4. Über den Einfluß der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes; von A. Einstein.

Die Frage, ob die Ausbreitung des Lichtes durch die Schwere beinflußt wird, habe ich schon an einer vor 3 Jahren erschienenen Abhandlung zu beantworten gesucht.[1]) Ich komme auf dies Thema wieder zurück, weil mich meine damalige Darstellung des Gegenstandes nicht befriedigt, noch mehr aber, weil ich nun nachträglich einsehe, daß eine der wichtigsten Konsequenzen jener Betrachtung der experimentellen Prüfung zugänglich ist. Es ergibt sich nämlich, daß Lichtstrahlen, die in der Nähe der Sonne vorbeigehen, durch das Gravitationsfeld derselben nach der vorzubringenden Theorie eine Ablenkung erfahren, so daß eine scheinbare Vergrößerung des Winkelabstandes eines nahe an der Sonne erscheinenden Fixsternes von dieser im Betrage von fast einer Bogensekunde eintritt.

Es haben sich bei der Durchführung der Überlegungen auch noch weitere Resultate ergeben, die sich auf die Gravitation beziehen. Da aber die Darlegung der ganzen Betrachtung ziemlich unübersichtlich würde, sollen im folgenden nur einige ganz elementare Überlegungen gegeben werden, aus denen man sich bequem über die Voraussetzungen und den Gedankengang der Theorie orientieren kann. Die hier abgeleiteten Beziehungen sind, auch wenn die theoretische Grundlage zutrifft, nur in erster Näherung gültig.

§ 1. Hypothese über die physikalische Natur des Gravitationsfeldes.

In einem homogenen Schwerefeld (Schwerebeschleunigung γ) befinde sich ein ruhendes Koordinatensystem K, das so orientiert sei, daß die Kraftlinien des Schwerefeldes in Richtung

1) A. Einstein, Jahrb. f. Radioakt. u. Elektronik IV. 4.

der negativen z-Achse verlaufen. In einem von Gravitationsfeldern freien Raume befinde sich ein zweites Koordinatensystem K', das in Richtung seiner positiven z-Achse eine gleichförmig beschleunigte Bewegung (Beschleunigung γ) ausführe. Um die Betrachtung nicht unnütz zu komplizieren, sehen wir dabei von der Relativitätstheorie vorläufig ab, betrachten also beide Systeme nach der gewohnten Kinematik und in denselben stattfindende Bewegungen nach der gewöhnlichen Mechanik.

Relativ zu K, sowie relativ zu K', bewegen sich materielle Punkte, die der Einwirkung anderer materieller Punkte nicht unterliegen, nach den Gleichungen:

$$\frac{d^2 x_\nu}{dt^2} = 0, \quad \frac{d^2 y_\nu}{dt^2} = 0, \quad \frac{d^2 z_\nu}{dt^2} = -\gamma.$$

Dies folgt für das beschleunigte System K' direkt aus dem Galileischen Prinzip, für das in einem homogenen Gravitationsfeld ruhende System K aber aus der Erfahrung, daß in einem solchen Felde alle Körper gleich stark und gleichmäßig beschleunigt werden. Diese Erfahrung vom gleichen Fallen aller Körper im Gravitationsfelde ist eine der allgemeinsten, welche die Naturbeobachtung uns geliefert hat; trotzdem hat dieses Gesetz in den Fundamenten unseres physikalischen Weltbildes keinen Platz erhalten.

Wir gelangen aber zu einer sehr befriedigenden Interpretation des Erfahrungssatzes, wenn wir annehmen, daß die Systeme K und K' physikalisch genau gleichwertig sind, d. h. wenn wir annehmen, man könne das System K ebenfalls als in einem von einem Schwerefeld freien Raume befindlich annehmen; dafür müssen wir K dann aber als gleichförmig beschleunigt betrachten. Man kann bei dieser Auffassung ebensowenig von der *absoluten Beschleunigung* des Bezugssystems sprechen, wie man nach der gewöhnlichen Relativitätstheorie von der *absoluten Geschwindigkeit* eines Systems reden kann.[1])

1) Natürlich kann man ein *beliebiges* Schwerefeld nicht durch einen Bewegungszustand des Systems ohne Gravitationsfeld ersetzen, ebensowenig, als man durch eine Relativitätstransformation alle Punkte eines beliebig bewegten Mediums auf Ruhe transformieren kann.

