Bouchardianum als Neuerwerbung Nabelknoten besitzt, treten bei *inflatum* noch Bauchknoten dazu, ja auch das zwischen beiden gelegene Rippenstück nimmt häufig den Charakter eines Knotens an. Gabelrippen sind bei beiden Arten die Regel, nur im Alter des Individuums stellen sich Einzelrippen häufiger oder ausschließlich ein. Bei *inflatum* verliert sich die bis dahin phylogenetisch zu verfolgende S-förmige Schwingung der Rippen, im Grenzfall werden sie gerade. Bei manchen Exemplaren von *Bouchardianum* fällt, wie schon eingangs erwähnt, die Lobenlinie in ihrem letzten Ende ab. Diese Erscheinung scheint nur innerhalb dieser Art vorzukommen, findet sich aber nicht bei allen Formen, die zu *Bouchardianum* gestellt werden müssen. Zu erwähnen ist noch, daß als Seltenheit bei *Bouchardianum*, ja (ich kenne e i n solches Stück) auch bei *inflatum* verstärkte Rippen vorkommen. (Schluß folgt.)

Einige Anwendungen und Erweiterungen der Einbettungsmethode.

Von **K. Spangenberg** in Jena.

Mit 1 Textfigur.

Bei der Einbettungsmethode werden die Erscheinungen an der Grenze zweier farbloser Medien im Mikroskop zu relativen oder absoluten Bestimmungen ihres Lichtbrechungsvermögens benutzt. Die „quantitative Methode“ hat als Ziel die absolute Messung und erstrebt im allgemeinen als Kriterium ein Verschwinden der Abbildung der Grenze im homogenen Licht, während die „Töpler'sche Methode“ und die „Becke'sche Methode“ aus der Art von unter bestimmten Bedingungen an der Grenze auftretenden Lichterscheinungen zunächst nur eine qualitative Aussage über die Höhe der Brechungsexponenten der Komponenten ermöglichen. Die Töpler'sche Methode benutzt dabei als Kriterium eine ungleiche Beleuchtung zweier in bezug auf die Richtung von schief einfallendem Licht gegenüberliegender Grenzflächen bei s c h a r f e r Einstellung, während die Becke'sche Methode eine unsymmetrische Lichtverteilung an einer einzigen Grenzfläche, die sog. „Lichtlinie“, die durch Heben oder Senken des Tubus, also durch u n s c h a r f e Einstellung erzielt wird, zur Beurteilung des gegenseitigen Verhältnisses des Brechungsvermögens der Komponenten heranzieht. Ein allgemeiner Überblick über die Bedingungen, die auf Grund der Abbe'schen Theorie der sekundären Bildentstehung im Mikroskop für das theoretische oder praktisch vollkommene Verschwinden der Abbildung einer Grenze zweier farbloser Medien abgeleitet werden können (vgl. 21, p. 11 u. ff.), läßt kurz zusammengefaßt folgendes erkennen.

Es zeigt sich, daß zur Wahrnehmung einer mikroskopischen Abbildung durch das normale Auge offenbar im allgemeinen eine Differenz von fast 0,001 im Lichtbrechungsvermögen der Komponenten vorhanden sein muß. Infolgedessen kann man in den Fällen, in denen der zentrale Strahl des Beleuchtungskegels nicht senkrecht zu einem Hauptvektor der Indexfläche eines nicht zu schwach doppelbrechenden Mediums einfällt, beobachten und berechnen, daß das Verschwinden der Abbildung unter Umständen unmöglich wird. Weiter läßt sich daraus auch die beobachtete Erscheinung ableiten, daß eine Abbildung einer Grenze eines anisotropen z. B. gegen ein isotropes Objekt, die bei zentraler Beleuchtung unter den gewählten Bedingungen nicht wahrgenommen werden konnte, bei einseitig schiefer Beleuchtung wieder sichtbar wird. Beobachtungen im weißen Licht unterscheiden sich von denen im homogenen Licht in den Fällen, wo die Dispersion der beiden Komponenten verschieden stark ist, bekanntlich dadurch, daß an der Grenze Farben auftreten. Diese müssen dann bei Betrachtung nach der Töpler'schen oder nach der Becke'schen Methode für Rot und Blau qualitativ entgegengesetzte Erscheinungen ergeben.

