DER PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND I.

**I. Die Polarisation des gebeugten Lichtes; von
Dr. J. Fröhlich in Budapest.**

(Vorgelegt der K. Ung. Akademie am 4. November 1876.)

Die Aenderung der Polarisation des Lichtes durch Diffraction wurde zuerst von Stokes¹⁾ untersucht. Derselbe entwickelte in seiner sogenannten mechanischen Theorie der Diffraction, welche er aus den allgemeinen Elasticitätsgleichungen ableitete, die Richtungsänderungen, welche das geradlinig polarisirte Licht infolge der Diffraction erleidet.

Er fand den Zusammenhang zwischen der Richtung des gebeugten Lichtes und dessen Polarisations-Azimuth durch folgende Formel ausgedrückt:

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \psi \cos \delta,$$

wobei ψ der Winkel zwischen der Normale der Diffractionsebene (Einfallsebene) und der Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes, φ derjenige zwischen der erwähnten Normale und der Schwingungsrichtung des gebeugten Lichtes, und δ der Diffractionswinkel (gebildet durch die Wellennormale des einfallenden und die Wellennormale des gebeugten Strahles) ist. Dabei ist vorausgesetzt, dass die Fortpflanzungsrichtung der einfallenden Welle mit der Normale der beugenden Fläche (z. B. der Gitterebene) zusammenfällt.

Stokes beabsichtigte, durch Verificirung dieser theoretischen Folgerung die für die gesammte Optik so wichtige Frage zu entscheiden, ob die Schwingungsrichtung

1) Cambridge Transactions IX. p. 1.

Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. I.

des geradlinig polarisirten Lichtes parallel oder senkrecht zu dessen Polarisationsebene sei.

Seine Versuche, welche er mit senkrecht einfallendem, geradlinig polarisirtem und nach dem Durchgange durch ein Glasgitter gebeugtem Lichte ausführte, ergaben im allgemeinen unregelmässige Resultate; doch schienen dieselben im ganzen Fresnel's Hypothese zu bestätigen, wonach das Licht zur Polarisationsebene senkrecht schwingt.

Holtzmann¹⁾ wiederholte diese Versuche mit einem Schwerd'schen Russgitter und zerlegte das einfallende Licht durch ein doppeltbrechendes Prisma in zwei zu einander senkrecht polarisirte Bündel. Aus seinen Messungen glaubte er den der Fresnel'schen Hypothese entgegengesetzten Schluss ziehen zu müssen.

Um die divergirenden Beobachtungen dieser beiden Experimentatoren zu vereinigen und von einem gemeinschaftlichen Gesichtspunkte aus erklären zu können, entwickelte F. Eisenlohr²⁾ eine neue, allgemeine Theorie, in welcher die Reflexion, die Brechung und die Diffraction des Lichtes im Zusammenhange betrachtet werden, erstere sowohl für durchsichtige Körper als auch für Metalle; letztere für ein Gitter.

Infolge dieser Theorie haben die Longitudinalschwingungen auf die Lichterscheinungen sehr wesentlichen Einfluss; mit Hülfe derselben gelangt Eisenlohr zu einer Formel, welche die Holtzmann'schen Beobachtungen mit erträglicher Genauigkeit darstellt. Daraus folgert er nun, dass die Schwingungen senkrecht gegen die Polarisationsebene erfolgen.

Man darf jedoch nicht ausser Acht lassen, dass Holtzmann im ganzen nur fünf Beobachtungsdaten geliefert hat; eines derselben wurde zur Bestimmung der Constante in der Eisenlohr'schen Formel verwendet; eine Beobachtung weicht von dem theoretischen Werthe bedeutend ab,

1) Pogg. Ann. XCIX. p. 446.

2) Pogg. Ann. CIV. p. 337.

und nur die übrigen drei Daten stimmen leidlich. Bemerkt man ferner, dass sämtliche Daten sich innerhalb eines verhältnissmässig engen Intervalles befinden, so ist klar, dass die vermeintliche Verificirung der Eisenlohr'schen Theorie eine noch durchaus ungenügende ist.

Beobachtungen über die Polarisation des gebeugten Lichtes stellte auch Lorenz¹⁾ an, um damit zugleich auch die Richtigkeit seiner sehr eigenthümlichen Lichttheorie zu beweisen. Seine Beobachtungen sind jedoch trotz der angewandten Sorgfalt so wenig genau, dass sie eben nur die Stokes'schen Resultate bestätigen.

Die genaueste und zuverlässigste Beobachtungsreihe ist jedenfalls die von Mascart²⁾, welcher das einfallende Licht ebenfalls durch ein doppeltbrechendes Prisma in zwei senkrecht zueinander polarisirte Componenten zerlegte und deren Intensitätsverhältnisse im gebeugten Lichte maass. Er verfolgte das gebeugte Licht bis zu einem Diffractionswinkel von nahezu 70° und fand dabei fast genau das sogen. Stokes'sche Cosinusgesetz (die zu Anfang erwähnte Formel) bestätigt, soweit dies nämlich die Beobachtungsfehler zuliessen.

Alle diese Beobachtungen wurden mit senkrecht zur beugenden Gitterebene einfallendem Lichte, resp. dem durch das Gitter gedrunenen, durchgehenden Lichte angestellt; alle führten zu dem Schlusse, dass das geradlinig polarisirte Licht senkrecht zu seiner Polarisations-ebene schwinde.

