

Neuartige Interferenzlichtfilter

von Dr. W. GEFFCKEN

Mitteilung aus dem Jenaer Glaswerk Schott & Gen.

Wir haben uns in der letzten Zeit mit der Entwicklung einer neuen Art von Lichtfiltern beschäftigt, deren Wirkung auf andere Weise schwer oder gar nicht zu erzielen ist. Diese Filter, von uns als Interferenzlichtfilter bezeichnet, verwerten die Bildung der sog. „Farben dünner Blättchen“, die auftreten, wenn ein Lichtbündel hintereinander an zwei parallelen Grenzflächen reflektiert wird.

Bild 1 zeigt, wie der Strahl 1' durch Reflexion des einfallenden Strahles 0 an der ersten Grenzfläche G_1 entsteht, während der

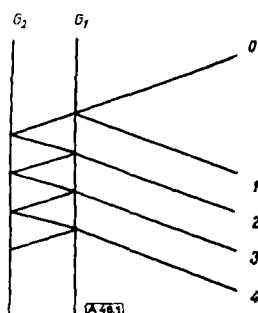


Bild 1

Zickzackreflexion an zwei Grenzflächen (schematisch).

durch die Grenzfläche hindurchtretende Lichtanteil an der zweiten Grenzfläche G_2 reflektiert, nochmals durch G_1 hindurch- und als Strahl 2 parallel zu 1 austritt. Je nach dem gegenseitigen Gangunterschied verstärken oder schwächen sich beide Strahlen durch Interferenz. Die übrigen eingezeichneten Strahlen entstehen dadurch, daß ein gewisser Bruchteil des von G_2 auf G_1 auffallenden Lichtes an G_1 wieder reflektiert wird usw. Ist dieser Anteil sehr klein, etwa wenn G_1 und G_2 Phasengrenzen zwischen zwei Nichtmetallen bedeuten, so sinken die Amplituden dieser Zickzackreflexionen äußerst rasch ab. So verhalten sich, wenn G_1 bzw. G_2 je eine Grenze Glas-Luft vorstellen, die Amplituden der Strahlen 1 bis 4 wie

$$1 : 0,96 : 0,038 : 0,0016,$$

d. h. bereits bei Strahl 3 ist die Wirkung auf die Interferenzerscheinung zu vernachlässigen. Man erhält infolgedessen den bekannten sinusförmigen Verlauf, wenn man die Reflexion oder Durchlässigkeit gegen den Kehrwert der Wellenlänge aufträgt.

Verleiht man durch Aufbringung einer teilweise durchlässigen Verspiegelung, z.B. einer dünnen Silber-Schicht, den Grenzflächen eine hohe Reflexion, so daß die Zickzackreflexionen genügend wirksam werden, so tritt, wie vom sog. *Fabry-Pérot*-étalon bekannt, nicht nur eine starke Farbsättigung, sondern auch eine Veränderung des bei geringer Reflexion sinusförmigen Intensitätsverlaufes auf in der Weise, daß die Gebiete hoher Durchlässigkeit sich immer schmaler zusammenschnüren, je höher die Reflexion der Verspiegelung wird.

Die Formel dafür läßt sich, wie aus dem Schrifttum bekannt, leicht ableiten, wenn man die einzelnen Strahlen 1, 2, 3 usw. durch komplexe Zahlen darstellt, und letztere, welche eine unendliche geometrische Reihe bilden, summiert. Es ergibt sich dabei, daß nicht mehr die Durchlässigkeit selbst, sondern ihr Kehrwert durch eine Sinuskurve dargestellt werden kann.

Steigert man die Reflexion an den einzelnen Flächen über 80%, so erhält man Anordnungen, die als Linienfilter bezeichnet werden können, da ihre Halbwertsbreite in der Größenordnung von 10 m μ und darunter liegt. Den Aufbau dieser Filter zeigt schematisch Bild 2.

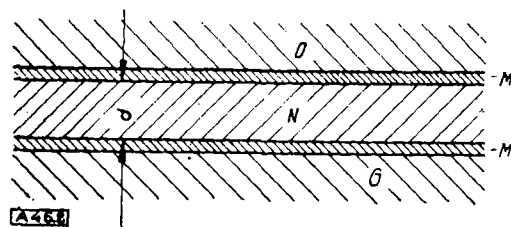


Bild 2

Aufbau eines Linienfilters (schematisch).

matisch Bild 2. Auf eine Grenzfläche G ist eine teilweise durchsichtige Metallschicht M_1 , z.B. Silber, aufgedampft, deren Reflexion in der Nähe von 90% liegt; hierauf folgt eine durchsichtige Nichtmetallschicht N geeigneter optischer Dicke d und darauf eine der ersten Metallschicht möglichst gleiche, zweite Metallschicht M_2 . Zum Schutz des Filters dient eine aufgeklebte, meist aus Farbglass bestehende Deckplatte D .

