

DK 539.4.014.1:620.173.2:539.219.2:620.186.4:66.084:666.11.01

Die kritische spezifische Bruchenergie und ihre Messung an verschiedenen Gläsern mit Hilfe der Ultraschallfraktografie

Von FRANK KERKHOF und HERBERT RICHTER, Freiburg i. Br.

(Mitteilung aus dem Ernst-Mach-Institut der Fraunhofer Gesellschaft, Freiburg i. Br.)

(Eingegangen am 9. Oktober 1968)

Als herkömmliches Maß für die mechanische Festigkeit von Gläsern wird bekanntlich eine Spannung angegeben, deren Größe und Variationskoeffizient wesentlich von der statistischen Verteilung der Verletzungen an der Probenoberfläche abhängen. Um zu genaueren Aussagen über die innere Festigkeit eines Materials zu kommen, ist es zweckmäßig, Energie- und Spannungsbedingungen für die Entwicklung eines einzelnen Risses zu untersuchen. Charakteristische Maßzahlen dafür sind der kritische Spannungskonzentrationsfaktor K_0 und die mit K_0 zusammenhängende kritische spezifische Bruchenergie G_0 . Die Bestimmung dieser Größen an Spiegelglas bei veränderter Luftfeuchtigkeit und an 15 verschiedenen optischen Gläsern in trockener Luft mit Hilfe der Ultraschallfraktografie wird beschrieben. Die dabei erzielten Variationskoeffizienten für K_0 von durchschnittlich 7% sind niedriger als die Fehler bei herkömmlichen Festigkeitsmessungen.

Messungen der mechanischen Festigkeit zeigen im allgemeinen eine erhebliche Streuung.

Beispielsweise ergaben frühere Bestimmungen der technischen Biegefestigkeit von nicht besonders ausgewählten kreisförmigen Tafelglasplatten (QUENETT [31], BECKER [3], KUHN [26]) Variationskoeffizienten zwischen 14 und 27%. Selbst bei Verwendung der speziellen schlierenoptischen Methode nach SCHARDIN und KERKHOF [36], die grundsätzlich etwas genauere Werte als das übliche technische Verfahren liefert, waren entsprechende Messungen noch mit Variationskoeffizienten von über 10% behaftet.

Die Ursache hierfür dürfte in der Tatsache liegen, daß die im herkömmlichen Sinne verstandene Biege- oder auch Zerreißfestigkeit (siehe hierzu weiter unten) wesentlich von der Oberflächenbeschaffenheit abhängig ist, d. h. von der statistischen Verteilung der kleinen Verletzungen, Risse oder Kerben, nach Zahl und Größe auf der zugbeanspruchten Probenoberfläche. Hiermit hängt auch zusammen, daß im allgemeinen der Variationskoeffizient der Biegefestigkeit mit der Größe ihres Betrages anwächst.

So ergaben die Messungen der Biegefestigkeit von KUHN [26] — bei gleicher zeitlicher Steigerung der maximalen Zugspannung — für normales Tafelglas: $752 \text{ kp/cm}^2 \pm 19\%$, für sandstrahlmattiertes Tafelglas: $456 \text{ kp/cm}^2 \pm 12\%$. In beiden Fällen waren die Dimensionen der runden Tafelglasproben: $\varnothing = 60 \text{ mm}$, Dicke = 1,8 mm.

Dementsprechend läßt sich auch durch Schmirgeln einer Glasplatte die Streuung der Einzelmessungen herabsetzen. Man muß aber dafür in Kauf nehmen, daß mit einer solchen Bearbeitung der Oberfläche der mittlere Betrag der Biegefestigkeit absinkt und nicht mehr als reine Eigenschaft der betreffenden Glassubstanz angesehen werden darf: Er ist vielmehr durch den angewandten Schmirgelproze mitbedingt.

Im Widerspruch zu dieser Behauptung scheinen die Messungen der Zerreißfestigkeit von runden Glasstäben durch GEHLHOFF und THOMAS [8] zu stehen, die für diese eine erreichbare Genauigkeit von 5% angaben. Der Grund für diese scheinbare Diskrepanz liegt darin, daß GEHLHOFF und THOMAS aus der Gesamtheit der jeweiligen Messungen an einer Glassorte — die an sich viel stärker streuten — nur diejenigen auswählten, bei denen die Bruchflächen eine bestimmte relative Spiegelgröße aufwiesen.

Die damals für diese Auswahl gegebene Begründung ist zwar mit den gegenwärtigen Vorstellungen vom Bruchvorgang nicht mehr vereinbar. Trotzdem kann die Auswahlregel als solche heute in einem Zusammenhang, der in Abschnitt 2. im einzelnen dargelegt werden soll, erklärt werden.

Um nun den Einfluß der mehr oder weniger zufälligen Beschaffenheit der Oberfläche auf die Größe der Festigkeit zu vermeiden, liegt es nahe, nur die Entwicklung eines einzigen genau vermebaren Risses zu untersuchen. Die Ausbreitung eines solchen Risses kann dann bei vorgegebener Belastung nur noch von der Glas-substanz und vom umgebenden Medium abhängen und sollte daher grundsätzlich zu genaueren Kennzahlen für die innere Glasfestigkeit führen als die herkömmlichen Festigkeitsbestimmungen. Als solche Kennzahlen kommen charakteristische Werte der sogenannten spezifischen Bruchenergie G und des zugehörigen Spannungskonzentrationsfaktors K in Betracht.

In diesem Aufsatz wird speziell über die Messungen jener Werte von G und K berichtet, die den Beginn der schnellen, sogenannten „athermischen“ Bruchphase (vgl. SMEKAL [32]) charakterisieren. Die Untersuchungen erfolgten unter Anwendung der Ultraschallfraktografie an zugbeanspruchten Glasplatten aus Spiegelglas bei verschiedenen Luftfeuchtigkeiten und aus verschiedenen optischen Gläsern in trockener Luft.

Zunächst seien aber die erwähnten fundamentalen Begriffe der Bruchmechanik, die spezifische Bruchenergie G und der Spannungskonzentrationsfaktor K ein wenig erläutert.

1. Grundbegriffe der Bruchmechanik

1.1. Spannungskonzentrationsfaktor

Nach der im wesentlichen auf WESTERGAARD [38], SNEDDON [33] und IRWIN [13, 14] zurückgehenden elastischen Ritheorie lassen sich die Spannungen und Dehnungen vor einem Riß für die verschiedenen Belastungsarten näherungsweise in sehr einfacher Form angeben (vgl. hierzu insbesondere die spätere zusammenfassende Darstellung von PARIS und SIH [30]).

Es sollen hier nur die für die Untersuchungen der Autoren wichtigsten Ergebnisse für einen Seitenriß der Länge a in einer Platte der Breite b , die (in großer Entfernung vom Riß) senkrecht zur Riebene durch

einachsigen Zug p beansprucht wird (Bild 1) mitgeteilt werden. In der Nachbarschaft der Rißspitze gilt dann, sowohl für den ebenen Spannungs- wie für den ebenen Dehnungszustand, in ebenen Polarkoordinaten (r, φ) die folgende Spannungsverteilung:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\varphi}{2} [1 - \sin \varphi/2 \cdot \sin 3\varphi/2], \\ \sigma_y &= \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\varphi}{2} [1 + \sin \varphi/2 \cdot \sin 3\varphi/2], \\ \tau_{xy} &= \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\varphi}{2} \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \cdot \cos \frac{3\varphi}{2}.\end{aligned}\quad (1)$$

Diese Näherung gilt unter der Voraussetzung:

$$r_K \ll r \ll a.$$

Hierbei bedeutet r_K den Krümmungsradius an der Rißspitze.

Bemerkenswert ist, daß auch für den hier erörterten Fall der einachsigen Zugbelastung die Spannungsverteilung unmittelbar vor dem Riß, d. h. für $\varphi = 0$ (auf dem sogenannten „Ligament“) nahezu isotrop ist. Wie eine numerische Abschätzung ergibt, gilt eine solche Isotropie mit einer Genauigkeit von $\pm 5\%$ für den Bereich: $15 r_K \leq r \leq 10^{-3}a$ (KÜPPERS [24]).

An der Rißspitze erfolgt also nach Gleichung (1) eine Spannungskonzentration nach einem $1/\sqrt{r}$ -Gesetz; maßgeblich ist dabei für alle drei Spannungen der sogenannte Spannungskonzentrationsfaktor (stress intensity factor) K , der im vorliegenden Falle nach IRWIN [14] die Größe hat:

$$K = 1,13 p \sqrt{a\pi} \text{ dyn cm}^{-3/2}, \quad (2)$$

sofern $a \ll b$.

