

Die Familie Megistopodes, Riesenbauchflosser.

Von

Prof. Dr. **Hermann Landois** in Münster i. W.

Mit Tafel V.

Geschichtliches.

Vor längerer Zeit hat Dr. W. VON DER MARCK¹ darauf hingewiesen, dass manche Fische unserer jüngeren und jüngsten Kreideformation in den Baumbergen und bei Sendenhorst mit denen des Monte Bolca, aber namentlich mit denen des Libanon, grosse Ähnlichkeit haben, ja einige sogar mit ihnen als identisch betrachtet werden müssen. Zu derselben Ansicht gelangten PICTET und HUMBERT², welche sich das Studium der Libanon-Fische aus der Nähe von Beirut, bei dem Dorfe Hakel und dem Kloster Sahel-Alma zur besonderen Aufgabe gemacht haben. Als ähnliche, vicariirende, Arten werden 13 aufgezählt, als identische 2: *Rhinellus furcatus* AG. und *Cheirothrix libanicus* PICTET (*Megapus guestfalicus* SCHLÜTER). Der Erstere gehört zu den hechtartigen Fischen und ist von AGASSIZ, PICTET et HUMBERT und VON DER MARCK genau beschrieben und abgebildet. Die gefundenen Reste dieses Fisches von beiden Fundorten sind so ausgezeichnet erhalten, dass über

¹ Dr. W. VON DER MARCK und Dr. CL. SCHLÜTER, Neue Fische und Krebse aus der Kreide von Westfalen. Palaeontographica, Beiträge zur Naturgeschichte der Vorwelt. Bd. XV. Cassel 1865—1868. S. 269. — Dr. VON DER MARCK, Neue Beiträge zur Kenntniss der fossilen Fische und anderer Thierreste aus der jüngsten Kreide Westfalens u. s. w. Eben-dasselbst Bd. XXII. 1873.

² Nouvelles recherches sur les Poissons fossiles du Mont Liban par F. J. PICTET et ALOIS HUMBERT, Genève chez GEORG. 1866.

die Artidentität des Sendenhorster- und Libanon-Fisches kein Zweifel besteht.

Dagegen sind die bis zum Jahre 1873 von *Cheirothrix* (*Megapus*) aufgefundenen Fossilreste recht spärlich und mangelhaft. SCHLÜTER konnte in seiner Arbeit nur über 2 Belegstücke berichten.

1. Von dem Libanon-Exemplar, welches PICTET und HUBERT unter dem Namen *Cheirothrix libanicus* beschreiben, MUSS SCHLÜTER anerkennen, „dass es minder gut erhalten ist, als das unserige, d. h. das aus den Baumbergen stammende.“

2. Von dem einzigen, in den Baumbergen bis zu der SCHLÜTER'schen Arbeit aufgefundenen Exemplare bemerkt der Autor l. c. selbst, dass es „nicht vollkommen“ sei; und die von VON DER MARCK beigefügte Figur lässt diese Unvollständigkeit auch im Bilde deutlich erkennen. SCHLÜTER nannte diesen Fisch *Megapus guestfalicus*. Trotz dieser mangelhaften Erhaltung der beiden genannten Stücke sah sich SCHLÜTER berechtigt, sie als zu derselben Art gehörig aufzuführen.

3. Im weiteren Verlaufe der Zeit sind in Syrien noch Exemplare von *Cheirothrix* gefunden worden, deren Beschreibung und Abbildung sich in der umfangreichen neueren Bearbeitung von JAMES W. DAVIS¹ finden. Und zwar sind es 2 Arten, die hier eingehend behandelt werden: *Cheirothrix Lewisii* DAVIS („wonderfully well preserved“ l. c. p. 528) und *Cheirothrix libanicus* PICTET. Da DAVIS ausschliesslich die Libanonfische behandelt, so finden wir in dessen Arbeit den *Megapus guestfalicus* SCHLÜTER nicht erwähnt.

4. Zu diesen vorerwähnten Exemplaren gesellte sich kürzlich ein zweites Stück aus den Baumbergen, welches die hierher bezüglichen Fragen aufzuklären und die Lücken in der Kenntniss dieser Fische auszufüllen geeignet sein dürfte.

Im December 1893 erhielt ich durch Vermittelung des Architekten Herrn VOSSGÄTTER einen fossilen Fisch, den er von dem Steinbruchbesitzer LEIERMANN in Nottuln bekommen hatte. In richtiger Würdigung der Verhältnisse wurde mir

¹ The fossil fishes of the chalk of mount Lebanon, in Syria. (The Sc. Transact. of the R. Dublin Society 1887. Vol. III (Series II) p. 527—530. Pl. XXVI. Fig. 2, 3, 4.)

das Fossil übergeben, um es dem Provinzialmuseum für Naturkunde dauernd erhalten zu wissen.

Ich hatte nie einen solchen Fisch gesehen, weder in natura noch in der Abbildung, und war doch sofort der Ansicht, dass es der *Megapus guestfalicus* SCHLÜTER sein müsse, von dem ich aus unserem Werke „Westfalens Thierleben in Wort und Bild, Band III“ eine kurze Notiz VON DER MARCK's im Gedächtniss hatte. Die riesigen Flossen geben nämlich dem Fisch ein ganz bizarres Aussehen, sodass mir der Geschengeber unter der Bezeichnung „Flugechse“ das Fossil einhändigte. Bis auf wenige Theile ist der Fisch sehr gut erhalten geblieben, sowohl in seinen Körperrumrissen, als in den Einzelheiten. Wie bei allen versteinerten Fischen der Baumberge heben sich die gelben bis braunschwarzen organischen Reste von dem fast weissen Steinuntergrunde scharf ab, sodass man schon nach dieser Art der Erhaltung unsere Baumberger Fische von den Sendenhorstern auf den ersten Blick unterscheiden kann. Bei letzteren sind Fisch und Gestein von derselben bläulichgrauen Farbe.

Der Fisch liegt in einer flachen Gesteinsmulde und dabei noch etwas schief auf seiner linken Seite. Den Kopf sieht man schräg von der Unterseite. In den Flossen lassen sich alle Strahlen deutlich zählen. Die Brustflosse ist ziemlich stark zusammengelegt und schmiegt sich mit ihrem Vorderrande der Kehle an. Die riesige Bauchflosse ist völlig ausgebreitet. Brust- und Bauchflosse der linken Körperhälfte sind nicht zu sehen, stecken aber sicher noch tiefer in dem Gestein. Von der ebenfalls riesigen Rückenflosse ist nur ein kleiner Theil am oberen mittleren Ende abgesprengt, sonst ist sie mit allen Strahlen aufgerichtet und ausgebreitet. After- und Schwanzflosse sind in ihren Umrissen weniger deutlich abgegrenzt, jedoch lassen sich ihre Strahlen zählen. Wirbel, Dornfortsätze, Rippen bis auf die feinen Muskelgräten lassen sich ebenfalls deutlich erkennen. Wir haben also ein Exemplar vor uns, welches wir in Bezug auf seine Erhaltungsart kaum besser wünschen können.

Beschreibung der Art.

Die Körperlänge, von der Schnauzenspitze bis zur Basis der Schwanzflosse gemessen, beträgt 97 mm, sodass

unser Fisch zu den kleineren Arten gehört. Der Leib ist in seinem ganzen Verlaufe sehr gestreckt. Die grösste Höhe erreicht er hinter der Bauchflosse, wo sie 12 mm beträgt; kurz vor der Schwanzflosse verjüngt er sich bis auf 7 mm.

Der Kopf scheint von oben nach unten stark abgeplattet zu sein; im Ganzen ist er kegelig gestreckt, 26 mm lang und 12 mm hoch und nimmt ungefähr den vierten Theil der Gesamtkörperlänge ein. Da wir in vorliegendem Falle den Kopf von der Unterseite sehen, so liegen die Unterkieferknochen frei zu Tage. Sie sind fast von Kopflänge. Zähne konnte ich selbst bei Vergrösserung nicht finden. Kiemenstrahlen glaube ich 6—7 zu zählen. Die ganze Schädelkapsel ist in ihren Umrissen gut erhalten, dagegen von Augen und Augenhöhlen nichts zu sehen, weil sie im Gestein versteckt liegen.

Die Wirbelsäule ist recht gut erhalten; ich zähle gegen 62 Wirbel, vom Kopf bis zur Schwanzwurzel deutlich sichtbar; sie sind doppelt so hoch als lang, also sehr kurz. Die oberen und unteren Dornfortsätze sind ebenfalls scharf markirt; weniger jedoch die Rippen, während in der ganzen Brustregion die Muskelgräten, wenn auch in verworrener Lage, noch vielfach zu erkennen sind.

Die Rückenflosse zeigt sich in riesigen Dimensionen. Sie beginnt in einem Abstände von 3 mm hinter dem Kopfe. Wir zählen 14 deutliche Strahlen, welche sämmtlich einfach und ziemlich stark nach hinten gebogen sind. Der erste hat die aussergewöhnliche Länge von 41 mm. Es scheint ein frei vorstehender Strahl gewesen zu sein. Er ist nämlich der stärkste von allen und hat zum Träger im Muskelfleische zwei gebogene Knochenstücke, ein grösseres, sichelförmig zum Kopf hin gewendetes (5 mm lang) und ein dünneres, stabförmiges. Er liegt in dem Abdruck weit vorgebogen und es scheint der Fisch im Leben die Fähigkeit besessen zu haben, diesen Strahl für sich besonders weit nach vorn aufzurichten und wieder niederzulegen. Alle übrigen Strahlen waren durch eine gemeinsame Flossenhaut verbunden. Die nun folgenden 7 Strahlen stehen dem ersten an Länge und Stärke nicht viel nach, während die 6 letzten stark nach hinten abfallen.

Strahl 9 misst noch 22 mm, der 10. Strahl 13 mm, der 11. 12 mm, der 12. 11 mm, der 13. 7 mm, der 14. nur 5 mm. Die Basis der ganzen Rückenflosse beträgt 19 mm.

Die Schwanzflosse zeigt den Umriss weniger deutlich, lässt sich aber als tiefgegabelt erkennen; ihre beiden Enden stehen 27 mm von einander, woraus sich ergibt, dass die ganze Flosse verhältnissmässig recht gross ist. Um so deutlicher zählt man 24 Strahlen, sämmtlich einfach, ungegabelt. Oben leiten 7, unten etwa 11 kleinere Flossenstrahlen in die eigentliche Flosse über. Die längsten Schwanzflossenstrahlen messen 19—20 mm. Der Schwanz ist homocerk, erinnert aber im Skelet noch insofern an die heterocerke Bildung, als am letzten Wirbel ein etwas längeres Knochenstäbchen nach oben, ein kürzeres nach unten gerichtet ist; beide dienen zum Ansatz der eigentlichen Schwanzflossenstrahlen.

Die Afterflosse ist 15 mm vor der Schwanzflosse inserirt; sie hat selbst eine Basis von 9 mm. Ihre 10 Strahlen sind alle einfach; der längste misst 14 mm.

Die Brustflossen liegen an der Kehle, nur etwa 2 mm vom Kopfe entfernt, von der Nackenkante in senkrechter Entfernung 10 mm weit inserirt. Die Breite ihrer Basis beträgt 4 mm; im Innern enthalten sie 14, sämmtlich einfache Strahlen, deren längster 22 mm misst.

