kontravarianten Geschwindigkeitskomponenten multipliziert die physikalisch bedeutsamen (also kovarianten) Impulskomponenten ergibt. Die Formeln (7) zeigen, daß auf Grund dieser Erklärung die Masse der Bewegung im statischen Schwerefelde nicht mehr durch einen Skalar charakterisiert wird, sondern durch einen symmetrischen Tensor zweiter Stufe im Streckenraum mit den kovarianten Komponenten:

$$m_{ik} = \frac{m_0 \gamma_{ik}}{\sqrt{g_{44} - \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^2}}. \qquad (10)$$

Daß die träge Masse im statischen Felde in verschiedenen Richtungen verschiedene Werte hat, wurde in einem speziellen Fall bereits bei früherer Gelegenheit bemerkt[1]). In pseudoeuklidischer Umgebung geht (10) in den bekannten Skalar der speziellen Relativitätstheorie über. Dagegen ist zu beachten, daß m_{ik} für unendlich kleine Geschwindigkeiten

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} = 0\right)$$

im allgemeinen ein Tensor und demnach von der skalaren „statischen Masse" m_0^* verschieden bleibt.

Beschränken wir uns auf kleine Geschwindigkeiten und den in der Einleitung gekennzeichneten speziellen Fall, so ist unsere Formel (10) nur mit dem Einsteinschen Werte (1a) in Übereinstimmung, und auch da besteht noch der Unterschied, daß nach unserer Rechnung die Formel (1a) für beliebige Werte der Determinante $\sqrt{A^3 B}$ gilt. Dieser Unterschied klärt sich so auf, daß Einstein nicht von den Ausdrücken (5), sondern von den entsprechenden Ausdrücken für Impuls- und Energiedichte — im Weylschen Sinne — ausgeht. Seine Formeln sind darum noch durch die Wurzel aus der Determinante zu dividieren — was natürlich bei der Beschränkung auf den Fall $\sqrt{A^3 B} = 1$ ohne Belang ist — und gelten dann allgemein.

Das Verfahren, welches Thirring zur Berechnung der Massenveränderlichkeit benutzt, ist für diesen Zweck ungeeignet, weil es von der Gleichung für die Beschleunigung — zudem in kontravarianter Form — und nicht von derjenigen für den Impuls ausgeht. Was endlich die v. Lauesche Formel (1b) betrifft, so empfiehlt sie sich dadurch, daß die „Masse der Bewegung" ein Skalar wird; trotzdem möchten wir glauben, daß nur die Darstellung (10) den Sachverhalt völlig wiedergibt, weil nur sie sich auf diejenigen Impulskomponenten stützt, über welche der Impulssatz etwas aussagt. So wäre es doch auch in der klassischen Mechanik ungewöhnlich, als Impulskomponente in Richtung einer Winkelkoordinate φ den Ausdruck $m_0 \dot{\varphi}$ anzusprechen[1]).

Schließt man sich dagegen der Darstellung (10) an, so wird dadurch allerdings auch eine veränderte Auffassung des Massenbegriffs in der gewöhnlichen Mechanik nahegelegt. Bei der Wahl von beliebigen krummlinigen Koordinaten würde der Tensor:

$$m_{ik} = m_0 \gamma_{ik} \qquad (11)$$

als „verallgemeinerte Masse" neben die verallgemeinerten Koordinaten und Kräfte treten. Wir können aber hierin nichts sehen, was unserer Auffassung widerspräche. Wählt man z. B. Zylinderkoordinaten $x^1 = r$, $x^2 = \varphi$, $x^3 = z$, so tritt als m_{22}-Komponente in durchaus sinngemäßer Weise das Trägheitsmoment $m_0 r^2$ auf.

1) G. Jaffé, Ann. d. Phys. 67, 212, 1922.

1) Man vergleiche auch die Begründung, die Einstein (Berl. Ber. 1914, S. 1060 Anm.) dafür gibt, daß nur den kovarianten Impulskomponenten physikalische Bedeutung zuzuschreiben ist.