Bei dieser Auffassung ist das gleiche Fallen aller Körper in einem Gravitationsfelde selbstverständlich.

Solange wir uns auf rein mechanische Vorgänge aus dem Gültigkeitsbereich von Newtons Mechanik beschränken, sind wir der Gleichwertigkeit der Systeme K und K' sicher. Unsere Auffassung wird jedoch nur dann tiefere Bedeutung haben, wenn die Systeme K und K' in bezug auf alle physikalischen Vorgänge gleichwertig sind, d. h. wenn die Naturgesetze in bezug auf K mit denen in bezug auf K' vollkommen übereinstimmen. Indem wir dies annehmen, erhalten wir ein Prinzip, das, falls es wirklich zutrifft, eine große heuristische Bedeutung besitzt. Denn wir erhalten durch die theoretische Betrachtung der Vorgänge, die sich relativ zu einem gleichförmig beschleunigten Bezugssystem abspielen, Aufschluß über den Verlauf der Vorgänge in einem homogenen Gravitationsfelde.[1]) Im folgenden soll zunächst gezeigt werden, inwiefern unserer Hypothese vom Standpunkte der gewöhnlichen Relativitätstheorie aus eine beträchtliche Wahrscheinlichkeit zukommt.

§ 2. Über die Schwere der Energie.

Die Relativitätstheorie hat ergeben, daß die träge Masse eines Körpers mit dem Energieinhalt desselben wächst; beträgt der Energiezuwachs E, so ist der Zuwachs an träger Masse gleich E/c^2, wenn c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Entspricht nun aber diesem Zuwachs an träger Masse auch ein Zuwachs an gravitierender Masse? Wenn nicht, so fiele ein Körper in demselben Schwerefelde mit verschiedener Beschleunigung je nach dem Energieinhalte des Körpers. Das so befriedigende Resultat der Relativitätstheorie, nach welchem der Satz von der Erhaltung der Masse in dem Satze von der Erhaltung der Energie aufgeht, wäre nicht aufrecht zu erhalten; denn so wäre der Satz von der Erhaltung der Masse zwar für die *träge* Masse in der alten Fassung aufzugeben, für die gravitierende Masse aber aufrecht zu erhalten.

1) In einer späteren Abhandlung wird gezeigt werden, daß das hier in Betracht kommende Gravitationsfeld nur in erster Annäherung homogen ist.

Dies muß als sehr unwahrscheinlich betrachtet werden. Andererseits liefert uns die gewöhnliche Relativitätstheorie kein Argument, aus dem wir folgern könnten, daß das Gewicht eines Körpers von dessen Energieinhalt abhängt. Wir werden aber zeigen, daß unsere Hypothese von der Äquivalenz der Systeme K und K' die Schwere der Energie als notwendige Konsequenz liefert.

Es mögen sich die beiden mit Meßinstrumenten versehenen körperlichen Systeme S_1 und S_2 in der Entfernung h voneinander auf der z-Achse von K befinden[1]), derart, daß das Gravitationspotential in S_2 um $\gamma . h$ größer ist, als das in S_1. Es wurde von S_2 gegen S_1 eine bestimmte Energiemenge E in Form von Strahlung gesendet. Die Energiemengen mögen dabei in S_1 und S_2 mit Vorrichtungen gemessen werden, die — an *einen* Ort des Systems z gebracht und dort miteinander verglichen — vollkommen gleich seien. Über den Vorgang dieser Energieübertragung durch Strahlung läßt sich a priori nichts aussagen, weil wir den Einfluß des Schwerefeldes auf die Strahlung und die Meßinstrumente in S_1 und S_2 nicht kennen.

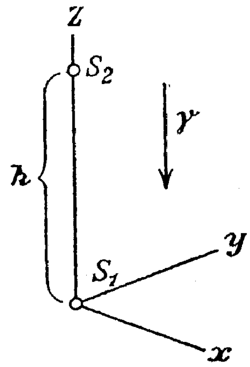

Fig 1.

