

**4. Experimentelle Untersuchungen  
zur Totalreflexion;  
von W. v. Ignatowsky u. E. Oettinger.**

---

In der vorangehenden Arbeit ist von dem einen von uns auf Grund gewisser Näherungsannahmen eine Theorie des bei Totalreflexion in das zweite Medium eindringenden Lichtes entwickelt worden. Speziell wurde diesen Betrachtungen die Voigtsche Anordnung, dieses Licht der experimentellen Untersuchung zugänglich zu machen, zugrunde gelegt. Wir sahen dabei, daß sich der Untersuchung dieses Lichtes auch eine theoretisch interessante Seite abgewinnen löst, indem nämlich die besondere Natur der in das zweite Medium von der Kante aus zerstreuten Lichtwellen die Entscheidung der wichtigen Frage ermöglicht, ob man als „Energie eines Lichtstrahles“ den Poyntingschen Vektor, wie dies wohl den Anschauungen der elektromagnetischen Lichttheorie am besten entsprechen würde, oder die elektrische bzw. Gesamtenergie pro Volumeneinheit anzusehen hat, oder mit anderen Worten, von welcher von diesen Groen die auf unsere Meßapparate, bzw. die auf unser Auge einwirkenden Lichtwirkungen abhängen. Im allgemeinen werden sich bei optischen Untersuchungen alle drei Auffassungen der Lichtenergie als identisch erweisen, und sind auch in der Tat sämtlich in der Literatur, nebeneinander vertreten. In unserem Falle aber, den man anschaulich als einen Fall von Beugung von Lichtwellen, bei denen — und das ist das Unterscheidende von den gewöhnlichen — die Flächen konstanter Phase mit denen konstanter Amplitude nicht zusammenfallen, bezeichnen kann, treten, wie vorher eingehend gezeigt wurde, auch longitudinale, d. h. in der Blickrichtung gelegene Komponenten der elektrischen Kraft auf. Definiert man nun die Lichtenergie als den Poyntingschen Vektor, so fallen diese bei der Berechnung ganz von selber und

naturgemäß heraus, definiert man sie aber als Energie pro Volumeneinheit, so liegt ein Grund dafür, diese letzteren für die Berechnung fortzulassen, nicht mehr vor, und so ergeben sich zwischen den verschiedenen Auffassungen Unterschiede, die das Experiment entscheiden kann. Wir sahen in der vorigen Arbeit, daß in dem ersteren Falle (Poyntingscher Vektor) das Verhältnis der Intensität des in der Hauptebene und senkrecht dazu polarisierten Lichtes bei senkrechter Inzidenz auf die vordere Prismenfläche (vgl. § 3 Formel (4) und (5)

$$(1) \quad k_2 = \frac{J_2}{J_1} \cdot \frac{1}{n^2 \sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi},$$

im zweiten Falle (Mittelwert der elektrischen Energie pro Volumeneinheit)

$$(2) \quad k_1 = \frac{J_2}{J_1} \cdot \frac{1}{n^2 \sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi} \cdot \frac{2 n \sin \varphi}{n \sin \varphi + \sin \vartheta}$$

und im dritten Falle (Mittelwert der Gesamtenergie pro Volumeneinheit)

$$(3) \quad k_3 = \frac{J_2}{J_1} \cdot \frac{3 n \sin \varphi + \sin \vartheta}{2 (n^2 \sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi) (n \sin \varphi + \sin \vartheta)}$$

ist, wobei die Buchstaben die in der vorigen Arbeit angegebenen Bedeutungen haben. Die Messung der Größen  $k$  etwa mit einem Polarisationsphotometer muß somit die aufgeworfene Frage entscheiden.

Die Formeln sind nun ihrem ganzen Bau nach voneinander grundverschieden. In der ersten, für den Poyntingschen Vektor charakteristischen ist z. B. das Intensitätsverhältnis  $k_2$  nur von dem Brechungsexponenten  $n$  und dem Winkel  $\varphi$ , unter dem die Totalreflexion stattfindet, abhängig, hängt dagegen überhaupt nicht von dem Winkel  $\vartheta$ , unter dem beobachtet wird, ab; während die Formeln (2) und (3) eine solche Abhängigkeit von  $\vartheta$  wohl enthalten.

