

#### 4. Die träge Masse schnell bewegter Elektronen; von Günther Neumann.

(Auszug aus der gleichnamigen Breslauer Dissertation.)

(Hierzu Tafel IV.)

##### § 1. Einleitung.

Im Jahre 1909 veröffentlichte A. H. Bucherer eine Arbeit: Die experimentelle Bestätigung des Relativitätsprinzips.<sup>1)</sup> Er bestimmte darin die spezifische Ladung  $e/m$  des Elektrons als Funktion seiner Geschwindigkeit an den  $\beta$ -Strahlen eines Radiumfluoridkörnchens. Berechnet man  $e/m_0$  aus den Versuchen nach der Abrahamschen oder Lorentz-Einsteinschen Theorie, so müssen sich nach beiden verschiedene Werte ergeben. Diejenige Theorie ist die richtige, bei der  $e/m_0$  sich als unabhängig von der Geschwindigkeit erweist. Seine Messungen entschieden für die Lorentzsche Theorie.

An die Arbeit knüpfte sich eine längere Polemik mit A. Bestelmeyer<sup>2)</sup>, in der letzterer verschiedene Einwände machte. Es bleiben zwei Punkte zu erörtern. Bestelmeyer sagt<sup>3)</sup>: „Es ist zum mindesten fraglich, ob überhaupt die Versuche eines einzigen Forschers mit einem einzigen Apparat ausreichen können, eine so wichtige Frage, wie die der Grundlagen der Theorie der Elektrizität und vielleicht selbst der Mechanik, definitiv zu entscheiden. Jedenfalls aber scheint mir in einem solchen Falle einerseits eine detaillierte Angabe aller Messungen und Beobachtungsprotokolle, andererseits eine ausführliche Besprechung aller Fehlerquellen nötig.“ Des

1) A. H. Bucherer, Ann. d. Phys. 28. p. 513. 1909 und Phys. Zeitschr. 9. p. 755. 1908.

2) Vgl. A. Bestelmeyer, Ann. d. Phys. 30. p. 166. 1909 und 32. p. 231. 1910, sowie A. H. Bucherer, Ann. d. Phys. 30. p. 974. 1909.

3) A. Bestelmeyer, Ann. d. Phys. 30. p. 167. 1909.

weiteren vertritt Bestelmeyer<sup>1)</sup> die Ansicht, daß die maximale Schwärzung bei den photographisch fixierten  $\beta$ -Strahlenkurven Bucherers vielleicht nicht von den  $\beta$ -Strahlen desjenigen Geschwindigkeitsbereiches herrührt, für den der Versuch berechnet ist, von den sogenannten „kompensierten“ Strahlen, sondern von  $\beta$ -Strahlen benachbarter Geschwindigkeitsbereiche, die auch noch die photographische Platte treffen. Er faßt seine Forderungen in dem Schlußsatze zusammen<sup>2)</sup>:

„Ein Beweis durch Bestimmung der Geschwindigkeitsfunktion der Elektronenmasse aber hat eine große Anzahl von Versuchen, eine engere Auswahl der im einzelnen Versuch registrierten Geschwindigkeiten und ausführliche protokollarische Veröffentlichung mit eingehender Fehlerdiskussion zur Voraussetzung.“

Diese Bemerkungen haben den Anlaß zu vorliegender Arbeit gegeben. Es hatte zunächst K. Wolz<sup>3)</sup> unter Bucherers Leitung ein etwas modifiziertes Verfahren benutzt, um  $e/m_0$  möglichst genau zu bestimmen. Er setzte die Ergebnisse der Buchererschen Arbeit als zu Recht bestehend voraus und berechnete  $e/m_0$  nur nach der Lorentz-Einsteinschen Theorie; in dem von ihm benutzten Geschwindigkeitsbereich  $\beta = 0,5$  bis  $\beta = 0,7$  ergab sich dabei Konstanz der spezifischen Ladung. Auf eine Untersuchung der Werte, die sich aus seinen Versuchen nach der Abrahamschen Theorie ergaben, ging er indessen nicht ein.

Hr. Prof. Bucherer war so liebenswürdig, mir die von ihm und Wolz benutzten Apparate zu meinen Versuchen zur Verfügung zu stellen. Zu besonderem Danke bin ich Hrn. Prof. Bucherer noch dafür verpflichtet, daß er mir in entgegenkommender Weise ein Radiumfluoridpräparat lieh.

Der wichtigste, in der Methode selbst liegende Streitpunkt, die Frage der nichtkompensierten Strahlen, wird in § 8, Ziff. 3 dieser Arbeit untersucht werden. Die Bemerkungen Bestelmeyers über Protokolle und Fehlerangaben sollen im folgenden weitmöglichst berücksichtigt werden.

1) A. Bestelmeyer, l. c. p. 169ff.

2) A. Bestelmeyer, l. c. p. 174.

3) Kurt Wolz, Die Bestimmung von  $e/m_0$ . Ann. d. Phys. 30. p. 373. 1909.

Der Gang der Arbeit war der, daß zunächst bei den mir geliehenen Apparaten die Apparatkonstanten zur Kontrolle neu bestimmt und einige Aufnahmen zur Orientierung gemacht wurden. Die dabei gesammelten Erfahrungen gaben Veranlassung, einen Teil der Apparatur umzuändern oder zu erneuern. Dann wurde eine größere Anzahl von Messungen ausgeführt, deren Resultate das endgültige Ergebnis der Arbeit darstellen.

Ein kurzer Bericht über diese Arbeit und ihr Ergebnis ist von Hrn. Prof. Dr. C. Schaefer auf der 85. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Wien erstattet worden.<sup>1)</sup>

## § 2. Methode der Versuche.

Obwohl im Prinzip die Bucherer-Wolz'sche Methode beibehalten wurde — von Wolz' Versuchsanordnung wurde nur dort abgewichen, wo die Rücksicht auf eine bessere experimentelle Ausführbarkeit es wünschenswert erscheinen ließ —, seien doch der Übersichtlichkeit halber nochmals kurz die theoretischen Grundlagen angegeben.

Die  $\beta$ -Strahlung eines Radiumfluoridkörnchens passiert das elektrische Feld eines aus zwei versilberten Glasplatten bestehenden Kondensators. Dieser befindet sich in einem homogenen Magnetfeld, derart, daß die längs der Kondensatorlängsachse verlaufenden Strahlen, die elektrischen und die magnetischen Kraftlinien aufeinander senkrecht stehen, wie die Achsen eines rechtwinkligen Koordinatensystems. Sei  $e$  die Ladung eines Elektrons der  $\beta$ -Strahlung,  $E$  das elektrische,  $H$  das magnetische Feld,  $u$  die Geschwindigkeit des Elektrons, so ist die elektrostatische, auf das Elektron ausgeübte Kraft  $eE$ , die elektrodynamische  $e \cdot H \cdot u$ . Wenn der Richtungssinn der Felder passend gewählt ist, so wirken beide entgegengesetzt ablenkend auf das Elektron, die resultierende Kraft ist

$$(1) \quad F = eE - eHu,$$

und die Strahlen werden nach der einen oder anderen Seite

---

1) C. Schaefer, Die träge Masse schnell bewegter Elektronen. Verh. d. Deutsch. phys. Ges. 15. p. 935. 1913; auch Phys. Zeitschr. 14. p. 1117. 1913.

abgelenkt, je nachdem der erste oder zweite Summand größer ist. Es pflanzt sich nur die Strahlung geradlinig fort, für die

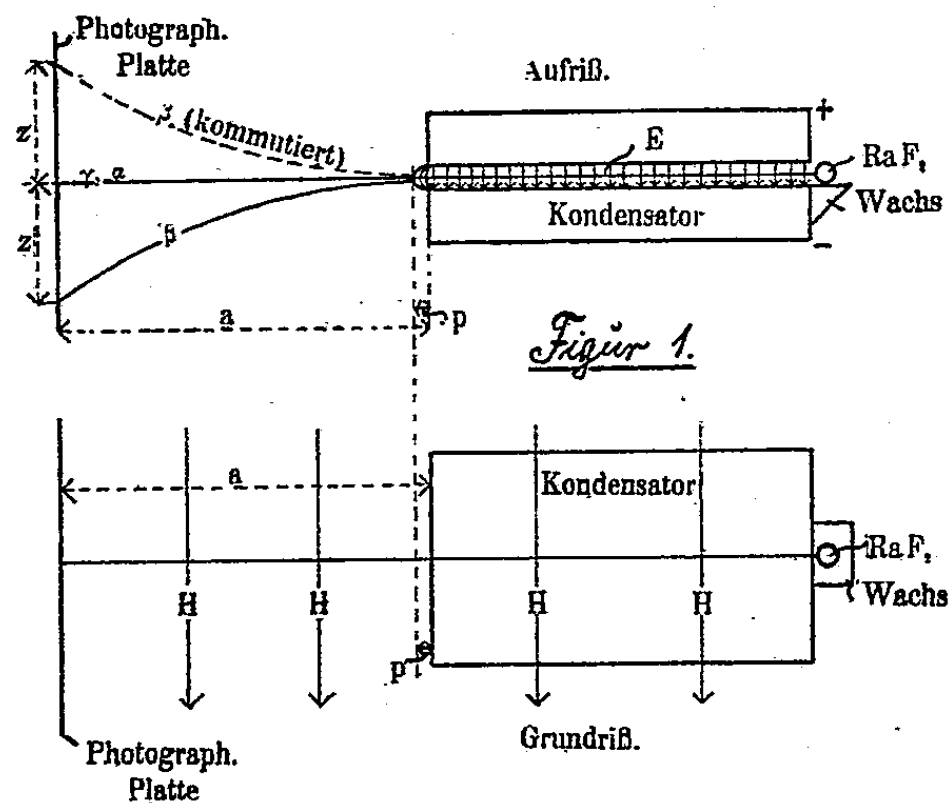
$$(2) \quad eH = eHu$$

oder

$$(3) \quad \frac{u}{c} = \beta = \frac{E}{H \cdot c}$$

ist ( $c$  Lichtgeschwindigkeit).

Die dieser Gleichung gehorchenden Strahlen sind die weiter oben als „kompensierte“ bezeichneten.



Nach Verlassen des elektrischen Feldes befinden sich die kompensierten Strahlen unter der alleinigen ablenkenden Wirkung des Magnetfeldes, und man bestimmt die Ablenkung, indem man sie mittels einer photographischen Platte fixiert, deren Schicht parallel zum Kondensatorrand und senkrecht zur Richtung der unabgelenkten Strahlen orientiert ist.

Die Anordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Hierin ist der Abstand der Platte vom Kondensator mit  $a$  bezeichnet, die Ablenkung der  $\beta$ -Strahlung von der durch die  $\gamma$ - und  $\alpha$ -Strahlung repräsentierten ursprünglichen Richtung mit  $z$ .

Aus den Feldgrößen, sowie  $a$  und  $z$  berechnet Bucherer mit Hilfe der Lorentz-Einsteinschen Relativitätstheorie (l. c p. 520):

$$(4) \quad \frac{e}{m_0} = \frac{2 c \kappa}{[a^2 + \kappa^2] H} \operatorname{tang} (\operatorname{arc} \sin \beta).$$

Bei Zugrundelegung der Abrahamschen Theorie des starren Elektrons dagegen erhält er:

$$(5) \quad \frac{e}{m_0} = \frac{2 c \kappa}{[a^2 + \kappa^2] H} \left\{ \frac{3}{4 \beta} \frac{2 \delta - \operatorname{Tang} 2 \delta}{\operatorname{Tang} 2 \delta} \right\},$$

wenn  $\operatorname{Tang} \delta = \beta$  ist.

Diese Formeln wären ohne weiteres anwendbar und könnten damit zu einer Entscheidung zwischen den beiden Theorien dienen — die richtige Theorie muß Unabhängigkeit des Wertes für  $e/m_0$  von  $\beta$  ergeben — wenn der Weg  $a$  der Elektronen im Magnetfelde allein wirklich gleich dem Abstände des Kondensatorrandes von der photographischen Platte wäre. Es findet indessen an den Kondensatorrändern eine Kraftlinienstreuung statt, deren Wirkung in erster Annäherung<sup>1)</sup> so ist, als ob das Feld um ein Stück  $p$  homogen weiter verlief und dann sprungweise auf  $O$  absänke; d. h. der Weg im freien Magnetfelde ist nur  $a - p$ , so daß in (4) und (5) an Stelle von  $a$  die Größe  $(a - p)$  zu setzen ist. Um  $p$  zu bestimmen ist dann notwendig, einen zweiten Versuch unter denselben Versuchsbedingungen, nur mit verändertem  $a$ , zu machen, und man erhält dann statt (4) folgendes Gleichungspaar zur Bestimmung der beiden Unbekannten  $\left(\frac{e}{m}\right)_0$  und  $p$ :

$$(4a) \quad \begin{cases} \left(\frac{e}{m_0}\right) = \frac{2 c \kappa_1}{[(a_1 - p)^2 + \kappa_1^2] H} \operatorname{tang} (\operatorname{arc} \sin \beta) \\ \left(\frac{e}{m_0}\right) = \frac{2 c \kappa_2}{[(a_2 - p)^2 + \kappa_2^2] H} \operatorname{tang} (\operatorname{arc} \sin \beta) \end{cases}$$

nach Lorentz

Ganz analog sehen die nach der Abrahamschen Theorie entwickelten Formeln aus:

$$(5a) \quad \begin{cases} \left(\frac{e}{m_0}\right) = \frac{2 c \kappa_1}{[(a_1 - p)^2 + \kappa_1^2] H} \left\{ \frac{3}{4 \beta} \frac{2 \delta - \operatorname{Tang} 2 \delta}{\operatorname{Tang} 2 \delta} \right\} \\ \left(\frac{e}{m_0}\right) = \frac{2 c \kappa_2}{[(a_2 - p)^2 + \kappa_2^2] H} \left\{ \frac{3}{4 \beta} \frac{2 \delta - \operatorname{Tang} 2 \delta}{\operatorname{Tang} 2 \delta} \right\} \end{cases}$$

nach Abraham

Für  $p$  ergibt sich aus (4a) und (5a) in Übereinstimmung:

1) Vgl. A. H. Bucherer, l. c. p. 522.

$$(6) \quad p = \frac{\alpha a_2 - a_1}{\alpha - 1} (\pm) \sqrt{\left(\frac{\alpha a_2 - a_1}{\alpha - 1}\right)^2 + \frac{a_1^2 + z_1^2}{\alpha - 1} - \frac{\alpha (a_2^2 + z_2^2)}{\alpha - 1}},$$

wo  $\alpha = z_1/z_2$  ist.

Das +-Zeichen in Gleichung (6) ist eingeklammert, weil die mit dem positiven Wurzelwert gebildeten Ausdrücke keinen physikalischen Sinn ergeben.

In praxi läßt sich die oben gestellte Forderung der Innehaltung derselben Versuchsbedingungen unter alleiniger Änderung von  $\alpha$  nicht durchführen, infolgedessen bekommt der Faktor  $\alpha$  für beide Theorien verschiedene Bedeutung:

$$(7) \quad \begin{array}{l} \text{Relativtheorie} \\ \text{(Lorentz)} \end{array} \quad \alpha = \frac{z_1 \mathfrak{G}_2 \operatorname{tg}(\operatorname{arc} \sin \beta_1)}{z_2 \mathfrak{G}_1 \operatorname{tg}(\operatorname{arc} \sin \beta_2)}$$

$$(8) \quad \begin{array}{l} \text{Kugeltheorie} \\ \text{(Abraham)} \end{array} \quad \alpha = \frac{z_1 \mathfrak{G}_2 \left\{ \frac{3}{4\beta_1} \frac{2\delta_1 - \mathfrak{Tg} 2\delta_1}{\mathfrak{Tg} 2\delta_1} \right\}}{z_2 \mathfrak{G}_1 \left\{ \frac{3}{4\beta_2} \frac{2\delta_2 - \mathfrak{Tg} 2\delta_2}{\mathfrak{Tg} 2\delta_2} \right\}},$$

wobei, wie oben gesagt,  $\beta = \mathfrak{Tang} \delta$  ist.

Alle Versuchspaare müssen theoretisch denselben Wert von  $p$  ergeben, da  $p$  ja den Charakter einer geometrischen Größe, gewissermaßen einer Apparatkonstanten hat, und zwar unabhängig davon, ob es nach der Lorentzschen oder Abrahamschen Theorie berechnet wird; da aber zur Bestimmung von  $p$  zwei Versuche notwendig sind, und man es natürlich nicht erreichen kann, das magnetische und elektrische Feld bei beiden absolut identisch zu machen (d. h. da man immer zwei etwas verschiedene Geschwindigkeiten  $\beta_1$  und  $\beta_2$  hat), so gehen also in  $p$  erstens die Differenzen der beiden Theorien, zweitens die Versuchsfehler ein. Tatsächlich weisen daher die verschiedenen  $p$ -Werte Differenzen auf. Um vergleichbare Resultate zu erhalten, muß man das Mittel aus allen  $p$ -Werten zur Berechnung benutzen. Es wird auf diesen Punkt in § 8 noch näher eingegangen werden.

### § 3. Das elektrische Feld.

Der Kondensator bestand, wie schon angedeutet, aus zwei versilberten rechteckigen Glasplatten, deren Abstand voneinander durch vier an den Ecken dazwischen gelegte planparallele Quarzplättchen fixiert war. Es wurden dabei nicht

die von Wolz benutzten Kondensatorplatten verwendet, denn bei ihnen waren die Stirnflächen matt geschliffen, so daß es nicht möglich war, den hier bei der Versilberung niedergeschlagenen Überzug nachträglich zu entfernen, wie ich beabsichtigte, um die Randstreuung und damit die  $p$ -Korrektur auf ein Minimum herabzudrücken. Ich ließ daher zwei neue optisch ebene Platten anfertigen, bei denen sämtliche Flächen poliert waren. Die Platten hatten folgende Dimensionen:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Länge } 5,0 \text{ cm} \\ \text{Höhe } 0,5 \text{ „} \\ \text{Breite } 3,0 \text{ „} \end{array} \right\} \text{ rund.}$$

Sie wurden auf ihre Güte mit dem Abbé-Fizeauschen Interferenzapparat zur Prüfung planparalleler Platten untersucht. Die Versilberung befand sich auf der einen der beiden planen Flächen, mit deren Rand sie scharf abschnitt. Nur an einer von der photographischen Platte abgekehrten Ecke führte ein etwa 0,5 cm breiter Silberstreifen über die Stirnfläche weg bis auf die Rückseite der Platte, wo die Spannung zugeführt wurde. Die Versilberung wurde mehrfach erneuert; bei den anfänglichen Versuchen stellte ich sie selbst her, später ließ ich sie von der Firma J. D. Möller, Wedel in Holstein, ausführen.

Die von Bucherer und Wolz benutzten Quarzplättchen (in Kreisform, 0,5 cm Durchmesser), die den Abstand der Kondensatorplatten voneinander fixieren, waren nach einer Mitteilung Bucherers nicht mehr brauchbar, da sie längere Zeit in der Nähe des Radiumpräparates gelegen hatten und dadurch leitend geworden waren. Hr. Prof. Bucherer übersandte mir daher vier neue Plättchen, die er mir nebst den alten freundlichst zur Verfügung stellte.