Leipzig, Juni 1922.

(Eingegangen 4. Juli 1922.)

Über einen Widerspruch zwischen der elektrodynamischen und der relativistischen Theorie der elektromagnetischen Masse.

Von Enrico Fermi.

1. Bekanntlich führen einfache elektrodynamische Betrachtungen[1]) zum Werte $\frac{4}{3}\frac{U}{c^2}$ für die elektromagnetische Masse einer sphärischen Elektrizitätsverteilung von der elektrostatischen Energie U, wenn c die Geschwindigkeit des Lichtes bedeutet. Andererseits ergeben bekanntlich relativistische Betrachtungen für die Masse eines, die Energie U enthaltenden Systemes den Wert $\frac{U}{c^2}$. Wir stehen also vor einem Widerspruch zwischen den beiden Auffassungen, den aufzuklären mir nicht unwichtig scheint, besonders mit Rücksicht auf die große Wichtigkeit, welche die elektromagnetische Masse für die allgemeine Physik als Grundlage der Elektronentheorie der Materie besitzt.

Insbesondere werden wir beweisen: Die Verschiedenheit zwischen den zwei Werten rührt daher, daß man in der gewöhnlichen elektro-

1) M. Abraham, Theorie der Elektrizität; Lorentz, The theory of electrons, S. 37; Richardson, Electron Theory of matter, Chapter XI.

dynamischen Theorie der elektromagnetischen Masse, wenn auch nicht explizit, einen relativistisch unzulässigen Begriff vom starren Körper anwendet. Dagegen führt der relativistisch natürlichste und berechtigtste Begriff vom starren Körper zum Werte $U:c^2$ für die elektromagnetische Masse.

Wir bemerken noch, daß die relativistische Dynamik des Elektrons von M. Born[1]) studiert wurde, aber von einem Standpunkt, der sich nur teilweise von dem gewöhnlichen elektrodynamischen unterschied, so daß für die Elektronenmasse natürlich der Wert $\frac{4}{3}\frac{U}{c^2}$ gefunden wurde.

In dieser Arbeit wird uns als Grundlage das Hamiltonsche Prinzip dienen, als das zweckmäßigste für die Behandlung eines sehr komplizierten Bedingungen unterworfenen Problems, Bedingungen, die von anderer Natur sind, als die in der gewöhnlichen Mechanik betrachteten, weil sich unser System nach der Relativitätstheorie in der Richtung seiner Bewegung zusammenziehen muß. Wir bemerken aber, daß obwohl diese Zusammenziehung von der Größenordnung $v^2:c^2$ ist, sie die wichtigsten Glieder der elektromagnetischen Masse, d. h. die Ruhmasse ändert.

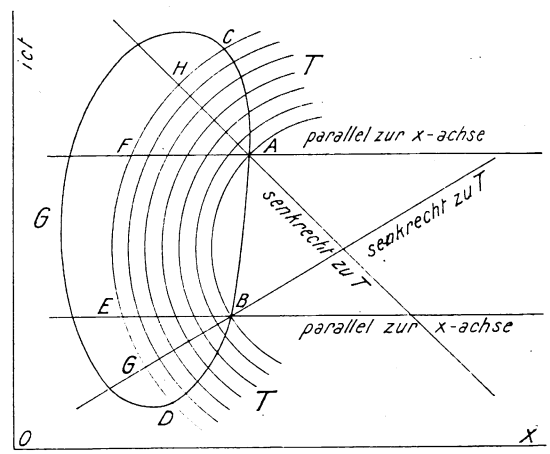
2. Betrachten wir ein System von elektrischen, von einem starren Dielektrikum zusammengehaltenen Ladungen, das unter der Wirkung eines, teils vom System selbst, teils von äußeren Ursachen herrührenden elektromagnetischen Feldes, eine Weltröhre in der Welt[2]) beschreibt. Wir nehmen weiter an, daß die Bewegung translatorisch ist, worunter wir verstehen: Wenn wir irgendein Lorentz-Einsteinsches Bezugssystem betrachten und annehmen, daß in ihm zu einem gewissen Augenblick, z. B. zur Zeit Null, ein Punkt unseres Ladungssystems ruhe, so müssen im gleichen Bezugssysteme alle Punkte des Ladungssystems zur Zeit Null ruhen. Hieraus folgt, daß die Weltlinien der Punkte unseres Systemes die orthogonalen Bahnen einer Schar linearer Räume sind; die Starrheit wird durch die Bedingung ausgedrückt, daß die Gestalt des Systems in diesen Räumen unverändert bleibt.

