71° bis 72°) voranging. Sollte diese Vermutung das Richtige treffen, dieser Planetoid also auch rund zwölf Jahre Umlaufszeit besitzen, dann müßte er im Frühling 1907 wieder in ähnliche Stellung gelangen, in der er 1895 photographiert wurde, und könnte dann günstigen Falles wieder gefunden werden.

Immerhin gibt die Tatsache zu denken, daß der erste Planetoid, dessen Bahn die Jupiterbahn überschreitet, eine vor abnormen Störungen geschützte Lage besitzt. Kleine Störungen kommen freilich vor, einmal weil die Bahn von *TG* eine ziemlich stark exzentrische Ellipse ist und die Gleichseitigkeit des Dreiecks Sonne, Jupiter, Planet nicht gewahrt bleibt, und zweitens, weil immer noch die Störungen durch die anderen Planeten, namentlich durch den Saturn, hinzutreten. Offenbar wirken diese Störungen abwechselnd in verschiedenem Sinne und heben sich im Laufe der Zeit wieder auf; würden sie sich summieren, so hätte die gesicherte Lage des Planeten nur vorübergehende Dauer, und die Bahn könnte die Eigentümlichkeiten nicht aufweisen, wie sie sich bei *TG* herausgestellt haben.

Somit steht der unscheinbare Planetoid *TG* in theoretischer Beziehung einzig in seiner Art da. Es ist ein Edelstein unter den vielen durch nichts ausgezeichneten Funden, die Jahr für Jahr gemacht werden, aber auch gemacht werden müssen, wenn man solche Kleinode herausfinden will.

Verwandlung von Fahrenheitgraden in Centesimalgrade und umgekehrt.

Von **G. Hellmann** (Berlin).

Die Fahrenheitskala weicht von der uns geläufigen Centesimalskala so sehr ab, daß wir Angaben der Temperatur nach Fahrenheit nicht ohne weiteres richtig erfassen. Wir können uns von ihnen erst dann einen rechten Begriff machen, wenn wir sie wirklich in Centesimalgrade verwandeln. Ähnlich ergeht es natürlich allen denen, die an das Fahrenheitsche Thermometer gewöhnt sind. Sie haben von Temperaturen in Centesimalgraden keine unmittelbare Vorstellung und müssen gleichfalls erst eine Reduktion vornehmen.

Eine solche Umrechnung wird durch die dafür vorhandenen Reduktionstafeln sehr erleichtert, und man wird sich ihrer immer bedienen, wenn viele Zahlen auf einmal umzurechnen sind. Wenn man es aber nur mit vereinzelten Angaben zu tun hat, dürfte das jedesmalige Hervorholen und Aufschlagen der Tafeln zu viel Zeit kosten. Dann würde es vorteilhafter sein, die Rechnung im Kopf vornehmen zu können. Dazu sind aber die Formeln, welche die Beziehungen zwischen F° und C° ausdrücken, nicht bequem genug. Sie lassen sich aber so umformen, daß sie zur Kopfrechnung geeignet werden.

Um Fahrenheitgrade in Centesimalgrade zu verwandeln, gilt die Formel

$$C = \tfrac{5}{9}(F-32),$$

in welcher der gemeine Bruch $\frac{5}{9}$ für die Rechnung unbequem ist. Da sich aber $\frac{5}{9}$ in die Reihe $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{10} + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{100} + \cdots$ entwickeln läßt, hat man die einfache Regel: Zur Hälfte der Differenz (F—32) addiere den 10. und den 100. Teil dieser Hälfte.

Liest z. B. jemand in der Zeitung von einer „Hitzewelle" in den Vereinigten Staaten, bei der das Thermometer bis auf 110° F gestiegen ist, so wird er, um sich von dieser Hitze einen Begriff zu machen, im Kopf die kleine Rechnung ausführen:

$$\begin{array}{r} 110 - 32 = 78 \\ \hline 39 \\ 3{,}9 \\ 0{,}4 \\ \hline 43{,}3, \end{array}$$

also 110° F = 43,3° C.

Oder meldet der Telegraph aus demselben Lande eine „cold wave" mit —6° F, so wird zu rechnen sein

$$\begin{array}{r} -6 - 32 = -38 \\ \hline -19 \\ -1{,}9 \\ -0{,}2 \\ \hline -21{,}1, \end{array}$$

also —6° F = —21,1° C.

