4. Weiteres zur Kritik der Elektronentheorie; von Ludwig Silberstein.

In der ersten auf diesen Gegenstand bezüglichen Abhandlung¹⁾ habe ich aus den Grundgleichungen der Elektronentheorie

$$(\alpha) \quad \frac{\partial E}{\partial t} + X \varrho = c \cdot \text{curl } M,$$

$$(\beta) \quad \frac{\partial M}{\partial t} = -c \cdot \text{curl } E,$$

$$(\gamma) \quad \text{div } M = 0, \quad \varrho = \text{div } E$$

für die resultierende als Vektor betrachtete Geschwindigkeit X irgend eines Elementes $d\sigma$ der Elektronenoberfläche im Zusammenhange mit den beiden Sprungvektoren e, m die dort mit (1) und (2) bezeichneten Gleichungen hergeleitet, indem ich diese Oberfläche als Sitz einer Unstetigkeit *erster Ordnung* aufgefaßt habe.

Damals versprach ich auch, Beispiele von Unstetigkeiten höherer Ordnung demnächst behandeln zu können. Seitdem habe ich nun eingesehen, daß jene Gleichungen (1), (2), die man *elektrodynamische Kompatibilitätsbedingungen* nennen kann, ungeändert auch für eine Unstetigkeit *beliebig hoher Ordnung* gelten, nur daß von Fall zu Fall die Sprungvektoren e, m verschiedene physikalische Bedeutung erhalten. Diese allgemeine Behauptung soll nun hier bewiesen werden.

§ 1. Es seien also e, m die beiden Vektoren, welche eine elektromagnetische Unstetigkeit von der ν^{ten} Ordnung charakterisieren ($\nu = 1, 2, \dots$). Hebt man die rechtwinkligen Komponenten irgend eines Vektors durch die Indizes 1, 2, 3 hervor und bezeichnet man den zur Unstetigkeitsfläche σ normalen Einheitsvektor mit n , die (skalare) Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit v und den Sprung irgend einer Größe φ durch $[\varphi]$, so kann man, nach dem Vorgange von Hadamard²⁾, die

1) L. Silberstein, Ann. d. Phys. 28. p. 308ff. 1909.

2) J. Hadamard, Leçons sur la propagation des ondes et les équations de l'Hydrodynamique p. 103. Paris 1903.

identischen und die kinematischen Kompatibilitätsbedingungen für jede Komponente $E_1, \dots, M_3$ in je eine Gleichung zusammenfassen, und zwar:

$$(1) \quad \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial x} \right] dx + \left[\frac{\partial}{\partial y} \right] dy + \left[\frac{\partial}{\partial z} \right] dz + \left[\frac{\partial}{\partial t} \right] dt \right\}^{\nu} E_1 \\ = e_1 (n_1 dx + n_2 dy + n_3 dz - v dt)^{\nu},$$

wo dx, dy, dz voneinander unabhängig sind. Von dieser Form (1) hat man drei Gleichungen für die elektrischen und ebensoviele (mit m_1 anstatt e_1 usw.) für die magnetischen Komponenten. Faßt man übrigens dx, dy, dz in den Vektor ds zusammen, so kann man diese sechs Formeln kürzer schreiben:

$$(1a) \quad \left\{ ds[\nabla] + dt \left[\frac{\partial}{\partial t} \right] \right\}^{\nu} E = e(n \cdot ds - v dt)^{\nu},$$

$$(1b) \quad \left\{ ds[\nabla] + dt \left[\frac{\partial}{\partial t} \right] \right\}^{\nu} M = m(n \cdot ds - v dt)^{\nu}.$$

So ist z. B.

$$\left[\frac{\partial^{\nu} E_1}{\partial x^{\nu}} \right] = n_1^{\nu} e_1, \quad \left[\frac{\partial^{\nu} E_1}{\partial x^a \partial y^b} \right] = n_1^a n_2^b e_1, \quad \left[\frac{\partial^{\nu} E_1}{\partial t^{\nu}} \right] = (-v)^{\nu} e_1 \text{ usw.}$$

Um den Sinn der allgemeinen symbolischen Formeln klarzulegen, genügen diese wenigen Beispiele.

