

- [5] LANSER, P. und SKALLA, N.: Hydratationsbeständige Magnesitsteine. Radex-Rdsch. 1953, Nr. 6, S. 40–43.
- [6] SCHULTE, K.: Über die Korrosion von Magnesitgittersteinen durch Alkalisulfate und SO_3 . Glastechn. Ber. 38 (1965) S. 457–461.
- [7] MÖRTL, G. und ZEDNICEK, W.: Über den Verschleiß von basischen Steinen in Regeneratorgitterungen von Glaswannen und SM-Öfen. Radex-Rdsch. 1965, Nr. 1, S. 406–417. [Ref. Glastechn. Ber. 38 (1965) S. 343.]
- [8] ZAHORKA, H.: Fortschritte in der basischen Zustellung von Glasschmelzwannenöfen. Radex-Rdsch. 1958, Nr. 3/4, S. 154–172.
- [9] HÜTTER, L.: Magnesitsteine für Glasschmelzöfen. Radex-Rdsch. 1955, Nr. 7, S. 592–603. [Ref. Glastechn. Ber. 30 (1957) S. 195.]
- [10] SKALLA, N., OVERKOTT, E. und KONOPICKY, K.: Die Prüfung chemisch gebundener basischer Steine. Tonind.-Ztg. 89 (1965) S. 55–60. [Ref. Glastechn. Ber. 39 (1966) S. 66.]
- [11] O. Verf.: Berichte der Österreichisch-Amerikanischen Magnesit-A. G., Radenthein. (Nicht veröffentlicht.)
- [12] HARDERS, F. und KIENOW, S.: Feuerfestkunde. Herstellung, Eigenschaften und Verwendung feuerfester Baustoffe. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1960. [Ref. Glastechn. Ber. 34 (1961) S. 555.] (43766)

DK 666.189.22:666.1.036.23

Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Herstellung von Stein- und Glaswolle in Blasdüsen II *)

Von ALFRED WALZ, Karlsruhe, und MANFRED MAYER, Weilbach

(Vortrag auf der 40. Glastechnischen Tagung am 11. Mai 1965 in Heidelberg)

(Eingegangen am 25. Januar 1966)

In Fortsetzung der im ersten Teil gewonnenen Kenntnisse über die Zerfaserung von Glas- und Gesteinsschmelzen in Blasdüsen werden die das Verziehen des Monofils beschreibenden Gesetze an einem praktischen Fall überprüft. Dabei zeigt die Rechnung gute Übereinstimmung mit dem aus Filmaufnahmen entnommenen Verlauf des Monofils. Reibungsbeiwerte, Wärmeübergangszahlen und Abkühlungszeiten eines dünnen Fadens werden für die bei der Zerfaserung herrschenden Verhältnisse mit der Grenzschichttheorie errechnet. Die Wirkungsweise der teilweise eng miteinander verknüpften Faktoren und Einflußgrößen auf den Zerfaserungsprozeß wird diskutiert. Diese Erkenntnisse erlauben dann Schlußfolgerungen für eine Optimierung des Prozesses und eine neue Konzeption der Blasdüse.

4. Anwendung der Theorie auf die Zerfaserung des Schmelzefadens

4.1. Vorgezogenes Monofil

Das Vorziehen des Monofils — der erste Abschnitt des Zerfaserungsvorganges — ist für den weiteren Verlauf der Zerfaserung ein wichtiger Faktor. Der Film, der bei gegebenen Anfangsbedingungen die experimentelle Kontur des vorgezogenen Monofils liefert, ermöglicht den Vergleich des Experimentes mit der Theorie. Die bei dem Vergleich zugrunde gelegte Theorie des vorgezogenen Monofils und der Strömung längs dünner Fäden gibt bei guter Übereinstimmung mit dem Experiment Aufschluß darüber, welche Änderungen der Einflußgrößen ein gutes Verziehen des Monofils begünstigen. Gleichzeitig zeigt diese Rechnung den Einfluß der Ziehstrecke sowie den Temperaturabfall des Monofils.

Die Radiusverteilung in Abhängigkeit der Lauflänge x wurde mit Hilfe des Auswertegeräts Lyntax-Analyser des Fraunhofer-Instituts, Mannheim, dem Film entnommen. Mit der aus dem Film ermittelten Radiusverteilung wurde mit unserer Theorie die Grenzschicht am Monofil berechnet. Die Rechnung für die laminare Grenzschicht wurde mit folgenden Werten durchgeführt:

$$T_{w(x=0)} = 1693 \text{ °K}, \quad T_\delta = 300 \text{ °K}, \quad \delta_{2(x=0)} = 0,$$

$$H_{\text{rot}(x=0)} = H = 1,572 \quad \text{und} \quad u_\delta = 80 \text{ m/s};$$

u_δ wurde aus einer Unterdruckmessung an der Platindüse bestimmt.

In Bild 19 sind die berechneten Werte δ/r_0 , Reibungsbeiwert c_f und Formparameter des Geschwindigkeitsprofils H über x aufgetragen.

Während bei der ebenen Platte ohne Wärmeübergang H konstant ($= 1,572$) bleibt und bei geheizter Wand fällt (siehe z. B. WALZ [13]), so steigt bei der

rotationssymmetrischen Grenzschicht im Falle der Außenströmung der Formparameter H mit wachsendem Wert von δ/r_0 an (Bild 19). Den Einfluß des Wärmeübergangs kann man dabei nur bei kleinen Werten von x und damit δ/r_0 erkennen, bei denen der Formparameter zuerst fällt.

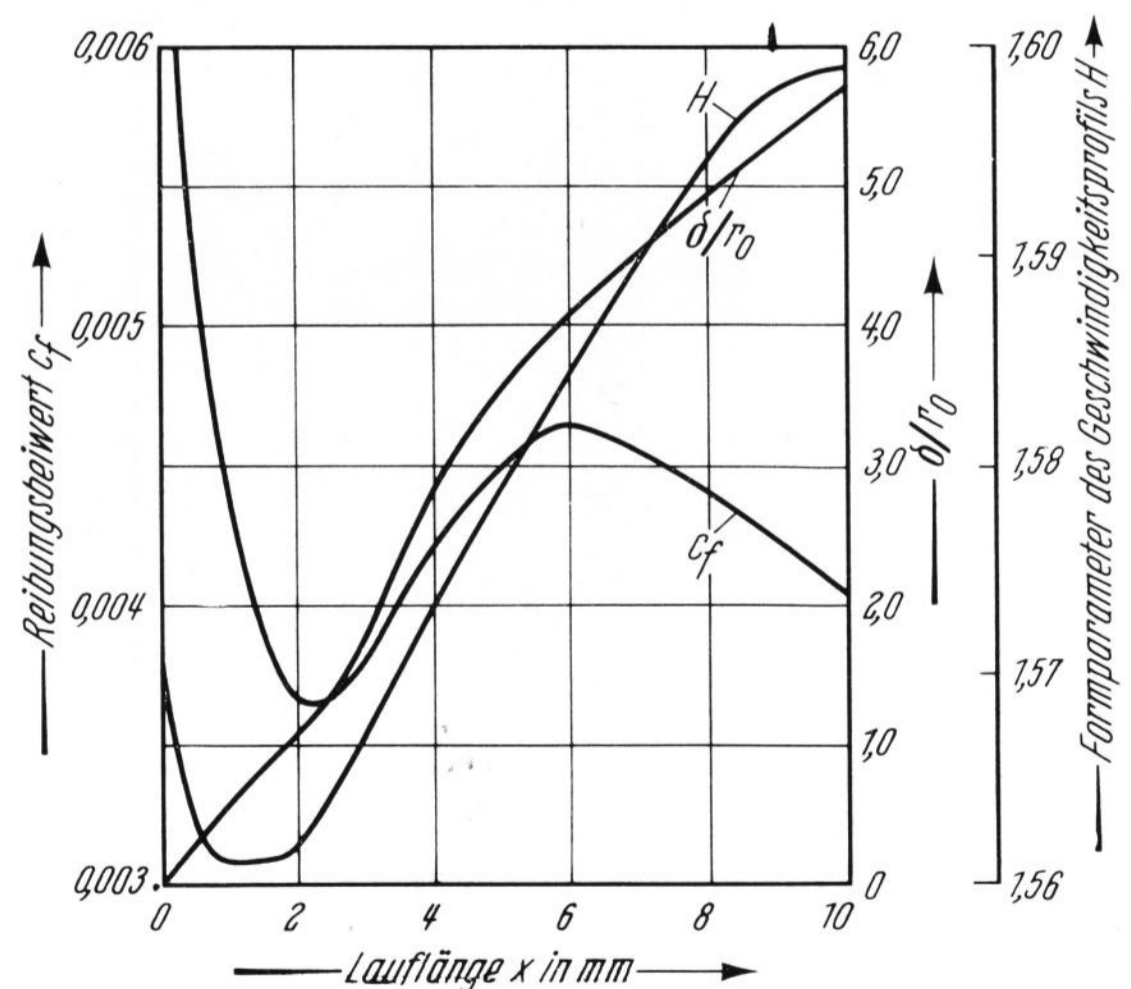


Bild 19. Verlauf der Grenzschichtgrößen entlang des Monofils.

