in der Weise angestellt, dass nach Sonnenuntergang im Zimmer unmittelbar vor dem Fenster eine mit Li, Na oder Ti gefärbte Flamme brannte, und auf dem Balkon das Totalreflectometer ganz wie gewöhnlich gebraucht wurde. In dem Instrument war ausser den beiden Grenzen, welche von der Totalreflexion am Eise herrührten, auch noch die durch das Deckglas bedingte Grenze sichtbar und konnte zu Controlmessungen benutzt werden.

Na			Li			Ti			Deckglas
<i>t</i>	<i>o</i>	<i>e</i>	<i>t</i>	<i>o</i>	<i>e</i>	<i>t</i>	<i>o</i>	<i>e</i>	Na
-8,0	1,3090	1,3133	-8,5	1,2972	1,3053	-3,8	1,3107	1,3163	1,5210
-5,3	1,3083	1,3133	-8,0	1,2970	1,3037				1,5210
			-1,4	1,2977	1,3043				1,5213

Eine Quelle von Ungenauigkeit war die durch Bestrahlung des Brenners stets wachsende Temperatur des Schwefelkohlenstoffs. Ueberhaupt sind diese Werthe nur als vorläufige anzusehen, da eine Fortführung der Beobachtungen mit besseren Mitteln die Witterung verbot.

Phys. Lab. der Technischen Hochschule Hannover, im Februar 1887.

XII. Zur Dispersion des Steinsalzes; von E. Ketteler.

(Hierzu Taf. II Fig. 14.)

Hr. Langley hat seine schönen Versuche über das Spectrum der strahlenden Wärme in jüngster Zeit¹⁾ auch auf das Steinsalz ausgedehnt, also auf diejenige Substanz, welche bekanntlich für die diathermanste gilt. Da mir diese Messungen in doppelter Hinsicht sehr bemerkenswerthe Folgerungen in Aussicht stellten, so habe ich die gewonnenen Zahlenwerthe nach der kürzlich von mir²⁾ besprochenen Dispersionsformel berechnet.

1) Langley, Ann. de chim. et de phys. (6) 9. p. 433. Dec. 1886.

2) Ketteler, Wied. Ann. 30. p. 299. 1887.

In der folgenden Tabelle findet man in der zweiten Columnne die von Langley gemessenen Wellenlängen λ , deren Fehlergrenzen in Einheiten der dritten Decimale in Klammern beigefügt sind; die dritte Columnne enthält die zugehörigen Brechungsindices n nebst den in Einheiten der vierten Decimale angegebenen Fehlern. Während die früheren Messungen an Flintglas schon bei der Wellenlänge $2,3\mu$ abschlossen, konnte das Steinsalzspectrum noch bis zum mehr als doppelten Werthe $5,3$ verfolgt werden.

Dispersion des Steinsalzes.

Spectral- linie	λ	n beobachtet	ber. n nach I	δ_I	ber. n nach II	δ_{II}
	5,301 μ (± 65)	1,5186 (± 2)	1,51835	+25	1,51847	+13
	4,712 (± 43)	1,5201 (± 2)	1,52007	+ 3	1,52000	+10
	4,123 (± 29)	1,5215 (± 1)	1,52162	-12	1,52146	+ 4
	3,534 (± 19)	1,5227 (± 2)	1,52302	-32	1,52283	-13
	2,945 (± 13)	1,5243 (± 0)	1,52431	- 1	1,52414	+16
	2,356 (± 9)	1,5254 (± 1)	1,52559	-19	1,52547	- 7
	1,767 (± 5)	1,5272 (± 1)	1,52712	+ 8	1,52706	+14
	1,178 (± 2)	1,5301 (± 1)	1,53007	+ 3	1,53006	+ 4
<i>A</i>	0,75940	1,53670	1,53666	+ 4	1,53667	+ 3
<i>C</i>	0,65630	1,54051	1,54048	+ 3	1,54049	+ 2
<i>D</i> ₂	0,58961	1,54414	1,54413	+ 1	1,54415	- 2
<i>D</i> ₁	0,58901	1,54418	1,54417	+ 1	1,54419	- 2
<i>b</i>	0,51838	1,54975	1,54979	- 4	1,54981	- 6
<i>F</i>	0,48614	1,55323	1,55327	- 4	1,55329	- 6
<i>H</i> ₁	0,39687	1,56833	1,56830	+ 3	1,56832	+ 1