Zu ihrer Dickenmessung wurde ein Zeisscher Tiefentaster verwendet, dessen Silberskala von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zweimal geeicht war. Zunächst wurden die alten Plättchen zur Kontrolle der Meßmethode nachgemessen. Je 50 Messungen der drei Plättchen — eins war inzwischen beschädigt worden — ergaben die Dicke 0,25071 mm, während Bucherer nach anderer Methode<sup>1)</sup> ge-

1) A. H. Bucherer, l. c. p. 517.

messen hatte: 0,25075 mm und Wolz 0,25048 mm. Die Übereinstimmung ist also recht gut. Darauf wurden die neuen Plättchen, die ebenfalls Kreisform und 0,5 cm Durchmesser hatten, gemessen. Mit jedem Plättchen wurden 50 Messungen vorgenommen, woraus sich als Mittel die Dicke

$$d = 0,2510 \text{ mm}$$

ergab. Eine Kontrollmessung am Ende der Versuche ergab

$$d = 0,2512 \text{ mm,}$$

also im Mittel:

$$d = 0,2511 \text{ mm } (\pm 0,5 \text{ Promille}).$$

Zum Zusammensetzen des Kondensators wurde der schon von Wolz l. c. (p. 282 und Fig. 5 a und b) beschriebene Apparat verwendet, eine Grundplatte mit sechs Säulen, zwischen die die Kondensatorplatten genau passen.

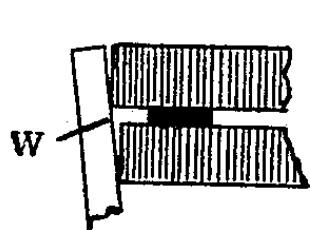


Fig. 2.

Es zeigte sich jedoch, daß die Säulen, zwischen die die Kondensatorplatten

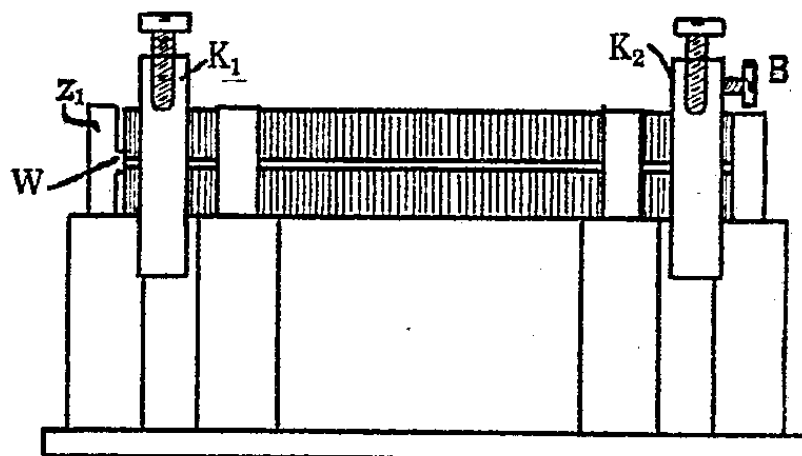


Fig. 3.

gelegt wurden, nicht mehr genau senkrecht zur Grundplatte standen, so daß die Ränder der Platten bei *W* nicht mehr übereinander lagen, wie in Fig. 2 übertrieben gezeichnet ist. Da es aber gerade darauf ankommt, daß diejenigen Ränder der Kondensatorbelegungen, bei denen die kompensierten Strahlen austreten, möglichst genau übereinander liegen — nur dann ist der Abstand *a* zwischen Kondensator und photographischer Platte exakt zu bestimmen —, so wurde das Gestell gemäß Fig. 3 verändert. Der Zapfen *z*<sub>1</sub> der einen Querseite wurde so angefeilt, daß nur an der Stelle *W* ein kleiner Wulst stehen blieb. Gegen ihn legten sich die Platten mit den versilberten Seiten genau an, zumal sie vom gegenüberliegenden Ende mit kleinen Keilen vorsichtig dagegepreßt wurden.



Die vier Quarzplättchen wurden aufs sorgfältigste gereinigt und unter vorsichtigster Fernhaltung von Staub auf ihren Platz gebracht. Dann wurden vier Klemmen  $K_1$  und  $K_2$  — in der Fig. 3 sind die beiden rückwärtigen verdeckt —, deren U-förmige Gestalt auf Fig. 4 (hier mit  $kl$  bezeichnet) deutlich zu erkennen ist, genau über den Quarzplättchen aufgesetzt und gleichmäßig fest angezogen. Die beiden Klemmen  $K_2$  trugen seitlich kleine Schraubchen  $B$  zum Anlegen der Spannung.

Die Klemmen waren mit Glimmer überall sorgfältigst von den Kondensatorplatten isoliert, ausgenommen die zwei Klemmen  $K_2$ , die mit je einer der Zuleitungszungen in leitender Verbindung waren. Isolationsmessungen, die nach jeder Neuzusammensetzung, sowie zwischendurch, vorgenommen wurden, ergaben den Widerstand des Kondensators zwischen  $10^{11}$  und  $10^{12}$  Ohm. Er sank im Laufe der Versuche durch die Wirkung der Radiumstrahlung etwas, indessen wurde er nicht geringer als  $10^{10}$  Ohm.

Die Justierung des Kondensators gegen die photographische Platte wurde in dem von Wolz benutzten Messinggehäuse ausgeführt; es besteht im Prinzip aus zwei ineinander verschiebbaren Messingrohren, mit deren einem der Kondensator starr verbunden ist, während das andere die photographische Platte trägt. Bezüglich der Details sei auf die von Wolz l. c. p. 277 u. Fig. 1 verwiesen. Jedoch wurden einige Veränderungen vorgenommen, die sich als zweckmäßig herausstellten. So wurde der dort mit  $b$  bezeichnete Kondensatorfuß abgeändert, so daß der Kondensator genauer gegen die photographische Platte zu orientieren war. Auch wurde an Stelle der Feder  $f$ , die die photographische Platte festhält, von Aufnahme 37 an eine solche verwendet, die gegen die Platte nicht in der Mitte, sondern an den Rändern drückt, wodurch ein Durchbiegen der Platte völlig ausgeschlossen war.

Schließlich wurde das Diaphragma  $d$  durch ein anderes aus Siegellack ersetzt, das eine rechteckige Öffnung von  $3 \times 0,3$  cm hatte; über seinen Zweck wird noch unten § 8, 2 gesprochen werden.

Die Ausmessung des Abstandes  $a$  zwischen Kondensator-

rand und photographischer Platte fand auf einer mittels Normalmeters geeichten Teilmaschine statt.

Das Messinggehäuse wurde zur Messung von  $\alpha$  in ein passendes Gestell mit verstellbaren Fußschrauben gelegt, so daß seine Längsachse parallel der Schraubenspindel der Teilmaschine ausgerichtet werden konnte. Zum Messen wurde eine in Höhe des Kondensatorspaltes durchschnittene photographische Platte bei  $p$  eingesetzt, so daß also der Kondensatorrand und der Rand der photographischen Platte in ein und derselben Einstelebene des Beobachtungsmikroskops lagen. Späterhin von Aufnahme 26 an, wurde an Stelle der Glasplatte eine sorgfältig eben geschliffene Messingplatte benutzt, die ein genaueres Einstellen ermöglichte; sie war von der Größe der photographischen Platten und hatte einen 1,5 cm breiten Ausschnitt in U-Form, dessen horizontale Kante genau in gleicher Höhe und parallel mit dem Kondensatorspalt verlief; auf diese Kante wurde eingestellt. Beim Anvisieren des Kondensatorrandes zeigte es sich, daß ein genaues Einstellen auf ihn nicht möglich war, infolge der an den verschiedenen Glasflächen auftretenden Lichtreflexe. Dem konnte indessen dadurch abgeholfen werden, daß ein Stückchen Klebewachs als Marke auf die Stirnfläche dicht unter den Kondensatorspalt geklebt wurde.

Die Genauigkeit, mit der  $\alpha$  gemessen wurde, war bei der Verwendung der Messingplatte eine recht gute. Der mittlere Fehler konnte durch wenige Einstellungen auf ein bis zwei Zehntel Promille herabgedrückt werden. Bei Verwendung der Glas- statt der Messingplatte war die Genauigkeit geringer.

Da die photographischen Aufnahmen in möglichst hohem Vakuum vorgenommen werden mußten, wurde der ganze Apparat in ein Glasgefäß eingesetzt, wie es Fig. 4 zeigt. Die Lage des Messinggehäuses wird dabei durch sechs Messingstützen fixiert, die in zwei Kränzen zu je dreien an seinen Enden angeordnet sind. Die beiden nach oben weisenden Zapfen federn etwas, damit die Glaswandung beim Einsetzen nicht zersprengt wird. Die Ebene des Kondensators ist parallel zur Oberfläche des Fußbrettes  $F$  orientiert, seine Stirnfläche ist parallel zu der nach vorn gekehrten Kante  $k$  des Fußbrettes, die gegen die Längswandung des Solenoids mittels

zweier Federn gepreßt wird und so als Führung dient. Die Justierung wurde auf der Anreißplatte mit dem Höhenreißer und mit geeigneten Schablonen nachgeprüft. Die beiden in der Figur mit *H* bezeichneten Kreissegmente wurden erst später angebracht; ihr Zweck wird weiter unten angegeben werden. Durch diese ganze, sorgfältig ausgeführte Justierung

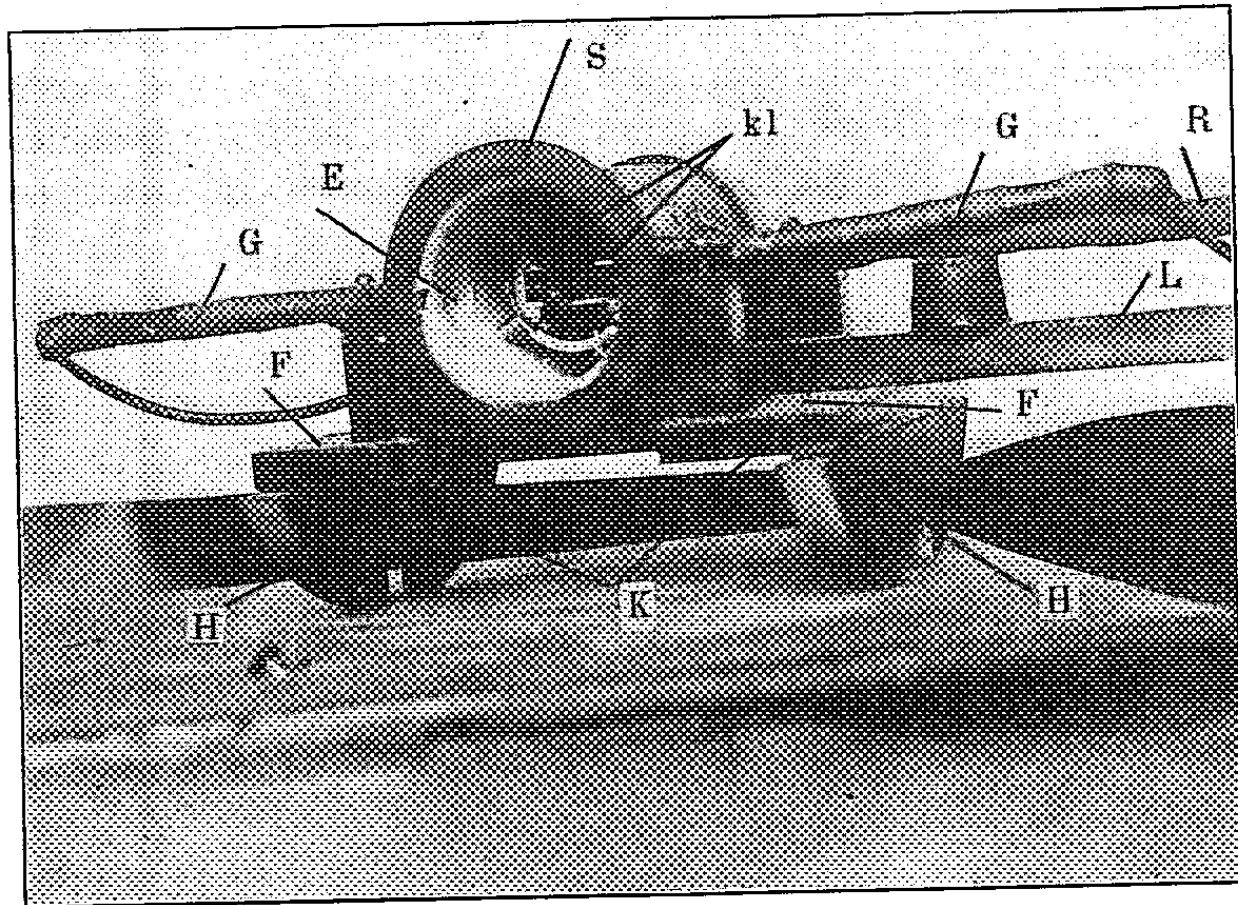


Fig. 4.

ist also erreicht, daß erstens die Solenoidachse durch die Kondensatorebene läuft, und zweitens die Achse des Messinggehäuses senkrecht zur Solenoidachse steht, d. h. senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien. In die beiden Glasstutzen *G* sind zwei Spiralfedern eingeschmolzen, die Elektroden *E*. Nachdem das Gehäuse mit dem die photographische Platte tragenden Ende in das Glasgefäß eingeführt ist, bis es sich gegen die nur wenig gewölbte Hinterwand desselben legt, können die Elektroden mittels Pinzette aus den Ansätzen *G* herausgezogen und an die Klemmen *kl* des Kondensators angelegt werden. Verschlössen wird das Gefäß durch eine sorgfältig auf *S* aufgeschliffene schwarze Glasplatte von 0,5 cm Dicke. Das Rohr *R* führt zur Luftpumpe, der Holzstiel *L* dient als

Handgriff beim Einschieben des Apparates ins Solenoid. Um Licht von außen fernzuhalten, sind alle Glaswände mit einem lichtdichten Überzug versehen.

§ 4. Das Magnetfeld von Bucherer und Wolz.

Zur Erzeugung des magnetischen Feldes diente zunächst dasselbe Solenoid, das A. H. Bucherer und K. Wolz zu ihren Versuchen benutzt hatten. Da jedoch sein Inneres durch hydrostatischen Druck deformiert war, wodurch ein genaues Justieren der einzusetzenden Apparatur erschwert war, so wurde es nur zu den Vormessungen benutzt; zu den Hauptversuchen ließ ich in ein neues herstellen. Um das Magnetfeld zu bestimmen, wurde die von Bucherer und Wolz l. c. erwähnte Normalspule verwendet: Auf einen genau gedrehten Marmorring von  $R = 20,635$  cm Radius und  $2b = 4,12$  cm Breite waren  $n = 136$  Windungen emaillierten Kupferdrahtes von 0,3 mm Stärke in einer Lage aufgewickelt. Daraus folgt der mittlere Radius der Drahtwindungen  $R_m = 20,650$  cm; nach der bekannten Formel:

$$H_m = \frac{2\pi n}{\sqrt{R_m^2 + b^2}} \cdot i$$

ergibt sich dann das Feld im Achsenmittelpunkt:  $H_m = 4,1177$  Gauss für den Strom eine elektromagnetische Einheit. Bucherer und Wolz geben den Wert zu 4,1205 an; wie eine Nachprüfung der Rechnung zeigte, hatten sie versehentlich die Drahtdicke bei der Feldberechnung vernachlässigt. Infolgedessen ändert sich der von ihnen angegebene Absolutwert von  $e/m_0$  etwas; es ergibt sich

der Wert von Bucherer:  $\left(\frac{e}{m_0}\right)^{\text{Lor.}} = 1,766,$

der von Wolz:  $\left(\frac{e}{m_0}\right)^{\text{Lor.}} = 1,7706.$

Die von Bucherer erhaltenen Ergebnisse über die Gültigkeit der Lorentz-Einsteinschen oder der Abrahamschen Theorie werden durch diese Korrektur in keiner Weise beeinflusst.

Mit dieser Normalspule wurde das Feld des großen Solenoids ausgemessen. Die Normalspule wurde über das Solenoid geschoben und so justiert, daß die Achsen und deren Mittelpunkte zusammenfielen. Dann wurden durch beide Spulen Ströme geschickt, die in ihnen entgegengesetzt gerichtete Felder erzeugten. Die Ströme wurden so lange variiert, bis die Felder sich kompensierten. Dann konnte aus einer einfachen Proportion das Feld des Solenoids beim Strom 1 aus dem der Normalspule berechnet werden.

Als Indikator der Kompensation diente ein kleiner, hochempfindlicher Magnetometer mit Spiegelablesung. Das Magnetsystem bestand aus fünf nur 2 mm langen Stahlmagnetchen, die auf einem möglichst kleinen Raum übereinander angeordnet waren.

Das Magnetometer wurde im Innern des Solenoids auf einer Millimeterpapierskala verschoben, die auf eine in dasselbe eingebaute Glasplatte geklebt war. Es wurde zunächst so aufgestellt, daß die Magnete sich genau im Mittelpunkt der Solenoidachse befanden; letztere war durch kreuzweise über die Endquerschnitte des Rahmens gespannte Fäden markiert. Die Stellung des Spiegels wurde mittels Fernrohr und Skala aus etwa 3 m Entfernung abgelesen.

Die durch die beiden Spulen geschickten Ströme wurden mittels zweier Milliampereometer gemessen. Die Messungen waren recht mühsam, da das Magnetsystem durch mechanische Erschütterungen und magnetische Störungen selbst in großer Entfernung vom Physikalischen Institut vorbeifahrender Straßenbahnen dauernde Schwankungen um die Nullage ausführte. Die Messungen wurden daher nachts vorgenommen, in der Zeit, in der die Straßenbahnen nicht fahren.

Bevor an die eigentliche Auswertung des Feldes gegangen werden konnte, mußte festgestellt werden, ob auch wirklich das Magnetsystem im Mittelpunkt der Normalspule war, wenn es sich im Mittelpunkte des Solenoids befand. Gegen das letztere war es mit Hilfe der oben erwähnten Millimeterpapierskala leicht zu orientieren, dagegen nicht gegen die Normalspule, die auf einer, auf den Experimentiertisch gezeichneten Skala verschoben wurde. Berechnet man die Feldstärken der Normalspule längs deren Achse, so findet man

eine sehr schnelle Abnahme beim Herausgehen aus dem Achsenmittelpunkt, wie aus der im Vergleich zum Radius sehr kleinen Länge erklärlich wird. Geht man dagegen vom Mittelpunkt aus seitlich im mittleren Querschnitt weiter, so zeigt sich eine viel geringere Feldänderung. In dieser Richtung verursachte also eine Abweichung von der wirklichen „Nullstellung“ selbst um einige Millimeter keinen merklichen Fehler. Um die richtige Stellung in Richtung der Achse zu ermitteln, wurde folgendermaßen vorgegangen: Das Magnetometer wurde genau in den Mittelpunkt des Solenoids gestellt. Dann wurde eine Meßreihe ausgeführt, indem die Normalspule zentimeterweise von der „Nullstellung“ aus nach beiden Seiten in der Achsenrichtung verschoben wurde. Es werden also immer schwächere Feldpunkte der Normalspule mit dem Felde im Mittelpunkt des Solenoids zur Kompensation zu bringen sein, d. h. je weiter man aus dem Mittelpunkt herausrückt, um so stärkere Ströme müssen durch die Normalspule geschickt werden, um Kompensation der Felder zu erzielen. Macht man nun umgekehrt die Fiktion, daß das Feld der Normalspule längs der ganzen Achse konstant ist, so berechnet sich bei der angedeuteten Messungsreihe für jede Stellung der Normalspule ein anderes Feld im Mittelpunkt des Solenoids, und zwar ergibt sich dies um so größer, je weiter jene aus der wirklichen „Nullstellung“ entfernt ist. Die Kurve der erhaltenen Werte zeigte also bei der wirklichen Koinzidenz der beiden Spulenmittelpunkte ein Minimum, wodurch die richtige „Nullstellung“ der Normale bis auf einen Fehler von 1 mm ermittelt werden konnte.