Die Wärmeabgabe des Schmelzestrahles durch Konvektion wurde nach Gleichung (39) und durch Strahlung nach Gleichung (38) berechnet. Durch den geringen Temperaturgradienten längs der Wand hatte die Funktion $K(x)$ in Gleichung (52) einen sehr geringen Einfluß.

Bei der Berechnung der Temperaturabnahme wurde eine gleichmäßige Temperatur über den Querschnitt angenommen. Diese Annahme ist durch den geringen Temperaturabfall in x -Richtung möglich. Dann gilt:

$$Q_k + Q_{st} = c \cdot G \cdot \Delta T. \quad (55)$$

*) Fortsetzung aus Heft 8/1966.

Damit und mit den Werten von $G = 0,58 \cdot 10^{-3}$ kp/s (Messung bei der Filmaufnahme) und $c = 0,24$ kcal/kp°C wurde der Temperaturabfall errechnet. Bild 20 zeigt die Temperaturabnahme als Funktion der Lauflänge.

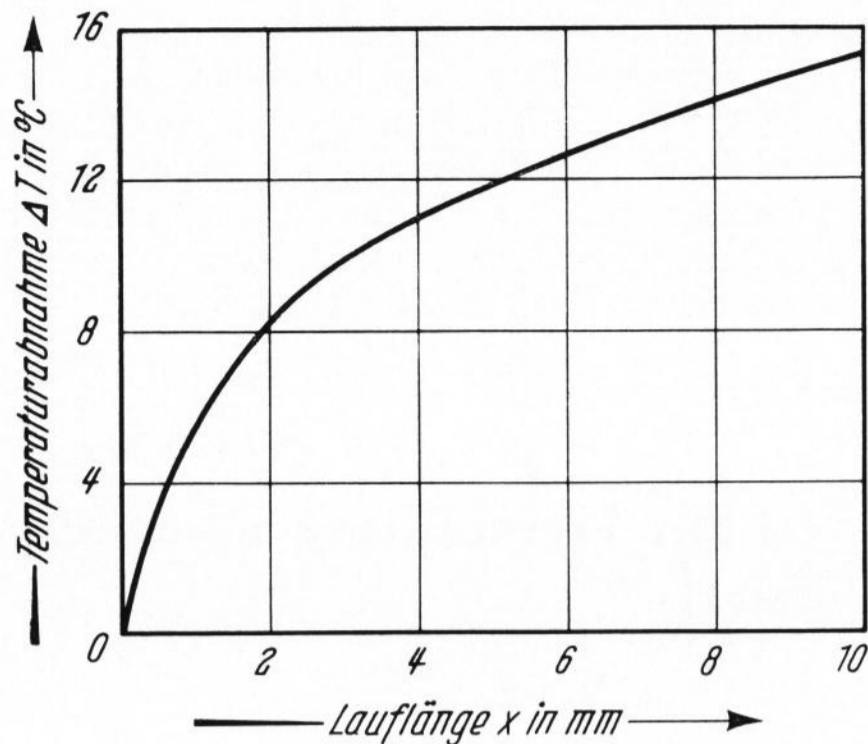


Bild 20. Temperaturabfall entlang des Monofils.

Die Werte von c_f und damit die Schubspannung τ_w sowie die Temperaturverteilung des Monofils ermöglichen mit Hilfe der Schrittformeln (Gleichungen (21) und (22)) die Berechnung der Kontur des Monofils. Dieser Rechnung liegen folgende Werte zugrunde:

Radius des Monofils bei $x = 0$: $r_0 = 0,9$ mm und Fadengeschwindigkeit bei $x = 0$: $U = 8,4$ cm/s.

Die Zähigkeit der Schmelze η wurde dem Diagramm von WINKLER (Bild 2) entnommen. In Bild 21 ist die berechnete Radiusverteilung in Abhängigkeit von x aufgetragen. Die eingetragenen Punkte stellen die aus dem Film entnommenen Werte dar.

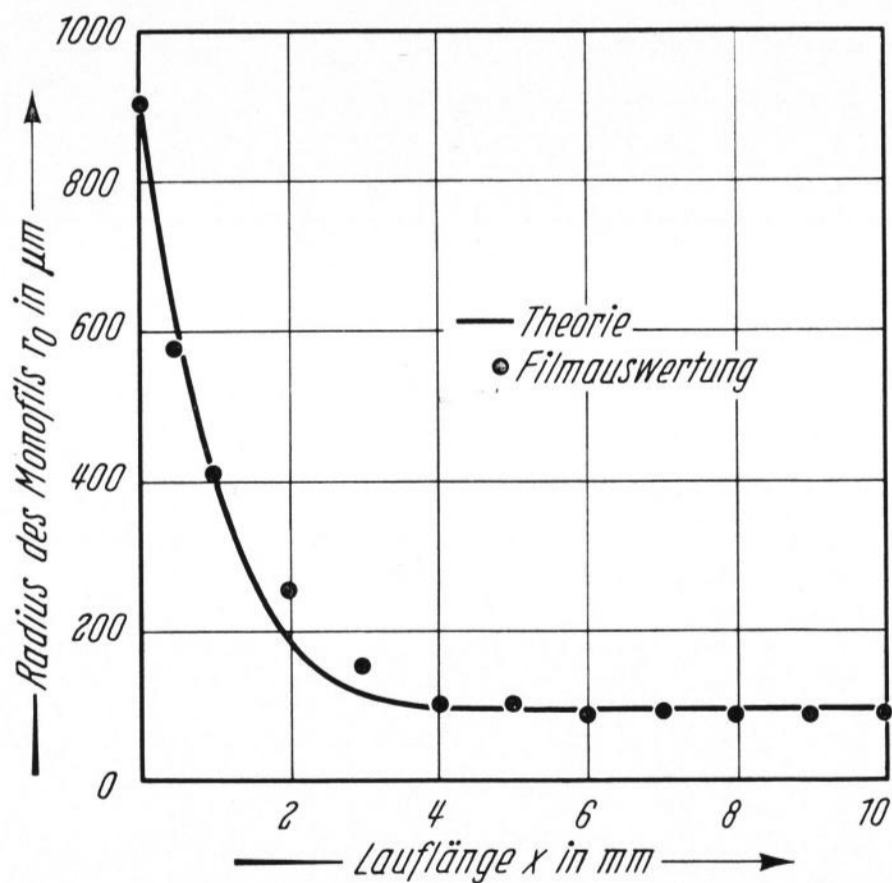


Bild 21. Radiusverteilung des Monofils über der Lauflänge x .

Im allgemeinen Fall, bei dem die Kontur des Monofils nicht bekannt ist, wird man so vorgehen, daß man zuerst die Grenzwerte für $r_0 = \text{konst.} = r_0(x=0)$ und anschließend die Radiusverteilung mit den Gleichungen (21) und (22) bestimmt. Eine zweite Grenzwertrechnung mit der gefundenen Radiusverteilung liefert dann die Werte für die endgültige Berechnung der Kontur des Monofils. Die Rechnung ergibt neben der guten Übereinstimmung von Theorie und Experiment zwei Hinweise für die Zerfaserung des Schmelzefadens:

1. Nach einer gewissen Lauflänge x (in dem eben behandelten Beispiel $x \approx 5$ mm) hat die weitere Ziehstrecke keinen Einfluß auf das Verziehen des Monofils, d. h. der Radius bleibt von dort an konstant.

