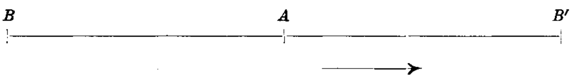
3. *Über den Einfluß der Erdbewegung auf die Intensität des Lichtes;*
von A. H. Bucherer.

In neuerer Zeit sind manche Versuche unternommen und Vorschläge gemacht worden, welche auf eine Lösung der Frage bezüglich der Beweglichkeit des Äthers hinzielen. Ein hierhin gehöriger Vorschlag Fizeaus, welcher von experimentellem und theoretischem Interesse ist, scheint dabei fast in Vergessenheit geraten zu sein. Fizeau schließt auf Grund der Hypothese eines ruhenden Äters, daß die Intensität irdischer Lichtquellen durch die jährliche Bewegung der Erde um die Sonne in meßbarer Weise beeinflußt werde. Befinden sich in gleichen Abständen von der Lichtquelle A zwei Punkte B und B' auf der durch A gehenden Bewegungslinie der Erde:



Richtung der Bewegung.

so sollen die Intensitäten der Strahlung in B und B' verschieden sein. Ist die Richtung der Bewegung von B nach B', so hat das in B absorbierte Licht nicht die Strecke $AB = s$ zurückgelegt, sondern eine kleinere Strecke:

$$\frac{s\,v}{v + u},$$

wenn man mit v die Lichtgeschwindigkeit und mit u die Geschwindigkeit der Erde bezeichnet. Das in B' auffallende Licht hat nach Fizeau eine größere Strecke:

$$\frac{s\,v}{v - u}$$

zurückgelegt. Da nun die Intensität der Strahlung umgekehrt proportional dem Quadrate der vom Licht zurückgelegten Strecke ist, so muß die Intensität J in B und B' verschieden sein von derjenigen J_0, welche im Ruhezustand bestehen würde. Fizeau findet demgemäß bei Vernachlässigung von u^2/v^2

$$J = J_0 \left(1 \pm \frac{2u}{v}\right). \tag{1}$$

Setzt man die Werte von u und v ein, so wird

$$J = J_0 \left(1 \pm \frac{1}{5000}\right).$$

Um diese Formel zu prüfen, schlägt Fizeau vor, in den Punkten B und B' zwei gegeneinander geschaltete Thermoelemente zur Bestrahlung aufzustellen, eine vorhandene elektromotorische Kraft zu kompensieren und dann den Apparat um 180^0 zu drehen, sodaß B und B' ihre Lagen vertauschen. Aus dem hierbei auftretenden Galvanometerausschlag ließe sich dann die Formel und damit die Richtigkeit der zu Grunde liegenden Annahme eines ruhenden Äthers prüfen. — Über eine Ausführung des Fizeauschen Versuches ist bisher nichts veröffentlicht worden, was vielleicht der Schwierigkeit zuzuschreiben ist, welche in der Messung eines so kleinen Effektes besteht. Sagt doch Poincaré[1]: „Es ist absolut unmöglich, eine Lichtintensität bis auf $^1/_{5000}$ zu messen."

Auf diesen Vorschlag Fizeaus wurde ich von Hrn. Prof. Kayser aufmerksam gemacht, als ich elektrische Experimente plante, welche gleichfalls die Untersuchung der Frage der Beweglichkeit des Äthers zum Gegenstande hatten.

Obwohl ich nun die theoretischen Voraussetzungen Fizeaus für anfechtbar hielt und eher der Ansicht zuneigte, daß die Erdbewegung ohne Einfluß auf die Intensität sein würde, so hielt ich doch die Ausführung des von Fizeau vorgeschlagenen Versuches aus allgemeineren Gründen für nützlich. Hr. P. Nordmeyer hat unter meiner Leitung die Experimente unternommen mit dem Ergebnis, daß *wenn überhaupt eine Wirkung der Erdbewegung vorhanden ist, diese die Intensität jedenfalls um $^1/_{300\,000}$ nicht ändert.*

Eine eingehende Beschreibung der betreffenden Versuche wird in der demnächst erscheinenden Inaugural-Dissertation des Hrn. P. Nordmeyer erscheinen.

1) H. Poincaré, Electricité et Optique p. 534. 1901.

Der Zweck dieser Mitteilung ist eine theoretische Erörterung der Beeinflussung der Intensität des Lichtes durch die Bewegung.

