

Über die optischen Eigenschaften des Quarzes bei den Wellenlängen 8—20 μ

Von Werner Stein

(Mit 16 Abbildungen)

Einleitung

Quarz ist eine im Ultrarot besonders gründlich untersuchte Substanz. Die folgenden Literaturzitate berücksichtigen nur die für die Einordnung der hier mitgeteilten Messungen wesentlichen und neueren Arbeiten¹⁾.

Das ultrarote Reflexionsspektrum des kristallinen Quarzes ist von 1—300 μ durchgängig bekannt. Reinkober (1) bestimmte es von 1—15 μ , Liebisch und Rubens (2) von 15—300 μ , wobei allerdings sein Verlauf für Wellenlängen größer als 20 μ durch die wenigen mit Reststrahlen erreichbaren Meßpunkte nur näherungsweise dargestellt ist. Dagegen bestand für das Durchlässigkeitspektrum eine Lücke zwischen den Messungen von Drummond (3) von 1—7,5 μ und denen von Barnes (4) zwischen 25 und 135 μ . Über das Zwischengebiet gab es nur eine kurze Bemerkung in einer älteren Arbeit aus dem Jahre 1899. Rosenthal (5) wies in ihr darauf hin, daß eine 0,1 mm dicke kristalline Quarzplatte zwischen 10 und 20 μ durchlässig ist, mit einem Maximum von 35% bei 16 μ . Zu Beginn der hier mitgeteilten Messungen war dieser Hinweis in Vergessenheit geraten. Sie nahmen vielmehr ihren Ausgang von einer zufälligen Beobachtung. Es zeigte sich, daß im Grundspektrum einer Spektrometerapparatur für Untersuchungen im langwelligen Ultrarot ein scharfes und starkes Maximum bei 17 μ auftrat, obwohl sich 0,4 mm dicker kristalliner Quarz im Strahlengang befand, die bisher übliche Filtersubstanz zur Absorption der Wellenlängen von etwa 5—30 μ . Wurde auch die Erscheinung in diesem Fall durch ein Laminargitter mit einem Intensitätsmaximum bei 17 μ im Spektrum 1. Ordnung verstärkt, zeigte sie doch die Möglichkeit und ein praktisches Interesse für genauere Durchlässigkeitsmessungen in diesem Gebiet.

1) Ausführliche Literaturangaben bei Cl. Schaefer u. F. Matossi, Das ultrarote Spektrum, Berlin 1930. S. 314; M. Czerny u. H. Röder, Erg. d. exakt. Naturwiss. 17. S. 99. Berlin 1938.

So ergab sich die Aufgabe, unter Verwendung hinreichend dünner Quarzplatten und Berücksichtigung des bei kristallinem Quarz auftretenden Dichroismus im Wellenlängenbereich von etwa 8—20 μ Durchlässigkeitsmessungen zu machen. Hieraus waren, auch unter Heranziehung von Reflexionsmessungen, Schlüsse auf die optischen Konstanten zu ziehen. Der amorphe Quarz war wenigstens so weit zu berücksichtigen, daß er sich mit dem kristallinen in den Hauptzügen vergleichen ließ.

Für 0,07 mm dicken amorphen Quarz hatte Reinkober (1) bei 11 μ eine Durchlässigkeit von 30% gefunden. Genauere Messungen mit zum Teil hoher Auflösung wurden bis 13,5 μ von Parlin (6) ausgeführt. Er benutzte dabei sehr dünne Schichtdicken bis hinab zu 1,5 μ . Sonst schließen sich wie beim kristallinen Quarz die Arbeiten (3) und (4) an das Wellenlängenintervall dieser Arbeit an. Das Reflexionsvermögen des amorphen Quarzes findet man für die Wellenlängen 1—15 μ bei Reinkober (1), von 8—24 μ bei Matossi und Bluschke (7).

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß Coblentz bei 0,001 mm dickem Glas nicht näher gekennzeichnete Zusammensetzung bei der Wellenlänge 11 μ ein Durchlässigkeitsmaximum von 70% fand¹⁾.

Die experimentelle Anordnung. In der Abb. 1 ist der Strahlengang in der Apparatur skizziert. Als Strahlenquelle wurde ein Auerbrenner benutzt. Zunächst beseitigte als einziges Filter Kampferruß auf einer Zaponlackhaut die sichtbare und kurzwellige ultrarote Strahlung, machte sich aber auch noch im Meßbereich mit etwa 50% Absorption bemerkbar. Mit einer 0,18 mm dicken Glasklappe²⁾ hinter dem Rußfilter wurde der Strahlung der Weg zum Empfänger versperrt oder freigegeben. Sie ließ die vom Auerbrenner ausgestrahlte starke CO₂-Bande bei 4,2 μ noch zum größten Teil (etwa 80%) durch, so daß kurzwellige Streustrahlung dieses und kürzerwelligen Ursprungs kaum zur Geltung kommen konnte. Für die Wellenlängen größer als 8 μ war die Klappe völlig undurchlässig.

Da es nützlich erschien, die Durchlässigkeitsmessungen mit eigenen Reflexionsmessungen vergleichen zu können, denen die gleiche Wellenlängenzuordnung und spektrale Auflösung zukommt, wurde hinter dem die Lichtquelle auf den Spalt abbildenden Hohlspiegel (Brennweite $f = 25$ cm, Durchmesser $d = 8$ cm) eine Reflexionsvorrichtung angebracht. Auf einer Grundplatte war ein ebener Aluminium-

1) Vgl. die Monographie von J. Lecomte, *Le spectre infrarouge* S. 189. 1929.

2) Glasplatten dieser Dicke sind bis zur Größe 120 × 120 mm von der Firma Deutsche Spiegelglas A.-G., Grünenplan, erhältlich.

spiegel und eine mehrere Millimeter dicke Quarzplatte aufgekittet. Beide hatten 5 cm Durchmesser und konnten mit genau gleicher räumlicher Orientierung ihrer Oberflächen vor eine Blendenöffnung in den Strahlengang gedreht werden. Der Reflexionswinkel betrug ungefähr 5° .

Da der ordentliche und außerordentliche Strahl im Quarz getrennt und möglichst direkt untersucht werden sollten, wurde un-

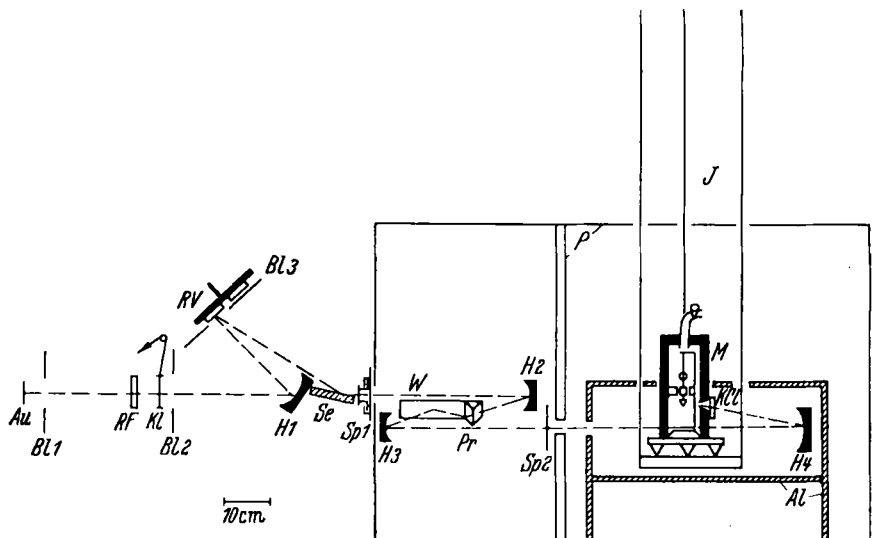


Abb. 1. Strahlengang.

| | |
|---|--|
| <i>Au</i> Auerbrenner | <i>Sp</i> Eingangsspalt mit Präparatträger, bzw. Ausgangsspalt |
| <i>Bl</i> Blenden | <i>Pr</i> Prisma |
| <i>RF</i> Rußfilter | <i>W</i> Wadsworthspiegel |
| <i>KL</i> Glasklappe mit Schnurzug | <i>M</i> Mikroradiometer |
| <i>H</i> Hohlspiegel | <i>KCl</i> Sylvinfenster |
| <i>RV</i> Reflexionsvorrichtung mit Quarz- und <i>Al</i> -Spiegel | <i>J</i> Juliussche Aufhängung |
| <i>Se</i> polarisierender Selenspiegel | <i>P</i> Pappkästen |
| | <i>Al</i> Aluminiumkasten |

mittelbar vor dem Spektrometer-Eingangsspalt ein Selenspiegel als Polarisator angebracht. Von den beiden möglichen Orientierungen der Spiegelnormale wurde die gewählt, bei der der reflektierte elektrische Lichtvektor bei der Reflexion am Prisma in die Einfallsebene zu liegen kam, so daß dort nicht durch höhere Reflexion ein vermeidbarer Intensitätsverlust eintrat.