Nach dieser Feststellung wurde der Feldverlauf in der Achse des Solenoids ermittelt. Normalspule und Magnetometer wurden im gleichen Sinne zentimeterweise auf der Achse verschoben und die Kompensationsströme abgelesen. Drei Meßreihen ergaben im Mittel die in Fig. 5 dargestellte, ganz ausgezogene Kurve. Die Feldstärke im Mittelpunkt wurde dabei durch Häufung der Beobachtungen besonders genau bestimmt; sie ergab sich:  $H_m = 22,73 \cdot J$  ( $J$  in Amp. gemessen) mit einem mittleren Fehler von  $\frac{1}{2}$  Promille. Nach den Seiten hin weist die Kurve merkliche Asymmetrie auf, selbst wenn man von den aufgelagerten Schwankungen absieht. Der wahr-

scheinliche Feldverlauf ist durch die gerissene Kurve dargestellt, da es immerhin bei der Schwierigkeit der Justierung möglich ist, daß die kleineren Schwankungen auf Messungsfehlern beruhen.

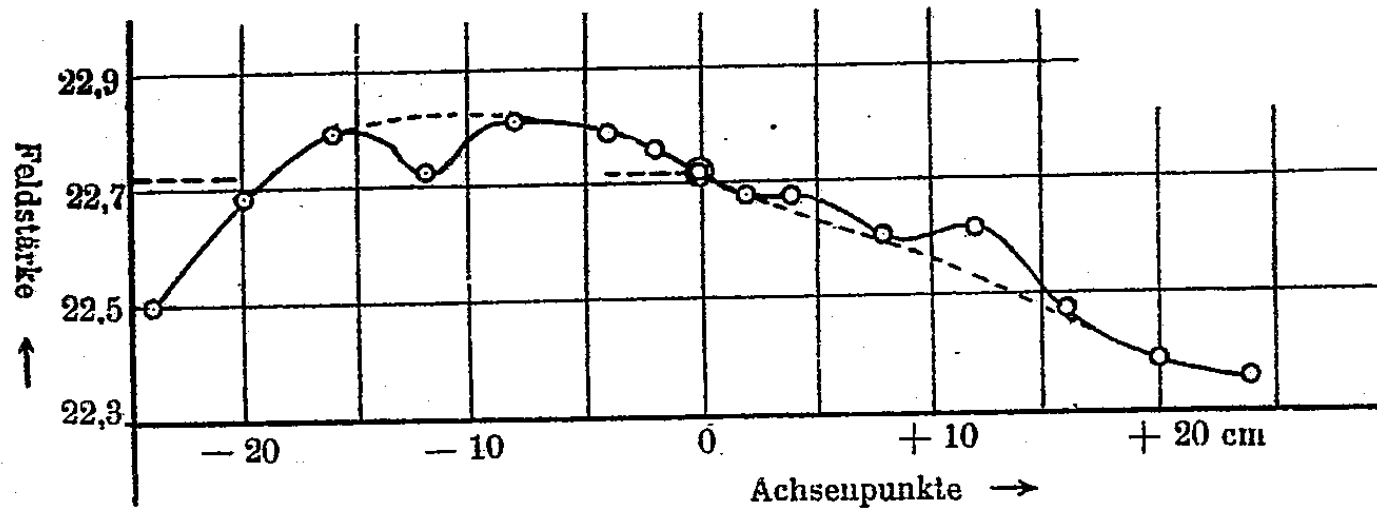


Fig. 5.

Unerklärlich war indessen die große Abweichung meines Wertes von dem durch Bucherer und Wolz ermittelten:

Bucherer:  $23,193 \cdot J$ .

Wolz:  $23,161 \cdot J$ .

Bei näherer Untersuchung stellt sich indessen die Fehlerquelle heraus: der für die Normalspule als Träger dienende Marmorring war nur so breit, wie die Windungslage der Spule selbst, die durch zwei hölzerne Stirnbretter auf dem Ring festgehalten wurde. Eins derselben hatte sich im Laufe der Zeit etwas geworfen, und in den entstandenen Zwischenraum zwischen Holz und Marmor war eine Drahtwindung hinuntergefallen. Es ist anzunehmen, daß darauf die Differenz in den Resultaten zurückzuführen ist.

Nach diesen Feststellungen wurde auf eine genauere Ausmessung des Feldes keine Mühe mehr verwandt; es wurden nur zur Orientierung einige Aufnahmen gemacht (Nr. 1—5).

#### § 5. Das neue Magnetfeld.

Inzwischen wurde das neue Solenoid in Arbeit gegeben. Es hatte, wie das Bucherersche, einen doppelwandigen Rahmen, der die Verwendung von Wasserkühlung gestattete.





Auf einen genau abgedrehten und abgeschliffenen Marmorring von 8 cm Breite und 29,82 cm äußerem Durchmesser war eine Lage 0,4 mm starken Emailedrahtes von 134 Windungen aufgewickelt. Ihre Breite war 59,5 mm. Um ein Herunterfallen der Windungen zu verhindern, war rechts und links ein etwas erhabener Rand von 1 cm Breite stehen gelassen worden. Der mittlere Radius der Windungen ergab

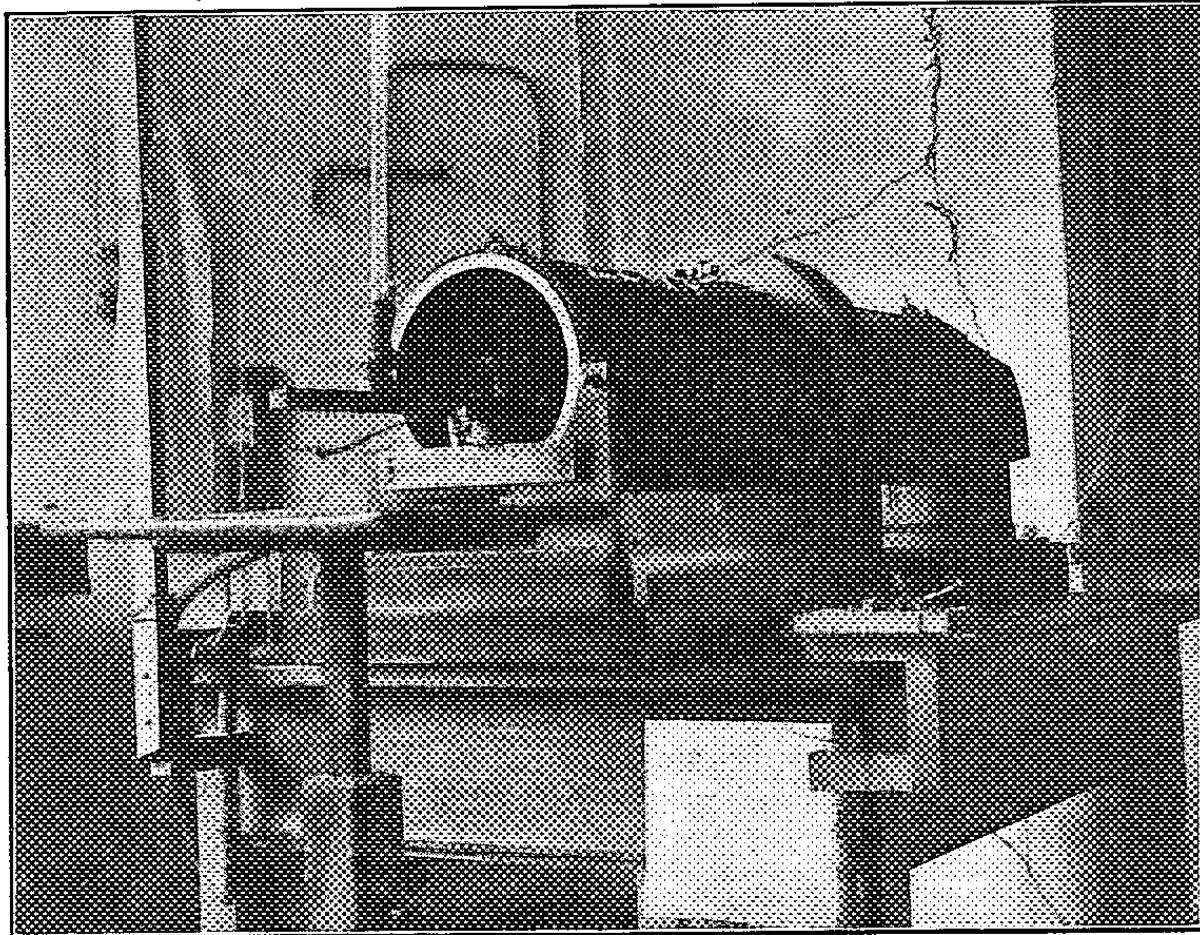


Fig. 6.

sich zu 14,93 cm. Aus diesen Angaben berechnete sich das Feld im Achsenmittelpunkt zu

$$H = 55,304 \cdot i \text{ (} i \text{ in elektromagn. Einh.)}$$

Die Genauigkeit dieses Wertes beträgt 0,4 pro Mille.

Diese Spule war zwischen zwei hölzerne Stirnbretter geschraubt und mit diesen auf einem rechteckigen Grundbrett montiert. Sie wurde über das oben beschriebene Solenoid geschoben. Das Brett glitt als Schlitten zwischen zwei Holzleisten, die an das Grundbrett des langen Solenoids angeschraubt waren (vgl. Fig. 6). Auf diese Weise war eine

genau koaxiale Justierung und eine bequeme Verschiebbarkeit des Normals in der Achsenrichtung erreicht.

Die Ausmessung des Feldes ging in derselben Weise vor sich, wie früher bei dem Buchererschen Solenoid. Das Magnetometer, das sich von dem früher verwendeten nur in einigen konstruktiven Einzelheiten unterschied, stand auf einem rechteckigen Tischchen, unter das als Füße zwei in das Solenoid passende Kreissegmente, wie die in Fig. 4 mit  $H$  bezeichneten, geschraubt waren. Das Tischchen war mit Millimeterpapier überzogen; ebenso trug ein an ihm befestigter Holzstiel, der zum bequemeren Einsetzen in das Solenoid diente, eine Millimeterskala. Um das Tischchen in horizontaler Lage zu fixieren, führte unten am Boden in der ganzen Länge durch das Solenoid eine Leiste von rechteckigem Querschnitt, deren Enden durch Querhölzer mit dem Grundgestell verbunden waren (das eine Verbindungsstück ist in Fig. 6 deutlich sichtbar). Diese Leiste paßte in zwei rechteckige Ausschnitte der Kreissegmente (vgl. bei  $H$  Fig. 4) und diente so als Führung.

Der Kürze halber sei gleich hier eingefügt, daß das Gestell, das während der photographischen Aufnahmen das Glasgefäß nebst Messinggehäuse, Kondensator usw. trug (vgl. Fig. 4), mittels zweier ebensolcher Kreissegmente in das Solenoid eingepaßt wurde.

Der Absolutwert des Feldes im Solenoidmittelpunkt wurde nach der schon bei Ausmessung des alten Solenoids verfolgten Methode ermittelt. Nur wurde jetzt die Strommessung wesentlich genauer ausgeführt.

Der durch das Normal geschickte Strom wurde konstant gehalten und mit einem am Kompensationsapparat geeichten Präzisions-Milliamperemeter von Hartmann & Braun gemessen. Die sehr feine Fadenablesung dieser Instrumente gestattete bei Einstellung auf einen vollen Teilstrich eine Genauigkeit bis auf Bruchteile eines Promille. Variiert wurde der Strom im Solenoid; er wurde mittels Abzweigung von einem Normalwiderstand (von der P. T. R. geeicht) an einem Rapsschen Kompensationsapparat von Siemens & Halske gemessen. Hier, wie bei allen Messungen mit dem Kompen-

sationsapparat, diente als Normalelement ein von der P. T. R. geeichtes Westonelement.

Die Messungen ergaben:

$$\begin{array}{r}
 221,95 \\
 221,97 \\
 221,97 \\
 221,87 \\
 \hline
 221,89 \text{ also im Mittel} \\
 H_m = 221,93 \cdot i \text{ (} i \text{ in elektromagn. Einh.)}
 \end{array}$$

Da das Normalfeld nur auf 0,4 Promille ermittelt war, konnte diesem Resultat auch höchstens eine Genauigkeit von 0,4 Promille zukommen. Aber auch dann noch fiel die große Abweichung von dem auf rechnerischem Wege zu 220,52 erhaltenen Werte auf. Diese wurde zunächst darauf geschoben, daß die zum Evakuieren dienenden Luftpumpen, eine Quecksilber-Gaedepumpe nebst Gaedescher Kapselvorpumpe, also nicht unbeträchtliche Eisenmassen, in etwa 1 m Abstand seitlich von einem Solenoidende standen. Sonst waren in 3 bis 4 m Umkreis vom Solenoid keine Eisenteile vorhanden. Die Pumpen waren zunächst mit Rücksicht auf ein möglichst schnelles Evakuieren in solche Nähe gestellt worden. Die Möglichkeit, daß dadurch das magnetische Feld wesentlich gestört werden könnte, gab jedoch Veranlassung, die Pumpen in etwa 3—4 m Entfernung zu bringen.

Eine Meßreihe ergab jetzt für  $H_m$ :

$$\begin{array}{r}
 222,11 \\
 221,97 \\
 222,09 \\
 \hline
 222,00 \text{ im Mittel} \\
 H_m = 222,04 (\pm 0,4 \text{ Promille}).
 \end{array}$$

Dies Resultat stimmte also innerhalb der zulässigen Fehlergrenze mit dem früheren Wert überein, ohne für die Abweichung von dem berechneten Wert eine Erklärung zu geben. Es war indessen noch möglich, daß diese Abweichung in der mangelhaften Konstruktion oder Justierung des Normals begründet war; daher wurde das Normal nochmals auseinander genommen, neu gewickelt und ausgemessen. Es ergab sich

diesmal: Windungszahl = 128 auf 59,5 mm, Windungsradius 14,94 cm, und daraus

$$H_{\text{normal}} = 52,815 \cdot i (\pm 0,3 \text{ Promille}).$$

Mit dieser Spule ausgeführte Messungen ergaben für das Feld im Solenoidmittelpunkt:

222,03
222,08
222,05
222,00
222,00
222,06
222,03 und im Mittel:
$H_m = 222,04 (\pm 0,3 \text{ Promille}).$

Aus der guten Übereinstimmung mit dem Resultat der vorherigen Messungen folgt offenbar, daß die Differenz zwischen experimentellem und theoretischem Wert in Formfehlern des Solenoids selbst zu suchen ist. Jedenfalls wurde für die weiteren Messungen der soeben angegebene Wert zugrunde gelegt.

Es sollte nun auch noch der Feldverlauf in dem für die Versuche benutzten Gebiet des Solenoidinnenraumes ermittelt werden. Eine punktweise absolute Ausmessung nach der eben angegebenen Methode wäre zu zeitraubend und schwierig gewesen. Es wurde daher die relative Abweichung der in Betracht kommenden Punkte vom Felde im Achsenmittelpunkt mittels einer Differential-Induktionsmethode bestimmt.<sup>1)</sup>

Hierzu wurden zwei kleine Induktionsspulen verwendet, die auf Hartgummiröllchen gewickelt waren. Die Dimensionen des Wicklungsraumes waren:

Äußerer Durchmesser . . . . .	3,0 cm
Innerer „ . . . . .	1,5 „
Länge . . . . .	1,0 „

Die Wicklung bestand aus 0,05 mm starkem emailliertem Kupferdraht. Die Spulen wurden auf ihre Induktivität abgeglichen, indem sie gegeneinander geschaltet an zwei sym-

1) A. Bestelmeyer, Phys. Zeitschr. 12. p. 1109. 1911.

metrisch zum Mittelpunkt liegende Stellen des Solenoidinnern gebracht wurden. Sie waren an ein D'Arsonvalgalvanometer von Siemens & Halske gelegt, dessen Ausschläge auf Proportionalität untersucht waren. Seine Empfindlichkeit betrug  $2 \cdot 10^{-10}$  Amp./mm bei 2,5 m Skalenabstand. Der Widerstand des Instrumentes war 200 Ohm. Beim Kommutieren des Primärstromes im Solenoid von 5 Amp. zeigte sich ein Ausschlag, ein Zeichen, daß die Induktionskoeffizienten der beiden Spulen nicht gleich waren. Durch Abwickeln des Drahtes von der einen oder anderen Spule ließ sich der Ausschlag auf einen Betrag von wenigen Millimetern reduzieren, indessen gelang es aus rein technischen Gründen nicht, ihn gänzlich zum Verschwinden zu bringen. Das war auch nicht notwendig, da bei der folgenden Feldausmessung immer Doppelmessungen mit vertauschten Rollen stattfanden, wodurch der Fehler vollkommen eliminiert wurde. Der Widerstand der abgeglichenen Spulen betrug 3304 Ohm und 3317 Ohm. Die Spulen wurden auf dem schon für die magnetometrische Messung verwendeten Tischchen aufgestellt. Die eine Spule stand während einer Meßreihe im Achsenmittelpunkt fest, während die andere an die auszumessenden Feldpunkte gebracht wurde. Dann wurden die Rollen vertauscht und die Versuchsreihe wiederholt. Die Zu- und Ableitung zum Galvanometer war induktionsfrei. Die Zuleitungen wurden aufs sorgfältigste durch untergelegte Siegel-lackstücke (sog. Cammerlack) isoliert; das Galvanometer zeigte anderenfalls bei seiner hohen Empfindlichkeit einen sehr störenden Dauerausschlag von mehreren Zentimetern, die durch die Isolation der Zuleitungen hindurchgingen, verursacht wurde.

Zunächst wurde die Empfindlichkeit der Methode festgestellt, indem die beiden Spulen hintereinander geschaltet und symmetrisch zum Solenoidmittelpunkt möglichst nahe bei demselben aufgestellt wurden. Beim Kommutieren eines Primärstromes von 15 Milliamp. ergab sich ein Ausschlag von 17,5 mm. Dem in der Differentialstellung verwendeten Strom von 6 Amp. entspricht also ein Ausschlag von  $17,5 \cdot 6000/15 = 7000$  mm. Die durch diese Zahl dividierten Ausschläge bei der Feldausmessung ergeben die Abweichung des betreffenden Feldpunktes vom Feldmittelpunkt.

In Fig. 7 u. 8 sind die Messungsergebnisse wiedergegeben. Hier fällt die  $x$ -Achse mit der Solenoidachse zusammen, die  $y$ -Achsen sind Horizontalen, die durch die in der Fig. 8 angegebenen Punkte der Längsachse gehen; sie verlaufen also in den Querschnitten des Solenoids und geben den Feldverlauf in ihnen an.

Die beiden gerissenen Linien in Fig. 7 grenzen den benutzten Feldbereich längs der  $x$ -Achse ein.