Für senkrechten Lichteinfall hängt die Lage der Durchlässigkeitsmaxima mit der Schichtdicke d nach der Gleichung

$$m \lambda_{om} = 2(d + K) \quad (1)$$

zusammen. Hier ist m die „Ordnung“ der betreffenden Interferenz, λ_{om} die Wellenlänge des Maximums mter Ordnung bei senkrechtem Lichteinfall, während sich der additive, praktisch für einen großen Wellenbereich konstante Term K aus der Theorie der Metallreflexion berechnen läßt und sich formal wie eine scheinbare Schichtdickenvergrößerung auswirkt. Für ein Filter mit einem Maximum der 3. Ordnung bei $\lambda_{om} = 400 \text{ m}\mu$ ist $m \cdot \lambda_{om} = 1200 \text{ m}\mu$. Dieses Filter besitzt also ein Maximum 2. Ordnung bei $600 \text{ m}\mu$ und ein solches 1. Ordnung bei $1,2 \mu$. Dagegen weist ein Filter mit einem Maximum 4. Ordnung bei $\lambda_{om} = 400 \text{ m}\mu$ die weiteren Maxima bei $530 \text{ m}\mu$, $800 \text{ m}\mu$ und $1,6 \mu$ auf. Je größer also bei vorgegebenem λ_{om} die Schichtdicke d , um so höher ist die Ordnung und in um so kleineren Wellenlängenbeständen folgen sich die einzelnen Maxima. Unsere Filter sind im allgemeinen so ausgeführt, daß die Ordnung zwischen 1 und 4 liegt. Es ist dann leicht möglich, durch Verwendung zusätzlicher Farbfilter ein einziges Maximum zu isolieren.

Die Kurvenform in der Umgebung dieses Maximums bei der Wellenlänge λ_{om} ist in guter Annäherung durch den Ausdruck

$$T = D/D_{\max} = 1 / \left(1 + \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta_0\lambda} \right)^2 \right) \quad (2)$$

gegeben, in dem D die Durchlässigkeit im Abstand $\Delta\lambda$ vom Maximum, D_{\max} die Durchlässigkeit im Maximum selbst bezeichnet, während $\Delta_0\lambda$ die halbe Halbwertsbreite, d. h. denjenigen Abstand vom Maximum bedeutet, bei dem D auf $\frac{D_{\max}}{2}$ gesunken ist.

Bild 3 zeigt gestrichelt den nach Gl. 2 berechneten Kurvenverlauf, ausgezogen die tatsächlichen Meßwerte. Man erkennt, daß die Abweichungen nicht groß sind, u. zw. ist der Abfall nach langen Wellen steiler, nach kurzen weniger steil als bei der nach 2) berechneten Kurve. Dies ist aus den optischen Eigenschaften der verwendeten Metallschichten theoretisch ohne weiteres abzuleiten.

Praktisch ist die Richtung des Effektes deshalb günstig, weil sich die höhere Restdurchlässigkeit nach kürzeren Wellen hin durch geeignet gewählte Farbgläser verhältnismäßig leicht beseitigen läßt.

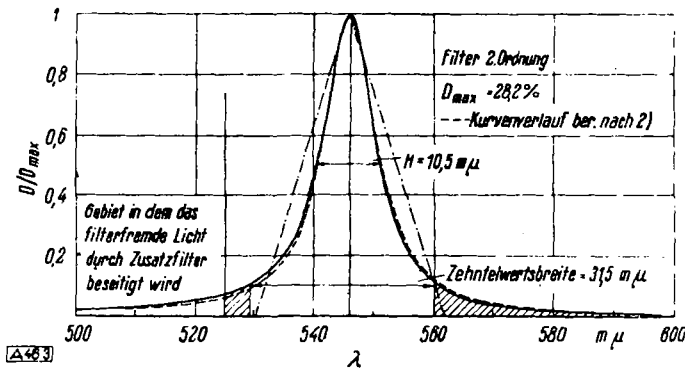


Bild 3
Durchlässigkeitskurve eines Linienfilters.

Da man offenbar durch die Angabe von D_{\max} und $\Delta_0\lambda$ den Kurvenverlauf in dem wichtigsten Teil, d. h. der Nachbarschaft von λ_{0m} praktisch ausreichend beherrscht, so haben wir bisher auf unseren Filtern außer der Ordnung und der Lage λ_{0m} des Maximums noch die Größen D_{\max} und die Halbwertsbreite $H = 2\Delta_0\lambda$ angegeben.

Noch besser als durch die Halbwertsbreite dürften die Filter allerdings durch die Zehntelwertsbreite gekennzeichnet werden, welche genau dreimal so groß ist. Bezeichnet man nämlich die in Bild 3 schraffierten Bereiche als filterfremdes, die nicht schraffierten als filtereigenes Licht, so ist auch hier das Verhältnis rd. 1 : 10, d. h. der filterfremde Lichtanteil ist praktisch hinreichend klein, so daß die Zehntelwertsbreite auch mit gutem Recht als wirksame Filterbreite angesehen werden kann. Zum Vergleich ist die Durchlässigkeitskurve eines Monochromators mit gleicher wirksamer Filterbreite als gestricheltes Dreieck eingezeichnet.