Was zunächst die Überlegungen Fizeaus betrifft, so liegt ihnen die stillschweigende Voraussetzung zu Grunde, daß bei gemeinsamer Bewegung von Quelle und Beobachter nur die stattfindende Änderung der Amplitude ausschlaggebend sei; daß also die bei Annahme eines ruhenden Äthers eintretende Änderung der Periode der Wellenbewegung des Mediums keinen Einfluß habe.

Fizeau gibt jedoch keine Umschreibung des Mechanismus der Strahlung und der Eigenschaften des Mediums, um eine derartige Auffassung zu stützen. Daß man aber je nach den zu Grunde liegenden Hypothesen die abweichendsten Resultate erzielen kann, geht aus den Arbeiten von Eőtvős[1]) und Ketteler[2]) hervor, welche ebenfalls Theorien über den Einfluß der Bewegung auf die Intensität der Strahlung veröffentlicht haben. Schwer fällt auch bei den genannten drei Physikern ins Gewicht, daß sie die Rolle des Strahlungsdruckes bei der Bewegung von Lichtquelle und Beobachter nicht in Rechnung gezogen haben. Bewegt sich nämlich ein absorbierender Körper gegen die Richtung der Strahlung, so wird eine Arbeit von *äußeren Kräften* geleistet, deren Äquivalent als Wärme in dem Körper auftritt. Definiert man nun die Intensität der Strahlung als diejenige Energie, welche in der Zeiteinheit pro Einheit der senkrecht zur Strahlenrichtung konstruierten Fläche eines total absorbierenden Körpers von letzterem aufgenommen wird — und diese Auffassung des Begriffes der Intensität liegt den bisherigen Entwickelungeu zu Grunde —, so muß ein Außerachtlassen des erwähnten Wärmebetrages zu unrichtigen Werten der Intensität führen.

Wir wenden uns nunmehr der Beantwortung der Frage zu, ob die allgemeinere Maxwellsche Theorie eindeutige Aussagen über eine Beeinflussung der Intensität der Strahlung durch die Bewegung gestattet. Wie wir gleich eingangs hervor-

1) E. Eőtvős, Pogg. Ann. **152.** p. 513—535. 1874.

2) H. Ketteler, Astronomische Undulationstheorie oder die Lehre von der Aberration des Lichtes. Bonn 1873 bei P. Neusser; Pogg. Ann. **154.** p. 260—271. 1875.

heben müssen, erfordert die Behandlung des Gegenstandes auf Grund der Maxwellschen Theorie die Zulassung einer Voraussetzung, welche angesichts unserer fast vollständigen Unkenntnis molekularer Vorgänge als durchaus willkürlich bezeichnet werden muß: Die Annahme, daß die Schwingungsbewegungen der molekularen Strahlungsquellen selbst durch die Bewegung nicht geändert werden.

An Stelle der molekularen Lichterreger setzen wir ein System Hertzscher Oszillatoren. Es wäre zunächst die Intensität der Srahlung zu berechnen, welche von einem ruhenden System herrührt. Alsdann wäre abzuleiten, wie sich diese Intensität an dem betrachteten Punkte ändert, wenn die Quelle sich mit geradliniger gleichförmiger Geschwindigkeit bewegt. Schließlich wäre zu zeigen, welchen Wert die Intensität annimmt, wenn der total absorbierende Körper sich ebenso bewegt wie die Lichtquelle.

Man wird zugeben, daß es hinreichen wird, an Stelle eines Systems von Oszillatoren einen einzelnen Oszillator in Betracht zu ziehen, indem durch einfache geometrische Superposition die Wirkung mehrerer Erreger ableitbar ist.