Beide Figuren zeigen, daß das Feld in dem benutzten Bereich ( $\pm 2$ ;  $\pm 6$  cm) hinreichend homogen ist. Der extremste Wert ist 0,8 Promille. Nimmt man aus allen Abweichungen

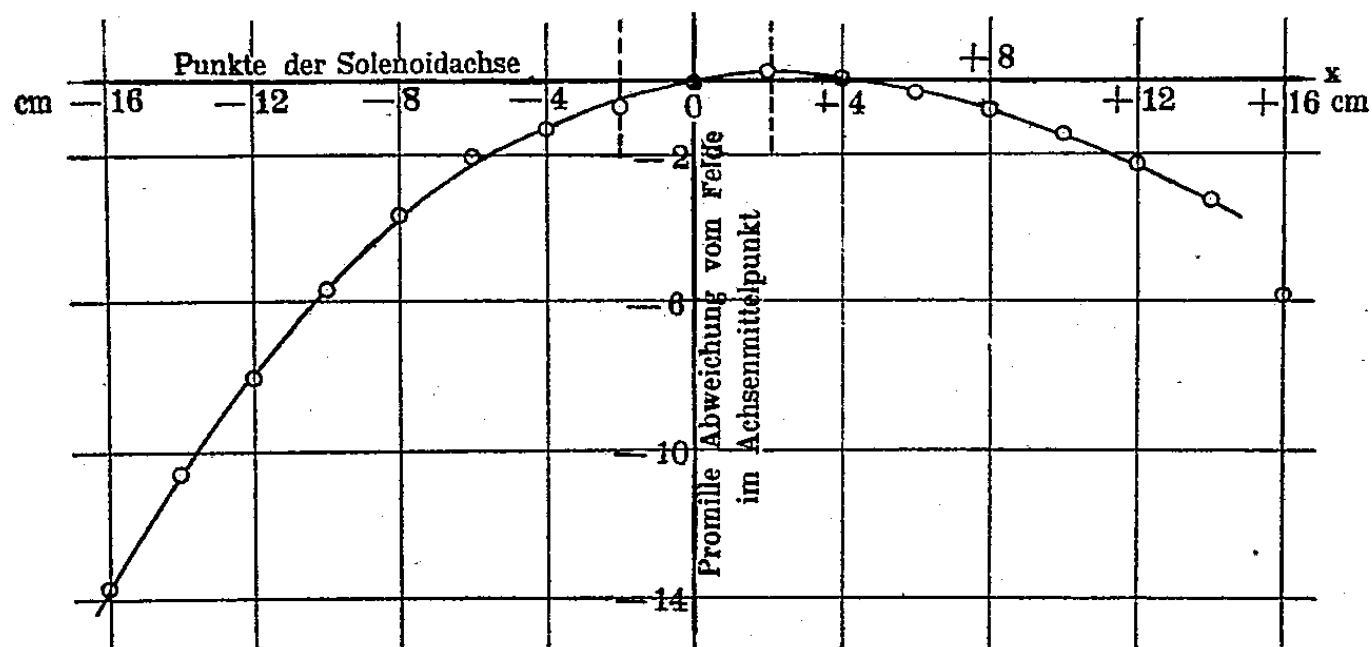


Fig. 7.

das Mittel, so ergibt sich ein mittlerer Feldwert, der um 0,14 Promille größer ist, als der Wert im Achsenmittelpunkt. Dem entsprechend wurde den Berechnungen der Wert  $H_m = 222,04 + 0,14 \text{ Promille} = 222,07 i$  ( $i$  in elektromagn. Einh.) zugrunde gelegt.

Mit dieser Spule wurden die Aufnahmen Nr. 6—36 inkl. gemacht. Aus äußeren Gründen fand zwischen Aufnahme Nr. 28 u. 29 eine Pause von 3 Monaten statt (vgl. Tab. Nr. I). Die Aufnahmen der neuen, mit Nr. 29 beginnenden Versuchsreihe zeigten zunächst normales Aussehen. Bei Aufnahme 35 und 36 waren indessen die  $\beta$ -Kurven sehr eigentümlich; sie lagen unsymmetrisch zur Nulllinie und waren stark verschwommen, und zwar die eine mehr als die andere. Ihr Aussehen ließ darauf schließen, daß im Solenoid zwischen der

Wicklung und dem Messingkörper Kurzschluß eingetreten war. Eine Isolationsmessung ergab in der Tat einen Übergangswiderstand von nur 50 000 Ohm. Wie dieser Kurzschluß zustande gekommen war, ließ sich nicht feststellen. Möglicherweise hatte die Isolation in der langen Pause zwischen Aufnahme 28 und 29 durch kondensierte Luftfeuchtigkeit gelitten und war dann während der folgenden Aufnahmen beim Öffnen des Magnetstromes, durch die dabei auftretenden nicht unbeträchtlich hoch gespannten Extraströme, allmählich zerstört worden.

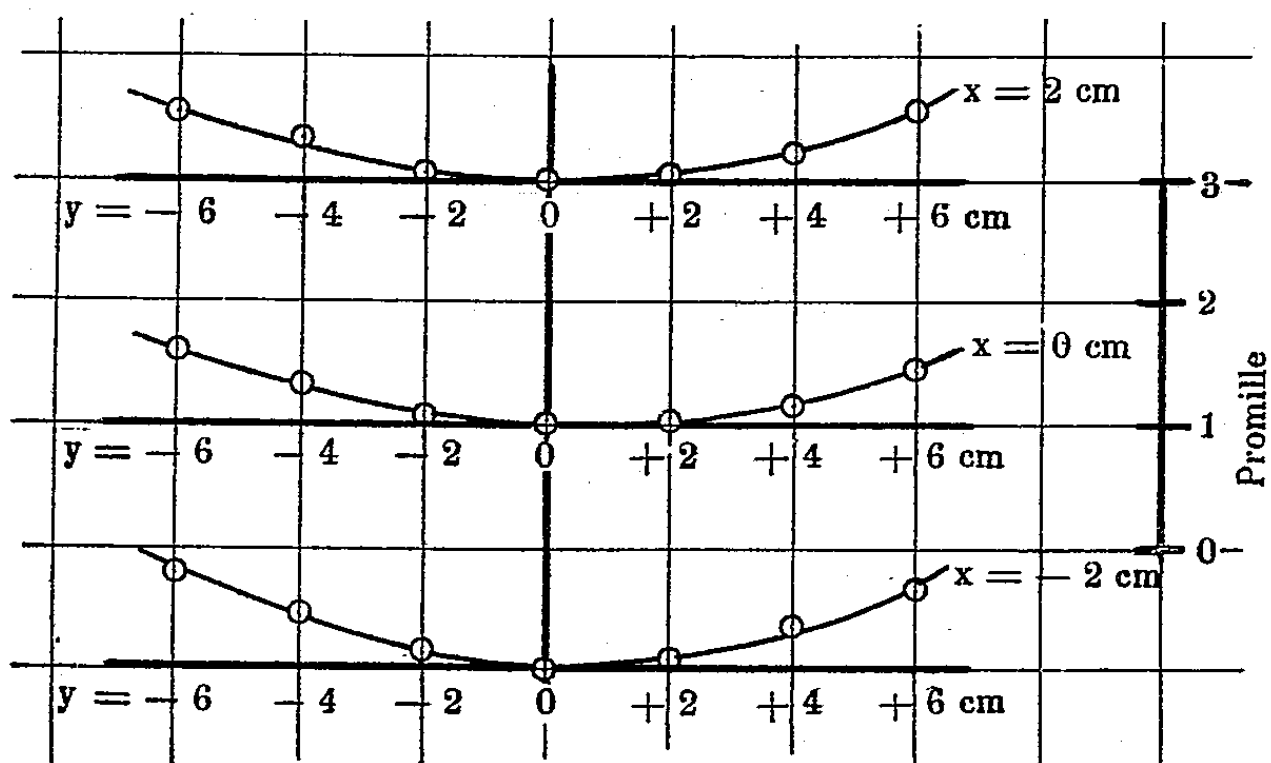


Fig. 8.

Leider war versäumt worden, vor Aufnahme Nr. 29 eine Isolationsmessung vorzunehmen; es wurden daher die sämtlichen Aufnahmen 29—36 zur Sicherheit nicht zur Berechnung verwertet. In der Zukunft wurde vorsichtshalber die Isolation des Solenoids nach je 2—3 Aufnahmen nachgeprüft.

Die Spule mußte also nochmals neu bewickelt werden. Diesmal wurde die Isolation so dick gewählt, daß in Zukunft über ihre Zuverlässigkeit nicht mehr zu klagen war.

Es ergaben sich die Dimensionen:

Länge der Wickelungen . . . . .	99,90 cm
Radius der inneren Wickelung . . . . .	11,304 „
Windungszahl der inneren Wickelung . . . . .	904
Radius der äußeren Wickelung . . . . .	11,46 cm
Windungszahl der äußeren Wickelung . . . . .	828

Das Feld wurde in der früher beschriebenen Weise ausgemessen. Der absolute Wert im Achsenmittelpunkt war:

$$\begin{array}{r}
 213,74 \\
 72 \\
 72 \\
 73 \\
 \hline
 H_m = 213,73 \text{ Gauss für den Strom einer elektro-} \\
 \text{magnet. Einheit.}
 \end{array}$$

Die Relativausmessung ergab, wie bei der größeren Isolationsstärke zu erwarten war, etwas größere Inhomogenitäten des Feldes als früher, die sich jedoch noch in durchaus zulässigen Grenzen bewegten. Die größte Abweichung vom Feld im Achsenmittelpunkte betrug 1 Promille.

Bildete man, wie früher, das Mittel für alle gemessenen Punkte im Bereich ( $x = \pm 2$  cm,  $y = \pm 6$  cm), so ergab sich ein Wert, der um 0,17 Promille größer war als der Wert 213,73 i Gauss. Diese Abweichung liegt in durchaus zulässigen Grenzen, da der zur Erzeugung des Magnetfeldes bei den Aufnahmen dienende Strom an sich schon eine geringere Konstanz hatte.

#### § 6. Die photographischen Aufnahmen.

Im verdunkelten Zimmer wurde bei sehr schwachem rotem Licht eine photographische Platte eingelegt, nachdem vorher der Abstand  $a$  des Kondensatorrandes von der Plattenschicht bestimmt worden war.

Als Plattenmaterial diente die schon von Wolz verwendete Röntgenplatte von Westendorp u. Wehner in Köln, die von der Firma in Kreisform mit 5 cm Durchmesser geliefert wurde. Schichtablösungen im Hochvakuum kamen nie vor. Von Aufnahme 29 an wurden auf Spiegelglas gegossene Platten verwendet.

Nach Einsetzen der Platte wurde das Radiumpräparat mittels eines Wachsstückchens am Kondensator befestigt, die Messinghülse in das Glasgehäuse eingesetzt und die Zuleitungselektroden an die Kondensatorklemmen angelegt. Zum Abdichten der Schliffe diente eine Lösung von Gummi in Vaseline.



Der große Schliff am Glasgehäuse bot die meisten Schwierigkeiten für die Erzielung eines hohen Vakuums, zumal er am weitesten von der Pumpe entfernt lag. Gerade infolge der schwierigen Abdichtung dieses Schliffes mißlang eine Anzahl Aufnahmen, da durch die im Apparat vorhandenen geringen Gasreste die Platten oft verschleiert wurden. Auf Fernhalten von Staubteilchen und Fasern wurde besonders geachtet. Alle Schliffe wurden vor jeder Aufnahme gereinigt und neu geschmiert.

Nachdem der Apparat im Solenoid in die richtige Lage gebracht war, und dessen Enden zum besseren Lichtschutz mit schwarzen Tüchern verhangen waren, wurde mit Evakuieren begonnen. Hierzu diente eine Quecksilberpumpe von Gaede, die während der ganzen Dauer des Versuches lief. Das Vorvakuum wurde mittels Kapselpumpe von Gaede in etwa einer halben Minute erzeugt. Alle halben Stunden wurde die Vorpumpe für eine Minute eingeschaltet. Vor Anlegung der Felder mußte höchstes Vakuum herrschen, da sonst die photographische Platte stark verschleierte. Das Vakuum war erfahrungsgemäß hinreichend hoch, wenn in einer mit einem Induktorium betriebenen Geißlerröhre, die nahe dem Glasgefäß an die Glasleitung angeschmolzen war, keine Röntgenstrahlen mehr erzeugt wurden. Bis so geringer Druck herrschte, verging eine bis eineinhalb Stunden. Diese lange Dauer war bedingt durch die infolge der früher erwähnten Umstellung der Pumpen sehr lang gewordene Rohrleitung. Doch habe ich mich durch einen besonderen Versuch (Nr. 11 des Protokolls in Tab. I) davon überzeugt, daß selbst in dieser langen Zeit keine merkliche Verschleierung der photographischen Platte auftrat, solange die Felder nicht angelegt waren. Die einzige Wirkung war, daß die von den unabgelenkten Strahlen auf der Platte erzeugte Nulllinie sehr kräftig wurde.

Während des Evakuierens wurde mit einem Rapsschen Kompensationsapparat die an den Kondensator anzulegende Potentialdifferenz gemessen, sie wurde von einer Hochspannungsakkumulatorenbatterie von 400 Zellen geliefert, von denen in Intervallen von 20 Volt abgezweigt werden konnte.

Durch sehr sorgfältige Reinhaltung und Isolierung der Zellen gelang es, die Spannung wochenlang nahezu konstant

zu erhalten. Um die Batterie vor Kurzschluß zu sichern, wurde in die Leitung zum Kondensator noch ein Widerstand von  $10^5$  Ohm geschaltet.

War das Vakuum hinreichend hoch, so wurden die Felder angelegt und die Wasserkühlung des Solenoids angelassen. Der das Magnetfeld erzeugende Strom wurde der städtischen Leitung von 220 Volt entnommen; er wurde mittels eines Präzisions-Milliamperemeters von Hartmann & Braun mit Nebenschluß für maximal 7,5 Amp. gemessen. Das Instrument war mittels Kompensationsapparat und Normalwiderstand geeicht. Da mit einem Regulierwiderstand immer auf ganze Skalenteile eingestellt wurde, gestattete das Amperemeter ein sehr genaues Ablesen. Allerdings schwankte die städtische Spannung dauernd, so daß der Strom ununterbrochen nachreguliert werden mußte. Bei den ersten Probeaufnahmen besorgte ich die Regulierung allein. Da indessen auf die Dauer die Aufmerksamkeit des Beobachters trotz angestrengtester Konzentration doch nachläßt — die Belichtungszeiten für eine Doppelaufnahme variierten zwischen 7 und 16 Stunden —, ließ ich mich später 2stündlich ablösen. Eine Anzahl Damen und Herren, die im Physikalischen Institut arbeiten, halfen mir in bereitwilligster Weise bei der Stromregulierung. Ihnen möchte ich dafür an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen.

Nachdem eine Kurve aufgenommen war, wurden die Felder kommutiert und auf dieselbe Platte eine zweite Aufnahme unter sonst gleichen Versuchsbedingungen gemacht, so daß man eine Doppelkurve erhielt, symmetrisch zur Nullinie. Dadurch wurde einmal größere Genauigkeit beim Ausmessen der Photogramme erreicht, da die  $\beta$ -Linien bedeutend feinere Struktur hatten, als die Nullinie; außerdem brauchte das Erdfeld nicht berücksichtigt zu werden, dessen Einfluß sich bei einer Doppelkurve heraushebt.

Sofort nach Beendigung der Aufnahme wurde die photographische Platte entwickelt und zugleich das Radiumpräparat vom Kondensator entfernt, um ein Leitendwerden der Quarzplättchen zu verhindern. Ferner wurde sogleich nach der Aufnahme die Spannung des verwendeten Teils der Hochspannungsbatterie nochmals bestimmt. Der Mittelwert der zu An-

fang und Ende jeder Aufnahme gemessenen Spannung wurde für die Berechnung benutzt.

Als Entwickler wurde eine 17 prozentige Lösung von Häuffs „Adurol“ benutzt, der sehr kräftige Kontraste bei relativ geringer Schleierbildung gab. Die Platten wurden unter möglicher Fernhaltung jeglichen Lichtes im allgemeinen 5 Minuten lang entwickelt. Dann wurden sie mehrere Minuten in fließendem Wasser gut gespült, da sonst beim Fixieren die Schicht eine gelbrote Färbung bekam. Fixiert wurde in einem gewöhnlichen sauren Fixierbad. Die Temperatur der Bäder war Zimmertemperatur, also 15–20°.

#### § 7. Die Ausmessung der Aufnahmen.

Der Ausmessung der Platten, d. h. der Bestimmung der Ablenkung  $z$  stellten sich erhebliche Schwierigkeiten in den Weg. Solange ich mich auf kleine Geschwindigkeiten der  $\beta$ -Strahlung — 0,4 bis 0,6 der Lichtgeschwindigkeit — und kleinen Abstand  $a$  (4 cm) der photographischen Platte vom Kondensator beschränkte, erhielt ich sehr feine, scharfe Kurven. Aber schon bei  $a=5$  cm wurden die Streifen für  $\beta=0,6$  ziemlich verschwommen; für größere Geschwindigkeiten waren sie auch bei  $a=4$  cm schon stark verwachsen. Wie schnell die Unschärfe der Kurven mit wachsendem  $a$  und  $\beta$  zunimmt, ist an den Figg. 9–13, Taf. IV, zu ersehen, die übrigens an Klarheit und Schärfe hinter den Originalen zurückbleiben. Die Kurven zeigen im Aussehen Übereinstimmung mit den entsprechenden Kurvenstücken der von Bucherer l. c. reproduzierten Aufnahmen.

Für die feineren Linien wurde zur Ausmessung eine Kayzersche Teilmaschine<sup>1)</sup> aus den Werkstätten von Wolz in Bonn benutzt, die für diesen Zweck passend abgeändert wurde. Auf die Glasplatte, die als Träger des auszumessenden Photogramms dient, wurden gerade Linien geätzt, senkrecht und parallel zur Schraubenspindelachse des Apparates. Nach ihnen wurden die Photogramme orientiert, so daß man den Abstand der  $\beta$ -Kurven auch wirklich in senkrechter Richtung bestimmte.

1) Vgl. H. Kayser, Handb. d. Spektroskopie. 1. p. 644/45. 1900.

Der durch fehlerhafte Justierung verursachte Messungsfehler beträgt weniger als  $\frac{1}{10}$  Promille.

Beleuchtet wurde die auszumessende Platte von unten her, indem auf den Beleuchtungsspiegel ein weißes Blatt Papier gelegt wurde, das das Licht einer Metallfarbenlampe diffus durch die Platte schickte. Das Auge des Beobachters wurde durch einen geeigneten Schirm vor direktem Licht sorgfältig geschützt.

Das am Apparat befindliche Mikroskop vergrößerte so stark, daß man die  $\beta$ -Linien nur noch als eine dichtere Anhäufung der Silberkörnchen in der Schicht erblickte. Schon bei zweifacher Vergrößerung begann das Plattenkorn sich störend bemerkbar zu machen. Daher wurde an Stelle des Mikroskops ein Diopter benutzt.

Ein bei dieser Einstellmethode durch Parallaxe verursachter möglicher Fehler betrug nur wenige Tausendstel Millimeter, war also zu vernachlässigen.

Die Ganghöhe der Schraubenspindel wurde durch Vergleich mit einer von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichten Silberskala zu 0,33326 mm bestimmt und zeigte sich längs des ganzen in Betracht kommenden Teiles der Spindel sehr konstant.