Zur spektralen Zerlegung wurde ein Prismenspektrometer mit Hohlspiegeloptik verwandt. Beide Hohlspiegel besaßen 35 cm Brennweite und 5 cm Durchmesser und waren im Vakuum mit Aluminium

bedampft worden, wie alle Hohl- und Planspiegel dieser Anordnung. Für den Wellenlängenbereich bis $14,5 \mu$ wurde ein Sylvinprisma benutzt, ab $14,5 \mu$ ein KBr-Prisma. Näheres über die Prismen folgt im Abschnitt über die Wellenlängenbestimmung.

Auf der der Lichtquelle zugewandten Seite des Eingangspaltes befanden sich Gleitschienen für einen Schlitten, der die Quarzpräparate trug. Dieser Schlitten besaß drei Öffnungen mit kreiszylindrischen Fassungen zur Aufnahme der Präparatsträger, die sich darin leicht drehen ließen, so daß der Quarz beliebig gegenüber der Polarisationsrichtung gedreht werden konnte. Die Quarzplatten befanden sich so direkt vor dem Spalt. Mit einem Stahlseilzug konnte der Schlitten vom Platz des Beobachters aus verschoben werden.

Der Spektrometer-Ausgangsspalt wurde mit einem Hohlspiegel ($f = 20 \text{ cm}$, $d = 9 \text{ cm}$) auf das Empfängersystem abgebildet. Als Empfänger diente ein Mikroradiometer üblicher Form mit einer 5 mm dicken KCl-Platte als Fenster.

Die Quarzplatten. Es wurden 5 kristalline Quarzplatten zwischen 10 und 160μ Dicke benutzt. Sie waren von der Firma Dr. Steeg & Reuter, Homburg v. d. H., hergestellt. Die Dünnscheibe bedeckte eine freie Öffnung von 8 mm, die übrigen eine von 15 mm. Sie waren parallel zur optischen Achse geschnitten. Die Lage des kristallographischen Achsenkreuzes wurde zwischen gekreuzten Nichols bestimmt. Zur genauen Dickenbestimmung wurde polarisiertes Licht einer Bogenlampe nahezu senkrecht an den Quarzplatten reflektiert und dann in einem Spektrometer untersucht. Die Lage und Zahl der Interferenzstreifen im sichtbaren, kontinuierlichen Spektrum wurde graphisch ausgewertet. Diese Messungen lieferten für die Platten I—V folgende Dicken:

| | |
|-----|----------------------|
| I | $157,8 \pm 3 \mu$, |
| II | $83,0 \pm 2 \mu$, |
| III | $36,2 \pm 1 \mu$, |
| IV | $20,7 \pm 0,5 \mu$, |
| V | $12,8 \pm 0,5 \mu$. |

Der Wert für die Platte V befindet sich in hinreichender Übereinstimmung mit dem Ergebnis einer Dickenmessung durch Flächen- und Gewichtsbestimmung. Dabei wurden $13,5 \mu$ erhalten.

Die Zuordnung der optischen Achse zu einer bestimmten Richtung des kristallographischen Achsenkreuzes ergab sich prinzipiell aus dem bekannten Unterschied der Brechungsindizes des ordentlichen und außerordentlichen Strahles für sichtbares Licht. Für den größeren Brechungsindex des außerordentlichen Strahles mußten die Interferenzstreifen enger liegen. Der Effekt war nur sehr klein und

unsicher nachweisbar, wie es bei dem kleinen Unterschied der Brechungsindizes (noch nicht 1%) zu erwarten war. Jedoch läßt ein Vergleich der Reflexionsmessungen mit Messungen anderer Autoren [(1) und (2)] und die enge Analogie der Durchlässigkeitsmessungen zu diesen die Zuordnung nicht zweifelhaft erscheinen.

Zur Prüfung der Dickenvariation wurden die Kurven gleicher Dicke im Lichte einer Natriumdampflampe sichtbar gemacht. Gegenüber der gemessenen Dicke in der Mitte der Platten ergaben sich Dickenvariationen bis zu $1,5\ \mu$ bei den dünneren, bis zu $3\ \mu$ bei den dickeren Platten. Die Platten wurden vor dem Spalt mit ihrer optischen Achse einmal parallel und einmal senkrecht zum linear polarisierten Lichtvektor gestellt, so daß bei beiden Messungen verschiedene Gebiete der Platten durchstrahlt wurden. Die Lage der Höhenlinien zeigte aber, daß die mittleren Dicken in beiden Fällen sich nur um geringe Bruchteile der maximalen Dickenvariation unterscheiden konnten.

Zur Aufnahme des Durchlässigkeitsspektrums von Quarzglas wurde eine Platte von $48,7 \pm 1\ \mu$ Dicke verwandt.

Die Wellenlängenbestimmung. Das KCl-Prisma, das bis $14,5\ \mu$ benutzt wurde, hatte einen brechenden Winkel $\varphi = 54^\circ 52,8' \pm 0,5'$, eine Basis $b = 41\ \text{mm}$ und eine Höhe $h = 50\ \text{mm}$. Beim KBr-Prisma für die Messungen über $14,5\ \mu$ waren $\varphi = 60^\circ 24,0' \pm 0,5'$, $b = 56\ \text{mm}$ und $h = 49\ \text{mm}$. Zur Eichung des Spektrometers wurden als Brechungsexponenten für Sylvin die Werte von Paschen (8), für KBr die Werte von Korth (9) benutzt. Die Werte von Korth mußten von 38°C auf Zimmertemperatur umgerechnet werden, da die Prismen nicht geheizt wurden. Der Temperaturkoeffizient ist aber bisher nur für $\lambda = 5460\ \text{\AA}$ bekannt, wo er $-0,000036$ beträgt (9). Seine Verwendung im Ultraroten ist nicht ohne weiteres berechtigt, wie die Messungen an NaCl und KCl von Liebreich (10) zeigen. Danach dürfte er im Bereich von $10\text{--}20\ \mu$ eher kleiner sein. Benutzt man ihn aber als maximale Korrektur, so fällt die Abänderung der Brechungsexponenten noch in das von Korth für die Wellenlängengenauigkeit angegebene Fehlerintervall $\pm 0,1\text{--}0,2\ \mu$. Deshalb wurde zunächst so verfahren.

Der zur Eichung notwendige Brechungsindex für die Na-D-Linie wurde für das KBr-Prisma aus dem brechenden Winkel und dem Minimum der Ablenkung nach eigenen Messungen bestimmt. Er betrug bei 20°C $1,5602 \pm 0,0002$. Dieser zur Eichung benutzte Wert liegt höher als der aus den Messungen Gyulais interpolierte (11). Die Interpolation ergab für Zimmertemperatur den Wert $1,5591$. Das deutet vielleicht darauf hin, daß die aus dem Schmelzfluß künstlich

gewonnenen KBr-Kristalle in ihren optischen Eigenschaften ein wenig variieren (das KBr-Prisma bestand wie die von Gyulai und Korth aus solchem Material vom Göttinger I. Physikalischen Institut). Als Grund kämen Verunreinigungen oder Spannungsdoppelbrechung in Frage. Für den zweiten Grund spricht, daß das KBr-Prisma zwischen gekreuzten Nichols deutlich Doppelbrechung zeigte. Dieselbe Erscheinung zeigte auch das KCl-Prisma.

Zur Kontrolle wurde die Eichung im Ultraroten mit Banden bekannter Wellenlänge verglichen. Dazu wurde mit dem KCl-Prisma die Absorption des Äthylalkohols bei $11,2\ \mu$ und die CO_2 -Bande der Zimmerluft bei $15\ \mu$ untersucht, letztere auch mit dem KBr-Prisma. Der Vorschlag, die Alkoholabsorption wegen ihrer Schärfe zur Eichung zu verwenden, stammt von Shearin und Plyler (12), die diese Absorption mit hoher spektraler Auflösung ausgemessen haben. Die Nachprüfung der KCl-Eichung mit einem Tropfen Alkohol zwischen zwei KBr-Platten ergab, daß sie an dieser Stelle um $0,1\ \mu$ von den berechneten Wellenlängen abwich. Verschob man die ganze Wellenlängenskala um $0,1\ \mu$ nach kürzeren Wellen, so ergab sich auch Übereinstimmung mit der CO_2 -Bande der Zimmerluft bei $15\ \mu$.