Die Bauchflossen sind auch sehr nach vorn gerückt, in einer Entfernung von 7 mm hinter den Brustflossen und von 12 mm von dem Mittelpunkt der Rückenflossenbasis. Brustflossen und Bauchflossen liegen also hintereinander. Der ausserordentlich kräftigen Einlenkungsstelle entsprechen auch die 13 starken Strahlen der Bauchflossen. Der erste und der zweite Strahl sind einfach; alle übrigen gabeln sich am Ende. An Länge (41 mm) stehen sich alle Strahlen nicht viel nach, wodurch die schwach bogige Abrundung der ganzen Flosse am freien Ende bedingt wird.

Vergleich mit verwandten Gattungen.

1. Wenn wir die gegebene Beschreibung mit dem SCHLÜTER'schen Exemplar und dessen Beschreibung nebst Abbildung vergleichen, so werden wir gewiss nicht fehlgreifen, beide

Stücke von den Baumbergen als zu einer Art gehörig zu betrachten.

2. Dahingegen lehrt auch der Vergleich unserer Baumberger Riesenbauchflosser mit den beiden Arten von Libanon, wie sie von PICTET und DAVIS beschrieben und abgebildet wurden, dass die Libanonfische nicht mit unseren Fischen zu ein und derselben Art gehören, vielmehr sogar zu einer verschiedenen Gattung gezählt werden müssen.

Stellen wir hier die auffallendsten Gattungsmerkmale der Baumberger- und der Libanon-Riesenbauchflosser nebeneinander:

Art der Baumberge.	Art des Libanon.
Kopf $\frac{1}{4}$ der Fischlänge (ohne Schwanzflosse); so dick als der Leib.	Kopf $\frac{1}{3}$ der Fischlänge (ohne Schwanzflosse); 2mal so dick als der Leib.
Körper gestreckt, 3mal so lang als der Kopf.	Körper gedrungener, 2mal so lang als der Kopf.
Brustflossen $\frac{1}{2}$ mal so lang als die Bauchflossen.	Brustflossen 1mal so lang als die Bauchflossen.
Brustflossen und Bauchflossen liegen hintereinander.	Brustflossen und Bauchflossen liegen übereinander.
Rückenflosse nahezu von Leibeslänge.	Rückenflosse von $\frac{1}{2}$ Leibeslänge.
Gattung: <i>Megistopus</i> LANDOIS.	Gattung: <i>Cheirothrix</i> PICTET et HUMBERT.

Der Prioritätsname für die Libanon-Riesenbauchflosser ist der von PICTET und HUMBERT aufgestellte *Cheirothrix*. SCHLÜTER meint, dass die Gattung auf keinen Fall diese Benennung behalten dürfe, „da dieser Name eine directe Unwahrheit enthielte, indem wohl die Brustflosse, in keinem Falle aber die Bauchflosse mit der Hand ($\chi\epsilon\iota\theta$) verglichen werden kann. Die Bauchflosse entspricht den hinteren Extremitäten, daher die von uns gewählte Bezeichnung *Megapus*.“ Eine solche Namensveränderung verstösst jedoch gegen die Prioritätsregeln. Da SCHLÜTER unseren Baumberger Riesenbauchflosser mit der einen Libanonart für identisch hielt, so ist sein „*Megapus*“ mit *Cheirothrix* synonym, und es kann für

unsere verschiedene Baumberger-Art die Gattungsbezeichnung *Megistopus* eingeführt werden. Die SCHLÜTER'sche Artbezeichnung muss aber nach dem Prioritätsprincip bleiben. Wir nennen also unsere Baumberger Art *Megistopus guestfalicus*.

Die beiden Gattungen *Cheirothrix* und *Megistopus* werden folgerichtig in eine Familie der Riesenbauchflosser, Megistopodes, vereinigt, welche durch die riesige Entwicklung der Bauchflossen, sonst kaum ohne Beispiel, gekennzeichnet ist.

Das SCHLÜTER'sche Exemplar wird im Museum des naturhistorischen Vereins für die preussischen Rheinlande und Westfalens aufbewahrt; unser hier beschriebenes Stück haben wir dem Westfälischen Provinzial-Museum für Naturkunde im zoologischen Garten zu Münster einverleibt.

Wozu mögen die überaus grossen Flossen diesen Fischen gedient haben? Über diese Frage dachten bereits PICTET und HUBERT nach. Sie hielten die Bauchflossen für die Brustflossen des Fisches, und zwar aus dem Grunde, „weil sie nicht sehen, welchen reellen Nutzen so grosse Bauchflossen haben konnten, und weil sie für die entgegengesetzte Annahme, d. h. dass es Bauchflossen seien, keine Analogie kennen.“ Dazu bemerkt SCHLÜTER: „Ich muss gestehen, dass beide Punkte für mich keine Gründe sind. Wir befinden uns öfter in der Lage, den Nutzen eines Organs nicht ermessen zu können, und man kann auch mit Recht geltend machen, dass wir für manche Erscheinung keine Analogie kennen.“ Weiteren Aufschluss geben uns obige Forscher nicht.

Man könnte vielleicht an eine Flugbewegung nach Art der fliegenden Fische denken, welche durch den Flossenapparat ermöglicht würde. Die Flossen unseres Baumberger Fisches erreichen zwar nicht die relative Grösse, wie bei den jetzt lebenden Arten fliegender Fische. Bei *Exocoetus exsiliens* beträgt die Länge der Brustflosse (20 cm) ungefähr $\frac{2}{3}$ der Leibeslänge (28 cm) ohne Schwanzflosse. *Dactylopterus volitans* trägt Brustflossen von 16 cm Länge bei einer Leibeslänge von 30 cm, so dass sie also hier ungefähr halb so lang sind als der Fisch. Annähernd diese Länge haben die Flossen bei *Megistopus*; bei *Cheirothrix* ist dieselbe noch bedeutend grösser,

nämlich ungefähr von Körperlänge. Was den Bau der Strahlen dieser grossen Flossen (namentlich bei *Megistopus*) anbetrifft, so hält er hier ungefähr die Mitte zwischen *Exocoetus* und *Dactylopterus*. Bei *Exocoetus* sind sämmtliche Strahlen abgeplattet, bei *Dactylopterus* rund. Ferner sind bei *Exocoetus* die ersten 3 Strahlen einfach, die übrigen 8 gegabelt; *Dactylopterus* besitzt nur einfache, ungetheilte Strahlen in den Brustflossen. Die beiden ersten Strahlen sind bei *Megistopus* und *Cheirothrix* kräftig, ungetheilt und erinnern mehr an die von *Exocoetus*, jedoch mit dem Unterschiede, dass sie bei *Megistopus* kantig rundlich, bei *Exocoetus* stark abgeplattet sind. Die übrigen Strahlen sind rundlich und getheilt. Grösse und Bau der Bauchflossen sprechen also nicht dagegen, dass sie von den Riesenbauchflossern auch zu einer Bewegung, wie bei den fliegenden Fischen ausserhalb des Wassers benutzt wurden, d. h. dass der Fisch beim Emporschnellen aus dem Wasser bei ausgebreiteten Flossen fallschirmartig eine weite Strecke durch die Luft getragen wurde. Ebenso wären die verhältnissmässig langen Brustflossen wohl geeignet, diese gleitende Bewegung zu unterstützen. Auch erklärt sich auf diese Weise die kehlständige Stellung der grossen Bauchflossen dicht an oder gar unter den Brustflossen. Dabei sieht man aber noch immer nicht den Nutzen der riesigen Rückenflosse. Sollte sie für die Erhaltung des Gleichgewichtes beim Fortgleiten durch die Luft zweckdienlich gewesen sein?

Vielleicht zogen aber auch diese verhältnissmässig kleinen Fische — an Grösse und Gewicht einer Kieler Sprotte gleich — einen Vortheil aus ihren Riesenflossen dadurch, dass sie beim Ausspannen derselben im Wasser, um mit DARWIN zu reden, sich ein schreckhaftes Ansehen gaben, das sie gegen den Angriff ihrer Feinde schützte.

Briefliche Mittheilungen an die Redaction.

Wachstumsformen von Aluminiumkrystallen.

Von **F. Rinne** in Hannover.

Mit Tafel VI.

Mineralog.-petrogr. Institut der Universität Berlin. 8. März 1894.

Krystallgestalten des Aluminiums sind, soweit der Verf. aus der mineralogischen Literatur ersehen kann, bislang nicht beschrieben worden. Sei es deshalb gestattet, solche hier in Kürze zu erwähnen und ihre Formen in Bildern nach photographischen Aufnahmen zur Darstellung zu bringen.

Das vorliegende Aluminium bildet keine ebenflächigen Krystalle, sondern zierliche Krystallskelette. Diese Ausbildungsart ist zwar von grossem Reiz in ihrer Erscheinungsweise, erschwert aber die Bestimmung des krystallographischen Systems, in welches das Metall einzureihen ist. Man wird erwägen können, dass von den Metallen überhaupt sechs krystallographisch verschiedene Ausbildungsarten bisher zur Beobachtung gelangt sind, nämlich ein regulärer Typus, eine hexagonal-vollflächige und eine hexagonal-rhomboëdrische, sowie zwei tetragonale und eine rhombische Entwicklung. Bei weitem vorherrschend sind bekanntermaassen die regulären und hexagonalen Ausbildungsarten.

Man wird erwarten dürfen, dass auch das Aluminium einem dieser sechs Typen angehört. Seine chemisch verwandtschaftliche Stellung besonders zum Eisen, sowie die krystallographischen Beziehungen seiner Verbindungen zu den entsprechenden Eisenverbindungen lässt weiterhin schliessen, dass es diesem Metall krystallographisch nahe steht. Das Eisen ist seit langem regulär bekannt. Es erscheint aber auch in seinen Legirungen mit Chrom und Mangan anscheinend hexagonal und rhombisch und in solchen mit Zinn tetragonal.

Die Durchmusterung der zu beschreibenden Aluminiumkrystalle und die Rücksichtnahme auf die soeben berührte Stellung des Aluminiums im chemisch-krystallographischen System lässt für dasselbe das reguläre System als das wahrscheinlichste erscheinen. Es liegt das Oktaëder den vielgestaltigen, zierlichen Wachstumsformen zu Grunde.

Die in Rede stehenden Aluminiumproben stellen in Formen erstarrte Schmelzmassen dar, die auf der Oberfläche krystallinische Differenzirungen zeigen. Die Krystallstrahlen sind bis ca. 2 cm lang, gehen aber auch zu fast mikroskopischen Dimensionen herab. Die Erscheinung der Skelettbildungen ist je nach der Stellung, in welcher sich die oktaëdrische Grundform dem Beschauer darbietet, verschieden. Ist eine der drei Haupttaxen des Oktaëders nach oben gewandt, liegen mithin die beiden anderen in der Ebene der Erstarrungsoberfläche (Fig. 1 u. 2), so erblickt man vierstrahlige Sterne mit gleich oder ungleich langen Kreuzesarmen. Es stellen letztere die Projection der Oktaëderkanten dar. Von ihnen aus strahlen rechtwinkelig secundäre Ästchen wie die Fiederchen vom Kiel einer Feder. Nach vorn schliessen die Kreuzesarme mit ihren Nebenarmen oft speer- oder blattartig ab (Fig. 4), in anderen Fällen werden sie von benachbarten, parallel gelegenen Krystallskeletten abgeschnitten. Selten liegt bei den in Rede stehenden Stücken eine Fläche des Oktaëders in der Oberfläche der Erstarrung. In Fig. 3 ist ein solcher Fall dargestellt. Man erkennt dann die Umgrenzung der Fläche als gleichseitiges Dreieck. Weit häufiger sind zur Oberfläche schräge Lagen der Krystalle zu bemerken. Die Umrandungen der durch die Skelettheile angedeuteten Flächen schliessen dann von 90° und 60° abweichende Winkel ein.