Ein kritischer Vergleich der Töpler'schen Methode mit der Becke'schen ergibt bei experimenteller Nachprüfung die Überlegenheit der Becke'schen Betrachtungsweise, die bei wesentlich geringeren Brechungsunterschieden noch einwandfreie qualitative Angaben gestattet, während die Töpler'sche infolge der schiefen Beleuchtung bei anisotropen Objekten aus den oben angedeuteten Gründen sogar zu irreleitenden Beobachtungen führen muß. Dem Zustandekommen und den Eigenschaften der Lichtlinie als dem Kriterium der Becke'schen Methode wurden daher eingehende Versuche gewidmet, deren Ergebnisse an anderer Stelle ausführlich veröffentlicht worden sind (20 u. 21). Für das Folgende ist nur notwendig, als Eigenschaften der eigentlichen Becke'schen Lichtlinie festzuhalten: Sobald die lediglich auf der Differenz der Brechungsindizes beruhende Abbildung der Grenze zweier farbloser Medien wahrgenommen werden kann, tritt auch die Lichtlinie bei geeigneter Beobachtung in Erscheinung. Ihre Breite ist nicht abhängig von der Differenz der Brechungsvermögen. Bei optisch-anisotropen Medien kann man infolgedessen auch nur dann die bei entsprechender Stellung des Kristalls zur Polarisatorschwingungsebene zu erwartenden zwei Lichtlinien nebeneinander beobachten, wenn diese infolge der wirksamen Brechungsindizes (nämlich, wenn z. B. $\gamma' > n > \alpha'$) auf verschiedene Seiten der Grenze zwischen Kristall (mit γ' und α') und isotropem Medium (mit n) zu liegen kommen. Diese beiden Linien sind dann, wie bekanntlich auch die Bilder, zu denen sie gehören, senkrecht zueinander polarisiert. Kommen aber mehreren Bildern entsprechende Lichtlinien nach derselben Seite zu liegen, so wird nur eine Lichtlinie beobachtet, deren Intensität sich durch Überlagerung erklären läßt (siehe unten p. 359). Die Intensität der BECKE'schen Linie ist zweifellos abhängig von der Größe der die Abbildung erzeugenden Brechungsunterschiede und wächst mit dieser. Da sich nicht direkt erweisen läßt, nach welcher Funktion diese Abhängigkeit erfolgt, soll, wie bisher verschiedentlich schon geschehen, auch im folgenden einfache Proportionalität angenommen werden. Eine weitere Abhängigkeit ihrer Intensität von der Dicke der betreffenden Grenze ist zu beobachten und zu erwarten, kann aber bei Vergleich gleich dicker Objekte außer Betracht gelassen werden.

Nun zeigen besonders anschauliche Versuche von H. AMBRONN (2), daß sich z. B. die Abbildung der Grenze eines optisch anisotropen gegen ein isotropes Objekt auffassen läßt als die Überlagerung von zwei Bildern, die auf Grund der beiden je für sich eine Abbildung erzeugenden Brechungsdifferenzen $n - \alpha'$ und $n - \gamma'$ entstehen müssen. Grenzen also zwei verschiedene optisch-anisotrope Medien aneinander, so entstehen im allgemeinen sogar vier Teilbilder, die sich überlagern. Sie sollen im folgenden entsprechend den Differenzen von $\gamma_1' - \gamma_2'$, $\gamma_1' - \alpha_2'$, $\alpha_1' - \gamma_2'$ und $\alpha_1' - \alpha_2'$ als γ_1'/γ_2'-, γ_1'/α_2'-, α_1'/γ_2'- und α_1'/α_2'-Teilbilder bezeichnet werden. Es ist nun möglich, in gewissen Fällen durch entsprechende Benutzung von Polarisator und Analysator die sich überlagernden vier Teilbilder nacheinander zu betrachten (vgl. 21, Fig. 1). Man stellt zunächst z. B. die Schwingungsebene des Polarisators PP $// \alpha_1'$. Die Komponente γ_1' fällt dann weg. Im Medium 2 wirken aber sowohl α_2' wie auch γ_2' und erzeugen durch die Differenzen $\alpha_1' - \alpha_2'$ und $\alpha_1' - \gamma_2'$ zwei Teilbilder. Wird nun angenommen, daß γ_2' gegen γ_1' um den Winkel φ ($90^0 > \varphi > 0^0$) gedreht ist, so läßt sich ein Analysator so aufsetzen, daß z. B. AA $// \alpha_2'$. Damit wird dann das α_1'/γ_2'-Teilbild verlöscht, und man kann in der Tat das α_1'/α_2'-Teilbild allein beobachten. Analog sind die übrigen Bilder der Beobachtung zugänglich zu machen. Die vorstehend skizzierten Anschauungen lassen sich mit Vorteil zu verschiedenen, im folgenden ausführlicher beschriebenen Erweiterungen des Anwendungsgebietes der Einbettungsmethode ausbauen.