Zur Kontrolle der Eichung des KBr-Prismas wurde dieselbe CO_2 -Bande untersucht. In ihr findet man bei schwacher Auflösung 4 Absorptionstellen bei $13,9$, $14,97$, $15,4$ und $16,2\ \mu$ (13). Die letzten drei wurden mit dem KBr-Prisma beobachtet und ergaben, daß die berechneten Wellenlängen um $0,5\ \mu$ zu klein waren. Es liegt nahe, anzunehmen, daß diese Abweichung im Ultraroten mit der oben erwähnten Diskrepanz der Berechnungsindizes für die Na-Linie im Zusammenhang steht, besonders, da auch hier eine Erhöhung des Brechungsexponenten die Übereinstimmung verbessern würde. Durch eine Verschiebung der Wellenlängenskala um $0,5\ \mu$ ergab sich auch Übereinstimmung für das Reflexionsmaximum des außerordentlichen Strahles bei $19,25\ \mu$ mit der Lage des entsprechendenden Maximums bei Korth (9), aufgenommen mit einer interferometrisch geeichten Apparatur.

Da nach Anbringung dieser Korrekturen auch die Lage des Durchlässigkeitsminimums für den ordentlichen Strahl bei $14,35\ \mu$ für beide Prismen übereinstimmte, wurden die so ermittelten Wellenlängen der Darstellung der Meßergebnisse zugrunde gelegt. Der Fehler der endgültigen Zuordnung dürfte $\pm 0,1\ \mu$ nicht überschreiten.

Meßmethode und Ergebnisse. Die Empfindlichkeit des Mikroradiometers zeigte sich abhängig von der Stellung der Drahtschleife im Magnetfeld. Deshalb wurde vor jeder Meßreihe das Mikroradiometersystem durch dauernde Bestrahlung mit einer von einem Akku-

mulator gespeisten Taschenlampenglühbirne in die empfindlichste Stellung gebracht. Andernfalls konnte die Empfindlichkeitsvariation einen bei genauer Proportionalität zur Intensität z. B. 30 mm großen Ausschlag maximal um 5% vergrößern. Im Maximum der Empfindlichkeit war ihre Veränderlichkeit klein genug, um vernachlässigt zu werden.

Bei gleicher Wellenlänge wurden abwechselnd Messungen mit leerem Präparatträger und Quarzträgern gemacht. Dadurch war es

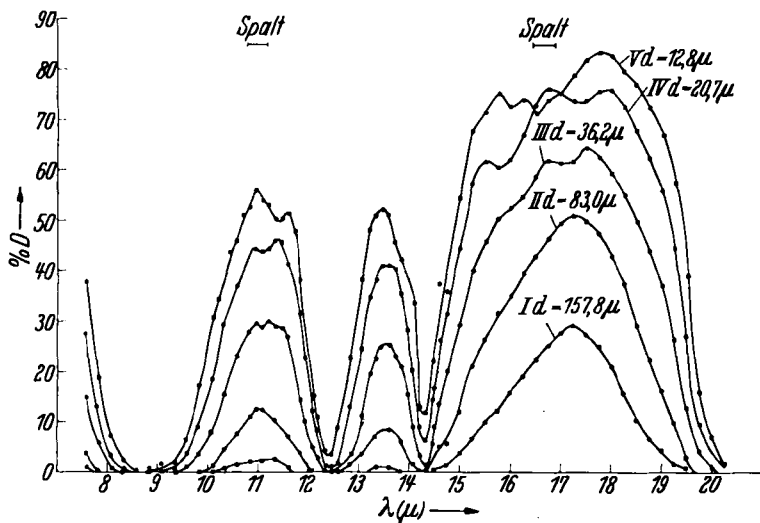


Abb. 2. Durchlässigkeit kristalliner Quarzplatten verschiedener Dicke d für den ordentlichen Strahl. Bei $14,5 \mu$ Prismawechsel

weitgehend sichergestellt, daß die Intensitätsänderungen nur durch Quarz bedingt waren.

Die Meßpunktdichte wurde dem Kurvenverlauf angepaßt, d. h. sie ist in der Umgebung der Extremwerte von Durchlässigkeit und Reflexion am größten. Auf die Spaltbreite kamen mindestens zwei Meßpunkte.

Die ermittelten Ergebnisse der Durchlässigkeitsmessungen am kristallinen Quarz sind in Abb. 2 und 3 dargestellt. Abb. 2 zeigt sie bei den 5 Platten für den ordentlichen Strahl, der elektrische Vektor stand senkrecht zur optischen Achse. Dasselbe zeigt Abb. 3 für den außerordentlichen Strahl, nachdem also die Platten vor dem Spalt um 90° gedreht waren. Zum Vergleich damit sind die eigenen Reflexionsmessungen in Abb. 4 und 5 wiedergegeben. Diese sind bereits darauf korrigiert, daß der zum Vergleich benutzte Aluminiumspiegel

nicht ganz 100% reflektierte. Die geringe Abweichung von 100% wurde durch die Hagen-Rubenssche Beziehung $(1 - R)^2 = 0,365^2 \frac{r}{\lambda(\mu)}$

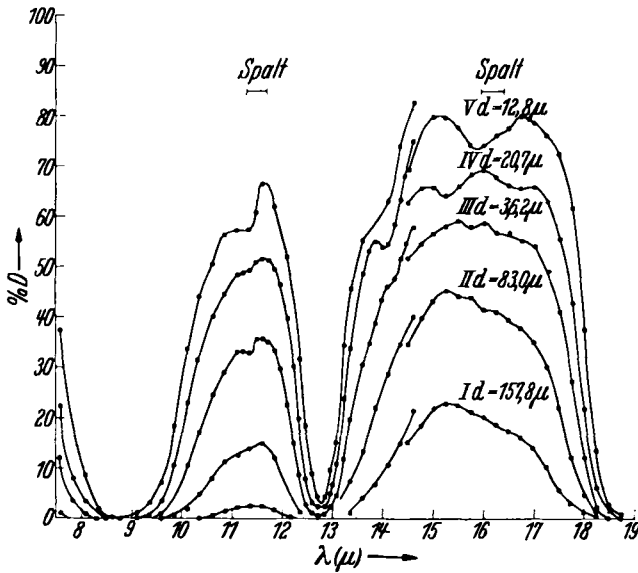


Abb. 3. Durchlässigkeit kristalliner Quarzplatten verschiedener Dicke d für den außerordentlichen Strahl. Bei $14,5 \mu$ Prismawechsel

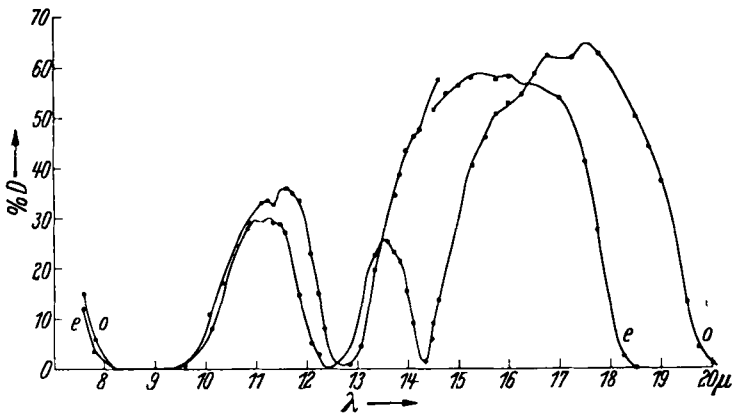


Abb. 3a. Gegenüberstellung der Durchlässigkeitsmessungen an Platte III ($d = 36,2 \mu$) für den ordentlichen (o) und außerordentlichen (e) Strahl zur Verdeutlichung des Dichroismus

korrigiert, mit einem spezifischen Widerstand $r = 0,027 \text{ Ohm} \cdot \text{mm}^2/\text{m}$. Abb. 6 zeigt die Durchlässigkeit der amorphen Quarzplatte.

Die eingezeichneten Werte sind Mittelwerte aus mehreren Messungen. Außer der eben genannten für die Reflexion enthalten sie keine Korrekturen.