Structuranomalien geben sich durch Krümmungen der Wachstumsarme zuweilen kund.

Die Mannigfaltigkeit der Erscheinung ist bei den Aluminiumskeletten eine überaus grosse und schwer in Worte zu fassen. Unter dem Mikroskop erscheinen die Einzelheiten in vorzüglicher Deutlichkeit. Man hat im mikroskopischen Bilde sehr oft den Eindruck eines zierlichen Gewebes, einer geflochtenen oder gestrickten Fläche. Besonders auffallend ist das Fehlen gerader, scharfer Linien an den Einzeltheilen der Wachstumsformen. Rundliche und ovale Gebilde setzen die zierlichen Formen zusammen, wie es aus den Fig. 1—5 zu ersehen ist, welche die Erscheinungsweise der Skelette im Mikroskop bei schwacher Vergrösserung darstellen. Zum Vergleich sind in Fig. 6 zwei Fiedern von skelettförmig entwickelten Eisenkrystallen wiedergegeben, welche Herr Geheimer Bergrath Prof. KLEIN mir gütigst zur Abbildung überliess.

Ich verdanke die erwähnten Aluminiumproben dem Vorstande der Aluminium-Industrie-Actiengesellschaft zu Neuhausen in der Schweiz, dem ich auch an dieser Stelle meinen Dank für die auf meine Bitte freundlichst erfolgte Zusendung ausspreche.

Ueber hydrostatische Waagen und einige Hilfsmittel zur Bestimmung des specifischen Gewichtes von Flüssigkeiten und festen Körpern.

Von F. Sartorius in Göttingen.

Die einarmige hydrostatische Waage, ursprünglich MOHR'sche Waage genannt, ist in den Laboratorien überall bekannt und mit Recht wegen

ihrer leichten Handhabung beliebt. Schon seit einer Reihe von Jahren werden diese Waagen mit den RUMANN'schen Senkkörpern und Gefässen versehen, wodurch die Mängel beseitigt sind, die anderen dem gleichen Zweck dienenden Einrichtungen anhaften.

1. Der RUMANN'sche massive gläserne Senkkörper hat, einschliesslich seines Aufhängedrahtes und der Öse, stets sowohl dasselbe absolute Gewicht als auch denselben Inhalt, so dass er bei der angenommenen Normaltemperatur von 15° C. genau 10 g destillirtes Wasser verdrängt. Die zugehörigen Gewichte müssen daher die bestimmte Schwere von 10 g ... 1 g ... 1 dg ... 1 cg haben. — Hieraus folgt: Jeder Senkkörper passt zu jedem Gewichte und jeder Waage, so dass ein Verlust oder Bruch

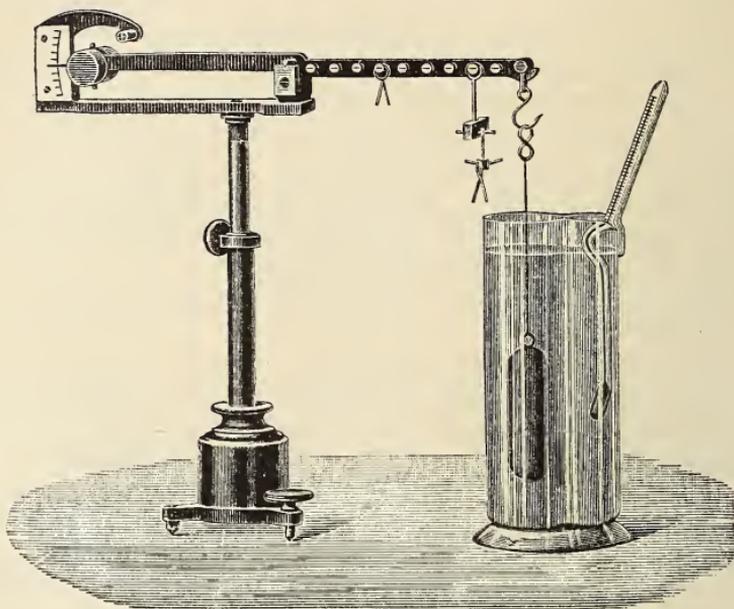


Fig. 1.

des einen Theils eine entsprechende Änderung des anderen Theils nicht bedingt, also ein Ersatz leicht möglich ist, und dass ferner die Gewichte stets genau auf ihre Richtigkeit zu prüfen sind¹.

2. Die Untersuchung leidet keine Unterbrechung durch die Ablesung der Temperatur, selbst nicht bei Prüfungen von farbigen oder undurchsichtigen Flüssigkeiten, weil sich die Thermometerskale ausserhalb derselben befindet.

3. Durch Hinwegnahme des Thermometers aus dem Senkkörper hat letzterer ganz erheblich an Stärke und Unzerstörbarkeit gewonnen, ebenso das Thermometer an Deutlichkeit und Länge der Skale und namentlich an Empfindlichkeit, insbesondere gegenüber denjenigen Thermometerschwim-

¹ Siehe STAMMER, Lehrbuch der Zuckerfabrikation, Ergänzungsband S. 52, und LOEWENHERZ, Bericht über die wissenschaftlichen Instrumente auf der Berliner Gewerbeausstellung 1879, S. 202.

mern, die an sich schon ziemlich unempfindlich zu sein pflegen und durch einen massiven Glasansatz unterhalb des Quecksilbergefäßes, an welchem das Volumen berichtet werden soll, ihre Empfindlichkeit ganz und gar verlieren¹.

Das Stativ sowohl wie der Balken der Waage haben im Laufe der Zeit Abänderungen in der Construction erfahren, wodurch wesentliche Verbesserungen sowohl hinsichtlich der Genauigkeit der Wägungen, als auch in der Dauerhaftigkeit der Waagen und Gewichte erzielt sind. Durch einen am Stativ befestigten Gradbogen (Fig. 1), vor dem die Zunge spielt, wird die Ablesung bequemer und sicherer wie bei dem sonst üblichen, der Zunge gegenüberstehenden einfachen Index. Das Gegengewicht am

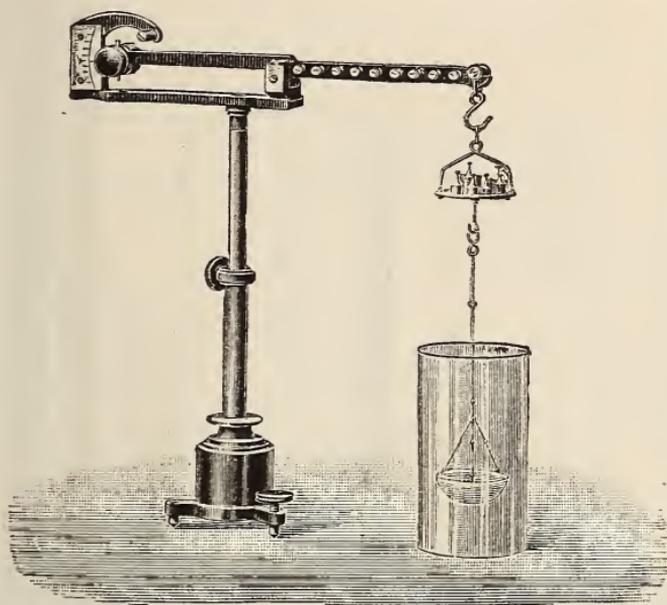


Fig. 2.

linken Balkenende hat eine Vorrichtung zur Regulirung des Schwerpunktes erhalten und die Axe am anderen Ende ist mit einer langen Schneide im Bügel versehen.

Die hauptsächlichsten Abänderungen des Balkens und der Gewichte, durch welche viel längere Haltbarkeit und Unwandelbarkeit der Angriffspunkte der Axen und Laufgewichte und demzufolge immerwährendes sicheres Spiel der Waage, auch bei Anwendung der schwersten Gewichte, erreicht wird, besteht darin, dass an Stelle der früher üblichen Einschnitte in der oberen Kante des Messingbalkens, in welche die Messing-Reiter mit ihren, aus demselben Metall ausgearbeiteten, Schneiden hineingesetzt wurden, nunmehr seitlich in den Balken vergoldete Stahlcylinder mit fein ausgeschliffenen und gehärteten Schneiden eingesetzt sind. Die bei dieser

¹ Siehe LOEWENHERZ S. 202.

Einrichtung erforderlichen Laufgewichte werden mittelst stählerner, ebenfalls harter Haken auf die Schneiden gehängt. Durch Anwendung dieser stählernen gehärteten Axen und Haken ist irgendwelche, die Richtigkeit der Wägungen beeinträchtigende Veränderlichkeit durch Abnutzung der Angriffstellen ausgeschlossen. Die Form der gehärteten Axen ist so gewählt, dass der Angriff der aufgehängten Gewichte nur immer in ein und demselben Punkte stattfinden kann.

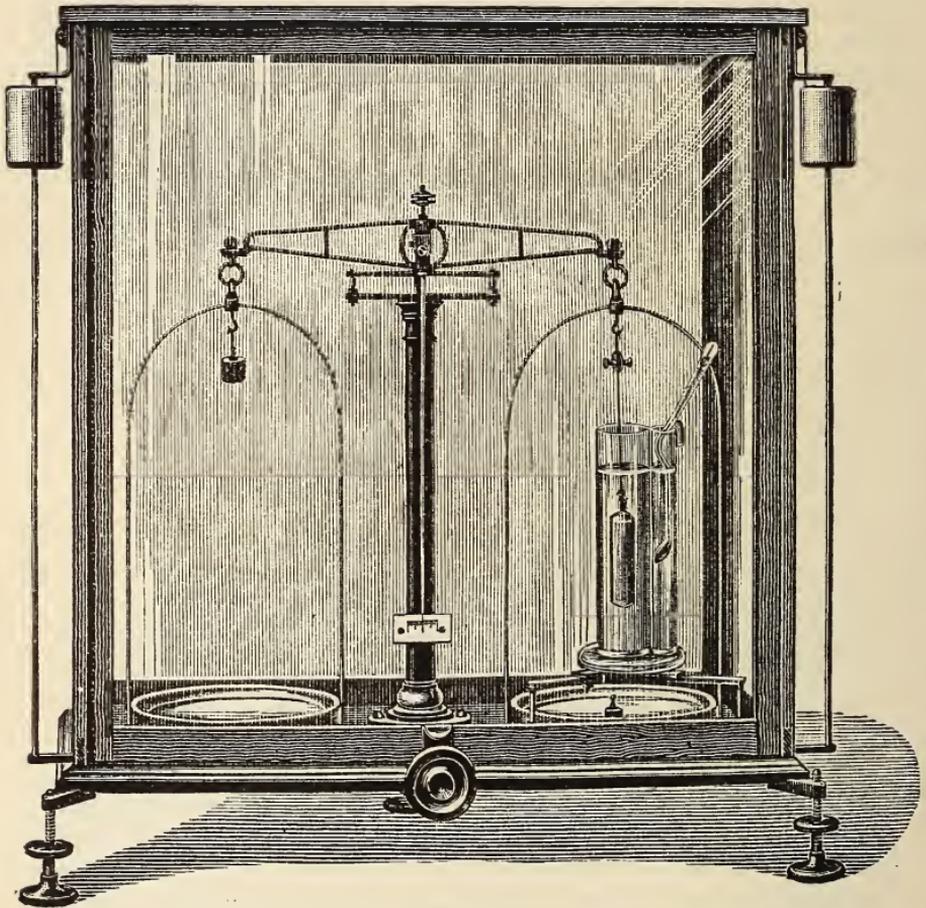


Fig. 3.