2. Der Temperaturabfall des Monofils in Strömungsrichtung ist gering. Dadurch kann die Temperatur zu Beginn der Schleifenbildung und damit die Temperatur der Schleife selbst durch die Temperatur an der Platindüse gesteuert werden

Allgemein kann man den Gleichungen (21) und (22) durch Betrachtung der Funktionen ψ_1 und ψ_2 entnehmen, daß eine niedrige Viskosität, große Schubspannung und damit große Anströmgeschwindigkeit u_δ und geringer Durchsatz sich auf ein gutes Verziehen des Monofils günstig auswirken.

4.2. Abkühlung des Schmelzefadens

Durch Wärmeabgabe an die Umgebung sinkt die Temperatur des Schmelzestrahles in der Blasdüse. Dieser Temperaturabfall bewirkt eine Erhöhung der Viskosität, wodurch die weitere Verarbeitung des Schmelzestrahles zu Fasern stark in teils günstigem, teils ungünstigem Sinn beeinflusst wird. Einerseits setzt eine erhöhte Viskosität dem Ausziehen der Fäden einen erhöhten Widerstand entgegen, andererseits wird die Perlenbildung erschwert.

Im oberen Teil der Blasdüse, in dem der Schmelzestrahle noch als Monofil vorliegt, ist die Temperaturabnahme — wie im letzten Abschnitt gezeigt werden konnte — durch das Nachfließen von neuem Material mit hoher Temperatur sehr gering.

Die starke Abkühlung setzt erst in dem Bereich der Schleifenbildung ein, wo der Strahl schon aufgeteilt ist. Die Größenordnung der zum Abkühlen der Fasern zur Verfügung stehenden Zeit kann einen Hinweis vermitteln, welche Möglichkeiten zum Verziehen der Schleifen gegeben sind und wo die Grenzen liegen. Dabei ist klar, daß mit abnehmendem Radius, d. h. größer werdendem Verhältnis von Oberfläche zu Masse, die Abkühlung schneller voranschreitet. Um ein Bild über die Abkühlungsdauer dünner Fäden zu erhalten, soll für einen Faden von $10 \mu\text{m}$ Durchmesser und 25 mm Länge der zeitliche Verlauf der Abkühlung berechnet werden. Grundsätzlich ist mit der oben abgeleiteten Theorie die Berechnung der Abkühlung eines längsangeströmten Fadens mit beliebigem Durchmesser und beliebigen Anströmgeschwindigkeiten möglich. Da sich der Schleifenbildungsverlauf einer exakten Berechnung entzieht, wird mindestens eine Abschätzung der Abkühlungsdauer an Hand dieses Beispiels erkennen lassen, wie das Verziehen der Schleifen dadurch beeinflusst wird.

Die Rechnung wurde auf der Basis folgender Werte durchgeführt: Anströmgeschwindigkeit $u_\delta = 200$ m/s, Temperatur des Fadens zur Zeit $t = 0$ $T_w = 1623$ °K, Temperatur der Luft $T_\delta = 300$ °K, Dichte der Luft

$$\rho_\delta = 0,123 \frac{\text{kp s}^2}{\text{m}^4} \text{ und spezifische Wärme der Luft}$$

$$c_p = 0,24 \frac{\text{kcal}}{\text{kp}^\circ\text{C}} .$$

Für die Abkühlung zylindrischer Körper ergibt sich folgender mathematischer Ansatz [16] mit $\vartheta(x) = \text{konst.}$:

Differentialgleichung:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = a_w \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right), \quad (56)$$

Oberflächenbedingung:

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right)_{r=r_0} = - \frac{\alpha_w}{\lambda} \vartheta_{r=r_0}, \quad (57)$$

Anfangsbedingung:

$$\vartheta_{t=0} = \vartheta_c \text{ für } 0 < r < r_0, \quad (58)$$

mit

$$\vartheta = (T - T_\delta), \quad (59)$$

$$\vartheta_c = (T_w - T_\delta)_{t=0} \quad (60)$$

und

$$a_w = \frac{\lambda}{\alpha \rho}. \quad (61)$$

Die Wärmeübergangszahl α_w setzt sich aus einem Konvektions- und einem Strahlungsanteil zusammen:

$$\alpha_w = \alpha_k + \alpha_{st}. \quad (62)$$

Die Wärmeübergangszahl bei Strahlung lautet [16]:

$$\alpha_{st} = \frac{\left(\frac{T}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_\delta}{100}\right)^4}{T - T_\delta} C_D. \quad (63)$$

Die Wärmeübergangszahl α_k bei Konvektion kann nur durch eine Grenzschichtrechnung ermittelt werden. Aus Gleichung (39) ergibt sich:

$$\alpha_k = \left(1 + \frac{\frac{\kappa-1}{2} M_\delta^2}{1 - \frac{T}{T_\delta}}\right) \cdot \rho_\delta \cdot u_\delta \cdot c_p \cdot g \cdot c_f. \quad (64)$$

Da sich die Stoffwerte und die Hilfsfunktionen in den Grenzschichtgleichungen mit der Wandtemperatur des angeströmten Körpers ändern, muß die Grenzschichtrechnung für den Reibungsbeiwert c_f bei verschiedenen Werten der Wandtemperatur durchgeführt werden.

Das Glas mit der zugrunde gelegten chemischen Zusammensetzung wird bei etwa 700 °C fest und läßt sich dann nicht mehr verziehen, so daß α_w -Werte nur bis zu dieser Temperatur interessant sind.

Die c_f -Werte wurden für die laminare, rotations-symmetrische Grenzschicht bei Wandtemperaturen von 1400, 1100 und 800 °C ermittelt.

Für die Berechnung von α_w wurde ein Mittelwert von c_f gebildet, der in Tabelle 1 angegeben ist.

Die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahlen α_k , α_{st} und α_w von der Temperatur sind in Bild 22 dargestellt. Mit den Werten für die Wärmeleitahlen von grünem Flaschenglas nach [17], das in dieser Beziehung dem untersuchten Glas entspricht, läßt sich jetzt die Abkühlung des Fadens bestimmen.

Der Abkühlungsverlauf als Funktion der Zeit wurde mit der in [16] angegebenen Lösung der Gleichung (56) berechnet, wobei die Berechnung jeweils mit den Werten α_w und λ bei 1400, 1100 und 800 °C durchgeführt wurde, da die Lösung nur für konstante Stoffwerte gilt. Bild 23 zeigt den Abkühlungsverlauf mit den oben genannten Temperaturen als Parameter mit $\vartheta = \vartheta_{r=r_0} \approx \vartheta_{r=0}$.

Die Rechnung zeigt, daß nach einer Zeitdauer in der Größenordnung von 10^{-6} s die Temperatur auf 700 °C

Tabelle 1. Bildung des Mittelwerts (c_{f_m}) von c_f

$\frac{T_w}{T_\delta}$	5,577	4,577	3,577
c_{f_m}	0,00624	0,00611	0,00585

abgesunken ist, bei der Glas schon soweit erstarrt ist, daß kein Verziehen mehr möglich ist. Legt man für den aus der Schleife gezogenen Faden eine verhältnismäßig hohe Geschwindigkeit von 100 m/s zugrunde, so wäre schon nach 0,1 mm Weglänge der Faden so weit abge-