Einen schwierigen Punkt bieten jedoch noch immer Holtzmann's Beobachtungen; doch ist es sehr wahrscheinlich, dass in diesem Falle die die Ränder der Gitterstreifen bildenden Russtheilchen auf die Bewegung des durchgehenden Lichtes von wesentlichem Einfluss sind.

Die vorliegende Arbeit hatte den Zweck, die Polarisation des Lichtes durch Diffraction möglichst allgemein zu untersuchen.

1) Pogg. Ann. CXI. p. 315.

2) C. R. LXIII. p. 1005.

Es wurde daher das auffallende Licht unter verschiedenen Einfallswinkeln zur Gitterebene geleitet und dabei nicht nur das durchgegangene, sondern (im Verlaufe dieser Versuche überwiegend) auch das reflectirte gebeugte Licht untersucht. In Bezug auf das letztere habe ich nirgends Messungen gefunden, so dass es der Aufmerksamkeit der Beobachter entgangen zu sein scheint, oder dass dieselben es nicht einer näheren Untersuchung für werth gehalten haben.

Die Beobachtung des reflectirten gebeugten Lichtes dürfte jedenfalls schon deshalb vortheilhaft erscheinen, weil dasselbe nur eine einmalige Reflexion, und dann die Diffraction erleidet, während das durchgehende Licht zweimal reflectirt und einmal gebrochen wird, was die Reinheit der ursprünglichen Erscheinung unbedingt beeinträchtigt.

Die Untersuchung geschah mit zwei Glasgittern, deren Linien mit Diamant eingeritzt waren, und deren resp. Abstände von einander 0.0506 Mm. und 0.00617 Mm. betrugen. (Diese Gitter hatte Prof. Dr. A. Jedlik selbst mit Hülfe einer von ihm construirten Theilmaschine verfertigt.)

Zur Ausführung der Beobachtungen wurden folgende Anordnungen getroffen:

In ein dunkles Zimmer wurde mittelst eines Helio-
staten ein Bündel nahezu paralleler Sonnenstrahlen geleitet. Ein passend angebrachtes Diaphragma gestattete nur dem mittleren Theil dieses Bündels den Durchgang. Die Strahlen fielen auf ein mit einem Theilkreise versehenes Nicol'sches Prisma, welches vor dem Spalte der Collimatorröhre eines Goniometers mit horizontalem Theilkreise befestigt war. Die Breite des Spaltes konnte geändert werden, und befand sich derselbe im Hauptbrennpunkte der Collimatorlinse. In der Mitte des horizontalen Kreises des Goniometers war das betreffende Gitter senkrecht zur Ebene desselben aufgestellt. Das von diesem Gitter reflectirte oder durch dasselbe hindurchgehende gebeugte Licht wurde durch das Objectiv des Beobachtungsfern-

rohres gesammelt und durch ein Nicol, welches sich vor dem Oculare dieses Fernrohres befand, analysirt.

Hierdurch konnte das einfallende natürliche Sonnenlicht durch das erste Nicol in beliebiger Richtung geradlinig polarisirt werden; dann passirte das Licht den Spalt und fiel durch die Collimatorlinse als paralleles Strahlenbündel auf das Gitter.

Die Richtung des gebeugten Lichtes bestimmte die Lage des Beobachtungsfernrohres; die Polarisationssebene desselben wurde gemessen, indem das zweite Nicol so lange gedreht wurde, bis das Licht am meisten ausgelöscht erschien.

• In der Mitte des Collimatorspaltes war ein feiner horizontaler Faden ausgespannt, welcher sowohl zur richtigen Einstellung des Beobachtungsfernrohres, als auch dazu diente, um die reflectirenden Flächen der Gitter senkrecht zum horizontalen Theilkreis zu stellen. Der Nullpunkt dieses horizontalen Kreises bestimmte sich, indem das Beobachtungsfernrohr der Collimatorröhre gegenübergestellt wurde, so dass ihre Axen zusammenfielen, was daran zu erkennen war, dass der Faden des Collimatorspaltes genau zusammenfiel mit dem Mittelpunkte des Fadenkreuzes des Beobachtungsfernrohres. (Dabei war der Spalt sehr enge gemacht.)

Zuvörderst waren die Grundstellungen der Nicols zu bestimmen. Es wurde daher zuerst das zweite (vor dem Ocular des Beobachtungsfernrohres befindliche) Nicol entfernt, und das Licht fiel unter dem Polarisationswinkel einer Glasplatte auf dieselbe; das erste Nicol wurde nun so lange gedreht, bis die reflectirte Componente vollkommen ausgelöscht wurde. Diese Lage entsprach dem Nullpunkte des ersten Nicols.

Nun wurde das zweite Nicol an seinen Ort gesetzt und das erste Nicol entfernt, während der Einfallswinkel des Lichtes immer derselbe blieb; dann ergab sich der Nullpunkt des zweiten Nicols, indem Letzteres so lange

gedreht wurde, bis die reflectirte Componente wieder ausgelöscht war.

Zur Controlirung der Richtigkeit dieser Nullpunkte wurde das erste Nicol wieder vor den Spalt gesetzt und demselben ein beliebiges Azimuth gegeben, während das zweite Nicol auf den Nullpunkt eingestellt war und auch in dieser Lage verblieb. Wenn nun, während das erste Nicol beliebige Azimuthe annahm, die reflectirte Componente trotzdem immer vollkommen ausgelöscht blieb, so zeigte dies an, dass der Nullpunkt des zweiten Nicols richtig war, und das Licht thatsächlich unter dem Polarisationswinkel der reflectirenden Fläche einfiel.