Um das Hamiltonsche Prinzip anwenden zu können, brauchen wir eine die Bedingung der Starrheit erfüllende Variation der Bewegung unseres Systems. Nun werden wir beweisen, daß man zu $\frac{4}{3}\frac{U}{c^2}$ oder zu $\frac{U}{c^2}$ als elektromagnetische Masse geführt wird, je nachdem man das erste oder das zweite der beiden Variationssysteme wählt, die wir im Folgenden definieren und mit den Buchstaben A und B bezeichnen werden.

Die Variation A ist jedoch, wie wir sogleich sehen werden, auszuschließen, weil sie in Widerspruch mit der Relativitätstheorie steht.

T sei die vom Systeme beschriebene Weltröhre. In der Figur haben wir den Raum eindimensional durch die X-Achse angedeutet und die Zeit t durch ict ersetzt, um eine definite Metrik zu gewinnen.

Variation A: Man betrachtet, als eine der Bedingung der Starrheit genügende Variation eine im gewöhnlichen kinematischen Sinne starre



infinitesimale zum Raume (x, y, z) parallele Verschiebung der zum gleichen Raum parallelen Querschnitte der Weltröhre. In der Figur werden wir diese Variation erhalten, indem wir alle Querschnitte $t = \text{const}$ der Röhre um willkürliche infinitesimale Strecken parallel zur X-Achse verschieben. Beschränken wir uns auf die Betrachtung der translatorischen Verschiebungen, so sind δx, δy, δz willkürliche Funktionen der Zeit und δt ist $= 0$.

Variation B: Man betrachtet als eine der Bedingung der Starrheit genügende Variation eine im gewöhnlichen kinematischen Sinne starre, infinitesimale zur Weltröhre senkrechte Verschiebung der Normalschnitte der Weltröhre. In der Figur werden wir eine solche Variation erhalten, indem wir alle Normalschnitte der Röhre parallel zu sich selbst um willkürliche infinitesimale Strecken verschieben.

Um das Hamiltonsche Prinzip anwenden zu können, müssen wir unsere Variationen der

1) M. Born, Ann. d. Phys. 30, 1, 1909.

2) Wir betrachten die Welt als euklidisch, weil wir annehmen, daß die elektromagnetischen Felder, die in ihr vorkommen, nicht stark genug sind, um ihre metrische Struktur zu ändern.

weiteren Bedingung unterwerfen, an den Grenzen des willkürlichen Integrationsfeldes G zu verschwinden. Wegen dieser weiteren Bedingung zieht sich bei Anwendung des Variationssystems A das Integrationsfeld zu $ABEF$ zusammen; denn in den Feldern BDE, ACF müssen die δx, δy, δz verschwinden, weil sie für konstant $t = \text{const}$ sein müssen und an den Grenzen von G, also auf den Strecken BD, AC verschwinden. Wenden wir dagegen das Variationssystem B an, so zieht sich aus denselben Gründen das Integrationsfeld auf $ABGH$ zusammen.

Es ist nun sofort zu sehen, daß die Variation A mit der Relativitätstheorie im Widerspruch ist, weil sie keinen invarianten Charakter den Welttransformationen gegenüber besitzt und den willkürlichen Raum xyz zugrunde legt. Die Variation B besitzt dagegen den gewünschten invarianten Charakter und legt immer den Eigenraum, d. h. den zur Weltröhre senkrechten Raum zugrunde, sie ist daher zweifellos der vorigen vorzuziehen.