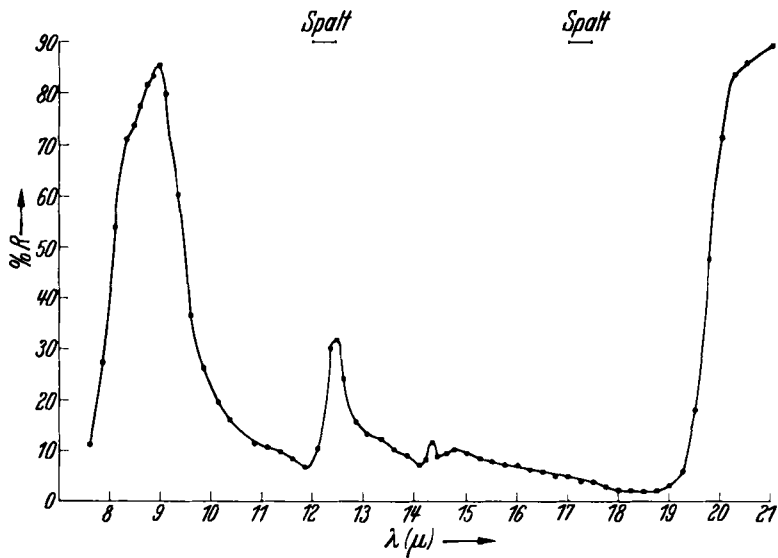


Abb. 4. Reflexion des ordentlichen Strahles am kristallinen Quarz.
Prismawechsel bei 14,5 μ

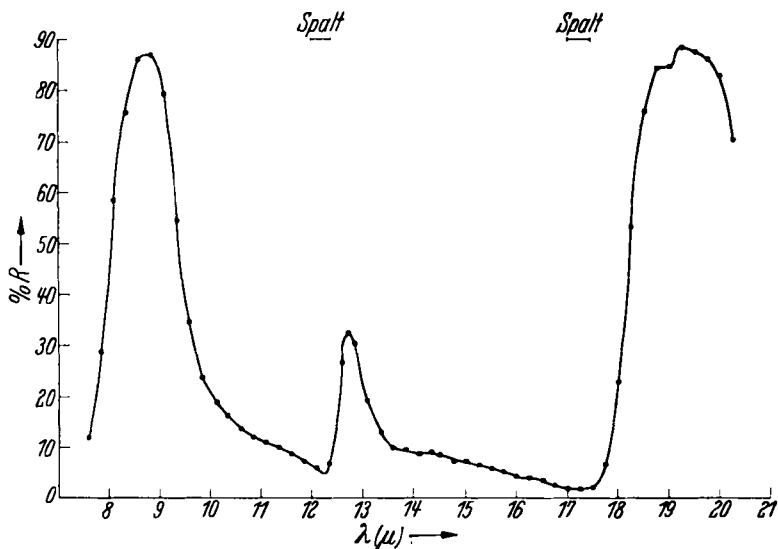


Abb. 5. Wie Abb. 4 für den außerordentlichen Strahl

Abgesehen von feineren Einzelheiten, über deren Realität erst die nähere Fehlerdiskussion entscheiden kann, ergaben also die Messungen am kristallinen Quarz, daß der Verlauf der Absorption mit dem der Reflexion weitgehend parallel geht. Auch liegen in beiden Spektren die Maxima bei den gleichen Wellenlängen. Jedoch tritt in der Absorption ein stärkerer Dichroismus bei $14,4\ \mu$ auf, wo nur der ordentliche Strahl ein Absorptionsmaximum hat. Am stärksten ist der Dichroismus bei $18,5\ \mu$, in Übereinstimmung mit dem Reflexionsverlauf. Der Quarz ist dort ein wirksames Polarisationsfilter. In

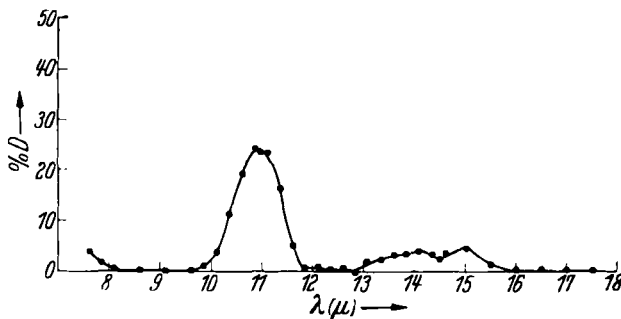


Abb. 6. Durchlässigkeit einer $48,7\ \mu$ dicken amorphen Quarzplatte. Prismawechsel bei $14,5\ \mu$

Abb. 3a sind die Durchlässigkeiten der Platte III für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl gegenüber gestellt, um den Dichroismus deutlicher zu zeigen. Auffällig ist die starke Durchlässigkeit bei $16,5\ \mu$. Sie fehlt bemerkenswerterweise bei den Messungen am Quarzglas (Abb. 6), obwohl bei kürzeren Wellenlängen sich der amorphe Quarz dem kristallinen sehr ähnlich verhält.

Die Reflexionsmessungen stimmen mit denen anderer Autoren innerhalb der Fehlergrenzen überein. Nur beim langwelligen Maximum für den außerordentlichen Strahl ergab sich eine reproduzierbare Strukturandeutung.

a) *Der zufällige Fehler.* Die Genauigkeit des einzelnen Meßpunktes wird im wesentlichen durch die Unruhe des Mikroradiometersystems gegeben, die sich als Nullpunktsschwankungen bemerkbar macht. Als Resultat kann den in Prozenten angegebenen Werten der Durchlässigkeit und Reflexion unabhängig von ihrer Größe ein mittlerer Fehler von einer Einheit zugeschrieben werden (das Fehlerintervall einer Durchlässigkeit von 5% erstreckt sich also von $4\text{--}6\%$). Dieses Intervall gibt aber eher eine obere Grenze. Nur am Ende des Meßbereiches mit dem KCl-Prisma, wo die Grundintensität wegen

der KCl- und CO_2 -Absorption stark absank, dürfte das oben angegebene Fehlerintervall etwas zu klein sein. Für die dünnste Platte V gelten etwa die doppelten Fehler, da wegen ihrer geringeren Größe nur mit halber Spaltenlänge gearbeitet werden konnte. Aber auch für diese Platte dürfte die oben genannte Grenze nur zwischen 13 und $14,5 \mu$ zu eng sein.

Einfluß der Spaltbreite. Da allein schon der Polarisationspiegel 75% der auffallenden Strahlung vernichtete, mußten die Spalte weiter geöffnet werden, als es sonst in diesem Spektralbereich üblich ist. Das war nötig, um den eben diskutierten Fehler genügend klein zu halten, der ja absolut konstant bleibt, und daher mit wachsender Grundintensität geringer wird. Bei den Messungen mit dem KCl-Prisma wurden beide Spalte $0,7 \text{ mm}$, bei denen mit KBr-Prisma $1,0 \text{ mm}$ weit geöffnet. Die als Spaltbreite meist angegebene Halbwertsbreite des dreieckförmigen Intensitätsverlaufes im Ausgangsspalt variierte im Meßbereich des KCl-Prismas ($7,5\text{--}14,5 \mu$) von $0,5\text{--}0,3 \mu$, für den des KBr-Prismas ($14,5\text{--}20 \mu$) von $0,5\text{--}0,4 \mu$.

Um den Einfluß der endlichen Spaltbreite zu korrigieren, wurde das Verfahren von Paschen und Runge (14) angewandt. Da die Korrekturen im Grundspektrum gegen die im Quarzspektrum klein waren, konnte man es direkt auf die wiedergegebenen Durchlässigkeits- und Reflexionskurven anwenden; besonders weil wegen der großen Spaltbreite nur die ungefähre Fehlergröße zu ermitteln war. Das zeigte bei der Rechnung die schlechte Konvergenz des Verfahrens. Die angegebenen Korrekturen sind eher zu klein.

Für die Durchlässigkeitskurven des kristallinen Quarzes ergaben sich so folgende Korrekturen:

Bei $12,4 \mu$ wird der ordentliche Strahl von allen Platten vollständig absorbiert ($D < 0,5\%$);

bei $12,75 \mu$ wird der außerordentliche Strahl von allen Platten vollständig absorbiert ($D < 0,5\%$);

bei $14,3 \mu$ wird der ordentliche Strahl von den Platten I—III vollständig absorbiert ($D < 0,5\%$); die Durchlässigkeit von IV und V erniedrigt sich um etwa $0,03\text{--}0,04$.

Die Durchlässigkeiten in den Maxima erhöhen sich höchstens um $0,01\text{--}0,02$.

Für die Reflexionskurven ergab die Korrektur:

Bei 9μ eine Erhöhung der Maxima beider Polarisationsrichtungen um $0,03$;

bei $12,5 \mu$ dasselbe um $0,04$.

