81$  m · sec<sup>-2</sup>; qs = Quadratseite, Längeneinheit im Gitternetz der Oszillogramme,  $H$  = Fallhöhe des Fallkörpers)

Abb. 2. Vorgespanntes Glas, 10 mm,  $x = 2$  msec/qs,  $y = 171$  g/qs,  $H = 20$  cm

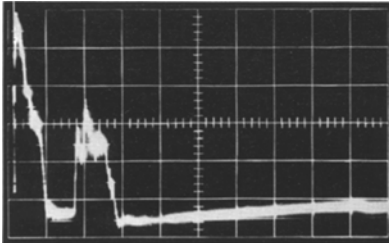


Abb. 3

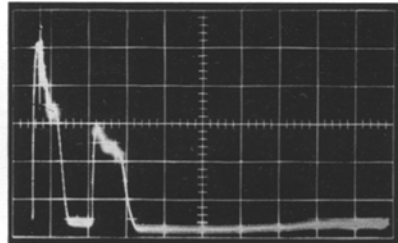


Abb. 4

Abb. 3. Vorgespanntes Glas, 12 mm,  $x = 2$  msec/qs,  $y = 342$  g/qs,  $H = 40$  cm

Abb. 4. Verbundglas, 12 mm,  $x = 2$  msec/qs,  $y = 171$  g/qs,  $H = 20$  cm

die erste Stoßphase abgeschlossen. Es würde keine weitere Berührung beider Körper wieder eintreten, wenn nicht die wirksame Scheibenmasse elastisch an eine Ruhelage gebunden wäre. Das hat zur Folge, daß die der Scheibenmitte erteilte Geschwindigkeit  $w_0$  ( $> v_0$ ) immer kleiner wird. Daher kommt der Punkt, wo der Fallkörper die Scheibe wieder einholt und zum zweiten Male mit der Scheibenmasse  $\bar{m}_{sch}$  in Reaktion tritt: Beginn der zweiten Stoßphase, usw. Im Endeffekt besitzt der Fallkörper die Geschwindigkeit  $-k \cdot v_0$  ( $k \sim 1$ ) und die Scheibe schwingt mit ihrer Eigenfrequenz aus. Das gilt nur, wenn die Scheibe während des Stoßes ihre Elastizität behält, denn sie ist die Vorbedingung für den mehrphasischen Verlauf des Stoßes. Bricht die Scheibe während der

ersten Phase, findet keine zweite mehr statt. Es hat sich gezeigt, daß VG immer in der ersten, EG immer in der zweiten Phase bricht (unabhängig von der Dicke der Scheiben).

Der Bruch der Scheiben äußert sich in einem abrupten Sinken der auf den Stoßkörper ausgeübten Kraft. Dieses Sinken der Kraft bzw. der Beschleunigung bedeutet für den Beschleunigungsgeber mit seiner

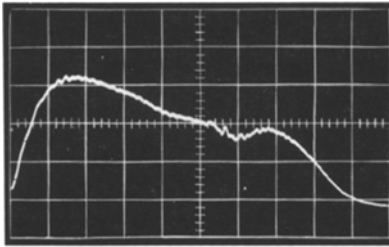


Abb. 5

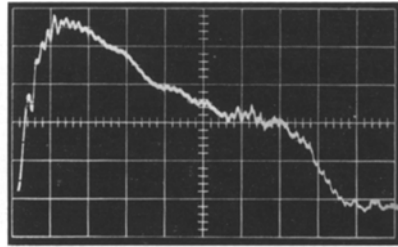


Abb. 6

Abb. 5. Verbundglas, 12 mm,  $x = 0,2 \text{ msec/qs}$ ,  $y = 342 \text{ g/qs}$ ,  $H = 20 \text{ cm}$

Abb. 6. Vorgespanntes Glas, 12 mm,  $x = 0,2 \text{ msec/qs}$ ,  $y = 342 \text{ g/qs}$ ,  $H = 40 \text{ cm}$

gegenüber diesem Vorgang geringen Eigenfrequenz einen Rechtecksprung. Dadurch kommt es zu heftigen Eigenschwingungen (Ausgleichsvorgang). Der Bruch einer Scheibe wird deshalb auf dem  $b-t$ -Diagramm markiert als *die* Stelle, an der der relativ glatte Kurvenverlauf durch diese Eigenschwingungen unterbrochen wird (Abb. 7). Die Eigen-