Es wurden bei jeder Platte, je nach der Klarheit derselben, 15 bis 20 Einzeleinstellungen gemacht. Der mittlere Fehler lag zwischen 0,3 und 0,6 Promille. Nur bei einigen weniger guten Aufnahmen, die im Anfange gemacht waren, stieg er bis auf 0,8 Promille.

Es wurde versucht, auch bei weniger scharfen Linien den Abstand  $z$  auf die eben beschriebene Weise auszumessen, also bei Platten, die mit  $\beta = 0,6$  und  $a = 5$  cm, oder bei Platten, die mit  $\beta = 0,7$  und  $0,8$  aufgenommen waren. Doch zeigte sich nach wenigen Einstellungen eine recht gute Übereinstimmung der Einzelwerte; indessen war leicht zu erkennen, daß dies nur daran lag, daß das Auge sich gewöhnte, das Fadenkreuz immer wieder auf dieselbe Stelle der  $\beta$ -Kurve einzustellen; ob dies aber wirklich die Stelle maximaler Schwärzung war, blieb zweifelhaft.

Deshalb mußte zur Ausmessung der Photogramme mit

unscharfen Linien eine andere Methode werden; dies geschah von Aufnahme 12 an. Zu diesem Zweck wurde ein photometrisches Verfahren ausgearbeitet, das schon an anderer Stelle veröffentlicht worden ist.<sup>1)</sup> Es wurde in der Weise verfahren, daß die Schwärzungsverteilung auf der auszumessenden Platte in der Richtung senkrecht zum Verlauf der Nulllinie in willkürlichen Einheiten bestimmt wurde. Die Resultate wurden in hundertfach vergrößertem Maßstabe aufgezeichnet und aus dem Abstände der Schwärzungsmaxima der  $\beta$ -Kurven die Größe  $2z$  ermittelt. Betreffs Details der Anordnung sei auf die zitierte Abhandlung hingewiesen. Dort ist auch eine (bei der Abmessung von Photogramm 29 erhaltene) Schwärzungskurve wiedergegeben.

Die Zuverlässigkeit dieser Methode wurde in der Weise geprüft, daß eine und dieselbe Platte, die für die Ausmessung mittels Teilmaschine hinreichend feine Linien hatte, sowohl photometrisch, wie mit der Teilmaschine ausgemessen wurde. Eine solche Vergleichung ergab z. B. bei Photogr. 33:

$$\begin{array}{r} \text{Photometer: } z = 0,8182 \text{ cm} \\ \text{Teilmaschine: } z = 0,8169 \text{ ,,} \\ \hline \Delta = 0,0013 \text{ cm} \end{array}$$

Auch die Übereinstimmung verschiedener photometrischer Ausmessungen derselben Platte war eine genügende; die Abweichungen betragen ebenfalls nur ca. 1 Promille. So ergab sich für Aufnahme Nr. 29 die Größe  $2z$  zu:

$$\begin{array}{l} 1. \text{ Ausmessung: } 1,0686 \text{ cm} \\ 2. \text{ Ausmessung: } 1,0697 \text{ ,,} \\ \text{also die Differenz} = 0,0011 \text{ ,,} \end{array}$$

#### § 8. Die Resultate.

1. *Allgemeines.* Es wurden im ganzen 55 Aufnahmen gemacht, deren Protokolle in der Tab. I ausführlich wiedergegeben sind. Zur Erläuterung dieser Zusammenstellung sei

---

1) G. Neumann, Über eine einfache photometrische Methode zur Ausmessung der Schwärzung photographischer Platten. Physik. Zeitschr. 41. p. 241. 1913.

Tabelle I:

Nr.	Datum	Belichtg.	H in Gauss	Potential in Volt am Kondensat.	a in cm	z in cm	$\beta$	$\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\beta=0,10^7}$ Lor.	$\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\beta=0,10^7}$ Abr.	$\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\text{kor. } 10^7}$ Lor.	$\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\text{kor. } 10^7}$ Abr.
1	15. 10. 11	3 Std.	113,7	562,22	4,0849						
2	17. 10. 11	5 "	113,7	561,02	4,0510						
3	18. 10. 11	5+5	113,7	561,17	4,0510						
4	20. 10. 11	4 1/2 + 4 1/2	113,7	480,27	4,0510						
5	24. 10. 11										
6	10. 8. 12	4 3/4 + 4	133,16	740,79	4,0464	0,5826 T	0,7392				
7	16. 8. 12	3 1/2 + 3 1/2	133,16	835,89	4,0464	0,4192 T	0,834				
8	19. 8. 12	3 1/2 + 3 1/2	133,19	850,16	4,6399	0,5550 T	0,858				
9	8. 9. 12										
10	9. 9. 12	4 1/4 + 4 1/4	133,16	699,00	4,1078		0,698				
11	10. 9. 12										
12	11. 9. 12	4 1/2 + 4 1/2	133,19	593,10	4,1035	0,9173 TP	0,59150	1,715	1,635	1,751	1,670
13	12. 9. 12	5 1/2 + 5 1/2	110,97	423,14	4,1028	0,9603 T	0,5065	1,718	1,664	1,755	1,700
14	13. 9. 12										
15	16. 9. 12	3 3/4 + 3 3/4	133,19	656,04	4,1026	0,7672 TP	0,65426	1,716	1,611	1,754	1,646
16	18. 9. 12										
17	19. 9. 12	3 1/2 + 3 1/2	133,19	761,66	4,8010						
18	20. 9. 12	3 1/4 + 3 1/4	133,19	846,61	4,8002						
19	21. 9. 12	6+4	133,19	698,74	4,8002						
20	24. 9. 12	3 1/2 + 3 1/2	133,19	804,15	4,8037						
21	26. 9. 12										
22	27. 9. 12	5+5	133,19	655,69	4,8078	1,0734 TP	0,65891	1,722	1,617	1,754	1,646
23	1. 10. 12										
24	3. 10. 12	4+4	110,97	592,28	5,1736	0,8726 PP	0,70897	1,723	1,558	1,757	1,597
25	5. 10. 12	4+4	133,19	592,18	4,1322	0,9889 TP	0,59059	1,724	1,644	1,765	1,655
26	8. 10. 12	4+4	110,97	506,47	5,1496	1,1720 P	0,60624	1,732	1,647	1,765	1,655
27	15. 10. 12	3+3	133,19	654,84	4,1689	0,8000 P	0,65308	1,725	1,620	1,766	1,630
28	21. 10. 12	4+4	133,19	654,85	4,6183	0,9854 P	0,65308	1,717	1,612	1,753	1,621
29	22. 1. 13	3 1/2 + 3 1/2	133,19	795,60	4,1882	0,5347 PP	0,79343				
30	23. 1. 13	3 1/2 + 3 1/2	133,19	732,14	4,1882	0,6375 P	0,73015				
31	30. 1. 13										
32	4. 2. 13	3 1/2 + 3 1/2	133,19	696,69	4,1882	0,7163 P	0,6948				
33	5. 2. 13	3 1/2 + 3 1/2	133,19	651,89	4,1882	0,8176 TP	0,65011				
34	8. 2. 13	4+4	133,19	607,66	4,1882	0,9234 T	0,60601				
35	10. 2. 13	4 1/2 + 4 1/2									
36	12. 2. 13	5 1/2 + 5 1/2									
37	18. 3. 13	3+3	128,19	772,85	4,1905	0,5004 PP	0,8008	1,759	1,547	1,802	1,586
38	19. 3. 13	3 1/2 + 3 1/2	128,19	665,87	4,1905	0,6966 PP	0,6900	1,722	1,599	1,764	1,638
39	20. 3. 13	4+4	128,19	580,75	4,1905	0,8961 T	0,60179	1,721	1,633	1,762	1,677
40	22. 3. 13	5+5	106,80	407,90	4,1905	0,9714 T	0,50732	1,736	1,682	1,778	1,722
41	9. 4. 13	3 1/2 + 3 1/2	128,19	766,64	4,6453	0,6165 P	0,79440	1,719	1,519	1,757	1,553
42	10. 4. 13	3 1/2 + 3 1/2	128,19	678,87	4,6453	0,8451 P	0,70347	1,756	1,622	1,795	1,658
43	11. 4. 13	4+4	128,19	591,59	4,6453	1,0852 T	0,61301	1,732	1,644	1,769	1,679
44	12. 4. 13	5+5	106,80	393,28	4,6453	1,2723 T	0,48133	1,728	1,679	1,764	1,714
45	14. 4. 13	7+7	96,323	284,11	4,6453	1,5657 T	0,39179	1,728	1,698	1,763	1,732
46	16. 4. 13	8+8	96,323	283,92	4,2013	1,2523 T	0,39152	1,727	1,697	1,767	1,736
47	18. 4. 13	4+4	128,19	762,96	5,1567	0,7939 P	0,79058	1,762	1,561	1,797	1,592
48	19. 4. 13	3 1/2 + 3 1/2	128,19	676,15	5,1567	1,0409 P	0,70065	1,729	1,598	1,763	1,630
49	21. 4. 13	4+4	128,19	589,05	5,1567	1,3635 P	0,6104	1,729	1,642	1,761	1,673
50	22. 4. 13	3 1/2 + 3 1/2	128,19	827,86	5,1567						
51	23. 4. 13										
52	24. 4. 13	5+5	106,80	391,66	4,2013	1,0319 T	0,48712	1,728	1,679	1,769	1,718
53	25. 4. 13	4+4	128,19	588,48	4,2013	0,8825 T	0,60979	1,724	1,688	1,766	1,677
54	22. 5. 13	4+4	128,19	693,20	4,2013	0,6427 P	0,71830	1,719	1,579	1,761	1,618
55	24. 5. 13	4+4	128,19	779,08	4,2013	0,4892 P	0,80730	1,751	1,584	1,794	1,572

## Protokolle der Aufnahmen.

13	14
Entwicklung, Verstärkung, Abschwächung Ausfall der Platte	Bemerkungen
Verschleiert, keine Linien sichtbar Ganzschwache $\beta$ -Kurve stark verschleiert Desgl. Doppelaufnahme Desgl. Wegen Aussetz. d. Vakuums völlig verschl. Verschleiert, mit Blutlaugensalz abge- schwächt, sehr schwach Gut; $\beta$ -Kurven sehr stark verschwommen $\beta$ -Kurven sehr schwach u. verschwommen Vakuum ausgesetzt; Platte schwarz	Ohne Kommutieren Desgl. Aufnahme abgebrochen Ohne Blende Mit Metallblende Desgl. Luftpump. umgest. vgl. Ohne Blende [p. 547] Kondensator neu versilbert. Ohne Blende. Desgl.
Platte ganz klar, nur starke Nulllinie vorhanden	Nur z. ersten Orientierung; zur Ausmess. unbrauch- bar; Magnetfeld mit dem Buchererschen Solenoid erzeugt. Unbrauchbar für die Be- rechnung, da sich nach- träglich ein Meßfehler bei der Bestimmung von $\alpha$ herausstellte. Neues Solenoid. Da kein gutes Vakuum zu erzielen, keine Felder angelegt. Nur benutzt z. Feststellen der Verschleierung beim Vorevakuierten.
Vakuum ausgesetzt, Platte schwarz	Desgl. Unbrauchbar; während der Aufnahme brannte ein Vorschaltwiderstand durch.
Verschleiert; abgeschwächt, $\beta$ -Kurven zu schwach geworden Desgl. Desgl. Desgl.	Ohne Blende. Desgl. Desgl. Eine Hälfte versehentlich 2 Std. zu lange belichtet. Ohne Blende.
Vakuum ausgesetzt, Platte schwarz Platte abgeschwächt Keine $\beta$ -Kurven 7 Min. entwickelt mit Bromkalizusatz Desgl.	Desgl. Felder falsch angelegt. Mit Siegellackblende. Desgl. $\alpha$ mit Metallplatte gemessen. Siegellackblende. Desgl. Desgl.
	Abgebr., Feld. falsch an- gelegt 1/4 Std. früher beendet, da 1 Widerst. durchgebr.
$\beta$ -Kurven ganz verschwommen und asymmetrisch	Platten nicht verwertet, da die Isolation des So- lenoids durchschlagen worden (vgl. p. 551 ff.).
4 Min. entwickelt	
4 Min. entwickelt 6 Min. entwickelt	Kondensator neu versilb.
Mit HgCl <sub>2</sub> verstärkt	Solenoid neu gewickelt (vgl. p. 551 ff.). Photogr. Platten auf Spiegelglas, festgehalten mit am Randedrückender Feder (p. 537). Verbessert. Ein- stellung von $\alpha$ . $\alpha$ mit Metallpl. gemessen. Mit Siegellackblende.
$\beta$ -Linien sehr verwasch. Ausmess. unmögl.	Abgebr.; Pumpe setzt aus
4 Min. entwickelt, etwas abgeschwächt	

noch folgendes bemerkt. In Spalte 3 sind die Belichtungszeiten in der Weise angegeben, daß die auf jeden Kurvenzweig kommenden Zeiten durch ein Pluszeichen verbunden sind. Im allgemeinen waren sie gleich; nur bei wenigen Aufnahmen sind Differenzen vorhanden, die durch äußere Umstände bedingt sind. Der Grund ist in jedem Falle in Spalte 14 angegeben. Es wurden immer Doppelkurven aufgenommen, mit Ausnahme der Photogramme 1 und 2, die nur zur ersten Orientierung dienten.

In Reihe 7 bedeutet ein  $T$ , daß die betreffende Platte mittels Teilmaschine, ein  $P$ , daß sie auf photometrischem Wege ausgemessen wurde. In Spalte 8 sind die Geschwindigkeiten der verwendeten Strahlen in Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit angegeben. Die Spalten 9 und 10 enthalten die Berechnung von  $e/m_0$  nach der Lorentz-Einsteinschen bzw. nach der Abrahamschen Theorie, unter der Annahme, daß die Kondensator-Randkorrektur  $p = 0$  sei. Diese Werte können zu einer Entscheidung zwischen beiden Theorien herangezogen werden gleich den korrigierten Werten, da die Einführung der Randkorrektur alle Werte angenähert um denselben prozentualen Betrag vergrößert. Die Spalten 11 und 12 enthalten die entsprechenden Werte von  $e/m_0$  nach Einführung der Randkorrektur  $p$ .

Von den ersten 36 Aufnahmen waren nur sehr wenige zur Berechnung verwendbar; 28, d. h. fast  $\frac{3}{4}$  von ihnen mußten ausgeschieden werden. Dieses ungünstige Verhältnis findet seinen Grund darin, daß mir zunächst noch die experimentellen Erfahrungen mangelten. Trotzdem wurden alle diese Aufnahmen mitgezählt, um nicht den Anschein zu erwecken, daß die zur Berechnung herangezogenen Aufnahmen willkürlich ausgewählt wären. Die Aufnahmen 1—5 hatten durchaus den Charakter orientierender Versuche, da besonders in der richtigen Wahl der Belichtungszeit nicht unbeträchtliche Schwierigkeiten lagen. Einen ungefähren Anhalt bot mir dabei die Aufnahme des magnetischen Spektrums des benutzten Radiumpräparats, das nach einer von v. Baeyer, Hahn und Meitner<sup>1)</sup> angegebenen Methode aufgenommen wurde.

1) Vgl. v. Baeyer u. Hahn, Physik. Zeitschr. 11. p. 489. 1910 und v. Baeyer, Hahn u. Meitner, Physik. Zeitschr. 12. p. 1100. 1911.

Dabei ergab sich für das Schwärzungsmaximum des Spektrums  $\beta = 0,83$  rd.

Demgemäß war die Belichtungszeit für  $\beta = 0,7$  bis  $0,8$  am kürzesten und nahm dann für kleinere Geschwindigkeiten erst allmählich (bis  $\beta = 0,6$ ), dann schneller zu.

Nächst der richtigen Wahl der Belichtungszeiten machte die Erzielung eines guten Vakuums zunächst große Schwierigkeiten. Abgesehen davon, daß bei Vorhandensein von Gasresten die  $\beta$ -Strahlen auf ihrem Wege bis zur photographischen Platte gebremst werden, verschleiern die Platten bei nicht genügend hohem Vakuum stark, da die Gasreste zu leuchten anfangen. Eine Metallblende von etwa 6 mm Spaltbreite, wie sie Wolz vor den Kondensator gesetzt hatte, erwies sich als nicht zweckmäßig; bei kleineren Ablenkungen lagen die  $\beta$ -Kurven noch in dem von der Blende nicht geschützten Gebiet der photographischen Platte, bei größeren Ablenkungen lagen sie nahe bei dem Abbild der Blendenränder, was für die Ausmessung noch störender wurde. Ich begann daher ganz ohne Blende zu arbeiten, indessen verschleierten die Platten, besonders bei längerer Exposition, überaus stark. So waren diese Aufnahmen meist nicht brauchbar, und ich versuchte, eine Reihe von ihnen durch Abschwächung mit Blutlaugensalz zu verbessern, jedoch ohne Erfolg, da hierbei gleichzeitig die  $\beta$ -Kurven zu schwach wurden. Aus diesem Grunde mußten die Aufnahmen 17—20 verworfen werden. In der Folge wurde eine Blende von nur 3 mm Spaltbreite benutzt; diese wurde, um nicht den Weg der  $\beta$ -Strahlen zu stören, mit nur 2 mm Abstand vor den Kondensatorspalt gesetzt. Da bei Metall in dieser geringen Entfernung möglicherweise zu starke, den Feldverlauf störende Ladungen influenziert worden wären, wurde die Blende aus einer dünnen Scheibe Siegellack hergestellt. Die mit dieser Blende erzielte Schirmwirkung war zufriedenstellend.

Die ganze Reihe der Aufnahmen 29—36 endlich wurde wegen Durchschlagen der Isolation beim Solenoid ausgeschlossen.

Nachdem alle diese Schwierigkeiten überwunden waren, auch die Bestimmung des Abstandes  $\alpha$  der photographischen Platte vom Kondensator hinreichend verbessert war — Fehler



bei dieser machen sich im Resultat stark bemerkbar —, fielen fast alle Aufnahmen zur Zufriedenheit aus; von Nr. 37 an waren nur zwei Platten nicht verwertbar.

Die zur Berechnung verwerteten Aufnahmen bilden fünf Versuchsreihen. Die erste Gruppe enthält die Aufnahmen 12 bis 28 ausschließlich der im Protokoll als unbrauchbar bezeichneten. Die nicht korrigierten Werte  $(e/m)_{p=0}$  lassen sich bei ihr nicht zur Prüfung der Relativ- und Kugeltheorie heranziehen, da die Aufnahmen teils mit, teils ohne Blende hergestellt worden sind, also bei verschieden starker Streuung des elektrostatischen Feldes. Ferner lassen sich nur diejenigen unkorrigierten Werte zusammenstellen, die mit gleichem Abstände  $a$  aufgenommen sind. Bei den in Frage kommenden Versuchen war es aber nicht möglich, bei der Neueinstellung genau den alten Wert von  $a$  wieder zu erhalten; eine dahinzielende Verbesserung der Apparatur wurde deshalb von Aufnahme 37 an getroffen.

Die Randkorrektion  $p$  für Aufnahmen ohne Blende ließ sich aus Nr. 15 und 22 ermitteln, die für Aufnahmen mit Siegelackblende aus Nr. 25 und 26. Es ergaben sich die Werte:

Tabelle II.