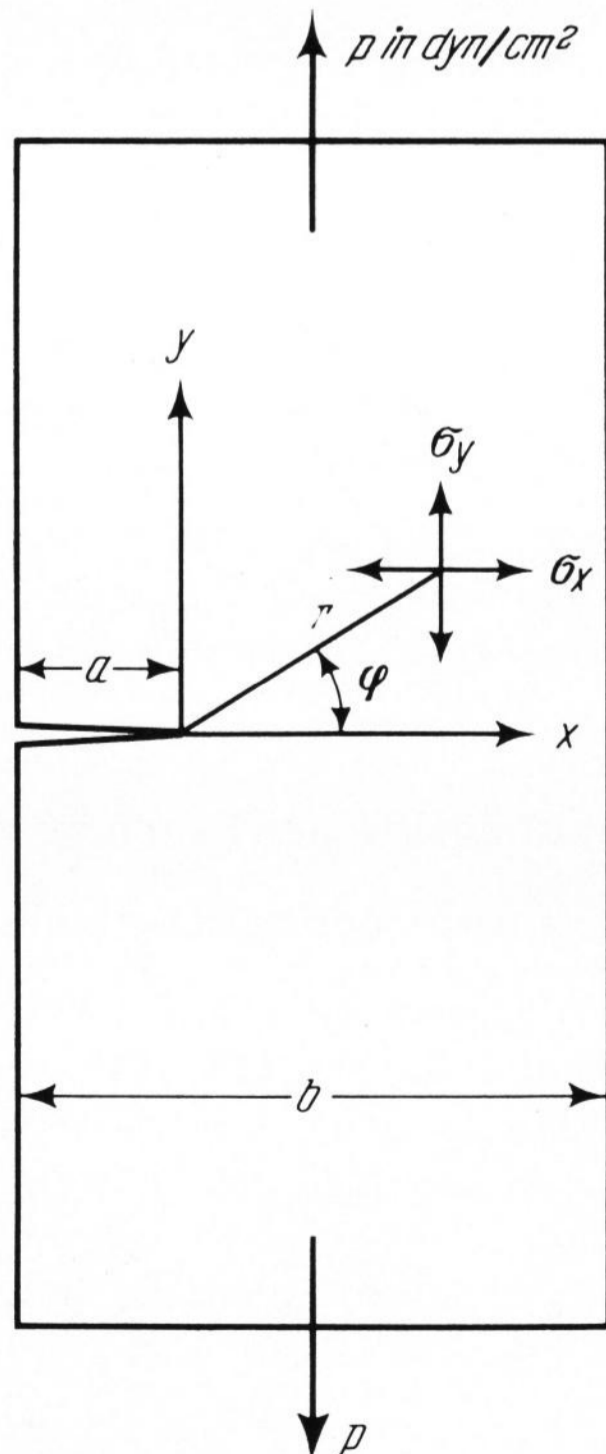


Bild 1. Lage des Polarkoordinatensystems vor der Rißspitze. a = Rißlänge, b = Plattenbreite, p = äußere Zugspannung, σ_x, σ_y = Zugspannungen vor dem Riß.

Auch bei anderen Belastungsarten tritt immer ein derartiger, für alle Spannungskomponenten gemeinsam geltender Spannungskonzentrationsfaktor auf, der generell ein Maß für die Spannungsüberhöhung ist, die — auf dem Ligament (für $\varphi = 0$) — in einem bestimmten relativen Abstand herrscht. Setzt man in unserem Falle beispielsweise $r/a = 1/2000$, so wird $\sigma_x = \sigma_y = 36 p$; in dem gewählten relativen Abstand $1/2000$ wird also die außen angelegte Spannung auf das 36fache verstärkt (abgesehen davon, daß zusätzlich eine gleich große Normalspannung σ_x in x-Richtung auftritt).

1.2. Spezifische Bruchenergie

Die spezifische Bruchenergie G in erg/cm² ist diejenige Energie, die der elastischen Energie der (gespannten) Platte entnommen werden muß, um die Rißfläche um 1 cm² voranzutreiben. Es ist einleuchtend, daß dieser Energieaufwand zur Rißverlängerung mit der Spannungskonzentration an der Rißspitze im Zusammenhang stehen muß. Die Theorie ergibt die folgenden allgemeingültigen Beziehungen zwischen den Größen G und K :

$$\text{für den ebenen Spannungszustand: } G = \frac{K^2}{E}, \quad (3a)$$

$$\text{für den ebenen Dehnungszustand: } G = (1 - \mu^2) \frac{K^2}{E} \quad (3b)$$

(μ = Poissonkonstante).

In dem vorliegenden Falle herrscht der ebene Spannungszustand praktisch nur an der Plattenoberfläche, der ebene Dehnungszustand im Platteninnern.

Für den in Bild 1 gezeichneten Seitenriß folgt unter der Voraussetzung: $a \ll b$ für den ebenen Spannungszustand aus den Gleichungen (3a) und (2):

$$G = 1,27 \pi \frac{p^2 a}{E} = 4,00 \frac{P^2 a}{E}. \quad (4a)$$

Führt man an Stelle der Zugspannung p die Zugkraft je cm Plattendicke P in dyn/cm ein, so kann mit $p = P/b$ nach Gleichung (4a) G als Funktion der relativen Rißlänge a/b geschrieben werden:

$$G = 4,00 \frac{P^2}{bE} \cdot \frac{a}{b}. \quad (4b)$$

Dieser lineare Zusammenhang zwischen G und a gilt nur, wenn a sehr klein gegenüber b ist. Für die allgemeineren Verhältnisse von a/b zwischen 0 und 0,5 wurden die G -Werte mittels einer Iterationsmethode von GROSS, SRAWLEY und BROWN [10] berechnet und für elf Werte von a/b zwischen 0 und 0,5 veröffentlicht. Mit diesen elf Stützpunkten wurden von den Autoren die Zwischenwerte mit Hilfe der Lagrange-Interpolationsformel berechnet. Das Ergebnis ist in Bild 2 wiedergegeben; man kann daraus zu jedem Punkt a/b den zugehörigen G -Wert ermitteln, wenn die Last P bekannt ist.

2. Theoretische Grundlagen des zeitlichen Ablaufs eines Zugbruchs

Die Geschwindigkeit, mit der sich ein Bruch ausbreitet, muß im wesentlichen durch die Energiebilanz beim Bruchfortschritt bedingt sein. Hauptenergielieferant ist dabei die aus dem gespannten Körper stammende elastische Energie, für den differentiellen Bruchfortschritt

also die jeweilige spezifische Bruchenergie G . Bei sehr kleiner angelieferter elastischer Energie kommen als zusätzliche Energiespender die thermische Energie und die Energie chemischer Prozesse in Frage, die sich beim Bruchfortgang nach den Gesetzen der Reaktionskinetik abspielen.

Auf der anderen Seite der Energiegleichung stehen die beim Bruchprozeß erzeugten Beträge an reiner Oberflächenenergie, plastischer Energie und an anderen Energiearten, wie elektrischer und ebenfalls chemischer Energie. Mit wachsender angelieferter elastischer Energie muß schließlich in steigendem Maße die kinetische Energie der sich zur Seite bewegenden gebrochenen Teile des Probekörpers berücksichtigt werden.

Im Sinne dieser allgemeinen Energiebetrachtungen kann man in Anlehnung an SMEKAL [32] zwei wesentlich verschiedene Teilbereiche der zeitlichen Entwicklung des Bruchfortschrittes insbesondere in Gläsern unterscheiden: die „thermische“ Bruchphase, in der die chemischen, temperaturabhängigen Reaktionen an der Rißspitze wesentlich sind, und die „athermische“ Phase, in der die angelieferte elastische Energie größer als die aller anderen Energiequellen ist.

Die thermische Bruchphase bei Gläsern ist in jüngster Zeit von IRWIN [15], WIEDERHORN [39] und KLEMM, SCHÖNERT und UMHAUER [23] genauer untersucht worden. KLEMM hat an Objektträger-Plättchen die Abhängigkeit der Bruchgeschwindigkeit von der spezifischen Bruchenergie G in dem weiten Geschwindigkeitsbereich zwischen 10^{-7} und 10 cm/s untersucht; die zugehörigen G -Werte lagen zwischen 10^3 und 10^4 erg/cm². Die Bruchgeschwindigkeiten waren in starkem Maße von den Parametern Luftdruck, Feuchtigkeit und Temperatur abhängig.

Über den zeitlichen Ablauf eines Bruches im athermischen Bereich läßt sich nach MORR [27] und DULANEY und BRACE [7] unter etwas vereinfachenden Annahmen die folgende theoretische Aussage machen.

Es soll hier wieder speziell der von der Seite in eine Glasplatte hineinlaufende Zugbruch (wie in Bild 1) betrachtet werden. Dann muß der Rißfortschritt in jedem Augenblick von der Energiegleichung beherrscht sein:

$$U_{el} + U_{Ob} + U_{kin} = \text{const.}, \quad (5)$$

mit U_{el} = Abnahme an elastischer Energie, U_{Ob} = erzeugte Oberflächenenergie, U_{kin} = erzeugte kinetische Energie, jeweils je cm Plattendicke bis zur Erreichung der Rißlänge a .