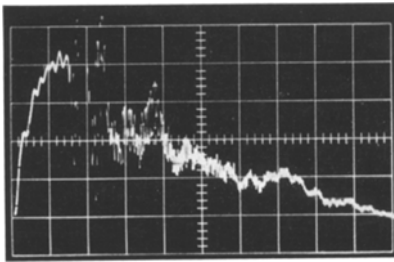


Abb. 7. Verbundglas, 12 mm,  $x = 0,2 \text{ msec/qs}$ ,  
 $y = 342 \text{ g/qs}$ ,  $H = 40 \text{ cm}$

schwingungen klingen entsprechend der Dämpfung des Gebers ab. Der Kurvenverlauf in diesem Gebiet entspricht dem Beschleunigungsvorgang nicht mehr.

Daß VG immer in der ersten, EG immer in der zweiten Stoßphase bricht, läßt sich leicht aus den Glaseigenschaften erklären. Wegen der größeren Zugfestigkeit des EG kann auch eine größere

Auslenkung der Scheibenmitte zugelassen werden, ehe das Glas bricht. Die maximale Auslenkung  $s$  errechnet sich aus dem Beschleunigungsverlauf durch zweimalige Integration:

$$s = \int_0^{t_b} b(t) dt, t_b = \text{Zeit vom Beginn des Stoßes bis zum Bruch.} \quad (6a)$$

$$s_{EG} > s_{VG} \quad (6b)$$

Daraus ergibt sich bei dem Kurvenverlauf  $b(t)$  des Stoßes, daß  $t_b$  beim EG größer sein muß als beim VG. Wenn die EG-Scheibe beim Stoß

nicht bricht (z. B. bei sehr dicken Scheiben oder Stößen mit kleinen  $v_0$ ), ergibt sich völlig gleicher Stoßverlauf (Abb. 5 und 6).

2. *Stoßkräfte.* Es ergab sich die zunächst erstaunliche Tatsache, daß die maximalen Kräfte, die die Scheibe auf den Fallkörper ausübt, bei EG und VG gleich sind, wenn unter gleichen Bedingungen gemessen wurde. Das ist deshalb erstaunlich, weil grobsichtig und akustisch beim Fall des Probekörpers der Eindruck entsteht, daß die VG-Scheibe mehr nachgibt, also „weicher“ ist. Das ist auch bei erster Überlegung einleuchtend, denn da eine EG-Scheibe eine größere Auslenkung  $s$  trägt, ist auch ihre Reaktionskraft  $K = c \cdot s$  ( $c =$  „Feder“-Konstante) größer. Bei Stoß- (also dynamischer) Beanspruchung gelten andere Gesetze.

Zu ihrer Darstellung wird die exakte Differentialgleichung (DG) der Scheibenschwingung:

$$\frac{1}{12} \cdot \frac{m^2 \cdot E \cdot d}{m^2 - 1} \Delta \Delta x + \mu \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = K(t). \quad (7)$$

( $m =$  Poisson-Konst.,  $E =$  Elastiz. Mod.,  $d =$  Scheibendicke,  $\mu =$  Flächendichte der Scheibenmasse,  $x =$  Auslenkung) ersetzt durch eine vereinfachte DG, die aber alle für diese Betrachtung wesentlichen Scheibeneigenschaften enthält:

$$\bar{m}_{\text{sch}} \ddot{x} + b \cdot \dot{x} + c \cdot x = K(t). \quad (8)$$

( $b =$  Dämpfungskonstante,  $\bar{m}_{\text{sch}} =$  stoßwirksame Masse).

Unter  $K(t)$  wird die einwirkende Kraft verstanden, die der Fallkörper auf die Scheibe ausübt bzw. umgekehrt (actio = reactio). Diese (zeitabhängige) Kraft verteilt sich auf die 3 Glieder der DG (8): auf die Trägheitskraft  $m\ddot{x}$ , auf die Reibungskraft  $b\dot{x}$  und auf die elastische Kraft  $cx$ . Wie sich die Kraft  $K(t)$  auf die Glieder verteilt, hängt ab:

1. von den Variablen  $\ddot{x}$ ,  $\dot{x}$  und  $x$ ,
2. von den Konstanten  $m$ ,  $b$  und  $c$ .