3. Bezeichnen wir je nach Bequemlichkeit mit (t, x, y, z) oder mit (x_0, x_1, x_2, x_3) die Raum-Zeit-Koordinaten und sei F_{ik} das elektromagnetische Feld.

Das Hamiltonsche Prinzip, daß die Maxwell-Lorentzschen, die Newtonschen und die mechanischen Gesetze zusammenfaßt, lautet[1]): Die Gesamtwirkung, d. h. die Summe der Wirkungen des elektromagnetischen Feldes, der elektrischen Ladungen, der materiellen Massen und, im Falle der allgemeinen Relativitätstheorie, des metrischen Feldes, bleibt stationär bei einer willkürlichen, den Problembedingungen genügende, und an den Grenzen des willkürlichen Integrationsfeldes „G" verschwindenden Variation der Komponenten des Viererpotentials, der Koordinaten der Punkte der von den Ladungen und den Massen beschriebenen Weltlinien und der Komponenten des metrischen Tensors.

In unserm Fall aber bleibt das metrische Feld unverändert, weil wir es als euklidisch angenommen haben, die materiellen Massen fehlen, und die einzigen zu variierenden Größen die Koordinaten der Punkte der von den Ladungen beschriebenen Weltlinien sind. Es genügt daher, die Variation der Wirkung der Ladungen $= 0$ zu setzen, d. h.:

$$\sum_{ik} \int\!\!\int de\, F_{ik}\, \delta x_i\, dx_k, \qquad (1)$$

wo die erste Integration über die Ladungselemente de des Systems, die zweite über die im Integrationsfelde G enthaltenen Strecken der von den de beschriebenen Weltlinien zu erstrecken ist.

Wir werden nun die Folgerungen aus den beiden Variationssystemen A und B einzeln ableiten.

4. Folgerungen der Variation A. In diesem Fall zieht sich das Integrationsfeld auf $ABEF$ zusammen. Bedeuten t_1 und t_2 die Zeiten von A und B, und bedenken wir, daß die δx_i nur von der Zeit abhängen, und daß $dt = 0$ ist, so können wir (1) schreiben:

$$\sum_{ik} \int_{t_1}^{t_2} dt\, \delta x_i \int de\, F_{ik} \frac{dx_k}{dt} = 0$$
$$(i = 1, 2, 3)\ (k = 0, 1, 2, 3).$$

Weil aber die δx_i willkürliche Funktionen der Zeit sind, erhalten wir hieraus die drei Gleichungen:

$$\sum_k \int de\, F_{ik} \frac{dx_k}{dt} = 0,$$

d. h. wenn E und H die elektrische und die magnetische Kraft bedeuten:

$$\int \left\{ E_x + \frac{1}{2} \left(\frac{dy}{dt} H_z - \frac{dz}{dt} H_y \right) \right\} de = 0$$

und die zwei entsprechenden Gleichungen für y und z.

Ist im betreffenden Augenblick die Geschwindigkeit im Bezugsysteme (t, z, y, z) des Systems gleich null, so ziehen sich die drei vorigen Gleichungen zur einzigen vektoriellen zusammen:

$$\int E\, de = 0. \qquad (2)$$

Zu dieser Gleichung würden wir ohne weiteres gelangt sein, wenn wir, wie es gewöhnlich bei der Ableitung der elektromagnetischen Masse geschieht und wie es im wesentlichen auch M. Born tut, von vornherein angenommen hätten, daß die Gesamtkraft auf das System gleich null ist. Wir haben Gl. (2) aber aus dem Hamiltonschen Prinzip abgeleitet, um die Quelle des Fehlers aufzuweisen. Aus (2) folgt unmittelbar $\frac{4U}{3c^2}$ als elektromagnetische Masse.