Die Maxwellschen Gleichungen, welche die Grundlage für elektromagnetische Strahlung bilden, sind für ein isotropes Medium:

$$\operatorname{curl} \mathfrak{E} = -\mu \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t}, \tag{1}$$

$$\operatorname{curl} \mathfrak{H} = K \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}, \tag{2}$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{E} = 0, \quad \operatorname{div} \mathfrak{H} = 0. \tag{3}$$

Wir denken uns einen Hertzschen Oszillator im Anfangspunkte eines rechtwinkligen Koordinatensystems. Die Richtung der Schwingungen falle in die Richtung der Z-Achse. Es ist dann das Kraftfeld symmetrisch um diese Achse. Ist dann $\mathfrak{A}$ eine Lösung der Gleichung:

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{A}}{\partial t^2} - v^2 \nabla^2 \mathfrak{A} = 0, \tag{4}$$

so läßt sich nach Hertz durch Substitution in (1), (2) und (3) leicht zeigen, daß $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ sich in folgender Weise durch A, den Tensor von $\mathfrak{A}$ darstellen lassen:

$$(5)\quad \begin{cases} E_x = \dfrac{\partial^2 A}{\partial x \partial z}, & E_y = -\dfrac{\partial^2 A}{\partial y \partial z}, \quad E_z = \dfrac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 A}{\partial y^2}. \\ H_x = K \dfrac{\partial^2 A}{\partial y \partial t}, & H_y = -K \dfrac{\partial^2 A}{\partial x \partial t}, \quad H_z = 0. \end{cases}$$

Wir setzen als partikuläre Lösung für $\mathfrak{A}$:

$$(6)\qquad \mathfrak{A} = \frac{\mathfrak{a}}{r} \sin n\left(\frac{r}{v} - t\right),$$

wo $n/2\pi$ die Anzahl von Schwingungen bedeutet, welche der Oszillator in der Zeiteinheit erregt; t ist die Zeit, r der Abstand vom Anfangspunkt. a ist ein konstanter Vektor in der Richtung der zunehmenden z, dessen Zahlenwert von den Dimensionen des Oszillators abhängt.

Wir betrachten nun das Kraftfeld in einem Punkte auf der X-Achse, welcher sehr weit vom Anfangspunkte entfernt ist. Dann werden höhere Potenzen von $1/r$ zu vernachlässigen sein gegen niedrige und eine Wellenlänge wird gegen r verschwindend klein sein.

Für Punkte auf der X-Achse ist

$$(6\text{a})\qquad \mathfrak{A} = \frac{\mathfrak{a}}{x} \sin n\left(\frac{x}{v} - t\right).$$

$\mathfrak{A}$ ist also nur noch Funktion von x und von t. Folglich gemäß den Gleichungen (5)

$$(7)\qquad E_x = E_y = 0, \quad E_z = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2},$$

$$(8)\qquad H_x = H_z = 0, \quad H_y = -K \frac{\partial^2 A}{\partial x \partial t}.$$

Durch Einsetzen von (6a) wird:

$$(9)\qquad E_z = -\frac{a n^2}{x v^2} \sin n\left(\frac{x}{v} - t\right),$$

$$(10)\qquad H_y = \frac{a n^2 K}{x v} \sin n\left(\frac{x}{v} - t\right).$$

Nach dem Poyntingschen Theorem strömt durch eine in dem Punkte konstruierte der yz-Ebene parallele Einheitsfläche ein Energiestrom $\mathfrak{W}$:

$$\mathfrak{W} = \frac{1}{4\pi} [\mathfrak{E}\mathfrak{H}],$$

und da nach (9) und (10) $\mathfrak{E}$ senkrecht zu $\mathfrak{H}$, so wird:

$$(11)\qquad W = \frac{a^2 n^4 K}{4\pi x^2 v^3} \sin^2 n\left(\frac{x}{v} - t\right).$$

Ein in dem Punkte befindlicher absolut absorbierender Körper, dessen dem Oszillator zugewandte Fläche parallel der yz-Ebene ist, wird den Mittelwert dieses Betrages pro Flächen- und Zeiteinheit absorbieren. Der Mittelwert von (11) während einer vollen Periode ist:

$$W_m = \frac{a^2 n^4 K}{8 \mu x^2 v^3}. \tag{11a}$$

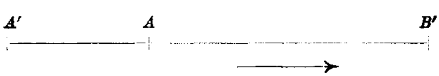
Aus dieser Gleichung folgt, daß die Intensität der Strahlung von dem Quadrat der Amplitude und der vierten Potenz der Anzahl der Schwingungen des Mediums pro Sekunde abhängig ist.

Bewegt sich nun der Oszillator geradlinig in Richtung der zunehmenden x, so wird die Intensität der Strahlung aus zwei Ursachen eine Änderung erleiden. Erstens ändert sich die Amplitude. Zweitens ändert sich die Schwingungszahl nach dem Dopplerschen Prinzip.