Die Größe der Variablen hängt von  $K(t)$  ab, die Konstanten von den Eigenschaften der Scheibe. Für statische Beanspruchung z. B. gilt:

$$\ddot{x}, \dot{x} = 0. \quad (9)$$

Daraus folgt

$$c \cdot x = K(t) = K. \quad (10)$$

Die Reaktionskraft  $K$  ist nur eine Funktion der Auslenkung  $x$  und der Federkonstanten  $c$ . Für dynamische Beanspruchung muß das Glied  $m \cdot \ddot{x}$  dazugenommen werden, weil dann  $\ddot{x}$  erhebliche Werte erreichen kann. Das Glied  $b\dot{x}$  kann immer (in Luft) vernachlässigt werden, weil die Dämpfung  $b$  der Scheibe sehr klein ist. Dann folgt:

$$m \cdot \ddot{x} + c \cdot x = K(t). \quad (11)$$

Es ist zweckmäßig, die Eigenfrequenz der Scheibe  $\omega_0 = \sqrt{\frac{c}{m}}$  einzuführen:

$$\frac{\ddot{x}}{\omega_0^2} + x = \frac{1}{c} \cdot K(t). \quad (12)$$

Die Eigenfrequenz einer 6 mm-Scheibe beträgt bei 800 mm  $\varnothing$  etwa 50 Hz. Beispiel zur numerischen Auswertung der Gl. (12): bei einer  $v_0$  von 2 m/sec ergab sich im Maximum der  $b$ - $t$ -Kurve ein  $b$  von 150 g  $\approx 1,5 \cdot 10^4$  m $\cdot$ sec $^{-2}$ . Daraus folgt für  $\frac{x}{\omega_0^2} = 15000/4\pi^2 \cdot 50^2 = 1,5$  cm.  $x$  kann annähernd berechnet werden aus der Auftreffgeschwindigkeit  $v_0$  und der Zeit  $t_m$ , die zum Erreichen des maximalen  $b$ -Wertes gebraucht wird:

$$x \approx v_0 \cdot t_m. \quad (13)$$

Es ergab sich  $t_m = 0,5 \cdot 10^{-3}$  sec. Daraus folgt:

$$x \approx 1 \text{ mm}. \quad (14)$$

Das Trägheitsglied ist bei einer  $v_0$  von 2 m $\cdot$ sec $^{-1}$  in diesem Beispiel etwa 15mal größer als das Glied  $x$ , d. h. das statische Glied ist gegenüber dem dynamischen Glied zu vernachlässigen. Die träge Masse der Scheibe ist damit beim Stoß der entscheidende Faktor, die elastischen und Bruch-Eigenschaften spielen für die maximale Reaktionskraft zwischen Scheibe und Fallkörper keine Rolle. Daraus folgt weiter: ob EG oder VG, beim Stoß üben beide Scheibenarten die gleiche maximale Kraft aus. Erst der Verlauf nach Erreichen des Maximums wird durch die Bruch-eigenschaften der verschiedenen Gläser modifiziert. Wenn diese Überlegungen richtig sind, ergeben sich daraus 2 Folgerungen:

1. Der Kraftverlauf beim Stoß muß unabhängig sein von den Eigenschaften der Zwischenschicht beim VG.

2. Da die elastischen Eigenschaften der Scheibe überhaupt nicht mehr in die Differentialgleichung eingehen, dürfte der Stoßverlauf bzw. die maximale Kraft nicht davon abhängen, ob die Scheibe eingespannt ist oder ob sie frei hängt, denn die Elastizität kann sich nur dann auswirken, wenn eine Abstützmöglichkeit der Scheibe vorhanden ist.

Zu 1: Die mechanische Eigenschaft der Zwischenschicht kann stark beeinflusst werden durch die Temperatur. Es wurde folgender Versuch durchgeführt. Eine VG-Scheibe wurde auf etwa 0° C abgekühlt und dann die Stoßkurve aufgenommen. Das gleiche wurde durchgeführt mit einer VG-Scheibe, die auf etwa 50° C erwärmt worden war. Nach dem Stoß war die gekühlte Scheibe an der Stoßstelle kaum eingedellt (etwa 1 cm), die erwärmte Scheibe zeigte dagegen eine fast halbkugelige Ausbeulung entsprechend der Form des Stoßkörpers. Die gemessenen Kraftverläufe waren jedoch in beiden Fällen fast völlig gleich. Die Deformation, die *nach* dem Bruch der Scheibe erst erfolgt, wird durch

Kräfte herbeigeführt, die gegenüber den Trägheitskräften zu vernachlässigen sind. Die Zwischenschicht spielt damit für die maximale Kraftwirkung der Scheibe keine Rolle, wie es oben schon behauptet worden war.

