VI. Weitere Bemerkungen zur Theorie der Wirkung von Cylinderspiralen mit variabler Windungszahl; von Dr. Ignaz G. Wallentin.

Ich habe schon in einer früheren Abhandlung¹⁾ darauf aufmerksam gemacht, welcher Unterschied in der Wirkungsweise von Spiralen mit constanter Windungszahl und solchen mit variabler Windungszahl besteht. Ebendasselbst wurde auch auf analytischem Wege gezeigt, welche Unähnlichkeiten zwischen Spiralen I. Art (solche, an denen die Windungszahl an den Enden grösser als in der Mitte der Spirale ist) und Spiralen II. Art (bei denen das umgekehrte stattfindet) existiren. Damals wurden die Sätze aufgestellt, dass ein Magnet in seiner Wirkungsweise wohl durch eine Spirale II. Art, nie aber durch eine Spirale I. Art imitirt werden könne; dass ferner, um ein grösseres magnetisches Wirkungsfeld zu erzielen, die Anwendung einer Spirale II. Art vor der einer Spirale I. Art einen besonderen Vorzug hat.

Im weiteren Verlaufe meiner theoretischen Untersuchungen über denselben Gegenstand gelangte ich zu Resultaten, die einerseits zur Theorie des Magnetismus einen Beitrag liefern, andererseits praktische Winke betreffs der Anwendbarkeit der einen oder anderen Spirale enthalten. Aus diesen Gründen glaubte ich diese Bemerkungen nicht unterdrücken und damit meine frühere Abhandlung vervollständigen zu müssen.

Die erste Bemerkung bezieht sich auf die sogenannten „Pole“ einer Cylinderspirale mit constanter und variabler Windungszahl. Setzen wir eine Spirale voraus, deren Windungsgesetz in Bezug auf die Mitte derselben

1) Zur Theorie der Wirkung von Cylinderspiralen mit variabler Windungszahl. Vorgelegt in der Sitzung der k. Akad. der Wiss. am 18. Januar 1877. — Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. I. p. 452.

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

symmetrisch ist, so erhielten wir für das Potential einer solchen Spirale auf einen äusseren axialen Punkt folgende Gleichung:

$$P_e = \mu i f(a) \iint_{r_b} dy dz - \mu i f(a) \iint_{r_a} dy dz - \mu i \iiint_a^b \frac{f''(x)}{r} dx dy dz,$$

aus welcher hervorging, dass eine solche Spirale so wirkt, als ob ihre Endflächen respective mit freiem Magnetismus in der Stärke $i f(a)$ und $-i f(a)$ belegt wären und in jedem Volumelemente des von der Cylinderspirale umschlossenen Raumes freier Magnetismus in der Intensität $-i f''(x)$ vorhanden wäre. Stellt man sich nun die Aufgabe: „In welchem Punkte kann man sich die freie magnetische Gesamtmasse jeder Hälfte der Spirale concentrirt denken, damit auf den äusseren Punkt dieselbe Wirkung ausgeübt wird, wie von der entsprechenden Spiralhälfte“, so wird man auf den Begriff der beiden Pole geführt. Denkt man sich den Anfangspunkt des Coordinatensystems in die Mitte der Spirale, welche die Länge $2l$ besitzen soll, gelegt, so findet man die Summe der freien Magnetismen der in der Richtung der positiven X-Axe liegenden Spiralhälfte nach der Formel:

$$F = -i \int_0^l f''(x) dx + i f(l),$$

wobei das zweite Glied den freien Magnetismus der Endfläche der Spirale vorstellt. Durch Ausführung der Integration und Einsetzung der Grenzen ergibt sich:

$$(1) \quad F = -i(f(l) - f(o)) + i f(l) = i f(o),$$

welche Gleichung aussagt, dass der gesammte, auf jeder Hälfte der Spirale angehäuften freie Magnetismus gleich $i f(o)$ oder, da das Moment der in der Entfernung x den Kreisstrom ersetzenden transversal-magnetischen Platte $i f(x)$ ist, gleich dem magnetischen Momente der den mittelsten Kreisstrom ersetzenden magnetischen Platte ist