Wir haben bei unseren Filtern bisher meist Zehntelwertsbreiten zwischen 20 und 40 $m\mu$ hergestellt, doch bedarf es noch der Klärung, für welche Breite sich vorwiegend der praktische Bedarf entscheidet. Die Maximaldurchlässigkeit technisch wertvoller Filter liegt zwischen 10 und 45%. Ein Filter 2. Ordnung mit 10% Durchlässigkeit besitzt praktisch die gleiche Halbwertsbreite wie ein Filter 3. Ordnung mit 30% Durchlässigkeit. Der Hauptunterschied ist ein wesentlich stärkeres Abschneiden des Untergrundes in größerer Entfernung von λ_m bei den Filtern geringer Maximaldurchlässigkeit. Da sich dieser Zweck aber auch auf andere Weise, z. B. durch Zusatz geeigneter Farbglasfilter oder auch durch Hintereinanderschaltung zweier Interferenzfilter erreichen läßt, so ist beabsichtigt, sich auf eine einzige Sorte mit rd. 30% Maximaldurchlässigkeit zu beschränken.

Es wurde bisher nur die Wirkung der Filter bei senkrechtem Lichteinfall besprochen. Eine der merkwürdigsten Eigenschaften der Interferenzfilter ist aber ihre Winkelabhängigkeit. Man sieht bei der Betrachtung eines Filters, wie sich bei seiner Drehung die Farbe nach kürzeren Wellenlängen verschiebt. Diese kann ebenso ein Vorteil, wie ein Nachteil sein; ein Vorteil dadurch, daß man in der Lage ist, lediglich durch Drehung mit dem gleichen Filter verschiedene Wellenlängen maximal auszufiltern, ein Nachteil, weil offenbar die Filter nicht imstande sind, stark konvergente Strahlenbündel mit befriedigender Wirkung zu filtern, da der schräg durchtretende Lichtanteil eine andere Farbe besitzt als der senkrecht durchgehende.

Da es sich hierbei um eine für die Benutzung der Interferenzfilter grundsätzliche Frage handelt, sei diese ausführlicher behandelt. So zeigt Bild 4 die Winkelabhängigkeit der Wellenlänge maximaler Durchlässigkeit λ_m für ein Filter 3. Ordnung. Als Abszisse ist der Winkel α , den der Lichtstrahl gegen die Filternormale bildet, eingetragen. Die Messung erfolgte, indem das Filter in den Gang eines praktisch parallelen Lichtbündels gesetzt und um die Winkel α gegen die Stellung bei senkrechter Incidenz gedreht wurde. Deshalb ist α auch als Drehwinkel bezeichnet. Man sieht, daß λ_m mit wachsendem Drehwinkel kleiner wird, und

daß eigentümlicher Weise zwei Kurven auftreten, deren eine für senkrecht, deren andere für parallel polarisiertes Licht gilt. Die Aufspaltung zwischen beiden Kurven wächst mit steigendem α . Sie ist eine Folge der bei der Reflexion an einer Metalloberfläche auftretenden Phasenverschiebung zwischen senkrecht und parallel polarisiertem Strahl und läßt sich aus den optischen Konstanten des verwendeten Metalls berechnen. Umgekehrt ist es möglich,

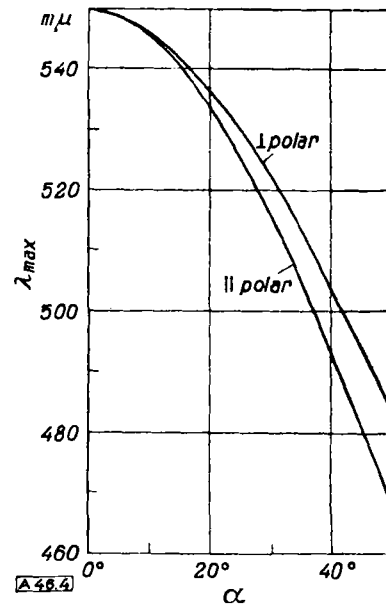


Bild 4
Winkelabhängigkeit der Wellenlänge maximaler Durchlässigkeit.

aus der sehr genau meßbaren Aufspaltung Rückschlüsse auf die optischen Konstanten des Metalls zu ziehen¹⁾.