Schliesslich wurde das erste Nicol auf seinen Nullpunkt eingestellt und das zweite Nicol 90° von seiner Grundstellung gedreht; dann wurde die reflectirende Glasplatte entfernt und das Beobachtungsfernrohr auf den Nullpunkt des horizontalen Theilkreises gestellt, so dass dessen Axe mit derjenigen der Collimatorröhre genau zusammenfiel. Standen nun die Polarisationsebenen der beiden Nicols senkrecht zu einander und war das durchgehende Licht vollständig ausgelöscht, so waren auch die Nullpunkte der beiden Nicols richtig bestimmt.

Nach diesen vorbereitenden Bestimmungen, welche (besonders für die Grundstellungen der beiden Nicols) im Verlaufe der Untersuchung öfter wiederholt wurden, begannen die eigentlichen Beobachtungen.

Das einfallende Licht fiel immer auf die geritzte Fläche des Gitters, nur in einzelnen, besonders zu erwähnenden Ausnahmefällen war dies nicht der Fall.

Wie schon bemerkt, richtete diese Untersuchung ihr Hauptaugenmerk auf die Polarisation des reflectirten gebeugten Lichtes.

Trotzdem die geritzte Fläche dem einfallenden Lichte zugewendet war, wurde dasselbe doch auch von der hinteren Fläche des Gitters reflectirt, so dass im reflectirten Lichte zwei verschiedene Systeme von Spectren auftraten, die sich gegenseitig theilweise bedeckten. Glücklicherweise

jedoch waren die resp. Begrenzungsflächen der beiden benutzten Gitter nicht genau parallel zu einander, so dass das von der hinteren Fläche reflectirte Licht von dem von der vorderen (geritzten) Fläche reflectirten Lichte dadurch unterschieden werden konnte, dass das von der vorderen und von der hinteren Fläche des Gitters reflectirte Bild des Collimatorspaltes und des in dessen Mitte horizontal ausgespannten Fadens verschiedene Orte einnahmen, welche mittelst des Beobachtungsfernrohres sehr genau erkannt und bestimmt werden konnten. Dieser Faden war auch im gebeugten Lichte als horizontaler, durch das ganze Gesichtsfeld gehender schwarzer Streifen erkennbar, und da nun zwei Flächen das Licht reflectirten, so hatte auch, dem Obigen zufolge, der erwähnte schwarze Streifen in den zugehörigen beiden Spectrensystemen verschiedene Höhen (gerechnet vom Mittelpunkt des Fadenkreuzes des Beobachtungsfernrohres), und konnten also diese beiden Lichtarten strenge erkannt und unterschieden werden.

Natürlich wurden die Beobachtungen an dem von der geritzten Fläche reflectirten Lichte ausgeführt.

Bei allen hier aufgeführten Beobachtungsreihen war das einfallende Licht 45° zur Einfalls-(Diffractions-)Ebene polarisirt, und wurde dasselbe in Intervallen von 5° zu 5° unter den Einfallswinkeln von 85° — 25° zur geritzten Fläche des Gitters geleitet.

In Bezug auf das engere Gitter (0,00617 Mm.) wurden die den Linien *B*, *D*, *E*, *F*, *G* zugehörigen Lichtgattungen der reflectirten Spectren untersucht, indem das zweite Nicol so lange gedreht wurde, bis diese Lichtgattungen gänzlich ausgelöscht waren. Dieser Umstand trat fast immer ein; nur in wenigen Fällen verschwand das gebeugte Licht nicht vollständig, zum Zeichen, dass eine, wenn auch sehr geringe elliptische Polarisation vorhanden war. Um auf die erwähnten Linien genauer einstellen zu können, wurde der Collimatorspalt gehörig verengert und nach dem Einstellen wieder gehörig verbreitert, damit das

einfallende, und daher auch das gebeugte Licht grössere Intensität besitze und die Lage der Polarisationssebene leichter zu bestimmen sei.

Bei diesem Gitter konnte bei keinem der Einfallswinkel das gebeugte Licht weiter als bis zum zweiten Spectrum inclusive verfolgt werden: theils wegen der geringen Intensität des unter grossem Diffractionswinkel gebeugten Lichtes, theils weil nach dem zweiten Spectrum nicht mehr reine, getrennte Lichtgattungen folgten, sondern vielmehr eine Uebereinanderlagerung der Spectren stattfand.

Jedes Polarisations-Azimuth wurde durch zehn Ablesungen bestimmt.

Nachdem die beschriebene Beobachtungsreihe für dieses Gitter vollendet war, wurden sämmtliche Theile des Goniometers, sowie auch die beiden Nicols mit ihren Theilkreisen, auseinander genommen und dann das ganze Instrument von neuem zusammengestellt und alle Grundstellungen desselben neu bestimmt. Nun wurde mit demselben Gitter genau dieselbe Beobachtungsreihe wiederholt, um dadurch sowohl die etwaigen Fehler in der Bestimmung der Grundstellungen ersichtlich zu machen, als auch um, wenigstens annähernd, ein Maass für die Genauigkeit der Beobachtungen zu gewinnen.

Es stellte sich heraus, dass die Fehler der Grundstellungen ausserordentlich klein waren; ihr Mittelwerth überstieg nicht 2', während die Beobachtungsdaten, d. i. die Polarisations-Azimuthen nur in den allerseltensten Fällen (thatsächlich nur zweimal) um einen Grad differirten, und zwar nur dann, als die Intensität des gebeugten Lichtes ausserordentlich gering war; ihr mittlerer Unterschied betrug weniger als einen halben Grad.