Die experimentelle Untersuchung des im zweiten Medium zerstreuten Lichtes wurde nun von uns, wie bereits erwähnt, auf photometrischem Wege vorgenommen. Dieser Umstand erfordert nun noch eine Einschränkung bei der Diskussion unserer Resultate. Wir können nämlich bei unserer Diskussion streng genommen nicht auf die Energie eines Lichtstrahles schlechthin schließen, sondern nur die Frage entscheiden,

welche der oben erwähnten Auffassungsmöglichkeiten für die photometrischen Versuche zutrifft, d. h. welche Größe, Poyntingscher Vektor oder Energie pro Volumeneinheit auf das Photometer oder auf unser Auge wirksam ist. Dagegen ist z. B. für diejenige Größe, welche für die chemischen, photoelektrischen usw. Wirkungen des Lichtstrahles charakteristisch ist, noch keine bestimmte Aussage möglich. Es ist ja aber wohl bis zu einem gewissen Grade wahrscheinlich, daß alle Lichtwirkungen von einer und derselben elektromagnetischen Größe bedingt werden, und daß daher unsere Resultate auch eine allgemeinere Bedeutung haben.

Die experimentelle Anordnung war sehr einfach. Das Licht einer kleinen Kohlenbogenlampe wurde mittels einer Linse auf den Spalt des Kollimatorrohres eines kleinen Spektrometers konzentriert und von der Linse des Kollimators parallel gemacht. Dieses parallele Lichtbündel fiel alsdann senkrecht (bei einigen Versuchen auch unter einem bestimmten Winkel geneigt) auf die Basisfläche eines Glasprismas und wurde dann an einer oder beiden Seitenflächen des Prismas total reflektiert. Die scharfe Prismenkante beugte dann — genau wie in der Anordnung von Voigt — die bei der Totalreflexion auftretende, in der Grenzfläche zwischen den beiden Medien verlaufende Lichtwelle in das zweite Medium und gab dort Veranlassung zu einem diffusen Lichtbündel. Die Kante des Prismas leuchtete von dem zweiten Medium aus betrachtet intensiv und war, wie dies auch Voigt schon beobachtet hat und wie dies auch in Übereinstimmung mit der Theorie steht, rötlich gefärbt. Um nicht durch Staub oder andere Einflüsse bereits partiell polarisiertes einfallendes Licht zu erhalten, wurde, statt mit natürlichem Licht zu arbeiten, auf das dem Prisma zugewandten Kollimatorenende ein Nicol aufgesetzt, dessen Polarisationsebene unter  $45^{\circ}$  gegen die Kante geneigt war. An Stelle des Fernrohres war auf dem Spektrometer ein Polarisationsphotometer nach Martens<sup>1)</sup> befestigt. Da nun die Prismenflächen in keinem Fall so sauber zu erhalten sind, daß ihre dem zweiten Medium zugewandte Seite nicht etwas, wenn auch im Vergleich zur Kante schwach leuchtet, so schien es wünschenswert, dieses

---

1) F. Martens, *Physik. Zeitschr.* 1. p. 299. 1899—1900.

von den Seitenflächen herstammende Licht nach Möglichkeit abzublenden. Zu diesem Zwecke wurde in das vordere Ansatzrohr des Martensschen Photometers ein in horizontaler Richtung verschiebbarer, mit einer Stellschraube versehener Spalt eingebaut. Sodann wurde zwischen Prisma und diesem letzteren Spalt eine Linse so angebracht, daß die Prismenkante gerade auf die Spaltöffnung abgebildet wurde, während das von den Prismenflächen ausgehende Licht völlig durch die Spaltbacken abgeblendet war.