Die Aufspaltung δ wird mit sehr guter Annäherung durch die Formel²⁾

$$\delta \text{ (in } m\mu) = 75 \frac{\sin^2 \alpha}{m} \quad (3)$$

gegeben, sie ist also dem Kehrwert der Ordnung m verhältnismäßig. Die Wellenlänge maximaler Durchlässigkeit für den parallel polarisierten Lichtanteil $\lambda_{||m}(\alpha)$ hängt von dem Drehwinkel α nach der Gleichung

$$\lambda_{||m}(\alpha) = \cos \beta \lambda_{0m} \quad (4)$$

ab, in der β den α entsprechenden Winkel des Lichtstrahls in der nicht absorbierenden Schicht bedeutet.

Für die Wellenlängenverschiebung $\Delta_{||}(\alpha) = \lambda_{||m}(\alpha) - \lambda_{0m}$ gegen den Wert λ_{0m} bei senkrechter Incidenz gilt also

$$\Delta_{||}(\alpha) = \lambda_{0m}(1 - \cos \beta) \sim \lambda_{0m} \cdot \frac{\sin^2 \beta}{2} \quad (5)$$

Nach Anwendung des Snellschen Gesetzes $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$ bei einem Brechwert $n = 1,41$ folgt daraus

$$\Delta_{||}(\alpha) \sim \lambda_{0m} \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{4} \quad (5a)$$

Für den senkrecht polarisierten Strahl gilt (vgl. Gl. 3)

$$\Delta_{\perp}(\alpha) = \Delta_{||}(\alpha) - \delta \sim (\lambda_{0m} - \frac{300}{m}) \frac{\sin^2 \alpha}{4} \quad (6)$$

für den Mittelwert $\bar{\Delta}(\alpha)$ der Wellenlängenverschiebung beider Komponenten gilt

$$\bar{\Delta}(\alpha) \sim (\lambda_{0m} - \frac{150}{m}) \frac{\sin^2 \alpha}{4} \quad (6a)$$

So beträgt z. B. die mittlere Verschiebung des Durchlässigkeitsmaximums bei einem Filter erster, zweiter oder dritter Ordnung mit $\lambda_{0m} = 550 m\mu$ für $\alpha = 20^\circ$, 11,7 $m\mu$, 13,9 $m\mu$ bzw. 14,6 $m\mu$.

Setzt man einen Strahler, z. B. die Wendel einer Glühlampe, in die Brennebene einer Linse, so entsteht hinter der Linse ein telezentrischer Strahlengang. Besitzt der Strahler (der zunächst rund gedacht sei) von der Hauptebene der Linse aus gesehen einen Radius α_{\max} (im Winkelmaß! Es gilt also: Durchmesser der Lichtquelle/Brennweite = $2 \tan \alpha_{\max} \sim 2 \sin \alpha_{\max}$), so wird ein hinter der Linse senkrecht zur optischen Achse angebrachtes Filter

¹⁾ Auf einen analogen Effekt bei dem üblichen Fabry-Pérot-Interferometer mit Luftschicht hat kürzlich Tolansky Phil. Mag. Ser. 7, 35, 120, 179 [1943] hingewiesen, doch dürfte an den vorliegenden Filtern die Meßgenauigkeit noch höher sein.

²⁾ Formel 3) ist eine Vereinfachung der genaueren Formel

$$\delta = \frac{150}{n^2 \cdot m} \sin^2 \alpha / \sqrt{1 - \sin^2 \alpha / n^2}$$

in der n den Brechungsindex der nicht absorbierenden Schicht bedeutet.

von einer Mannigfaltigkeit von Strahlen durchsetzt, deren Winkel gegen die Filternormale zwischen 0° und α_{\max} kontinuierlich verteilt liegen. Die effektive spektrale Durchlässigkeitskurve für diese Strahlenmannigfaltigkeit wird daher gegenüber der für genau senkrechten Lichteinfall gültigen Kurve verschoben, verbreitert und erniedrigt erscheinen.

Der Strahlungsenergieanteil $dS(\alpha)$ eines bestimmten Winkelbereiches zwischen α und $\alpha + d\alpha$ ist in der obigen Anordnung, wie man sich leicht überzeugen kann, gegeben durch

$$dS(\alpha) = \frac{d(\sin^2 \alpha)}{\sin^2(\alpha_{\max})} \quad (7)$$

Differenziert man 5a) bzw. 6) nach $\sin^2 \alpha$ und dividiert durch den zugehörigen Maximalwert, so erhält man

$$\frac{d\Delta_1(\alpha)}{\Delta_1(\alpha_{\max})} = \frac{d\Delta_1(\alpha)}{\Delta_1(\alpha_{\max})} = \frac{d(\sin^2 \alpha)}{\sin^2(\alpha_{\max})} \quad (8)$$