Diese Berechnung ist zwar nur eine angenäherte, da in der obigen Reihe alle Glieder vom vierten ab vernachlässigt werden, reicht aber in den Fällen der Praxis vollkommen aus.

Für den umgekehrten Fall, die Verwandlung von C° in F°, gilt die Formel

$$F = \tfrac{9}{5} C + 32.$$

Auch hier wäre die Rechnung mit dem Bruch $\frac{9}{5}$ unbequem. Da man aber $\frac{9}{5}$ als die Differenz $(2 - \frac{2}{10})$ darstellen kann, so ergibt sich die bequeme Rechnungsweise: Von der zweifachen Summe der C° ziehe den 10. Teil dieser Doppelsumme ab und addiere dann 32.

Beispiele: 36° C = 72 — 7,2 + 32 = 96,8° F
—20° C = —40 + 4,0 + 32 = —4,0° F

Wir hätten somit die für die Rechnung bequemen Formeln

$$C = \left(\tfrac{1}{2} + \tfrac{1}{2} \cdot \tfrac{1}{10} + \tfrac{1}{2} \cdot \tfrac{1}{100}\right) F - 32$$
$$F = \left(2 - \tfrac{2}{10}\right) C + 32,$$

die leicht zu behalten sind.

Vereinfachte Ableitung des Fresnelschen Mitführungskoeffizienten aus der elektromagnetischen Lichttheorie.

Von **H. A. Lorentz** (Leiden).

Zur Erklärung verschiedener mit der Aberration des Lichtes zusammenhängender Erscheinungen nahm Fresnel an, daß bei der Fortpflanzung des Lichtes in einem bewegten durchsichtigen Körper die Geschwindigkeit der Wellen in bezug auf den als ruhend gedachten Äther sich aus der Geschwindigkeit, mit der sie im ruhenden Körper fortschreiten würden, und einem gewissen Bruchteile der Geschwindigkeit des Körpers zusammensetzt. Er bestimmte diesen Bruchteil mit Hilfe des sogenannten Mitführungskoeffizienten

$$1 - \frac{1}{N^2},$$

in welchem N den absoluten Brechungsindex des ruhenden Körpers bedeutet.

Bekanntlich ist es der Elektronentheorie gelungen, den Wert dieses Koeffizienten aus Betrachtungen über den Mechanismus der Lichtschwingungen in ponderablen Körpern abzuleiten. Die dazu nötigen Rechnungen sind indes ziemlich kompliziert, was hauptsächlich daher rührt, daß man sich die beweglichen elektrischen Ladungen als in einzelnen sehr kleinen Teilchen, den in den Molekülen enthaltenen Elektronen, konzentriert vorstellt. Infolgedessen stellen sich alle die Komplikationen ein, die gewöhnlich in molekulartheoretischen Problemen die strenge Untersuchung erschweren, und entzieht sich der eigentliche Grund, weshalb sich gerade der Fresnelsche Koeffizient ergibt, mehr oder weniger der Aufmerksamkeit.

Bei dieser Sachlage ist es vielleicht nützlich, die Theorie dadurch zu vereinfachen, daß man von der molekularen Diskontinuität des Körpers gänzlich absieht und nicht nur die Materie, sondern auch die in derselben enthaltenen elektrischen Ladungen als kontinuierlich über den Raum verteilt betrachtet. Freilich erfordert eine solche Auffassung, daß wir uns als in demselben Raume anwesend und sich gegenseitig durchdringend vorstellen: 1. den Äther, 2. die ponderable Materie und 3. zwei elektrische Ladungen von entgegengesetztem Vorzeichen, letzteres, weil natürlich die Gesamtladung des Körpers Null sein muß.

Wir haben nun anzunehmen, daß sich bei den Lichtschwingungen die relative Lage der beiden Ladungen, deren räumliche Dichten wir mit ϱ und $-\varrho$ bezeichnen, unaufhörlich in raschem Wechsel ändert. Dabei könnten sich beide Ladungen bewegen. Einfachheitshalber möge aber nur die eine mit der Dichte ϱ hin und her gehen, während sich die andere, ebenso wie die ponderable Materie nicht an der schwingenden Bewegung beteiligt. Da ϱ sowohl negativ als auch positiv sein kann, so bleibt es hierbei unentschieden, ob es die positive oder die negative Ladung sei, die fest mit der Materie verbunden ist.