Unter Änderung der Schwingungszahl ist die Änderung der periodischen Störung des Mediums verstanden, indem wir ja vorausgesetzt haben, daß die Schwingungsbewegung des Erregers nicht beeinflußt werde. Nach dem Dopplerschen Prinzip wird nun die Frequenz $n'/2\pi$ der Wellenbewegung, wenn sich eine Lichtquelle A auf einen Punkt B' zu bewegt, in diesem Punkte (vgl. Figur)

$$\frac{n'}{2\pi} = \frac{n}{2\pi}\left(1 + \frac{u}{v}\right).$$

Die Änderung der Amplitude berechnet sich ganz im Einklang mit den eingangs erwähnten Überlegungen Fizeaus. Zur Zeit t_0 befindet sich der Oszillator in A.



Die Strahlung, welche in einem gegebenen Zeitpunkt in B' eintrifft, hat die Lichtquelle bez. den Oszillator zur Zeit t verlassen. Zu dieser Zeit befand sich aber der Oszillator noch nicht in A, sondern in A'. Nun ist

$$A'B' = (t_0 - t)v,$$
$$A'A = (t_0 - t)u.$$

Bezeichnen wir den Abstand des Oszillators von B' zur Zeit t_0 mit d, wo $d = AB'$, so wird:

$$A'B' = d\left(1 + \frac{u}{v}\right).$$

Folglich wird die Amplitude der Strahlung im Verhältnis $1 : (1 + u/v)$ verringert. Und es wird die Intensität der Strahlung im Punkte B' anstatt:

$$W = \frac{a^2 n^4 K}{8 \pi x^2 v^3},$$

$$W' = \frac{K a^2 n^4 \left(1 + \frac{u}{v}\right)^4}{8 \pi x^2 v^3 \left(1 + \frac{u}{v}\right)^2}.$$

Vernachlässigen wir höhere Potenzen von u/v, so wird:

$$W' = \frac{K a^2 n^4 \left(1 + \frac{2u}{v}\right)}{8 \pi x^2 v^3}.$$

Die Maxwellsche Theorie führt also zu dem Ergebnis, *daß die Intensität einer Lichtquelle, welche sich mit der Geschwindigkeit u auf einen Punkt zu bewegt, $(1 + 2u/v)$ mal größer ist, als wenn dieselbe in demselben Abstande ruhte.*

Daß eine translatorische Bewegung senkrecht zu AB' ohne Einfluß sein muß, ist so offenbar, daß wir nicht näher auf diesen Punkt einzugehen haben.

Das abgeleitete Resultat bildet die Grundlage zu dem nunmehr zu untersuchenden Falle, wo Lichtquelle und schwarzer Körper eine gleichgerichtete gemeinsame Geschwindigkeit haben.

Zunächst ist einleuchtend, daß, wenn sich der absorbierende Körper in Richtung des mit der Lichtgeschwindigkeit v fließenden Energiestromes bewegt, letzterer *mit einer relativen Geschwindigkeit $v - u$* sich gegen den schwarzen Körper bewegt. Die infolge dieser Strömung absorbierte Energie W'' ist daher nur der $(v-u)/v^{\text{te}}$ Teil derjenigen, welche im Ruhezustand vom schwarzen Körper aufgenommen wird:

$$W'' = \frac{K a^2 n^4 \left(1 + \frac{2u}{v}\right)\left(1 - \frac{u}{v}\right)}{v^3 x^2 8 \pi}$$

Von diesem Betrage ist noch die von der Strahlungskraft geleistete Arbeit abzuziehen. Indem sich nämlich der Körper mit der Geschwindigkeit u in Richtung der Strahlung fortbewegt, leistet die Strahlungsdruckkraft eine Arbeit, welche gleich ist dem Produkte aus der Kraft und dem in der Zeiteinheit zurückgelegten Weg. Offenbar kann diese Arbeit nur auf Kosten der vom Körper absorbierten Wärme geleistet werden.