1. Quantitative Bestimmungen nach Messungen an zwei Grenzen. Es ist oben bereits darauf hingewiesen worden, daß in den Fällen, wo ein anisotropes Objekt (mit den Indizes γ' und α') in einem isotropen vom Brechungsvermögen n eingebettet wird, in dem Fall zwei Lichtlinien, und zwar auf verschiedenen Seiten der Grenze zu beobachten sind, wenn $\gamma' > n > \alpha'$. Wir wollen die Intensität der γ'-Linie mit $I_{\gamma'}$, die der α'-Linie mit I_{α} bezeichnen. Verfolgt man nach Hocheinstellung des Tubus z. B. bei ruhendem Objekt unter Drehung des Polarisators die Veränderungen, die diese Intensitäten erleiden, so findet man, daß $I_{\gamma'} = 0$, wenn $\alpha' //$ PP, d. h. also, wenn das γ'-Bild verschwunden

ist, und $I_\alpha = 0$, wenn $\gamma' \parallel PP$, d. h. wenn das α'-Bild nicht mehr entstehen kann. Die Intensitäten wachsen also während einer Drehung des Polarisators von Null bis zu ihrem maximalen Betrag. Nach einer Drehung um den Winkel φ aus der Stellung $\gamma' \parallel PP$, wo die Intensität $I_\alpha = 0$ ist, wird für α die Amplitude proportional $\sin\varphi$, also I_α proportional $\sin^2\varphi$ sein, so daß nach 45^0 Drehung gerade $\frac{1}{2} I_\alpha$ erreicht ist. Andererseits wird I_γ abnehmen mit $\cos^2\varphi$, so daß ebenfalls nach 45^0 Drehung $\frac{1}{2} I_\gamma$ erreicht ist. Wäre jetzt die Intensität beider Linien gerade gleich geworden, so müßte, da nach unserer bekannten Voraussetzung:

$$\frac{I_\gamma}{I_\alpha} = \frac{\gamma' - n}{n - \alpha'}$$

und im speziellen Falle

$$\tfrac{1}{2} I_\gamma = \tfrac{1}{2} I_\alpha$$

also

$$n - \alpha' = \gamma' - n$$
$$n = \frac{\gamma' + \alpha'}{2},$$

d. h. das Brechungsvermögen des isotropen Mediums müßte gerade das arithmetische Mittel aus γ' und α' sein.

Allgemein ist, da I_γ proportional $\cos^2\varphi$ und I_α proportional $\sin^2\varphi$:

$$\frac{I_\gamma}{I_\alpha} = \frac{\cos^2\varphi\,(\gamma' - n)}{\sin^2\varphi\,(n - \alpha')}.$$

Wenn also für einen bestimmten Drehungswinkel φ_1 z. B. in einer Flüssigkeit mit n_1 gerade Gleichheit beider Intensitäten eingetreten ist, so ist wieder

$$(1) \qquad \cos^2\varphi_1\,(\gamma' - n_1) = \sin^2\varphi_1\,(n_1 - \alpha').$$

Haben wir in einer anderen Flüssigkeit vom Index n_2 einen Drehungswinkel φ_2 gefunden, für den beide Intensitäten gleich sind, so ist

$$(2) \qquad \cos^2\varphi_2\,(\gamma' - n_2) = \sin^2\varphi_2\,(n_2 - \alpha').$$

Wir haben dann aus den beiden Gleichungen

$$(3) \qquad \begin{aligned} &\gamma' \cdot \cos^2\varphi_2 + \alpha' \cdot \sin^2\varphi_2 - n_2 = 0 \\ \text{und} \quad &\gamma' \cdot \cos^2\varphi_1 + \alpha' \cdot \sin^2\varphi_1 - n_1 = 0 \end{aligned}$$

die Unbekannten γ' und α' zu berechnen und erhalten für:

$$(4) \qquad \begin{aligned} \gamma' &= \frac{n_2 \cdot \sin^2\varphi_1 - n_1 \cdot \sin^2\varphi_2}{\sin^2\varphi_1 - \sin^2\varphi_2} \\ \alpha' &= \frac{n_1 \cdot \cos^2\varphi_2 - n_2 \cdot \cos^2\varphi_1}{\cos^2\varphi_2 - \cos^2\varphi_1} \ * \end{aligned}$$

* Nur der Analogie halber in dieser Form geschrieben. Die beiden Nenner sind gleich.

wobei zu beachten ist, daß die Winkel φ_1 und φ_2 stets von der Stellung $\gamma' \,/\!/\, PP$ aus zu messen sind.