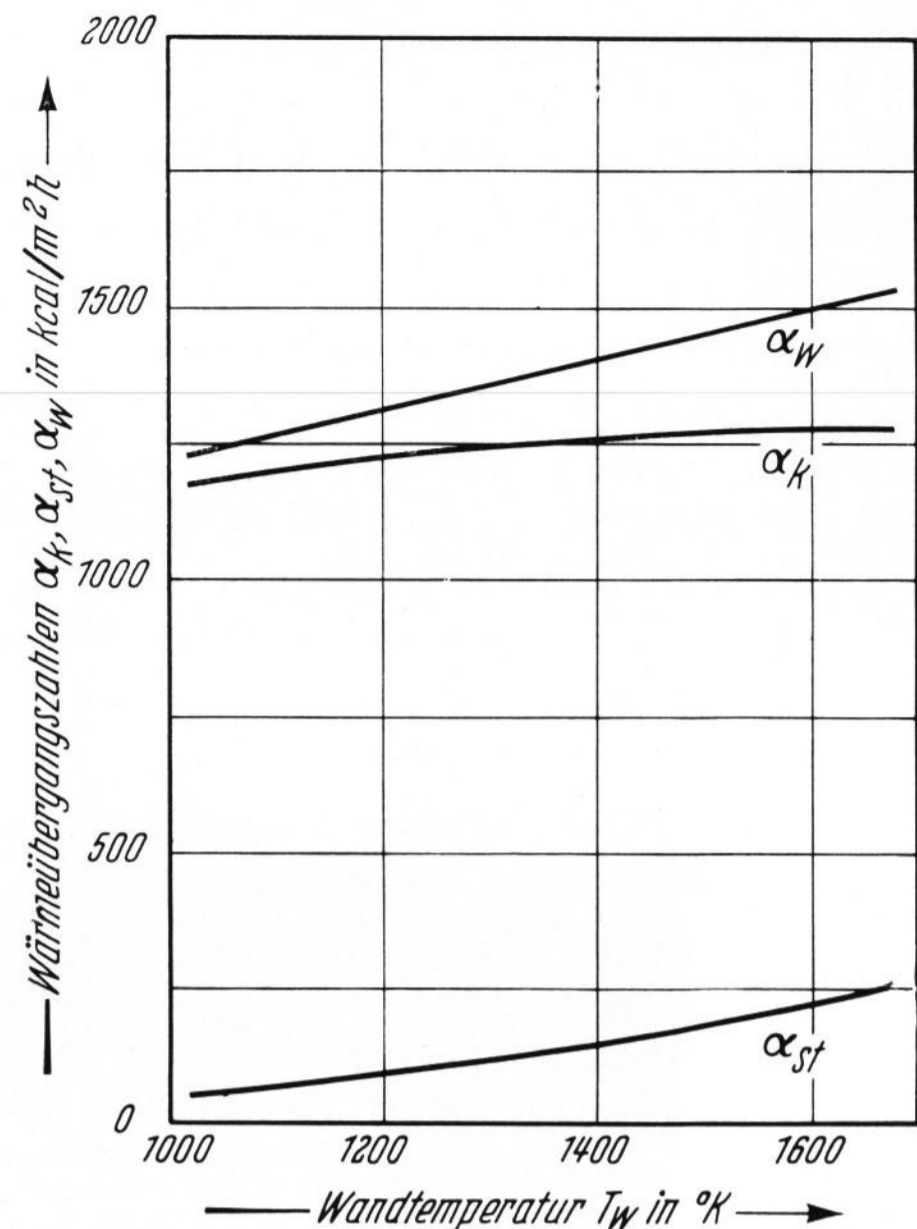


Bild 22. Wärmeübergangszahlen bei der Abkühlung eines feinen Fadens (Durchmesser 10 µm) als Funktion der Temperatur.

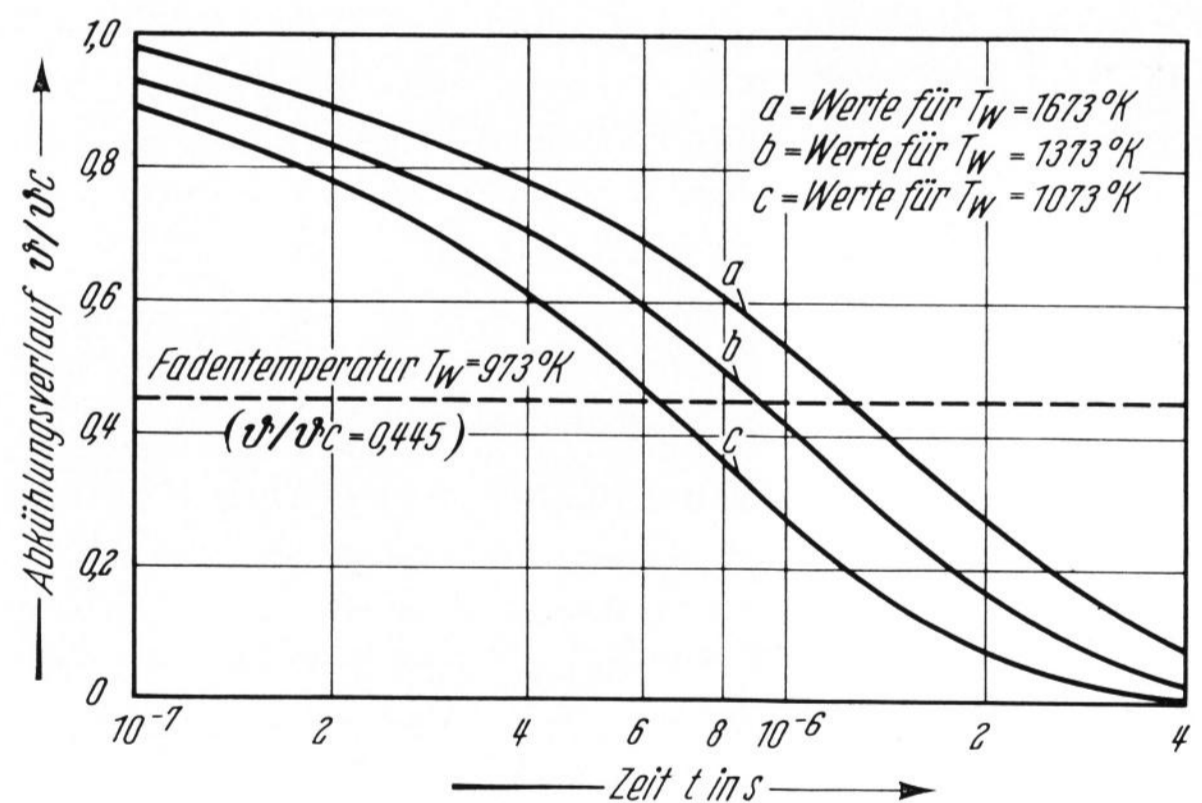


Bild 23. Abkühlung eines feinen Fadens (Durchmesser 10 µm) in Abhängigkeit von der Zeit.

kühlt, daß er nicht mehr verzogen werden kann. Dies bedeutet aber, daß die Art des Schleifenausziehens das Endprodukt entscheidend beeinflusst, da ein weiteres Verziehen des aus der Schleife entstehenden Fadens auch durch wiederholte Schleifenbildung nicht mehr möglich ist. Eine möglichst große Kraft beim Verziehen der Schleifen, die in erster Linie durch hohe Schubspannungen und damit hohe Geschwindigkeit an den Fäden der Schleifenenden erreicht werden kann, und ein geringer Viskositätsanstieg der Schleifenbogen während des Verziehvorganges würde einerseits das Verziehen zu feinen Fasern, andererseits ein vollständiges Verziehen der Schleifen begünstigen. Der nicht vollständig verzogene Schleifenrücken, selbst wenn er nicht mehr zur Perle zusammenschrumpft, birgt den Nachteil, als eine Art Rückstand das Endprodukt zu verschlechtern. Der Viskositätsanstieg des Schleifenbogens ist eine Folge

seiner Temperaturabnahme. Je geringer der Temperaturabfall des Schleifenbogens ist, desto kleiner ist auch bei gleicher Viskositäts-Temperatur-Kurve der Viskositätsanstieg. Die günstigste Lage des Schleifenbogens beim Verziehen wird in der Mitte des Blasdüsenkanals sein, wo die Geschwindigkeit am niedrigsten und damit auch der Temperaturabfall am geringsten ist.

5. Ergebnisse der Untersuchung und Vorschläge zur Verbesserung des Zerfaserungsprozesses

Die experimentelle Klärung des Zerfaserungsablaufes mit Hilfe der Hochfrequenzkinematografie und die für die einzelnen Zerfaserungsabschnitte aufgestellten Theorien, die teils eine gute Näherung, teils eine mindestens qualitative Abschätzung brachten, gewähren einen tieferen Einblick in das Zusammenspiel der einzelnen Parameter, die beim Düsenblasverfahren die Zerfaserung beeinflussen. Diese Kenntnisse eröffnen Möglichkeiten, den Fertigungsprozeß zu verbessern.