Der Voraussetzung gemäß sind nun E, M samt ihren räumlichen und zeitlichen Ableitungen bis zur $(\nu-1)^{\text{ten}}$ Ordnung stetig, und erst die Ableitungen der ν^{ten} Ordnung von E, M und folglich auch die $(\nu-1)^{\text{ten}}$ Ableitungen von $\rho = \text{div } E$ erleiden Sprünge an der Oberfläche σ des betrachteten Elektrons.

In $(\alpha), (\beta)$ kommen nur Ableitungen erster Ordnung vor; um also die Bedingungen (1) anwenden zu können, differenziere man diese Gleichungen $(\nu-1)$ mal in bezug auf irgend welche der Variablen x, y, z, t . Welche Variablen man zu diesem Behufe wählt, bleibt sich ganz gleich, da im Endresultat die betreffenden Potenzen von n_1, n_2, n_3 oder $-v$ sich beiderseitig wegheben. Um aber die Ideen zu fixieren, wählen wir z. B. die Variable x und differenzieren $(\alpha), (\beta)$ $(\nu-1)$ mal in bezug auf dieselbe. Es folgt dann

$$(2) \quad -v n_1^{\nu-1} e = c \left[\frac{\partial^{\nu-1}}{\partial x^{\nu-1}} \text{curl } M \right] - \left[\frac{\partial^{\nu-1}}{\partial x^{\nu-1}} (X \rho) \right],$$

$$(3) \quad v n_1^{\nu-1} m = c \left[\frac{\partial^{\nu-1}}{\partial x^{\nu-1}} \text{curl } E \right].$$

Nun ist nach den Formeln (1) oder nach (1a), wenn man bedenkt, daß $\text{curl} = \nabla \nabla$:

$$\left[\frac{\partial^{\nu-1}}{\partial x^{\nu-1}} \text{curl } E \right] = n_1^{\nu-1} \nabla n e,$$

wo ∇ das Zeichen des Vektorproduktes bedeutet, und ebenso nach (1b):

$$\left[\frac{\partial^{\nu-1}}{\partial x^{\nu-1}} \text{curl } M \right] = n_1^{\nu-1} \nabla n m.$$

Man erhält also aus (3) ohne weiteres

$$(3') \quad \nabla m = c \nabla n e,$$

d. h. genau dieselbe Bedingung, welche l. c. mit (2) bezeichnet wurde.

Ferner hat man aus der obigen Gleichung (2) zunächst

$$(2') \quad \nabla e + \nabla c n m = \left[\frac{\partial^{\nu-1}}{\partial x^{\nu-1}} (X \varrho) \right] \cdot n_1^{1-\nu}.$$

Es erübrigt also nur noch den rechts stehenden Sprung mittels (1) durch e , n auszudrücken. Nun sind, der Voraussetzung nach, ϱ selbst und seine $\nu-2$ ersten Ableitungen stetig, und da sie außerhalb des Elektrons verschwinden, so verschwinden sie auch dicht an der Innenseite der Elektronenoberfläche. Die rechte Seite von (2') wird also gleich

$$\left[X \frac{\partial^{\nu-1}}{\partial x^{\nu-1}} \varrho \right] \cdot n_1^{1-\nu},$$

oder, da *außerhalb* des Elektrons sämtliche, also auch die $(\nu-1)^{\text{te}}$ Ableitung von ϱ verschwinden, gleich

$$n_1^{1-\nu} X \left[\frac{\partial^{\nu-1} \varrho}{\partial x^{\nu-1}} \right] = n_1^{1-\nu} X \left[\frac{\partial^{\nu-1}}{\partial x^{\nu-1}} \text{div } E \right],$$

d. h. nach (1), gleich

$$X(n e),$$

wo nunmehr X den Wert von X dicht an der Innenseite der Oberfläche bedeutet, also kurz die Geschwindigkeit eines Oberflächenpunktes des Elektrons sein wird, während $n e$ das skalare Produkt von n , e oder einfach die Normalkomponente von e ist. Führt man diesen Wert in (2') ein, und schreibt der Vollständigkeit wegen die Gleichung (3') noch einmal, so hat man also, genau wie für eine Unstetigkeit erster Ordnung, *die beiden*

elektrodynamischen Kompatibilitätsbedingungen für die als Unstetigkeitsfläche von beliebiger Ordnung $\nu \geq 1$ aufgefaßte Elektronenoberfläche:

$$(I) \quad (en)X = \nu e + c \nabla n m,$$

$$(II) \quad \nu m = c \nabla n e,$$

was wir eben beweisen wollten.