Beachtet man die in der Natur der Erscheinung liegende Schwierigkeit der Beobachtung und besonders die schnelle Abnahme der Intensität des gebeugten Lichtes mit zunehmendem Diffractionswinkel, so zeigen die beiden Beobachtungsreihen vollkommen genügende Uebereinstimmung.

Die Daten der beiden Beobachtungsreihen wurden zusammengezogen und geordnet, so dass jedes hier mitgetheilte Polarisations - Azimuth den Mittelwerth von zwanzig Ablesungen repräsentirt.

Mit dem anderen Gitter, dessen Intervalle 0,0506 Mm. betragen, wurden ebenfalls zwei, den obigen entsprechende Beobachtungsreihen durchgeführt; doch konnten hier nicht die den einzelnen Fraunhofer'schen Linien entsprechenden Lichtgattungen untersucht werden, weil die einzelnen Spectren viel schmäler waren, und diese Linien sehr nahe an einander fielen. Es wurde hier vielmehr gebeugtes Licht untersucht, sobald es die gehörige Intensität dazu hatte, ganz ohne Rücksicht darauf, ob dasselbe einer reinen Lichtgattung angehörte oder aus der Uebereinanderlagerung mehrerer Spectren entstanden war, ob dasselbe von Spectren erster oder zweiter Klasse herrührte. Daher begann hier die Beobachtung des gebeugten Lichtes bei dem möglichst kleinen Diffractionswinkel und wurde dann bei regelmässig wachsendem Winkel fortgesetzt; infolge dessen war fast sämmtliches beobachtete Licht aus verschiedenen Lichtgattungen verschiedener Spectrenklassen zusammengesetzt. Die in den Tabellen enthaltenen Werthe der Polarisations-Azimuthe entstanden ebenfalls aus der Vereinigung der beiden Beobachtungsreihen.

In den beigefügten Tabellen¹⁾ bedeutet d den Winkel zwischen der Wellennormale des einfallenden Lichtes und der Wellennormale des gebeugten Lichtes; δ den Winkel zwischen der Richtung des mittleren weissen Streifens

1) Im Folgenden sind nur einige der aus Zusammenstellung der Beobachtungsdaten entstandenen Tabellen mitgetheilt; sämmtliche Tafeln würden einen viel zu grossen Raum einnehmen.

Aus demselben Grunde unterbleiben auch die aus der graphischen Darstellung der Beobachtungen hervorgegangenen Zeichnungen; im Gebrauchsfalle wird man sich dieselben immer sehr leicht anfertigen können und man wird finden, dass die aus denselben folgenden, im Texte erwähnten Consequenzen sich unmittelbar ergeben.

Engeres Gitter (0.00617 Mm.)

$i = 85^0 \quad \psi = 45^0$				$i = 55^0 \quad \psi = 45^0$			
d	δ	φ	$\varphi_0 - \varphi$	d	δ	φ	$\varphi_0 - \varphi$
$10^0 \text{ —}'$	$0^0 \text{ —}'$	$+39.61^0$	0.00^0	$43^0 \text{ 6}'$	$26^0 \text{ 54}'$	$+16.07^0$	-17.50^0
27 6	17 6	28.32	$+11.29$	47 6	22 54	13.33	14.26
28 26	18 26	27.45	12.16	51 7	18 53	11.44	12.37
29 22	19 22	26.49	13.12	57 10	12 50	7.73	8.64
30 45	20 45	25.61	14.00	58 54	11 6	7.00	7.93
32 10	22 10	24.67	14.94	60 5	9 55	6.31	7.24
36 6	26 6	21.39	18.22	61 4	8 56	5.35	6.28
38 —	28 —	19.01	20.60	62 8	7 52	$+4.88$	-5.81
39 23	29 23	17.69	21.92	70 —	0 —	-0.93	0.00
41 24	31 24	16.04	23.57	76 28	6 28	7.93	$+7.00$
43 13	33 13	$+15.01$	$+24.60$	77 15	7 15	8.18	7.25
				77 48	7 48	8.23	7.30
				78 41	8 41	8.75	7.82
				79 33	9 33	9.27	8.34
				82 12	12 12	11.96	11.03
				83 37	13 37	12.91	11.98
				84 36	14 36	14.01	13.08
				86 7	16 7	15.21	14.28
				87 45	17 45	-16.33	15.40

 $i = 25^0 \quad \psi = 45^0$

d	δ	φ	$\varphi_0 - \varphi$
115 ⁰ 32'	14 ⁰ 28'	-32.20^0	-5.10^0
117 6	12 54	32.62	4.68
118 33	11 27	33.28	4.02
119 30	10 30	33.95	3.35
120 48	9 12	34.48	2.62
122 52	7 8	35.04	2.26
123 44	6 16	35.12	2.18
124 28	5 32	35.41	1.89
125 —	5 —	35.60	1.70
125 28	4 32	36.14	-1.16
130 —	0 —	37.30	0.00
134 20	4 20	38.72	$+1.42$
135 —	5 —	39.15	1.85
135 23	5 23	39.17	1.87
135 52	5 52	39.18	1.88
136 28	6 28	39.55	$+2.25$

Breiteres Gitter (0.0506 Mm.)