(ein Satz, der in analoger Weise von van Rees¹⁾ bezüglich der Vertheilung des freien Magnetismus in einem Magnetstabe ausgesprochen wurde). Die attractive Wirkung dieses freien Magnetismus auf einen axialen magnetischen Punkt μ mit der Abscisse ξ kann, wenn man sich den ersteren in dem Pole x concentrirt denkt, dargestellt werden durch die Potentialformel:

$$\frac{if(o)\mu}{\xi - x}.$$

Setzt man also jetzt:

$$(2) \quad \frac{if(o)\mu}{\xi - x} = \mu i \iint dy dz \left[\frac{f(l)}{r_l} - \frac{f(o)}{r_o} \right] - \mu i \iint dy dz \int_0^l \frac{f''(x)}{r} dx,$$

so liefert diese Gleichung, nach x aufgelöst, einen Ausdruck für die Lage des Poles, also des Concentrationspunktes der gesammten freien Magnetismen der rechtsseitigen Spiralhälfte. Eine entsprechende Gleichung liesse sich für den Pol der zur Linken des Coordinatenanfangspunktes liegenden Spiralhälfte aufstellen. Durch Betrachtung der obigen Formel ersieht man, dass für eine irgendwie beschaffene Spirale der „Pol“ kein absoluter, sondern ein von ξ , somit von der Lage des angezogenen Punktes abhängiger Punkt ist. Im allgemeinen gilt, dass die Pole dem Ende um so näher rücken, je kleiner die Entfernung des angezogenen Punktes wird.

In dem Falle jedoch, wo man es mit magnetischen Parallelkräften zu thun hat, wo also der attrahirte Punkt näherungsweise unendlich ferne von der Spirale liegt, erhält x eine bestimmte Bedeutung. Die Resultirende der magnetischen Parallelkräfte, die wir der Grösse nach oben fanden, hat einen Angriffspunkt, den wir in ebenderselben Weise finden, wie den Mittelpunkt der Schwerkräfte. Die Analogie dieses Problemes mit dem Probleme der Aufsuchung des Schwerpunktes zu Hülfe genommen, ergibt jetzt:

1) Pogg. Ann. LXX. 1847.

$$\mathfrak{E} = \frac{-\int_0^l i f'(x) \cdot x \cdot dx + i f(l) l}{i f(o)}$$

für die Lage des Poles der rechtsseitigen Spiralhälfte.

Da:
$$\int x f'(x) dx = x f(x) - \int f(x) dx,$$

somit:

$$\int_0^l x f'(x) dx = l f(l) - \int_0^l f(x) dx$$

ist, erhält man ganz allgemein:

$$(3) \quad \mathfrak{E} = \frac{\int_0^l f(x) dx}{f(o)}$$

Schreibt man diese Formel in der nachfolgenden Art:

$$\mathfrak{E} \cdot f(o) = \int_0^l f(x) dx,$$

betrachtet $\mathfrak{E} \cdot f(o)$ als den Inhalt eines Rechteckes, dessen Grundlinie $\mathfrak{E}$, dessen Höhe $f(o)$, die Vertheilung für die Windungen der Mitte, ist und berücksichtigt, dass der zur rechten Seite des Gleichheitszeichens stehende Ausdruck die Fläche bedeutet, die von der Abscissenaxe und den in den Abscissenpunkten o und l errichteten Ordinaten der das Windungsgesetz darstellenden Curve einerseits, andererseits durch den Bogen dieser Curve eingeschlossen wird, so lehrt ein Blick auf die Figuren 3b und 3c Taf. IV, die der Spirale I. und II. Art entsprechen, Folgendes:

1) In einer Spirale II. Art, durch die also ein Magnetstab imitirt werden kann, liegen die Pole innerhalb der Spirale.

2) Eine Spirale I. Art hat die Pole ausserhalb derselben.

3) Eine Spirale mit constanter Windungszahl endlich hat die Pole an den Enden selbst, wie übrigens ohne

weitere Rechnung eingesehen werden konnte. In allen Fällen ist χ durch die Formel:

$$\chi = \frac{\int_0^l f(x) dx}{f(o)}$$

bestimmt.

Vergleichen wir diese durch den Calcül gewonnenen Resultate mit den Beobachtungen, die seither an Magnetstäben gemacht wurden.