Da die rechten Gleichungsseiten von 7) und 8) gleich sind, folgt³⁾

$$dS(\alpha) = \frac{d\Delta(\alpha)}{\Delta(\alpha_{\max})} \quad (9)$$

d. h., jede Lage des Wellenlängenmaximums zwischen λ_{0m} und λ_m (α_{\max}) ist gleich häufig vertreten. Man erhält daher die Kurven der effektiven Durchlässigkeit D_{eff} durch eine einfache Integration der Kurve für senkrechten Lichteinfall bzw., in ausreichender Näherung, der Gl. 2. Man erhält hierbei für die Größe D_{eff} die Formel⁴⁾

$$\frac{D_{\text{eff}}}{D_{\max}} = \frac{\arctg \frac{2\Delta\lambda}{H} - \arctg \left(\frac{2\Delta\lambda}{H} - \frac{2\Delta(\alpha_{\max})}{H} \right)}{\frac{2\Delta\alpha_{\max}}{H}} \quad (10)$$

Das Maximum dieses Ausdruckes erhält man bei

$$\frac{\Delta\lambda}{H} = \frac{\Delta(\alpha_{\max})}{2H} \quad \text{Dann wird nämlich unter Benutzung der Abkürzung}$$

$$p = \frac{\Delta(\alpha_{\max})}{H} \quad (11) \quad \frac{D_{\max \text{ eff}}}{D_{\max}} = \frac{\arctg p}{p} \quad (12)$$

Es ist also die Verschiebung des Durchlässigkeitsmaximums gerade

$$\frac{\Delta(\alpha_{\max})}{2}$$

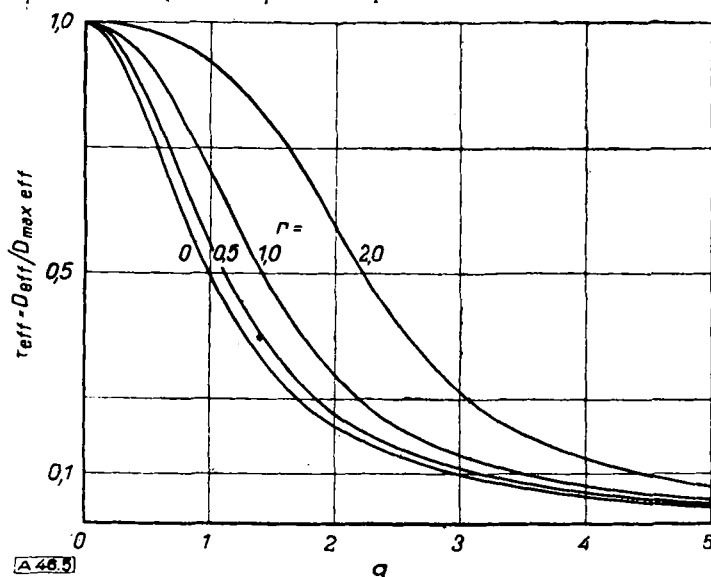
Führt man die Größe $\Delta\lambda'$ ein, welche den Wellenlängenabstand, von diesem Durchlässigkeitsmaximum bezeichnet, also

$$\Delta\lambda' = \Delta\lambda - \frac{\Delta(\alpha_{\max})}{2}, \text{ bezeichnet mit } q \text{ die Größe}$$

$$q = \frac{2\Delta\lambda'}{H} \quad (13) \quad \text{und dividiert noch 10) durch 12), so erhält man}$$

$$T_{\text{eff}} = \frac{D_{\text{eff}}}{D_{\max \text{ eff}}} = \frac{\arctg(q+p) - \arctg(q-p)}{2 \arctg p} \quad (14)$$

Bild 5 stellt Gl. 14) für verschiedene Werte des Parameters p dar. Die Kurve für $p=0$ entspricht offenbar dem durch Gl. 2



A 46.5

Bild 5

Bezogene effektive Durchlässigkeit T_{eff} als Funktion des bezogenen Wellenlängenabstandes q .

gegebenen Kurvenverlauf für senkrechten Lichteinfall. Der Kurvenverlauf für $T < 50\%$ ist für die verschiedenen p -Werte sehr ähn-

³⁾ Durch Fortlassung der Indizierung soll ausgedrückt werden, daß Gl. 9 für senkrecht und parallel polarisiertes Licht gilt.

⁴⁾ Bei der Ableitung von 10—14 ist vorausgesetzt, daß Gl. 2 gilt und daß die Halbwertsbreite und maximale Durchlässigkeit für ein schräg unter einem Winkel von weniger als α_{\max} auffallendes Parallellichtbündel von α_{\max} praktisch unabhängig ist. Diese Bedingungen sind im allgemeinen hinreichend erfüllt.

lich, d. h. die Kurvenstücke können durch Verschiebung in der Abscissenrichtung weitgehend zur Deckung gebracht werden.