Wird die nach GRIFFITH [9] notwendige kritische Mindestrißlänge, die zur weiteren Öffnung des Risses unter der Zugspannung p erforderlich ist, mit a_0 bezeichnet, so ergibt sich die Größe der Konstanten in Gleichung (5) aus der folgenden Bedingung für den Bruchanfang ($U_{kin} = 0$):

$$\int_0^{a_0} [-G + 2\alpha] da + 0 = \text{const.} \quad (6)$$

In Gleichung (6) wurde in Anlehnung an den GRIFFITHSchen Ansatz für die (doppelte) spezifische Oberflächenenergie noch 2α geschrieben. Diese soll nun verallgemeinernd durch G_0 ersetzt werden, indem auf die experimentellen Ergebnisse von IRWIN u. a. hingewiesen wird, die auch für kleinste Bruchgeschwindig-

keiten stets ergaben: $G > 2\alpha$. Unter Verwendung von Gleichung (4a) erhält man dann aus Gleichung (6):

$$-F \int_0^{G_0} G dG + F \int_0^{G_0} G_0 dG = \frac{1}{2} FG_0^2 \text{ in erg/cm} \quad (6a)$$

als Wert für die Konstante in Gleichung (5) bzw. (6). Bei der Umrechnung wurde vorausgesetzt, daß der Faktor $F = E/4p^2$ während des Rißöffnungsvorganges konstant bleibt.

Unter der gleichen Voraussetzung ergibt sich dann aus Gleichung (6) für den laufenden Riß

$$-\frac{1}{2} FG^2 + FG_0G + \frac{1}{c^2} \cdot \rho v_b^2 \cdot \frac{1}{2} FG^2 \cdot \frac{1}{E} = \frac{1}{2} FG_0^2. \quad (6b)$$

In Gleichung (6b) stellt der dritte Summand die nach MORR abgeschätzte erzeugte kinetische Energie dar, deren vier Faktoren folgendermaßen verständlich gemacht werden können: $1/c^2$ = dimensionsloser Zahlenfaktor, ρv_b^2 = die kinetische Energie muß proportional der Dichte und dem Quadrat der Bruchgeschwindigkeit sein (erg/cm³), $\frac{1}{2} FG^2$ = die kinetische Energie muß proportional der angelieferten elastischen Energie sein (erg/cm), $\frac{1}{E}$ = ein Faktor, der aus Dimensionsgründen hinzugefügt wird (cm³/erg).

Gleichung (6b) läßt sich leicht nach v_b auflösen:

$$v_b = c \sqrt{\frac{E}{\rho} \left(1 - \frac{G_0}{G}\right)}. \quad (7)$$

Hiernach sollte die Bruchgeschwindigkeit mit wachsendem G asymptotisch dem maximalen Grenzwert zustreben:

$$v_{b, \text{max}} = c \sqrt{\frac{E}{\rho}} = c v_{St}, \quad (8)$$

der proportional der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Dehnungswellen in Stäben v_{St} ist.

Der theoretische Verlauf von v_b als Funktion der relativen spezifischen Bruchenergie G/G_0 nach Gleichung (7) ist in Bild 2 dargestellt.

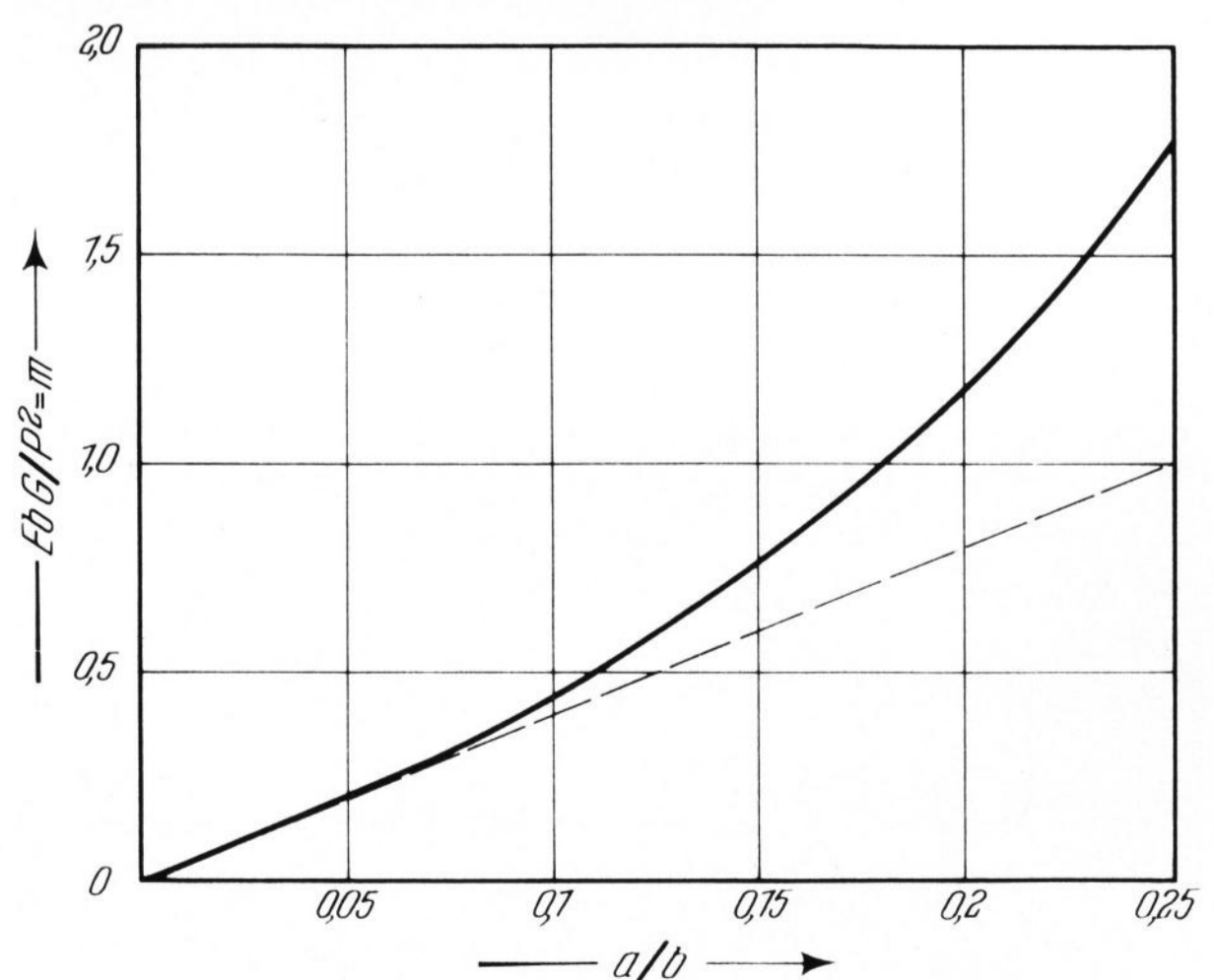


Bild 2. Abhängigkeit der spezifischen Bruchenergie G von der Rißlänge in Platten nach GROSS, SRAWLEY und BROWN [10].

Gestrichelte Gerade: Verlauf von G nach IRWIN, Gleichung (4b).