$i = 85^0$ $\psi = 45^0$				$i = 55^0$ $\psi = 45^0$			
d	δ	φ	$\varphi_0 - \varphi$	d	δ	φ	$\varphi_0 - \varphi$
10 ⁰ —'	0 ⁰ —'	+39.54 ⁰	0.00 ⁰	48 ⁰ 24'	21 ⁰ 36'	+13.96 ⁰	-15.83 ⁰
13 3	3 3	37.54	+2.00	50 19	19 41	13.02	14.89
14 12	4 12	36.91	2.63	52 9	17 51	11.98	13.85
15 16	5 16	36.06	3.48	53 54	16 6	10.97	12.84
16 22	6 22	35.38	4.16	55 34	14 26	9.73	11.60
17 27	7 27	34.80	4.74	57 9	12 51	8.13	10.00
18 43	8 43	34.17	5.37	58 39	11 21	6.96	8.83
19 56	9 56	33.48	6.06	60 4	9 56	6.05	7.92
21 14	11 14	32.50	7.04	61 24	8 36	5.13	7.00
22 46	12 46	31.62	7.92	62 39	7 21	3.83	5.70
24 19	14 19	30.74	8.80	63 49	6 11	2.92	4.79
25 56	15 56	29.94	9.60	64 54	5 6	1.84	3.71
27 29	17 29	28.51	11.03	65 57	4 3	+0.86	2.73
29 16	19 16	27.15	12.39	67 —	3 —	-0.10	1.77
31 12	21 12	25.83	13.71	68 —	2 —	0.85	1.02
33 23	23 23	23.24	16.30	69 —	1 —	1.21	-0.66
35 26	25 26	21.60	17.94	70 —	0 —	1.87	0.00
37 36	27 36	18.40	21.14	71 —	1 —	3.15	+1.28
40 —	30 —	+16.37	+23.17	72 —	2 —	3.78	1.91
				73 —	3 —	4.97	3.10
				74 —	4 —	5.73	3.86
				75 4	5 4	6.49	4.62
				76 14	6 14	7.01	5.24
				77 29	7 29	7.71	5.94
				78 49	8 49	8.49	6.62
				80 14	10 14	9.85	7.98
				81 44	11 44	11.26	9.39
				83 19	13 19	12.69	10.82
				84 59	14 59	14.09	12.22
				86 44	16 44	15.62	13.75
				88 34	18 34	16.84	14.97
				90 29	20 29	18.07	16.20
				92 29	22 29	-19.91	+18.04
$i = 25^0$				$\psi = 45^0$			
d	δ	φ	$\varphi_0 - \varphi$	d	δ	φ	$\varphi_0 - \varphi$
108 ⁰ 24'	21 ⁰ 36'	-29.31 ⁰	-7.71 ⁰	125 ⁰ 57'	4 ⁰ 3'	-36.16 ⁰	-0.86 ⁰
110 11	19 49	29.79	7.23	127 —	3 —	36.48	0.54
112 9	17 51	30.23	6.79	128 —	2 —	36.73	0.29
113 54	16 6	30.95	6.07	129 —	1 —	37.00	-0.02
115 34	14 26	31.57	5.45	130 —	0 —	37.02	0.00
117 9	12 51	32.23	4.79	131 —	1 —	37.60	+0.58
118 39	11 21	32.90	4.12	132 —	2 —	38.23	1.21
120 4	9 56	33.54	3.48	133 —	3 —	38.68	1.66
121 24	8 36	34.43	2.59	134 —	4 —	38.92	1.90
122 39	7 21	35.05	1.97	135 4	5 4	39.10	2.08
123 49	6 11	35.53	1.49	136 14	6 14	-39.63	+2.61
124 54	5 6	35.89	1.13				

Direct reflectirtes Licht.

I. Engeres Gitter (0.00817 Mm.)

II. Breiteres Gitter (0.0506 Mm.)

 $\psi = 45^0$ $\psi = 45^0$

Einfalls- winkel.	φ_0 beobacht.	φ_0 berechnet.	Differenz	Einfalls- winkel.	φ_0 beobacht.	φ_0 berechnet.	Differenz
85° —'	+39.61 ⁹	+39.65 ⁰	—0.04 ⁰	85° —	+39.54 ⁰	+39.43 ⁰	+0.11 ⁰
80 —	33.87	34.09	—0.22	80 —	33.76	33.55	+0.21
75 —	28.01	28.12	—0.11	75 —	27.53	27.50	+0.03
70 —	21.74	21.62	+0.12	70 —	20.27	20.80	—0.53
65 —	14.85	14.64	+0.21	65 —	13.45	13.63	—0.18
60 —	+7.20	+6.93	+0.27	60 —	+6.14	+6.00	+0.14
55 —	—0.93	—0.90	—0.03	55 —	—1.87	—1.83	—0.04
50 —	8.13	8.68	+0.55	50 —	9.66	9.50	—0.16
45 —	16.18	16.02	—0.16	45 —	16.88	16.70	—0.18
40 —	22.26	22.62	+0.36	40 —	23.18	23.17	—0.01
35 —	28.62	28.33	—0.29	35 —	28.60	28.73	+0.13
30 —	33.41	33.12	—0.29	30 —	33.28	33.40	+0.12
25 —	—37.30	—37.18	—0.12	25 —	37.02	37.35	+0.33

(d. i. dem direct reflectirten Lichte) und der Richtung des gebeugten Strahls; ψ das Polarisations-Azimuth des einfallenden Lichtes (hier immer 45^0), φ das Polarisations-Azimuth des gebeugten Lichtes, $\varphi_0 - \varphi$ die Differenz zwischen dem Polarisations-Azimuth des mittleren weissen Streifens und dem des übrigen, gebeugten Lichtes. Zwischen d und δ besteht natürlich die Gleichung:

$$d = 180^0 - 2i + \delta \quad \text{oder} \quad d = 180^0 - 2i - \delta,$$

je nachdem nämlich der gebeugte Strahl auf der einen oder der anderen Seite vom mittleren Streifen liegt; i ist der Einfallswinkel.