Die Physiker früherer Zeiten betrachteten stets die Enden der Magnetstäbe als Pole. Lambert¹⁾ leitete aus einer Formel die Consequenz ab, dass die Lage der Pole ausserhalb der Endpunkte des Magnetstabes zu suchen wäre. Kuppfer²⁾ schliesst sich in Bezug der Lage der Pole den Ansichten Lambert's an. Antonio Dalla Bella³⁾ (1768—1783) kam durch Beobachtung der Anziehungserscheinungen zwischen einem kleinen Magnete und dem Pole eines grossen Magnetstabes mittelst einer Wage zu dem Resultate, dass die Pole innerhalb des Magnetes fielen. Den Standpunkt, den der berühmte Erdmagnetiker Lamont einnimmt, charakterisirt derselbe hinlänglich, gestützt auf zahlreiche Beobachtungen, in seinem „Handbuche des Magnetismus“ in den Worten: „dass der Pol über das Ende des Magneten hinausfallen könne, ist, wie eine nähere Betrachtung der Verhältnisse zeigt, nicht möglich, man mag irgend eine zulässige Hypothese über die Vertheilung des Magnetismus annehmen.“ Der Irrthum, in dem Lambert und Kuppfer sich befanden, dürfte, wie Lamont angibt, darin seinen Grund haben, dass ein Gesetz, welches für grössere Entfernungen richtig befunden worden war, von diesen beiden Physikern auch für ganz kleine Entfernungen belassen wurde.

Nimmt man die Lamont'schen Betrachtungen, die zur

1) Hist. de l'acad. de Berlin. 1766.

2) Ann. de Chim. et de Phys. XXXVI. p. 50.

3) Mem. da Acad. das sc. de Lisboa. T. I.

Basis eine Reihe von sorgfältig ausgeführten Beobachtungen haben, als wahrscheinlich an, so sieht man, von dieser Seite betrachtet, die Analogie zwischen einem Magnetstabe und einer Spirale II. Art noch mehr hervortreten. Eine Spirale I. Art kann nie einen Magnetstab ersetzen, ebenso wenig eine Cylinderspirale mit constanter Windungszahl.

An der zweiten der vorhin gezeichneten Figuren ist ausserdem noch ersichtlich, dass, je steiler die Vertheilungscurve $f(x)$ gegen die Abscissenaxe abfällt, desto weiter vom Ende der Spirale der Pol entfernt ist und umgekehrt. Die Lage des Poles ist nämlich in erster Linie eine Function des Vertheilungsgesetzes.

Aus diesen Verhältnissen erklären sich manche Erscheinungen. Die Beobachtung, dass ein Magnetstab, der aus Stahl besteht, welcher sehr kohlehaltig ist, die Pole weiter vom Ende entfernt hat, als ein aus weniger kohlehaltigem Stahl, stimmt mit den neuen Beobachtungen von Trève und Durassier¹⁾, deren Resultat die beiden Forscher folgendermaassen aussprachen:

Je mehr Kohle ein Stahl enthält, desto mehr condensirt sich der Magnetismus nach dem Ende hin, je weniger kohlehaltig er ist, desto mehr dehnt sich derselbe aus und verbreitet sich gleichmässig auf seiner Oberfläche.

Dass die Lage der Pole einer Spirale von der Länge derselben abhängig ist, versteht sich von selbst, möge übrigens noch durch ein Beispiel erörtert werden.

Nehmen wir etwa für $f(x)$ die von Lenz und Jacobi für die magnetischen Momente eines Stabes aufgestellte parabolische Form:

$$f(x) = a - bx^2$$

an, wo a und b durch die Natur des Stabes bestimmte Constante sind, so ist:

$$\xi = \frac{\int_0^l (a - bx^2) dx}{a} = l - \frac{b}{3a} l^3.$$

1) C. R. LXXXIII. p. 814.

Dividirt man diese Gleichung durch l , so erhält man:

$$\frac{x}{l} = 1 - \frac{b}{3a} l^2,$$

und man ersieht daraus, dass x umsomehr sich dem l nähert, je kleiner l , also die Länge des Magnetstabes oder resp. der Spirale wird, was mit den darüber gemachten Beobachtungen in vollkommener Uebereinstimmung sich befindet.