Liest man aus Bild 5 die zu bestimmten T_{eff} gehörenden q -Werte ab und trägt sie gegen die zugehörigen p -Werte auf, so erhält man die Kurven von Bild 6, welche nach 13) das Verhältnis

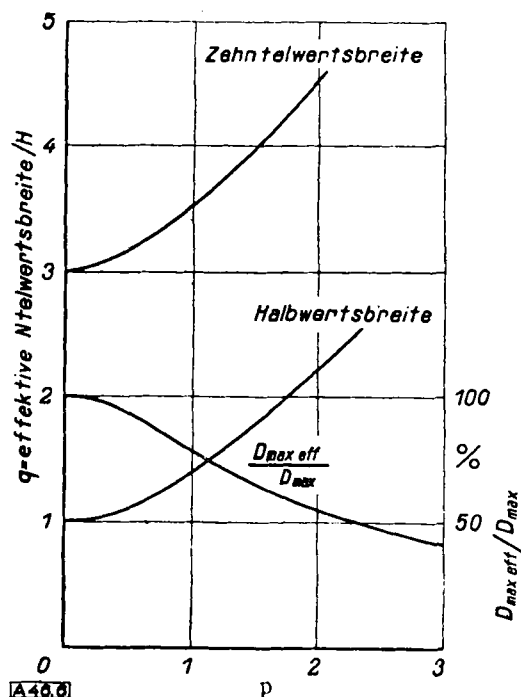


Bild 6

Bezogene effektive Ntel-wertsbreite und bezogene effektive Maximaldurchlässigkeit als Funktion des Verbreiterungsparameters (vgl. 12)).

der effektiven Halbwertsbreite $2\Delta\lambda_0'$ bzw. der effektiven Zehntelwertsbreite zur Halbwertsbreite bei senkrechtem Lichteinfall angeben. Im gleichen Bild ist außerdem die effektive Maximaldurchlässigkeit bezogen auf die Maximaldurchlässigkeit bei senkrechtem Lichteinfall (vgl. Gl. 12) dargestellt. Man sieht, daß sie bei $p=2$ bereits auf fast die Hälfte gefallen ist. Man wird also zweckmäßig p nicht über 1 ansteigen lassen.

Streng genommen gelten die Kurven von Bild 5 und 6 nur für die einzelnen polarisierten Komponenten. Je nachdem, ob man in 10) die Δ -Werte aus Gl. 5a) oder 6) einsetzt, erhält man einen Wert p_1 , oder p_2 . Man kann jedoch mit sehr guter Annäherung die effektive Durchlässigkeitskurve auch für unpolarisiertes Licht aus Bild 5 und 6 ablesen, wenn man einen mittleren Wert

$$\bar{p} = \frac{\bar{\Delta}(\alpha_{\max})}{H} \text{ verwendet, wobei } \bar{\Delta}(\alpha_{\max}) \text{ durch 6a) definiert ist.}$$

Aus Bild 5 und 6 kann man das für den praktischen Gebrauch Wichtigste leicht ablesen. So ist z. B. der Lichtleitwert L einer optischen Anordnung von großem Interesse⁵⁾. Er berechnet sich nach Hansen, für einen Strahlengang in Luft zu $L \sim \frac{F_1 F_2}{\alpha^2}$

bzw. für unsere Anordnung mit runder Fläche F_1 des Strahlers

$$L = F_2 \cdot \sin^2 \alpha_{\max} \pi \quad (15)$$

wo F_2 die Fläche des telezentrischen Strahlenbüschels bzw. des Filters bedeutet. Durch Einsetzen von 6a) und 10) folgt daraus

$$L = F_2 \cdot \frac{4\pi \bar{\Delta}(\alpha_{\max})}{\lambda_{0m} - 150} = F_2 \cdot \frac{4\pi \bar{p} \cdot H}{\lambda_{0m} - 150} \quad (16)$$

d. h. der Lichtleitwert ist bei gegebener Filterfläche und gegebenem \bar{p} -Wert proportional der Halbwertsbreite des Filters. In Gl. 16) kann man je nach Bedarf L , F_2 , \bar{p} oder H als gesuchte Größe betrachten.

Folgende Beispiele mögen zur Erläuterung dienen. Bei Hansen (a.a.o. Bild 3) findet sich ein lichtelektrisches Flammenphotometer beschrieben, dessen Lichtleitwert 8 beträgt, bei einem Kondensordurchmesser von 85 mm, d. h. einem F_2 -Wert von 57 cm². Es soll z. B. ein Filter 3. Ordnung verwendet werden und Natrium-Linie 589 mμ ausgesondert werden. Man berechnet zunächst mittels 16) die Größe $\bar{p} H = \bar{\Delta}(\alpha_{\max})$ und erhält dafür nach Einsatz der obigen Zahlenwerte von L , F_2 , m und $\lambda \sim \lambda_{0m}$ den Wert 6 mμ. Es ist also $\lambda_{0m} = 589 + \frac{6}{2} = 592 \text{ mμ}$ zu wählen. Benützen wir ein Filter mit einer

⁵⁾ Vgl. G. Hansen, Beiheft zur Zeitschr. des V. D. Ch. 48, S. 5, Verlag Chemie 1944.