Die Beobachtung wurde nun folgendermaßen ausgeführt: Zuerst wurde mittels einer Gipsplatte und einer seitlich aufgestellten Glühlampe natürliches Licht auf das Polarisationsphotometer einfallen gelassen, das Photometer um seine Längsachse so gedreht, daß die Trennungslinie, die das Gesichtsfeld im Photometer in zwei Hälften teilt, horizontal d. h. also senkrecht zur Prismenkante stand, und dann auf gleiche Helligkeit beider Gesichtshälften eingestellt. Alsdann wurde bei direkter Beleuchtung mit der kleinen Bogenlampe der Nicol so orientiert, daß wieder im Photometer gleiche Helligkeit herrschte. Nunmehr war der Nicol in der gewünschten Weise, nämlich so, daß seine Polarisationssebene mit der Kante einen Winkel von  $45^\circ$  bildete, orientiert. Sodann wurde das Prisma mit der brechenden Kante dem Photometer zugewandt, auf den Spektrometertisch gestellt und nach Einstellung des oben erwähnten Spaltes und Linse am Photometer in verschiedenen Richtungen nach beiden Seiten hin das Verhältnis  $k$  der Intensitäten des in der Hauptebene und senkrecht dazu polarisierten, von der Kante zerstreuten Lichtes bestimmt. Das Photometer wurde dabei in jeder Beobachtungsrichtung in allen vier Quadranten auf gleiche Helligkeit eingestellt, und dann wurde in folgender Weise aus den so erhaltenen vier Ablesungen das Mittel gebildet. Seien die Ablesungen am Photometer z. B.

$$\alpha = 54^\circ \quad 126^\circ \quad 234^\circ \quad 305^\circ$$

so bildet man:

$$\begin{array}{r} 180 + 54 \\ - 126 \\ \hline 108 \end{array} \qquad \begin{array}{r} 234 \\ - (305 - 180) \\ \hline 109 \end{array}$$

und daraus als tatsächliches Mittel

$$\frac{108,5}{2} = 54,25.$$

Jede der später angegebenen Zahlen ist als Mittel solcher vier Einzelablesungen am Photometer erhalten. Zwei aufeinanderfolgende Messungsreihen gaben im allgemeinen eine Übereinstimmung bis auf  $\pm \frac{1}{2}^{\circ}$ . Entfernte man sich von der geraden Durchsicht sehr weit, so wurde das zerstreute Licht viel schwächer und damit die Einstellung auch ungenauer.

Es war sehr schwierig, für diese Beobachtungen geeignete Prismen zu erhalten. Vor allem kam es natürlich auf möglichst scharfe, tadellos geschliffene Kanten an<sup>1)</sup>; jede Unregelmäßigkeit, wie etwa ein Ritz oder eine ganz leichte Beschädigung störte die Beobachtungen sehr stark. Es wurde jede Kante unter dem Mikroskop auf ihre Güte geprüft. Wir probierten alle drei von Voigt in seiner oben zitierten Arbeit angegebenen Prismenformen aus (vgl. auch die Abbildung in der vorigen Arbeit). Die beiden stumpfwinkligen Formen stellten sich als für unsere Zwecke nicht sehr brauchbar heraus. Einmal aus den bereits in der vorigen Arbeit erwähnten theoretischen Gründen, daß nämlich der Einfluß der zweiten Grenzfläche vermutungsweise bei ihnen stärker hervortritt, sodann aber auch aus den rein praktischen Gründen, weil es einerseits schwerer ist, am stumpfen Winkel eine scharfe Kante zu schleifen, und andererseits, weil durch innere Reflexionen und Brechungen bei diesen Prismenformen verhindert wurde, daß man in einem größeren Bereich um die Prismenkante herum beobachten konnte. Wir wandten daher für die endgültigen Messungsreihen ausschließlich rechtwinklige Prismen an. Dabei ließ sich im übrigen leicht der Einwand, daß etwa direkt durch die Kante, die ja in Wahrheit etwa einer kleinen Zylinderfläche vergleichbar ist, hindurchgehendes Licht die Erscheinung störend beeinflusst, dadurch widerlegen, daß in dem Bereiche, wo dies der Fall ist, der am Photometer gemessene Winkel sofort  $45^{\circ}$  zeigte. Da unsere gemessenen Werte meist über  $50^{\circ}$  lagen, so mußte sich direktes Licht, sobald es vorhanden war, stark bemerkbar machen. Sehr wichtig war auch eine gute und sorgfältige Reinigung sämtlicher Prismenflächen.

1) Sämtliche Prismen wurden uns von der Firma C. P. Goerz, Friedenau, zur Verfügung gestellt, der wir für dieses Entgegenkommen zu großem Dank verpflichtet sind.