Die physikalische Bedeutung der beiden Sprungvektoren e, m kann man bei jedem gegebenen ν ohne weiteres aus den Formeln (I) oder (Ia, b) herleiten. Es genügt, hierfür zwei Beispiele anzudeuten. Für $\nu = 1$ hat man

$$(4) \quad \begin{cases} \nabla n e = [\text{curl } E], & n e = [\rho], & \nabla n m = [\text{curl } M], \\ n m = [\text{div } M] = 0, \end{cases}$$

was ich schon früher benutzt habe; dadurch ist auch die Bedeutung von e, m in diesem Falle klargelegt. Für $\nu = 2$ erhält man ohne weiteres wegen $n^2 = 1$:

$$(5) \quad e = [\nabla^2 E] = [\nabla \rho - \text{curl}^2 E], \quad m = [\nabla^2 M] = -[\text{curl}^2 M],$$

wodurch die Bedeutung von e, m unmittelbar gegeben ist. Ähnliche Formeln für $\nu = 3, 4$ usw. wird der Leser selbst sofort hinschreiben können.

Von der jedesmaligen Bedeutung der Vektoren e, m abgesehen, gelten jedoch für ein beliebiges $\nu > 1$ dieselben Bedingungen (I), (II), wie für $\nu = 1$. Wie früher kann man aus (I), (II) etwa m eliminieren und erhält:

$$(III) \quad X = \frac{\nu^2 - c^2}{\nu(en)} e + \frac{c^2}{\nu} n;$$

aus (I) hat man übrigens $Xn = \nu$, wie es sein muß; aus (II) folgt unmittelbar der Wert der Normalkomponente der Geschwindigkeit:

$$(IV) \quad \nu = \frac{c}{m^2} \cdot n \nabla e m.$$

Ist also die Elektronenoberfläche der Sitz von Unstetigkeiten von noch so hoher Ordnung (indem an ihr ρ selbst, oder etwa $\nabla \rho$ oder $\nabla^2 \rho$ usw. einen Sprung erleidet), so ist die augenblickliche Geschwindigkeit X eines jeden Punktes dieser Oberfläche durch die gleichzeitigen Beträge und Richtungen der Sprungvektoren vollständig bestimmt. Es läßt sich also bei gegebenem Anfangszustande E_0, M_0 die Bewegung des Elektrons nicht will-

kürlich vorschreiben, sogar wenn man noch keine dynamischen Überlegungen einführt.

Übrigens gelten hier sämtliche Bemerkungen, die wir l. c. für $\nu = 1$ gemacht haben.

Man könnte erwidern, daß ja keine Kompatibilität zu bestehen braucht und daß sich also der transversale Teil der Unstetigkeit von dem longitudinalen ablösen kann. Desto schlimmer für die Elektronentheorie; denn alsdann würde an der Elektronenoberfläche der longitudinale (d. h. durch die Normalkomponente von e gegebene) Teil der Unstetigkeit allein zurückbleiben; demgemäß würde aber nach (III) die ganze Geschwindigkeit eines jeden Punktes der Elektronenoberfläche rein *normal* sein, d. h. es könnte dann das Elektron nur ruhen oder nach allen Seiten hin normal zu sich selbst anschwellen.

§ 2. *Ein Beispiel zur Bedingung (III).* — Man wird zwar auch ohne Spezialrechnung einsehen, daß wegen (I) und (II) oder (III), namentlich wenn man sich nicht auf stationäre Zustände beschränkt, die *Beweglichkeit* eines mit irgend einer Unstetigkeit dauernd behafteten Elektrons *als eines Ganzen* im allgemeinen verhindert sein wird. Doch will ich hierfür an dieser Stelle wenigstens ein einziges eklatantes Beispiel geben.