Wir haben uns ferner vorzustellen, daß in dem Äther ein elektromagnetisches Feld besteht, das in jedem Punkte durch die elektrische Kraft $\mathfrak{d}$ und die magnetische Kraft $\mathfrak{h}$ bestimmt ist. Die erste dieser beiden Vektorgrößen können wir auch die dielektrische Verschiebung nennen, da diese im Äther dieselbe Richtung wie die elektrische Kraft und bei der Wahl der Einheiten, die wir zugrunde legen wollen, auch die gleiche numerische Größe hat. Ändert sich die dielektrische Verschiebung in einem Punkte des Äthers, so besteht daselbst ein Verschiebungsstrom, der sich mathematisch durch den Differentialquotienten von $\mathfrak{d}$ nach der Zeit vorstellen läßt. Außerdem haben wir es, sobald die Ladung ϱ sich bewegt, mit einem Konvektionsstrom zu tun.

Die Gesetze der Lichtbewegung ergeben sich nun, wenn man sich dreier Gleichungen bedient. Die erste derselben drückt aus, daß für jede geschlossene Linie das Linienintegral der magnetischen Kraft (oder, wie man auch sagen kann, die Arbeit der auf einen Einheitspol wirkenden Kraft bei einmaligem Durchlaufen der Linie) der durch irgend einen von der Linie begrenzten Flächenteil pro Zeiteinheit hindurchströmenden Elektrizitätsmenge proportional ist, und zwar hat man, um das genannte Integral zu erhalten, diese Menge mit einer gewissen Konstante $\frac{1}{c}$ zu multiplizieren und muß die Elektrizitätsmenge als positiv betrachtet werden, wenn sie die Fläche in einer Richtung durchsetzt, welche der bei der Berechnung des Linienintegrals angenommenen Umlaufsrichtung entspricht. Hierunter verstehen wir, daß die Richtung des Stromes durch die Fläche und die genannte Umlaufsrichtung in derselben Weise zu einander passen wie die Richtungen der Translation und der gleichzeitigen Rotation bei einer gewöhnlichen Schraube.

In der zweiten Gleichung ist von dem Linienintegral der elektrischen Kraft für irgend eine geschlossene Linie die Rede. Um den Wert dieses Integrals zu finden, hat man die pro Zeiteinheit stattfindende Abnahme der Zahl der magnetischen Kraftlinien, welche von der Linie umfaßt werden, mit der Konstante $\frac{1}{c}$ zu multiplizieren. Hierbei muß die Zahl der Kraftlinien mit dem positiven Vorzeichen genommen werden, wenn ihre Richtung der bei der Berechnung des Linienintegrals gewählten Umlaufsrichtung entspricht. Unter der Zahl der magnetischen Kraftlinien, die ein senkrecht zu denselben stehendes Flächenelement durchsetzen, verstehen wir das Produkt aus der magnetischen Kraft und der Flächengröße des Elementes.

Bei der Aufstellung der ersten und der zweiten Gleichung wollen wir den rechtwinkeligen Koordinatenachsen solche Richtungen geben, daß die Richtung von OZ einer Rotation um einen rechten Winkel von OX nach OY entspricht.

Die dritte der genannten Gleichungen bestimmt die Bewegung der Ladung ϱ. Wir nehmen an, daß mit dieser eine gewisse Masse verbunden ist, und daß, sobald sie eine Verschiebung aus der Gleichgewichtslage erlitten hat, eine der Verschiebung proportionale Kraft auf sie wirkt, die sie in die Gleichgewichtslage zurückzutreiben bestrebt ist. Es seien, beides pro Volumeneinheit, m die genannte Masse und $k\eta$ die durch die Verschiebung η geweckte Kraft.