Ausserdem wurden für beide Gitter die Polarisations-Azimuthe des unter den einzelnen Einfallswinkeln direct reflectirten Lichtes (entsprechend dem mehrfach erwähnten mittleren Streifen) zusammengestellt, und mit den nach der bekannten Fresnel'schen Formel:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{\cos(\alpha + \alpha')}{\cos(\alpha - \alpha')}$$

berechneten Werthen verglichen. Hiebei ist:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha'} = \operatorname{tg} P,$$

unter P den aus den Beobachtungen erhaltenen Polarisationswinkel verstanden. Die darauf bezüglichen Tabellen zeigen, dass die beobachteten Werthe der Polarisations-Azimuths von den aus der Fresnel'schen Näherungsformel folgenden theoretischen Werthen nicht mehr und nicht weniger abweichen, als dies bei gewöhnlichen, nicht geritzten Glasoberflächen der Fall ist, so dass es also auf die Lage der Polarisationssebene des reflectirten Lichtes keinen Einfluss hat, ob dieses von einer Fläche von grösserer Ausdehnung oder aber von so engen Flächenelementen reflectirt wird, dass ihre Breite fast dieselbe Grössenordnung wie die Wellenlängen selbst besitzen, vorausgesetzt, dass die Natur der reflectirenden Flächen dieselbe ist.

Schliesslich geschahen auch Beobachtungen an durchgehendem, gebeugtem Lichte; bei senkrechter Incidenz des einfallenden Lichtes entsprach das beobachtete Polarisations-Azimuth des gebeugten Lichtes sehr nahezu dem Stokes'schen Cosinus-Gesetz. Aber die Daten des bei schiefer Incidenz einfallenden, durchgehenden und gebeugten Lichtes zeigten durchaus nicht den gleichmässigen Verlauf, welcher sich bei dem reflectirten Lichte kundgab; ferner war, unter sonst gleichen Umständen, die Abweichung des Polarisations-Azimuthes des gebeugten Strahles von dem Azimuth des mittleren weissen Streifens bei durchgehendem Licht unvergleichlich geringer als bei dem reflectirten.

Dann wurde z. B. das engere Gitter einem bestimmten, aber sonst beliebigen Einfallswinkel entsprechend aufgestellt, und es wurden die Linien B, D, E, F, G sowohl in den reflectirten als auch in den durchgelassenen Spectren untersucht: es ergab sich, dass die Lagen dieser Linien in den beiden Spectrensyste men in Bezug auf die Normale der einfallenden Welle genau dieselben waren, aber dass

die Lagen der Polarisations Ebenen in beiden Systemen ein durchaus verschiedenes Gesetz befolgten. Man kann daher in Bezug auf die Lage und resp. Intensität der unter dem Einfallswinkel i reflectirten Spectren dieselben betrachten, als ob sie von einem unter demselben Einfallswinkel einfallenden und durchgehendem Lichte herrührten; aber für die Polarisationsverhältnisse ist diese Betrachtung durchaus unzulässig.

Ausserdem sind die Beobachtungen im durchgehenden Lichte nicht ganz rein, da schon durch die Brechung in der Glasplatte sich das Polarisations-Azimuth des durchgehenden Strahles geändert hat.

Infolge der angeführten Gründe unterbleibt hier die Mittheilung der Beobachtungsdaten für das durchgehende gebeugte Licht.

Es erhellt aus den Tabellen, welche nur die Polarisation des reflectirten Lichtes enthalten, dass die Polarisations-Azimuthe des gebeugten Lichtes mit dem Diffractionswinkel in stetigem und regelmässigem Zusammenhange stehen; dass die Lage der Polarisations Ebene nur vom Einfalls- und Diffractionswinkel abhängt und dass dieses Azimuth von der Lichtgattung unabhängig ist, sowie auch davon, ob das Licht der Bestandtheil eines reinen Spectrums, oder ob es aus der Uebereinanderlagerung mehrerer Lichtgattungen verschiedener Spectren entstanden ist.

Die aus der graphischen Darstellung dieser Beobachtungen hervorgehenden Curven zeigen, dass die Polarisations Ebenen der gebeugten Strahlen sich im allgemeinen den Polarisations-Azimuthen des entsprechenden direct reflectirten Lichtes nähern (d. i. desjenigen reflectirten Lichtes, welches mit der Wellennormale des einfallenden Lichtes denselben Winkel bildet, wie das gebeugte Licht). Doch sind ebenfalls fast durchgehends die Polarisations-Azimuthe der gebeugten Strahlen kleiner als diejenigen der reflectirten Strahlen; und zwar ist diese Differenz um so grösser, je grösser der Diffractionswinkel (δ).

Da ferner die Beobachtungsergebnisse für beide, so sehr verschiedene Intervalle besitzende Gitter im grossen und ganzen zu fast genau demselben Resultate der ganzen Erscheinung führten (der einzige Unterschied besteht nur in dem etwas verschiedenen Brechungsverhältnisse, resp. Polarisationswinkel der beiden Gitter), so folgt unmittelbar, dass der Polarisationszustand des gebeugten Lichtes von der Grösse der Intervalle des angewendeten beugenden Gitters vollständig unabhängig ist.