Halbwertsbreite von 6,0 μ bzw. einer Zehntelwertsbreite von 3,6 μ = 18 μ , so ist $p = 1$. Unsere Anordnung besitzt dann nach Abb. 5 (Kurve $p = 1$) eine effektive Halbwertsbreite von $q \cdot H = 1,45 \cdot 6,0 \mu = 8,7 \mu$ und eine effektive Zehntelwertsbreite von $3,45 \cdot 6,0 \mu = 20,7 \mu$, d. h. die Zehntelwertsbreite ist nur um rd. 3 μ gegen den Wert bei senkrechter Incidenz vergrößert.

Würden wir ein Filter 6. Ordnung mit einer Halbwertsbreite von 3,15 μ besitzen, so wäre $p = 2$. Aus Bild 5 folgte also eine effektive Halbwertsbreite von $2,25 \cdot 3,15 \mu = 7,1 \mu$ und eine eff. Zehntelwertsbreite von $4,5 \cdot 3,15 \mu = 14,2 \mu$. Da jedoch im allg. eine Zehntelwertsbreite von rd. 20 μ zur Trennung der Analysenlinien durchaus ausreichend ist, so besteht kein Anlaß, Filter mit einer kleineren Zehntelwertsbreite als rd. 20 μ zu verwenden. Man wird vielmehr selbst bei Instrumenten mit so überaus hohem Lichtleitwert, wie ihn das Flammenphotometer besitzt, bei richtiger Anordnung im Strahlengang mit den serienmäßigen Interferenzfiltern völlig auskommen⁶⁾.

Als weiteres Beispiel diene die Verwendung der Filter in einem astronomischen Instrument, etwa in Verbindung mit einem großen Hohlspiegel. Da hier die Objekte meist nur wenige Bogenminuten groß sind, ist der Lichtleitwert äußerst klein. Man kann also selbst bei Verwendung sehr kleiner Halbwertsbreiten noch mit recht kleinen Filtern auskommen. Man muß dann nur kurz vor dem Brennpunkt des Spiegels ein optisches Hilfesystem anbringen, innerhalb dessen ein telezentrischer Strahlengang auftritt, und an diese Stelle das Filter setzen.

Bei nicht telezentrischem Strahlengang und bei Neigung der Filternormale gegen die optische Achse werden die Verhältnisse ungünstiger. Hier dürfen die Formeln 7) bis 14) nicht mehr angewendet werden. Eine Behandlung der dann gültigen Formeln übersteigt jedoch den Rahmen der vorliegenden Mitteilung. Nur soviel sei gesagt, daß bei telezentrischem Strahlengang die Neigung der Filternormale gegen die optische Achse 20° nicht übersteigen soll und daß bei senkrechter Lage zur optischen Achse die Konvergenz eines nicht telezentrischen Lichtbündels unter 15° bleiben muß.

Die Interferenzlinienfilter sind bezüglich des erreichbaren Lichtstromes allen bisherigen Filtern und Monochromatoren gleicher Gesamtbreite überlegen. So besitzen selbst die sehr wirksamen Dispersionsfilter bei gleicher Fläche und mit gleicher Zehntelwertsbreite bei $\lambda_{0m} = 500 \mu$ einen zwanzigmal kleineren Lichtleitwert. Obwohl die Maximaldurchlässigkeit dieser Filter rd. viermal größer ist als die der Interferenzlinienfilter, ist also der erreich-

bare Lichtstrom bei letzteren rd. fünfmal größer. Weitere Vergleichswerte über Filter und Monochromatoren kann man der Arbeit von Hansen entnehmen.

Über die Anwendungsmöglichkeiten der neuen Filter braucht wohl nicht viel gesagt zu werden. Ihre beträchtliche Helligkeit, bequeme Handhabung und der niedrige Preis ermöglichen ihren Gebrauch im Laboratorium für die verschiedensten kolorimetrischen, photometrischen und photochemischen Zwecke. In manchen Fällen wird es als besonders angenehm empfunden, daß die Filter, da sie die Energie nicht absorbieren, auch von starken Lichtquellen nicht merklich erwärmt werden. Eine besondere Art der Anwendung der neuen Filter ist ihre Benutzung als Spiegel. Auch ihre Reflexion ist nämlich selektiv, d. h. in dem gespiegelten Licht fehlen schmale Wellenlängenbereiche an den Stellen, wo die Filter ihre Durchlässigkeitsmaxima besitzen. Die übrigen Wellenlängen werden mit sehr hoher Ausbeute reflektiert. Durch doppelte Spiegelung an zwei Filtern kann man z. B. aus dem Spektrum einer Lichtquelle bestimmte Wellenlängen praktisch völlig entfernen.