Der Einfluß der Spaltbreite machte sich auch an der Grenze der beiden Meßbereiche mit verschiedenen Prismen geltend. Dort

sprang sie von 0,3 auf 0,5 μ . Beim ordentlichen Strahl, wo der Übergang in der Mitte eines geradlinigen Intensitätsanstieges erfolgt, ist ihr Einfluß klein und der Anschluß befriedigend. Anders ist es beim außerordentlichen Strahl in der Nähe eines Maximums. Trotz der geringeren Genauigkeit der Messungen mit dem KCl-Prisma an dieser Stelle ist kein Zweifel an der Realität dieser Abweichungen.

Das zeigten auch Messungen mit halber Spaltbreite und KBr-Prisma an den Platten III und IV. Der Anschluß an den anderen Meßbereich war wesentlich besser. Zwar wurden diese Messungen aus Intensitätsgründen ohne Rußfilter im Strahlengang vorgenommen, und bis zu 3% der Grundintensität konnten kurzwellige Streustrahlungen sein, jedoch erhöht diese die hohen Durchlässigkeiten, die hier in Frage kommen, nur etwa um 0,01. Wie außerdem der breitere Spalt die Lage von Maxima und Minima verlagern kann, ist bei der Diskussion von Interferenzerscheinungen an einer dieser Messungen mit halber Spaltbreite gezeigt. Die betreffenden Messungen an Platte IV sind in Abb. 7 wiedergegeben.

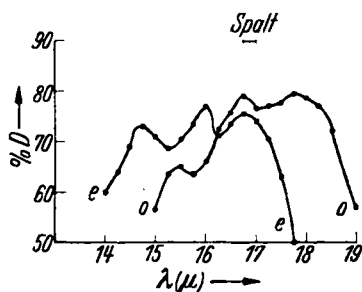


Abb. 7. Durchlässigkeit der Platte IV (d 20,7 μ) bei kleinerer Spaltbreite.
o ordentlicher, e außerordentlicher Strahl

Schließlich wurde als eine Art Umkehrung der Paschen-Runge-Korrektur untersucht, welche prozentuale Durchlässigkeitskurve man für unendlich schmalen Spalt in der Nähe einer Absorptionsstelle zugrunde legen mußte, um daraus durch eine Integration über die tatsächlich benutzte Spaltbreite die aus den Messungen berechnete Kurve zu erhalten. Wie zu erwarten, ergaben sich so steilere und breitere Absorptionsmaxima.

Zusammenfassend muß man sagen, daß die endliche Spaltbreite den Durchlässigkeitsverlauf besonders der dünnsten Platten nicht unerheblich modifiziert. Doch läßt sich Richtung und ungefähre Größe des Fehlers mit Hilfe obiger Angaben so übersehen, daß die auf ihm beruhende Unsicherheit der Messungen wesentlich eingeschränkt wird.

Falsche Strahlung und Polarisationsfehler. Wie schon angegeben, dienten zum Fernhalten etwaiger Spuren falscher kürzerwelliger Strahlung das Rußfilter, die bis über 4 μ durchlässige Glasklappe und eine definierte Führung des Strahlenganges durch enge Blenden.

zahl m angegeben. Unter jeder Wellenlänge steht der aus diesen Betrachtungen gewonnene Brechungsindex n . Die Tab. 1 enthält die Zahlen, die durch die Interferenzgleichung $2n \cdot d = m \lambda(\mu)$ verknüpft sind, für den ordentlichen Strahl.

Die Tab. 2 gibt die analogen Zahlen für den außerordentlichen Strahl.

Tabelle 2

Quantitative Auswertung der Interferenzgleichung $2n \cdot d = m \lambda(\mu)$
für den außerordentlichen Strahl

| Platten- dicke $d(\mu)$ | m | 2 | 2,5 | 3 | 3,5 | 4 | 4,5 | 5 | 5,5 | 6 | 6,5 | 7 | 7,5 | 8 |
|----------------------------|----------------|------|------|-------|-------|------|-------|------|------|------|-------|------|------|------|
| 36,2 | $\lambda(\mu)$ | | | | | | | | 16,6 | 16,3 | 16,15 | 16,0 | 15,6 | 15,2 |
| | n | | | | | | | | 1,26 | 1,35 | 1,45 | 1,55 | 1,61 | 1,67 |
| 20,7 | $\lambda(\mu)$ | | | 16,75 | 16,25 | 16,0 | 15,25 | 14,8 | 14,0 | | | | | |
| | n | | | 1,21 | 1,37 | 1,55 | 1,66 | 1,79 | 1,86 | | | | | |
| 12,8 | $\lambda(\mu)$ | 16,5 | 15,9 | 14,9 | | | | | | | | | | |
| | n | 1,29 | 1,56 | 1,75 | | | | | | | | | | |

Zur Aufstellung der zweiten Tabelle wurden wesentlich die Messungen mit halber Spaltbreite an der Platte IV benutzt, die eine schärfere und etwas verschobene Lage der Interferenzen ergaben. Für den ordentlichen Strahl war das nicht in dem Maße der Fall (Abb. 7). Die Interferenzen an Platte III liegen besonders für den außerordentlichen Strahl zum Teil zu eng, um noch aufgelöst zu werden.

Das kleine Minimum für den ordentlichen Strahl und Platte V bei 16μ wird durch diese Zahlen nicht erklärt. Es ist auch nicht zweifelsfrei reell.

Sonst aber dürfte die Kurvenstruktur in diesem Gebiet vollständig durch Interferenzen bedingt sein. In der zweiten Tabelle ist noch ein Interferenzminimum für Platte IV angegeben, dem wahrscheinlich das beobachtete Minimum bei 14μ entspricht.

Die für die verschiedenen Platten benutzten Brechungsindizes stimmen befriedigend miteinander überein, wie die Abb. 8 und 9 zeigen. Ebenso spricht die Lückenlosigkeit der Ordnungen für die Deutung. Ferner wird im nächsten Abschnitt über die optischen Konstanten gezeigt, daß die zur Interferenzdeutung benutzten Brechungsindizes sich mit den Reflexionsmessungen in hinreichender Übereinstimmung befinden.

Ob die Durchlässigkeitskurven für den ordentlichen Strahl im Maximum bei 11μ durch Interferenzerscheinungen abgeändert werden, ließ sich nicht eindeutig entscheiden. Möglicherweise handelt es sich

um ein reelles Doppelmaximum wie beim außerordentlichen Strahl, das sich dort sicher nicht durch Interferenzen erklären läßt. Dann wäre der unterschiedliche Verlauf für Platte IV und V auf Meßfehler oder Spaltwirkung zurückzuführen.

Schlüsse auf die optischen Konstanten. Bei der Wellenlänge λ in Luft sind die Durchlässigkeit D und das Reflexionsvermögen R absorbierender planparalleler Platten der Dicke d mit dem Brechungsindex n und dem Absorptionskoeffizienten k durch folgende Gleichungen verknüpft (15):

$$(a) \quad \left\{ \begin{array}{l} D = e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}} \cdot \frac{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \psi}{\left(1 - R e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}}\right)^2 + 4R e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}} \sin^2(\alpha + \psi)}, \\ R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}, \quad \alpha = \frac{2\pi n d}{\lambda}, \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{2k}{n^2 + k^2 - 1}, \end{array} \right.$$

— k bedeutet den imaginären Teil des komplexen „Brechungsindex“ $N = n - ik$. Für $k = 0$ erhält man die bekannte Formel für Interferenzen an planparallelen durchsichtigen Platten senkrecht zum Strahlengang. Für sehr kleines k ($\psi \approx 0$) und so benachbarten Interferenzen ($\frac{\lambda}{nd} \approx 0$), daß $\sin^2 \alpha$ durch den Mittelwert über den Spalt 0,5 ersetzt werden kann, ergibt sich die einfache Gleichung

$$(b) \quad D = (1 - R)^2 \cdot e^{-Kd(\mu)}, \quad K = \frac{4\pi k}{\lambda(\mu)}.$$

K ist nicht wie k dimensionslos, sondern hängt von der Einheit für Plattendicke und Wellenlänge ab (hier = 1μ , wodurch K dieselbe Größenordnung wie k erhält).

Ist Gl. (b) gültig, so läßt sich K graphisch einfach bestimmen, indem man $\ln D$ (bzw. $\log D$) gegen d (bzw. $0,4343 d$) aufträgt. Nach der Gleichung

$$\ln D = -Kd + 2 \cdot \ln(1 - R)$$

müssen die Punkte dann auf einer Geraden liegen, deren Neigung $-K$ beträgt. Extrapoliert man auf $d = 0$, so erhält man mittelbar das Reflexionsvermögen. Umgekehrt kann man also bei bekanntem R einen weiteren Punkt bei $d = 0$ zur Festlegung der Geraden einzeichnen.

