© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Original-Mitteilungen an die Redaktion.

Versuche über den Einfluss innerer Reflexionen auf die Interferenzerscheinungen an dünnen doppeltbrechenden Platten, insbesondere an Spaltungsplatten von Muscovit.

Von **H. Joachim** in Göttingen.

Mit 2 Textfiguren.

I.

Soweit es sich um isotrope Medien handelt, sind die auf den inneren Reflexionen beruhenden Interferenzen Gegenstand vielfacher und eingehender theoretischer und experimenteller Behandlung gewesen.

Von den zahlreichen über diesen Gegenstand vorhandenen Abhandlungen ist vor allem eine Arbeit von F. v. Wrede [1] zu erwähnen, der zuerst den Einfluß der inneren Reflexionen mit Hilfe der Methode der spektralen Zerlegung untersuchte. In ähnlicher Richtung bewegen sich die Versuche von A. Ermann [2].

Was die anisotropen Medien betrifft, so finden sich kurze Hinweise theoretischer Art auf die Bedeutung der inneren Reflexionen für die an planparallelen Platten auftretenden Interferenzen im polarisierten Licht außer bei W. Voigt [3] noch bei Dongier [4] und Macé de Lépinay [5].

Es sollen nun im folgenden einige Versuche beschrieben werden, die diesen Einfluß der inneren Reflexionen demonstrieren [6].

[1] F. v. Wrede, Pogg. Ann. **33**. 353. 1834.
[2] A. Ermann, Pogg. Ann. **63**. 531. 1844.
[3] W. Voigt, Ann. d. Phys. N. F. **22**. 226. 1884.
[4] Dongier, Thèses, Paris 1897/98. No. 16. 90.
[5] Macé de Lépinay, Journ. d. Phys. (3.) **9**. 644. 1900.
[6] Die theoretische Behandlung der hier beschriebenen Erscheinungen findet sich in: H. Joachim, Über den Einfluß innerer Reflexionen auf die Interferenzerscheinungen an doppeltbrechenden Kristallplatten. Nachr. Ges. d. Wiss. Göttingen 1907. Math.-phys. Kl. 20 p.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

II.

Als bequemstes Material bieten sich wegen ihrer vollkommenen Spaltbarkeit Muscovitplättchen dar. Von gut durchsichtigem indischen Muscovit wurden dünne Plättchen vorsichtig abgespalten, die im polarisierten Licht zwischen gekreuzten Nicols das Grau erster Ordnung zeigten. Durch geeignetes starkes Neigen läßt sich an der Einheitlichkeit der Interferenzfarben feststellen, ob die Platten überall konstante Dicke besitzen. Auf diese Weise erhält man geeignete Platten mit 60—150° Phasendifferenz der langsameren gegen die schnellere Welle, deren Auswertung im Na-Licht mit einem Keilkomparator vorgenommen wurde.

Wenngleich einige der in Frage kommenden Erscheinungen schon an unpräparierten Glimmerblättchen wahrgenommen werden können, so treten sie doch ungleich deutlicher hervor, wenn man die Plättchen beiderseits halb versilbert. Im Gegensatz zu einer Bemerkung von Lord Rayleigh[1] zeigte sich, daß die Herstellung derartiger Spiegel durch Eintauchen in eine Versilberungsflüssigkeit möglich war, und zwar gab das Böttger'sche Verfahren[2] gute Resultate. Dabei mußte allerdings vorher eine gründliche Reinigung der Plättchen mit Salpetersäure, Ätzkali, Alkohol und Äther vorgenommen und für möglichst staubfreie Flüssigkeiten Sorge getragen werden.

III.

Bringt man eine so hergerichtete Glimmerplatte im natürlichen weißen Lichte vor den Spalt eines Spektroskops, dessen Auflösungsvermögen die D-Linien erheblich zu trennen gestattet, so erblickt man im allgemeinen eine Schar von hellen und dunklen Streifen, die parallel zu den Fraunhofer'schen Linien das Spektrum durchziehen. Indessen treten die hier in Betracht kommenden Erscheinungen besser hervor in einer etwas anderen Versuchsanordnung.