Eine zweite Bemerkung zur Theorie der Wirkung von Spiralen mit variabler Windungszahl ergibt sich, wenn man die magnetisirende Wirkung solcher Spiralen ins Auge fasst.

Im Jahre 1873 hat Prof. v. Waltenhofen¹⁾ der k. Akademie der Wissenschaften in Wien eine Abhandlung überreicht, in welcher er die magnetisirende Wirkung einer vom galvanischen Strome durchflossenen Spirale in Bezug auf einen conaxialen Eisenstab auf theoretischem Wege untersuchte und zu dem für viele Untersuchungen sehr brauchbaren Satze gelangte, dass „die magnetisirende Kraft einer Spirale proportional dem Producte der Stromstärke mit der Summe der Cosinusse aller Winkel sei, welche die in der Ebene eines axialen Schnittes von einem Punkte jeder Windung zu den Endpunkten der Axe des magnetisirten Stabes gezogenen Geraden mit derselben einschliessen.“ Den Ausgangspunkt für diese, sowie die nachfolgenden analytischen Untersuchungen bietet der vielfach erwiesene Satz, dass die durch einen Kreisstrom in einem in seiner Axe befindlichen Eisentheilchen erregte Quantität von Magnetismus proportional ist der Kraft, mit welcher dieser Strom ein schon magnetisirtes in derselben Axe befindliches Theilchen anzieht oder abstösst.

Mit Hülfe des oben erwähnten Theorems wollen wir nun die Menge Magnetismus berechnen, die in einem linearen Systeme von Eisentheilchen unter dem Einflusse der

1) „Ueber ein allgemeines Theorem zur Berechnung der Wirkung magnetisirender Spiralen“. Wien. Ber. LXVII. Jahrg. 1873.

Wirkung einer Cylinderspirale mit variabler Windungszahl hervorgerufen wird.

Sei die Spirale dargestellt durch CC_1DD_1 (Taf. IV, Fig. 3a), der Eisenstab durch AB und legen wir der Einfachheit halber den Anfangspunkt des Coordinatensystemes in die Mitte der Spirale, setzen die Winkel, welche die von einem Punkte der in der Entfernung x liegenden Kreiswindung zu A und B gezogenen Linien mit der Axe der Spirale bilden, respective φ_1 und φ_2 , so ist dadurch die Wirkung der in der Nähe von D auf der Länge dx liegenden Kreisströme auf die mit unmagnetischen Eisen-theilchen besetzte Axe nach dem Waltenhofen'schen Theoreme gegeben durch:

$$dM = ki f(x) \{ \cos \varphi_1 + \cos \varphi_2 \} dx,$$

somit die durch die ganze Spirale im Eisenstabe erzeugte Quantität Magnetismus dargestellt durch:

$$(4) \quad M = ki \int_{-l}^{+l} f(x) \{ \cos \varphi_1 + \cos \varphi_2 \} dx,$$

wenn die Spirale von der Länge $2l$ vorausgesetzt wird. k bedeutet hier einen von der Natur, speciell von der Magnetisirungsfähigkeit des Eisenstabes abhängigen Factor.

Setzt man $OA = \lambda_1$, $OB = \lambda_2$ und beachtet, dass:

$$\cos \varphi_1 = \frac{\lambda_1 + x}{\sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 + x)^2}} \quad \text{und} \quad \cos \varphi_2 = \frac{\lambda_2 - x}{\sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 - x)^2}},$$

wo ϱ der Radius der Cylinderspirale ist, so erhält man:

$$(5) \quad M = ki \int_{-l}^{+l} f(x) \left\{ \frac{\lambda_2 - x}{\sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 - x)^2}} + \frac{\lambda_1 + x}{\sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 + x)^2}} \right\} dx.$$

Durch Ausführung der Integration mit Zuhülfenahme der integratio per partes ist:

$$\begin{aligned} \int_{-l}^{+l} f(x) \frac{\lambda_2 - x}{\sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 - x)^2}} dx &= -f(l) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 - l)^2} + f(-l) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 + l)^2} \\ &+ \int_{-l}^{+l} f'(x) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 - x)^2} dx, \end{aligned}$$

und ebenso:

$$\int_l^{+l} f(x) \frac{\lambda_1 + x}{\sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 + x)^2}} dx = f(l) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 + l)^2} - f(-l) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 - l)^2} \\ - \int_l^{+l} f'(x) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 + x)^2} dx.$$