Gewöhnlich erhielten wir diese, indem wir das Prisma eine Zeitlang in kalter konzentrierter Salpetersäure stehen ließen, dann mit destilliertem Wasser und absolutem Alkohol gut abspülten und mit einem sauberen weichen Leinentuch gut abtrockneten. Die Prismen durften an der Vorder- und an den Seitenflächen nur ein ganz schwaches Leuchten zeigen. Besonders störend machen sich bei diesen Experimenten auch Staubteilchen und kleine Fäserchen, sobald sie auf oder in der Nähe der Kante liegen, bemerkbar. Solche Teilchen geben nämlich zu Beugungs- und Zerstreuungserscheinungen nach Art des Tyndallphänomens Veranlassung und rufen eine starke Abhängigkeit der am Photometer gemessenen Winkel, d. h. des Intensitätsverhältnisses  $k$  von dem Gesichtswinkel  $\vartheta$  hervor, und verhindern dadurch absolut eine Prüfung und Entscheidung zwischen den Formeln (1) und (2). Um diesen Effekt zu demonstrieren, bestäubten wir die Kante eines vorher sorgfältig nach der oben angegebenen Methode gereinigten Prismas mit Bärlappsamen und erhielten dann

$$\begin{array}{ll} \text{für } \vartheta = 110^\circ & \alpha = 54,2^\circ, \\ \text{für } \vartheta = 125^\circ & \alpha = 59^\circ, \end{array}$$

wobei  $\vartheta$  den Beobachtungswinkel (vgl. die vorige Arbeit) und  $\alpha$  den am Photometer abgelesenen Winkel bedeutet, der zu dem Verhältnis  $k$  der Intensitäten des in und senkrecht zur Hauptebene polarisierten Lichtes folgende Beziehung hat

$$(4) \quad k = \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

Das mehrmals hintereinander vorgenommene Reinigen und Abreiben mit einem weichen Leinentuch änderte im allgemeinen, d. h. wenn die Flächen staubfrei waren, nicht viel an den gemessenen Werten von  $\alpha$ . So fanden wir z. B. — um vergleichbare Angaben zu erhalten immer in der Richtung der Kante, d. h. der nach der vorangehenden Arbeit günstigsten Beobachtungsrichtung beobachtet — bei wiederholtem Reinigen die folgenden Werte für  $\alpha$

$$\alpha = 54,2^\circ \quad 54,5^\circ \quad 53,8^\circ \quad 55,0^\circ.$$

Die endgültigen Messungen wurden teils mit weißem, teils mit Licht, das durch ein nur rote und gelbe Strahlen hindurchlassendes Farbenfilter gegangen war, ausgeführt. Das Farben-

filter wurde bei den letzteren Versuchen zwischen Kollimatorspalt und Bogenlampe gebracht. In erster Linie sollte untersucht werden, ob die am Photometer gemessenen Werte  $\alpha$  und mithin die Größe  $k$  von der Beobachtungsrichtung  $\vartheta$  abhängt, wie Formel (2) dies verlangt, oder völlig unabhängig ist, wie dies Formel (1) entsprechen würde. Zur Verfügung standen vier sehr gut ausgeschliffene rechtwinklige Glasprismen, von denen zwei für gelbes Licht den Brechungsindex  $n_D = 1,46$ , zwei den Brechungsindex  $n_D = 1,64$  hatten. Es ergab sich für die ersteren beiden:

	weißes Licht	rotes Licht		weißes Licht	rotes Licht
I.	$\alpha = 49^\circ$	53,0		II. $\alpha = 52^\circ$	54,0 <sup>0</sup>
	51	54		51,5	54,5
	49,5	52,5		53,0	54,2
	50,5	53,5		53,0	53,0

und für die stärker brechenden:

	weißes Licht	rotes Licht		weißes Licht	rotes Licht
III.	$\alpha = 54^\circ$	56,0 <sup>0</sup>		IV. $\alpha = 54,0^\circ$	57,0 <sup>0</sup>
	56	57,0		55,5	56,5
	54,5	56,5		54,2	57,0
	55,5	57,0		55,0	58,0