Ein mögliches Maß für die Wirtschaftlichkeit des Zerfaserungsprozesses beim Düsenblasverfahren ist der Ausstoß je Bohrung. Da andererseits eine bessere Qualität, die weitgehend vom Ausstoß beeinflusst wird, einen höheren Verkaufspreis erzielen kann, stellt eine Qualitätsverbesserung, die nicht auf Kosten des Ausstoßes geht, eine Steigerung der Wirtschaftlichkeit dar. Die Entscheidung, ob man zum Zweck einer Verbesserung einen größeren Ausstoß bei gleichbleibender Qualität oder eine bessere Qualität beim gleichen Ausstoß wählt, kann nur im Einzelfall entschieden werden. Dabei ist jedoch wichtig, festzuhalten, daß eine bestimmte Qualität (z. B. sehr feine Fasern) erst durch die genaue Kenntnis und die daraus folgende Verbesserung des Verfahrens erreicht werden konnte — unabhängig vom Grade der Wirtschaftlichkeit.

5.1. Der Einfluß der einzelnen Parameter auf den Zerfaserungsprozeß

Das Düsenblasverfahren kann als zweistufiger Prozeß angesehen werden, bei dem in der ersten Stufe das Verziehen des Monofil und in der zweiten Stufe die Bildung und das Verziehen der U-Schleifen erfolgt. Der Ausstoß — die in der Zeiteinheit zu zerfasernde Schmelzmenge — spielt in beiden Stufen eine entscheidende Rolle, ungeachtet der Tatsache, durch welche Mittel — niedrige Viskosität und kleine Bohrung oder hohe Viskosität und große Bohrung — dieser Ausstoß erzielt wurde. Der Anteil an unverzogenen Bestandteilen (Perlen) steigt aus folgenden Gründen mit zunehmendem Ausstoß:

1. Das Monofil wird bei höherem Ausstoß schlechter vorgezogen, dadurch steigt die Stärke der Schleifenbogen. Der dickere Schleifenbogen wird durch seine größere Masse unvollkommener ausgezogen, da die für das Ausziehen zur Verfügung stehende Zeitspanne durch den Temperaturabfall bis zur Verfestigung der Schmelze begrenzt ist. Der Bestand an unverzogenen Bestandteilen wird größer.
2. Die Zahl der U-Schleifen kann sich mit zunehmendem Ausstoß vergrößern, so daß mehr Schleifenbögen anfallen, die nicht vollständig verzogen werden. Gleichzeitig wird die Gefahr des Anschlagens an den Flanken des Blasdüsenkanals mit höherer Belastung größer.

Bei sehr kleinem Ausstoß wird das Monofil rasch abgekühlt und erreicht am Austritt des Blasmediums eine so hohe Viskosität, daß eine Schleifenbildung ganz unterdrückt wird und ein sehr langer Faden anfällt, der von Zeit zu Zeit abreißt. Dazu muß jedoch an der Platindüse eine niedrige Temperatur herrschen. Erhöht man die Temperatur an der Platindüse und damit den Ausstoß, wird der Abfall an sich bildenden Schleifen größer, der Perlengehalt steigt, und die Fasern werden kürzer und feiner.

Temperatur und Bohrungsdurchmesser sind für den Ausstoß mitbestimmend. Betrachtet man bei gleichem Ausstoß den Einfluß der Temperatur, d. h. der Viskosität der Schmelze, des Bohrungsdurchmessers der Platindüse, ergeben sich folgende Punkte:

1. Bei hoher Temperatur und damit kleinerem Bohrungsdurchmesser wird das Monofil besser ausgezogen, da eine niedrigere Zähigkeitskraft dem Verziehen entgegenwirkt. Der Schleifenbogen selbst hat eine höhere Temperatur und kann deshalb schneller zur Perle schrumpfen. Durch die hohe Temperatur des Bogens ist aber auch die Möglichkeit gegeben, aus der Schleife einen dünneren Faden zu ziehen.
2. Bei niedriger Temperatur und größerem Bohrungsdurchmesser wird durch das schlechter vorgezogene Monofil der U-Bogen dicker und kälter. Die Gefahr der Perlenbildung geht zurück, dafür steigt die Stärke des aus der Schleife gezogenen Fadens.

Eine Anweisung für die optimale Einstellung von Temperatur und Bohrungsdurchmesser kann damit nicht gegeben werden. Diese Größen müssen innerhalb der vom Ausstoß festgelegten Qualitätsgrenzen dem gewünschten Endprodukt angepaßt werden. Diese Überlegungen lassen erkennen, daß unabhängig davon, wie man den Ausstoß erzielt, eine Schmelze mit flacher Viskositäts-Temperatur-Kurve besonders in der zweiten Stufe Vorteile bringt, da die Schleifenbögen länger verzogen werden können. Eine niedrige Oberflächenspannung kann zur Erschwerung der Perlenbildung ebenfalls nützlich sein.

Das Verziehen des Monofil und der Schleifen wird durch die Reibungskräfte bewirkt. Bestimmend für die Reibungskräfte sind die an der Oberfläche des Fadens angreifenden und von der Strömung übertragenen Schubspannungen τ_w . Die Schubspannung τ_w ist z. B. bei laminarer Grenzschicht proportional $u_\delta^{3/2}$ (u_δ = Relativgeschwindigkeit zwischen Blasmedium und Faden): $\tau_w \sim u_\delta^{3/2}$.

Eine Geschwindigkeitssteigerung erhöht die Reibungskräfte und trägt damit zu einem besseren Verziehen bei. In der ersten Stufe wird durch eine höhere Geschwindigkeit das Monofil zu niedrigerem Durchmesser vorgezogen, während in der zweiten Stufe das Verziehen der U-Schleifen begünstigt wird und sich ein geringerer Durchmesser des aus der Schleife gezogenen Fadens einstellt. Eine Erhöhung der Geschwindigkeit ist in jedem Falle erstrebenswert, da diese nicht wie die Temperatur der Schmelze und wie der Bohrungsdurchmesser der Platindüse mit dem Ausstoß in wechselseitiger Beziehung steht.

Dies bedeutet aber, daß man im Betrieb den Blaskanal möglichst eng halten soll, damit sich die Schleifenenden im Bereich der hohen Geschwindigkeit des Blas-

mediums befinden. Je enger der Blaskanal eingestellt wird, desto schmaler wird die Zone, in der eine niedrige Geschwindigkeit herrscht, die von der angesaugten Luft herrührt.

Die Rechnung für das vorgezogene Monofil zeigte den Einfluß der Ziehstrecke in der ersten Stufe. Danach hat sich schon nach kurzer Lauflänge der Enddurchmesser des Monofils ergeben. Eine Verlängerung dieser Einlaufstrecke bis zum Blasmittelaustritt bringt keine Vorteile. Man kann im Gegenteil daran denken, diese Strecke noch etwas zu kürzen, um bei kleinen Störungen in der Strömung der angesaugten Luft ein Anschlagen des Schmelzestrahles an den Wänden des Einlaufkanals zu erschweren.

Etwas komplexer ist der Einfluß der Blaskanallänge. Aus der Abkühlungsrechnung war zu ersehen, daß der aus der Schleife gezogene Faden schon nach sehr kurzem Weg abgekühlt ist. Ein weiteres Verziehen dieses Fadens ist auch mit größerer Blaskanallänge nicht mehr möglich. Diese Überlegung muß jedoch nicht auf das Verziehen der U-Schleifenbogen zutreffen. Der U-Schleifenbogen wandert während des Verziehens in der Mitte des Blaskanals nach unten und kühlt durch seine verhältnismäßig große Masse langsamer als die aus ihm gezogenen Fäden aus. Die Abkühlung ist dazu noch kleiner, weil die Geschwindigkeit in der Mitte am kleinsten ist und die abgeführte Wärmemenge stark von der Geschwindigkeit abhängt. Der Bogen kann also das Ende des Blaskanals in einem Zustande erreichen, in dem er noch verziehfähig ist, besonders dann, wenn die Schleifenbildung erst im mittleren oder unteren Teil des Blaskanals erfolgte. In diesem Falle befinden sich die Schleifenteile, an denen die Reibungskräfte angreifen, unterhalb der Blasdüse in einem Strömungsbereich, in dem die hohe Geschwindigkeit, die in der Nähe der Wand herrschte, durch die turbulente Vermischung mit der Umgebungsluft stark abgebremst wurde. Die Reibungskräfte nehmen ab, und der Schleifenbogen wird möglicherweise nicht vollständig verzogen oder kann sich bei entsprechender Viskosität noch zur Perle verformen. Eine Verlängerung des Blasdüsenkanals wird sich beim Verziehen der Schleifenbogen vorteilhaft auswirken, denn der Geschwindigkeitsverlust durch Reibung an der Wand ist bei weitem kleiner als die Geschwindigkeitsverluste durch die turbulente Vermischung mit der Umgebungsluft.