Durch Substitution in die Formel (5) erhält man:

$$M = ki \left[-f(l) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 - l)^2} + f(-l) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 + l)^2} \right. \\ \left. + f(l) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 + l)^2} - f(-l) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 - l)^2} \right. \\ \left. + \int_l^{+l} f'(x) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 - x)^2} dx - \int_l^{+l} f'(x) \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 + x)^2} dx \right].$$

Setzen wir, wie gewöhnlich, das Windungsgesetz in Bezug auf die Mitte der Spirale symmetrisch voraus, nehmen also an, dass:

$$f(-l) = f(l)$$

ist, und beachten ferner, dass:

$$(6) \quad \begin{cases} \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 - l)^2} = BD \\ \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 + l)^2} = BC \\ \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 - l)^2} = AC \\ \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 + l)^2} = AD \end{cases}$$

ist, so geht obige weitschweifige Formel in die kürzere über:

$$(7) \quad M = kif(l) [(AC - AD) - (BC - BD)] \\ + ki \int_l^{+l} f'(x) [\sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 - x)^2} - \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 + x)^2}] dx,$$

welche uns die Menge Magnetismus angibt, die in dem Eisenkerne erzeugt wurde. Dieser Ausdruck setzt sich zusammen aus zwei Theilen, einem ersten, der, abgesehen von den Constanten k und i , nur von dem Windungsgesetze am Ende der Spirale und den aus der Figur ersichtlichen

Linien AC , AD , BC , BD abhängt und einem zweiten, der durch das bestimmte Integral angezeigt ist. Setzt man die Windungszahl der Cylinderspirale als constant voraus, so bleibt nur der erste übrig und es ist dann:

$$(8) \quad M = k i f(l) [(AC - AD) - (BC - BD)],$$

eine Gleichung, die schon längere Zeit bekannt ist. Hädenkamp¹⁾ hat nämlich diesen Satz für die anziehende Wirkung einer cylindrischen Spirale auf einen conaxialen Eisenstab nachgewiesen und Wassmuth²⁾ hat diesen Satz auch auf die magnetisirende Wirkung ausgedehnt. Der Ausdruck ist vollkommen bestimmt, wenn die in dem Trapeze $ABCD$, welches mit dem Namen Hädenkamp'sches Trapez bezeichnet wird, vorkommenden nicht parallelen Seiten AC und BD und die beiden Diagonalen BC und AD bekannt sind. Auch Waltenhofen (l. c.) kommt von seinem allgemeinen Theoreme zu diesem Trapeze.

Ist aber die Cylinderspirale eine I. oder II. Art, so kommt zu dem durch das Hädenkamp'sche Trapez bestimmten Ausdrücke noch der zweite Theil hinzu, der jetzt für diese beiden Fälle betrachtet werden möge. Setzt man der einfacheren Uebersicht halber $\lambda_2 = \lambda_1$, nimmt somit an, dass der Eisenstab um gleich grosse Stücke die Cylinderspirale überrage und beachtet, dass jedenfalls:

$$(9) \quad \int_{-l}^{+l} f'(x) [\sqrt{\varrho^2 + (\lambda_2 - x)^2} - \sqrt{\varrho^2 + (\lambda_1 + x)^2}] dx = \int_{-l}^{+l} f'(x) [BM - AM] dx$$

ist, so ersieht man, dass, weil für eine Spirale I. Art:

$$\text{von } -l \text{ bis } 0 \left\{ \begin{array}{l} f'(x) < 0 \\ BM - AM > 0 \end{array} \right.$$

und:

$$\text{von } 0 \text{ bis } +l \left\{ \begin{array}{l} f'(x) > 0 \\ BM - AM < 0 \end{array} \right.;$$

für eine Spirale II. Art:

1) Pogg. Ann. LXXVIII. 1849.