Nach Maxwell ist der Strahlungsdruck P numerisch gleich dem Inhalt der elektromagnetischen Energie pro Volumeneinheit, und dieser Inhalt ist gleich dem Energiestrom W', dividiert durch v. Das heißt:

$$P = \frac{K a^2 n^4}{8 \pi v^3 x^2} \left(1 + \frac{2 u}{v}\right) \frac{1}{v}\,.$$

Die von P in der Zeiteinheit geleistete Arbeit ist daher pro Quadratzentimeter bestrahlter Fläche:

$$P u = \frac{K a^2 n^4}{8 \pi v^3 x^2} \left(1 + \frac{2 u}{v}\right) \frac{u}{v}\,.$$

Zieht man diesen Betrag von W'' ab, so findet man für die bei gemeinsamer Bewegung von Lichtquelle und absorbierendem Körper bestehende Intensität unter Vernachlässigung von u^2/v^2:

$$\begin{aligned} W''' &= W'' - P u\,, \\ &= W'\,. \end{aligned}$$

Vernachlässigt man höhere Potenzen von u/v, so wird die Intensität der Strahlung bei gemeinsamer translatorischer Bewegung von Lichtquelle und Beobachter nicht geändert.

Das Resultat der im hiesigen Institut ausgeführten Versuche befindet sich also nicht im Gegensatz zur Maxwellschen Theorie.

Daß auch auf Grund der spezielleren Voraussetzungen der Lorentzschen Theorie kein wahrnehmbarer Einfluß der Erdbewegung auf irdische Lichtquellen zu erwarten ist, folgt aus einer in den Sitzungsberichten der Amsterdamer Akademie erschienenen Abhandlung von H. A. Lorentz.[1]

Lorentz gibt nur einen Überblick über die Entwickelungen, indem er auf sein Werk „Versuch einer Theorie der

---

1) H. A. Lorentz, Kgl. Akad. d. Wissensch. zu Amsterdam p. 678 bis 681. 1902.

optischen Erscheinungen“ hinweist. Im wesentlichen gestaltet sich die Theorie eines Einflusses der Erdbewegung auf irdische Lichtquellen auf Grund der Elektronenhypothese wie folgt.

Die Grundgleichungen für die elektrische Verschiebung $\mathfrak{D}$ und die magnetische Kraft $\mathfrak{H}$ sind für den reinen Äther, d. h. außerhalb der Materie:

$$\operatorname{curl} \mathfrak{H} = 4\pi \left\{ \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t} + \operatorname{curl} [\mathfrak{p} \mathfrak{D}], \right. \tag{1}$$

$$\mathfrak{F} = 4\pi v^2 \mathfrak{D} + [\mathfrak{p} \mathfrak{H}]. \tag{2}$$

$\mathfrak{F}$ bedeutet die gesamte auf die Einheit der Ladung ausgeübte Kraft; $\mathfrak{p}$ ist die Erdgeschwindigkeit. Das Zeichen $\partial / \partial t$ bedeutet eine Differentiation bei konstanten relativen Koordinaten, d. h. bei Konstanz der Koordinaten eines an der Bewegung der Erde teilnehmenden Koordinatensystems. Man setzt zunächst:

$$\mathfrak{H}' = \mathfrak{H} - 4\pi [\mathfrak{p} \mathfrak{D}], \tag{3}$$

dann schreibt sich (1)

$$\operatorname{curl} \mathfrak{H}' = 4\pi \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t}. \tag{4}$$

Man führt ferner eine andere Zeit t' ein:

$$t' = t - \frac{\mathfrak{p}\, \mathfrak{r}}{v^2}, \tag{5}$$

wo

$$\mathfrak{r} = \mathfrak{i}\, x + \mathfrak{j}\, y + \mathfrak{k}\, z.$$

Dann wird der Operator ∇ sich ebenfalls ändern, sodaß für einen beliebigen Vektor $\mathfrak{C}$

$$\nabla \mathfrak{C} = \nabla' \mathfrak{C} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial t'} [\mathfrak{p} \mathfrak{C}]. \tag{6}$$

Das Symbol ∇' bedeutet eine Variation bei konstantem t'.

Daher nimmt $\operatorname{curl} \mathfrak{H}'$ die Form an:

$$\operatorname{curl} \mathfrak{H}' = [\nabla \mathfrak{H}'] = \operatorname{curl}' \mathfrak{H}' - \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial t'} [\mathfrak{p} \mathfrak{H}']. \tag{7}$$

Hier deutet curl' eine Variation bei konstantem t' an.