Dabei wurde von  $\vartheta = 90^\circ$  bis etwa  $\vartheta = 135^\circ$  (vgl. Fig. 2 der vorigen Arbeit) in nahezu gleichen Abständen gemessen. Nach Formel (1) müßte nun eine völlige Unabhängigkeit vom Winkel statthaben; Formel (2) und (3) hingegen würden für einen mittleren Brechungsindex von 1,5 berechnet eine kontinuierliche, um  $\vartheta = 90^\circ$  symmetrisch gelegene Abweichung von 2 bis 3<sup>0</sup> in unserem Beobachtungsintervall ergeben. Betrachten wir die vorliegenden Meßreihen, so ist besonders in denen für rotes Licht, auf die naturgemäß ein größerer Wert zu legen ist, von einer solchen systematischen Änderung von  $\alpha$  nichts zu merken, da die Abweichungen unregelmäßig verteilt sind und im Mittel kaum einen halben Grad übersteigen.

Unsere Resultate sprechen also mit größter Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Beobachtungen durch Formel (1) und nicht durch Formel (2) oder (3) dargestellt werden, oder mit anderen Worten, daß der Poyntingsche Vektor die für die

Photometerwirkungen charakteristische Lichtstrahlenergie darstellt und mißt.

Wir wollen nun aber noch ganz kurz untersuchen, wie weit eine numerische Übereinstimmung zwischen der Formel (1) und unseren Experimenten vorhanden ist. Zu diesem Zwecke bedenken wir, daß man nach Formel (1), die auf unseren Fall angewendet, folgendermaßen lautet

$$(5) \quad k_2 = \frac{1}{n^2 \sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi},$$

bei gegebenem Brechungsindex  $n$  des Prismas und gegebenem Winkel  $\varphi$  den am Polarisationsphotometer abgelesenen Winkel berechnen kann, da

$$k = \operatorname{tg}^2 \alpha$$

ist, oder daß man aus dem gemessenen Winkel  $\alpha$  und dem bekannten Winkel  $\varphi$  den Brechungsexponenten  $n$  des Prismas nach folgender Formel finden kann:

$$(6) \quad n^2 = \frac{\cos^2 \varphi + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \alpha}}{\sin^2 \varphi}.$$

Gegen die allgemeine Formel (1) ist der Unterschied vorhanden, daß  $J_1 = J_2$  gesetzt ist entsprechend der Tatsache, daß bei unseren Versuchen die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes unter  $45^\circ$  gegen die Kante geneigt war und das Licht senkrecht auf die Basisfläche des Prismas auffiel, dort also auch keine Änderung seines Polarisationszustandes erfuhr. Die beiden obigen Formeln vereinfachen sich für unseren Fall rechtwinkliger Prismen noch sehr, in dem bei diesen in der angewandten Stellung  $\varphi = 45^\circ$  zu setzen ist, mithin

$$\cos^2 \varphi = \sin^2 \varphi = \frac{1}{2}.$$

Es ergibt sich nach diesen Formeln, falls wir  $n_0$  als bekannt annehmen, für  $n_0 = 1,46$

$$\alpha_{\text{ber.}} = 52^\circ 52', \quad \alpha_{\text{beob.}} = 51^\circ 12',$$

für  $n = 1,64$

$$\alpha_{\text{ber.}} = 49^\circ 19', \quad \alpha_{\text{beob.}} = 55^\circ 42'.$$

Den beobachteten Werten — die wir als Mittelwerte der auf

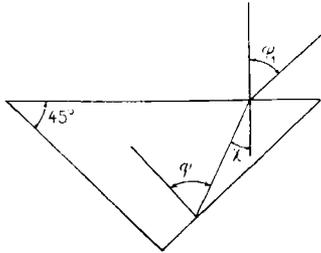
p. 917 angegebenen Werte annehmen — von  $\alpha$  würden die Brechungsindizes

$$\begin{aligned} n_D &= 1,49 \text{ statt } n_0 = 1,46, \\ n_D &= 1,40 \text{ ,, } n_0 = 1,64 \end{aligned}$$

entsprechen.