Verlangen wir, daß ein etwa kugelförmiges Elektron mit *homogener Volumladung* sich als ein Ganzes translatorisch mit *Überlichtgeschwindigkeit* ($\bar{X} > c$) bewege.¹⁾ In diesem Falle ist die Unstetigkeit von der ersten Ordnung, so daß $en = [\rho] = -\rho$; bezeichnet man also den Winkel X, n mit θ , so daß speziell für ein kugelförmiges Elektron θ einfach die Poldistanz sein wird, so kann man anstatt (III) schreiben:

$$(6) \quad X = \frac{c^2 - X^2 \cos^2 \theta}{v \varrho} e + \frac{c^2}{v} n, \\ v = \bar{X} \cdot \cos \theta.$$

1) Bekanntlich ergab sich sowohl aus den Abrahamschen wie auch Sommerfeldschen Untersuchungen, daß eine gleichförmige Bewegung eines solchen (und namentlich *starrten*) Elektrons mit Überlichtgeschwindigkeit zwar nicht kräftefrei ist, daß aber die erforderliche äußere Kraft einen endlichen Betrag hat, „so daß Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit bei Volumladung physikalisch denkbar ist“.

Da nun $\bar{X} > c$, so wird es zwei ganze Zonen geben

$$\theta_1 = \arccos\left(\frac{c}{\bar{X}}\right) \quad \text{und} \quad \theta_2 = \pi - \theta_1,$$

für deren Punkte das erste Glied in dem Ausdruck für X , wegen der Endlichkeit von e , fortfällt und nur

$$X = \pm c \cdot n$$

allein stehen bleibt. Die Flächenelemente dieser beiden Zonen (oder genauer, die Punkte der beiden Parallelkreise θ_1, θ_2) würden sich also gänzlich radial oder normal zu sich selbst bewegen, was bei der postulierten Translation des ganzen Elektrons in der X -Richtung offenbar absurd ist. Anstatt sich so fortzubewegen, würde sich das Elektron in der heftigsten Weise verzerren, indem die genannten Zonen mit Lichtgeschwindigkeit radial fortfliegen würden.

Man könnte noch erwidern, daß, ungeachtet $c^2 = X^2 \cos^2 \theta$, das erste Glied in (6) doch nicht verschwinde, indem gerade in diesen Oberflächenpunkten $e = \infty$ wird. Doch ist wegen (4) die Normalkomponente, als Sprung der Dichte ρ , sicher endlich; es könnte also nur die Tangentialkomponente von e unendlich werden; alsdann würde aber $[\text{curl } E] = \infty$ und es müßte wenigstens an einer Seite der Oberfläche $\text{curl } E$ selbst, folglich auch $\partial M / \partial t$ einen unendlich großen Betrag haben, was ebenfalls unzulässig ist.

§ 3. *Unstetigkeiten von unendlich hoher Ordnung.* — Um sich von den Kompatibilitätsbedingungen und den aus ihnen fließenden Schwierigkeiten zu befreien, müßte man sich also die Ladung in einem Elektron so verteilt denken, daß nicht nur ρ selbst, sondern auch alle seine Ableitungen von irgend einer erreichbar hohen Ordnung an der Oberfläche σ des Elektrons stetig bleiben. Da nun alle diese Größen an der Außenseite von σ verschwinden, so müßten sie auch dicht an der Innenseite sämtlich gleich Null sein; eine solche Verteilung ließe sich also nur durch eine Funktion $\rho(x, y, z)$ ausdrücken, die wenigstens an σ , nach innen zu, nicht analytisch mit noch so kleinen Konvergenzbereichen, oder in Hrn. Mérays¹⁾ Termino-

1) Ch. Méray, Leçons nouvelles sur l'analyse infinitésimale 1. p. 110. Paris 1894.

logie, nicht *holotrop* mit noch so kleinen *Holometern* sein dürfte. Abgesehen von rechnerischen Schwierigkeiten hätte man nun keinen Grund, solche nicht holotrope Funktionen auszuschließen, und die ihnen entsprechende Verteilung der Ladung in einem begrenzten Elektron wäre wohl physikalisch zulässig.¹⁾

Dies allein würde jedoch noch nicht genügen. Denn, wie Hadamard (l. c. Art. 76) vorausgesehen hat, könnte die Unstetigkeit von „*unendlich hoher*“ Ordnung sein und hätte man alsdann immer noch gewisse identische und kinematische Bedingungen zu befriedigen; sobald nur ρ (oder irgend eine andere elektromagnetische Größe) auf der einen Seite der Elektronenoberfläche *keine analytische Fortsetzung* der betreffenden für die andere Seite gültigen Funktion bildet, wird man sicher solche Bedingungen zu berücksichtigen haben.²⁾ Diese Bedingungen, welche an Stelle von (I), (II) treten würden, falls (bei gewahrter Stetigkeit aller Ableitungen) die Oberfläche des Elektrons der Sitz derartiger Singularitäten wäre, bin ich nicht imstande zu entwickeln; der betreffende Gegenstand ist nach seiner rein mathematischen Seite bis jetzt noch gar nicht in Angriff genommen worden.³⁾