		Relativ- theorie	Kugeltheorie
ohne Blende	$p_{15/22}$	0,0455 cm	0,0455 cm
mit „	$p_{25/26}$	0,0510 „	0,0141 „

Da die späteren Versuchsreihen sämtlich für die Relativ- und gegen die Kugeltheorie entschieden, wurden für die Korrektionsrechnungen die Werte der ersten Kolumne herangezogen. In Tab. III sind die Ergebnisse dieser Meßreihe zusammengestellt, wobei die Aufnahmen nach steigenden Werten von  $\beta$  geordnet sind. In Fig. 14 sind die nach beiden Theorien berechneten Werte  $(e/m_0)_{\text{kor.}}$  als Funktion der Geschwindigkeit eingetragen. Der Vergleich der letzten beiden Vertikalreihen der Tabelle zeigt ein deutliches Abfallen von  $(e/m_0)_{\text{kor.}}$  mit wachsenden Geschwindigkeiten nach der Abraham'schen Theorie, während die nach Lorentz-Einstein berechneten Werte um einen Mittelwert in kleinen Grenzen schwanken.

Noch deutlicher wird dies Verhalten durch die graphische Darstellung illustriert.

Tabelle III (Fig. 14).

Nr.	$p$	$a$ cm	$\beta$	Lorentz $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{p=0}$	Abraham $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{p=0}$	Lorentz $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\text{korr.}}$	Abraham $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\text{korr.}}$
13	15/22	4,1028	0,5065	$10^7 \cdot 1,718$	$10^7 \cdot 1,664$	$10^7 \cdot 1,755$	$10^7 \cdot 1,700$
25	25/26	4,1322	0,5906	1,724	1,644	1,765	1,655
12	15/22	4,1035	0,5915	1,715	1,635	1,751	1,670
26	25/26	5,1496	0,6062	1,732	1,647	1,765	1,655
27	25/26	4,1689	0,6531	1,725	1,620	1,766	1,630
28	25/26	4,6183	0,6531	1,717	1,612	1,753	1,621
22	15/22	4,8078	0,6539	1,722	1,617	1,754	1,646
15	15/22	4,1028	0,6543	1,716	1,611	1,754	1,646
24	25/26	5,1736	0,7090	1,723	1,588	1,757	1,597

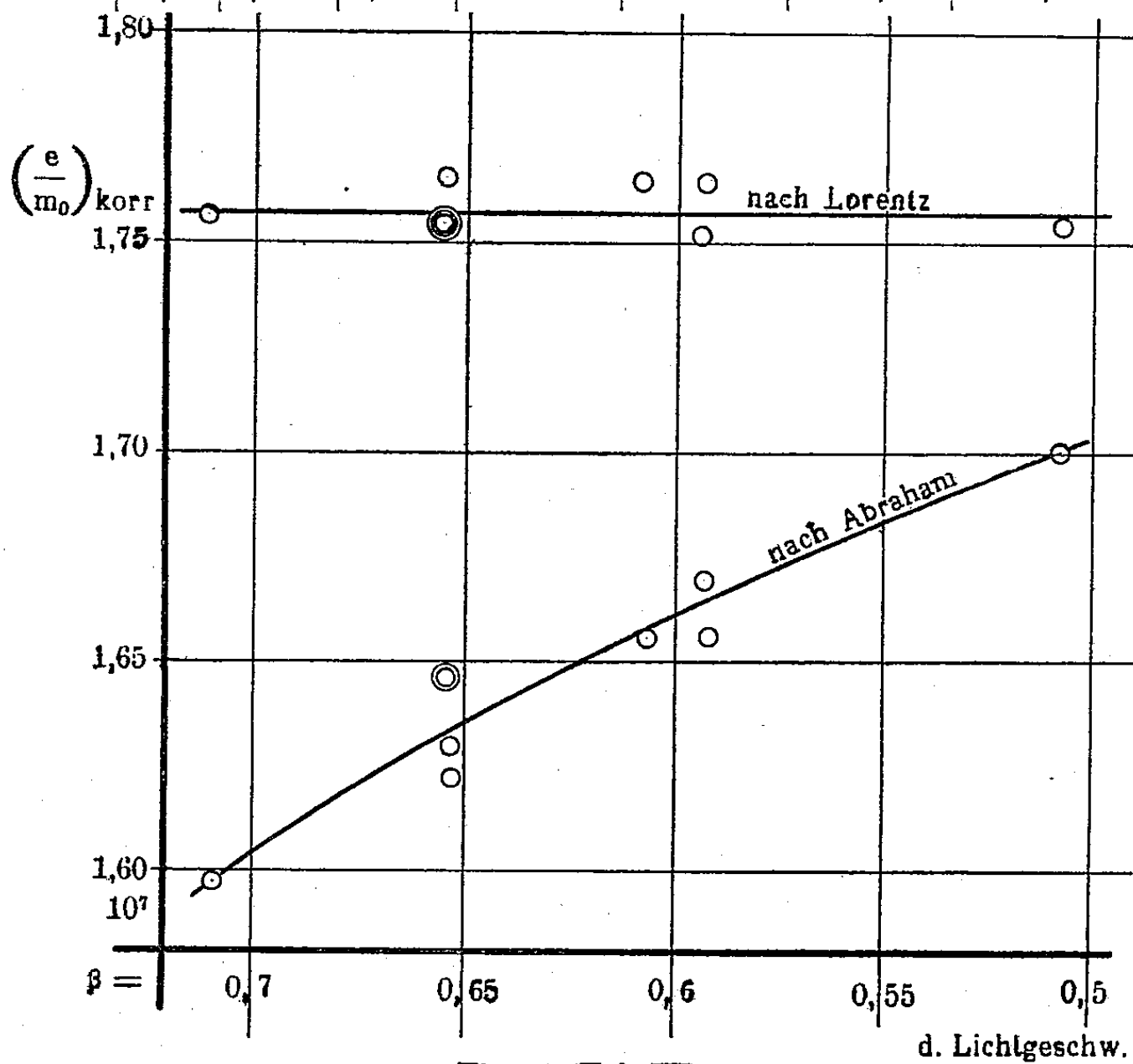


Fig. 14 (Tab. III).

Die zweite Versuchsreihe wird durch die Aufnahmen 37—40 gebildet. Sie sind sämtlich bei dem Abstände  $a = 4,1905$  cm aufgenommen worden. Leider ließen sie sich nicht zur Berechnung von  $p$  heranziehen, da nach Nr. 40 der Kondensator neu versilbert werden mußte, was natürlich eine andere Randstreuung des Kondensators bedingte. Zwar war diese Änderung an sich sehr klein, da die Versilberung infolge des Freihaltens der Stirnflächen immer sehr gleichmäßig ausfiel, und da auch die Zusammensetzung und Justierung des Kondensators nach der auf p. 538ff. beschriebenen Methode eine sehr exakte war. Indessen machen sich selbst sehr kleine Versuchsfehler bei der Berechnung von  $p$  nach Gleichung (6) bis (8) schon sehr stark bemerkbar; weiter unten wird hierauf noch näher eingegangen werden.

Die Resultate dieser Versuchsreihe, die die Geschwindigkeiten  $\beta = 0,5 - 0,8$  umfaßte, sind in Tab. IV und Fig. 15 wiedergegeben.

Tabelle IV (Fig. 15).

Nr.	$\beta$	Lorentz $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{p=0}$	Abraham $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{p=0}$
40	0,50732	$10^7 \cdot 1,736$	$10^7 \cdot 1,682$
39	0,60180	1,721	1,638
38	0,6900	1,722	1,599
37	0,80085	1,759	1,547

$$a = 4,1905 \text{ cm.}$$

Die Aufnahmen 37—55 bilden drei Versuchsreihen, die mit den Werten  $a = 4,2013$  cm,  $4,6453$  cm,  $5,1567$  cm aufgenommen wurden; die Geschwindigkeiten wurden um runde Zehntel der Lichtgeschwindigkeit variiert. Bei dem größten Abstände der photographischen Platte vom Kondensator  $a = 5,16$  cm war die untere Grenze der Geschwindigkeit durch  $\beta = 0,6$  gegeben; für kleinere Geschwindigkeiten wäre die Ablenkung so groß geworden, daß die  $\beta$ -Kurven dem Rande der Platte zu nahe gekommen wären. Die beiden anderen Versuchsreihen gingen bis auf  $\beta = 0,4$  rund herab; noch kleinere Geschwindigkeiten zu benutzen, war nicht zugänglich, da schon bei  $\beta = 0,3$  abnorm große Belichtungszeiten

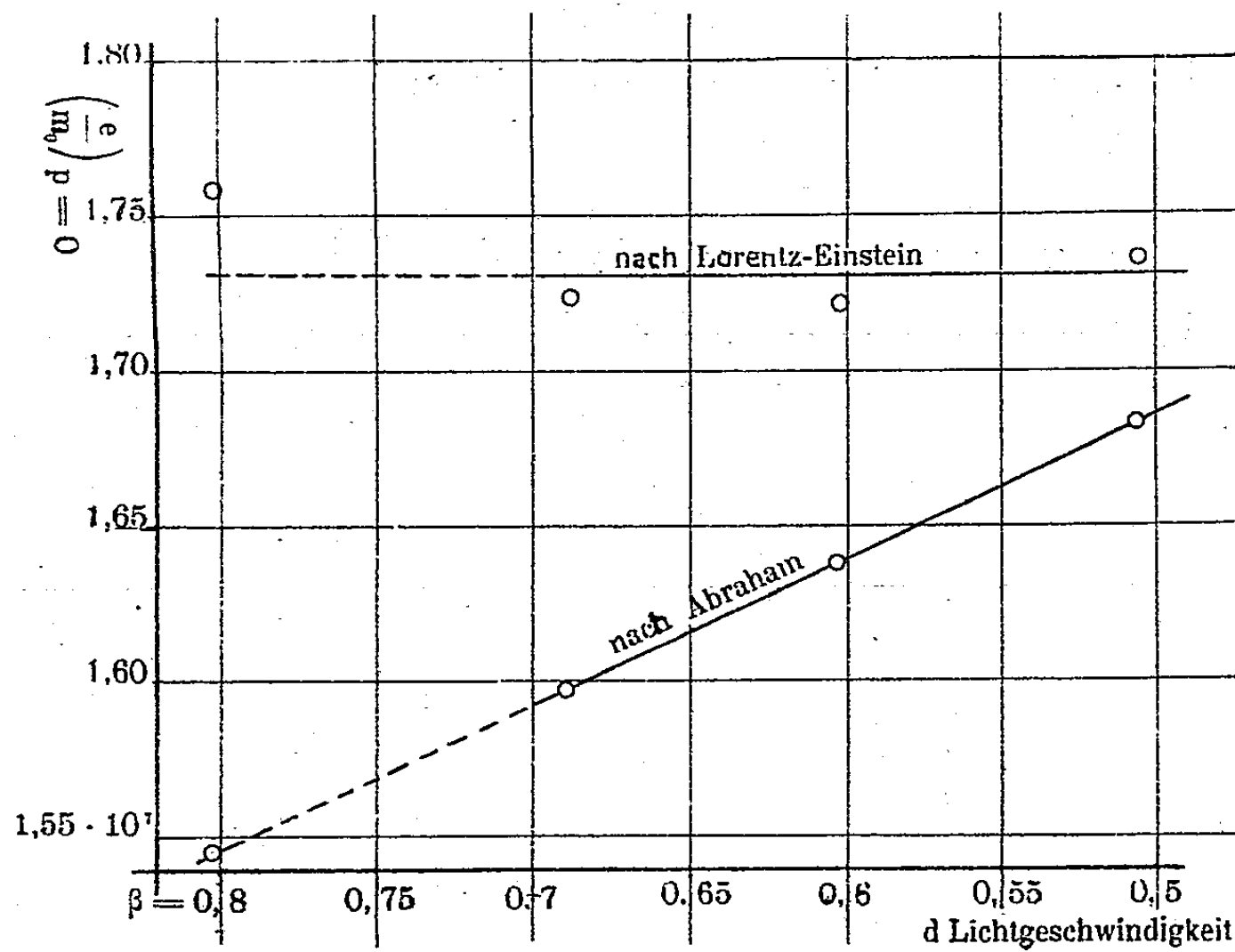


Fig. 15 (Tab. IV).

benötigt worden wären. Versuche bei Geschwindigkeiten größer als 0,8 sind noch nicht gelungen. Eine Aufnahme (Nr. 50) mit  $\beta = 0,85$  zeigte so breite und schwach ausgeprägte Maxima, daß es nicht möglich war, die Ablenkung  $z$  auszumessen.

Die Resultate dieser drei Reihen, die die zuverlässigsten Versuche darstellen, sind in den Tab. V—VII und den Fig. 16 u. 17 zusammengestellt worden.

Tabelle V (Fig. 16).

Nr.	$\beta$	Lorentz $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\beta=0}$	Abraham $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\beta=0}$
45	0,3918	$10^7 \cdot 1,728$	$10^7 \cdot 1,698$
44	0,4891	1,728	1,679
43	0,6130	1,732	1,644
42	0,7035	1,756	1,622
41	0,7944	1,719	1,519

$a = 4,6453 \text{ cm.}$

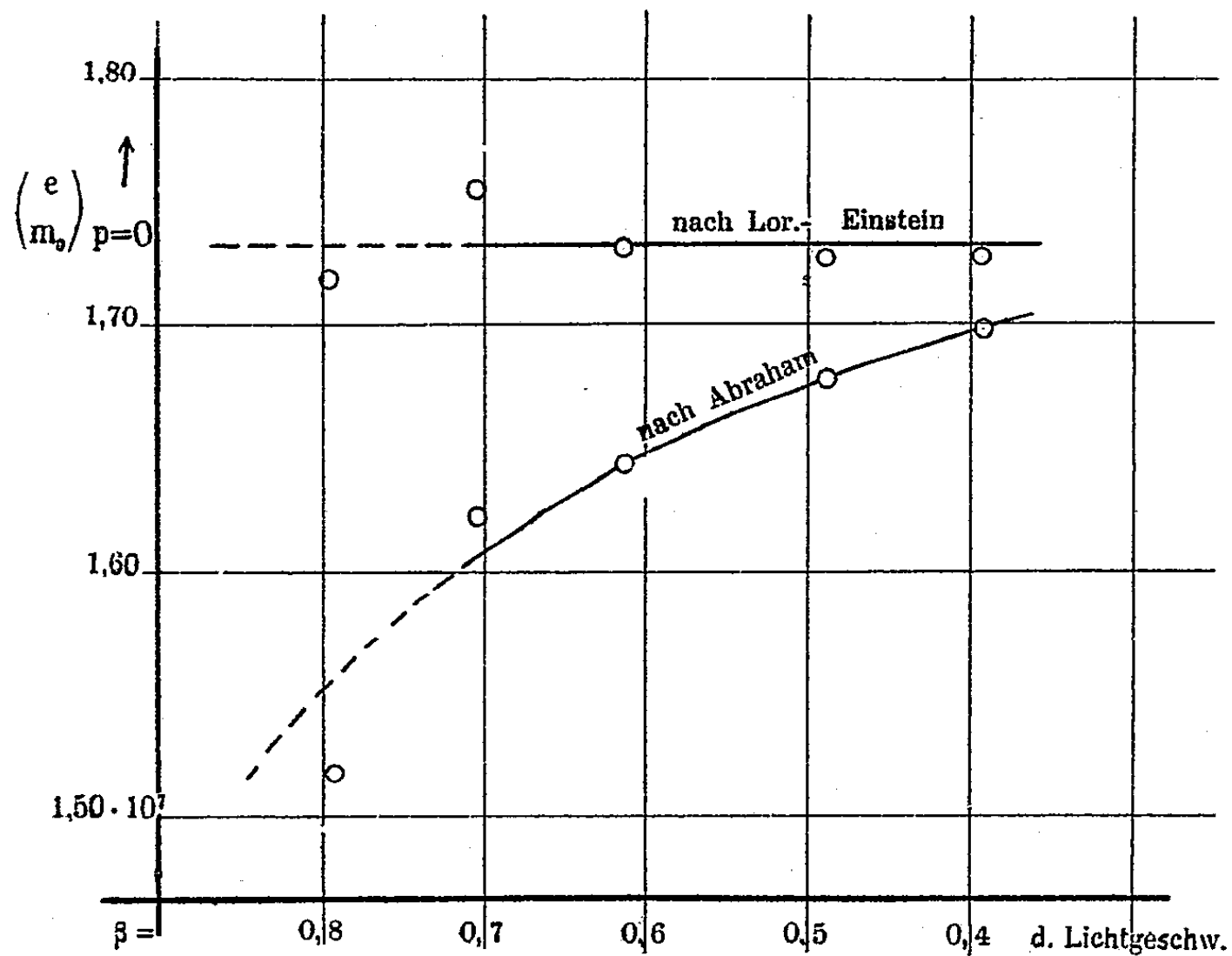


Fig. 16 (Tab. V).

Tabelle VI (Fig. 17).

Nr.	$\beta$	Lorentz $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{p=0}$	Abraham $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{p=0}$	$a$ in cm
46	0,3915	$1,727 \cdot 10^7$	$1,697 \cdot 10^7$	} 4,2018
52	0,4871	1,728	1,679	
53	0,6098	1,724	1,638	
54	0,7183	1,719	1,579	
55	0,8073	1,751	1,534	

Tabelle VII.

Nr.	$\beta$	Lorentz $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{p=0}$	Abraham $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{p=0}$
49	0,6104	$10^7 \cdot 1,729$	$10^7 \cdot 1,642$
48	0,7007	1,729	1,598
47	0,7906	1,762	1,561

$a = 5,1567$  cm.

Sie alle zeigen, in Übereinstimmung mit den beiden anderen Reihen, für die Lorentz-Einsteinsche Theorie völlige Konstanz der spezifischen Ladung  $e/m_0$ , wenigstens in dem Intervall  $\beta = 0,4 - 0,7$ , während nach der Abraham'schen Theorie die Werte mit wachsender Geschwindigkeit rapide abnehmen.