Zu 2: Der Stoßverlauf bei eingespannter und frei aufgehängter Scheibe wurde verfolgt. Es ergab sich in den ersten 2 msec nach Stoßbeginn kein Unterschied im Kraftverlauf (Abb. 8 und 9). Die Stoßkurven können in diesem Bereich zur Deckung gebracht werden! Daß

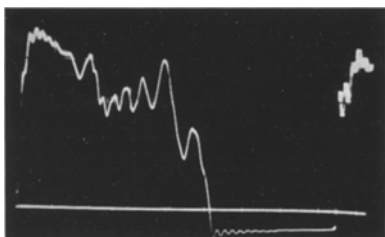


Abb. 8

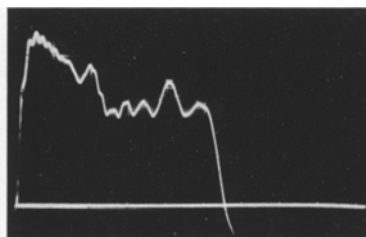


Abb. 9

Abb. 8. Stoß auf freie Scheibe ( $d = 6$  mm),  $x = 0,5$  msec/qs,  $y = 8,4$  g/qs  
Abb. 9. Stoß auf eingespannte Scheibe ( $d = 6$  mm), Maßstäbe wie in Abb. 8

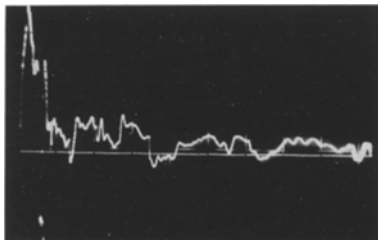


Abb. 10

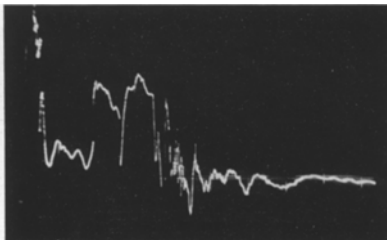


Abb. 11

Abb. 10. Druckverlauf am Stoßpol, Verbundglas,  $x = 0,5$  msec/qs,  $y = 3,2$  Atm/qs  
Abb. 11. Druckverlauf am Stoßpol, vorgespanntes Glas, Maßstäbe wie in Abb. 10

in der darauf folgenden Zeit die Kurven nicht mehr ganz übereinstimmen, ist verständlich, denn dann erfolgt bei freier Scheibe schon eine, wenn auch minimale Translationsbewegung. Das Maximum der Kraft, etwa 0,5 msec nach Stoßbeginn, hat bei beiden Scheibenarten gleiche Größe, auch wenn VG beim Stoß bricht. Die Experimente bestätigen die These vollkommen, daß es beim Stoß nur auf die träge Masse der Scheibe ankommt. Eine andere Frage ist es, in welchem Geschwindigkeitsbereich *nur* die Trägheit eine Rolle spielt. Um diese Frage zu klären, wurde für verschiedene  $v_0$  die Maximalbeschleunigung bei eingespannter und freier Scheibe festgestellt. Es ergab sich bei freier Scheibe bis zu etwa  $1,2 \text{ msec}^{-1}$  eine geringe Abweichung nach unten, bei höheren  $v_0$  ergaben sich völlig gleiche Maximalbeschleunigungen (Abb. 12).

3. *Druckmessung im Modellschädel* (Abb. 10 und 11). Die Druckmessung wurde an der Stoßstelle und an der Gegenstoßstelle durchgeführt.