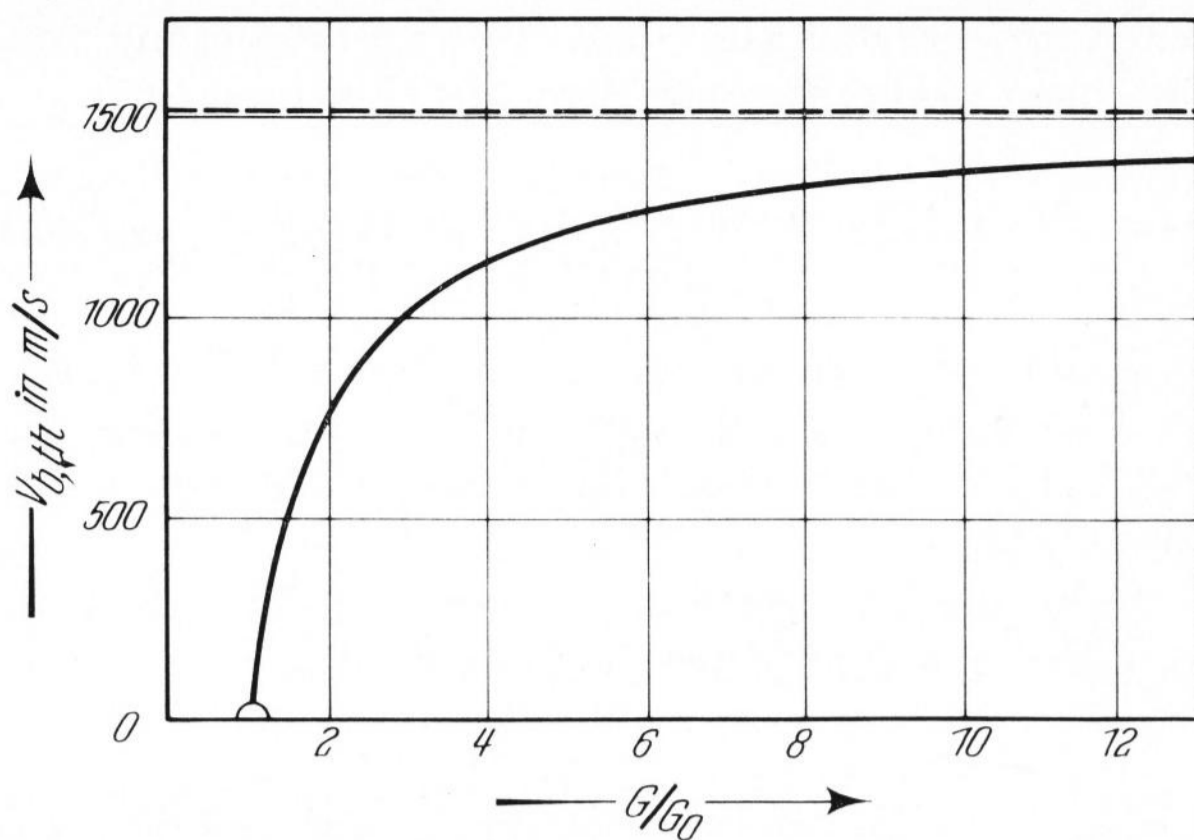


Bild 3. Theoretische Bruchgeschwindigkeit nach DULANEY und BRACE [7] in Abhängigkeit von der spezifischen Bruchenergie G , aufgetragen über Vielfachen der kritischen spezifischen Bruchenergie G_0 .

chung (7) ist in Bild 3 dargestellt. Dabei wurde für die maximale Bruchgeschwindigkeit der (abgerundete) empirische Wert für Spiegelglas $v_{b,max} = 1520$ m/s gewählt.

Eine kleine Umgebung des Punktes $G/G_0 = 1$ dieser Kurve wurde ausgespart, um damit anzudeuten, daß hier die vereinfachten Voraussetzungen für rein athermisches Bruchverhalten nicht mehr völlig zutreffen. Der sehr steile Verlauf der Kurve in Bild 3 in der Nachbarschaft des Punktes $G = G_0$ läßt es trotzdem sinnvoll erscheinen, gerade diesen — notfalls durch geradlinige Extrapolation erreichbaren — Wert G_0 als eine, das Bruchverhalten charakterisierende Materialkonstante anzusehen und einer genaueren experimentellen Untersuchung zu unterziehen (siehe Abschnitt 3.).

Andere charakteristische Werte der Funktion $v_b(G)$ sind jene, bei der die Bruchrauhigkeit und schließlich die Bruchgabelung (bei $G \gtrsim 10 G_0$) einsetzt. Näheres hierüber findet sich bei KERKHOF [22].

Hier sei über das Rauwerden einer Bruchfläche nur soviel bemerkt, wie zum Verständnis der einleitend erwähnten Auswahlregel für Festigkeitsmessungen von GEHLHOFF und THOMAS [8] notwendig erscheint.

Für den Beginn der sichtbaren Rauigkeit am Rand des sogenannten „Bruchspiegels“ — deren Auftreten zugleich eine hinreichende Bedingung dafür ist, daß der Bruch im Experiment seine maximale Geschwindigkeit erreicht hat (vgl. KERKHOF [19 bis 22]) — ergeben sich, ähnlich wie für G_0 , recht genau bestimmbare charakteristische Werte der spezifischen Bruchenergie G_{sp} bzw.

des Spannungskonzentrationsfaktors K_{sp} . So konnte bei Biegeversuchen an Rundstäben aus 16 verschiedenen Glassorten der (relative) Spannungskonzentrationsfaktor K_{sp} mit Variationskoeffizienten zwischen 3,3 und 8,4% bestimmt werden (KERKHOF [21], SOMMER [34]). Da nun analog zur Gleichung (2) K_{sp} für relativ zum Stabdurchmesser kleine Bruchspiegelradien R , abgesehen von konstanten Zahlenfaktoren, gleich p_B/R ist ($p_B =$ Biegespannung), gilt die oben genannte hohe Genauigkeit auch für die Werte p_B selbst, wenn man nur die Messungen mit konstantem R für die Auswertung berücksichtigt. Prinzipiell das Gleiche trifft natürlich auch für die Zerreißeversuche von GEHLHOFF und THOMAS zu.

Zur Ableitung von Gleichung (7) für die Bruchgeschwindigkeit im athermischen Bereich sei noch ergänzend bemerkt, daß die Benutzung der statischen G -Werte zur Beschreibung der schnellen dynamischen Bruchphase eigentlich nicht zulässig ist. Für relativ kleine Bruchgeschwindigkeiten stellt aber die oben skizzierte Theorie gegenwärtig noch die beste Näherung dar.

Die Konstante von Gleichung (8) für die maximale Bruchgeschwindigkeit wurde übrigens von verschiedenen Verfassern numerisch berechnet (PONCELET [28, 29], STROH [37], BAKER [1], BROBERG [4], CRAGGS [5], BARBER [2]). Verglichen mit dem experimentellen Befund (vgl. SCHARDIN, MÜCKE und STRUTH [35] und KERKHOF [20, 21]) liegen aber die theoretischen Ergebnisse durchweg zu hoch.

3. Versuchstechnik

Die Untersuchung des Überganges in die athermische Bruchphase wurde mit Hilfe einer üblichen Zerreißevorrichtung bei einachsiger Zugbeanspruchung durchgeführt. Die Messung der Bruchgeschwindigkeit erfolgte nach der Ultraschallmethode (KERKHOF [16, 17, 18]) unter Verwendung von transversalen Ultraschallwellen, die senkrecht auf die entstehende Bruchfläche eingestrahlt werden. Bei dieser Beschallungsart kann der Einfluß des Ultraschalls auf den Betrag der Bruchgeschwindigkeit vernachlässigt werden (vgl. KÜPPERS [24]). Die Ultraschallfrequenz betrug 1 MHz. Damit waren — bei Beobachtung unter einem Lichtmikroskop — Bruchgeschwindigkeiten bis herab zu etwa 1 m/s meßbar.

Mit Hilfe der Ultraschallmethode läßt sich — wie Bild 4 zeigt — der „Beginn“ der athermischen Bruchphase als Häufungspunkt der durch den Ultraschall erzeugten Bruchlinien sehr genau und bequem festlegen und damit auch die kritische Rißlänge a_0 exakt bestimmen.

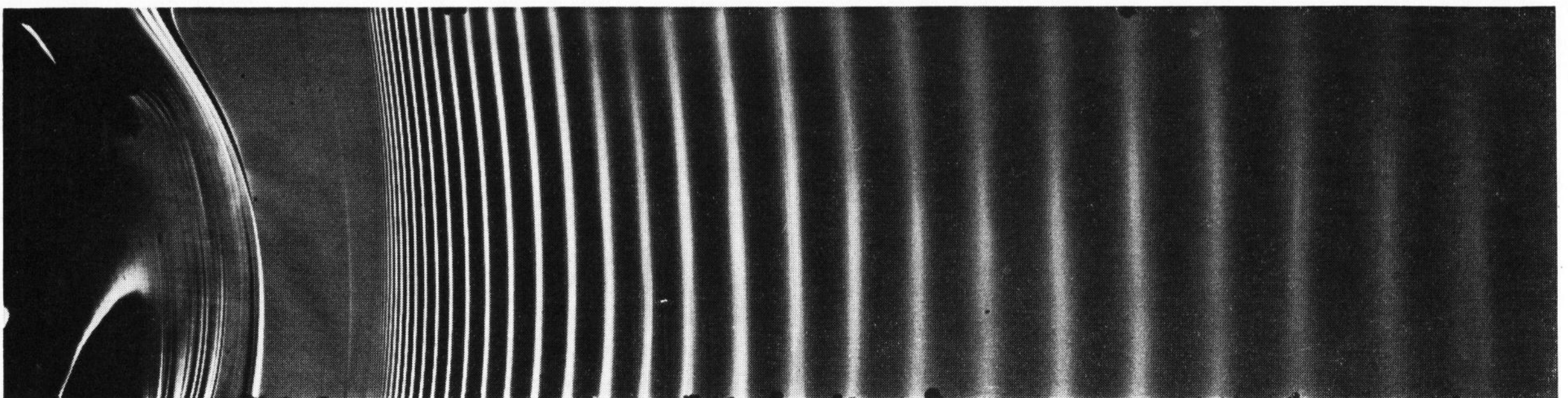


Bild 4. Ultraschallmodulierte Bruchfläche einer Kristallspiegelglasplatte mit Häufungsstelle der Ultraschalllinien.

Ultraschallfrequenz: 1 MHz, (Bildhöhe $\hat{=}$ Plattendicke = 4 mm).