Eine allgemein gebräuchliche Methode, die bei der Beleuchtung mit natürlichem weißen Lichte durch innere Reflexionen z. B. an einer Platte eines isotropen Mediums erzeugten Interferenzstreifen im Spektrum sichtbar zu machen, besteht darin, daß man die Platte oder deren gleich großes Bild in die Nähe des Spaltes bringt. Will man bei einer mäßig dicken Platte das Streifensystem noch auflösen, so muß bei vorgegebener Kollimatorlänge die Apertur desselben ein durch das spektrale Auflösungsvermögen bestimmtes Mindestmaß erreichen. Das die Platte durchsetzende

[1] Lord Rayleigh, Phil. Mag. 12. 489. 1906.

[2] Vergl. F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. (9.) 32. Leipzig 1901.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Strahlenbüschel hat also eine der Plattendicke entsprechende Öffnung. Die in der hinteren Brennebene des Fernrohrobjektivs an einer bestimmte Stelle des Spektrums entstehende Interferenz ist nun eine Integralerscheinung, für deren Deutlichkeit jene Öffnung des Strahlenbüschels maßgebend ist, insofern sie dem mittleren Teile des Interferenzbildes entspricht, das man an der Glimmerplatte im konvergenten einfarbigen Licht beobachtet, wenn man sie z. B. dicht vor das Auge bringt und eine in der Nähe befindliche Na-Flamme betrachtet. Da dieses Interferenzbild angenähert aus konzentrischen hellen und dunklen Kreisen besteht [1], entsprechend denjenigen Neigungswinkeln, für welche die Phasendifferenz der interferierenden Wellen ein gerades oder ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt, so wird die im Fernrohr zustande kommende Interferenzerscheinung um so undeutlicher werden, je größer die Differenz der Phasenunterschiede in der Mitte und am Rande des Strahlenbüschels ist. Beträgt jene Differenz eine halbe Wellenlänge, so werden trotz hinreichend großem Auflösungsvermögen des Spektroskops die Interferenzstreifen an der betreffenden Stelle im Spektrum verschwinden.

Nun ist in der angeführten Abhandlung (p. 18) gezeigt worden, daß bei normaler Dispersion der Präparate die Schärfe der Interferenzstreifen fast unabhängig ist von der Wellenlänge. Es ergibt sich somit, daß in diesem Falle bei hinreichend großer Apertur des Kollimators das Streifensystem im ganzen Spektrum verschwinden muß trotz großem Auflösungsvermögen des Spektralapparates. Beträgt z. B. die Apertur des Kollimators 3^0, so werden an einer Glimmerplatte, die im Na-Licht ca. 1—2 Wellenlängen Gangunterschied darbietet, überhaupt keine Streifen im Spektrum sichtbar sein.

Um unter diesen Verhältnissen das Streifensystem dennoch sichtbar zu machen, muß man die Apertur des die Platte durchsetzenden Strahlenbüschels verkleinern. Das kann man dadurch erreichen, daß man ein verkleinertes Bild der Platte auf dem Spalt entwirft. Noch vorteilhafter dagegen ist folgende Versuchsanordnung: Man bringe die Lichtquelle L in die vordere Brennebene eines Sammellinsensystems O_1 und bilde sie mit Hilfe eines zweiten ähnlichen Linsensystems O_2 auf den in ihrer hinteren Brennebene befindlichen Spalt S des Kollimators ab. Die Platte K bringe man alsdann in das zwischen O_1 und O_2 telezentrische Strahlenbündel. Dann ist die Öffnung des die Platte durchsetzenden Strahlenbündels gegeben durch das Verhältnis b/f_2 von Spaltbreite b zur Brennweite f_2 des zweiten Linsensystems O_2 und im allgemeinen genügend klein, um bei hinreichend

[1] Lord Rayleigh, a. a. O.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

großem Auflösungsvermögen des Spektroskops die Streifen im Spektrum erkennen zu lassen.