Wie man sieht, ist die numerische Übereinstimmung eine sehr schlechte. Dies kann aber keinesfalls wundernehmen, oder gar als ein Argument gegen die vorstehende Theorie verwertet werden. Denn man muß bedenken, daß die wirklich gemessenen Werte sehr stark von der Natur und Beschaffenheit, sowie von der Existenz von Oberflächenschichten an der Kante abhängen werden. So ist z. B. doch ganz außer Frage, daß das Poliermittel die optische Beschaffenheit der Kante geändert haben wird, es werden in der Kante Teilchen des Poliermittels zurückgeblieben sein, oder mit anderen Worten, die Kante wird durchaus nicht mehr den Brechungsindex  $n$  des reinen Glaskörpers besitzen. Selbstverständlich sind auch andere Oberflächenschichten, wie Wasserhäutchen usw., absolut unvermeidlich. Da nun aber unserer Theorie nach gerade die Beschaffenheit der Kante das ganze Phänomen ausschlaggebend beeinflußt und hervorruft, so war eine numerische Übereinstimmung bei der Undefiniertheit des Zustandes, in dem sich die Kante befindet, von vornherein gar nicht zu erwarten. Die Unabhängigkeit vom Winkel  $\vartheta$  dagegen setzt eine zwar scharfe, sonst aber irgendwie beschaffene Kante voraus; sie muß daher viel eher erfüllt sein als die numerische Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung. Übrigens sind ja in allen Gebieten der Optik, bei denen man es mit Oberflächenschichten zu tun hat, ähnliche Unsicherheiten vorhanden. Vergleichen wir z. B. die für die Brechungsindizes der Metalle nach der Drudeschen Methode vom Haupteinfallswinkel und Hauptazimut beobachteten Werte, eine Methode, die sich wohl am ehesten mit unserer Beobachtungsweise und Bestimmung von Brechungsindizes von Glas mittels Formel (6) vergleichen läßt, so ergeben sich ähnliche, wenn auch wohl nicht ganz so große Unsicherheiten in den so bestimmten Werten für die Brechungsindizes, wie in denen für Glas nach Formel (6) berechneten Werten.

Wir machten auch noch einige Versuche, um die Abhängigkeit von  $k_2$  von dem Winkel  $\varphi$ , unter dem die Totalreflexion stattfindet, nachzuprüfen. Den Winkel  $\varphi$  ändert man am bequemsten dadurch, daß man den Spektrometertisch mit dem Prisma dreht. Die aus dem Kollimator austretenden parallelen Lichtstrahlen fallen dann unter einem Winkel  $\varphi_1$  auf die vordere Prismenfläche und erfahren an derselben eine Brechung (vgl. Figur). Bei dieser Brechung ändert sich nun natürlich der Polarisationszustand des einfallenden Lichtes, so daß seine Polarisationssebene nicht mehr unter  $45^\circ$  gegen die Kantenrichtung geneigt bleibt. Die Theorie dieses Versuches ist



einfach zu geben. Ist  $\varphi_1$  der Winkel, unter dem das Licht auf die Basisfläche des rechtwinkligen Prismas fällt, und ist dieses Licht, wie auch bei den vorher besprochenen Versuchen unter  $45^\circ$  gegen die Kantenrichtung polarisiert, ist ferner  $\chi$  der Brechungswinkel an der ersten Fläche, ferner  $\varphi$  der Winkel, unter dem

das Licht auf die Seitenfläche, an der die Totalreflexion stattfindet, auffällt, und  $n$  der Brechungsindex des Prismas, so muß nach Formel (1) wieder sein

$$k_2 = \frac{J_2}{J_1} \cdot \frac{1}{n^2 \sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi}.$$

Nach den Fresnelsschen Reflexionsformeln ist nun aber

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{1}{\cos^2(\varphi - \chi)}.$$

Mithin

$$(7) \quad k_2 = \frac{1}{\cos^2(\varphi - \chi)} \cdot \frac{1}{n^2 \sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi} = \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