Tabelle 1. Kritische spezifische Bruchenergien G_0 und zugehörige Spannungskonzentrationsfaktoren K_0 von Spiegelglas bei verschiedenen relativen Luftfeuchtigkeiten (LF)

relative Luftfeuchtigkeit in %	G_0 in erg/cm ²	K_0 in dyn·cm ^{-3/2}	Variationskoeffizient von K_0 in %
etwa 5	8570	7,98 · 10 ⁷	5
15	6600	7,00	7
25	6800	7,11	11
42	5830	6,58	5
43	6820	7,12	5
46	7360	7,39	4
48	7140	7,23	3
48—49	9120	8,22	11
49	8500	7,95	8
55	8830	8,09	8
60	9020	8,19	4
74	9730	8,50	8
78	10860	8,95	6
95	11700	9,32	11

Die Wahl der zur Bruchmodulation benutzten Ultraschallfrequenz bedingt zwar eine gewisse Willkür in der Definition von a_0 und der zugehörigen Werte von G_0 und K_0 . Doch ist diese praktisch bedeutungslos, da die Bruchgeschwindigkeit zu Beginn der athermischen Phase mit wachsenden G- bzw. K-Werten extrem rasch ansteigt (vgl. Bild 3).

Die Glasproben waren 180 mm lang, 33 mm breit, 3,6 bis 4,1 mm dick; die Schnittkanten der Proben waren mattgeschliffen, um 1. Oberflächenverletzungen möglichst zu beseitigen und 2. damit auch eine gute Ankopplung des Ultraschallschwingers zu ermöglichen.

Um die Probeplatten biegespannungsfrei in die Zerreißmaschine hängen zu können, wurden sie in neu entwickelte Zangen (Bild 5) eingespannt. Bei diesen werden Biegespannungen durch die besondere, prismenförmige Ausbildung der Auflage Teile (A) der Einspannbacken (B) vermieden. Die Plattenoberflächen liegen so immer symmetrisch zum Aufhängepunkt der Zangen, der sich genau über der Unter- bzw. Oberkante der prismenförmig ausgeschnittenen Auflager (L) der Zangen befindet. Die Zangen werden an zwei Punkten in der Zerreißmaschine aufgehängt, indem eine konische Schraube in eine Mulde (M) einhakt, die in jedem der beiden Querbügel der Zangen eingebohrt ist (KÜPPERS [24]). Dieses „Gelenk“ läßt sich nahezu reibungslos in alle Richtungen bewegen.

Die Glasplatten wurden in der Mitte einer Längsschmalseite folgendermaßen mit einer Kerbe versehen: Die Stelle, an der die Kerbe entstehen sollte, wurde zunächst mit einem Diamanten angeritzt. Nachdem die Probe im Trockenschrank auf etwa 210 °C erhitzt worden war, wurde die geritzte Stelle abgeschreckt, indem sie langsam auf einen Wassertropfen aufgesetzt wurde, der auf einer ebenen Fläche lag. Die plötzliche Abkühlung der benetzten Region bewirkt eine Kontraktion; es bildet sich eine Zugspannung aus, die den Riß ein kurzes Stück ins Innere der Platte treibt.

Die Versuche wurden bei Zimmertemperatur und relativen Luftfeuchtigkeiten (LF) von etwa 5 bis 96% durchgeführt (vgl. Tabelle 1). Bei mittleren relativen LF im Bereich zwischen 40 bis 60% fanden die Versuche in der jeweiligen Zimmeratmosphäre statt; die Messungen

der relativen LF erfolgten mit einem Haarhygrometer. Die extremen relativen Luftfeuchtigkeiten von etwa 5 und 95% konnten dadurch erreicht werden, daß die Glasproben vor dem Versuch für etwa 70 h mit PVC-Beuteln umhüllt wurden, die entweder mit Silica-Gel oder mit feuchter Watte gefüllt waren. Zur Erzielung der übrigen Zwischenwerte wurden die Versuchsproben ebenfalls mit PVC-Beuteln umgeben, durch die ein entsprechend eingestelltes Gemisch aus trockener und feuchter Luft geleitet wurde. Die Dauer der Klimatisierung betrug jeweils etwa 12 h bei einer Durchflußgeschwindigkeit von etwa 0,5 l/min durch einen Raum von 120 cm³.

4. Versuchsergebnisse

4.1. Spiegelglas bei verschiedenen Luftfeuchtigkeiten

Die auf diese Weise bestimmten kritischen G_0 - und K_0 -Werte für Spiegelglas bei verschiedenen relativen Luftfeuchtigkeiten sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die Berechnung von G_0 aus der kritischen Rißlänge a_0 wurde mit Hilfe der Kurve in Bild 2 durchgeführt, die für sehr kleine relative Werte a_0/b zu der bereits zitierten Formel (4b) von IRWIN führt. Für a_0 wurden jeweils die an den Bruchflächenrändern (d. i. an den Plattenflächen) gemessenen Werte eingesetzt. Zur Berechnung von G_0 und K_0 konnten also die für den Fall des ebenen Spannungszustandes gültigen Gleichungen (4b) und (3a) benutzt werden. Die Zahl der jeweiligen Versuche bei den verschiedenen relativen LF lag zwischen 7 und 32.

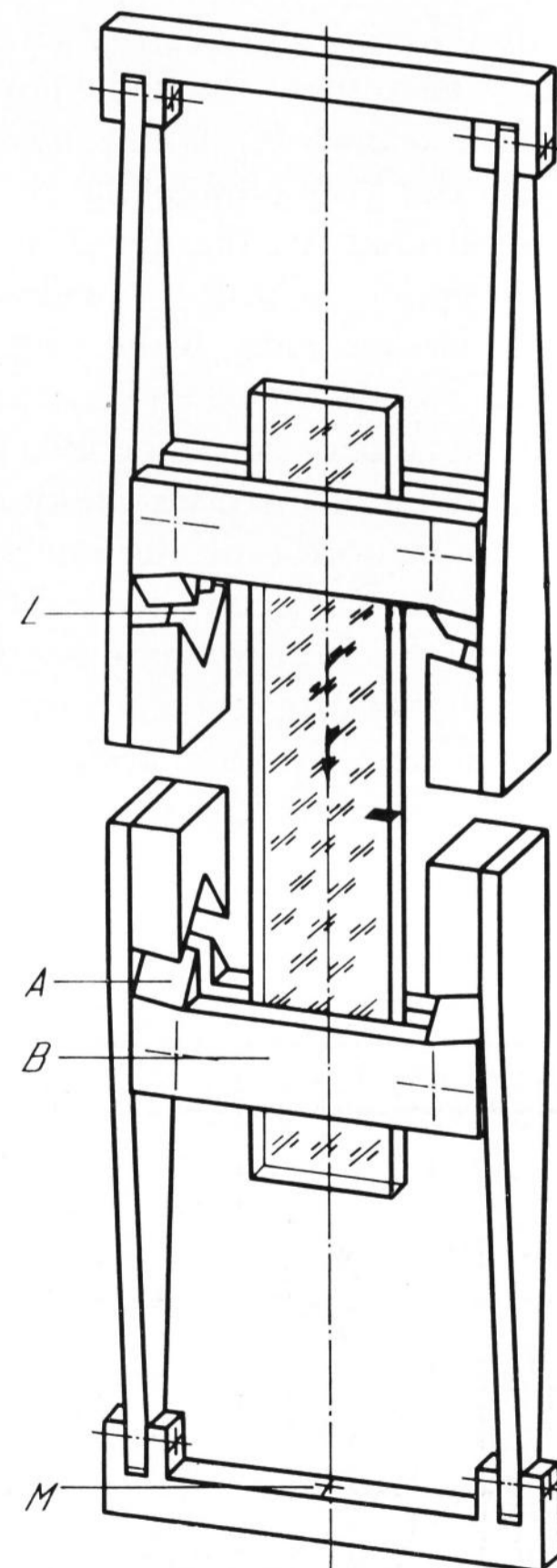


Bild 5. Zangen zur biegespannungsfreien Zugbeanspruchung der Glasproben.

L = Auflager für die entsprechend prismenförmige Auflagefläche A der Einspannbacken B, M = Lastangriffspunkt.