Wie früher schon gezeigt wurde, bricht das VG schon in der ersten Stoßphase und zwar kurz nach Erreichen des Maximums der Beschleunigung. Die Stoßzeit bei VG liegt danach etwa bei 0,4 bis 0,5 msec. Beim EG dagegen bricht die Scheibe erst am Ende der zweiten Stoßphase, die Stoßzeiten sind deshalb größer. Wir müssen jetzt auf das am Beginn der Arbeit Gesagte zurückgreifen. Dort wurde gezeigt, daß bei Stoßzeiten, die nahe an der Laufzeit  $t_0$  liegen, Stoßwellen durch die Flüssigkeitskugel gehen. Da die Stoßzeiten bei VG sehr klein

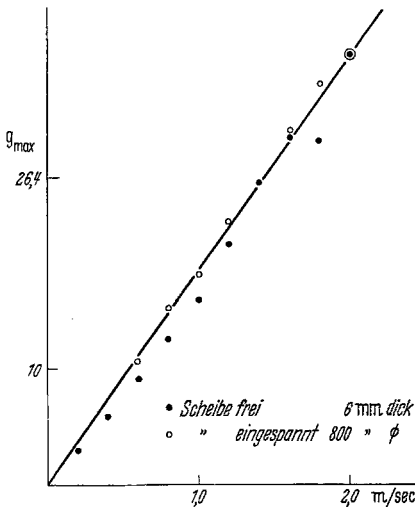


Abb. 12. Maximalbeschleunigung  $g_{max}$  beim Stoß des Fallkörpers auf EG-Scheiben bei verschiedenen  $v_0$ , Scheiben eingespannt oder frei hängend

sind, sind solche Wellen zu erwarten, d. h. am Stoßpol ein Negativwerden des Druckes nach einem anfänglichen Druckmaximum. Dieser Effekt tritt nicht auf beim EG, weil die Stoßzeiten größer sind und weil die zweite Stoßphase in ihrer Amplitude kleiner ist als die erste Phase. Es leuchtet ein, daß der erzeugte Drucksprung von hohen positiven zu hohen negativen Druckwerten eine größere Wirkung auf lebendes Nervengewebe hervorruft als ein einfacher Druckanstieg und -abfall. So ist es auch verständlich, warum bei Unfällen von PKWs, die mit VG ausgerüstet waren, statistisch eine erhöhte Anzahl von Gehirnerschütterung auftrat. Sie ist einfach zu erklären aus den hydrodynamischen Vorgängen, hervorgerufen durch kleine Stoßzeit.

Die erhöhte Wahrscheinlichkeit für Hirnerschütterung spielt nur in den unteren Geschwindigkeitsbereichen von PKWs eine Rolle. Ist die Aufprallgeschwindigkeit des Schädels auf die Scheibe größer, treten durch beide Scheibenarten Verletzungen (Hirnprellungen usw.) auf, die klinisch bei weitem ernster sind als eine einfache Hirnerschütterung.

### Zusammenfassung

Es wurde der Kraftverlauf beim Stoß auf verschiedene Arten von Sicherheitsglas-Scheiben untersucht. Es ergab sich, daß ab einer  $v_0$  von etwa  $1,2 \text{ msec}^{-1}$  nur die träge Masse der Scheiben eine Rolle spielt, nicht aber die Art des Glases. Die Stoßzeit beim Verbundglas ist wesentlich kürzer als beim vorgespannten Glas, dadurch tritt in den unteren Geschwindigkeitsbereichen, in denen beim Aufprall des Schädels noch

keine größeren Beschädigungen des Gehirns erfolgen, eine erhöhte Wahrscheinlichkeit von Hirnerschütterungen gegenüber vorgespanntem Glas auf.

#### Literatur

- DEN HARTOG, J. P., u. G. MESMER: Mechanische Schwingen, 2. Aufl. Berlin 1952.
- GOHLKE, W.: Einführung in die piezoelektrische Meßtechnik, 2. Aufl. Leipzig 1959.
- GÜTTINGER, W.: Der Stoßeffect auf eine Flüssigkeitskugel als Grundlage einer physikalischen Theorie der Entstehung von Hirnverletzungen. Z. Naturforsch. 5a, 622 (1950).
- KLOTTER, K.: Einführung in die technische Schwingungslehre, 2. Aufl., Bd. 1. Berlin 1951.
- LIU, F. F., and T. W. BERWIN: Extending transducer transient. Response by electronic compensation for high-speed physical measurements. Rev. sci. Instr. 29, 14 (1958).
- SELLIER, K., u. R. MÜLLER: Die mechanischen Vorgänge bei Stoßwirkung auf den Schädel. Klin. Wschr. 38, 233 (1960).
- SELLIER, K., u. F. UNTERHARNSCHIEDT: Mechanik und Pathomorphologie der stumpfen Schädelverletzungen (im Erscheinen).

Dr. med. Dipl.-Physiker KARL SELLIER, Bonn,  
Institut für gerichtliche Medizin, Wilhelmsplatz 7