Für Werthe von d , welche in der Nähe von 0° oder 180° liegen, nähert sich das Polarisations-Azimuth des gebeugten Lichtes sehr dem des direct reflectirten, und der Unterschied der beiden entsprechenden Azimuthe wird bedeutender, sobald d einen von den oben erwähnten etwas mehr abweichenden Werth annimmt. —

Das einfallende Licht gelangt in Form eines parallelen Strahlenbündels in geradlinig polarisirtem Zustande zur geritzten Gitterfläche. Nach dem Huyghens'schen Principe werden die Theilchen dieser Flächen zu neuen Bewegungscentren der Lichtoscillation, von welchen sich die Bewegung nach allen Seiten ausbreitet. Wie immer auch die Bewegung des einfallenden Lichtes beschaffen sei: die Bahn der kleinsten Theilchen an der Gitteroberfläche muss immer eine Ellipse sein. Ferner hat man durch Versuche bewiesen, dass die Lichtbewegung immer senkrecht zur Richtung der Fortpflanzung stattfindet, wie auch sonst der Polarisationszustand des Lichtes sein mag.}

Da aber gerade die an dieser Grenzfläche liegenden Theilchen zu gleicher Zeit an der Bewegung des einfallenden, des gebrochenen und des reflectirten Lichtes theilnehmen müssen, so ist klar, dass (ausgenommen den Fall, wenn das einfallende Licht senkrecht zur Einfallsebene schwingt, oder wenn das einfallende sowohl als auch das gebrochene und das reflectirte Licht in die Normale der Trennungsfläche fällt) das Theilchen an der Grenzfläche zweier Medien unmöglich zu gleicher Zeit senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung dreier, ja auch nur zweier Wel-

lensysteme schwingen. Dazu kommt noch, dass durch Diffraction sich das Licht nach zahllosen anderen Richtungen fortpflanzen kann, was die erwähnte Unmöglichkeit noch mehr bestätigt.

Andererseits beweist die Untersuchung des durchgehenden gebeugten Lichtes (d. i. die experimentelle Verificirung des Stokes'schen Cosinusetzes) nicht nur, dass die Schwingungsrichtung des geradlinig polarisirten Lichtes senkrecht zur Polarisationsebene ist, sondern geradezu auch, dass die von einem schwingenden Oberflächentheilchen als Bewegungscentrum nach verschiedenen Richtungen sich ausbreitenden Lichtbewegungen (entsprechend den einzelnen Strahlen) immer senkrecht zu ihren Fortpflanzungsrichtungen stattfinden, wie immer auch die Bewegung des Centrums beschaffen sei. (Denn eben aus dieser senkrechten Richtung der Lichtbewegung zu ihrer Wellennormale folgt aus den einfachsten theoretischen Betrachtungen das Stokes'sche Gesetz.) Bei diesen Versuchen fiel jedoch das Licht senkrecht zur Gitterebene, und daher fiel das einfallende, reflectirte und gebrochene Licht in die Normale dieser Fläche, und das Flächentheilchen oscillirte natürlich in einer zu dieser Ebene parallelen Ebene, oder vielmehr in der Trennungsebene selbst; daher konnte auch die Diffraction dieses Lichtes zu beiden Seiten der Flächennormale mit vollkommener Symmetrie vor sich gehen. In diesem Falle musste auch, wie leicht ersichtlich, das Polarisations-Azimuth des um 90° von dieser Normale gebeugten Lichtes gleich 0 sein.

Sobald aber das einfallende Licht nicht mehr senkrecht zur Gitterebene einfiel, hörte auch sofort die symmetrische Anordnung des gebeugten Lichtes und zugleich damit die Einfachheit und Symmetrie der Polarisationsverhältnisse desselben auf. Genau dieselben Umstände finden im reflectirten gebeugten Lichte statt, nur dass hier das unter senkrechter Incidenz reflectirte Licht nicht direct beobachtet werden kann.

In allen Fällen der schiefen Incidenz kann das

Theilchen an der Grenzfläche nicht parallel zu dieser Trennungsfläche schwingen, denn wäre dies der Fall, so müsste derjenige gebeugte Strahl, welcher zur Grenzfläche nahezu parallel verläuft, das Polarisations-Azimuth 0 haben. Diese Folgerung befindet sich jedoch mit den hier mitgetheilten Beobachtungen in directem Widerspruche. So ist z. B. bei dem engeren Gitter ($90^\circ - i$ ist selbstverständlich der Winkel zwischen der einfallenden Wellennormale und der reflectirenden Fläche):

$$i = 65^\circ \quad 90^\circ - i = 25^\circ \quad d = 27^\circ 41' \quad \varphi = 27^\circ 46',$$

und ferner bei dem Gitter mit weiteren Intervallen:

$$i = 80^\circ \quad 90^\circ - i = 10^\circ \quad d = 11^\circ 12' \quad \varphi = 38^\circ 15'$$

$$i = 75^\circ \quad 90^\circ - i = 15^\circ \quad d = 15^\circ 44' \quad \varphi = 35^\circ 61'$$

$$i = 70^\circ \quad 90^\circ - i = 20^\circ \quad d = 21^\circ 16' \quad \varphi = 32^\circ 35'$$

Es kann mithin die Oscillation nicht parallel zur Trennungsfläche vor sich gehen, mit anderen Worten: bei schiefer Incidenz des Lichtes schwingen die Theilchen an der Grenzfläche in einer zur Letzteren geneigten Bahn, d. i. die Bewegung hat eine zur Trennungsfläche senkrechte Componente. Unter solchen Umständen kann man durchaus nicht eine gleichmässige symmetrische Verbreitung der Lichtbewegung erwarten.