Gemäß Gleichung (4) ist dann:

$$\operatorname{curl}' \mathfrak{H}' - \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial t'} [\mathfrak{p} \mathfrak{H}'] = 4\pi \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t}. \tag{8}$$

Aus Gleichung (2) kann man aber den Wert für die rechte Seite einsetzen und erhält:

$$\text{(9)} \qquad \operatorname{curl}' \mathfrak{H}' = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial t'} [\mathfrak{p} (\mathfrak{H}' - \mathfrak{H})] + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial t'} \mathfrak{F}.$$

Setzt man aus (3) den Wert von $\mathfrak{H}' - \mathfrak{H}$ in der ersten Term der rechten Seite ein, so erkennt man sofort, daß dieser Term den Faktor $\mathfrak{p}^2/v^2$ erhält. Solche Ausdrücke vernachlässigen wir und erhalten demgemäß:

$$\text{(10)} \qquad \operatorname{curl}' \mathfrak{H}' = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial t'} \mathfrak{F}.$$

Wir führen nun eine Hülfsgröße ψ ein und setzen

$$\text{(11)} \qquad \mathfrak{H}' = - \operatorname{curl}' \psi,$$

wo

$$\text{(12)} \qquad \psi = - \frac{\partial'}{\partial t} \left(\frac{\mathfrak{m}}{r_0} \right),$$

$\mathfrak{m}$ bezeichnet Lorentz als das elektrische Moment des Elektrons, d. h. als das Produkt aus seiner Ladung und seiner Verschiebung aus der Gleichgewichtslage.

Es läßt sich zeigen, daß dieser Wert von ψ allen Anforderungen genügt, d. h. die Gleichungen (1) und (2) befriedigt, wenn für $\mathfrak{m}$ gesetzt wird:

$$\text{(13)} \qquad \mathfrak{m} = \mathfrak{a} \cos n \left(t' - \frac{r}{v} \right).$$

Es sei nun $\mathfrak{m}$ ein Vektor in Richtung der zunehmenden y, also $\mathfrak{m} = \mathfrak{j}\, m$. Wir untersuchen dann das von dem schwingenden Elektron erzeugte Feld sehr weit entfernt von demselben, sodaß gegen r_0 die Wellenlänge und die Amplitude verschwindend klein sind. Das Elektron befinde sich im Anfangspunkt des mitbewegten Koordinatensystems. Dann ist in einem Punkte der positiven X-Achse:

$$\text{(14)} \qquad \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{H}' &= - \operatorname{curl}' \mathfrak{A} = \frac{\partial}{\partial t'} \operatorname{curl}' \frac{\mathfrak{m}}{r_0} \\ &= \mathfrak{k} \frac{\partial}{\partial t'} \left(\frac{\partial}{\partial x} \right)' \frac{a}{r_0} \cos n \left(t' - \frac{x}{v} \right) \\ &= \mathfrak{k} \frac{a\, n^2}{r_0\, v} \cos n \left(t' - \frac{x}{v} \right) \end{aligned} \right.$$

und

$$\operatorname{curl}' \mathfrak{H}' = \frac{\partial}{\partial t'} \operatorname{curl}'^{\,2} \frac{\mathfrak{a}}{r_0} \cos n \left(t' - \frac{x}{v} \right).$$

Nun ist:

$$\operatorname{curl}' \mathfrak{H}' = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial t'} \mathfrak{F},$$

daher:

$$(15) \quad \begin{cases} \frac{1}{v^2} \mathfrak{F} = \operatorname{curl}'^2 \frac{\mathfrak{a}}{r_0} \cos n \left(t' - \frac{x}{v}\right) \\ \quad = \left\{ \nabla' \left(\nabla' \frac{\mathfrak{m}}{r_0} \right) - \nabla'^2 \frac{\mathfrak{m}}{r_0} \right\} = - \nabla'^2 \left(\frac{\mathfrak{m}}{r_0} \right) \\ \quad = - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\mathfrak{a}}{r_0} \cos n \left(t' - \frac{x}{v}\right) \\ \quad = \frac{\mathfrak{a}}{r_0} \frac{n^2}{v^2} \cos n \left(t' - \frac{x}{v}\right). \end{cases}$$

Diesen Wert setzen wir in Gleichung (2) ein und erhalten:

$$(16) \qquad 4 \pi \mathfrak{D} = \frac{\mathfrak{a}}{r_0} \frac{n^2}{v^2} \cos n \left(t' - \frac{x}{v}\right) + \frac{1}{v^2} [\mathfrak{H} \mathfrak{p}].$$