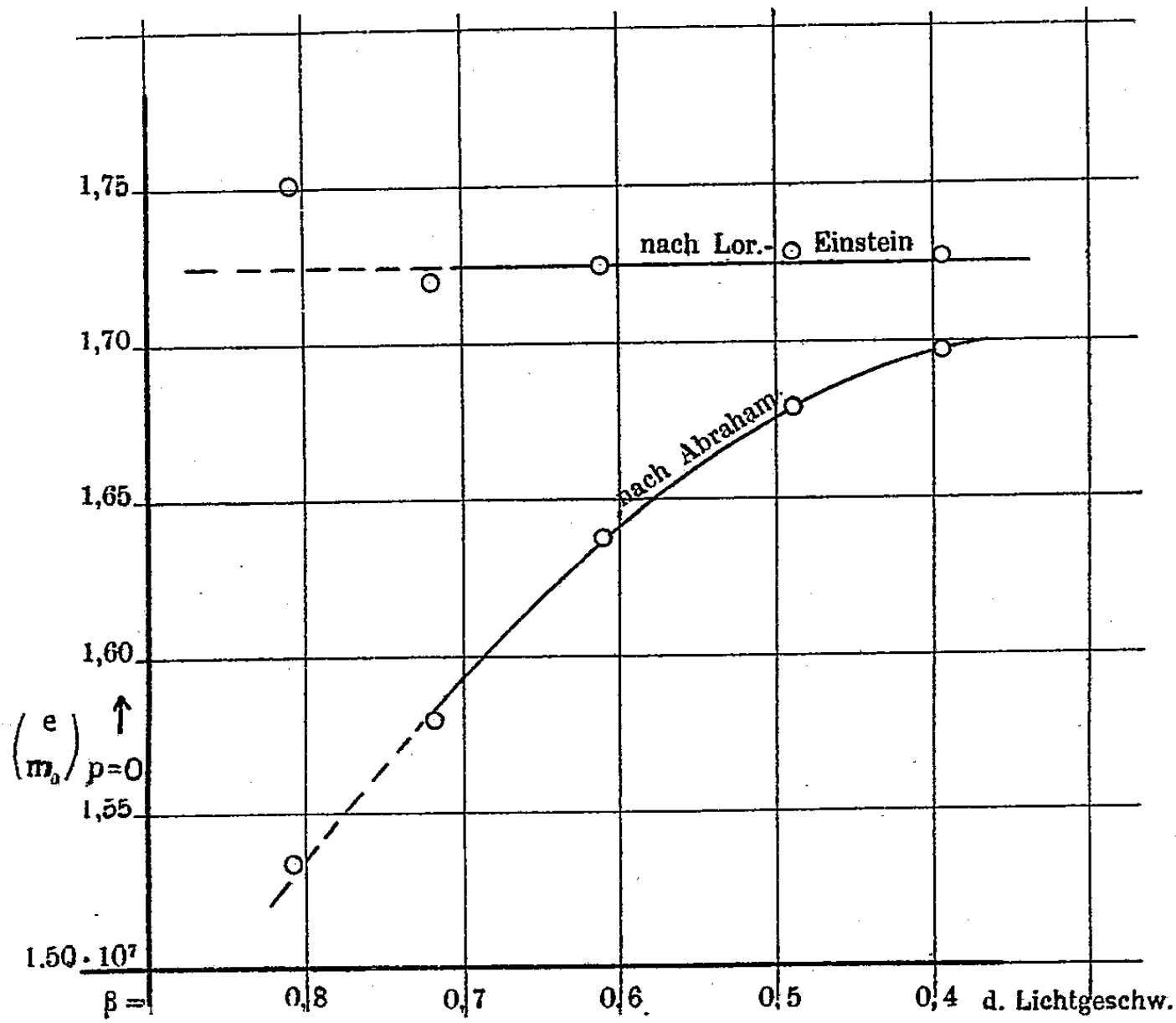


Fig. 17 (Tab. VI).

Alle bis  $\beta = 0,8$  gehenden Beobachtungsreihen zeigen, mit Ausnahme der in Tab. V und Fig. 16 wiedergegebenen, von  $\beta = 0,7 - 0,8$  einen auffälligen Anstieg von  $e/m_0$  nach der Relativtheorie. Es soll hierauf noch näher eingegangen werden bei Besprechung des Einflusses, den die nichtkompensierten Strahlen auf die Versuchsergebnisse haben können.

2. Die Randkorrektion  $p$ . Wie eingangs erwähnt, kann man den durch die Kraftlinienstreuung am Rande des Konden-

sators verursachten Fehler dadurch kompensieren, daß man eine Größe  $p$  einführt, um die man sich das homogene elektrostatische Feld verlängert zu denken hat. Diese Größe ist aus je einem Versuchspaar zu berechnen, das unter sonst möglichst gleichen Bedingungen, nur mit verschiedenem Abstände  $a$ , aufgenommen ist. Für die erste Versuchsreihe standen nur, wie schon erwähnt, zwei solcher Paare zur Verfügung, und zwar das eine für die Aufnahmen ohne, das andere für diejenigen mit Siegellack-Diaphragma. Die zweite Reihe konnte für solche  $p$ -Berechnungen überhaupt nicht herangezogen werden, da eine Neuversilberung des Kondensators notwendig wurde, ehe eine Parallelreihe mit verändertem Abstände  $a$  aufgenommen werden konnte.

Indessen stand für die  $p$ -Bestimmung in den Versuchen 41 bis 55 reichliches Material zur Verfügung. Tab. VIII zeigt, daß 11 Paare von Aufnahmen sich dazu zusammenstellen ließen, nämlich jede Aufnahme mit jeder in derselben Horizontalreihe stehenden. Der Idealfall, alle Versuchsbedingungen in solch einem Paare eben bis auf die Größe  $a$  ganz gleich zu machen, war zwar nicht möglich, da im Laufe der Zeit die Spannung der das elektrostatische Feld erzeugenden Batterie ein wenig sank; indessen sind diese Differenzen, und damit die Unterschiede der Geschwindigkeit  $\beta$ , bei den zu kombinierenden Aufnahmen durchschnittlich von der Größenordnung einiger Prozente.

Tabelle VIII.

$\beta$	$a_1 = 4,2 \text{ cm}$	$a_2 = 4,6 \text{ cm}$	$a_3 = 5,2 \text{ cm}$
0,8	Nr. 55	Nr. 41	Nr. 47
0,7	54	42	48
0,6	53	43	49
0,5	52	44	
0,4	46	45	

( $H$  in jeder Horizontalreihe konstant.)

Natürlich gehen in die  $p$ -Werte auch die Versuchsfehler der betreffenden beiden Aufnahmen mit ein und verursachen Differenzen derselben untereinander. Beim Ausrechnen der

einzelnen Werte zeigte sich leider, daß diese Versuchsfehler gegenüber den verwendeten Variationen von  $a$  sich außerordentlich stark bemerkbar machten. Während der Unterschied der Größen  $a_1/a_2$  und  $a_2/a_3$  0,4 cm bzw. 0,6 cm betrug, die Differenz  $a_1/a_3$  also etwa die doppelte Größe hatte, wie die beiden erstgenannten, verhielten sich die Abweichungen der  $p$ -Werte untereinander, die mit  $a_1/a_2$  und  $a_2/a_3$  einerseits, mit  $a_1/a_3$  andererseits berechnet waren, wie 1:18. Hätte man Werte von  $a$  verwenden können, die um 2 bis 3 cm differierten, so wäre zweifellos eine viel bessere und genauere Bestimmung von  $p$  möglich gewesen. Die Verwendung eines noch kleineren Abstandes als  $a_1$  hätte aber zu kleine Ablenkungen ergeben, während bei Abständen größer als  $a_3$  die  $\beta$ -Kurven übermäßig verschwommen ausgefallen wären. Eine Zusammenstellung der erhaltenen  $p$ -Werte ist in Tab. IX gegeben.

Tabelle IX.

	Aufnahme- paar	Lorentz $p$ cm	Aufnahme- paar	Lorentz $p$ cm	
aus $a_1/a_3$	53/49	0,02600	46/45	0,01900	} aus $a_1/a_2$ u. $a_2/a_3$
	54/48	0,05775	49/43	-0,04044	
	55/47	0,07148	52/44	0,00189	
			52/43	0,08768	
			47/41	0,50964	
			48/42	-0,38331	
			54/42	0,39771	
			55/41	-0,43777	

Wie außerordentlich empfindlich die  $p$ -Werte gegen kleine Versuchsfehler sind, ersieht man aus folgendem. Die zweifellos nur sehr unbedeutende Veränderung der Randstreuung bei der Neuversilberung des Kondensators zwischen Aufnahme 40 und 41 zeigt sich darin, daß die unkorrigierten  $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{p=0}$ -Werte der Versuchsreihe 2 von solchen gleicher Geschwindigkeit aus den Versuchsreihen 3—5 durchschnittlich nur um wenige Promille differieren. Dagegen ergab eine versuchsweise angestellte Berechnung von  $p$  aus der Kombination dieser Werte ganz un-



sinnige Beträge, teils bis zu einigen Zentimetern, teils negative Werte von einigen Zentimetern.

Gemäß den obigen Darlegungen erschien es einwandfreier, nur die drei mit  $a_1/a_3$  berechneten  $p$ -Werte für die Bestimmung der korrigierten Werte heranzuziehen. Es wurde daher aus diesen drei  $p$ -Werten das Mittel genommen und  $p = 0,05174$  cm gesetzt, ein Wert der übrigens mit demjenigen der sich bei Versuchsreihe 1 für Aufnahmen mit Blende ergab, nämlich  $p = 0,0510$  cm, in guter Übereinstimmung ist.

Mit dem Werte  $p = 0,05174$  wurden auch die Aufnahmen 37 bis 40 korrigiert. Dies ist zwar nach dem oben Gesagten im strengen Sinne unzulässig, doch war eine gewisse Berechtigung dazu insofern vorhanden, als die  $e/m_0$ -Werte, wie früher ausgeführt, ganz wesentlich unempfindlicher gegen kleine Versuchsfehler sind als die  $p$ -Korrektion.

Die sämtlichen korrigierten Werte von  $e/m_0$  aller Versuchsreihen sind in Tab. X zusammengestellt nach steigenden Werten von  $\beta$  und in Fig. 18 als Funktion der Geschwindigkeit gezeichnet. Es ergibt sich auch hier, wenn wir einstweilen nur den Bereich  $\beta = 0,4-0,7$  berücksichtigen, völlige Konstanz nach der Relativtheorie, während nach der Abrahamschen Kugeltheorie eine sehr starke Abnahme mit wachsender Geschwindigkeit eintritt.

Tabelle X (Fig. 18).

Nr.	$\beta$	Lorentz $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\text{korr.}}$	Abraham $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\text{korr.}}$	Nr.	$\beta$	Lorentz $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\text{korr.}}$	Abraham $\left(\frac{e}{m_0}\right)_{\text{korr.}}$
46	0,39152	$10^7 \cdot 1,767$	$10^7 \cdot 1,736$	27	0,65308	$10^7 \cdot 1,766$	$10^7 \cdot 1,630$
45	0,39179	1,763	1,733	28	0,65308	1,753	1,621
52	0,48712	1,769	1,718	22	0,65391	1,754	1,646
44	0,48913	1,764	1,714	15	0,65426	1,754	1,646
13	0,50650	1,755	1,700	38	0,68998	1,764	1,638
40	0,50732	1,778	1,722	48	0,70065	1,763	1,630
25	0,59059	1,765	1,655	42	0,70347	1,795	1,658
12	0,59150	1,751	1,670	24	0,70897	1,757	1,597
39	0,60178	1,762	1,677	54	0,71830	1,761	1,618
26	0,60624	1,765	1,655	47	0,79058	1,797	1,592
53	0,60979	1,766	1,677	41	0,79440	1,757	1,553
49	0,61040	1,761	1,673	37	0,80085	1,802	1,586
43	0,61301	1,769	1,679	55	0,80730	1,794	1,572

Die Resultate bestätigen also durchaus die Schlüsse, die Bucherer aus seinen Versuchen gezogen hatte. Daß die Übereinstimmung eine durchaus eindeutige ist, zeigt Fig. 18, in der die Buchererschen Werte mit eingetragen sind.

Auch die Ergebnisse der Hupkaschen<sup>1)</sup> Arbeit werden durch die vorliegende Arbeit bestätigt und zugleich erweitert, da Hupka nur das Gebiet  $\beta = 0,35-0,53$  untersuchte und auch keine absoluten Werte angab.

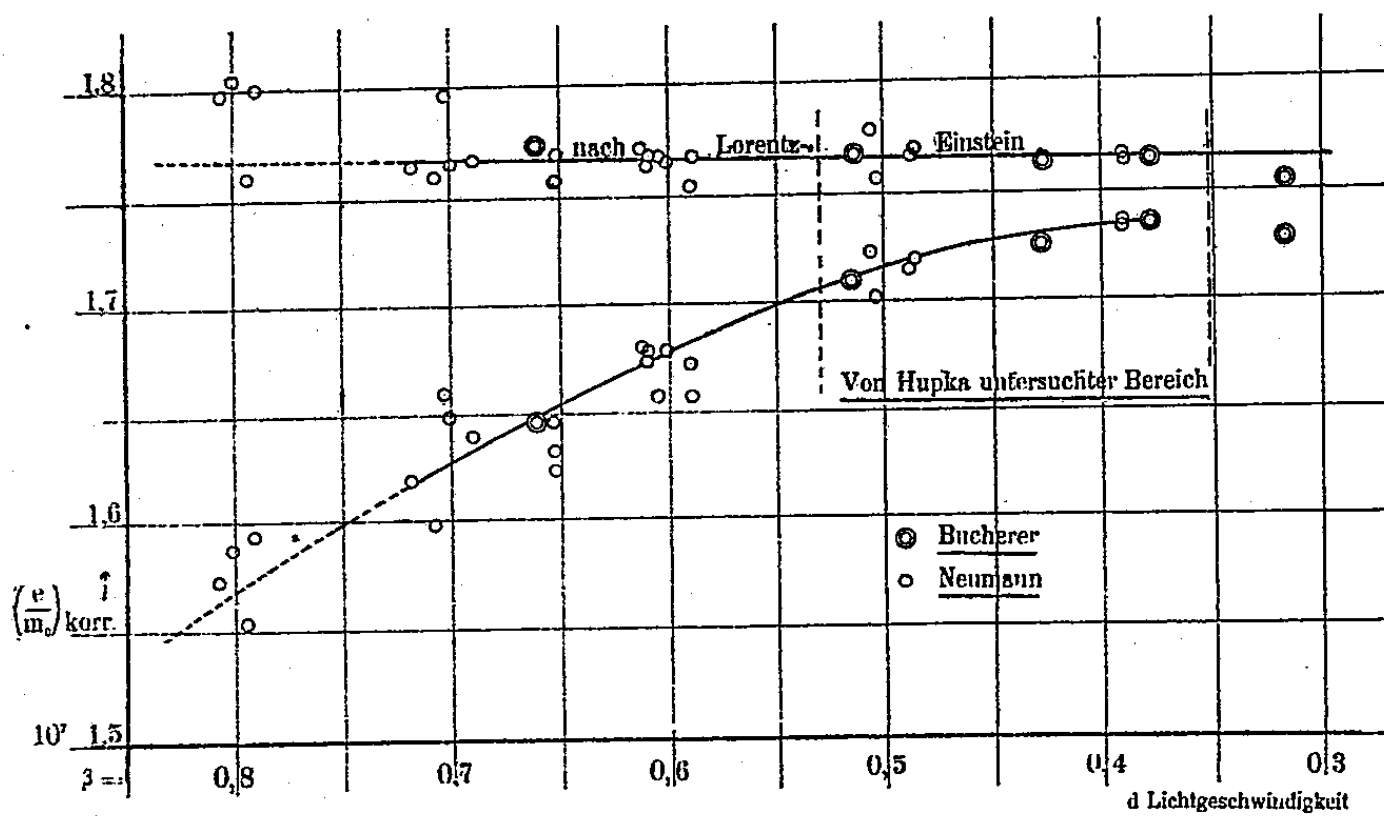


Fig. 18 (Tab. X).

3. Der Einfluß der nichtkompensierten Strahlen. Die Resultate sind unter der Annahme berechnet, daß die  $\beta$ -Kurven auf den Photogrammen nur von den kompensierten Strahlen herrühren, bzw. daß das Maximum der Schwärzung in den Kurven durch diese Strahlen erzeugt wird. Das heißt mit anderen Worten, daß nur Strahlen eines unendlich kleinen Geschwindigkeitsbereiches den Kondensator verlassen, oder daß zum wenigsten die Strahlen benachbarter Geschwindigkeitsbereiche in zu vernachlässigender Stärke die Platte treffen. Völlige Homogenität würde verlangen, daß der Kondensatorspalt im Vergleich zur Kondensatorlänge unendlich schmal

1) Vgl. E. Hupka, Ann. d. Phys. 31. p. 169. 1910.

ist, während diese Größen bei dem verwendeten Apparat etwa im Verhältnis 1:200 stehen. Infolgedessen werden also wirklich auch nichtkompensierte Strahlen die photographische Platte treffen und das Schwärzungsmaximum der  $\beta$ -Kurve unter Umständen verschieben können. Bestelmeyer hat in der eingangs zitierten Diskussion der Buchererschen Versuche hierauf seine Haupteinwände gegen die Buchererschen Resultate gestützt und kommt auf Grund von ihm angestellter Berechnungen zu dem Ergebnis, daß besonders bei höheren Geschwindigkeiten der verwendeten Strahlen der nichtkompensierte Anteil den überwiegenden Betrag der Gesamtstrahlung bilden könne. Das Aussehen der Kurven gibt ihm insofern Recht, als tatsächlich bei höheren Geschwindigkeiten die  $\beta$ -Kurven immer verwaschener werden und etwa von  $\beta = 0,75$  an der ganze zwischen Nulllinie und  $\beta$ -Kurve liegende Plattenbereich ziemlich stark verschleiert ist, eine Verschleierung, die bei noch höheren Geschwindigkeiten immer mehr zunimmt. Nun ist es allerdings fraglich, ob die nichtkompensierten Strahlen allein die Schuld an dieser Verschleierung tragen. Es wäre beispielsweise nicht ausgeschlossen, daß durch die im Kondensator bleibende Strahlung sekundäre Strahlungsvorgänge ausgelöst werden, die diese Verschleierung wenigstens zum Teil verursachen. Indessen ist hierüber kaum etwas Sicheres auszusagen.

Der von Bestelmeyer<sup>1)</sup> vorgeschlagene Weg wäre zweifellos der zuverlässigste. Indessen stellen sich der experimentellen Durchführung erhebliche Schwierigkeiten in den Weg. Um aus der Aufnahme des magnetischen Spektrums auf die Intensität der verschieden schnellen Strahlen schließen und diese für die Korrektur in Anrechnung bringen zu können, müßte man für jede einzelne Strahlungsgeschwindigkeit die Abhängigkeit der Plattenschwärzung von der Belichtungszeit bestimmen, da die photographische Platte bekanntlich keine Proportionalität zwischen Belichtungsdauer und Schwärzung zeigt. Oder aber, man müßte für jede einzelne Platte eine Parallelaufnahme des magnetischen Spektrums mit gleicher Expositionsdauer machen. Außerdem müßten die Entwicklungs-

1) E. A. Bestelmeyer, l. c. p. 170. 171.

bedingungen für die Aufnahmen und die magnetischen Spektre ganz gleiche sein bezüglich Temperatur und Konzentration der Lösungen, sowie Entwicklungszeit, da hiervon die Schwärzungsverteilung in der photographischen Schicht ja auch beeinflußt wird.

Diese recht umständliche Arbeit ist indessen nicht notwendig, um den Einfluß der nichtkompensierten Strahlen auf die Resultate der Messungen zu untersuchen, insbesondere ihren Einfluß auf die Sicherheit, mit der man über die Gültigkeit der beiden in Frage stehenden Theorien entscheiden kann. Ich habe vielmehr den umgekehrten Weg eingeschlagen und mich gefragt, wie groß der durch die nichtkompensierten Strahlen verursachte Fehler sein müßte, um die mitgeteilten Ergebnisse umzustoßen, d. h. also Konstanz der nach der Kugeltheorie berechneten Resultate für alle Geschwindigkeiten zu erzielen.