Es soll nun zunächst die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in dem ruhenden Körper berechnet werden. Zu diesem Zwecke wollen wir zeigen, daß ein Zustand möglich ist, in welchem die elektrische Kraft die Richtung der y-Achse und die Größe

$$\mathfrak{d}_y = a \cos n\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

die magnetische Kraft aber die Richtung der z-Achse und die Größe

$$\mathfrak{h}_z = b \cos n\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad \ldots \quad (2)$$

hat, während die bewegliche Ladung in der Richtung OY um den Abstand

$$\eta = p \cos n\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad \ldots \quad (3)$$

verschoben ist. In diesen Ausdrücken, die offenbar ein Bündel homogenen, linear polarisierten Lichtes vorstellen, das sich nach der Seite der positiven x fortpflanzt, bedeutet n die Anzahl der Schwingungen in der Zeit 2π und v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Welchen Bedingungen diese letztere, sowie die Amplituden a, b, p genügen müssen, damit wirklich der angenommene Zustand bestehen könne, wird sich aus unseren drei Hauptgleichungen ergeben.

Wir bemerken zunächst, daß sowohl der Verschiebungs- als auch der Konvektionsstrom die Richtung der y-Achse hat. Für den ersteren können wir schreiben $\frac{\partial \mathfrak{d}_y}{\partial t}$ und für den letzteren, da $\frac{\partial \eta}{\partial t}$ die Geschwindigkeit der Ladung ist, $\varrho \frac{\partial \eta}{\partial t}$.

Der Gesamtstrom ist daher

$$\frac{\partial \mathfrak{d}_y}{\partial t} + \varrho \frac{\partial \eta}{\partial t} = -(a + \varrho p) n \sin n\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad (4)$$

Wir betrachten ferner ein unendlich kleines Rechteck $ABCD$, dessen Seiten AD und AB in der Richtung von OX bzw. OZ laufen, und fassen das Linienintegral der magnetischen Kraft für seinen Umfang, und zwar für die der positiven y-Achse entsprechende Umlaufsrichtung $ABCD$ ins Auge. Es seien $AD = dx$, $AB = dz$, $\mathfrak{h}_{z(A)}$ und $\mathfrak{h}_{z(D)}$ die Werte der magnetischen Kraft in den Punkten A und D. Da die magnetische Kraft senkrecht zu AD und BC steht und also diese Seiten keine Beiträge zu dem Linienintegral liefern, so wird dieses

$$\{\mathfrak{h}_{z(A)} - \mathfrak{h}_{z(D)}\} dz = -\frac{\partial \mathfrak{h}_z}{\partial x} dx\, dz$$
$$= -\frac{nb}{v} \sin n\left(t - \frac{x}{v}\right) \cdot dx\, dz.$$

Die erste Hauptgleichung erhalten wir nun, wenn wir diesen Wert dem mit $\frac{1}{c} dx\, dz$ multiplizierten Ausdruck (4) gleichsetzen. Also

$$\frac{b}{v} = \frac{a + \varrho p}{c} \quad \ldots \quad (5)$$

Um zu der zweiten Gleichung zu gelangen, betrachten wir das Linienintegral der elektrischen Kraft für den Umfang eines unendlich kleinen Rechtecks $KLMN$, dessen Seiten dx und dy den Achsen OX und OY parallel laufen. Wenn KL und KN die Richtungen von OX bzw. OY haben und $KLMN$, der Richtung von OZ entsprechend, als Umlaufsrichtung gewählt wird, hat das Integral den Wert

$$\frac{\partial \mathfrak{d}_y}{\partial x} dx\, dy = \frac{na}{v} \sin n\left(t - \frac{x}{v}\right) \cdot dx\, dy.$$

Andererseits beträgt die Anzahl der durch das Rechteck hindurchgehenden magnetischen Kraftlinien $\mathfrak{h}_z dx\, dy$ und die Abnahme dieser Größe pro Zeiteinheit

$$-\frac{\partial \mathfrak{h}_z}{\partial t} dx\, dy = nb \sin n\left(t - \frac{x}{v}\right) \cdot dx\, dy,$$

so daß

$$\frac{a}{v} = \frac{b}{c} \quad \ldots \quad (6)$$

sein muß.