Da wir Glieder mit dem Faktor p^2/v^2 vernachlässigen, so dürfen wir die rechte Seite auch schreiben:

$$(17) \qquad 4 \pi \mathfrak{D} = \frac{\mathfrak{a}}{r_0} \frac{n^2}{v^2} \cos n \left(t' - \frac{x}{v}\right) + \frac{1}{v^2} [\mathfrak{H}' \mathfrak{p}].$$

Gleichung (14) liefert für $\mathfrak{H}'$:

$$(18) \qquad \mathfrak{H}' = \frac{\mathfrak{k}\, a\, n^2}{r_0\, v} \cos n \left(t' - \frac{x}{v}\right).$$

Folglich nimmt (17) die Form an:

$$4 \pi \mathfrak{D} = \frac{a\, n^2}{r_0\, v^2} \cos n \left(t' - \frac{x}{v}\right) + \frac{p\, n^2\, \mathfrak{a}}{v^3\, r_0} \cos n \left(t' - \frac{x}{v}\right),$$

$$\mathfrak{D} = \frac{\mathfrak{a}\, n^2}{r_0\, 4 \pi\, v^2} \left(1 + \frac{p}{v}\right) \cos n \left(t' - \frac{x}{v}\right).$$

Dieses ist der Wert der elektrischen Verschiebung, wie sie von einem an der Bewegung nicht teilnehmenden Beobachter wahrgenommen wird.

Setzt man die gefundenen Werte von $\mathfrak{H}'$ und $\mathfrak{D}$ in Gleichung (3) ein, so ergibt sich:

$$(19) \qquad \mathfrak{H} = \mathfrak{k} \frac{a\, n^2}{r_0\, v} \left(1 + \frac{p}{v}\right) \cos n \left(t' - \frac{x}{v}\right).$$

L o r e n t z bildet nun weiter den Ausdruck für die elektromagnetische Energie der Volumeneinheit, *U*:

$$U = 2 \pi v^2 \mathfrak{D}^2 + \frac{1}{8 \pi} \mathfrak{H}^2$$

$$= \frac{a^2\, n^4}{r_0^2\, v^2\, 4 \pi} \left(1 + \frac{p}{v}\right)^2 \cos^2 n \left(t' - \frac{x}{v}\right).$$

Und der Mittelwert hiervon während einer vollen Periode ist:

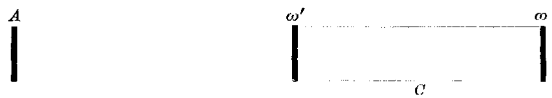
$$U = \frac{a^2 n^4}{8 \pi v^2 r_0^2} \left(1 + \frac{p}{v}\right)^2 .$$

Folglich ist die Energiemenge, welche in der Zeiteinheit durch eine senkrecht zur Strahlenrichtung stehende, in Bezug auf den Äther ruhende Fläche ω' strömt:

$$U v \omega' = \frac{a^2 n^4}{8 \pi v r_0^2} \left(1 + \frac{p}{v}\right)^2 \omega' .$$

Der Ausdruck $U v$ stellt die Intensität der Strahlung für einen im Äther ruhenden Beobachter dar.

Nach Lorentz ändert sich nun die von einem schwarzen Körper aufgenommene Energie, wenn ihm dieselbe Bewegung erteilt wird, wie der Lichtquelle.



Bedeutet in der Figur A eine irdische Lichtquelle, ω' die im Äther ruhende Bodenfläche des Zylinders C, und ω die an der Erdbewegung teilnehmende Fläche, so wird, wenn die Bewegungsrichtung $A\omega$ ist, der Energieinhalt des Zylinders zunehmen, und zwar um den Betrag

$$p\, U \omega$$

in der Zeiteinheit. Um diesen Betrag verringert sich die von ω aufgenommene Energie. Ferner verringert sich letztere infolge der von der Druckkraft der Strahlung geleisteten Arbeit. Die auf die Fläche ω wirkende Kraft ist:

$$U \omega .$$

Daher ist die Arbeit dieser Kraft in der Zeiteinheit:

$$U \omega p .$$

Im ganzen wird daher von ω absorbiert:

$$U v \omega - 2\, U p \omega .$$

Setzt man den Wert von U ein und vernachlässigt p^2/v^2, so erhält man den Wert für die Intensität irdischer Lichtquellen:

$$\frac{a^2 n^4}{8 \pi v r_0^2} .$$

Die Intensität wird also nicht beeinflußt durch die Erdbewegung.