Da es bei dieser Versuchsanordnung wesentlich darauf ankommt, daß die Platte K überall konstante Dicke hat, so läßt sich im Vergleich mit der vorhin besprochenen gebräuchlichen Versuchsanordnung folgende Regel aufstellen:

Die Beobachtung der Interferenzstreifen im Spektrum geschieht bei hinreichend großen, überall gleich dicken Platten in der auf p. 579 beschriebenen Weise, während sehr dünne und kleine Präparate, deren Dicke nicht überall konstant ist, direkt vor den Spalt des Kollimators mit kleiner Apertur gebracht werden.

Schließlich ergibt sich noch (a. a. O. p. 19), daß eine Vergrößerung der Apertur des die Platte durchsetzenden Strahlenbüschels auf das Streifensystem im Spektrum in dem Sinne wirkt, daß dieses nach dem roten Ende hin etwas verschoben erscheint.

IV.

Da zu den Versuchen lediglich Glimmerspaltungsblättchen verwendet wurden, so wurde die auf p. 579 angegebene Versuchsanordnung benutzt.

Als Lichtquelle L diente der Nernstfaden eines Intensivbrenners. Die Linsensysteme O_1 und O_2 bestanden aus zwei Fernrohrobjektiven von 8 und 5 cm Brennweite und etwa 8 mm freier Öffnung. Das Spektrometer war nach den Angaben von Lummer[1] von Wahnschaff konstruiert. Herr Kommerzienrat Dr. Hans Hauswaldt hatte das Instrument in liebenswürdigster Weise dem Mineralogischen Institut der Universität Göttingen zur Verfügung gestellt. Mit Hilfe eines Rutherford'schen Prismas konnte ein beträchtliches Auflösungsvermögen erreicht werden.

1. Zur Demonstration der Wirkungen verschiedener Versuchsanordnungen diente eine Glimmerplatte von reichlich 2 λ Gangunterschied im Natriumlicht. Stellt man die Platte zwischen O_1 und O_2, so beobachtet man namentlich im grünen Teil des Spektrums deutliche feine Streifen; diese verschwinden, sobald man die Platte unmittelbar vor den Spalt S bringt.

2. Bezeichnet man mit $\mathfrak{P}_1$ und $\mathfrak{P}_2$ die Polarisationsrichtungen der schnelleren und der langsameren Welle in einer Glimmerplatte, die im Na-Licht einen Gangunterschied von ca. $\frac{1}{4}$ λ darbietet, und bringt man einen Polarisator so vor die Platte, daß die Polarisationsrichtung $\mathfrak{P}$ des aus ihm austretenden Lichtes parallel $\mathfrak{P}_1$ ist, so erblickt man im Spektrum ein System ($\mathfrak{P}_1$)

[1] Vergl. die Beschreibung von Lummer in Müller-Pouillet, Lehrb. d. Phys. (9,) 2. 230. Fig. 175. 1897.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

aus hellen und dunklen Streifen entsprechend denjenigen Wellenlängen λ, für welche die optische Weglänge in der Platte ein gerades oder ungerades Vielfaches von $\frac{1}{2}\lambda$ beträgt.

An schwach versilberten Platten treten sehr breite helle Streifen auf, sie werden um so schärfer, je stärker die Versilberung ist. — Dreht man nun den Polarisator um 90^0, so erblickt man ein Streifensystem $(\mathfrak{P}_2)$, das im Vergleich zu $(\mathfrak{P}_1)$ im allgemeinen eine andere Lage im Spektrum einnimmt. — Führt man eine Drehung des Polarisators um 45^0 aus, so treten beide Streifensysteme $(\mathfrak{P}_1)$ und $(\mathfrak{P}_2)$ gleichzeitig auf, abwechselnd in Konsonanz oder Dissonanz, je nachdem der Gangunterschied der beiden Komponenten ein gerades oder ungerades Vielfaches von $\frac{1}{4}\lambda$ beträgt.

Durch Ausmessung der gegenseitigen Lage der beiden Streifensysteme $(\mathfrak{P}_1)$ und $(\mathfrak{P}_2)$ kann man demnach den Gangunterschied bis auf ganze Vielfache von $\lambda/_2$ bestimmen.