Da nach den Gleichungen (3)

$$\gamma' \cdot \cos^2 \varphi + \alpha' \cdot \sin^2 \varphi = n,$$

so folgt

$$\sin^2 \varphi = \frac{\gamma' - n}{\gamma' - \alpha'}.$$

Berechnet man nach dieser Formel für bis zu 50 μ dicke Anhydritspaltungsblättchen nach (001), wo $\alpha_{546} = 1{,}5712$ und $\gamma_{546} = 1{,}6149$ (berechnet mit Hilfe der eingliedrigen Cauchy'schen Dispersionsformel aus den Werten für C und F von A. Mülheims [**12**, p. 228]) den Winkel φ_1 für $n_1 = 1{,}5894$ (d. i. Anilin für Hg-grün) und den Winkel φ_2 für $n_2 = 1{,}6003$ (d. i. Monochloranilin für Hg-grün), so ergibt sich:

$$\varphi_1 = 49^0\,49'$$
$$\varphi_2 = 35^0\,19'$$

Aus den Werten für $\alpha_D = 1{,}5693$ und $\gamma_D = 1{,}6130$ sowie n_D für Anilin $= 1{,}583$ und n_D für Monochloranilin $= 1{,}592$ erhält man $\varphi_1' = 57^0\,23'$ und $\varphi_2' = 43^0\,53'$.

Diese Zahlen zeigen: 1. daß die Messungen nur im homogenen Licht ausgeführt werden dürfen, da die Winkel φ_1 und φ_2 für Beleuchtung mit Licht verschiedener Wellenlänge recht beträchtlich voneinander abweichen, und 2. daß die Unterschiede der Winkel für verschiedene Flüssigkeiten tatsächlich so große sind, daß Messungen mittels der Ablesungen am drehbaren Objekttisch ausgeführt werden können. Für Hg-grün wurde im genannten Beispiel als Mittel aus 10 Ablesungen in guter Übereinstimmung mit den berechneten Werten gefunden $\varphi_1 = 50^0$ und $\varphi_2 = 35^0$, woraus sich nach (4) berechnet $\alpha = 1{,}5725$ und $\gamma = 1{,}6144$.

Die Einstellungen wurden teils auf Gleichheit der Intensität vorgenommen oder, da diese etwas schwerer zu schätzen ist, besser so ausgeführt, daß über die Nullage nach beiden Seiten gerade so weit hinausgedreht wurde, bis deutlich eine Ungleichheit beider Lichtlinien bemerkt werden konnte. Der Spielraum, in dem so um die Nullage bewegt werden konnte, betrug etwa 10^0. Die Beobachtungsfehler würden für das betreffende Beispiel nicht mehr als 0,005 ausmachen, wenn die Ablesungsfehler der Winkel φ_1 und φ_2 selbst etwa 3^0 betragen hätten. Diese Genauigkeit ist für das gewählte Beispiel unschwer zu erreichen, wird aber geringer, je geringer die Doppelbrechung des Objektes und je näher die Winkel φ_1 und φ_2 infolge der Wahl der Flüssigkeiten an 0^0 bezw. 90^0 herangehen. In günstigen Fällen, vor allem bei nicht zu geringer Doppelbrechung und bei so klar durchsichtigem Material, daß die Intensitäten der Linien auf beiden Seiten ungestört zu beobachten sind, erscheint die Methode wohl brauchbar. Man wird sie vielleicht anwenden, wenn es sich bei einem passenden Objekt darum handelt. möglichst wenig Material für die Untersuchung nach der Einbettungsmethode zu verwenden, oder auch wenn die Natur des Objektes gerade die Flüssigkeiten oder Gemische ausschließt, die zur Einbettung nach der quantitativen Methode erforderlich wären. In Dünnschliffen können zwar in ähnlicher Weise in manchen Fällen zwei Lichtlinien beobachtet werden, doch ist hier einesteils der Brechungsexponent des Canadabalsams für das zu benutzende homogene Licht nicht genügend genau bekannt, andererseits fehlt die in der Regel notwendige Bestimmung eines zweiten Winkels φ in einem anderen Medium.

Diese ist jedoch z. B. entbehrlich, wenn bereits ein Brechungsexponent durch irgend eine andere Methode zu ermitteln war. Besonders kann, wenn bei einachsigen Mineralien ω bekannt ist, ε' und damit indirekt auch die Neigung des Schnittes gegen die optische Achse aus einer Bestimmung gefunden werden. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß, wenn in der Formel

$$\gamma' \cdot \cos^2 \varphi + \alpha' \cdot \sin^2 \varphi = n$$

γ' und α' sowie der Winkel φ bekannt sind, n berechnet werden kann. Diese Möglichkeit tritt z. B. in gewissen, im nächsten Abschnitt behandelten Fällen ein.