2) Wien. Ber. LVII.

und: von $-l$ bis o $\left\{ \begin{array}{l} f'(x) > 0 \\ BM - AM > 0 \end{array} \right.$
 von o bis $+l$ $\left\{ \begin{array}{l} f'(x) < 0 \\ BM - AM < 0 \end{array} \right.$

ist, das Integral:

$$\int_{-l}^{+l} f'(x) [\sqrt{\rho^2 + (\lambda_2 - x)^2} - \sqrt{\rho^2 + (\lambda_1 + x)^2}] dx \leq 0$$

ist, je nachdem man es mit einer Spirale erster oder zweiter Art zu thun hat.

Wendet man also eine Spirale I. Art an, so ist die erzeugte Menge Magnetismus in dem Eisenstabe kleiner, bei Anwendung einer Spirale II. Art grösser als bei Anwendung einer Cylinderspirale mit constanter Windungszahl. Will man daher mit einer gegebenen Drahtmenge die grösstmögliche magnetische Wirkung erzielen, so wird es sich empfehlen, den Draht nach dem Gesetze einer Cylinderspirale II. Art zu vertheilen. Auch aus dem in der früheren Abhandlung Gesagten betreffs der anziehenden Wirkung von Spiralen I. und II. Art hätte man direct diesen Schluss ziehen können, wenn man den Parallelismus zwischen Anziehungs- und Magnetisirungskraft erwogen hätte.

Gelegentlich der damals angestellten theoretischen Untersuchungen hat v. Waltenhofen auf experimentellem Wege die Richtigkeit seiner Formeln geprüft, welche Versuche eine recht befriedigende Uebereinstimmung mit den berechneten Werthen zeigten. Dass die vorkommenden Differenzen auf Rechnung der kleinen Unregelmässigkeiten in den Windungen kommen, gibt v. Waltenhofen damals an und ist aus unserem allgemeinen Ausdrücke der Einfluss solcher Unregelmässigkeiten ersichtlich.

Schliesslich sei noch bemerkt, dass unsere in dieser sowie in der früher citirten Abhandlung durchgeführten Betrachtungen auch für electrodynamische Cylinder mit

sehr kleinem Durchmesser, sogenannten Solenoiden, wo die Windungszahl variabel ist, Anwendung haben. Durch ganz analoge Rechnungen wie die früher durchgeführten kommt man zu dem Resultate, dass das Potential eines Solenoides nicht gleich bleibt, wenn die Curve, welche die Axe desselben darstellt, nur mit Gleichbleibung der beiden Enden alle möglichen Gestalten annimmt, wie es bei Solenoiden mit constanter Windungszahl wohl der Fall ist, sondern dass das Potential von der Gestalt dieser Curve wesentlich abhängig ist. Ferner ersieht man aus einer derartigen leicht auszuführenden Rechnung, dass ein Solenoid mit variabler Windungszahl auf einen Magnetpol nur dann die Wirkung Null ausübt, wenn die Axe des Solenoides einen Kreis bildet und der Magnetpol im Mittelpunkt desselben zu liegen kommt, was bei regulären Solenoiden auch stattfindet, dass jedoch ein geschlossenes Solenoid mit variabler Windungszahl nicht die Wirkung Null ausübt, wie es für eines mit constanter Windungszahl gilt.

VII. *Beiträge zu einer endgültigen Feststellung der Schwingungsebene des polarisirten Lichtes; von E. Ketteler.* Schluss.¹⁾

3. Das bewegte isotrope Mittel. Dasselbe ermöglicht die definitive Entscheidung.²⁾

Die Theorie der bewegten Mittel ist bereits in früheren Aufsätzen³⁾ von mir behandelt worden. Insbesondere habe

1) Diese Ann. N. F. I. p. 206—247.

2) Ein Auszug dieser Arbeit wurde 1875 der Fürstl. Jablonowskischen Gesellschaft in Leipzig als Concurrrenzschrift für die von derselben gestellte Preisaufgabe, die Schwingungsebene des polarisirten Lichtes endgültig festzustellen, zugesandt, wurde indess, als nicht anonym, unberücksichtigt gelassen.

3) Pogg. Ann. CXLVI. p. 406. — Berl. Monatsber. Jan. 1874. — Astronomische Undulationstheorie. Bonn 1873. p. 106 und 220.