Bezeichnet man nämlich mit d den z. B. in Bogenmaß ausgedrückten Abstand zweier benachbarter Streifen von $(\mathfrak{P}_1)$ und mit l den Abstand eines dieser Streifen von dem entsprechenden des Systems $(\mathfrak{P}_2)$, so gilt für die Phasendifferenz δ an der betreffenden Stelle des Spektrums sehr angenähert:

$$\delta = \pi \cdot \frac{l}{d}.$$

Die folgende Tabelle enthält eine derartige Bestimmung von δ für verschiedene Stellen des Spektrums.

Muscovitspaltungsplatte von ca. 120^0 Phasendifferenz ($\frac{1}{3}\lambda$ Gangunterschied) für Na-Licht. Bestimmung der Phasendifferenz δ aus der Lage der Helligkeitsmaxima für verschiedene Polarisationsrichtungen $\mathfrak{P}_1$ und $\mathfrak{P}_2$ des einfallenden Lichtes.

Wellenlänge $\mu\mu$	Polarisationsrichtung $\parallel \mathfrak{P}_1$		Polarisationsrichtung $\parallel \mathfrak{P}_2$	Phasendifferenz δ der Komponenten $\parallel \mathfrak{P}_1$ und $\mathfrak{P}_2$
	erster Streifen	zweiter Streifen	erster Streifen	
646	154° 0′ 7″	154° 3′ 54″	154° 2′ 27″	$111^0 \pm 0.5^0$
586	152 45 28	152 49 54	152 48 30	$123 \pm 0{,}5$
546	151 33 1	151 38 13	151 36 48	131 ± 0.5
517	150 26 49	150 32 43	150 31 28	142 ± 1

3. Im unpolarisierten Licht hat das Streifensystem $(\mathfrak{S})$ dasselbe Aussehen wie bei Diagonalstellung des Polarisators, so daß bei schwach versilberten Platten von ca. $\frac{1}{4}\lambda$ Gangunterschied an der betreffenden Stelle des Spektrums die in Dissonanz befind-

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

lichen Streifen kaum sichtbar sind. Bei stark versilberten Platten erblickt man an diesen Stellen gleich stark ausgebildete, besonders enge dunkle und helle Streifen, während an allen anderen Stellen die dunklen Streifen abwechselnd verschiedene Schärfe haben.

4. Etwas andere Verhältnisse finden statt, wenn man die Platte in Diagonalstellung zwischen gekreuzten Nicols betrachtet. Es treten in diesem Falle neben den feinen auf der inneren Reflexion beruhenden Streifensystemen (𝔇) und (𝔇′) in sehr weiten Abständen die dunklen breiten Müller'schen Streifen (𝔐) auf[1], den Stellen entsprechend, wo der Gangunterschied ein gerades Vielfaches von $\frac{1}{2}\ \lambda$ beträgt. In der Nähe eines dunklen Müller'schen Streifens sind die feinen Streifen (𝔇) schwach aber scharf ausgeprägt. Nach dem Gebiete wachsenden Gangunterschieds, d. h. also im allgemeinen nach dem blauen Ende des Spektrums hin, werden die hellen Streifen des Systems (𝔇) breiter und breiter, bis schließlich in ihrer Mitte neue dunkle Streifen (𝔇′) auftreten, die mit wachsendem Gangunterschiede an Stärke zunehmen derart, daß sie schließlich dasselbe Aussehen zeigen, wie die ursprünglichen dunklen Streifen des Systems (𝔇). Dies tritt ein bei einem Gangunterschied von fast genau $\frac{1}{3}$ Wellenlänge. Nimmt der Gangunterschied weiter zu, so werden die ursprünglichen schwarzen Streifen (𝔇) immer feiner, so daß sie schließlich verschwinden, während sich gleichzeitig die Streifen (𝔇′) verbreitern, so daß beim Gangunterschied von $\frac{1}{2}$ Wellenlänge nur noch breite helle und dunkle Streifen (𝔇′) auftreten.