Die Länge der Fasern im Endprodukt ist beim Düsenblasverfahren in starkem Maße von deren Durchmesser abhängig. Je dünner der Faden gezogen wird, desto kürzer wird er. Diese Relation folgt aus der Entstehungsart der Fasern, die aus der Schleife gezogen werden. Die an der engsten Stelle des Fadens im Fadenquerschnitt herrschenden Spannungen ergeben sich aus den am ausgezogenen Faden angreifenden Reibungskräften:

$$\sigma_s \pi r^2 = 2 \pi r \tau_w l, \quad (65)$$

also ist

$$\sigma_s = \frac{l}{r} 2 \tau_w. \quad (66)$$

Ein Reißen des Fadens tritt dann ein, wenn σ_s einen bestimmten, vom Material abhängigen Wert $\sigma_{s_{zul}}$ überschreitet. Setzt man in erster Näherung $\tau_w = \tau_{w_{mittel}} = \text{konst.}$, so kann man ersehen, daß bei Überschreiten

eines bestimmten Verhältnisses von Länge zu Radius der Faden reißt. Man wird also bei größerem Radius einen längeren Faden erhalten.

Die Temperatur des Blasmediums wird den Fadenziehvorgang so beeinflussen, daß eine höhere Temperatur die Abkühlung des aus der Schleife gezogenen Fadens verzögert. Die Temperatur der Schleifenbogen, die sich im Bereich der angesaugten Luft (in der Mitte des Blaskanals) befinden, wird dadurch jedoch nicht merklich beeinflusst. Geringere Temperaturerhöhungen des Blasmediums um 200 oder 300 °C werden — gemessen an den aufzuwendenden Kosten — keine Verbesserung bedeuten.

5.2. Vorschläge zur Verbesserung des Zerfaserungsprozesses

Die Kenntnis des Zerfaserungsvorganges und die Wirkungsweise der einzelnen Parameter in diesem Prozeß sind richtungsweisend für die Gestaltung der Blasdüse und die Wahl des Gemengematerials.

Für die Ausbildung des Einlaufkanals der Blasdüse, der sich nach unten bis zum Blasmittelaustritt erstreckt — oben als erste Stufe bezeichnet — lassen sich folgende Richtlinien aufstellen:

Die Länge des Einlaufkanals soll möglichst kurz gehalten werden, und zwar in der Größenordnung von 5 bis 6 mm. Der Einlafradius des Kanals ist möglichst klein zu wählen (2 bis 3 mm), um die Blasdüse nahe an die Platindüse heranzubringen, so daß sich ein enger Spalt zwischen Platindüse und Blasdüse bildet. Dadurch erreicht man an der Platindüse eine hohe Geschwindigkeit der von der Blasdüse angesaugten Luft, die ein einwandfreies Absaugen der Schmelze von der Platindüse gewährleistet.

Die Erhöhung der Geschwindigkeit im Einlaufkanal bei gleicher Kanalbreite, die ein besseres Verziehen des Monofils bewirkt, ist durch einen der Blasdüse angeschlossenen Diffusor möglich. Durch diesen Diffusor, bei dem am Austritt Atmosphärendruck herrscht, wird im Einlaufkanal ein erhöhter Unterdruck erzeugt. Da die Luft aus der Umgebung angesaugt wird, muß sich damit auch die Geschwindigkeit im Kanal erhöhen. Bei der Auslegung des Diffusors wird man am besten die von FERNHOLZ [18] angegebene Berechnung für den optimalen Diffusor heranziehen.

Die Erhöhung der Geschwindigkeit im Blasdüsenkanal ist die wirkungsvollste Maßnahme zur Beeinflussung des Zerfaserungsprozesses. Dabei kommt es in der Hauptsache darauf an, daß die Zone niedriger Geschwindigkeit sehr schmal ist und die Schleifenenden frühzeitig und mit Sicherheit in den Bereich der hohen Geschwindigkeit gelangen. Dieser Effekt kann durch zwei konstruktive Maßnahmen erreicht werden:

1. Die Blasdüsenanteile werden sehr nahe zusammengedrückt, so daß sich ein enger Kanal einstellt.
2. Die Richtung des Blasmittelstrahles wird durch eine geeignete Blasschlitzform so beeinflusst, daß das Blasmittel rasch zur Mitte des Kanals gelenkt wird.

Eine konstruktive Lösung für die beiden Forderungen zur Erhöhung der Geschwindigkeit erreicht man z. B. auf folgende Weise: Man führt die Begrenzungsflächen der Blasmittelmündung als Viertelkreisbogen aus, so daß die untere Begrenzungsfläche in der Flanke

Tabelle 2. Vergleich der Qualität des Endproduktes vor und nach der konstruktiven Verbesserung der Blasdüse

	bisher übliche Blasdüse schlitzförmig	verbesserte Blasdüse schlitzförmig	verbesserte Blasdüse kreisförmig mit nachgeschaltetem rotations-symmetrischem Diffusor
Ausstoß in p je Bohrung und min	24	24	24
Druck des Blasmediums in atü	4	4	2
mittlerer Faserdurchmesser . .	7,5 μm	5,5 μm	3,8 μm
Perlengehalt			
< 0,25 mm . .	9,0%	7,0%	14,7%
> 0,25 mm . .	13,0%	4,4%	2,8%
insgesamt	22,0%	11,4%	17,5%

des Blaskanals ausläuft. Die obere Begrenzungsfläche wird nur soweit zu dem Blaskanal geführt, daß Flanken und Lippen der Blasdüse eine Linie bilden. Dadurch tritt der Blasmittelstrahl unter einem Winkel gegen die Vertikale in den Blaskanal ein. Infolge des Coanda-Effekts legt sich der Blasmittelstrahl an die untere Begrenzungsfläche an, strömt entlang des unteren Viertelkreisbogens und wird in die Vertikale umgelenkt.

7. Schrifttum

- [1] KLINGHOLZ, R. und EBERLE, H.: Mineralfasern. Ullmanns Encyklopädie der technischen Chemie. 3. Aufl., 12. Bd. München, Berlin: Urban & Schwarzenberg 1960. S. 537.
- [2] SLAYTER, G.: Method of making glass wool. USA-Pat. Nr. 2175225. Ausgeg. 11. 10. 1934.
- [3] WINKLER, H. G. F. und EULER, R.: Über die Viskositäten von Gesteins- und Silicatschmelzen. Glastechn. Ber. **30** (1957) S. 325–332.
- [4] DE DANI, A. und JELLYMAN, P. E.: A study of glass-fibre forming process by means of high speed ciné and flash photography. Glass Technol. **41** (1957) S. 276 T–282 T.
- [5] BRAGINSKI, K. J.: Die Mechanik des senkrechten Tafelglasziehens. Steklo i Keram. **19** (1962) S. 7–12.
- [6] TROUTON, F. T.: On the coefficient of viscous traction and its relation to that of viscosity. Proc. Roy. Soc. **77** (1906) S. 426–444.
- [7] SCHLICHTING, H.: Grenzschichttheorie. Karlsruhe: Braun 1958.
- [8] O. Verf.: Hütte. Des Ingenieurs Taschenbuch. Bd. I. 28. Aufl. Hrsg. v. Akademischen Verein e. V., Berlin. Berlin: Ernst 1955.
- [9] MILLIKAN, C. B.: The boundary layer and skin friction for a figure of revolution. Trans. Amer. Soc. of Mech. Engrs. **54** (1932) S. 29–39.
- [10] WALZ, A.: Beitrag zur Näherungstheorie kompressibler turbulenter Grenzschichten. DVL-Bericht 1959, Nr. 84.
- [11] WALZ, A.: Zur näherungsweise Berechnung von Grenzschichten in kompressibler Strömung. IV. Teilbericht. St. Louis (Frankreich): Direction des Etudes et Fabrication d'Armement 1947.
- [12] WALZ, A.: Beitrag zur Näherungstheorie der Strömungs- und Temperaturgrenzschichten. Habilitationsschrift TH Karlsruhe 1957.
- [13] WALZ, A.: Beitrag zur Näherungstheorie kompressibler turbulenter Grenzschichten. II. Teil: Berechnung der universellen Funktionen und Beispiele. DVL-Bericht 1960, Nr. 136.
- [14] MAYER, M.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über die Zerfaserung thermoplastischer Stoffe in Blasdüsen. Diss. TH Karlsruhe 1964.
- [15] WALZ, A.: Compressible turbulent boundary layers. Editions du Centre National de la Recherche Scientifique, Paris, **VII** (1962) Nr. 108.
- [16] GRÖBER, H. und ERK, S.: Die Grundlagengesetze der Wärmeübertragung. 3. neubearb. Aufl. v. U. GRIGULL. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1955. [Ref. Glastechn. Ber. **29** (1956) S. 265.]
- [17] HUHMANN-KOTZ, I.: Über den Energietransport in Glasschmelzen. Glastechn. Ber. **32** (1959) S. 189–197.
- [18] FERNHOLZ, H.: Theoretische Untersuchung zur optimalen Druckumsetzung in Unterschalldiffusoren. Diss. TH Karlsruhe 1961.
- [19] HARTREE, D. R.: On an equation occurring in Falkner and Skan's approximate treatment of the equations of the boundary layer. Proc. Cambridge phil. Soc. **23** (1937) S. 223–232.
- [20] MANGLER, W.: Zusammenhang zwischen ebenen und rotationssymmetrischen Grenzschichten. Zeitschr. f. angew. Mech. u. Math. **28** (1948) S. 97–103.
- [21] LIGHTHILL, M. J. und GLAUERT, M. B.: The axisymmetric boundary layer on a long thin cylinder. Symposium on boundary layer effects in aerodynamics (1955) Nr. 2.
- [22] PROBSTEIN, R. F. und ELLIOTT, D.: The transverse curvature effect in compressible-axially symmetric laminar boundary layer flow. J. aeron. Sci. **23** (1956) S. 208–224, 236.
- [23] ECKERT, H. U.: Simplified analysis of turbulent boundary layer development along cylindrical surface with variable free stream mach number. J. aeron. Sci. **21** (1954) S. 695–706.
- [24] CROCO, L.: Sullo strato limite laminar nei gas lungo una lamina plana. Rend. Math., Univ. Roma **V** (1951) Nr. 2.