Erhöhte Empfindlichkeit bei fehlerlosem leichten Spiel der Waage ist auch wesentlich nützlich, wenn sie ferner noch die Einrichtung besitzt, auch das absolute und spezifische Gewicht fester Körper mittelst Anwendung von Analysengewichten bestimmen zu können. Für diesen Gebrauch ist die Waage so eingerichtet, dass sie einspielt, wenn das anhängende hydrostatische Schälchen mit Analysengewichten bis zu 20 g belastet ist, und unter diesem Schälchen ein siebartig durchlöcheretes Glaskörbchen an Platinkettchen hängt, welche Anordnung Fig. 2 darstellt.

Durch die Methode der Substitution lässt sich leicht das absolute Gewicht eines in dem Glaskörbchen liegenden festen Körpers bis zur Schwere von 20 g abwägen, und ferner lässt sich an derselben Vorrichtung leicht der Gewichtsverlust des Körpers unter Wasser behufs Bestimmung seines specifischen Gewichtes finden.

Wie schon oben, bei Beschreibung der den hydrostatischen Waagen beigegebenen massiven Senkkörpern angegeben ist, haben letztere 10 ccm Inhalt und können auch an jeder guten gleichschenkeligen Waage, sei dieselbe nun hängend oder auf einer Säule spielend, angewandt werden. Die Anordnung des Senkkörpers nebst zugehörigen Apparaten an einer gleicharmigen technischen Waage ist sehr einfach und in der folgenden Fig. 3 dargestellt.

Der am Häkchen des rechten Schalenbügels am Platindraht hängende Senkkörper wird durch das links an dem Schalenbügel hängende Gewicht tarirt.

Auf dem Dreifusse rechts, zwischen dessen Füßen sich die Waagschale ungehindert auf und ab bewegen kann, befindet sich das Senkgefäß mit der zu prüfenden Flüssigkeit und dem Thermometer.

Aus den auf die Waagschale unter den Dreifuss zu setzenden Gewichtstücken, bei welchen die Waage, bei in die Flüssigkeit tauchendem Senkkörper einspielt, ergibt sich sofort das specifische Gewicht dieser Flüssigkeit (10 g als Einheit genommen).

Ausser diesen beschriebenen Senkkörpern werden noch solche von 5 — 2 — 1 ccm gefertigt, die man auch, wie vorstehend angeordnet, an jeder Analysenwaage in allen solchen Fällen benutzen kann, wenn nur wenig von einer zu prüfenden, seltenen Flüssigkeit zur Verfügung steht, also in Gefäßen, die nur wenige Cubiccentimeter fassen.

Ueber den Einfluss des elektrostatischen Feldes auf das optische Verhalten piëzoelektrischer Krystalle.

Von F. Pockels.

Göttingen, März 1894.

Im Folgenden erlaube ich mir, eine kurze Darstellung des wesentlichsten Inhaltes einer Untersuchung zu geben, welche ich als Bearbeitung der von der k. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen für das Jahr 1893 gestellten Preisaufgabe ausgeführt habe, und welcher der volle Preis zuerkannt worden ist¹. — Das Ziel der Arbeit war, die zuerst von RÖNTGEN und KUNDT am Quarz beobachtete Änderung der Doppelbrechung durch dielektrische Polarisation auch an anderen krystallisirten Körpern von verschiedener Symmetrie zu untersuchen, und insbesondere durch Messungen festzustellen, ob jene optischen Änderungen lediglich eine

¹ Abhandl. d. k. Ges. d. Wiss. zu Göttingen. Math.-phys. Classe. Bd. 39. 204 S. 14 Fig. 1894.

Folge der Deformationen sind, welche die betreffenden Krystalle im elektrischen Felde erleiden. Die bisherigen Beobachtungen von KUNDT, RÖNTGEN und CZERMAK am Quarz reichten zur Entscheidung dieser Frage nicht aus, da sie sich, wie ich früher gezeigt habe¹, auf Grund einer allgemeinen Theorie, in der keine Annahme über die unmittelbare Ursache der elektrooptischen Wirkung gemacht wird, ableiten lassen. Es wurde dabei nämlich nur angenommen, dass die 6 Grössen B_{hk} , welche als Coëfficienten in der Gleichung des NEUMANN'schen Ovaloids auftreten, lineare Functionen der im Krystall influenzirten (auf die Volumeinheit bezogenen) elektrischen Momente a, b, c nach den rechtwinkligen Coordinatenachsen seien, so dass, falls letztere die ursprünglichen optischen Symmetrieachsen, und $\omega_x^0, \omega_y^0, \omega_z^0$ die ursprünglichen Hauptlichtgeschwindigkeiten sind, gilt:

$$(1) \quad \begin{array}{r} B_{11} - \omega_x^0{}^2 = e_{11} a + e_{12} b + e_{13} c, \\ B_{23} \quad \quad = e_{41} a + e_{42} b + e_{43} c, \end{array}$$

Hierbei sind diejenigen optischen Änderungen, welche ihren Sinn mit demjenigen der Elektrisirung nicht umkehren und somit auch in Krystallen mit Symmetriecentrum, sowie in isotropen Körpern möglich sind, nicht berücksichtigt. Falls solche optische Wirkungen zweiter Ordnung vorhanden sind, kann man sie aber jederzeit durch Beobachtung bei entgegengesetzt gleicher Elektrisirung eliminiren.

Die Beobachtungen der Änderungen der Doppelbrechung führen zur Kenntniss gewisser Combinationen der Grössen B_{hk} , aus denen sich dann, wenn gleichzeitig die Momente a, b, c durch elektrostatische Messungen bekannt sind, die Constanten e_{hk} finden lassen.

Andererseits kann man diejenigen Werthe e'_{hk} , welche die optische Wirkung der im elektrischen Felde stattfindenden Deformation bestimmen, berechnen, wenn man das piëzoelektrische und piëzooptische Verhalten des Krystalls kennt. Letzteres lässt sich, wie ich früher entwickelt und durch Beobachtungen an einer Reihe von Krystallen nachgewiesen habe², mit Hilfe des Ansatzes

$$(2) \quad \begin{array}{r} B_{11} = \omega_x^0{}^2 + a_{11} x_x + a_{12} y_y + a_{13} z_z + a_{14} y_z + a_{15} z_x + a_{16} x_y, \\ B_{23} \quad \quad = a_{41} x_x + a_{42} y_y + a_{43} z_z + a_{44} y_z + a_{45} z_x + a_{46} x_y, \end{array}$$

darstellen, worin $x_x \dots y_z \dots$ die Deformationsgrössen und die a_{hk} , deren Anzahl sich bei Vorhandensein von Symmetrieeigenschaften erheblich reducirt, die für jede krystallisirte Substanz experimentell zu ermittelnden „piëzo-optischen Constanten“ bezeichnen.

Eine Theorie der piëzoelektrischen Erscheinungen hat VOIGT auf Grund der Annahme entwickelt, dass die erregten elektrischen Momente

¹ F. POCKELS, Dies. Jahrb. Beil.-Bd. 7. p. 203. 1890.

² F. POCKELS, WIED. ANN. 37. p. 152. 1889. Dies Jahrb. 1890. I. -197-.

der Volumeinheit lineare Functionen der elastischen Drucke seien, dass also gilt¹:

$$(3) \quad \begin{aligned} a &= - \{ \delta_{11} X_x + \delta_{12} Y_y + \delta_{13} Z_z + \delta_{14} Y_z + \delta_{15} Z_x + \delta_{16} X_y \}, \\ b &= - \{ \delta_{21} X_x + \dots + \dots + \delta_{24} Y_z + \dots + \dots \}, \\ c &= - \{ \delta_{31} X_x + \dots + \dots + \delta_{34} Y_z + \dots + \dots \}, \end{aligned}$$

worin die Constanten δ_{hk} von VORGT die „piëzoelektrischen Moduln“ genannt werden. Aus diesem Ansatz folgen durch Aufstellung der Energiegleichung für das Volumelement eines zugleich deformirten und dielektrisch polarisirten Krystalls nachstehende Relationen für die durch dielektrische Polarisation hervorgerufenen Deformationen²:

$$(4) \quad \begin{aligned} x_x &= \delta_{11} \frac{a}{\varkappa_1} + \delta_{21} \frac{b}{\varkappa_2} + \delta_{31} \frac{c}{\varkappa_3}, \\ y_z &= \delta_{14} \frac{a}{\varkappa_1} + \delta_{24} \frac{b}{\varkappa_2} + \delta_{34} \frac{c}{\varkappa_3}, \end{aligned}$$

in welchen $\varkappa_1, \varkappa_2, \varkappa_3$ mit den Hauptdielektricitätsconstanten K_h durch die Relationen $1 + 4\pi \varkappa_h = K_h$ verbunden sind. In den Formeln (3) und (4) ist als Coordinatensystem das System der elektrischen, in (1) und (2) dasjenige der optischen Symmetrieachsen vorausgesetzt. Fallen beide zusammen, wie es bei rhombischen und höher symmetrischen Krystallen stets der Fall ist, so erhält man durch Einsetzen der Ausdrücke (4) in die Gleichungen (2) ein Formelsystem, welches ganz analog wie (1) gebildet ist, aber an Stelle der e_{mn} gewisse Constanten e'_{mn} enthält, die sich aus den a_{hk} und δ_{hk} wie folgt, zusammensetzen:

$$(5) \quad e'_{mn} = \frac{1}{\varkappa_n} \sum_h^6 a_{mh} \delta_{nh}.$$

Zur Entscheidung der als Hauptziel der Arbeit aufgestellten Frage kam es nun darauf an, die aus (5) berechneten Grössen e'_{mn} mit den durch die elektrooptischen Beobachtungen zu findenden Constanten e_{mn} zu vergleichen; dazu waren als Hilfsbestimmungen die Untersuchung des piëzo-optischen und piëzoelektrischen Verhaltens (soweit dieses nicht schon bekannt war) erforderlich.

Die Beobachtungen, welche zur Bestimmung der elektrooptischen Constanten dienten, bestanden im Wesentlichen darin, dass mittelst eines BABINET'schen Compensators die Änderung des Gangunterschiedes gemessen wurde, welche in einer Krystallplatte von geeigneter Orientirung, die sich zwischen zwei Conductorplatten befand, durch Ladung der letzteren auf eine bestimmte Potentialdifferenz hervorgebracht wurde. Zur Messung der letzteren dienten theils direct die Schlagweiten einer Maassflasche unter

¹ W. VORGT, Allg. Theorie der piëzo- und pyroelektr. Erscheinungen an Krystallen. Abhandl. d. k. Ges. d. Wiss. Göttingen. 36. 1890. Dies. Jahrb. 1892. I. -215-.

² F. PÖCKELS, Dies. Jahrb. Beil.-Bd. 7. p. 222—228. 1890.