Schließlich ergibt sich die Bewegungsgleichung der verschiebbaren Ladung aus der Erwägung, daß auf dieselbe wegen des im Äther bestehenden elektrischen Feldes eine der y-Achse parallele Kraft wirkt, die pro Volumeneinheit $\varrho \mathfrak{d}_y$ beträgt. Die gesamte Kraft ist daher

$$\varrho \mathfrak{d}_y - k\eta,$$

und man hat, da $\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}$ die Beschleunigung ist,

$$m \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = \varrho \mathfrak{d}_y - k\eta \quad \ldots \quad (7)$$

oder, wenn man die Werte (1) und (3) einsetzt,

$$-mn^2 p = \varrho a - kp \quad \ldots \quad (8)$$

Da den Gleichungen (5), (6) und (8) wirklich genügt werden kann, so ist hiermit die Möglichkeit des angenommenen Zustandes bewiesen. Die Geschwindigkeit v aber bestimmt sich aus der Gleichung

$$\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2} = \frac{\varrho^2}{c^2(k - mn^2)} \quad \ldots \quad (9)$$

die man durch Elimination von a, b und p erhält.

Für $\varrho = 0$ verwandelt sich diese Gleichung in $v = c$. Folglich bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit im Äther.

Wir wenden uns jetzt der Fortpflanzung des Lichtes in einem bewegten Körper zu. Während der Äther in Ruhe bleibt, werde der ponderablen Materie und den in ihr enthaltenen Ladungen ϱ und $-\varrho$ die gemeinsame an allen Stellen gleiche Geschwindigkeit w in Richtung der x-Achse erteilt. Ein Bündel, das sich in dieser Richtung fortpflanzt, möge auch jetzt durch die Gleichungen (1), (2) und (3) dargestellt werden, in welchen wir unter x die Koordinate in bezug auf ruhende Achsen verstehen wollen, so daß v die Geschwindigkeit der Wellen relativ zum Äther bedeutet.

An den Formeln, welche uns zu der Bestimmung von v geführt haben, ist nun zweierlei zu ändern. Erstens ist der Ausdruck für den Konvektionsstrom nicht mehr $\varrho \frac{\partial \eta}{\partial t}$, sondern

$$\varrho \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + w \frac{\partial \eta}{\partial x}\right) \quad \ldots \quad (10)$$

Um dies einzusehen, betrachten wir einen unendlich kleinen Teil der Ladung ϱ, der zur Zeit t die Koordinate x hat und parallel zur y-Achse um die durch (3) bestimmte Strecke η aus der Gleichgewichtslage verschoben ist. Will man für diesen Teil die entsprechende Verschiebung η' für die Zeit $t + d$

berechnen, so muß man beachten, daß dann die Koordinate x um $w\,dt$ zugenommen hat, so daß

$$\eta' = \eta + \frac{\partial \eta}{\partial t} dt + \frac{\partial \eta}{\partial x} w\,dt$$

ist, woraus sich für die Geschwindigkeit in der Richtung von OY die Größe

$$\frac{\eta' - \eta}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + w \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

und für den Konvektionsstrom der Ausdruck (10) ergibt. Auch sieht man leicht, daß man hiermit den ganzen Konvektionsstrom gefunden hat. Die Ladung $-\varrho$ verschiebt sich nämlich gar nicht in der Richtung der y-Achse, und es gibt keinen Strom in der Richtung von OX, da beide Ladungen ϱ und $-\varrho$ die Geschwindigkeit w besitzen.

Führt man die Werte von $\frac{\partial \eta}{\partial t}$ und $\frac{\partial \eta}{\partial x}$ ein, dann findet man, daß die erste Hauptgleichung (5) durch

$$\frac{b}{v} = \frac{a + \varrho\left(1 - \frac{w}{v}\right)p}{c} \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

ersetzt werden muß.

Die zweite Änderung rührt daher, daß eine Ladung eine Kraft erleidet, sobald sie sich in einem magnetischen Felde bewegt. Diese Kraft, welche die bekannte magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen verursacht und auf die sich die elektrodynamischen Wirkungen zurückführen lassen, steht senkrecht auf der Geschwindigkeit w der Ladung und der magnetischen Kraft $\mathfrak{h}$ des Feldes. In dem Falle, der uns hier allein interessiert, daß w und $\mathfrak{h}$ senkrecht zu einander sind, wird die Größe der Kraft für die Einheit positiver Ladung durch $\frac{w}{c}\mathfrak{h}$ gegeben. Ihre Richtung entspricht einer Drehung um einen rechten Winkel von der Richtung von w nach der von $\mathfrak{h}$.