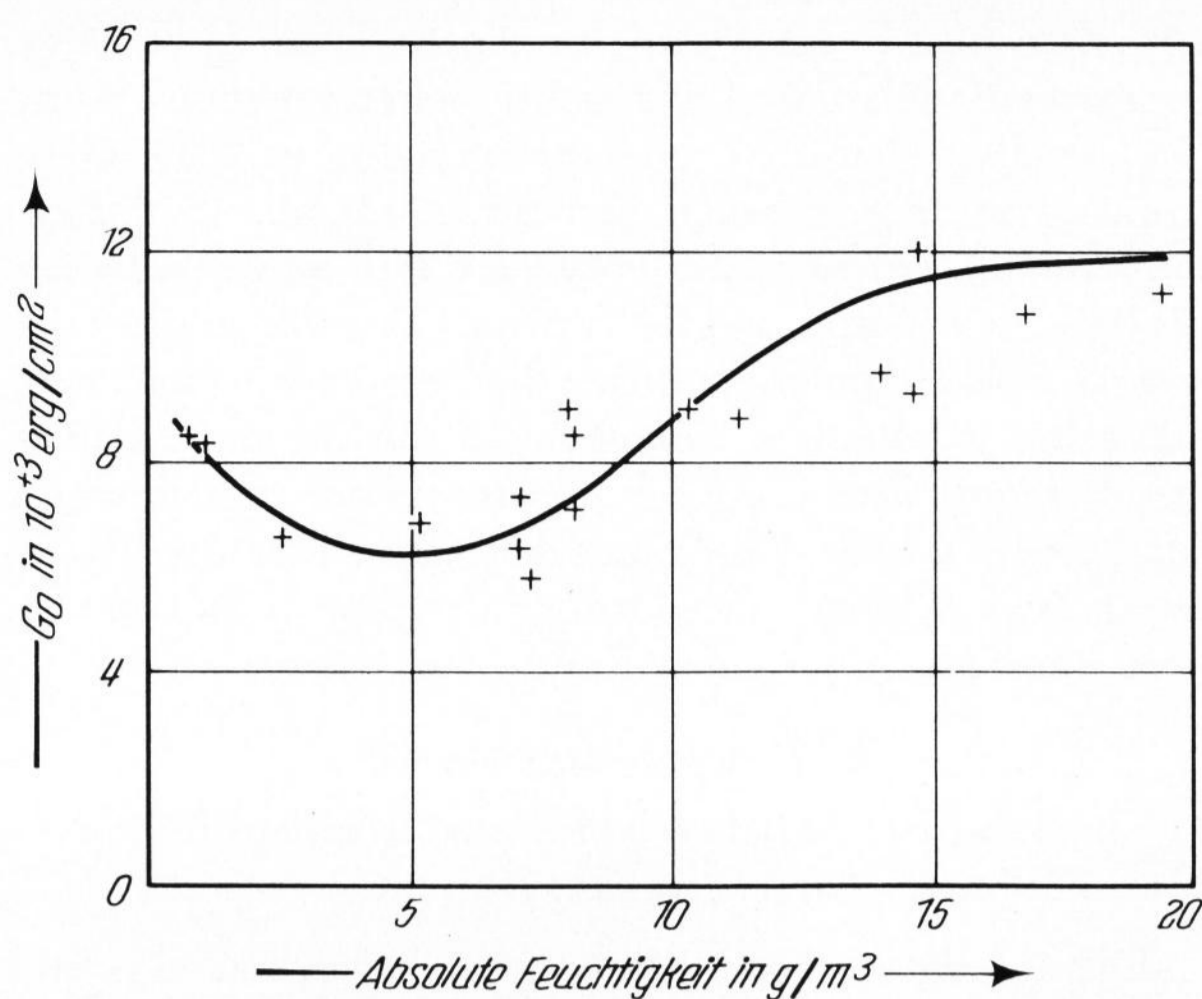


Bild 6. Abhängigkeit der kritischen spezifischen Bruchenergie G_0 von Spiegelglas von der absoluten Luftfeuchtigkeit bei Raumtemperatur.

Die Abhängigkeit der G_0 -Werte von der absoluten Luftfeuchtigkeit ist in Bild 6 dargestellt. Die eingezeichnete Kurve wurde rechnerisch nach der Methode der kleinsten Quadrate aus den Meßwerten ermittelt. Bemerkenswert ist, daß die G_0 -Werte nach anfänglicher Abnahme mit wachsender Luftfeuchtigkeit ansteigen; die gleiche Tendenz zeigen auch die in Tabelle 1 in Abhängigkeit von der relativen Feuchtigkeit zusammengestellten Meßwerte.

Dieses Verhalten kann folgendermaßen gedeutet werden: Bei geringen absoluten Luftfeuchten bis zu etwa 5 g/m^3 nehmen die G_0 - bzw. K_0 -Werte infolge der korrodierenden Wirkung der Wassermoleküle ab. Bei größeren Feuchtigkeiten spielt dagegen die mit dem Wassergehalt der Luft anwachsende Adhäsion zwischen den sich trennenden Bruchflächen eine Rolle. Die Adhäsionsspannung zwischen zwei Glasflächen kann bei so geringen Abständen, wie sie bei einem sich öffnenden Riß vorliegen, nach DAVIES und RIDEAL [6] etwa 30 kp/cm^2 betragen und damit in die Größenordnung der bei den Versuchen auftretenden Zerreißspannungen von etwa 50 bis 70 kp/cm^2 liegen. Eine numerische Bestimmung der in einem Riß auftretenden Adhäsionskräfte ist kaum möglich, da sich der Anteil der Rißfläche nicht abschätzen läßt, auf der die Adhäsionskräfte bei einem ständig wachsenden Riß wirksam werden können.

Die zum Anstieg der Adhäsion zwischen den Bruchflächen beitragende kleine Menge flüssigen Wassers kann auch bei Wasserdampfkonzentrationen unterhalb der Sättigung auf Grund von Kapillarkondensation gebildet werden. Für die Kapillarkondensation gilt die Kelvin-Gleichung:

$$\ln(p_0/p') = 2 \alpha_w V / rRT, \quad (9)$$

wobei: p_0 = Wasserdampfdruck über einer ebenen Wasserfläche, p' = Wasserdampfdruck über einer Wasserfläche mit Krümmungsradius r , α_w = Oberflächenspannung von Wasser, V = Molvolumen von Wasser, R = Gaskonstante, T = absolute Temperatur.

Aus dieser Gleichung erhält man bei Zimmertemperatur für eine absolute Feuchtigkeit von rund 7 g/m^3 (entsprechend einer relativen Luftfeuchtigkeit von etwa 35%) einen Radius $r = 10^{-6} \text{ mm}$. Da der Abstand zwischen den Molekülen des flüssigen Wassers etwa $3 \cdot 10^{-7} \text{ mm}$ beträgt, kann man folgern, daß bei Luftfeuchtigkeiten unter 7 g/m^3 (bei Zimmertemperatur) sich kein flüssiges Wasser auf Grund von Kapillarkondensation bilden kann. Bei größeren Luftfeuchtigkeiten, wo Kapillarkondensation bei größeren Krümmungsradien erfolgen kann, nimmt die Wahrscheinlichkeit für die Bildung flüssigen Wassers zu (WIEDERHORN [39]). Aus Bild 6 ist zu entnehmen, daß der Anstieg von G_0 mit zunehmender Luftfeuchtigkeit in jenem Gebiet beginnt, wo auch der Beginn von Kapillarkondensation angesetzt werden kann.

4.2. Verschiedene optische Gläser in trockener Luft

Für einige optische Gläser, die schon in früheren Jahren zur Untersuchung von dynamischen Brucheigenschaften von SCHARDIN und Mitarbeitern [35] und KERKHOF [21] benutzt worden sind, wurden ebenfalls die kritischen G_0 - und K_0 -Werte in trockener Luft (etwa 5% relative LF) nach der im vorstehenden Abschnitt beschriebenen Methode bestimmt.

In Tabelle 2 sind die schon früher veröffentlichten chemischen Zusammensetzungen noch einmal zusammengestellt. Tabelle 3 enthält die mittleren G_0 - und K_0 -Werte der verschiedenen Gläser aus je 6 bis 10 Einzelmessungen mit den Variationskoeffizienten für K_0 in einer zu Tabelle 1 analogen Anordnung. Zur weiteren Charakterisierung der Gläser sind in Tabelle 3 noch ihre Dehnungsmoduln und Dichten angegeben. Aus den Tabellen 1 und 3 geht im übrigen hervor, daß die kritischen Spannungskonzentrationsfaktoren K_0 tatsächlich mit einer größeren

Tabelle 2. Synthetische Zusammensetzung der untersuchten optischen Gläser in Gew.-%

Nr.	SiO ₂	B ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	Na ₂ O	K ₂ O	PbO	BaO	ZnO	CaO	Sb ₂ O ₃	As ₂ O ₃
1	61,5			4,6	8,2	25,4					0,3
3	53,7			2,5	7,9	35,6					0,8
8	45,6			3,6	5,0	45,2					0,6
11	40,9			2,5	4,0	52,3					0,3
14	34,3			1,5	2,5	61,4					0,3
16	30,8			0,9	2,0	66,0					0,3
17	27,1			0,5	1,0	71,4					
17a	18,7	1,0			0,6	78,7					
19	64,1	12,0	4,0	7,8				11,1		1,0	
20	69,5	11,5		10,3	7,0		1,5		0,2	0,6	0,4
22	48,7	19,8	2,5	2,1	6,1					19,8	1,0
24	65,0	3,5		5,8	13,3	1,0		8,2	2,5		0,7
25	50,2	5,9		4,0	5,0	2,2	19,7	11,5		0,5	1,0
29	45,5			0,5	7,3	22,5	15,8	8,0			0,4
30	80,5	12,5	2,3	3,5	0,9						

BaO + MgO + CaO = 0,3

Genauigkeit bestimmt werden können als die technischen Zerreifestigkeiten p . Allerdings ist zu berücksichtigen, daß die Dimensionen von K_0 in $\text{dyn/cm}^2 \text{cm}^{1/2}$ und p in dyn/cm^2 nicht die gleichen sind.