Benutzung der Resultate von PASCHEN und HEYDWEILLER, theils ein Elektrometer, welches auf der Anziehung einer zur Erde abgeleiteten, an einer Drehwaage mit Bifilarsuspension hängenden Kugel durch eine gleiche, auf das zu messende Potential geladene Kugel beruhte und die Vortheile regulirbarer Empfindlichkeit und continuirlicher Ablesung bot. Die Theorie dieses „Bifilar-Elektrometers“ ist in § 3b des I. Theils ausführlich entwickelt. Bei einem Theile der späteren Beobachtungen wurde die Änderung der Doppelbrechung des Quarzes selbst zur Messung des Potentials benutzt, nachdem aus einer der unten zu erwähnenden Quarzplatten ein „optisches Elektrometer“ construirt war (a. a. O. S. 27—29).

Um von der mehr oder weniger unsicheren Kenntniss der Dielektricitätsconstanten und von Fehlern, die durch mangelhafte Isolation der Krystalle entstehen können, unabhängig zu sein, wurde bei den zur Bestimmung der Constanten $\epsilon_{mn} \times n$ definitiv benutzten Beobachtungen die untersuchte Krystallplatte direct (d. h. ohne isolirende Zwischenschicht) zwischen die geladenen Conductorplatten gelegt, wobei dann das Potentialgefälle in der Platte, also auch $\frac{a}{x_1}, \frac{b}{x_2}, \frac{c}{x_3}$ unmittelbar bekannt ist.

Zur piëzoelektrischen Untersuchung diente die von RIECKE und VOIGT¹ angewandte Versuchsanordnung mit unerheblichen Modificationen, und zu den piëzooptischen Bestimmungen diejenige, welche ich bei meinen früheren Arbeiten benutzt habe².

Quantitative Beobachtungen wurden ausgeführt an Natriumchlorat, Quarz und Seignettesalz, qualitative ausserdem an Turmalin. Zahlreiche andere Krystalle, welche nach ihrer Symmetrie die elektrooptischen Erscheinungen hätten zeigen können, erwiesen sich theils zu klein, theils zu stark optisch anomal, um deren Beobachtung zu ermöglichen.

1. Beobachtungen an Natriumchlorat.

Die regulär-tetartoëdrische Symmetrie dieser schön krystallisirenden, bekanntermaassen piëzoelektrischen Substanz liess das Auftreten der elektrooptischen Erscheinungen erwarten, und in der That zeigten gleich die ersten Versuche eine deutliche optische Wirkung des elektrischen Feldes. Der Theorie zufolge wird dieselbe hier dargestellt durch die nur eine Constante enthaltenden Formeln:

$$(1') \quad B_{11} = B_{22} = B_{33} = \omega^2; \quad B_{23} = e_{41} a, \quad B_{31} = e_{41} b, \quad B_{12} = e_{41} c,$$

wobei jedoch noch die Circularpolarisation des NaClO_3 zu berücksichtigen ist, welche sich mit der durch vorstehende Gleichung bestimmten gewöhnlichen Doppelbrechung combinirt. Zur Berechnung des resultirenden optischen Verhaltens diente als Grundlage die u. A. von GOUY verfolgte Annahme, dass sich die Wirkung der Circularpolarisation derjenigen der Doppelbrechung einfach superponirt. Danach pflanzen sich in irgend einer Richtung zwei Wellen fort, die in ähnlichen, gekreuzt liegenden Ellipsen

¹ E. RIECKE und W. VOIGT, WIED. ANN. 45. p. 530—532. 1892.

² F. POCKELS, WIED. ANN. 37. p. 164. 1889.

von bestimmten Axenverhältnissen schwingen, deren Hauptaxen diejenigen Lagen haben, welche die Schwingungsrichtungen bei fehlendem Drehungsvermögen besitzen würden.

Diese Richtungen können experimentell in einfacher Weise ermittelt werden, da die Rechnung zeigt, dass die im polarisirten Lichte bei Wechsel des elektrischen Feldes stattfindende Intensitäts-, bzw. Farbenänderung der Krystallplatte ein Minimum wird, wenn die lange Diagonale des Analysators und die kurze des Polarisators zu einer der gesuchten Richtungen symmetrisch stehen und dabei miteinander einen der ursprünglichen Drehung der Polarisationssebene gleichen Winkel bilden. Dementsprechend wurden diejenigen Stellungen der Nicols aufgesucht, für welche die Krystallplatte bei der Stärke nach wechselndem elektrischen Felde in möglichst unveränderter blauvioletter Färbung erschien.

Wie die Gleichungen (1') zeigen, wird das Natriumchlorat im elektrischen Felde im Allgemeinen optisch zweiaxig. Die Lage der optischen Axen (oder eigentlich Axen der Isotropie), welche bei regulären Krystallen von der Intensität der erzeugten Doppelbrechung unabhängig ist, folgt indessen einfachen Gesetzen, wenn die Elektrisirungsrichtung in einer Würfel- oder Rhombendodekaëderfläche liegt. Die bei den Experimenten realisirten Fälle sind die folgenden:

I. Elektrisirungs- (Kraftlinien-) Richtung eine Würfelnormale (X^0). Die optischen Axen sind die beiden anderen Würfelnormalen; die stärkste Doppelbrechung, gegeben durch $\omega_1^2 - \omega_2^2 = 2e_{41}a$, findet in der Richtung der Kraftlinien statt, die entsprechenden Schwingungsrichtungen bilden $\pm 45^\circ$ mit den Würfelkanten.

II. Elektrisirungsrichtung eine Dodekaëdernormale, z. B. Halbierungslinie des χ (X^0, Y^0). Eine optische Axe ist parallel den Kraftlinien, die andere $// Z^0$. Das Maximum der Doppelbrechung (von dem gleichen Betrage wie im Fall I) findet statt parallel der Halbierungslinie des χ ($X^0, -Y^0$), wobei die Schwingungsrichtungen mit den Kraftlinien Winkel von 45° bilden.

III. Kraftlinien parallel einer Oktaëdernormale. Der Krystall wird optisch einaxig, wobei die optische Axe den Kraftlinien parallel und die Stärke der Doppelbrechung durch $me_{41}\sqrt{3}$ (unter m das inducirte Moment verstanden) gegeben ist.

Zu den entsprechenden Beobachtungen dienten einerseits natürliche Krystalle — Würfel in der Ausbildung als quadratische Tafeln —, andererseits eine von einem Paar Würfelflächen und zwei schmalen, zu Dodekaëderflächen parallelen Flächenpaaren begrenzte „Dodekaëderplatte“ und eine kleinere „Oktaëderplatte“ mit zwei zu einer Oktaëderfläche parallelen und zwei kleinen dazu senkrechten Flächen — letztere beiden Platten aus grossen Krystallen herausgeschnitten —. Wenn Beobachtungen in der Richtung der Kraftlinien angestellt werden sollten, wurden als zu ladende Conductorplatten zwei verticale, mit Wasser gefüllte Glaströge benutzt, und zwischen ihnen die Krystallplatten in einem mittleren Troge, der zur Erzielung besserer Isolation und Durchsichtigkeit der Platten meistens mit Benzol gefüllt wurde, aufgestellt.

Von den Resultaten sei zunächst erwähnt, dass die für die Fälle I, II, III theoretisch vorausgesagte Lage der „Schwingungsrichtungen“ und der Axen der Isotropie, welche letzteren erkennbar sind als Richtungen, in welchen keine Wirkung des elektrischen Feldes auf die Interferenzfarbe wahrnehmbar ist, sich in ganz befriedigender Weise bestätigt fand.

Die Messungen des Gangunterschiedes führten zu sicheren Ergebnissen nur dann, wenn die (metallischen) Conductorplatten den Krystallplatten direct anlagen, weil andernfalls die oberflächliche Leitfähigkeit der letzteren Fehler bedingte. Ausserdem musste auf die anomale Doppelbrechung Rücksicht genommen werden, welche die grösseren Krystalle des NaClO_3 in mehr oder weniger starkem Grade besitzen, und welche sich an den untersuchten tafelförmigen Krystallen so verhielt, als ob dieselben parallel den Diagonalen ihrer Breitseiten in verschiedenem Maasse gepresst, bezw. gedehnt worden wären. Einfache theoretische Betrachtungen zeigen nun, dass diese anomale Doppelbrechung auf den durch dielektrische Polarisirung erzeugten Gangunterschied ohne Einfluss ist, wenn für die Beobachtungsrichtung die Schwingungsrichtungen bereits anfangs diejenige Lage haben, welche sie im elektrischen Felde normaler Weise annehmen würden. — Aus den angeführten Gründen konnten zur Berechnung der elektrooptischen Constante nur Beobachtungen auf den Schmalseiten der „Dodekaëderplatte“, wobei diese senkrecht zu ihren Breitseiten elektrisirt wurde, verwendet werden. Die Gangunterschiede auf den Schmalseiten dieser nahe quadratischen Platte ergaben sich fast entgegengesetzt gleich und wechselten das Vorzeichen zugleich mit der elektrischen Ladung, wie die Theorie es verlangt, da sie proportional mit $\pm e_{41} \cdot x$ sein sollen. Aus ihnen wurde im Mittel folgender Werth der elektrooptischen Constante des NaClO_3 für Na-Licht abgeleitet:

$$\frac{e_{41} \cdot x}{v^2} = +1,19 \cdot 10^{-8},$$

wo v die Lichtgeschwindigkeit in Luft bedeutet und, wie immer in dieser Untersuchung, vorausgesetzt ist, dass die elektrischen Momente in elektrostatischen c. g. s.-Einheiten gemessen sind; das Vorzeichen gilt unter der Festsetzung, dass die Normale einer Tetraëderfläche (111) des Krystalles im ersten Oktanten des von den Würfelnormalen gebildeten Coordinatensystems $X^0 Y^0 Z^0$ liegt.

Das piezoelektrische Verhalten des Natriumchlorats ist zufolge der allgemeinen Theorie von Voigt durch eine einzige Constante charakterisirt; es sind nämlich die durch elastische Drucke hervorgerufenen elektrischen Momente der Volumeinheit:

$$a = -\delta_{14} Y_z, \quad b = -\delta_{14} Z_x, \quad c = -\delta_{14} X_y.$$

Die einfachste Versuchsanordnung zur Bestimmung von δ_{14} ist die, dass eine Platte, welche zwei zu einer Coordinatenebene, z. B. der $X^0 Y^0$ -Ebene, parallele Flächen besitzt, parallel der Halbirungslinie eines der Winkel zwischen den betreffenden Coordinatenaxen (X^0, Y^0) comprimirt wird, und dass man die dabei auf den erstgenannten Flächen frei werdende Elektrici-

tätsmenge misst; das Moment ist nämlich dann senkrecht zu diesen Flächen und hat die Grösse $+\frac{1}{2}\delta_{14}p$ oder $-\frac{1}{2}\delta_{14}p$, je nachdem der Druck p in der Halbirungslinie des Winkels $(+X^0, -Y^0)$ oder $(+X^0, +Y^0)$ wirkt.

Die Beobachtungen bei diesen beiden Druckrichtungen stimmten sehr gut untereinander überein und ergaben als definitiven Werth von δ_{14} (bei der früher festgesetzten Lage des Coordinatensystems):

$$\delta_{14} = -4,84 \cdot 10^{-8}$$

in absolutem c. g. s.-Maass.

Zur Controle wurden auch an der „Oktaëderplatte“ piezoelektrische Beobachtungen ausgeführt, indem diese senkrecht zu ihren Breitseiten (den Oktaëderflächen) gepresst, und die dabei auftretende Ladung eben dieser Flächen gemessen wurde. In diesem Falle muss das Moment in die Druck-

richtung fallen und für $p = 1$ den Betrag $-\frac{\delta_{14}}{\sqrt{3}} = 2,79 \cdot 10^{-8}$ haben;

beobachtet wurde $2,9 \cdot 10^{-8}$. — Das negative Vorzeichen von δ_{14} bedeutet, dass in diesem Falle diejenige Fläche der Platte durch Druck positiv elektrisch wird, welche einer Tetraëderfläche des Krystalls zugewandt ist.