5. Bei parallelen Nicols beobachtet man dieselben Erscheinungen in umgekehrter Folge. Gleiche Stärke der engen dunklen Streifen (𝔇) und (𝔇′) tritt ein bei einem Gangunterschiede von $\frac{1}{6}\ \lambda$.

6. Diese Stellen scheinbarer Dissonanz der beiden Streifensysteme (𝔇) und (𝔇′) treten also bei verschiedenen Wellenlängen auf, je nachdem man bei gekreuzten oder parallelen Nicols oder im unpolarisierten Licht (p. 581) beobachtet. Das ist eine Erscheinung, die herrührt von der periodischen Schwankung des Gangunterschieds zwischen den beiden Streifensystemen ($\mathfrak{P}_1$) und ($\mathfrak{P}_2$). Die relativen Maxima und Minima liegen zwischen zwei benachbarten Streifen der beiden Systeme ($\mathfrak{P}_1$) und ($\mathfrak{P}_2$). Die Schwankungen werden um so größer, je stärker die inneren Reflexionen sind und je mehr sich der Mittelwert Γ des Gangunterschiedes einem ungeraden Vielfachen von $\frac{1}{4}\ \lambda$ nähert. In diesem Falle sind die Abweichungen vom Mittelwert Γ nach beiden Seiten gleich groß, während sie für Γ gleich einem geraden Vielfachen von $\frac{1}{4}\ \lambda$ verschwinden. In den Zwischengebieten erfolgen die Schwankungen nach beiden Seiten verschieden stark.

[1] J. Müller, Pogg. Ann. 69. 98. 1846.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

Man kann dieses Verhalten des Gangunterschieds am einfachsten in folgender Weise demonstrieren. Man stelle den vor der halbversilberten Kristallplatte K befindlichen Polarisator so, daß seine Polarisationsrichtung $\mathfrak{P}$ mit der Längsrichtung des Spaltes S einen Winkel von 45^0 einschließt, und bringe hinter dem Spalt, z. B. am Okular des Fernrohrs in gekreuzter Stellung eine analysierende Vorrichtung an. Dann erblickt man bei Diagonalstellung der Platte K im Spektrum die Streifensysteme ($\mathfrak{D}$) und ($\mathfrak{D}'$). Man bringe nun einen Quarzkeil etwa in Additionslage zur Platte K so vor den Spalt S, daß die Keilkante senkrecht zur Längsrichtung von S verläuft. Wäre K nicht vorhanden,

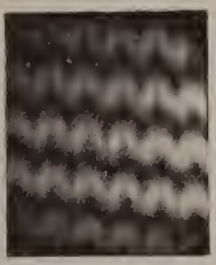

Fig. 1.

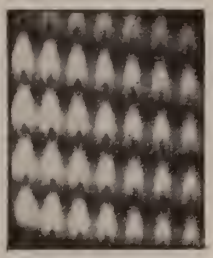

Fig. 2.

Demonstration der periodischen Schwankungen des Gangunterschiedes, beruhend auf dem Einfluß der inneren Reflexionen an halbversilberten Glimmerplatten in Additionslage zu einem Quarzkeil zwischen gekreuzten Nicols in Diagonalstellung vor dem Spalt des Spektroskops. Die periodische Schwankung des Gangunterschiedes bewirkt eine zipfelförmige Deformation der vom Quarzkeil herrührenden Längsstreifen.