Für die Berechnung des Brechungsindex gilt die 2 wertige Formel

$$(c) \quad n = \frac{1+R}{1-R} \pm \sqrt{\frac{4R}{(1-R)^2} - k^2},$$

n läßt sich also aus Reflexionsmessungen allein nur bestimmen, wenn $k^2 \ll \frac{4R}{(1-R)^2}$ ist. Das war im Gebiet um 16μ der Fall [wie

Ordentlicher Strahl

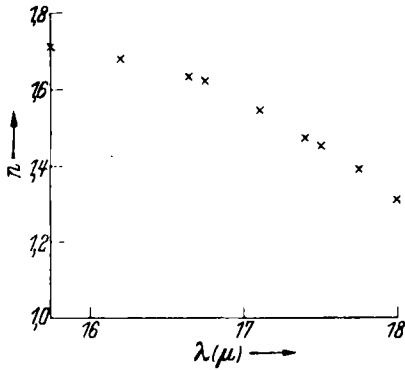


Abb. 8

Außerordentlicher Strahl

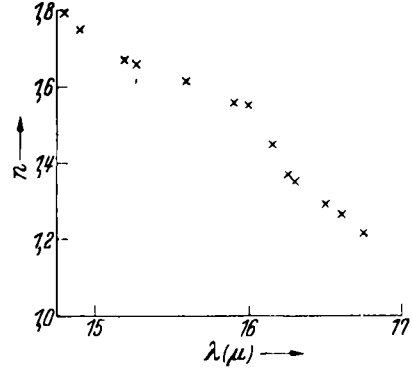


Abb. 9

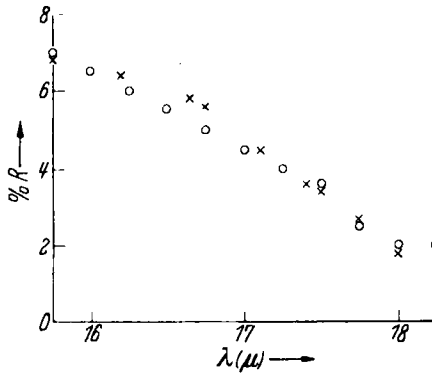


Abb. 10

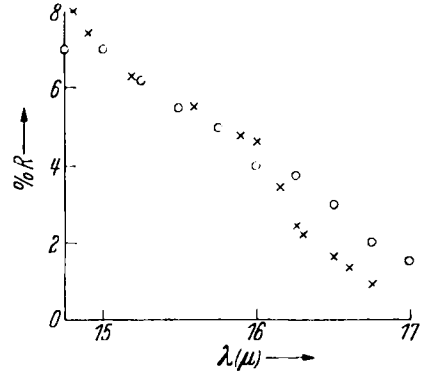


Abb. 11

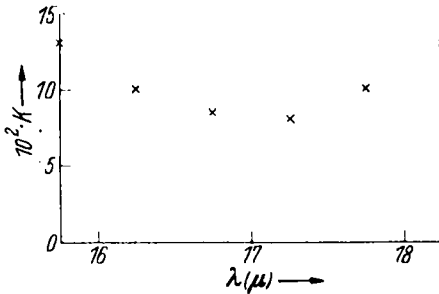


Abb. 12

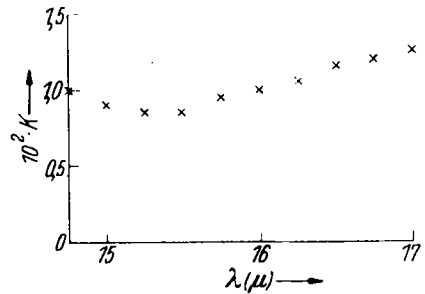


Abb. 13

Abb. 8 u. 9. Brechungsindizes aus der Interferenzanalyse

Abb. 10 u. 11. Daraus berechnete Reflexionswerte (x) im Vergleich zu den gemessenen (O)

Abb. 12 u. 13. Absorptionskoeffizienten $K 10^2 = k \frac{4\pi}{\lambda(\mu)} \cdot 10^2$ aus der Interferenzanalyse

Näherungsbestimmungen mit (b) ergaben], wo n aus den Interferenzen berechnet wurde. Deshalb konnten diese Werte mit den aus dem Reflexionsvermögen berechneten verglichen werden. Die befriedigende Übereinstimmung zeigen Abb. 8—11. Abb. 8 und 9 enthalten für den ordentlichen bzw. außerordentlichen Strahl die in den Tabellen des vorigen Abschnitts stehenden n -Werte. Die Abb. 10 und 11 zeigen entsprechend die daraus berechneten Reflexionswerte im Vergleich zu den gemessenen. Auf die starke Dispersion an dieser Stelle wurde schon von Rubens und Liebisch (2) hingewiesen. Ihre Reflexionskurven geben das Absinken des Reflexionsvermögens gegen Null, jedenfalls für den außerordentlichen Strahl, noch besser wieder. Die Messungen von Korth (9) zeigen diese Tatsache für beide Polarisationsrichtungen. Aus der Interferenzanalyse ergab sich also bei diesen Wellenlängen für Formel (c) das positive Vorzeichen.

Da n und damit $\sin^2 \alpha$ durch die Interferenzuntersuchungen genau genug bekannt war, ließ sich nach Formel (a) k berechnen. ψ konnte dabei vernachlässigt werden. Mit den in Abb. 12 und 13 dargestellten Werten für $K = \frac{4\pi k}{\lambda(\mu)}$ ergab sich die beste Annäherung an die gemessenen Werte. Da die endliche Spaltbreite bei den Platten III—V nicht berücksichtigt wurde, traten die Interferenzen bei den berechneten Durchlässigkeiten stärker hervor. Bei den Platten I und II wurde der Spalteinfluß durch Verwendung der Formel (b) in Rechnung gesetzt. Bei den Platten III und IV stimmen die berechneten Durchlässigkeiten besser mit den Messungen bei halber Spaltbreite überein. Sie sind um etwa um 0,05 gegenüber den mit breiterem Spalt aufgenommenen erhöht (vgl. Abb. 7). Der Fehler der so ermittelten Absorptionskoeffizienten überschreitet mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht 10% ihres Wertes.

Da im übrigen Meßbereich keine deutlichen Interferenzen erkennbar waren, wurde wenigstens eine näherungsweise Berechnung von K mit Formel (b) für möglich gehalten. An der Stelle der Absorptionsmaxima konnte es sich nur um die Ermittlung einer unteren Schranke für K handeln, da dort die prozentualen Fehler der Messungen sehr groß sind. In der graphischen Darstellung sind diese Werte durch einen nach oben weisenden Pfeil gekennzeichnet und gestrichelt verbunden.

Bei der graphischen Berechnung von K mit Formel (b) machte sich besonders in der Nähe der Absorptionsmaxima der Spalteinfluß wertverfälschend geltend. Das wurde an der mangelhaften Übereinstimmung der aus den Durchlässigkeitsmessungen extrapolierten Reflexionswerten mit den gemessenen erkannt. Eine nähere Unter-

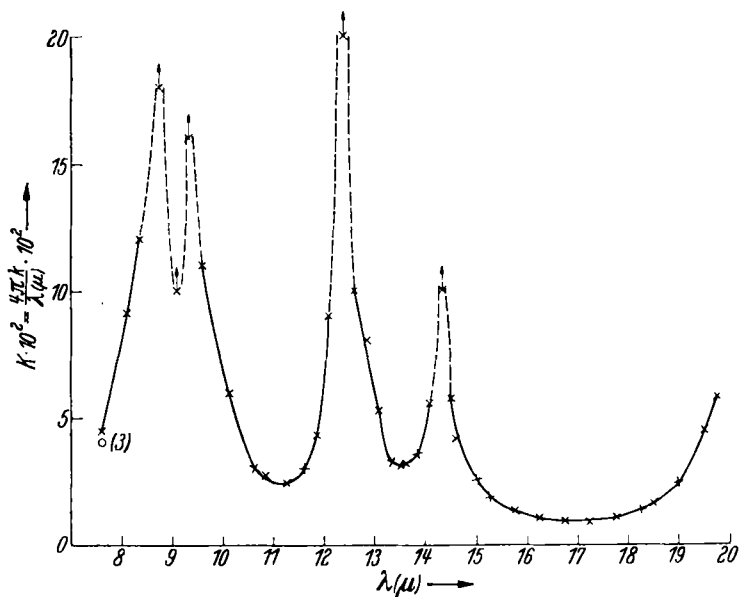


Abb. 14. Absorptionskoeffizient $K \cdot 10^2 = \frac{4\pi}{\lambda(\mu)} k \cdot 10^2$
für den ordentlichen Strahl.