Die Beobachtungen wurden mit Vernachlässigung der elliptischen Polarisation angestellt; es ist jedenfalls sehr wahrscheinlich, dass, wie das als geradlinig polarisirte einfallende Licht von den reflectirenden Flächen als elliptisch polarisirtes zurückgeworfen wird, so auch das gebeugte Licht diese Eigenschaft besitzt. Da das gebeugte Licht durch das zweite Nicol fast immer nahezu gänzlich verdunkelt werden konnte, so musste auch die elliptische Polarisation desselben gering sein, und dürften die hier gegebenen Polarisations-Azimuthe sehr nahe die Polarisations-Azimuthe der in der Richtung der grossen Axen der Ellipsenbahnen liegenden Schwingungscomponenten vorstellen.

Es stellen nun die einzelnen Tabellen die Polarisations Ebenen (oder die darauf senkrechten Schwingungsrichtungen) der von einem und demselben schwingenden Mittelpunkt (Trennungsflächentheilchen) nach verschiedenen Richtungen sich fortpflanzenden Bewegungen dar. Diese bieten oft sehr eigenthümliche Erscheinungen, wenn z. B. das Licht unter dem Polarisationswinkel auf die geritzte Fläche auffällt (wie dies auch geschehen, aber hier der Weitläufigkeit wegen nicht angeführt wird), so ist der mittlere weisse Streifen der reflectirten Diffractionserscheinung unter dem Azimuthe 0 polarisirt, während die Polarisations-Azimuthe der zu beiden Seiten dieses Streifens liegenden Spectren zu beiden Seiten dieses Null-Azimuthes liegen. Aehnliche Fälle kommen in diesen Tabellen häufig vor, wo das in einer bestimmten Richtung gebeugte Licht das Azimuthe 0 besitzt, während die zu beiden Seiten dieser Richtung liegenden gebeugten Strahlen zu beiden Seiten dieses Nullpunktes liegende Azimuthe haben.

Will man nun nicht annehmen, dass die Lichtbewegung des Grenztheilchens senkrecht zur Einfall-(Diffractions)-Ebene vor sich gehe — eine hier gänzlich unmotivirte und daher unzulässige Annahme — so scheint es unmöglich, die Erscheinung anders aufzufassen als unter der Voraussetzung, dass die von einem und demselben Bewegungscentrum nach verschiedenen Richtungen sich verbreitenden Bewegungscomponenten verschiedene Phasen besitzen, während die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in demselben Medium nach verschiedenen Richtungen dieselbe bleibt. Ob und inwiefern diese Folgerung mit dem Huyghens'schen Principe verträglich ist, dürfte sich bald genug herausstellen. Leider besass das physikalische Institut in Pest noch nicht die geeigneten Apparate, welche zur genauen Untersuchung der elliptischen Polarisation erforderlich wären, und ohne welche man die erwähnte Frage wohl kaum definitiv erledigen kann.

Schliesslich ist man berechtigt, aus der ganzen Untersuchung folgende Schlüsse zu ziehen:

1. Bestätigung des schon von früheren Beobachtern gefundenen Umstandes, dass das geradlinig polarisirte Licht senkrecht zu seiner Polarisationssebene schwingt.

2. Wie immer auch die Bewegung der Lichtquelle als Oscillationscentrum beschaffen sei: die Schwingung der von diesem Centrum nach beliebiger Richtung sich verbreitenden Bewegung ist immer senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung derselben. (Dieser Umstand war auch schon früher aus misslungenen Interferenzversuchen gefolgert worden).

3. Die Schwingungsrichtung des gebeugten Lichtes ist abhängig von der Natur der reflectirenden Fläche, vom Einfallswinkel und vom Diffractionswinkel; vollständig unabhängig hingegen von den Intervallen des benutzten Gitters, von der Lichtgattung und dem Spectrensystem, von der Uebereinanderlagerung der verschiedenen Lichtgattungen und verschiedener Klassen von Spectren etc.

4. Die Polarisations-Azimuthe des reflectirten Lichtes bleiben dieselben, ob das Licht von einer Fläche grösserer Ausdehnung reflectirt wird, oder von einer Anzahl von Flächenelementen, deren Breite von derselben Grössenordnung ist, wie die der Lichtwellenlängen; vorausgesetzt natürlich, dass in beiden Fällen die Natur der reflectirenden Fläche unverändert geblieben ist.

5. Die Beobachtungen machen es ausserordentlich wahrscheinlich, dass die von einem an der Grenzfläche zweier Medien schwingenden Oscillationscentrum nach verschiedenen Richtungen sich fortpflanzenden Bewegungscomponenten verschiedene Phasen, und daher auch verschiedene Phasendifferenzen, aber (im selben Medium) dieselben Fortpflanzungsgeschwindigkeiten besitzen.

Schliesslich erlaube ich mir, den Herren Professoren Dr. A. Jedlik und Dr. Baron Roland Eötvös meinen wärmsten Dank für ihre Unterstützung bei diesen Versuchen auszudrücken.

Physikalisches Institut der Universität Budapest, im Sept. 1876.