Fig. 1. Gangunterschied ca. $\frac{1}{4}\lambda$ im Na-Licht. Symmetrische Deformation.
„ 2. „ „ $\frac{1}{3}\lambda$ „ „ „ Unsymmetrische „

so würde man in dem Spektrum ganz schwach geneigte schwarze Müller'sche Längsstreifen ($\mathfrak{L}$) erblicken, den Stellen des Keils entsprechend, für welche der Gangunterschied ein gerades Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt. Da nun der Gangunterschied zwischen den von K herrührenden Querstreifen ($\mathfrak{P}_1$) und ($\mathfrak{P}_2$) periodisch schwankt, so werden die Längsstreifen ($\mathfrak{L}$) dementsprechend deformiert erscheinen. Diese Deformationen sind nach beiden Seiten gleich stark an denjenigen Stellen des Spektrums, wo der Mittelwert des Gangunterschiedes $\Gamma = \frac{1}{4}\lambda$ ist. Sie verschwinden für $\Gamma = 0, \frac{1}{2}\lambda \ldots$ und sind an den Zwischenstellen nach beiden Seiten unsymmetrisch, so daß dort eine einseitige zipfelförmige Deformation auftritt.

Die photographischen Aufnahmen Fig. 1, 2 veranschaulichen diese Verhältnisse.

© Biodiversity Heritage Library, http://www.biodiversitylibrary.org/; www.zobodat.at

7. Die erwähnten Erscheinungen sind an unversilberten Platten nur schwer nachzuweisen. Für schwache innere Reflexionen lassen sie sich aber rechnerisch übersehen, so daß sich (a. a. O. p. 14) folgende Sätze ergeben: Bei gekreuzten Nicols verschwinden die Streifen im Spektrum an den Stellen, wo der Gangunterschied $\lambda/3$ und $\lambda/2$ beträgt, und zwar in jedem Azimut der Kristallplatte, bei parallelen Nicols verschwinden sie bei Diagonalstellung der Platte und bei einem Gangunterschied von $\lambda/6$.

Es ergibt sich daher für unversilberte Glimmerplatten:

a) In Diagonalstellung zwischen gekreuzten Nicols gibt eine $\frac{1}{3}\lambda$-Platte keine Streifen, wohl aber eine $\frac{1}{4}\lambda$-Platte.
b) Im natürlichen Licht ohne Anwendung eines Analysators liefert eine $\frac{1}{4}\lambda$-Platte keine Streifen, wohl aber eine $\frac{1}{3}$- und auch eine $\frac{1}{6}\lambda$-Platte.
c) In Diagonalstellung zwischen parallelen Nicols liefert eine $\frac{1}{6}\lambda$-Platte keine Streifen, wohl aber eine $\frac{1}{4}\lambda$-Platte.

Die Wirkung der inneren Reflexionen besteht also in einer Reihe leicht beobachtbarer, charakteristischer Erscheinungen.

Göttingen, Mineralogisches Institut, Ostern 1907.

Macropetalichthys pelmensis n. sp.

Von Dr. **Edw. Hennig.**

Mit 5 Textfiguren.

Gelegentlich einer diesjährigen Eifelexkursion fand sich in dem Tal zwischen Berlingen und Pelm unweit Gerolstein das Fragment eines Plakodermenpanzers. Da derartige Funde aus der Eifel bisher immerhin nur spärlich zu verzeichnen sind, und da das Stück einige gut erhaltene und bemerkenswerte Einzelheiten aufweist, so möchte ich es hiermit kurz bekannt geben.

Das Muttergestein ist ein grobes, eisenschüssiges Konglomerat von z. T. sehr beträchtlichen, länglichrunden Kalkknauern, die auch durch kalkiges und zwar kristallines Bindemittel verkittet sind. Die Knauern selbst sind anscheinend stets fossilfrei, das Bindematerial dafür um so reicher an Versteinerungen. Bei leider nur knappbemessenem Aufenthalt fanden sich zahlreiche Korallen, Bryozoen, Crinoidenstiele und von Zweischalern *Stringocephalus Burtini*. Stellenweise muß das Gestein geradezu als organogen bezeichnet werden. Es ist auch unter dem Namen „Pelmer Marmor“ bekannt und gehört dem oberen

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Centralblatt für Mineralogie, Geologie und Paläontologie

Jahr/Year: 1907

Band/Volume: 1907

Autor(en)/Author(s): Joachim H.

Artikel/Article: Versuche über den Einfluss innerer Reflexionen auf die Interferenzerscheinungen an dünnen doppeltbrechenden Platten, insbesondere an Spaltungsplatten von Muscovit. 577-584