Führt man die obigen Betrachtungen an bis zu 20 μ dicken Anhydritspaltungsplättchen nicht bei gehobenem Tubus, sondern bei scharfer Einstellung aus, so daß also nicht neben der Grenze zwei deutliche Lichtlinien erscheinen, so findet man, daß bei den nämlichen Winkeln, wo vorher die Lichtlinien gerade gleiche Intensität hatten, die Abbildung im homogenen Licht völlig oder fast ganz verschwunden ist. In gleicher Weise läßt sich bei analogen Bedingungen auch bei sehr dünnen $NaNO_3$-Kristallen ein solches Verschwinden beobachten, wie H. Ambronn (1) zuerst aufgefallen ist. Die von ihm aufgestellte Formel beruhte jedoch auf einer irrtümlichen Vorstellung über die Ursache dieser Nullage. Ihr Zusammenfallen mit der Lage gleicher Intensität der zugehörigen Lichtlinien beweist ebenso wie die Nachprüfung durch Messungen, die allerdings weniger genau ausgeführt werden können, daß die oben angegebenen Formeln (4) zur Berechnung von γ' und α' herangezogen werden müssen. Eine Erklärung des Zustandekommens dieser Nullage ist an anderer Stelle (20) versucht worden.

2. Bestimmung der Plagioklase mittels des Brechungsvermögens nach F. Becke. In den für die nach ihm genannte Methode grundlegenden Arbeiten (3) hat F. Becke bekanntlich gleichzeitig beobachten gelehrt, wie auf Grund der Erscheinung der Lichtlinie an Quarz-(bezw. Nephelin-) Feldspatgrenzen die Unterscheidung der einzelnen Glieder der sauren Plagioklase bis etwa zu $Ab_1 An_1$ leicht ausgeführt werden kann. Da ein günstiger Zufall gerade in den Quarz bezw. Nephelin führenden Eruptivgesteinen gerade nur solche Plagioklase auftreten lassen

kann, ist diese Methode bekanntlich von großer praktischer Bedeutung, und es ist wertvoll, wenn sich zeigen läßt, daß die von Becke für notwendig erachteten Einschränkungen fallen gelassen werden können. Als einschränkende Bedingungen für diese Beobachtungen wurden nämlich zunächst gefordert:

1. Quarz-Feldspatgrenzen, für die beide Individuen gleichzeitig oder nahezu gleichzeitig auslöschen. Die Stellung, wo in diesen Fällen die beiden größten Brechungsexponenten beider Mineralien γ' im Feldspat und ε' im Quarz parallel stehen, wird als Parallelstellung, die andere als Kreuzstellung bezeichnet;

2. wurde aber auch gefordert, daß nur möglichst stark doppelbrechende Quarzschnitte verwendet werden sollen, damit ε' möglichst nahe gleich ε wird. Andernfalls würde sich beim Vergleich mit ε' eine Unsicherheit ergeben, indem der danach bewertete Brechungsexponent zu hoch eingeschätzt würde. Diesem Übelstand ist abzuhelfen, wenn man in der Weise, wie es von W. Salomon (15) vorgeschlagen worden ist, die Erscheinungen im konvergenten Licht benutzt, um die Neigung α des Quarzschnittes gegen seine optische Achse zu bestimmen. Dann ist es in bekannter Weise möglich, den Wert ε' zu berechnen.

W. Salomon hat dem weiteren Übelstand, daß häufig in einem entsprechenden Dünnschliff sehr wenige oder gar keine Fälle von Feldspatgrenzen vorkommen werden, die der Bedingung der gleichzeitigen Auslöschung entsprechen, dadurch zu begegnen versucht, daß er für die weitaus zahlreicheren Fälle von Schnitten, deren Schwingungsrichtungen beliebig gegeneinander gedreht sind, einen Weg angab, wie auch diese zur Bestimmung herangezogen werden können. Er berechnet aus der Überlagerung der Becke'schen Linien (vgl. oben p. 354), die einmal von ω, das andere Mal von ε' bedingt sind, eine mittlere Intensität, die wie ein „scheinbarer mittlerer Brechungsindex" des Quarzes zum Vergleich mit γ' oder α' der angrenzenden Feldspatstücke herangezogen wird. Der Winkel, um den ε' gegenüber PP gedreht ist, wird mit γ bezeichnet, er soll im folgenden, um Verwechslungen zu vermeiden, mit φ benannt werden. Dann wird für $\varphi = 45^0$ der „scheinbare mittlere Brechungsexponent"