Bei der bisher üblichen Blasdüsenkonstruktion, bei der der Blasmittelstrahl parallel zu den Düsenkanalflanken austritt, verhindern die über die Flanken vorspringenden Blasdüsenlippen (vgl. Bild 1) ein optimales Zusammenfahren der Blasdüse.

Die Länge des Blaskanals muß in jedem Fall so gewählt werden, daß beim Austritt der Fadenenden aus dem Blaskanal der U-Schleifenbogen schon abgekühlt bzw. verzogen ist. Je nach den Eigenschaften des zu zerfasernden Materials ergibt sich für den Blaskanal eine Länge von 40 bis 50 mm.

6. Schlußbetrachtung

Abschließend kann gesagt werden, daß mit den vorgeschlagenen strömungstechnisch-konstruktiven Verbesserungen für die Blasdüse ein echter Fortschritt in der Qualität des Endproduktes erreicht wurde. Dies wird durch den in Tabelle 2 durchgeführten Vergleich veranschaulicht. Die Versuche, die die angeführten Ergebnisse brachten, wurden für die schlitzförmigen Blasdüsen im Betrieb durchgeführt. Die Platindüse hatte 57 Bohrungen mit einem Bohrungsdurchmesser von 1,4 mm. Die Versuche mit der kreisförmigen Blasdüse wurden an der Versuchsapparatur, die in Bild 4 gezeigt ist, durchgeführt. Die Platindüse war mit einer Bohrung von 1,4 mm Bohrungsdurchmesser versehen. Der Ausstoß wurde bei den drei Blasdüsentypen konstant gehalten. Der Blasdüsenkanal hatte einen Durchmesser von 5 mm und eine Länge von 25 mm. Der nachgeschaltete, rotationssymmetrische Diffusor wurde nach [18] ausgelegt und hatte eine Länge von 150 mm mit einem Enddurchmesser von 15 mm.

- [25] VAN DRIEST, E. R.: Turbulent boundary layer in compressible fluids. *J. aeron. Sci.* **18** (1951) S. 145.
- [26] WIEGHARDT, K.: Über einen Energiesatz zur Berechnung laminarer Grenzschichten. *Ing. Arch.* **16** (1948) S. 243–249.
- [27] LUDWIG, H. und TILLMANN, W.: Untersuchungen über die Wandschubspannungen in turbulenten Reibungsschichten. *Ing. Arch.* **17** (1949) S. 288–299.
- [28] SCHLICHTING, H.: Der Wärmeübergang an einer längs-angeströmten ebenen Platte mit veränderlicher Wandtemperatur. *Forsch. Ing. Wes.* **17** (1951) S. 1–18. [Ref. *Glastechn. Ber.* **24** (1951) S. 183.]
- [29] ECKERT, E. R. G., EICHHORN, R. und EDDY, T. L.: Measurement of temperature profiles in laminar and turbulent axisymmetric boundary layers on a cylinder with non-uniform wall temperature. *ARL Techn. Note* 60–161 (1959).
- [30] TRUCKENBRODT, E.: Ein Quadraturverfahren zur Berechnung der laminaren und turbulenten Reibungsschicht bei ebener und rotationssymmetrischer Strömung. *Ing. Arch.* **20** (1952) S. 211–228.
- [31] ROTTA, J.: Schubspannungsverteilung und Energie-dissipation bei turbulenten Grenzschichten. *Ing. Arch.* **20** (1952) S. 195–207. (43675)

Kurzbeitrag

DK 543.422.25:539.163:546.623:539.194
666.113.623'311'284

²⁷Al-Kernresonanzuntersuchungen an Alkali-Alumosilicatgläsern

VON WERNER MÜLLER-WARMUTH*), WINGOLF POCH**) und
GERHARD WOLFGANG SCHULZ***)

(Eingegangen am 21. Juni 1966)

Die Ergebnisse zahlreicher Untersuchungen an $\text{Me}_2\text{O}(\text{MeO})\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ -Gläsern [1] wurden allgemein durch tetraedrische Koordination im $\text{Me}_2\text{O}(\text{MeO})$ -reichen Gebiet, und durch das Vorliegen von $[\text{AlO}_6]$ neben $[\text{AlO}_4]$ bei Molverhältnissen $\text{Me}_2\text{O}/\text{Al}_2\text{O}_3 < 1$ gedeutet. Es ist aber noch kein direkter Nachweis dafür erbracht worden. Auch fügen sich nicht alle Befunde zwanglos in dieses Bild ein [2]. Darüberhinaus kommt LACY auf Grund geometrischer Überlegungen zu entgegengesetzten Schlüssen über den Al-Einbau [3].

Eine experimentelle Möglichkeit, Aussagen über die Nahumgebung von Aluminium in Gläsern zu erhalten, bietet die magnetische Kernresonanz [4]. Da ²⁷Al einen Kernspin 5/2 besitzt, zeichnen sich die Aluminiumresonanzspektren je nach Symmetrie der Umgebung durch mehr oder weniger starke Quadrupolverbreiterungen aus. Im Rahmen einer umfangreicheren Untersuchung, deren erste Ergebnisse hier mitgeteilt werden, wurden die Spektren von Alkali-Alumosilicatgläsern mit $\text{Me}_2\text{O}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -Verhältnissen von 0 bis 2 gemessen. Das Meßverfahren und das benutzte Festkörper-Kernresonanzspektrometer wurden bereits an anderer Stelle beschrieben [4, 5]. Im Gegensatz zu konventionellen Methoden wurden die Absorptionskurven direkt registriert und nicht deren Ableitungen. Die vorliegenden Messungen erfolgten bei einer Frequenz von 11,3 MHz (einige auch bei 19 MHz); das entspricht einem Magnetfeld von etwa 10 kGauß. Einige Ergebnisse zeigen die Bilder 1 bis 3.

Die Resonanzkurven besitzen keine Struktur und sind alle nach größeren Magnetfeldwerten hin in charakteristischer Weise asymmetrisch verbreitert. Die mittleren Halbwertsbreiten lagen in $\text{K}_2\text{O-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ -Gläsern bei 11 Gauß, in $\text{Na}_2\text{O-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ -Gläsern bei 16 Gauß und in $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ -Gläsern über 35 Gauß. Das Maximum der Resonanz ist gegenüber der Resonanzstelle H_L des Al^{3+} -Ions in Lösung systematisch nach höheren Feldwerten hin verschoben. Pulvern, Abschrecken und Tempern der Gläser hatte so gut wie keinen Einfluß.