Beachten wir nämlich, daß E die Summe eines vom Systeme selbst herrührenden Anteiles E^i und eines von äußeren Ursachen herrührenden Anteiles E^e ist, so erhalten wir aus Gl. (2):

$$\int E^i\, de + \int E^e\, de = 0.$$

Andererseits zeigt entweder die direkte Berechnung oder in bekannter Weise die Betrachtung des elektromagnetischen Momentes[1]), daß:

1) H. Weyl, Raum, Zeit, Materie. Berlin, Springer. 1921.

1) Richardson, Elektron theory of matter.

$$\int E^i\, de = -\frac{4}{3}\frac{U}{c^2}\Gamma$$

ist, wenn Γ die Beschleunigung bedeutet. Beachten wir weiter, daß $\int E^e de$ die gesamte äußere Kraft F darstellt, so finden wir:

$$F = \frac{4}{3}\frac{U}{c^2}\Gamma.$$

Ein Vergleich dieser Gleichung mit dem Grundgesetz der Punktdynamik $F = m\Gamma$ gibt uns schließlich:

$$m = \frac{4}{3}\frac{U}{c^2}.$$

5. Folgerungen der Variation B: In diesem Falle zieht sich das Integrationsfeld auf $ABGH$ zusammen. Stellen wir uns vor, daß es durch unendlich viele, der Weltröhre senkrechte Räume in unendlich dünne Schichten zerteilt ist. Für irgendeine Schicht nehmen wir weiter an, daß (t, x, y, z) das Ruhsystem ist. Dann werden für unsere Schicht $\delta t = 0$, δx, δy, δz willkürliche Konstanten sein.

Es ist außerdem: $dx = dy = dz = 0$, weil die Geschwindigkeit relativ zum Ruhsystem zur Zeit 0 verschwindet und $dt =$ der Höhe der Schicht $= d\tau(1 - \varkappa \times P - O)$ ist. Hier bedeutet $P - O$ den Vektor, dessen Anfangspunkt sich in dem Punkte O befindet, in dem irgendeine willkürliche aber feste Weltlinie L_0 den Raum $t = 0$ trifft, und dessen Endpunkt sich in dem Punkte P_0 befindet, in dem die vom Ladungselement de beschriebene Weltlinie L_0 den Raum $t = 0$ trifft: $\varkappa$ und $d\tau$ bedeuten die Krümmung und das in der Schicht enthaltene Element der Weltlinie L_0, $\times$ endlich bedeutet das skalare Produkt. Der von unserer Schicht herrührende Beitrag zum Integrale (1) wird daher:

$$\int de \left\{F_{10}\,\delta x + F_{20}\,\delta y + F_{30}\,\delta z\right\}$$
$$(1 - \varkappa \times P - O)\, d\tau.$$

Ist nun Γ die Beschleunigung, so ist:

$$\varkappa = -\frac{\Gamma}{c^2}.$$

Bedenken wir außerdem, daß bei der Integration nach de die δx, δy, δz und $\delta\tau$ als konstant angesehen werden können, so finden wir für das vorige Integral:

$$-d\tau\left[\delta x \int E_x\left(1 + \frac{\Gamma \times P - O}{c^2}\right) de + \right.$$
$$+ \delta y \int E_y\left(1 + \frac{\Gamma \times P - O}{c^2}\right) de + \delta z \int E_z\left(1 + \right.$$
$$\left. + \frac{\Gamma \times P - O}{c^2}\right) de\Big].$$