In dem von uns angenommenen Systeme verschiebt sich nun wirklich die Ladung ϱ mit der zu OX parallelen Geschwindigkeit w in dem magnetischen Felde $\mathfrak{h}_z$. Infolgedessen kommt zu der früheren für die Einheit der Ladung mit $\mathfrak{d}_y$ bezeichneten Kraft eine neue hinzu, die dieselbe Richtung wie $\mathfrak{d}_y$ und die Größe

$$-\frac{w}{c}\mathfrak{h}_z$$

hat.

Die Bewegungsgleichung der Ladung lautet daher nicht mehr wie (7), sondern

$$m\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = \varrho\left(\mathfrak{d}_y - \frac{w}{c}\mathfrak{h}_z\right) - k\eta$$

und wir erhalten statt (8)

$$-m n^2 p = \varrho\left(a - \frac{w}{c} b\right) - kp \quad . \quad . \quad (12)$$

Da die Gleichung (6) ungeändert bleibt, so dürfen wir hierfür auch schreiben

$$-m n^2 p = \varrho\left(1 - \frac{w}{v}\right)a - kp \quad . \quad . \quad (13)$$

Vergleicht man (11) und (13) mit (5) und (8) und beachtet man, daß (6) nach wie vor gilt, dann zeigt es sich, daß die einzige Änderung, welche an den zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit dienenden Gleichungen angebracht zu werden braucht, darin besteht, daß überall, wo ϱ auftrat, $\varrho\left(1 - \frac{w}{v}\right)$ geschrieben werden muß. Folglich ist auch in der Endgleichung (9) jetzt ϱ durch $\varrho\left(1 - \frac{w}{v}\right)$ zu ersetzen und erhalten wir, wenn wir für die Lichtgeschwindigkeit im ruhenden Mittel die Bezeichnung v beibehalten, für die Geschwindigkeit im bewegten Mittel aber v' schreiben,

$$\frac{1}{v'^2} - \frac{1}{c^2} = \left(1 - \frac{w}{v'}\right)^2 \left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2}\right). \quad . \quad (14)$$

Wir wollen schließlich annehmen, daß die Translationsgeschwindigkeit w gegen die Lichtgeschwindigkeiten v, v', c so klein ist, daß man nur die Glieder mit der ersten Potenz von w zu behalten braucht. Dann folgt aus (14)

$$\frac{1}{v'^2} + 2\frac{w}{v'}\left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2}\right) = \frac{1}{v^2},$$

und durch Wurzelausziehung

$$\frac{1}{v'} + w\left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2}\right) = \frac{1}{v},$$

oder, wenn man den absoluten Brechungsindex des ruhenden Körpers

$$N = \frac{c}{v}$$

einführt,

$$\frac{1}{v'} = \frac{1}{v}\left\{1 - \left(1 - \frac{1}{N^2}\right)\frac{w}{v}\right\}$$

und

$$v' = v\left\{1 + \left(1 - \frac{1}{N^2}\right)\frac{w}{v}\right\} = v + \left(1 - \frac{1}{N^2}\right)w.$$

Diese Gleichung drückt wirklich die **Fresnel**sche Hypothese aus.

Seifenlamellen, benutzt zu einem physikalischen Beweis eines geometrischen Satzes.

Von **Franz Richarz** (Marburg i. H.).

Die Physik hat um die Mathematik nicht nur das Verdienst, ihr die Anregung zum Ausbau großer Gebiete, wie der Potentialtheorie, der Fourierschen Reihen u. a. gegeben zu haben; sie bietet auch im einzelnen vielfach Veranschaulichungen abstrakter analytischer Beziehungen, so z. B. die Wirbelfelder von Sätzen der Funktionentheorie, die Wärmeleitung von Thetareihen. Wenn ferner ein physikalisches Problem sich von zwei Gesichtspunkten aus betrachten und lösen läßt, so müssen die beiden Antworten auf die Fragestellung mit einander übereinstimmen, und dadurch kann man unter Umständen einen anschaulichen, wenn auch vielleicht nicht ganz strengen Beweis eines mathematischen Satzes gewinnen, der unmittelbar durchaus nicht so einleuchtend ist, wie durch eine solche physikalische Betrachtung. Im folgenden möchte ich einen solchen Beweis bringen, der sich mir schon