Hr. Langley hat diese Zahlen in ähnlicher Weise, wie ich früher bezüglich der Refractions- (und Extinctions-) Curven des Cyanins¹⁾ gethan, graphisch in grösserem Maassstabe derart verzeichnet, dass er die Wellenlängen zu Abscissen, die Indices zu Ordinaten machte. Die so erhaltene, gegen die Abscissenaxe convexe Curve (Taf. II Fig. 14) fällt zunächst im sichtbaren Spectrum steil ab, während ihre Krümmung bis gegen *A* hin fortwährend zunimmt. Für noch grössere Wellen-

1) Ketteler, Theor. Optik, gegr. auf d. Bessel-Sellmeier'sche Princip. Braunschweig 1885. p. 575. Diese Curven (vgl. Taf. II daselbst) zeigen in gerade umgekehrter Richtung, wie bei Hrn. Langley, eine starke Krümmung für die grösseren und eine fast geradlinige Form für die kleineren Wellenlängen.

längen streckt sie sich wieder und bildet allmählich eine genähert gerade Linie, welche bis zur Beobachtungsgrenze mit der Abscissenaxe einen kleinen Winkel bildet.

1. Berechnet man die vorstehenden Beobachtungen nach der vierconstantigen Näherungsformel:

$$(I) \quad n^2 = -k\lambda^2 + a^2 + \frac{D\lambda_m^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2},$$

so ergeben sich für die Constanten derselben folgende Werthe:

$$k = 0,000\,858\,0,$$

$$a^2 = 2,32883, \quad D = 1,1410, \quad \lambda_m^2 = 0,01621.$$

Die mit Hülfe derselben berechneten Indices sind in Columnne 4 zusammengestellt, und die Differenzen zwischen Beobachtung und Rechnung gibt die mit δ_I überschriebene nächstfolgende Columnne. Derselben entsprechend ist die Uebereinstimmung in Anbetracht der von Langley angegebenen Fehlergrößen wohl überall befriedigend zu nennen.

Ich möchte indes die Aufmerksamkeit hauptsächlich auf den für k erhaltenen, ungewöhnlich kleinen Werth lenken. Stellen wir in der That die früher für andere Substanzen berechneten Coëfficienten k zusammen, so ergibt sich folgende Reihe:

Coëfficienten k		Durchgängigkeit f. str. W.
Wasser	0,012 8	Wasser
Kalkspath (Ord. Str.)	0,011 3 (0,0206)	{ Quarz Spiegelglas Kalkspath
Quarz (Ord. Str.)	0,011 1	
Flintglas	0,009 08	
Schwefelkohlenstoff	0,005 51	
Flusspath	0,004 88	Flusspath
Steinsalz	0,000 858	Steinsalz.

Wie man sieht, stimmt die Reihenfolge dieser Substanzen fast völlig mit der rechts stehenden, Melloni entnommenen Reihenfolge überein, welche dieselben in Beziehung auf ihre Durchgängigkeit für strahlende Wärme charakterisirt. Dabei ist freilich zu beachten, dass die Coëfficienten k nur erst für Quarz, Flintglas und Steinsalz genau bestimmt sind, und dass ich von den beiden für Kalkspath erhaltenen, ziemlich verschiedenen Werthen den dem Wärmespectrum besser entsprechenden kleineren Werth herangezogen habe, während

andererseits Quarz, Spiegelglas und Kalkspath nahezu gleich diatherman sind.