Wie Fig. 18 zeigt, nimmt  $e/m_0$ , nach Abraham berechnet, im Intervall  $\beta = 0,4 - 0,7$  um 6,3 Proz. ab. Sollten alle Geschwindigkeiten denselben Wert von  $e/m_0$  ergeben wie  $\beta = 0,4$ , so müßte also diese Größe für  $\beta = 0,7$  um 6,3 Proz. größer sein; für  $\beta = 0,6$  ist die nötige Vergrößerung gleich 3,9 Proz., für  $\beta = 0,5$  gleich 1,2 Proz. Die Durchrechnung ergab, daß bei  $\beta = 0,5$  der Fehler von  $e/m_0$  von derselben Größe ist, wie ein Fehler in der Ablenkung  $z$ ; für größere Geschwindigkeiten wächst der Fehler von  $z$  noch schneller als der von  $e/m_0$ , die Verhältnisse liegen dann also noch günstiger. Berechnet man die zur angegebenen Vergrößerung von  $e/m_0$  benötigte Veränderung  $\Delta z$  von  $z$  für die einzelnen Versuche, so ergeben sich die in Tab. XI zusammengestellten Werte.

Tabelle XI.

$\beta = 0,5$			$\beta = 0,6$			$\beta = 0,7$		
Nr.	$z$ (cm)	$\Delta z$ (cm)	Nr.	$z$ (cm)	$\Delta z$ (cm)	Nr.	$z$ (cm)	$\Delta z$ (cm)
13	1,0	0,012	12	0,9	0,035	24	0,9	0,057
40	1,0	0,012	25	0,9	0,035	38	0,7	0,044
44	1,3	0,016	26	1,2	0,047	42	0,8	0,050
52	1,0	0,012	39	0,9	0,035	48	1,0	0,063
			43	1,1	0,043	54	0,6	0,040
			49	1,4	0,055			
			53	0,9	0,035			

Wie man sieht, sind also ganz beträchtliche Verschiebungen der Schwärzungsmaxima notwendig, um ein der Abrahamschen Theorie günstiges Resultat zu erhalten. Für  $\beta = 0,5$  ist  $\Delta z$  noch relativ klein, im Mittel gleich 1,3 Zehntelmillimeter. Berücksichtigt man aber die in diesem Geschwindigkeitsbereich sich ergebende Kurvenschärfe (vgl. Fig. 9), so ist eine Verschiebung von dieser Größenordnung recht unwahrscheinlich. Noch schlagender sind die Werte der letzten Vertikalreihe: eine Verschiebung des Maximums um  $\frac{1}{2}$  mm erscheint mir nach dem Aussehen meiner Aufnahmen ganz ausgeschlossen. Wie z. B. Fig. 10 zeigt, ist die ganze Breite der  $\beta$ -Kurve nur wenig größer als  $\frac{1}{2}$  mm, und wenn in Fig. 11 die Kurve stärker verbreitert erscheint, so ist damit auch gleichzeitig ein größerer Betrag von  $z$  und damit von  $\Delta z$  verbunden. Bei alledem ist noch zu berücksichtigen, daß selbst ungünstigsten Falls die nicht kompensierten Strahlen nur einen Bruchteil der Gesamtstrahlung ausmachen. Die Intensität der Strahlung bei  $\beta = 0,7$  ist aber, wie die Schwärzungskurve des magnetischen Spektrums zeigt, nicht so sehr von der der benachbarten Strahlungsbereiche verschieden, als daß Bestelmeyer mit seiner Behauptung Recht hätte, die nichtkompensierten Strahlen könnten infolge beträchtlich größerer Intensität die Lage des Maximums sehr wesentlich beeinflussen.

Es ist also nicht anzunehmen, daß die Abnahme von  $e/m_0$  mit wachsender Geschwindigkeit der Elektronen, wie sie sich nach der Abrahamschen Theorie ergibt, auf den Einfluß der nichtkompensierten Strahlen zu schieben ist.

Anders ist es, wenn wir das bisher von der Betrachtung ausgeschlossene Gebiet  $\beta = 0,7-0,8$  untersuchen. Hier erscheint es nach den vorliegenden Versuchen zweifelhaft, ob  $e/m_0$  nach der Lorentz-Einsteinschen Theorie noch konstant ist. Denn von den vier Meßreihen, die bis  $\beta = 0,8$  gehen, zeigen drei einen Anstieg von  $(e/m_0)^{\text{Lor.}}$  (vgl. Fig. 18), während die Aufnahmen 41 und 42 der dritten Versuchsreihe (vgl. Fig. 16) sich umgekehrt verhalten. Hier liegt der mit  $\beta = 0,7$  erhaltene Wert weit höher als der für  $\beta = 0,8$ . Ob dies auf Versuchsfehler zurückzuführen ist, läßt sich nicht sagen, da die beiden fraglichen Aufnahmen durchaus normal verliefen.

Jedenfalls ist der Anstieg, den die drei übrigen Versuchsreihen übereinstimmend ergeben, sehr auffällig, und es fragt sich, ob dies Messungsfehler sind, die zufällig alle nach derselben Seite fallen, oder ob sich hier der Einfluß der nichtkompensierten Strahlen bemerkbar macht. Es wurde, um dies festzustellen, eine der obigen entsprechende Berechnung angestellt. Gerade beim Übergange von  $\beta = 0,7$  zu  $\beta = 0,8$  zeigt sich eine starke Verbreiterung der  $\beta$ -Kurven; insbesondere wird bei  $\beta = 0,8$  die schon erwähnte Verschleierung des Zwischenraumes zwischen  $\beta$ -Kurve und Nulllinie stark bemerkbar. Die Berechnung ergab, daß zur Erklärung dieses Anstiegs des  $(e/m_0)^{\text{Lor.}}$ -Wertes eine Verschiebung des Maximums durch nichtkompensierte Strahlen um 0,01 cm im Mittel für die drei fraglichen Aufnahmen 37, 47 und 55 genügt. Dann ist es aber nicht ausgeschlossen, daß der Anstieg auf diese Weise zustande gekommen ist. Es ist beabsichtigt, mit passend veränderter Versuchsanordnung diesen Geschwindigkeitsbereich noch zum Gegenstand einer besonderen Untersuchung zu machen.

Bildet man aus den sämtlichen zur Verfügung stehenden Werten für  $(e/m_0)_{\text{kor.}}^{\text{Lor.}}$ , wie sie in Tab. X zusammengestellt sind, das Mittel, so ergibt sich die spezifische Ladung des Elektrons:

$$\frac{e}{m_0} = 1,767 \cdot 10^7 \text{ (elektromagn. Einh.)}$$

Ich habe ferner den Mittelwert gebildet, indem ich erstens die Ergebnisse der Versuchsreihen 1 und 2 wegen ihrer geringeren Zuverlässigkeit nur mit dem halben Gewicht bewertete und zweitens die mit  $\beta = 0,8$  erzielten Resultate ausschaltete, da sie mir aus den soeben angeführten Gründen nicht genügend sichergestellt erschienen. Dabei ergab sich:

$$\frac{e}{m_0} = 1,765 \cdot 10^7 \text{ (elektromagn. Einh.)}$$

Der mittlere Fehler dieses Wertes, der als das Resultat der Absolutmessungen zu betrachten ist, beträgt 1,5 Promille; der Wert ist also in der letzten Dezimale um rund drei Einheiten unsicher.

Es sei noch betont, daß die Ermittlung des Absolutwertes nicht das Hauptziel der Arbeit war. Die verwendete Methode erscheint wegen der schwierigen Bestimmung der Korrektion  $p$  für die Randstreuung des Kondensators hierzu weniger geeignet. Immerhin ergibt sich eine befriedigende Übereinstimmung mit den Resultaten der neuesten, speziell zur Ermittlung des Absolutwertes von  $e/m_0$  unternommenen Arbeiten.

Tabelle XII.

A. H. Bucherer	1909	$\beta$ -Strahlen	magn. u. elstat. Ablenkung	$1,766 \cdot 10^7$
K. Wolz . . .	1909	do.	do.	1,770
J. Malassez <sup>1)</sup>	1911	Kathodenstr.	magn. Abl. u. elektr. Spann.	1,769
A. Bestelmeyer <sup>2)</sup>	1911	Oxydkathode	do.	1,766
Alberti I <sup>3)</sup> . .	1912	Photoelektr.	do.	1,756
Alberti II . .	1912	do.	do.	1,766
G. Neumann .	1913	Becquerelstr.	magn. u. elstat. Ablenkung	1,765

Gerade darin aber, daß die Versuche in diesem Punkte — obwohl dies nicht das Hauptziel der Arbeit war — so gute Übereinstimmung mit den von anderer Seite erzielten Resultaten ergeben, scheint mir ein weiteres starkes Argument auch für die Beweiskraft meiner Ergebnisse über die Gültigkeit der Abrahamschen oder Lorentzschen Formeln zu liegen, sowie dafür, daß die von Bestelmeyer gegen die Methode erhobenen Einwände nicht stichhaltig sind.

Es sei noch erörtert, welchen Einfluß die Versuchsfehler auf das Ergebnis, betreffend die Gültigkeit der beiden in Frage stehenden Theorien, haben können.

Die den Hilfsmessungen der einzelnen Aufnahmen anhaftenden Fehler sind schon an den Stellen angegeben worden, wo diese Hilfsmessungen besprochen wurden. Sie machen sich, wie die Figuren zeigen, durch ein mehr oder weniger starkes

1) J. Malassez, Ann. d. chim. et phys. 23. p. 231 u. 397. 1911.

2) C. A. Bestelmeyer, Ann. d. Phys. 35. p. 909. 1911.

3) E. Alberti, Ann. d. Phys. 39. p. 1133. 1912. Der unter I angegebene Wert ist mit den von Alberti selbst ermittelten Apparatkonstanten berechnet, der unter II mit den Konstanten, die von der Physik.-Techn. Reichsanstalt für Albertis Apparate erhalten worden waren.

Abweichen der Einzelresultate von den ausgezogenen Kurvenzügen bemerkbar, ohne offenbar Einfluß auf das Resultat zu haben.

Indessen ist noch zu untersuchen, inwieweit diejenigen Fehler Einfluß auf das Ergebnis der Arbeit haben, die gleichmäßig in alle Messungen eingehen, d. h. also erstens die Größe des magnetischen Feldes und zweitens der Abstand der Kondensatorplatten voneinander. Der mögliche Fehler des magnetischen Feldes ist auf p. 547 u. 548 zu 0,4 Promille bzw. 0,3 Promille angegeben; nehmen wir den ungünstigsten Fall von 0,4 Promille an, so zeigt Gleichung (4a) und (5a) (p. 533), daß dadurch der Nenner bei allen Berechnungen um 0,4 Promille im selben Sinne falsch würde. Es geht aber der Fehler von  $H$  auch in die Größe  $\beta$  ein, und zwar muß sich  $\beta$  entgegengesetzt wie  $H$  ändern, da nach Gleichung (3)  $\beta = E/H \cdot c$  ist; es müssen sich die Fehler von  $H$  in Zähler und Nenner addieren.

Wie die Durchrechnung ergibt, ist der Fehler von  $\tan \arcsin \beta$  nahezu gleich dem von  $\beta$  für  $\beta = 0,4$ , während für  $\beta = 0,8$  der Fehler des tangens-Ausdrucks gleich dem dreifachen Fehler von  $\beta$  ist. Für die dazwischen liegenden Geschwindigkeiten kann man in ersterer Annäherung annehmen, daß der Fehler von  $\tan \arcsin \beta$  zwischen diesen Extremfehlerwerten linear anwächst, also z. B. für  $\beta = 0,6$  gleich dem doppelten Fehler von  $\beta$  ist.

Für den Ausdruck

$$\left[ \frac{3}{4\beta} \frac{2\delta - \Sigma g 2d}{\Sigma g 2\delta} \right]$$

(vgl. 5a) gilt ähnliches. Für  $\beta = 0,4$  ist ein Fehler bei  $\beta$  und bei dem Klammerausdruck von gleicher Größe, bei  $\beta = 0,8$  ist der Fehler der Klammer doppelt so groß wie bei  $\beta$ ; bei  $\beta = 0,6$  etwa gleich dem 1,5fachen.

Daraus folgt: Bei dem Maximalfehler von 0,4 Promille von  $H$  würde der Wert von  $e/m_0$  bei kleinen Geschwindigkeiten mit einem systematischen Fehler von 0,8 Promille behaftet sein, für  $\beta = 0,8$  würde dieser bei Zugrundelegen der



Lorentzschen Theorie auf 1,6 Promille steigen, bei Anwendung der Abrahamschen Theorie auf 1,2 Promille.

Der Abstand  $d$  der Kondensatorplatten voneinander geht nur ein in den tang-Ausdruck bzw. die Klammer. Seine Genauigkeit ist auf  $\frac{1}{2}$  Promille angegeben. Danach würde, unter Annahme dieses Maximalfehlers, sowie unter der weiteren Annahme, daß die Fehler von  $H$  und  $d$  sich summieren, der Wert von  $e/m_0$  noch um weitere 0,5 Promille falsch sein für  $\beta = 0,4$  in beiden Theorien. Bei  $\beta = 0,8$  ergibt sich der Fehler nach Lorentz zu 1,5 Promille, bei Abraham zu 1 Promille.

Faßt man all dies zusammen, so folgt: Bei  $\beta = 0,8$  kann  $e/m_0$ , nach Lorentz berechnet, einen systematischen Fehler von 3,3 Promille haben; nach Abraham berechnet, etwas weniger. In Fig. 18 würde das bedeuten, daß für diese Geschwindigkeit die nach beiden Theorien erhaltenen Kurven um weniger als 0,8 mm nach oben oder unten verschoben sind.

Bei  $\beta = 0,4$  beträgt dieser Fehler nur etwa 0,9 Promille, was einer Verschiebung der Kurven an dieser Stelle um etwa 0,2 mm entspricht. Man sieht also, daß die angegebenen Maximalfehler nicht imstande sind, die Ergebnisse wesentlich umzugestalten.

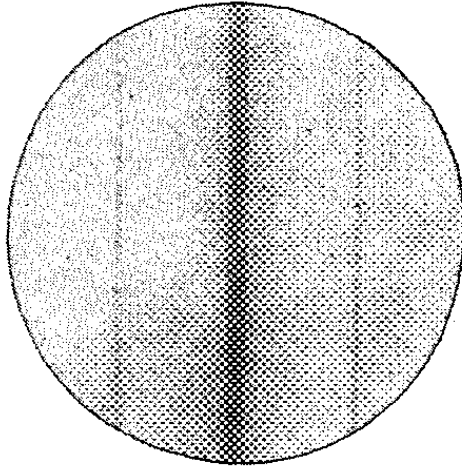
4. *Zusammenfassung.* Das Ergebnis der vorliegenden Arbeit läßt sich dahin zusammenfassen:

1. Die Gültigkeit der Lorentzschen Formel, die Einstein später auch aus seiner Relativitätstheorie entwickelt hat, ist im Geschwindigkeitsbereich  $\beta = 0,4$  bis  $\beta = 0,7$  erwiesen. Der nach ihr sich ergebende Wert von  $e/m_0$  zeigt in diesem Intervall völlige Konstanz; die einzelnen Werte weichen im Mittel nur um einige Promille nach beiden Seiten ab.

Nach den Abrahamschen Formeln berechnet, ergeben die Versuche mit wachsender Geschwindigkeit eine starke Abnahme des Wertes von  $e/m_0$ . Dies ist genau dasselbe Resultat, das auch Herr Bucherer erhalten hat.

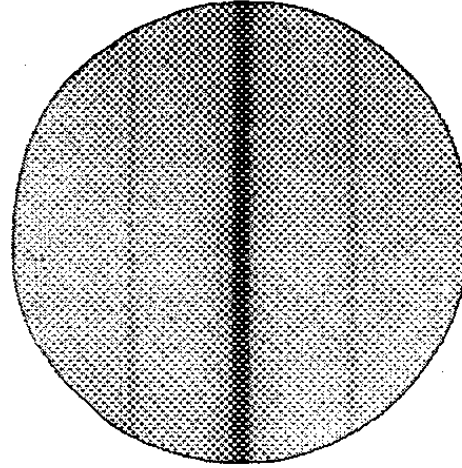
Im Bereiche  $\beta = 0,7$  bis  $\beta = 0,8$  ist die Konstanz von  $e/m_0$  nach den Lorentz-Einsteinschen Formeln noch nicht sichergestellt, aber auch nicht widerlegt, da hier Mängel der Versuchsanordnung ins Spiel kommen können; das letztere ist

Fig. 9.



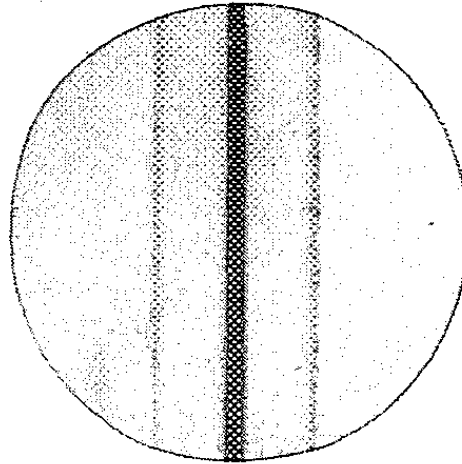
Aufn. 40  
 $a = 4,2 \text{ cm}$   
 $\beta = 0,5$

Fig. 10.



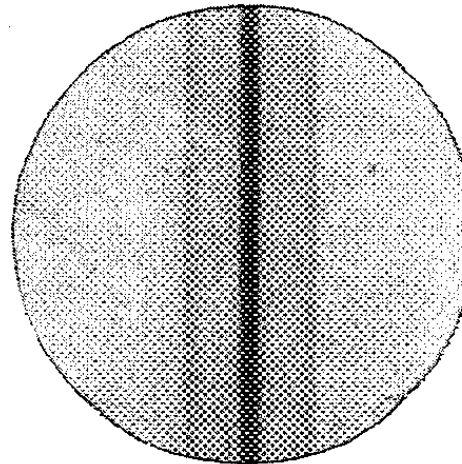
Aufn. 39  
 $a = 4,2 \text{ cm}$   
 $\beta = 0,6$

Fig. 11.



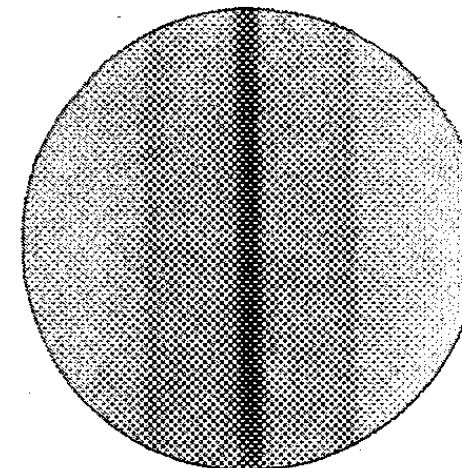
Aufn. 54  
 $a = 4,2 \text{ cm}$   
 $\beta = 0,7$

Fig. 12.



Aufn. 37  
 $a = 4,2 \text{ cm}$   
 $\beta = 0,8$

Fig. 13.



Aufn. 47  
 $a = 5,2 \text{ cm}$   
 $\beta = 0,8$



sogar wahrscheinlich, und die Versuche bedürfen deshalb in diesem Punkte noch einer Ergänzung.

2. Die spezifische Ladung des Elektrons ist  
 $= 1,765 \cdot 10^7$  (elektromagn. Einh.) ( $\pm 1,5$  Promille).

Vorliegende Arbeit wurde im Breslauer Physikalischen Institut unter Leitung von Hrn. Prof. Dr. Clemens Schaefer ausgeführt, dem ich für sein Interesse, das er an der Durchführung der Arbeit genommen, zu großem Dank verpflichtet bin.

Breslau, Physikal. Institut der Universität, im Mai 1914.

(Eingegangen 2. Juni 1914.)