Ein mögliches, radikales Mittel, die Theorie von solchen Bedingungen ganz zu befreien, wäre vielleicht die Annahme eines räumlich unbegrenzten Elektrons etwa mit exponentieller Ladungsverteilung, wie ich dies früher schon (l. c.) kurz erwähnt habe. Auf diesen Gegenstand ging ich damals nicht ein, indem es mir zweifelhaft schien, ob die Vertreter der Elektronentheorie zu einer solchen Annahme Zuflucht nehmen

1) In meiner ersten Abhandlung habe ich offenbar nur durchweg holotrope Funktionen im Sinne gehabt, als ich sagte, es wäre die vollkommene Stetigkeit mit den *endlichen* Dimensionen des Elektrons vereinbar.

2) Beispielshalber setze man etwa für ein kugelförmiges Elektron vom Radius $r = a$:

$$\rho = 0 \text{ für } r \geq a, \quad \rho = b e^{\frac{a}{r-a}} \text{ für } r \leq a,$$

wo $b = \text{konst.}$

3) Wenigstens schließt Hadamard (Art. 76) mit den Worten: „L'étude des discontinuités de cette nature offre des difficultés particulières. Nous ne l'aborderons pas dans ce qui va suivre.“

wollten. Doch ist vielleicht eine Untersuchung dieses Falles, der bei näherer Betrachtung keineswegs so extravagant ist, nicht ganz der Mühe unwert, und er soll deshalb hier noch, zum Schluß, in aller Kürze behandelt werden.

§ 4. *Die elektromagnetischen Massen eines unbegrenzten (deformierbaren) Elektrons mit exponentieller Ladung.* — Im Ruhezustand sei

$$(7) \quad \varrho = \varrho_0 e^{-r/\lambda},$$

wo $\lambda = \text{konst.}$ und $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ die Entfernung vom Mittelpunkt O des Elektrons ist, wo die Dichte ϱ_0 herrscht; die Gesamtladung wird dann

$$(8) \quad Q = 4\pi\varrho_0 \int_0^\infty r^2 e^{-r/\lambda} dr = 8\pi\lambda^3 \varrho_0.$$

Im Bewegungszustand soll sich das Elektron, wie wir *beispielsweise* annehmen wollen, nach Lorentzscher Art deformieren, so daß die Kugeln konstanter Dichte zu abgeplatteten Ellipsoiden werden. Bewegt sich das Ganze mit konstanter Geschwindigkeit $v < c$ in der x -Richtung und schreibt man $\sqrt{1 - v^2/c^2} = \kappa$, so werden die Halbachsen dieser Ellipsoide im Raume $S(x, y, z)$:

$$\kappa r, \quad r, \quad r;$$

im Hilfsraume S' : $x' = x/\kappa$, $y' = y$, $z' = z$ werden sie also wieder kugelförmig. Hiernach erhält man ohne weiteres für das skalare Potential φ und das Vektorpotential A :

$$(9) \quad \varphi = \frac{Q}{4\pi\kappa r'} \left\{ 1 - e^{-r'/\lambda} \left(1 + \frac{r'}{2\lambda} \right) \right\},$$

$$(10) \quad A = \frac{v}{c} i \cdot \varphi,$$

wo $r' = \sqrt{(x/\kappa)^2 + y^2 + z^2}$ ist und i einen Einheitsvektor in der Bewegungsrichtung bedeutet. In Entfernungen, die im Vergleich mit λ sehr groß sind, reduziert sich (9) auf die bekannte Form $\varphi = Q/4\pi\kappa r'$. Im Mittelpunkt selbst ist φ durchaus endlich, nämlich $\varphi_0 = Q/8\pi\lambda\kappa$.