$$n_\varphi = \frac{\omega + \varepsilon'}{2}$$

gesetzt, d. h. die Intensität der von ω und ε' abhängigen Lichtlinie zu

$$\omega \cdot \sin^2\varphi = \frac{\omega}{2} \quad \text{und} \quad \varepsilon' \cdot \cos^2\varphi = \frac{\varepsilon'}{2}$$

angenommen. Bei der weiteren Ableitung für einen beliebigen Winkel φ wird aber die Abhängigkeit der Intensität vom Quadrat der Amplitude vernachlässigt. Die zur graphischen Berechnung des scheinbaren Brechungsexponenten n_φ beigegebene Tabelle ist daher nach der Formel

$$n_\varphi = \frac{\omega + \varepsilon' \,.\, \operatorname{cotg} \varphi}{1 + \operatorname{ctg} \varphi}$$

aufgestellt worden, während

$$n_\varphi = \omega \,.\, \sin^2 \varphi + \varepsilon' \cos^2 \varphi$$

als richtige Formel gefunden worden wäre, wenn an Stelle von $\operatorname{cotg} \varphi$ die Quadrate gesetzt werden.

Denn es ist, wenn z. B. ein Feldspat, wo $\gamma' > \alpha' > \varepsilon' > \omega$ gewählt und $\alpha' \parallel PP$ gestellt wurde und

I_φ = zu beobachtende mittlere Intensität,
I_ω = Intensität der Lichtlinie entsprechend der Differenz $\alpha' - \omega$,
$I_{\varepsilon'}$ = " " " " " " $\alpha' - \varepsilon'$

in ähnlicher Weise wie im vorhergehenden Abschnitt:

$$I_\varphi = I_\omega \,.\, \sin^2 \varphi + I_{\varepsilon'} \,.\, \cos^2 \varphi$$

d. h. $$\alpha' - n_\varphi = (\alpha' - \omega) \,.\, \sin^2 \varphi + (\alpha' - \varepsilon') \,.\, \cos^2 \varphi$$
$$n_\varphi = \alpha\,[1 - (\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi)] + \omega \,.\, \sin^2 \varphi + \varepsilon' \,.\, \cos^2 \varphi$$
$$n_\varphi = \omega \,.\, \sin^2 \varphi + \varepsilon' \,.\, \cos^2 \varphi$$

wie oben bereits angegeben wurde.

Für Feldspäte, wo $\alpha' < \gamma' < \omega < \varepsilon'$, ist die gleiche Formel noch anwendbar. Für alle Fälle, und das sind nicht wenige, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht, wo nicht diese extremen Verhältnisse vorliegen, sondern wo z. B.

I. $\varepsilon' > \gamma' > \omega$ oder wo II. $\varepsilon' > \alpha' > \omega$

wird, wie uns aus dem vorigen Abschnitt genügend bekannt, überhaupt keine Überlagerung zustande kommen können, sondern die Erscheinung der beiden auf verschiedenen Seiten der Grenze liegenden Lichtlinien auftreten.

Ist deren Intensität als gleich zu erkennen, so wäre im Falle I nach der mit der obigen übereinstimmenden Gleichung (3) p. 355:

$$\varepsilon' \,.\, \cos^2 \varphi + \omega \,.\, \sin^2 \varphi = \gamma'$$

und im Fall II

$$\varepsilon' \,.\, \cos^2 \varphi + \omega \,.\, \sin^2 \varphi = \alpha'$$

γ' und α' wären dann bei bekanntem ω, nach Salomon meßbarem ε' und bei gemessenem Winkel φ, um den ε' gegenüber γ' bezw. $\alpha' \parallel PP$ gedreht ist, nicht nur qualitativ, sondern quantitativ bestimmt.