In Bild 7 sind schließlich die von den Autoren gemessenen kritischen spezifischen Bruchenergien G_0 in Abhängigkeit von der doppelten spezifischen Oberflächenenergie beim Transformationspunkt $2 \alpha_{Tg}$ aufgetragen; die Werte von α_{Tg} sind einer früheren Zusammenstellung von KERKHOFF [21] nach verschiedenen anderen Veröffentlichungen entnommen worden.

Die grafische Darstellung in Bild 7 zeigt, daß näherungsweise die folgende lineare Beziehung zwischen G_0 und α_{Tg} besteht

$$G_0 \approx 20 \cdot 2 \alpha_{Tg} \quad (10)$$

Beim Eintritt in die schnelle Bruchphase ist also eine spezifische Bruchenergie erforderlich, die rund 20mal so groß ist wie die Energie, die allein zum Aufbau der entsprechenden beiden Bruchufer notwendig wäre. Hierbei ist allerdings vorausgesetzt worden, daß sich die „wahre“ spezifische Oberflächenenergie des Glases bei Raumtemperatur nicht wesentlich von jener beim Transformationspunkt unterscheidet.

In diesem Zusammenhange seien die Untersuchungen von IRWIN [15] und KLEMM [23] erwähnt, die ergaben, daß selbst die subkritischen G -Werte im thermischen Bruchgeschwindigkeitsbereich noch etwa 2- bis 10mal so groß wie $2 \alpha_{Tg}$ sind. In diesem Bereich besteht ein noch ausgeprägter Einfluss der umgebenden Atmosphäre (vgl. auch WIEDERHORN [39]).

Aus diesen Ergebnissen kann nur gefolgert werden, daß die zum Bruchbeginn notwendige Energie zum überwiegenden Teil nicht in eigentliche Oberflächenenergie umgewandelt wird, sondern in andere Energieformen, d. h. aller Wahrscheinlichkeit nach vor allem in plastische Energie.

Für die Unterstützung dieser Arbeiten danken die Autoren der Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen (AIF), Köln, dem Bundeswirtschaftsministerium, Bonn, und der Httentechnischen Vereinigung der Deutschen Glasindustrie (HVG), Frankfurt (Main), sowie dem Jenaer Glaswerk Schott & Gen., Mainz, für die Bereitstellung von Versuchsmaterial.

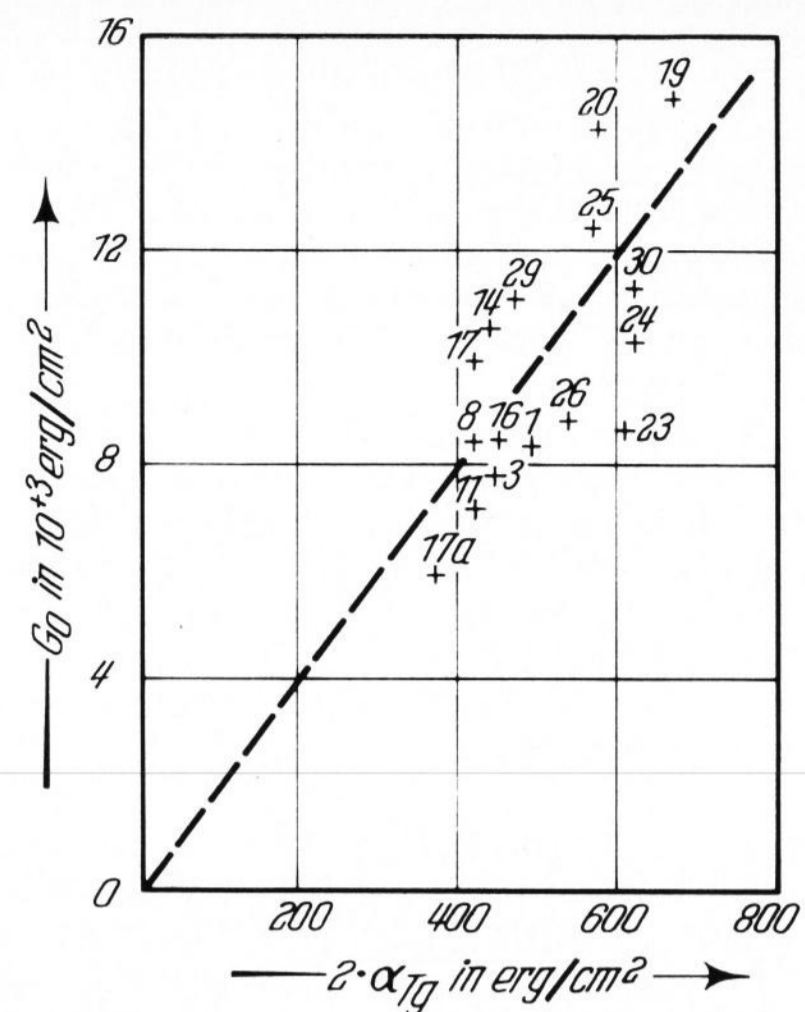


Bild 7. Zusammenhang zwischen kritischer spezifischer Bruchenergie G_0 und Oberflächenspannung α_{Tg} am Transformationspunkt bei einigen optischen Gläsern und Spiegelglas Nr. 23.

Tabelle 3. Kritische spezifische Bruchenergien G_0 und zugehörige Spannkonzentrationsfaktoren K_0 verschiedener optischer Gläser in trockener Luft (etwa 5% rel. LF)

Glasart	Dehnungsmodul E in dyn/cm^2	Dichte ρ in g/cm^3	G_0 in erg/cm^2	K_0 in $\text{dyn/cm}^{3/2}$	Variationskoeffizient von K_0 in %
1	$6,021 \cdot 10^{11}$	2,94	8025	$6,95 \cdot 10^7$	9
3	5,854	3,20	7810	6,76	8
8	5,795	3,61	8470	7,01	6
11	5,805	3,91	7220	6,47	9
14	5,697	4,46	10510	7,74	3
16	5,599	4,78	8470	6,89	7
17	5,550	5,15	9950	7,43	4
17a	5,217	5,95	5950	5,57	4
19	7,099	2,49	14940	10,29	5
20	8,149	2,51	14290	10,79	5
22	5,249	2,55	12910	8,23	4
24	7,149	2,59	10260	8,56	7
25	7,658	3,10	12420	9,75	4
29	6,599	3,50	11175	8,59	6
30	6,129	2,22	11770	8,49	3

5. Literatur

[1] BAKER, B. R.: Dynamic stresses created by a moving crack. Vortrag auf dem X. Internationalen Kongreß für angewandte Mathematik in Stresa 1960.

[2] BARBER, S. W.: Maximum fracture velocity in vitreous silica. In: O. Verf.: Symposium sur la résistance mécanique du verre et les moyens de l'améliorer. Florenz 25. bis 29. September 1961. Comptes rendus. Charleroi: Hrsg. Union Scientifique Continentale du Verre 1962. S. 847 bis 849. [Ref. Glastechn. Ber. 35 (1962) S. 420.]

[3] BECKER, M.: Die Biegefestigkeit geometrisch ähnlicher Glasplatten. Dipl.-Arb. Univ. Freiburg 1955.

[4] BORBERG, K. G.: The propagation of a brittle crack. Vortrag auf dem X. Internationalen Kongreß für angewandte Mathematik in Stresa 1960.

[5] CRAGGS, J. W.: On the propagation of a crack in an elastic-brittle material. J. mech. Phys. Solids 8 (1960) S. 66–75. [Ref. Glastechn. Ber. 36 (1963) S. 23.]

[6] DAVIES, J. T. und RIDEAL, E. K.: Interfacial phenomena New York und London: Academic Press 1963. S. 427.

[7] DULANEY, N. F. und BRACE, W. F.: Velocity behavior of a growing crack. J. appl. Phys. 31 (1960) S. 2233 bis 2236. [Ref. Glastechn. Ber. 39 (1966) S. 63.]

[8] GEHLHOFF, G. und THOMAS, M.: Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. II. Die mechanischen Eigenschaften der Gläser. Z. techn. Phys. 7 (1926) S. 105–126. [Ref. Glastechn. Ber. 4 (1926/27) S. 103.]

[9] GRIFFITH, A. A.: Theory of rupture. In: Proceedings of the 1. International Congress of Applied Mechanics. Delft 1924. S. 55–63.

[10] GROSS, B., SRAWLEY, J. E. und BROWN, W. F., jr.: Stress intensity factors for a single-edge-notch-tension specimen by boundary collocation of a stress function. Ber. NASA-TN-D-2395. 1964.