Da nun am Spektrometer nicht  $\varphi$ , sondern  $\varphi_1$  abgelesen wird, d. h. nicht der Winkel, unter dem das Licht auf die Seitenfläche des Prismas fällt, sondern der Winkel, unter dem es auf die Basisfläche einfällt, so müssen wir  $\varphi$  noch durch  $\varphi_1$  ausdrücken. Nun ist (vgl. Figur)

$$(8) \quad \varphi = 45 + \chi$$

und

$$(9) \quad \sin \chi = \frac{\sin \varphi_1}{n} .$$

Nach diesen Formeln (7), (8), (9) läßt sich leicht der Polarisationswinkel  $\alpha$ , der zu einem gegebenen Einfallswinkel  $\varphi$  gehört, finden. Aus der größeren Zahl der Versuche, die wir mit Prismen verschiedener Form angestellt haben, greife ich ein paar mit rechtwinkligen Prismen ausgeführte heraus. Wir erhielten bei  $\varphi_1 = 0$

$$\alpha = 52^\circ 30' \text{ statt } \alpha_{\text{ber.}} = 49^\circ 19' ,$$

bei  $\varphi_2 = 20$

$$\alpha = 46^\circ \quad , \quad \alpha_{\text{ber.}} = 38^\circ 28' .$$

Ähnlich gab das schwächer brechende Prisma bei Drehung um  $20^\circ$  eine Differenz

$$\alpha_{20} - \alpha_0 = 8^\circ$$

statt der berechneten Differenz von  $11^\circ$ . Die Verkleinerung des Winkels  $\alpha$  bei Drehung des Prismas, die die Rechnung nach Formeln (7), (8), (9) immer ergibt, trat auch bei den Experimenten durchaus regelmäßig auf, und zwar bei allen drei Prismenformen, mit denen wir experimentierten. Allerdings war die beobachtete Verkleinerung immer viel geringer als die berechnete. Bisweilen war die beobachtete Verkleinerung noch kleiner wie oben, etwa  $3-4^\circ$ , bisweilen aber gelang es uns auch, eine Verkleinerung um den theoretisch geforderten Betrag zu erzielen. Da dieselbe aber nicht eindeutig reproduzierbar war, so konnten wir dieser Übereinstimmung aber nur einen zufälligen Wert beimessen. Überhaupt waren die Versuche mit gedrehten Prismen sehr diffizil, und es traten häufig, wohl zum Teil durch Staub, zum Teil durch innere Reflexionen usw. recht ungünstige Beobachtungsverhältnisse auf. Wir können aber jedenfalls so viel sicher sagen, daß qualitativ die in der vorigen Arbeit entwickelte Theorie auch hinsichtlich der Abhängigkeit des  $k_2$  von  $\varphi$  mit den Experimenten übereinstimmt. Fassen wir nun unsere Resultate zusammen, so scheint uns folgendes Ergebnis vorzuliegen:

Die in der vorigen Arbeit von einem von uns entwickelte, auf Näherungsannahmen basierte Theorie des bei Totalreflexion in das zweite Medium eindringenden Lichtes bietet die Mög-

lichkeit, die Frage zu entscheiden, ob bei photometrischen Versuchen, bzw. bei den Lichtwirkungen im Auge der Poyntingsche Strahlvektor oder die pro Volumeneinheit enthaltene Energie das Bestimmende ist. Die Versuche entscheiden mit großer Wahrscheinlichkeit für die erstere Auffassung, indem sie, wie dies nach der ersten Auffassung sein muß, das Verhältnis der Intensitäten des in und senkrecht zur Hauptebene polarisierten Lichtes bei den in das zweite Medium durch die beugende Kante zerstreuten Strahlen als völlig unabhängig von der Richtung, unter der die Erscheinung beobachtet wird, ergeben. Eine numerische Übereinstimmung ist infolge der störenden Wirkung unkontrollierbarer Einflüsse auf die Oberfläche und Kante der Prismen nicht zu erwarten, und konnte auch nicht erreicht werden. Es gelang uns jedoch noch, eine qualitative Bestätigung der Theorie dadurch auszuführen, daß wir die Abhängigkeit des am Polarisationsphotometer gemessenen Winkels  $\alpha$  von dem Einfallswinkel, unter dem die totale Reflexion stattfindet, nachprüften und eine Übereinstimmung in der Richtung und Größenordnung zwischen den von der Theorie geforderten und von dem Experiment gelieferten Werte dabei erzielten.

Zum Schluß gestatten wir uns noch, Hrn. Prof. F. Martens, der uns in seinem Institute in der Handelshochschule Zimmer und Apparate in liebenswürdigster Weise zur Verfügung stellte, auch an dieser Stelle dafür unsern herzlichsten Dank auszusprechen.

Berlin-Charlottenburg, Januar 1912.

(Eingegangen 22. Januar 1912.)

---