Um die nach Formel (5) durch

$$(5') \quad e'_{41}z = a_{44}\delta_{14}$$

gegebene Grösse $e'_{41}z$ berechnen zu können, muss noch die piezooptische Constante a_{44} bekannt sein. Das Product derselben in den Torsionsmodul s_{44} bestimmt die Doppelbrechung, welche einseitiger Druck parallel einer Dodekaëdernormale in der Richtung der zu letzterer senkrechten Würfelnormale erzeugt, und konnte daher durch Beobachtungen an der Dodekaëderplatte ermittelt werden.

Der für Na-Licht gefundene Werth von $a_{44}s_{44}$ ist $-1,62 \cdot 10^{-8}v^2$, falls als Kräfteinheit das Grammgewicht, als Längeneinheit das Millimeter gewählt wird. In denselben Einheiten ist nun nach den Elasticitätsbeobachtungen von VOIGT, welche an Stäbchen aus dem gleichen Material angestellt worden waren, $s_{44} = +0,821 \cdot 10^{-6}$, wodurch sich ergibt:

$$a_{44} = -0,0197 \cdot v^2.$$

Nach Einsetzung dieser Werthe von δ_{14} und a_{44} wird:

$$\frac{e'_{41}z}{v^2} = +0,0955 \cdot 10^{-8},$$

während durch directe Beobachtungen gefunden war:

$$\frac{e_{41}z}{v^2} = +1,19 \cdot 10^{-8}.$$

Demzufolge ist die thatsächlich beobachtete elektrooptische Wirkung mehr als 12mal so gross, wie die aus der im elektrischen Felde stattfindenden Deformation berechnete, und es ist damit erwiesen, dass beim Natriumchlorat diese Deformation quantitativ in anderer Weise auf das optische Verhalten einwirkt, als eine gleiche, mechanisch erzeugte Deformation.

2. Beobachtungen an Quarz.

Für die trapezoëdrisch-tetartoëdrische Gruppe des hexagonalen Systems nehmen die Formeln (1), wenn man die Z^0 -Axe in die dreizählige, die X^0 -Axe in eine zweizählige Symmetrieaxe legt, die Gestalt an:

$$(1'') \quad \begin{array}{l} B_{11} - \omega_o^2 = e_{11} a, \quad B_{22} - \omega_o^2 = -e_{11} a, \quad B_{33} - \omega_e^2 = 0, \\ B_{23} = e_{41} a, \quad B_{31} = -e_{41} b, \quad B_{12} = -e_{11} b, \end{array}$$

sie enthalten also zwei elektrooptische Constanten.

Genau genommen, würde in analoger Weise, wie beim Natriumchlorat, die Circularpolarisation zu berücksichtigen sein, doch hat dieselbe beim Quarz wegen dessen natürlicher Doppelbrechung nur für Wellen, die sich nahezu parallel der Hauptaxe fortpflanzen, merklichen Einfluss. Zu den Messungen dienten folgende Platten, die aus einem grossen Krystall (wahrscheinlich brasilianischen Ursprungs) unter Vermeidung der verzwilligten Partien geschnitten worden waren:

1. Breitseiten parallel der $Y^0 Z^0$ -Ebene, ihre Kanten // Z^0 (59,9 mm lang) und // Y^0 (44,7 mm), Dicke 3,16 mm.

2. Breitseiten ebenfalls // der $Y^0 Z^0$ -Ebene, ihre 20,5 bzw. 20,75 mm langen Kanten aber // den Halbirungslinien der Winkel zwischen Y^0 und Z^0 (bis auf einen kleinen, bei der Rechnung berücksichtigten Orientirungsfehler), Dicke 3,51 mm.

3. Breitseiten // der $X^0 Z^0$ -Ebene, ihre Kanten unter 45° gegen die Z^0 - und X^0 -Axe geneigt; Dimensionen nahezu wie bei 2.

Im Falle 1 und 2 ist die Richtung der Kraftlinien die X-Axe, also $B_{11} - \omega_o^2 = -(B_{22} - \omega_o^2) = e_{11} m$, $B_{33} - \omega_e^2 = 0$, $B_{23} = e_{41} m$, $B_{31} = B_{12} = 0$. Hieraus ergeben sich die Gangunterschiede \mathcal{A}_1 // der Y^0 -Axe, \mathcal{A}_2 // der Halbirungslinie des \sphericalangle (Y^0, Z^0) und \mathcal{A}_3 // derjenigen des \sphericalangle ($-Y^0, Z^0$) bzw. proportional mit e_{11} , $\frac{2}{3}e_{11} + e_{41}$ und $\frac{2}{3}e_{11} - e_{41}$, abgesehen von kleinen Correctionen wegen der Orientirungsfehler und der mit der dielektrischen Polarisation verbundenen Längenänderung der Platten, welche aber bei der Berechnung stets berücksichtigt wurden; zwei von ihnen würden also schon ausreichen zur Bestimmung von e_{11} und e_{41} . Ausserdem wurde die Änderung der Interferenzringe im convergenten Licht um die Z^0 -Axe beobachtet, welche durch eine ziemlich complicirte Rechnung auf die Grösse $\omega_x^2 - \omega_y^2 = 2e_{11} m$ führt.

Bei der Platte 3 findet nur eine dielektrische Polarisation // Y^0 statt, so dass die optische Änderung lediglich durch $B_{31} = -e_{41} m$, $B_{12} = -e_{11} m$ gegeben ist. Die durch B_{31} bestimmte Drehung der optischen Symmetrieachsen um Y^0 verursacht Gangunterschiedsänderungen ($\mathcal{A}_4, \mathcal{A}_5$) in den Richtungen, welche die Winkel (Z^0, X^0) und ($Z^0, -X^0$) halbiren, und zwar sind dieselben entgegengesetzt gleich und (bis auf die kleine Correction wegen der Längenänderung) proportional mit $\pm e_{41} m$.

Bei den Compensatorbeobachtungen wurde weisses Licht angewendet, wobei der ursprüngliche Gangunterschied durch geeignet eingeschaltete andere Quarzplatten so weit compensirt wurde, dass der schwarze Interferenzstreifen des Compensators im Gesichtsfelde erschien. Dass die Messung

mit weissem Lichte zulässig war, wurde durch einige vergleichende Beobachtungsreihen mit Na-Licht, welche die gleiche Streifenverschiebung ergaben, wie mit weissem Licht, festgestellt; hieraus folgt, dass die durch das elektrische Feld erzeugten Geschwindigkeitsdifferenzen der beiden Wellen im Quarz von der Wellenlänge höchstens sehr wenig abhängen.

An der grossen Platte 1 wurden zunächst mehrere Beobachtungsreihen bei verschiedenen Ladungspotentialen angestellt, um die Proportionalität des Gangunterschiedes mit dem Potentialgefälle in der Platte zu prüfen, wobei dieselbe sich innerhalb der angewandten Grenzen des letzteren (14 und 90 c. g. s.) befriedigend erfüllt zeigte. Ferner wurde durch besondere Versuche nachgewiesen, dass die dielektrische Polarisaton und somit die optischen Änderungen in der ganzen Ausdehnung der Platte merklich constant waren bis auf eine geringe Abnahme in unmittelbarer Nähe der Ränder.

Die bereits erwähnten Beobachtungen über die Änderung, welche die Durchmesser der Interferenzringe um die Hauptaxe im elektrischen Felde erleiden, wurden an der Platte 1 in der Weise ausgeführt, dass dieselbe zwischen geeignet aufgestellten Linsen auf einem um messbare Winkel drehbaren Tischchen lag, und man durch Drehung desselben einen Ring vor und nach elektrischer Ladung der Belegungen auf das Fadenkreuz eines Fernrohres einstellte; der hierbei gemessene Ringdurchmesser war der Y⁰-Axe parallel und somit einer der beiden Durchmesser, die im vorliegenden Falle die grösste Änderung erleiden. Die Resultate dieser Messungen stimmten mit jenen der Compensatormessungen an derselben Platte in der Richtung Y⁰ befriedigend überein, waren aber an sich weniger genau.

Durch die Compensatorbeobachtungen in den oben besprochenen fünf Fällen ergaben sich für die Gangunterschiede, welche auf der Weglänge 1 mm durch das Potentialgefälle 1 hervorgebracht werden, folgende Werthe:

$$\Delta'_1 \quad \Delta'_2 \quad \Delta'_3 \quad -\Delta'_4 \quad \Delta'_5$$

$$2,58 \cdot 10^{-8} \quad 5,11 \cdot 10^{-8} \quad 2,94 \cdot 10^{-8} \quad 1,043 \cdot 10^{-8} \quad 1,085 \cdot 10^{-8}$$

und hieraus für die elektrooptischen Constanten:

$$\frac{e_{11} \kappa_1}{v^2} = +1,40 \cdot 10^{-8}, \quad \frac{e_{41} \kappa_1}{v^2} = +0,586 \cdot 10^{-8}.$$

Damit rückwärts berechnet, wird:

$$\Delta'_1 \quad \Delta'_2 \quad \Delta'_3 \quad -\Delta'_4 \quad \Delta'_5$$

$$2,64 \cdot 10^{-8} \quad 4,95 \cdot 10^{-8} \quad 2,84 \cdot 10^{-8} \quad 1,091 \cdot 10^{-8} \quad 1,091 \cdot 10^{-8}.$$

Die piëzoelektrischen Constanten des Quarzes waren zwar schon von RIECKE und VOIGT¹ bestimmt, doch habe ich die Bestimmung an drei Prismen, die aus dem zur elektrooptischen Untersuchung benutzten Krystall hergestellt waren, wiederholt, um von etwa vorhandenen Unterschieden des Materials unabhängig zu sein. Die Beobachtungen ergaben bei Druck // Y und parallel den Halbierungslinien der Winkel zwischen Y und Z folgende Momente // X⁰:

¹ RIECKE und VOIGT, l. c. p. 539.

$$\frac{a_{+45}}{p} = -4,19 \cdot 10^{-8}, \quad \frac{a_{-45}}{p} = -2,265 \cdot 10^{-8}, \quad \frac{a_{90}}{p} = -6,18 \cdot 10^{-8},$$

welche nach der Theorie bezw. gleich δ_{11} , $\frac{1}{2}(\delta_{11} - \delta_{14})$, $\frac{1}{2}(\delta_{11} + \delta_{14})$ sind.