Dieser Ausdruck muß für alle möglichen Werte der δx, δy, δz verschwinden. Daher erhalten wir drei Gleichungen, die sich in eine einzige vektorielle zusammenziehen lassen:

$$\int E\left(1 + \frac{\Gamma \times P - O}{c^2}\right) de = 0. \qquad (3)$$

Diese Gleichung tritt an die Stelle von (2) und ergibt für die elektromagnetische Masse den Wert $\frac{U}{c^2}$. Setzen wir nämlich in (3) $E^{(i)} + E^{(e)}$ statt E, so finden wir:

$$\int E^{(e)} de + \int E^{(e)} \frac{\Gamma \times P - O}{c^2} de +$$
$$+ \int E^{(i)} de + \int E^i \frac{\Gamma \times P - O}{c^2} de,$$

oder weil, wie vorher gefunden ist:

$$\int E^{(i)} de = -\frac{4}{3}\frac{U}{c^2}\Gamma,$$

$$\int E^{(e)} de + \int E^{(e)} \frac{\Gamma \times P - O}{c^2} de - \frac{4}{3}\frac{U}{c^2}\Gamma +$$
$$+ \int E^i \frac{\Gamma \times P - O}{c^2} de = 0.$$

Hieraus folgt zunächst, daß $E^{(e)}$ von der Größenordnung von Γ ist. Vernachlässigen wir die Glieder, die Γ^2 enthalten, so können wir das zweite Integral vernachlässigen und finden, wenn wir wie vorhin $\int E^{(e)} de = F$ setzen:

$$F - \frac{4}{3}\frac{U}{c^2}\Gamma + \int E^i \frac{\Gamma \times P - O}{c^2} de = 0. \qquad (4)$$

Um das letzte Integral zu berechnen, bedenken wir, daß $E^{(i)}$ gleich der Summe von der Coulombschen Kraft:

$$\int \frac{P - P'}{r^3} de$$

ist (wo P den Aufpunkt, P' den Quellpunkt mit der Ladung de' und r die Entfernung PP' bedeutet) und einer Kraft von der Größenordnung Γ. Diese letztgenannte würde nur Glieder von der Größenordnung Γ^2 geben, die wir vernachlässigen. Das letzte Integral in (4) wird dadurch:

$$\frac{1}{c^2}\int\int \frac{P - P'}{r^3}\,(\Gamma \times P - O)\, de\, de'.$$

Vertauschen wir, wodurch sich das Integral nicht verändert, P und P' und nehmen dann arithmetische Mittel der zwei so erhaltenen Werte, so finden wir:

$$\frac{1}{2c^2}\int\int \frac{P - P'}{r^3}\,(\Gamma \times P - P')\, de\, de'. \qquad (5)$$

Die x-Komponente dieses Ausdruckes ist:

$$\frac{1}{2c^2}\int\int \frac{x - x'}{r^3}$$
$$\left\{\Gamma_x(x - x') + \Gamma_y(y - y') + \Gamma_z(z - z')\right\} de\, de'.$$

Im Falle der sphärischen Symmetrie können aber die Integrale:

$$\int\int \frac{(x-x')^2}{r^3} de\, de', \int\int \frac{(x-x')(y-y)}{r^3} de\, de',$$

$$\int\int \frac{(x-x')(z-z')}{r^3} de\, de'$$

ohne weiteres berechnet werden, wenn man bedenkt, daß man die Ausdrücke:

$$(x-x')^2,\ (x-x')(y-y'),\ (x-x')(z-z')$$

durch ihren Mittelwert für alle Richtungen von PP' ersetzen kann; diese Mittelwerte sind $\frac{1}{3} r^2$, 0, 0. Dadurch werden die drei Integrale:

$$\frac{1}{3}\int \frac{de\, de'}{r} = \frac{2}{3} U,\ 0,\ 0$$

und die x-Komponente von (5):

$$\frac{1}{3} \frac{U}{c^2} \Gamma_x,$$

d. h. das Integral (5) wird:

$$\frac{1}{3} \frac{U}{c^2} \Gamma.$$

Setzt man diesen Wert in (4), so findet man:

$$F = \frac{U}{c^2} \Gamma,$$

d. h. die elektromagnetische Masse $\frac{U}{c^2}$.

Pisa, Januar 1922.

(Eingegangen 9. Mai 1922.)

Zur Bestimmung der Dielektrizitätkonstanten im elektromagnetischen Spektrum ungedämpfter Schwingungen.