Aus den gegebenen Entwickelungen erhellt, daß die Hypothese eines ruhenden Äthers mit dem Resultate der von Hrn. Nordmeyer ausgeführten Versuche nicht im Widerspruche steht. Wir dürfen aber diese Versuche nicht als positive Stütze der Lorentzschen Theorie auffassen. Vielmehr scheinen dieselben eine weitere Begründung der sich immer mehr geltend machenden Erkenntnis zu liefern, daß elektrische und magnetische, ebenso wie die Strahlungserscheinungen nur beeinflußt werden, wenn Materie sich relativ zu Materie bewegt.

Keine einzige Erfahrungstatsache widerspricht dieser Auffassung. Wollte man sich konsequent auf diesen Standpunkt stellen, so müßte man auf das von den Ätherhypothesen gewährte Bild einer zeitlichen Ausbreitung elektromagnetischer Störungen verzichten. Fällt aber dieser Verzicht so schwer in die Wagschale gegenüber der Tatsache, daß die Hypothese eines ruhenden Äthers sich sowohl mit dem Experiment — ich meine das Michelson-Morleysche — als auch mit einem sehr wichtigen Prinzip der Mechanik: der Erhaltung des Schwerpunktes, im Widerspruch befindet? Mit dem Satze: Es gibt nur Wirkungen von Materie zu Materie, würde man die künstlich von der Materie in den Äther verlegten Eigenschaften in die Materie zurückverlegen und so von einer dualistischen Naturauffassung zu einer monistischen übergehen.

Die Gleichungen des elektromagnetischen Feldes würden in ihrer Form weniger als in ihrer Deutung geändert werden. Die von mir auf Grund der Hypothese eines ruhenden Äthers gegebenen Gleichungen[1]) wären dann in der Weise zu deuten, daß die Geschwindigkeiten $\mathfrak{u}$ als relativ zur Materie aufzufassen wären:

$$\mathfrak{E} = [\mathfrak{B}\,\mathfrak{u}] - \nabla V,$$

$$\mathfrak{H} = [\mathfrak{u}\,\vartheta] - \nabla \varphi,$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{D} = 0; \quad \operatorname{div} \mathfrak{B} = 0.$$

Diese Gleichungen beziehen sich auf die Bewegungen von Ladungen und von Magneten bez. stromführenden Leitern.

Bewegt sich dielektrische Materie geradlinig relativ zu geladenen Körpern, so ist:

$$\mathfrak{H} = (K - 1)[\mathfrak{u}\,\mathfrak{E}].$$

1) A. H. Bucherer, Ann. d. Phys. 8. p. 326. 1902.

Bewegt sich ein paramagnetisches Medium geradlinig relativ zu stromführenden Leitern oder zu Magneten, so ist:

$$\mathfrak{E} = (\mu - 1)[\mathfrak{H}\,\mathfrak{u}].$$

Von den vielfachen bemerkenswerten Konsequenzen einer solchen Auffassung der elektromagnetischen Erscheinungen möchte ich nur kurz eine erwähnen, welche für die Elektronentheorie von besonderer Wichtigkeit ist.

Ein geladener Körper, welcher von aller anderen Materie weit entfernt ist, wird im Gegensatz zur Maxwell-Lorentzschen Theorie kein magnetisches Feld mit sich führen, wenn er sich mit gleichförmiger Geschwindigkeit bewegt. Ein Beobachter, welcher an der Bewegung teilnimmt, wird ferner weder eine Änderung der elektrischen Kraft noch der elektrischen Energie wahrnehmen. Ein geladener Kondensator wird deshalb infolge der Erdbewegung kein magnetisches Feld mit sich führen. Der Begriff der elektromagnetischen Masse eines Elektrons wäre folglich ohne Einbeziehung der Umgebung nicht definierbar, wodurch die großen Schwierigkeiten einer elektromagnetischen Begründung der Mechanik noch erhöht werden würden.

Bonn, den 6. Februar 1903.

(Eingegangen 7. Februar 1903.)