So wünschenswerth hierüber nun auch weitere Versuche Langley's sein mögen, so ist doch wohl an der Identität der beiden vorstehenden Folgen nicht mehr zu zweifeln.¹⁾

2. Wenn oben erwähnt wurde, dass der ultraroth Theil der Refractionscurve des Steinsalz innerhalb der Beobachtungsgrenzen nur wenig gekrümmt sei, und wenn die Differenzencolumne δ_I zeigt, dass hier die fast geradlinige berechnete Curve die beobachtete in zwei Punkten schneidet, so mag die kleine Abweichung beider durch Beobachtungsfehler erklärt werden können. Indes glaubt Hr. Langley selbst daran festhalten zu sollen, dass die beobachtete Curve gegen die Abscissenaxe merklich convex verlaufe. Da nun auch die Theorie eine sei es positive oder negative Krümmung verlangt, so habe ich zunächst in empirischer Weise versucht, der Ansicht Langley's Rechnung zu tragen. Zu dem Ende wurde die vorstehende Formel (I) durch Zuziehung eines neuen Gliedes auf die Form gebracht:

$$(II) \quad n^2 = h\lambda^4 - k\lambda^2 + a^2 + \frac{D\lambda_m^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2}.$$

Man ermittelte für die fünf hierin vorkommenden Constanten die Werthe:

$$h = 0,000\,962\,2, \quad k = 0,000\,004\,07, \\ a^2 = 2,32874, \quad D = 1,1410, \quad \lambda_m^2 = 0,01621,$$

und benutzte diese letzteren zur Berechnung der Indices. Die so gewonnenen Zahlen bilden die sechste Columne der obigen Tabelle und ihre Differenzen δ_{II} gegen die beobachteten die letzte, siebente. Unleugbar sind die jetzigen Abweichungen nach Grösse, wie nach Vorzeichen noch etwas befriedigender als die früheren δ_I .

Nach Gl. (II) würde die Refractionscurve ungefähr für eine Wellenlänge $15,4\mu$ die durch $n = a = 1,52602$ bestimmte Horizontallinie schneiden. Beachtet man indes im Anschluss

1) Analog bestimmt anscheinend die Grösse von λ_m^2 die ungefähre Reihenfolge der Durchgängigkeit für Ultraviolett. Vgl. die Tab. I—VI in Wied. Ann. 30. p. 303—316. 1887.

an die theoretischen Ausdrücke, dass für alle λ , die wesentlich kleiner sind als λ' , die Reihenentwicklung zutrifft:

$$-\frac{M}{\lambda'^2 - \lambda^2 + g^2 \frac{\lambda^2}{\lambda'^2 - \lambda^2}} = -\alpha - f\lambda^2 + h\lambda^4 + \dots,$$

so bilden offenbar die Näherungsformeln (I) und (II) specielle Formen des allgemeineren Ausdrucks:

$$(III) \quad n^2 - n_\infty^2 = -\frac{M'(\lambda_m'^2 - \lambda^2)}{(\lambda_m'^2 - \lambda^2)^2 + g'^2 \lambda^2} + \frac{M''(\lambda^2 - \lambda_m''^2)}{(\lambda^2 - \lambda_m''^2)^2 + g''^2 \lambda^2},$$

in welchem n_∞ der Grenzbrechungsindex ist für $\lambda = \infty$, und sich etwa die Attribute M', λ_m', g' auf ultraroth, M'', λ_m'', g'' auf ultraviolette Absorptionen beziehen mögen.

Vorstehende Erwägungen dürften meines Erachtens zu dem wichtigen Schlusse berechtigen, dass das Glied $-\kappa\lambda^2$ der Dispersionsformeln auf Absorption der strahlenden Wärme zurückzuführen ist, und dass alle Dispersionstheorien, welche das nicht vermögen, nicht haltbar sind.

Bonn, im Februar 1887.

**XIII. Bemerkungen zu Hrn. W. Wernicke's
Beobachtungen über die elliptische Polarisation
des von durchsichtigen Körpern reflectirten
Lichtes; von W. Voigt.**

Für die Erklärung der von Jamin entdeckten elliptischen Polarisation bei der Reflexion linear polarisirten Lichtes an der Oberfläche durchsichtiger Medien sind zwei Wege der Modification der Fresnel-Neumann'schen Formeln eingeschlagen worden. Der eine verändert die Grenzbedingungen selbst, der andere setzt an Stelle der Annahme eines plötzlichen Wechsels im Verhalten des Aethers in der Grenze die eines allmählichen Ueberganges oder einer Grenzschicht.

Bis jetzt ist es nicht gelungen, in mechanisch unanfechtbarer Weise Grenzbedingungen abzuleiten, welche die Ja-