-- Δ -- Abschätzung nach unten
○ Messung von Drummond (3)

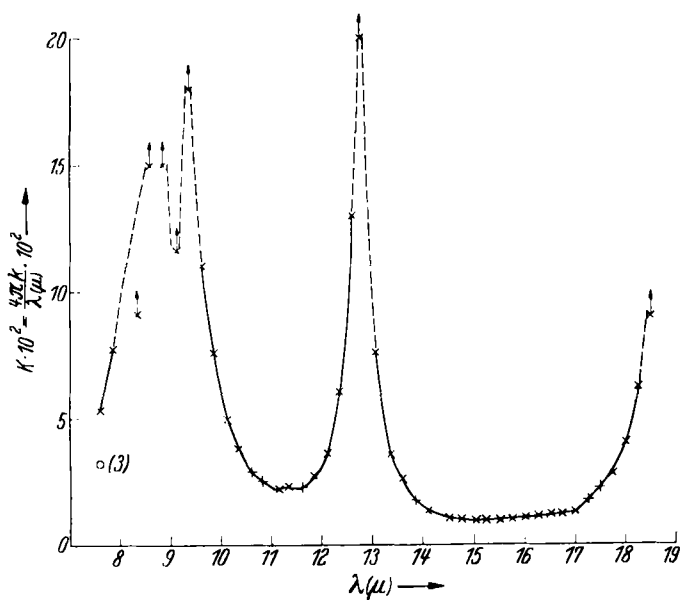


Abb. 15. Wie Abb. 14 für den außerordentlichen Strahl

suchung führte zu einem qualitativen Verständnis der Erscheinung. Durch Berücksichtigung des gemessenen Reflexionsvermögens bei der Berechnung von K wurde der Fehler etwas korrigiert, jedoch zeigen diese Unstimmigkeiten, daß die in Abb. 14 und 15 dargestellten K -Werte nur den größenordnungsmäßigen Verlauf wiedergeben können. In der Umgebung relativer Minima von K sind die Werte

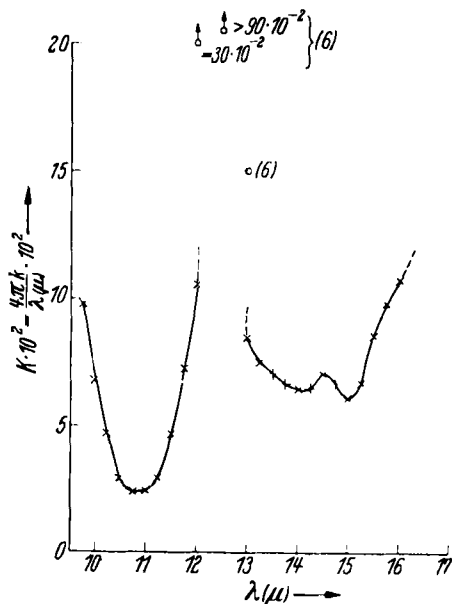


Abb. 16. Absorptionskoeffizient

$$K \cdot 10^2 = \frac{4\pi}{\lambda(\mu)} k \cdot 10^2$$

für amorphes Quarz.

○ bzw. ⚬ nach Messungen
von Parlin (6). Die Zahlen bei ⚬
gelten für K , nicht $K \cdot 10^2$

genauer. Der Fehler liegt dort innerhalb 10% des Wertes. Die Variation der Abschätzung bei 9μ , wie sie durch die gestrichelte Linie wiedergegeben wird, ist durch das dort stark ansteigende Reflexionsvermögen bedingt und braucht keine reelle Bedeutung zu haben. Für eine erste Orientierung sind die Kurven sicher brauchbar. Bei $7,6\mu$ sind die von Drummond (3) berechneten Werte eingetragen.

Abb. 16 gibt den ungefähren Verlauf des Absorptionskoeffizienten K für amorphes Quarz wieder. Er wurde nach Formel (b) graphisch bestimmt aus der Durchlässigkeit für $48,7\mu$ dickes Quarzglas (Abb. 6) und aus den von Matossi und Bluschke (7) gemessenen Reflexionswerten. Die Bestimmung

der Geradenneigung aus nur zwei Punkten ist wegen ihres Fehlerintervalls nicht sehr sicher. Der Fehler aus möglichen Wellenlängendifferenzen zwischen den beiden unabhängigen Messungen kann nur gering sein. Der Anstieg von K ist sicher durch die Spaltbreite verflacht. Bei 12μ ergibt sich aus den Messungen von Parlin (6) ($d = 3\mu$, $D = 35\%$) K zu $30 \cdot 10^{-2}$. Für die Absorptionsstelle bei $12,5\mu$, die Parlin als Doppelbande auflöste, errechnet sich K zu mindestens $90 \cdot 10^{-2}$. Bei 13μ folgt aus Parlins Messungen für K $15 \cdot 10^{-2}$. Diese Werte sind in Abb. 16 eingezeichnet. Dagegen stimmen Parlins Ergebnisse bei $\lambda = 11,5\mu$

mit den hier wiedergegebenen K -Werten gut überein. Aus Rein-kobers Messungen (1) erhält man bei $11\ \mu$ eine geringere Absorption. Danach ist K höchstens $2,1 \cdot 10^{-2}$ und damit kleiner als für kristallinen Quarz. Das ist nicht sehr wahrscheinlich.

Diskussion der Ergebnisse

Die Tatsache, daß zwischen den in diesem Gebiet eng liegenden Eigenschwingungen des Quarzes makroskopische Plattendicken noch große Durchlässigkeit besitzen, zeigt eine schwache Dämpfung dieser Schwingungen. Darauf weist auch die starke Dispersion des Brechungsindex hin (Abb. 8, 9). Daraus aber weitere Schlüsse, etwa auf die Bindungskräfte oder Struktur des Kristalls zu ziehen, ist nicht möglich, bis über den Vorgang der Absorption in nichtleitenden Kristallen genauere Vorstellungen bestehen. Für das einfache Gitter der Alkalihalogenide haben Born und Blackman (16), (17) eine Theorie entwickelt, welche auf anharmonischer Bindung der Gitterbausteine beruht und die Dämpfung als dadurch möglichen Übergang der Energie von einer angeregten Eigenschwingung auf andere erklärt. Dadurch enthält der Dämpfungsfaktor Dispersion. Bereits bei der Anwendung der Theorie auf die Alkalihalogenide sind die mathematischen Schwierigkeiten beträchtlich. Bei den bisher durchgeführten Näherungen kann noch nicht von einer befriedigenden Übereinstimmung mit dem Experiment gesprochen werden [vgl. dazu die Arbeit von Czerny und Cartwright (18)].

Die ursprüngliche, mehr praktische Fragestellung dieser Messungen stellte den Umfang und die Maxima der Durchlässigkeit in den Vordergrund. Theoretisch sind die Absorptionsmaxima, wegen ihrer Beziehungen zu den Eigenschwingungen von größerem Interesse, wenn man von der eben erwähnten Dämpfungstheorie absieht. Die Messungen zeigen, daß abgesehen von Feinstrukturen die aus dem Reflexionsverlauf bekannten Eigenschwingungen des kristallinen Quarzes auch in der Absorption auftreten. Ein deutlicher quantitativer Unterschied besteht aber bei der starken Absorptionsbande für den ordentlichen Strahl bei $14,35\ \mu$. Im Reflexionsspektrum erscheint an dieser Stelle nur eine geringe Erhöhung der Reflexion (Abb. 4), die auch bei Reinkober (1) trotz stärkerer Dispersion nicht ausgeprägter ist. Im Ramanspektrum wurde diese Linie ebenfalls beobachtet. Pringsheim und Rosen (19) beobachteten eine $14,16\ \mu$ entsprechende Frequenzdifferenz, Langenberg eine $14,4\ \mu$ entsprechende (20). Bei der Einordnung des ultraroten Quarzspektrums in ein Schema von Kombinationsfrequenzen, wie es Weiler (21) und Schaefer, Matossi

und Wirtz (22) aufgestellt haben, ist diese Schwingung nicht berücksichtigt. Diese Autoren benutzen nur Grundfrequenzen, die sich den Eigenschwingungen des freien SiO_4 -Tetraeders zuordnen lassen. Es ist anzunehmen, daß für die Bande bei $14,35 \mu$ eine solche Zuordnung nicht möglich ist, sondern daß sie auf der spezifischen Verknüpfung der Tetraeder im Quarzkristall beruht. Außer Gründen, die sich aus den Arbeiten (21) und (22) ergeben, spricht dafür auch, daß diese Schwingung nur für den ordentlichen Strahl beobachtet wurde und gerade das Gitter als ganzes starke Strukturunterschiede in verschiedenen Richtungen besitzt. Solche Anisotropie zeigt auch die Piezoelektrizität des Quarzes. Da sie beim Übergang von trigonalem α -Quarz in den höhersymmetrischen hexagonalen β -Quarz bei 575°C verschwindet, wäre es interessant auch die Ultrarotbanden beim β -Quarz zu untersuchen. Wäre die mit der Wellenlänge $14,35 \mu$ dort nicht zu beobachten, so dürfte es sich kaum um eine dem SiO_4 -Tetraeder zuordenbare Schwingung handeln. Der umgekehrte Schluß gilt natürlich nicht.