Es ist aber überhaupt nicht in allen Fällen nötig, die Bestimmung des scheinbaren mittleren Brechungsexponenten nach (5) auszuführen, die ohnehin nur den Vergleich von γ' und α' des Feldspates mit je nur einem „scheinbaren" Lichtbrechungsvermögen des Quarzes und nur in den Fällen, wo $\gamma' > \alpha' > \varepsilon' > \omega$ oder wo $\alpha' < \gamma' < \omega < \varepsilon'$ ermöglichen würde. Wir brauchen uns dazu nur außer der Erscheinung der Doppellinie noch die Möglichkeit dienstbar zu machen, die vier an Quarz-Feldspatgrenzen in diesen allgemeinsten Fällen entstehenden Teilbilder mit Hilfe der Stellungen von Polarisator und Analysator zu trennen. Dann erhalten wir

1. das ω/γ'-Bild, wenn γ' // PP und AA // ω
2. „ ω/α'- „ „ α' // PP „ AA // ω
3. „ ε'/γ'- „ „ γ' // PP „ AA // ε'
4. „ ε'/α'- „ „ α' // PP „ AA // ε'

Da in der von Becke in Betracht gezogenen Weise bei Parallelstellung und Kreuzstellung ohne Zuhilfenahme des Analysators gerade die Fälle zu beobachten sind, für die wir die „Winkelstellung“, wenn $\varphi \gtrless {}^{70^0}_{20^0}$, nicht verwenden können, läßt sich jetzt für jede beliebige Quarz-Feldspatgrenze die Methode anwenden. Die Winkelstellung, die am häufigsten vorkommen wird, bietet dabei an einer Grenze zugleich die Ergebnisse von Parallelstellung, wo nur ε'/γ'- und ω/α'-Bild, und von Kreuzstellung, wo nur ω/γ'- und ε'/α'-Bild betrachtet werden können. Ergänzen wir daher die von F. Becke in Verbesserung seiner ersten Mitteilungen hierüber in neuerer Zeit gegebene Zusammenstellung (4), so erhalten wir die in der beigegebenen Tabelle dargestellten Verhältnisse.

Es ist daraus ersichtlich, daß mit Hilfe der Parallelstellung 4 Gruppen (nicht trennbar I und II, V und VI), mit Hilfe der Kreuzstellung 5 Gruppen (nicht trennbar III und IV), mit Hilfe der Winkelstellung aber alle 6 Gruppen voneinander geschieden werden können. Die Trennung der Bilder bei der Winkelstellung erlaubt aber ferner noch Fälle zu unterscheiden, die

1. an der Grenze zwischen II und III liegen, wenn nämlich [1]

$$\omega < \gamma' \ (F) \qquad \text{und} \qquad \omega > \alpha' \ (Q)$$

2. zwischen III und IV in einem schmalen Bereich liegen, wo

$$\omega < \alpha' \ (F) \qquad \text{aber} \qquad \varepsilon > \gamma' \ (Q)$$

3. zwischen IV und V auftreten, wenn

$$\varepsilon < \gamma' \ (F \qquad \text{aber} \qquad \varepsilon > \alpha' \ (Q$$

Wenn man ferner berücksichtigt, daß man am gleichen Dünnschliff wahrscheinlich noch eine oder mehrere Grenzen beobachten kann, für die nach Salomon ein anderer Wert ε' sich genau ermitteln läßt, so braucht man sich nur vorzustellen, wie stark besonders die Grenzen der Gruppen III, IV und V sich nach links verschieben müssen, sobald die ε'-Kurve tiefer liegt. Dadurch werden die Bestimmungen unter der Voraussetzung, daß man wirklich zwei Feldspäte gleicher Zusammensetzung vergleicht, so genau wie nur wünschenswert gestaltet werden können.

[1] (F) bezw. (Q) bedeuten hierbei, daß in dem betreffenden Falle Feldspat bezw. Quarz als höher lichtbrechendes Medium erscheinen.

Gruppe	An %	Parallelstellung		Kreuzstellung		Winkelstellung				
I. Albit und Oligoklasalbit .	0—16	$\alpha' < \omega$	(Q)	$\alpha' < \varepsilon$	(Q)	$\omega\gamma'$	$\omega\alpha'$	$\varepsilon\gamma'$	$\varepsilon\alpha'$	(Q)
		$\gamma' < \varepsilon$	(Q)	$\gamma' < \omega$	(Q)					
II. Saurer Oligoklas	16—22	$\alpha' < \omega$	(Q)	$\alpha' < \varepsilon$	(Q)	$\omega\gamma' = 0$				
		$\gamma' < \varepsilon$	(Q)	$\gamma' = \omega$	—		$\omega\alpha'$	$\varepsilon\gamma'$	$\varepsilon\alpha'$	(Q)
III. Basischer Oligoklas	22—30	$\alpha' = \omega$	—	$\alpha' < \varepsilon$	(Q)		$\omega\alpha' = 0$			
						$\omega\gamma'$				(F)
		$\gamma' < \varepsilon$	(Q)	$\gamma' > \omega$	(F)			$\varepsilon\gamma'$	$\varepsilon\alpha'$	(Q)
IV. Saurer Andesin	30—41	$\alpha' > \omega$	(F)	$\alpha' < \varepsilon$	(Q)			$\varepsilon\gamma' = 0$		
						$\omega\gamma'$	$\omega\alpha'$			(F)
		$\gamma' = \varepsilon$	—	$\gamma' > \omega$	(F)				$\varepsilon\alpha'$	(Q)
V. Basischer Andesin	41—48	$\alpha' > \omega$	(F)	$\alpha' = \varepsilon$	—				$\varepsilon\alpha' = 0$	
		$\gamma' > \varepsilon$	(F)	$\gamma' > \omega$	(F)	$\omega\gamma'$	$\omega\alpha'$	$\varepsilon\gamma'$		(F)
VI. Labrador-Anorthit . . .	48—100	$\alpha' > \omega$	(F)	$\alpha' > \varepsilon$	(F)	$\omega\gamma'$	$\omega\alpha'$	$\varepsilon\gamma'$	$\varepsilon\alpha'$	(F)
		$\gamma' > \varepsilon$	(F)	$\gamma' > \omega$	(F)					