Für die piëzoelektrischen Moduln folgen hieraus die Werthe:

$$\delta_{11} = -6,27 \cdot 10^{-8}, \quad \delta_{14} = +1,925 \cdot 10^{-8}.$$

Die von mir schon früher ausgeführte Bestimmung der piëzooptischen Constanten des Quarzes¹ wurde, soweit sie für die vorliegende Untersuchung erforderlich war, ebenfalls an demselben Material, wie die übrigen Beobachtungen, wiederholt. Von den 8 piëzooptischen Constanten kommen in den Relationen für e'_{11} und e'_{41} , die aus der allgemeinen Formel (5) hervorgehen:

$$(5'') \quad \begin{aligned} e'_{11} &= \frac{1}{x_1} \left\{ \delta_{11} (a_{11} - a_{12}) + \delta_{14} a_{14} \right\}, \\ e'_{41} &= \frac{1}{x_1} \left\{ 2 \delta_{11} a_{41} \quad \quad \quad + \delta_{14} a_{44} \right\}, \end{aligned}$$

nur die vier: a_{14} , a_{41} , a_{44} , $a_{11} - a_{12}$ vor, und diese lassen sich durch Beobachtung der durch einseitigen Druck bewirkten relativen Verzögerungen an denselben rechtwinkligen Prismen, welche zur piëzoelektrischen Untersuchung dienten, ermitteln. Es wurde gefunden (für Na-Licht):

$$\frac{a_{11} - a_{12}}{v^2} = -0,117, \quad \frac{a_{14}}{v^2} = -0,035, \quad \frac{a_{41}}{v^2} = -0,044, \quad \frac{a_{44}}{v^2} = -0,067,$$

welche Werthe von den früher gefundenen nur wenig differiren. Durch Einsetzung dieser Werthe und der obigen für δ_{11} , δ_{14} in (5'') ergibt sich:

$$\frac{e'_{11} x_1}{v^2} = +0,669 \cdot 10^{-8}, \quad \frac{e'_{41} x_1}{v^2} = +0,423 \cdot 10^{-8},$$

während direct beobachtet wurde:

$$\frac{e_{11} x_1}{v^2} = +1,40 \cdot 10^{-8}, \quad \frac{e_{41} x_1}{v^2} = +0,586 \cdot 10^{-8}.$$

Ist auch der Unterschied zwischen den e_{mn} und e'_{mn} hier nicht so gross, wie beim Natriumchlorat, so folgt doch mit Sicherheit, dass auch beim Quarz die optische Wirkung des elektrostatischen Feldes bedeutend grösser ist, wie sie sein müsste, wenn sie nur von der gleichzeitig stattfindenden Deformation des Krystalls, wie von einer entsprechenden, mechanisch erzeugten Deformation, verursacht würde. Es kann dieses Resultat insofern kaum überraschen, als auch die thermische Dilatation des Quarzes seine Doppelbrechung anders beeinflusst, wie eine gleiche, mechanisch hervorgebrachte Dilatation².

3. Beobachtungen an Turmalin.

Die rhomboëdrisch-hemimorphen Krystalle des Turmalins konnten zunächst wegen ihrer von RIECKE und VOIGT genau erforschten piëzo-

¹ F. POCKELS, WIED. ANN. 37. p. 269.

² F. POCKELS, WIED. ANN. 37. p. 305.

elektrischen Eigenschaften auch für die Untersuchung der elektrooptischen Erscheinungen geeignet erscheinen. Indessen verhinderten bei den gewöhnlichen Varietäten (insbesondere auch der piezoelektrisch untersuchten brasilianischen) die sehr starke Absorption des ordinären Strahles und bei den durchsichtigen Varietäten von Elba die starken optischen Anomalien die Beobachtung der Änderungen der Doppelbrechung vollständig. Nur ein blauer Turmalin (wahrscheinlich von Mursinsk) erwies sich hinreichend homogen und durchsichtig für den ordentlichen Strahl, um wenigstens in dünnen Platten die Beobachtung von Interferenzerscheinungen im polarisirten Lichte zu ermöglichen.

Zunächst wurde an einer zur krystallographischen Hauptaxe Z^0 senkrechten Platte, die in einem elektrischen Felde mit zur Plattenebene parallelen Kraftlinien um Z^0 drehbar angebracht war, die Beziehung zwischen der Kraftlinienrichtung und den Schwingungsrichtungen im senkrecht durchgehenden Lichte geprüft, welche ich schon früher aus der allgemeinen Theorie abgeleitet hatte¹, und welche sich folgendermaassen ausdrücken lässt. Bilden die Kraftlinien mit einer der Symmetrieebenen (Y^0Z^0) den Winkel ψ , so ist eine der zu Z^0 normalen optischen Symmetrieebenen (Y) des durch die Elektrisirung optisch zweiaxig gemachten Krystalls gegen jene Ebene unter dem Winkel $\frac{1}{2}\psi$ nach der anderen Seite hin geneigt. — Die experimentelle Bestimmung der Schwingungsrichtungen X, Y konnte, allerdings nicht sehr genau, durch Aufsuchung derjenigen Stellungen der gekreuzten Nicols geschehen, für welche sich in der Platte bei wechselndem elektrischem Felde kein Intensitätswechsel zeigte. Es ergaben sich so folgende correspondirende Winkelwerthe:

$\varphi - \psi$ beobachtet:	15°	20°	24°	30°	36°	45°
— ψ „	10½	15½	18½	20	24	30½
— ψ ber. = $\frac{2}{3}(\varphi - \psi)$:	10	13½	16	20	24	30.

Die Doppelbrechung $// Z^0$, welche durch dielektrische Polarisation nach irgend einer dazu senkrechten Richtung erzeugt wird, ist durch $e_{22} \kappa_1$ gegeben; diese Constante konnte daher durch Compensatormessungen an der zuvor erwähnten Platte wenigstens angenähert bestimmt werden, und zwar ergab sich: $\frac{e_{22} \kappa_1}{v^2} = 0,9 \cdot 10^{-8}$.

Eine Berechnung von $e'_{22} \kappa$ war hier nicht möglich, weil die piezooptischen Constanten an dem vorhandenen Material nicht bestimmt werden konnten. Ebenso wenig konnten die anderen elektrooptischen Constanten des Turmalins (e_{13}, e_{33}, e_{42})² ermittelt werden; doch gelang es, an einer zur optischen Axe parallelen Platte durch Beobachtung der Curven gleichen Gangunterschiedes nachzuweisen, dass auch dielektrische Polarisation parallel der (polaren) Hauptaxe eine Änderung der Doppelbrechung hervorruft, und zwar eine Zunahme der letzteren,

¹ F. PÖCKELS, Dies. Jahrb. Beil.-Bd. 7. 220. 1890.

² Vergl. F. PÖCKELS, l. c. p. 220.

wenn die positive Richtung der Kraftlinien nach dem analogen Pol einführt.

4. Beobachtungen an Seignettesalz.

Das rechtsweinsaure Kali-Natron (Seignettesalz) bildet grosse Krystalle, welche der sphenoidisch-hemiëdrischen Gruppe des rhombischen Systems angehören und demnach piëzoelektrische Erregbarkeit und Änderung der Doppelbrechung im elektrischen Felde erwarten lassen; erstere ist auch bereits von J. und P. CURIE, sowie von HANKEL und LINDENBERG nachgewiesen. — Der Ansatz 1 nimmt hier die sehr einfache Form an:

$$(1''') \quad \begin{aligned} B_{11} - \omega_x^2 &= B_{22} - \omega_y^2 = B_{33} - \omega_z^2 = 0, \\ B_{23} &= e_{41} a, \quad B_{31} = e_{52} b, \quad B_{12} = e_{63} c, \end{aligned}$$

enthält also nur drei elektrooptische Constanten, welche jede für sich allein die optischen Änderungen bestimmen, die durch elektrische Momente parallel den drei Symmetrieaxen (X^0 , Y^0 , Z^0) bedingt werden. Diese Änderungen bestehen in Drehungen des Ovaloids (also auch der Wellenfläche) um diejenige Symmetrieaxe, nach welcher die Elektrisirung stattfindet, ohne merkliche Änderungen der Hauptlichtgeschwindigkeiten; sie sind daher am besten nachzuweisen durch die Änderung des Gangunterschiedes in den Richtungen, welche die Winkel zwischen den zur Elektrisirungsrichtung senkrechten Symmetrieaxen halbiren. [Beispielsweise ändert sich die Differenz der Quadrate der beiden Lichtgeschwindigkeiten für die Halbierungslinie des \sphericalangle (Y^0 , Z^0) um $-e_{41} a$, für die Halbierungslinie des \sphericalangle ($-Y^0$, Z^0) um $+e_{41} a$ durch dielektrische Polarisirung parallel der X^0 -Axe.] Es wurden demnach drei Gattungen von Platten hergestellt, deren Breitseiten (von $6-8\frac{1}{2}$ mm Kantenlänge) parallel zu je zwei Symmetrieaxen, und deren Schmalseiten unter $\pm 45^\circ$ gegen letztere geneigt waren; die auf den Schmalseiten dieser Platten (im Na-Licht) gemessenen Gangunterschiede genügten zur Berechnung von $e_{41} \kappa_1$, $e_{52} \kappa_2$, $e_{63} \kappa_3$.

Die Erscheinungen bei Elektrisirung parallel den krystallographischen Axen b und c verliefen regelmässig in der Weise, wie es die Theorie erwarten liess; im ersteren Fall ergab sich im Mittel aus den Beobachtungen an drei verschiedenen Platten:

$$\frac{e_{52} \kappa_2}{v^2} = -5,07 \cdot 10^{-8},$$

im letzteren Fall, wo die elektrooptische Wirkung viel schwächer und daher nur ungenau messbar war,

$$\frac{e_{63} \kappa_3}{v^2} = +0,945 \cdot 10^{-8}.$$

Das optische Verhalten bei dielektrischer Polarisirung parallel der krystallographischen Axe a (X^0 -Axe) war dagegen ein anomales, indem ausser der ihr Vorzeichen mit demjenigen der Elektrisirung umkehrenden, hier sehr starken Änderung der Doppelbrechung noch eine solche auftrat, welche bei positiver und negativer Elektrisirung

in gleichem Sinne stattfand, und welche demgemäss auch bei Beobachtung in der Richtung der Axen Y^0 und Z^0 noch vorhanden war. Eine derartige, sich nicht umkehrende elektrooptische Wirkung ist in dem Ansätze 1 nicht vorgesehen; um sie darzustellen, müssten Glieder von der zweiten Ordnung in Bezug auf a , b , c hinzugenommen werden. Indessen schien die fragliche Wirkung langsamer, als das Quadrat der Feldstärke, zu wachsen und war überhaupt zu unregelmässig, um sich genau quantitativ untersuchen zu lassen. Insbesondere verminderte sich ihre sonst sehr bedeutende Intensität ausserordentlich, wenn die Metallbelegungen von der Krystallplatte durch Glimmerplatten getrennt wurden. Es lag daher in Anbetracht der starken Veränderlichkeit der Brechungsindices des Seignettesalzes mit der Temperatur die Vermuthung nahe, dass eine Erwärmung der Platte durch einen hindurchgehenden Entladungsstrom die Ursache jener optischen Änderung sei; allein die nähere Untersuchung lehrte, dass eine Erwärmung im entgegengesetzten Sinne gewirkt hätte.

Durch eine innere Leitfähigkeit in der Richtung a war aber offenbar eine andere Anomalie des elektrooptischen Verhaltens dieser Platten bedingt, darin bestehend, dass, wenn die Metallbelegungen der Krystallplatte direct anlagen, jedesmal bei Umkehrung des Ladungssinnes zunächst eine sehr starke Änderung des Gangunterschiedes eintrat. Dieses Verhalten machte die Beobachtungen bei direct anliegenden Belegungen ganz unsicher, und da es andererseits bei zwischengelegten Glimmerplatten immer zweifelhaft ist, in welchem Grade die Leitungsfähigkeit der Platte das Potentialgefälle innerhalb derselben vermindert, so konnten zuverlässige Bestimmungen der Constante $e_{41} \alpha_1$ überhaupt nicht erhalten werden. Die Beobachtungen mit eingeschalteten Glimmerplatten, wobei die Krystallplatte behufs Verminderung der oberflächlichen Leitung in Benzol eingetaucht war, ergaben im Mittel:

$$\frac{e_{41} \alpha_1}{v^2} = -6,0 \cdot 10^{-8},$$

welcher Werth aber, absolut genommen, nach dem eben Gesagten wahrscheinlich noch erheblich zu klein ist.