Zusammenfassung

Es werden neuartige Filter zur Aussonderung schmaler Wellenlängenbereiche beschrieben, die auf dem Prinzip des *Fabry-Pérot*-Interferometers beruhen. Die Halbwertsbreite der Filter ist von der Größenordnung 10 μ , die Zehntelwertsbreite beträgt das Dreifache. Die Maximaldurchlässigkeit liegt zwischen 10 und 40%. Wenn man die Filternormale gegen die Strahlrichtung verdreht, verschiebt sich die Wellenlänge maximaler Durchlässigkeit zu kürzeren Wellenlängen nach einem quadratischen Gesetz. Gleichzeitig findet eine Aufspaltung in zwei polarisierte Komponenten statt. Diese Winkelabhängigkeit der Durchlässigkeitskurve bedingt eine Verwendung der Filter in möglichst telezentrischem Strahlengang. Die Schrägstellung zum Lichtstrahl soll 20° nicht überschreiten. Bei richtigem Einbau eignen sich die Filter zur Verwendung in Apparaturen mit sehr hohem Lichtleitwert. Es werden die für das Verständnis der Filter und deren praktischen Gebrauch notwendigen Formeln mitgeteilt. Benutzt man die Filter in Reflexion, so erhält man ein Spektrum, in dem einzelne Linien fehlen.

Eingeg. am 30. Januar 1945.

[A 46].

Entmischung bei ternären Flüssigkeitsgemischen

Von Dipl.-Chem. HAASE, Marburg, Physikalisch-chemisches Institut

Grundlagen

Zwei Komponenten können bei einer bestimmten Temperatur und einem bestimmten Druck nur ein koexistierendes Flüssigkeitspaar bilden. Wenn man sich nur für die Zusammensetzung der miteinander im Gleichgewicht befindlichen flüssigen Phasen interessiert, spielt es praktisch keine Rolle, ob man als Druck den Gleichgewichtsdampfdruck wählt und somit eine dritte Phase im Gleichgewicht hat oder ob man dem Druck einen so hohen (konstanten) Wert gibt, daß die Gasphase verschwindet.

Bei drei Komponenten sind bei Festlegung von Temperatur und Druck eine ganze Anzahl von koexistenten Flüssigkeitspaaren bestimmter Zusammensetzung möglich. Es gibt aber bei Konstanz von Temperatur und Druck nur eine Kombination von drei koexistenten flüssigen Phasen bestimmter Zusammensetzung. Beschränken wir uns in unserer Darstellung auf das Auftreten von zwei flüssigen Schichten in ternären Mischungen bei konstanter Temperatur und schließen wir den Dampf aus der Betrachtung aus.

Da bei den drei möglichen binären Mischungen aus je zwei Komponenten bei der betreffenden Temperatur teilweise Entmischung eintreten kann, sind verschiedene Entmischungsarten in ternären Systemen zu erwarten¹⁾. Mit der Auffindung derartiger Entmischungstypen haben sich besonders Schreinemakers²⁾ später Hill³⁾ befaßt.

Wir wählen als Darstellung für ternäre Systeme die bekannten Dreieckskoordinaten (*Gibbssches Dreieck*).

Der für praktische Zwecke wichtigste Fall ist der, daß nur eines der drei möglichen binären Gemische begrenzte Mischbarkeit zeigt. Dann findet man ein ternäres Diagramm wie in Bild 1. Die

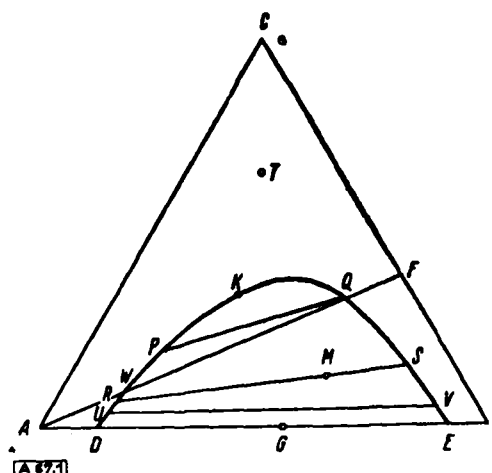


Bild 1

Löslichkeitskurve DKE stellt eine Grenzkurve (Binodalkurve) dar. Innerhalb der von dieser Kurve umrandeten Fläche stellen alle Punkte heterogene Systeme dar; außerhalb derselben entsprechen die Punkte in der Dreiecksfläche homogenen ternären Gemischen. Bestimmte Geraden, die je zwei Punkte der Grenz-

¹⁾ H. W. Bakhuys Roozeboom: Die heterogenen Gleichgewichte; Bd. 3. 2, S. 1 ff., S. 284 ff.

²⁾ F. A. H. Schreinemakers, Z. physik. Chem. 25, 545 [1898]; 29, 586 [1899]; 33, 84 [1900].

³⁾ A. E. Hill, J. Amer. Chem. Soc. 44, 1163, 1186 [1922]; Hill u. Miller, ebenda 47, 2702 [1925]; vgl. auch Timmermanns, Z. physik. Chem. 58, 159 [1907].