Ob in den vier Fällen, wo

$\omega = \gamma' \pm 0{,}001, \quad \omega = \alpha' \pm 0{,}001, \quad \varepsilon' = \gamma' \pm 0{,}001, \quad \varepsilon' = \alpha' \pm 0{,}001$

gemäß unserer eingangs angestellten Betrachtungen tatsächlich keine Grenze wahrzunehmen ist, wie die Theorie erfordert, konnte bisher aus Mangel an geeignetem Beobachtungsmaterial noch nicht experimentell festgestellt werden. Die Möglichkeit, daß bei den immerhin ziemlich weit geöffneten Beleuchtungskegeln, die zur Beobachtung dienen, bei Schnitten, die nahezu 45^0 gegen einen Hauptvektor, sei es der Indexfläche des Quarzes oder der des Feldspates, geneigt sind, die Abbildung der Grenze nicht verschwindet, ist gegeben, wie aus an anderer Stelle mitgeteilten Beobachtungen am ε'-Bild des Calcits zu schließen ist (**21**). Es müßte sich aber dann mit schiefer Beleuchtung in der dort angegebenen Weise zeigen lassen, daß bei entgegengesetzter Richtung der Beleuchtung das höher lichtbrechende Medium auf verschiedenen Seiten der Grenze liegt. Solche Schnitte wären dann möglicherweise nur mit Vorsicht für die Bestimmung zu gebrauchen. Aufschluß hierüber können erst die Beobachtungen ergeben.

Für Nephelin-Feldspatgrenzen sind alle vorstehenden Betrachtungen ohne weiteres sinngemäß anwendbar. Es soll jedoch nicht unterlassen werden, noch darauf hinzuweisen, daß, wie bekannt, auch die Grenzen von Feldspaten gegen den Canadabalsam zur Unterscheidung herangezogen werden können. Seine Lichtbrechung wird etwa $n = 1{,}540$[1] betragen; sind im Schliff zufällig am Rande auch Quarze gegen Canadabalsam grenzend, so kann durch Vergleich am ω-Bild des Quarzes leicht festgestellt werden, ob $\omega \gtreqless n$ und damit die Unsicherheit, die im je nach dem Auskochen verschiedenen Brechungsvermögen des Canadabalsams begründet ist, beträchtlich herabgemindert werden. Unterscheiden lassen sich damit bei den Plagioklasen mit ziemlicher Sicherheit folgende Gruppen:

I. $\gamma' < n$, $\alpha' < n$, d. h. Albite bis ca. 7 % An,
II. $\gamma' = n$, $\alpha' < n$, d. h Oligoklasalbite bis ca. 17 % An,
III. $\gamma' > n$, $\alpha' = n$, d. h. Oligoklase bis ca. 25 % An,
IV. $\gamma' > n$, $\alpha' > n$. d. h. die An-reicheren Feldspäte.

Wie an Dünnschliffen der Voigt- und Hochgesang'schen Sammlung beobachtet werden konnte, treten bei II für das γ'-Bild, bei III für das α'-Bild die eingangs erwähnten bekannten Farbenerscheinungen auf, weil die Dispersion für Canadabalsam größer ist als für die Feldspäte. An manchen Schnitten tritt für die Feldspäte zwischen Gruppe II und III auch der Fall ein, daß $\gamma' > n > \alpha'$, und es werden dann zwei Lichtlinien auf verschiedenen Seiten der Grenze in der bekannten Weise beobachtet.

(Schluß folgt.)

[1] Vgl. hierüber W. T. Schaller (**16**) und E. A. Wülfing (**24**).