Mit Sicherheit lässt sich über diese Constante daher nur angeben, dass sie negatives Vorzeichen besitzt und dem absoluten Werthe nach mindestens 10mal so gross ist, als die elektrooptischen Constanten des Natriumchlorates und Quarzes.

Das piezoelektrische Verhalten des Seignettesalzes ist nach der Theorie von VOIGT ebenfalls durch drei Constanten charakterisirt, welche sich durch Beobachtungen an den oben erwähnten drei Arten von Platten einzeln bestimmen lassen. Die elektrischen Momente sind nämlich allgemein:

$$a = -\delta_{14} Y_z, \quad b = -\delta_{25} Z_x, \quad c = -\delta_{36} X_y,$$

wird demnach ein Druck in einer Richtung ausgeübt, welche den Winkel zwischen zwei Coordinatenaxen halbirt, so ist nur das zu diesen beiden Axen senkrechte Moment von Null verschieden, und zwar bezw. gleich $\pm \frac{1}{2} \delta_{14} p$, $\pm \frac{1}{2} \delta_{25} p$, $\pm \frac{1}{2} \delta_{36} p$.

Die zur a-Axe senkrechten Platten zeigten auch hier ein anomales Verhalten, indem die Elektrizitätsentwicklung nach Anbringung der Belastung noch lange Zeit fort dauerte, was ebenfalls durch die innere Leitungsfähigkeit der Krystalle in der Richtung der a-Axe verursacht sein dürfte. Wegen dieses Verhaltens konnte an diesen Platten nur beim Entlasten, wobei eine solche Nachwirkung nicht auftrat, beobachtet werden; auch dabei ergaben aber verschiedene Versuchsreihen sehr differirende Resultate. Die in den einzelnen Fällen gefundenen Werthe von δ_{14} liegen zwischen den weiten Grenzen $+340 \cdot 10^{-8}$ und $+1180 \cdot 10^{-8}$. Jedenfalls ist aber dieser piëzoelektrische Modul des Seignettesalzes sehr viel, wohl etwa hundertmal grösser, als die Moduln der anderen bisher untersuchten Krystalle.

Die piëzoelektrische Erregung durch Druck in der ca-Ebene erwies sich ebenfalls als sehr stark und verlief übrigens durchaus regelmässig und der Theorie entsprechend; sie ergab:

$$\delta_{25} = -165 \cdot 10^{-8}.$$

Die ebenfalls normal verlaufenden Versuche an der zur c-Axe senkrechten Platte führten für die dritte Constante auf den Werth:

$$\delta_{36} = +35,4 \cdot 10^{-8}.$$

Bemerkenswerth ist die Verschiedenheit der Vorzeichen der drei piëzoelektrischen Moduln, welche z. B. die Folge hat, dass es beim Seignettesalz keine Richtung giebt, für welche das durch einseitigen Druck erregte Moment in die Druckrichtung fiele.

Die Relationen (5) nehmen für den Fall des Seignettesalzes die Form an:

$$(5'') \quad e'_{41} x_1 = a_{44} \delta_{14}, \quad e'_{52} x_2 = a_{55} \delta_{25}, \quad e'_{63} x_3 = a_{66} \delta_{36},$$

enthalten also von den zwölf piëzooptischen Constanten a_{hk} nur die drei:

$$a_{44}, \quad a_{55}, \quad a_{66}.$$

Um diese zu bestimmen, müssen ausser den Gangunterschieden, welche auf den Schmalseiten der zuvor erwähnten drei Arten von Platten bei gleicher Druckrichtung, wie bei der piëzoelektrischen Untersuchung, auftreten, noch diejenigen bestimmt werden, welche durch Druck parallel der X^o-, Y^o-, Z^o-Axe jedesmal in den Richtungen der beiden anderen Axen verursacht werden. Da nun die einzelnen Beobachtungen wegen der (durch die Empfindlichkeit der Substanz gegen Wärme und Feuchtigkeit bedingten) mangelhaften Flächenbeschaffenheit der Platten schon ziemlich ungenau waren, so gilt dies um so mehr von den durch Combination von je fünf derselben abgeleiteten Werthen der Constanten $a_{44} s_{44}$, $a_{55} s_{55}$, $a_{66} s_{66}$. Als wahrscheinlichste Werthe ergaben sich:

$$\frac{a_{44} s_{44}}{v^2} = -0,85 \cdot 10^{-8}, \quad \frac{a_{55} s_{55}}{v^2} = +1,9 \cdot 10^{-8}, \quad \frac{a_{66} s_{66}}{v^2} = -1,7 \cdot 10^{-8}.$$

Um die piëzooptischen Constanten a_{44} , a_{55} , a_{66} selbst zu berechnen, müsste man die Elasticitätsmoduln s_{44} , s_{55} , s_{66} kennen; deren Bestimmung

erschien aber mit Rücksicht auf die Beschaffenheit des Materials um so weniger ausführbar, als sie Torsionsbeobachtungen erfordert hätte. Es liessen sich demnach die Grössen $e'_{mn}k_n$ nur bis auf je einen unbekanntem Factor berechnen, nämlich:

$$\frac{e'_{41}x_1}{v^2} = -\frac{290}{s_{44}} \cdot 10^{-16} \text{ bis } -\frac{1000}{s_{44}} \cdot 10^{-16}, \quad \frac{e'_{52}x_2}{v^2} = -\frac{314}{s_{55}} \cdot 10^{-16},$$

$$\frac{e'_{63}x_3}{v^2} = -\frac{60}{s_{66}} \cdot 10^{-16}.$$

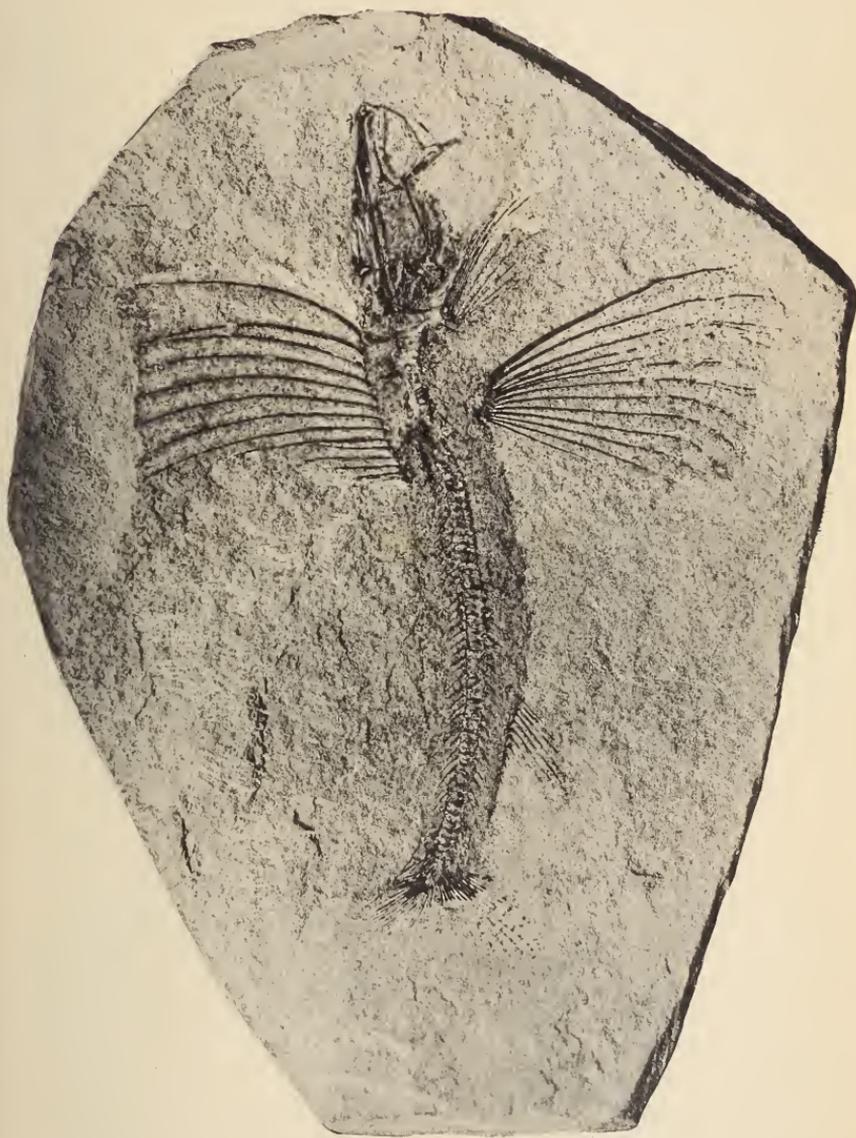
Da aber die Grössen s_{hh} vermöge ihrer physikalischen Bedeutung jedenfalls positiv sind, so kann man wenigstens die Vorzeichen der e'_{mn} mit denen der e_{mn} vergleichen. Dieselben stimmen bei e'_{41} und e_{41} , e'_{52} und e_{52} überein, während sie bei e'_{63} und e_{63} entgegengesetzt sind. Letzteres Resultat besagt, dass die Doppelbrechung des Seignettesalzes durch dielektrische Polarisirung parallel der c-Axe in entgegengesetzter Weise geändert wird, wie es durch die mit derselben verbundene Deformation allein geschehen würde. Doch ist diese Folgerung hier nicht so sicher, wie die analoge beim Natriumchlorat und Quarz, da die elektrooptischen Änderungen, welche zur Bestimmung von e_{63} führten, ausserordentlich gering waren. — Über die Gleichheit oder Ungleichheit von e_{52} und e'_{52} , sowie e_{41} und e'_{41} lässt sich hingegen nichts schliessen, da die Werthe der Constanten s_{55} und s_{44} , für welche Gleichheit eintreten würde, an sich nicht ausserhalb des Bereiches der Möglichkeit liegen.

Die hauptsächlichsten Resultate der ganzen Untersuchung lassen sich in folgenden Sätzen zusammenfassen:

1. bei den vier untersuchten Substanzen steht das elektrooptische Verhalten in Übereinstimmung mit der von mir dafür gegebenen allgemeinen Theorie;

2. beim Natriumchlorat und Quarz ist die optische Einwirkung des elektrischen Feldes gleichsinnig, jedoch viel stärker, als sie sein müsste, wenn sie nur indirect von der dielektrischen Polarisirung begleitenden Deformation herrührte;

3. beim Seignettesalz beeinflusst dielektrische Polarisirung parallel der c-Axe die Doppelbrechung entgegengesetzt, wie die sie begleitende Deformation; dielektrische Polarisirung parallel der a-Axe erzeugt ausser einer starken, sich mit ersterer umkehrenden optischen Wirkung auch eine solche, welche ihr Vorzeichen mit dem des elektrischen Momentes nicht wechselt und mit dem anomalen Verhalten des Seignettesalzes bei piezoelektrischer Erregung nach der a-Axe in Zusammenhang zu stehen scheint.



Megistopus guestfalicus. H. Landois. — Schlüter.

Nat. Grösse.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Neues Jahrbuch für Mineralogie, Geologie und Paläontologie](#)

Jahr/Year: 1894

Band/Volume: [1894_2](#)

Autor(en)/Author(s): Landois Hermann

Artikel/Article: [Die Familie Megistopodes, Riesenbauchflosser 228-255](#)