Die Spektren zeigen qualitativ, daß sich die Nahordnung in keinem der Gläser mit der einer wenig gestörten oktaedrischen bzw. tetraedrischen Konfiguration kristalliner Verbindungen vergleichen läßt¹⁾. Die charakteristische Kurvenform und die Verschiebung des Maximums läßt sich am ehesten durch eine starke Abweichung der elektrischen

*) Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz, und EURATOM CCR, Ispra (Italien),

**) Max-Planck-Institut für Silikatforschung, Würzburg,

***) Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz.

¹⁾ Außer Gläsern wurden im Rahmen dieser Untersuchung auch eine Anzahl von kristallinen Stoffen studiert (vgl. [8]).

Feldgradienten am Orte der ²⁷Al-Kerne von der Rotations-symmetrie erklären. In der Literatur wurden kürzlich Berechnungen der Kurvenform für Quadrupolaufspaltungen 2. Ordnung bei Pulverproben mit Asymmetrieparametern bis zu $\eta = 1$ angestellt [6], die zu vergleichbaren Linienstrukturen führen. Auch ist für Gläser anstelle eines und desselben, durch die benachbarten Ionen erzeugten, inhomogenen elektrischen Feldes an den Orten aller Aluminiumkerne eine mehr oder weniger breite Verteilung in Betracht zu ziehen.

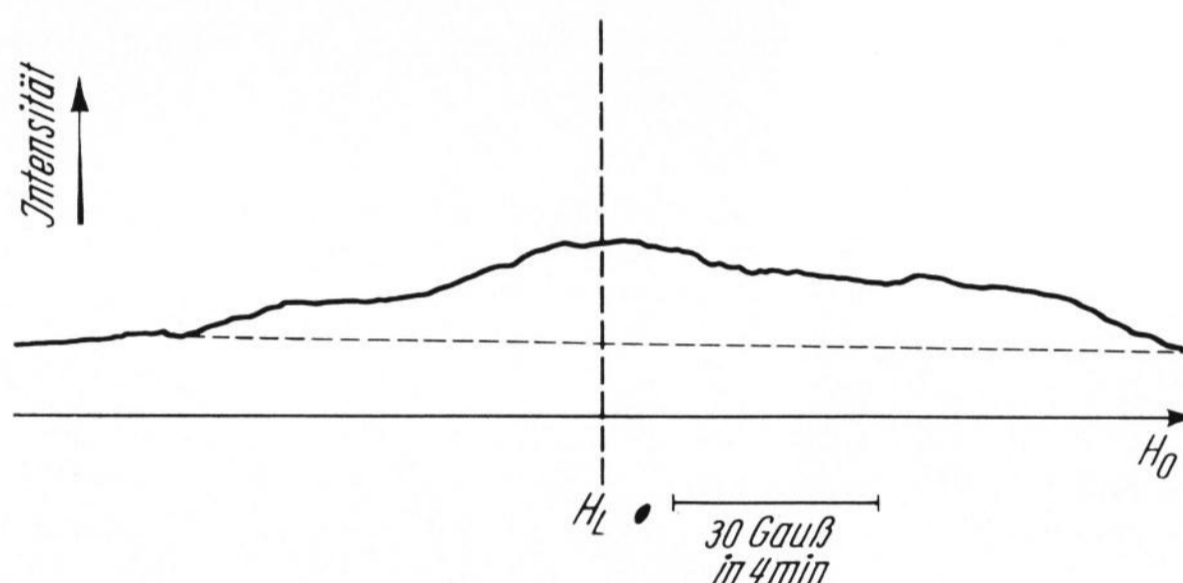


Bild 1. ²⁷Al-Resonanz eines Glases mit 30 Mol-% Al_2O_3 , 70 Mol-% SiO_2 bei 11,3 MHz.
Weitere Erklärungen im Text.

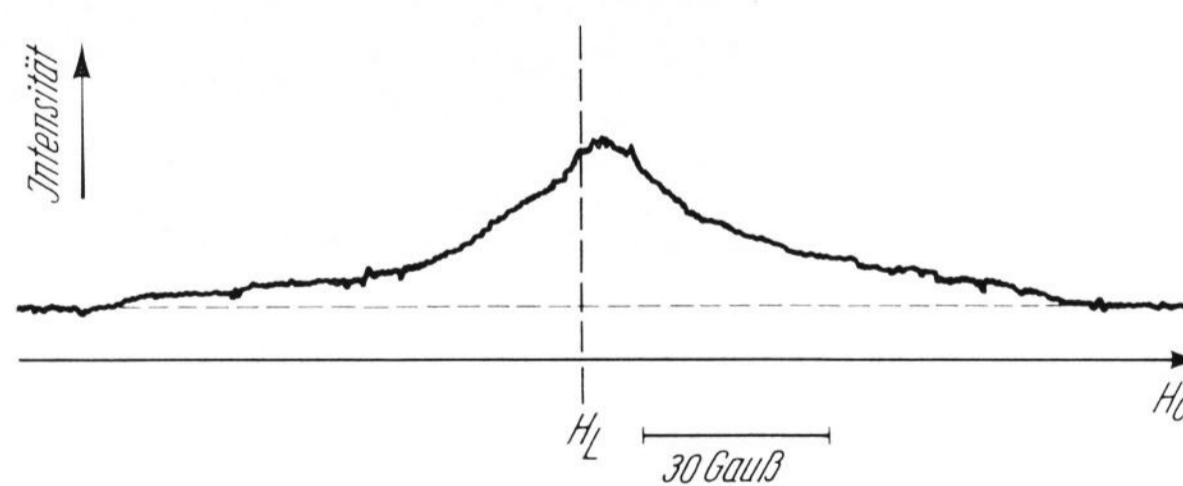


Bild 2. ²⁷Al-Resonanz eines Glases mit 17 Mol-% Na_2O , 28 Mol-% Al_2O_3 , 55 Mol-% SiO_2 bei 11,3 MHz.

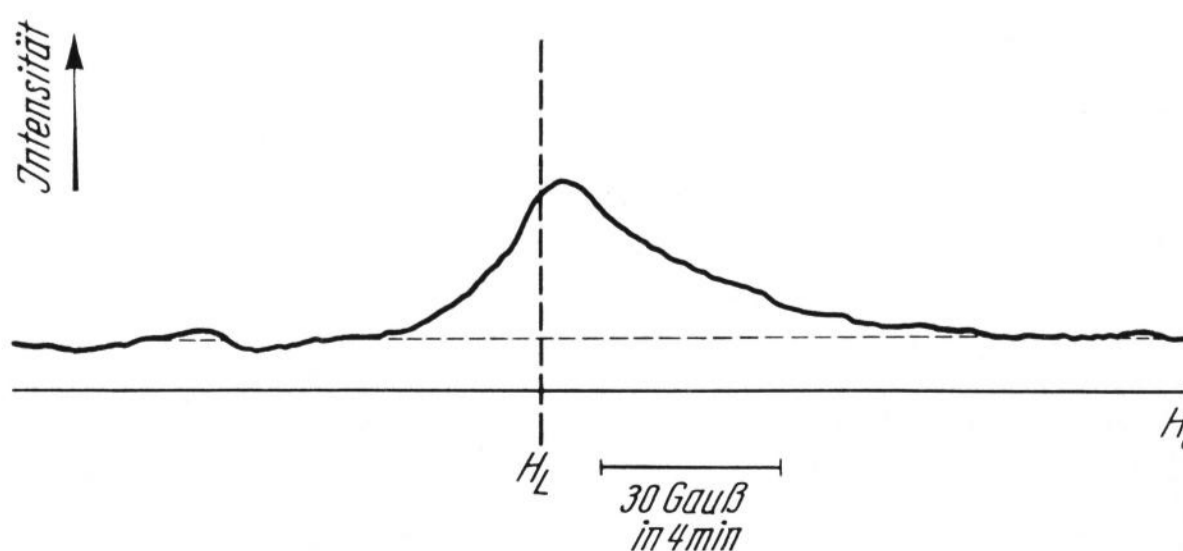


Bild 3. ²⁷Al-Resonanz eines Glases mit 30 Mol-% Na_2O , 20 Mol-% Al_2O_3 , 50 Mol-% SiO_2 bei 11,3 MHz.