Von K. Theodortschick.

Die Untersuchungen von Drude und Colley[1]) und in den letzten Jahren von Möbius[2]) und Weichmann[3]) haben gezeigt, daß im elektromagnetischen Spektrum (von den kürzesten erreichbaren bis fast meterlangen) Wellenlängen Streifen anomaler Dispersion vorhanden sind. Harms[4]) beobachtete anomale Absorption sogar bei Wellenlängen von 10 und mehr Metern. Es bot daher ein gewisses Interesse dar, das Gebiet noch längerer Wellen zu untersuchen, welche Untersuchung für Amyl- und Isobutylalkohol im Wellenlängenbereiche von 26 m bis 182 m unternommen wurde.

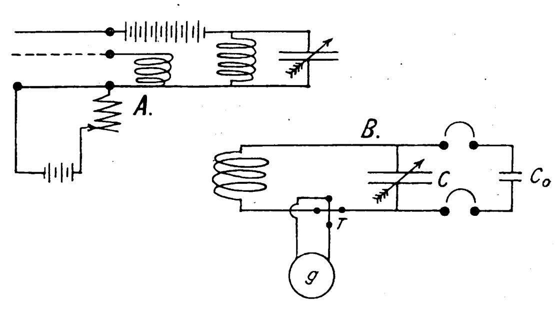
Zur Messung der Dielektrizitätskonstanten wurde die Resonanzmethode angewandt. Der Meßkondensator C_0 konnte dem geeichten Kondensator C eines Thomsonschen Resonanzkreises parallel geschaltet werden. Die Verminderung der Kapazität dieses Kondensators, die für die Wiederherstellung der durch die Anschaltung des Meßkondensators gestörter Resonanz nötig ist, mißt die Kapazität des angeschalteten Systems. Die Dielektrizitätskonstante wurde in üblicher Weise[1]) aus drei Kapazitätsmessungen nach der Formel

$$E = 1 + (E_1 - 1)\frac{C_2 - C_0}{C_1 - C_0}$$

berechnet, wo gilt

C_0 Kapazität des leeren Meßkondensators.
C_1 Kapazität desselben Kondensators, angefüllt mit einer Flüssigkeit bekannter Dielektrizitätkonstante E_1 (Toluol),
C_2 Kapazität desselben Kondensators mit der untersuchten Flüssigkeit (Dielektrizitätskonstante E).

Die Schwingungen wurden erzeugt von einem Elektronenröhrengenerator (französische Verstärkerröhre). Die Heizung besorgten drei Akkumulatoren (ca. 80 AH); die Hochspannung eine Batterie von kleinen Akkumulatoren (80 Volt). Das Schema der Schaltung ist aus der Fig. 1



ersichtlich, wo bedeuten: A Generator, B Meßresonanzkreis, C geeichter Hauptkondensator, C_0 Meßkondensator, T Thermoelement[2]) und G Galvanometer. Angewandt wurden flache Nernstsche Kondensatoren mit Glasplatten. Zum Hauptkondensator C wurde ein Kondensator gewählt, dessen Eichkurve fast geradlinig verlief. Die Selbstinduktionsspulen wurden aus Emailledrahtlitze angefertigt. Beim Übergang zur neuen Wellenlänge wurden die Spulen im Resonanzkreis gewechselt, so daß seine Kapazität bei allen Wellenlängen fast unverändert

1) A. Colley, diese Zeitschr. 10, 471, 657, 1909; 11, 324, 1910.
2) M. Möbius, Ann. d. Phys. 62, 293, 1920.
3) K. Weichmann, diese Zeitschr. 22, 535, 1921.
4) F. Harms, Ann. d. Phys. 5, 565, 1901.

1) W. Nernst, Zeitschr. phys. Chem. 14, 622, 1894.
2) Es erwies sich vorteilhafter, dieses bei den Messungen direkt in den Resonanzkreis zu bringen.