Für die Kräfte $E = -\nabla\varphi - \partial A/c \partial t$, $M = \text{curl } A$ hat man

$$E = -\frac{1}{r'} \frac{d\varphi}{dr'} r, \quad M = \frac{v}{c} \frac{1}{r'} \frac{d\varphi}{dr'} (jz - ky),$$

wo $\mathbf{r} = ix + jy + kz$ der Radialvektor (im Raume S) ist und wo die Einheitsvektoren i, j, k ein rechtshändiges System bilden. Daraus folgt die elektromagnetische Bewegungsgröße

$$\mathfrak{G} = \frac{1}{c} \int V E M d\tau = i \cdot \frac{v}{c^2} \int \frac{s^2}{r'^2} \left(\frac{d\varphi}{dr'} \right)^2 d\tau = i \cdot G,$$

wo die Integrale über den ganzen Raum S zu nehmen sind und wo s die Entfernung eines Punktes von der x -Achse bedeutet; G ist der absolute Wert des Vektors $\mathfrak{G}$. Indem man vom Hilfsraum S' Gebrauch macht und die Integrationen nach den Winkeln ausführt, kann man für G schreiben:

$$G = \frac{8\pi}{3} \frac{vx}{c^2} \int_0^\infty r'^2 \left(\frac{d\varphi}{dr'} \right)^2 dr'$$

und durch Substitution von (9), wenn $r'/\lambda = -u$ gesetzt wird:

$$G = \frac{Q^2 v}{6\pi c^2 \lambda x} \int_{-\infty}^0 \left\{ 1 - \left(1 - u + \frac{1}{2} u^2 \right) e^{u/2} \right\}^2 \frac{du}{u^2}.$$

Der Wert des Integrals ergibt sich leicht zu $9/32$, so daß schließlich

$$(11) \quad G = \frac{3}{64\pi} \frac{Q^2}{\lambda} \frac{v}{c^2 x}$$

wird. Hieraus folgen die beiden *elektromagnetischen* Massen, die longitudinale m_l durch Differentiation nach v , die transversale m_t durch Division mit v :

$$(12) \quad \begin{cases} m_l = \frac{3}{64\pi} \frac{Q^2}{c^2 \lambda} \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^3}}, \\ m_t = \frac{3}{64\pi} \frac{Q^2}{c^2 \lambda} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \end{cases}$$

Die Abhängigkeit der Massen von der Geschwindigkeit ist also, wie vielleicht zu erwarten war, genau dieselbe wie für das begrenzte Lorentzsche Elektron, wird also ebensogut mit den Experimenten übereinstimmen.

Für *langsame* Bewegung folgt aus (12) $m_t = m_i = m_0$:

$$(13) \quad m_0 = \frac{3}{64 \pi} \frac{Q^2}{c^2 \lambda};$$

hierin ist die Bedeutung von λ aus $\varrho = \varrho_0 e^{-r/\lambda}$ zu ersehen.

Für das Lorentzsche Elektron (mit homogener Volumladung) vom Radius R ist:

$$m_0 = \frac{Q^2}{5 \pi c^2 R}.$$

Was also die Masse m_0 und allgemein auch m_i , m_t anbelangt, würde sich unser unbegrenztes Elektron genau so verhalten wie ein Lorentzsches vom Radius

$$R = \frac{64}{15} \lambda.$$

(Bei *Flächenladung* würde das Verhältnis von R zu λ gleich $\frac{32}{9}$.)

Führt man die oft benutzten Zahlenwerte von Q und Q/m_0 in (13) ein, so ergibt sich die Größenordnung von λ , d. h. derjenigen Entfernung von O , in welcher die Dichte auf ihren e^{ten} Teil sinkt, zu 10^{-14} cm. Hiernach läßt sich auch wegen (8) der Wert von $\varrho_0 = Q/8 \pi \lambda^3$ schätzen. Wollte man bei gleichbleibendem Wert von Q eine größere Masse erzielen (wie etwa für die „positiven Elektronen“ im Vergleich mit den eigentlichen oder negativen „Elektronen“), so brauchte man bloß ein kleineres λ und entsprechend größeres ϱ_0 vorauszusetzen.

In ähnlicher Weise könnte man unbegrenzte, also von den Kompatibilitätsbedingungen befreite Elektronen mit Buchererscher Deformabilität oder Abrahamscher Starrheit der Flächen $\varrho = \text{konst.}$ behandeln; eine Deformation nach Lorentzscher Art wurde oben nicht etwa aus physikalischen Gründen, sondern einstweilen *nur deshalb* gewählt, weil sich dabei die Rechnungen am einfachsten gestalten.

Rom, im März 1909.

(Eingegangen 2. April 1909.)