[11] IRWIN, G. R.: Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate. J. appl. Mech. 24 (1957) S. 361–364.

[12] IRWIN, G. R.: Fracture strength. NRL-Progress. Washington: Naval Research Laboratory 1958. S. 1–10.

[13] IRWIN, G. R.: Fracture. In: FLGGE, S. (Hrsg.): Handbuch der Physik. Bd. 6. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1958. S. 551–590.

[14] IRWIN, G. R.: The crack-extension-force for a crack at a free surface boundary. NRL-Report 5120. Washington: Naval Research Laboratory 1958. S. 1–10.

- [15] IRWIN, G. R.: Moisture assisted slow crack extension in glass plates. NRL Memorandum Report. Washington: Naval Research Laboratory 1966.
- [16] KERKHOF, F.: Untersuchung des Bruchvorganges spröder Körper mit Ultraschall. Vortrag auf dem Deutschen Physikertag in Berlin, 28. September bis 3. Oktober 1952.
- [17] KERKHOF, F. und DREIZLER, H.: Untersuchung des Bruchvorganges mittels Ultraschall. Glastechn. Ber. **29** (1956) S. 459–470.
- [18] KERKHOF, F.: Neuere Ergebnisse der Ultraschallfraktografie. In: O. Verf.: Symposium sur la résistance mécanique du verre et les moyens de l'améliorer. Florenz, 25. bis 29. September 1961. Charleroi: Hrsg. Union Scientifique Continentale du Verre 1962. S. 799–831. [Ref. Glastechn. Ber. **35** (1962) S. 420.]
- [19] KERKHOF, F.: Maximale Bruchgeschwindigkeit und spezifische Bruchenergie. Naturwiss. **50** (1963) S. 565 bis 566.
- [20] KERKHOF, F.: Zusammenhang zwischen der maximalen Bruchgeschwindigkeit mit anderen Materialkonstanten von Gläsern. In: PRINS, J. A.: Physics of non-crystalline solids. Proceedings of the International Conference, Delft. Amsterdam: North Holland Publ. Comp. 1965. S. 469–480. [Ref. Glastechn. Ber. **38** (1965) S. 467.]
- [21] KERKHOF, F.: Zur Dynamik der Bruchausbreitung in Silicatgläsern. Habilitationsschr. TH Karlsruhe 1965.
- [22] KERKHOF, F.: Crack branching in brittle fracture. Vortrag auf dem National Symposium on Fracture Mechanics, Bethlehem, Pennsylvania (USA) 1968.
- [23] KLEMM, W., SCHÖNERT, K. und UMHAUER, H.: The influence of temperature and environment on the slow crack propagation in glass. Vortrag auf der zweiten International Conference on Fracture, Brighton, 13. bis 18. April 1969.
- [24] KÜPPERS, H.: Die numerische Berechnung der Spannungsverteilung in der Umgebung einer Kerbspitze. Glastechn. Ber. **37** (1964) S. 185–189.
- [25] KÜPPERS, H.: Der Anfangsverlauf der Bruchgeschwindigkeit in Glasplatten im Zerreiversuch. Diss. Univ. Freiburg 1966.
- [26] KUHN, E.: Über den Einfluß der Oberflächenbehandlung auf die Biegefestigkeit von Flachglas. Dipl.-Arb. Univ. Freiburg 1960.
- [27] MOTT, N. R.: Brittle fracture in mild-steel plates. Engng. **165** (1948) S. 16–18.
- [28] PONCELET, E. F.: Fracture and comminution of brittle solids. Metals Technol. 1944, S. 1–20. (Amer. Inst. of Mining and Metallurgical Engineers.)
- [29] PONCELET, E. F.: Théorie des fractures dans les corps frangibles. In: O. Verf.: Symposium sur la résistance mécanique du verre et les moyens de l'améliorer. Florenz 25. bis 29. September 1961. Charleroi: Hrsg. Union Scientifique Continentale du Verre 1962. S. 833–845. [Ref. Glastechn. Ber. **35** (1962) S. 420.]
- [30] PARIS, P. C. und SIH, G. C. M.: Stress analysis of cracks. In: Fracture toughness testing and its applications. ASTM Spec. Techn. Publ. No. 381.
- [31] QUENETT, R.: Über die Biegefestigkeit von Tafelglas in Abhängigkeit von der Plattengröße und der Belastungsgeschwindigkeit. Dipl.-Arb. Univ. Freiburg 1954.
- [32] SMEKAL, A.: Die Festigkeitseigenschaften spröder Körper. Ergebn. d. exakten Naturwiss. **15** (1936) S. 106 bis 188.
- [33] SNEDDON, J. N.: The distribution of stress in the neighborhood of a crack in an elastic solid. Proc. Phys. Soc. London **187** (1946) S. 229–260.
- [34] SOMMER, E.: Der Bruchvorgang unter Manteldruck mit Überlagerung von Zug- und Torsionsspannungen. Diss. Univ. Freiburg 1966. SOMMER, E.: Das Bruchverhalten von Rundstäben aus Glas im Manteldruckversuch mit überlagerter Zugspannung. Glastechn. Ber. **40** (1967) S. 304–307.
- [35] SCHARDIN, H., MÜCKE, L. und STRUTH, W.: Bruchgeschwindigkeit von Gläsern. Glastechn. Ber. **27** (1954) S. 141–147.
- [36] SCHARDIN, H. und KERKHOF, F.: Ein neues Verfahren zur Bestimmung der Biegefestigkeit von Tafelglas. Glastechn. Ber. **28** (1955) S. 124–131.
- [37] STROH, A. N.: A theory of the fracture of metals. Adv. Phys. **6** (1957) S. 418–464, insbes. S. 454.
- [38] WESTERGARD, H. M.: Bearing pressures and cracks. J. appl. Mech. **6** (1939) S. 49–63.
- [39] WIEDERHORN, S. M.: Influence of water vapor on crack propagation in soda-lime glass. J. Amer. ceram. Soc. **50** (1967) S. 407–414. [Ref. Glastechn. Ber. **42** (1969) S. 143.] (48633)

DK 539.319:539.211:666.188:539.412.1

Thermisch induzierte Innenbrüche in Glasstäben

VON HANS BLAUDEL UND HERBERT RICHTER, Freiburg i. Br.

(Mitteilung aus dem Ernst-Mach-Institut der Fraunhofer-Gesellschaft, Freiburg i. Br.)

(Eingegangen am 9. Dezember 1968)

Durch thermisch induzierte Spannungen beim plötzlichen Erhitzen können in zylindrischen Glasstäben Brüche ausgelöst werden, die von der Stabachse aus radial nach außen verlaufen. Die Zerreispannungen für solche Innenbrüche werden abgeschätzt, Aufnahmen von Bruchflächen werden qualitativ gedeutet.

Beim herkömmlichen Zerreiversuch an Glasstäben beginnen Brüche immer an der Probenoberfläche; denn auch wenn keine künstliche Kerbe vorgegeben ist, sind immer zufällige Verletzungen an der Oberfläche vorhanden, die unter der Wirkung der äußeren Last Orte erhöhter Gefährdung darstellen. Es kommt dort zu Spannungskonzentrationen und zu einem bevorzugten chemischen Angriff der umgebenden Atmosphäre.

Bei Experimenten mit dem Ziel, die nur materialbedingte Festigkeit zu bestimmen, kommt es also darauf an, Versuche an Proben durchzuführen, die keine Verletzungen aufweisen und die keinem oder nur einem kontrollierbaren Einfluß des umgebenden Mediums ausgesetzt sind. Beide Bedingungen sind bei den üblichen Festigkeitsmessungen nur unvollkommen und mit großem experimentellen Aufwand zu erfüllen. Diese Schwierigkeiten können umgangen werden, wenn es gelingt, den Bruch im Inneren einer Materialprobe aus-

zulösen. Es hängt dann nur noch von den herstellungsbedingten Fehlern (mechanischen oder chemischen Ursprungs) in der Probe ab, inwieweit die molekulare Festigkeit bei Innenbruchversuchen angenähert werden kann.

SMEKAL und Mitarbeiter lieferten wohl die erste annähernd vollständige Beschreibung eines Innenbruchs (siehe z. B. MÜLLER [9], SMEKAL [10]). Dieser trat beim einachsigen Zugversuch an feuerpolierten Rundstäbchen aus Thüringer Geräteglas von etwa 1 mm Durchmesser auf. Besonders gute, fehlerfreie Oberflächen und eine grobe Fehlstelle im Stabinnern wurden für dieses sehr selten auftretende Ereignis verantwortlich gemacht. Es ist aber zu vermuten, daß überdies zufällige, vom Herstellungsprozeß stammende Restspannungen die Auslösung des Bruches im Stabinnern begünstigt haben.

Systematische Versuche zur Erzeugung von Innenbrüchen durch Fokussierung von Spannungsimpulsen