Während die Reflexionsspektren beim kristallinen und amorphen Quarz sehr ähnlich sind, tritt im Absorptionsspektrum eine bemerkenswerte Abweichung auf. Die beim kristallinen Quarz beobachtete starke Durchlässigkeitsstelle bei $16,5 \mu$ fehlt bei der untersuchten Quarzglasplatte völlig, obwohl die Dicken vergleichbar sind, und auch das Reflexionsvermögen des Quarzglases dort bis auf 5% absinkt. Amorpher Quarz ist also unter Umständen als Filter vorzuziehen, wenn dieser Wellenlängenbereich ferngehalten werden soll.

Das Ergebnis ist um so überraschender, als sonst amorpher Quarz sich dem kristallinen im Ultraroten sehr ähnlich verhält. Das gilt, wie schon erwähnt, vom Reflexionsspektrum (7), aber auch die in Abb. 14—16 wiedergegebenen K -Werte zeigen, daß noch bei 11μ gute Übereinstimmung besteht. Noch bei $14,5 \mu$ läßt sich das K für amorphes Quarz als Mittelwert aus den K -Werten für den kristallinen auffassen. Matossi und Bluschke (7) haben aus ihren Reflexionsmessungen an Gläsern den Schluß gezogen, daß auch im Quarzglas kleine kristalline Bezirke vorhanden sind, die diese Ähnlichkeit verstehen lassen. Besonders das Auftreten der Bande bei $12,5 \mu$ wird als solcher Hinweis gewertet, weil die Aktivierung dieser ursprünglich inaktiven Tetraederschwingung nur durch den Einbau in den Kristall geschieht, und zwar speziell, wie es scheint, wenn sich die Tetraeder ringförmig zusammenschließen, wie es beim Quarz der Fall ist (22). Solche Verknüpfungen scheinen also auch noch beim Quarzglas vorhanden zu sein. Abb. 6 zeigt die $12,5 \mu$ -Bande auch im Absorptionsspektrum.

Einen Hinweis für das trotzdem unterschiedliche Verhalten bei $16,5\ \mu$ gibt das Ramanspektrum. Beim amorphen Quarz hat nämlich Langenberg (20) eine $16,5\ \mu$ entsprechende Ramanlinie beobachtet. Nimmt man an, daß diese Schwingung ultrarotaktiv ist, so wäre der Verlauf des Absorptionskoeffizienten verständlich. Weiler hat beobachtet (21), daß eine Eigenschwingung des SiO_4 -Tetraeders stark von der Länge der Kette abhängt, die er mit anderen bildet. Ihre Wellenlänge verschiebt sich mit ansteigendem Polymerisationsgrad von $15,5$ — $20\ \mu$. Vielleicht sind also Tetraederverknüpfungen geringer Kettenlänge für die Absorption verantwortlich.

Daß die Reflexion des amorphen Quarzes in der Arbeit (7) kein Maximum bei $16,5\ \mu$ zeigt, braucht den Schluß auf eine ultrarotaktive Schwingung an dieser Stelle nicht zu stören, da das Reflexionsvermögen für den Nachweis von Banden weniger empfindlich ist. Es ist auch möglich, daß bei stärkerer Dispersion ein Reflexionsmaximum nachzuweisen wäre. Solche Messungen wären zur Klärung dieser Frage nützlich.

Zusammenfassung

Es wurde über Durchlässigkeitsmessungen am kristallinen und amorphen Quarz berichtet, die durch Reflexionsmessungen am kristallinen Quarz ergänzt wurden.

Die Hauptbestandteile der Apparatur waren: Polarisationspiegel aus Selen zur Untersuchung des Dichroismus, Prismenspektrometer und Mikroradiometer.

Die verwandten kristallinen Quarzplatten waren $12,8$, $20,7$, $36,2$, $83,0$ und $157,8\ \mu$ dick; die Quarzglasplatte $48,7\ \mu$.

Die Eichung des KCl- und KBr-Prismas (Prismenwechsel bei $14,5\ \mu$) mit den Brechungsindexwerten aus der Literatur wurde durch Ausmessung bekannter Banden bis auf einen Fehler $\pm 0,1\ \mu$ korrigiert.

Die Durchlässigkeit des kristallinen Quarzes zeigte starken Dichroismus und eine besonders bei $16,5\ \mu$ unerwartet starke Durchlässigkeit. Es ergab sich eine enge Analogie zum Reflexionsspektrum, bis auf die starke Absorptionsstelle des ordentlichen Strahls bei $14,35\ \mu$. Beim Quarzglas fehlte auffallenderweise die Durchlässigkeitsstelle bei $16,5\ \mu$.

Die Struktur der Durchlässigkeitskurven bei $16,5\ \mu$ ließ sich auf Interferenzen an den Quarzplatten zurückführen. Dabei ergaben sich die Brechungsindizes für die Umgebung dieser Wellenlänge.

Der Absorptionskoeffizient für kristallinen und amorphen Quarz wurde berechnet.

Herrn Prof. Dr. Czerny möchte ich auch hier für die stete Förderung dieser von ihm angeregten Arbeit herzlich danken.

Literatur

- 1) O. Reinkober, Ann. d. Phys. **34**. S. 343. 1911.
- 2) Th. Liebisch u. H. Rubens, Berl. Ber. S. 199. 1919.
- 3) D. G. Drummond, Proc. Roy. Soc. **153**. S. 318. 1936.
- 4) R. B. Barnes, Phys. Rev. **39**. S. 562. 1932.
- 5) H. Rosenthal, Wied. Ann. **68**. S. 783. 1899.
- 6) W. A. Parlin, Phys. Rev. **34**. S. 81. 1929.
- 7) F. Matossi u. H. Bluschke, Ztschr. f. Phys. **108**. S. 295. 1938.
- 8) F. Paschen, Ann. d. Phys. **26**. S. 135. 1908.
- 9) K. Korth, Ztschr. f. Phys. **84**. S. 677. 1933.
- 10) E. Liebreich, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**. S. 1 u. 700. 1911.
- 11) Z. Gyulai, Ztschr. f. Phys. **46**. S. 80. 1928.
- 12) P. E. Shearin u. E. K. Plyler, J. opt. Soc. Amer. **28**. S. 61. 1938.
- 13) P. E. Martin u. E. Barker, Phys. Rev. **41**. S. 291. 1932.
- 14) F. Paschen, Wied. Ann. **60**. S. 712. 1897.
- 15) M. Czerny, Ztschr. f. Phys. **65**. S. 610. 1930; L. Kellner, Ztschr. f. Phys. **56**. S. 215. 1929.
- 16) M. Born u. M. Blackman, Ztschr. f. Phys. **82**. S. 551. 1933.
- 17) M. Blackman, Ztschr. f. Phys. **86**. S. 421. 1933; M. Blackman, Phil. Trans. Roy. Soc. London. (A) **236**. S. 103. 1936.
- 18) M. Czerny u. C. H. Cartwright, Ztschr. f. Phys. **85**. S. 269. 1933.
- 19) P. Pringsheim u. B. Rosen, Ztschr. f. Phys. **50**. S. 741. 1928.
- 20) R. Langenberg, Ann. d. Phys. [5] **28**. S. 104. 1937.
- 21) J. Weiler, Ztschr. f. Phys. **80**. S. 617. 1933.
- 22) Cl. Schaefer, F. Matossi u. K. Wirtz, Ztschr. f. Phys. **89**. S. 210. 1934.

Frankfurt a. M., Physikalisches Institut der Universität, den
25. Juli 1939.

(Eingegangen 13. August 1939)