Nach unserer Voraussetzung von der Äquivalenz von K und K' können wir aber an Stelle des im homogenen Schwerefelde befindlichen Systems K das schwerefreie, im Sinne der positiven z gleichförmig beschleunigt bewegte System K' setzen, mit dessen z-Achse die körperlichen Systeme S_1 und S_2 fest verbunden sind.

Den Vorgang der Energieübertragung durch Strahlung von S_2 auf S_1 beurteilen wir von einem System K_0 aus, das beschleunigungsfrei sei. In bezug auf K_0 besitze K' in dem Augenblick die Geschwindigkeit Null, in welchem die Strahlungsenergie E_2 von S_2 gegen S_1 abgesendet wird. Die Strahlung wird in S_1 ankommen, wenn die Zeit h/c verstrichen ist (in erster Annäherung). In diesem Momente besitzt aber S_1 in bezug auf K_0 die Geschwindigkeit $\gamma . h/c = v$. Deshalb besitzt nach der gewöhnlichen Relativitätstheorie die in S_1

1) S_1 und S_2 werden als gegenüber h unendlich klein betrachtet.

ankommende Strahlung nicht die Energie E_2, sondern eine größere Energie E_1, welche mit E_2 in erster Annäherung durch die Gleichung verknüpft ist[1]):

$$E_1 = E_2\left(1 + \frac{v}{c}\right) = E_2\left(1 + \frac{\gamma h}{c^2}\right). \tag{1}$$

Nach unserer Annahme gilt genau die gleiche Beziehung, falls derselbe Vorgang in dem nicht beschleunigten, aber mit Gravitationsfeld versehenen System K stattfindet. In diesem Falle können wir γh ersetzen durch das Potential Φ des Gravitationsvektors in S_2, wenn die willkürliche Konstante von Φ in S_1 gleich Null gesetzt wird. Es gilt also die Gleichung:

$$E_1 = E_2 + \frac{E_2}{c^2}\Phi. \tag{1a}$$

Diese Gleichung spricht den Energiesatz für den ins Auge gefaßten Vorgang aus. Die in S_1 ankommende Energie E_1 ist größer als die mit gleichen Mitteln gemessene Energie E_2, welche in S_2 emittiert wurde, und zwar um die potentielle Energie der Masse E_2/c^2 im Schwerefelde. Es zeigt sich also, daß man, damit das Energieprinzip erfüllt sei, der Energie E vor ihrer Aussendung in S_2 eine potentielle Energie der Schwere zuschreiben muß, die der (schweren) Masse E/c^2 entspricht. Unsere Annahme der Äquivalenz von K und K' hebt also die am Anfang dieses Paragraphen dargelegte Schwierigkeit, welche die gewöhnliche Relativitätstheorie übrig läßt.

Besonders deutlich zeigt sich der Sinn dieses Resultates bei Betrachtung des folgenden Kreisprozesses:

1. Man sendet die Energie E (in S_2 gemessen) in Form von Strahlung in S_2 ab nach S_1, wo nach dem soeben erlangten Resultat die Energie $E(1 + \gamma h/c^2)$ aufgenommen wird (in S_1 gemessen).

2. Man senkt einen Körper W von der Masse M von S_2 nach S_1, wobei die Arbeit $M\gamma h$ nach außen abgegeben wird.

3. Man überträgt die Energie E von S_1 auf den Körper W, während sich W in S_1 befindet. Dadurch ändere sich die schwere Masse M, so daß sie den Wert M' erhält.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**. p. 913 u. 914. 1905.

4. Man hebe W wieder nach S_2, wobei die Arbeit $M'\gamma h$ aufzuwenden ist.

5. Man übertrage E von W wieder auf S_2.

Der Effekt dieses Kreisprozesses besteht einzig darin, daß S_1 den Energiezuwachs $E(\gamma h/c^2)$ erlitten hat, und daß dem System die Energiemenge

$$M'\gamma h - M\gamma h$$

in Form von mechanischer Arbeit zugeführt wurde. Nach dem Energieprinzip muß also

$$E\frac{\gamma h}{c^2} = M'\gamma h - M\gamma h$$

oder

$$M' - M = \frac{E}{c^2} \tag{1b}$$

sein. Der Zuwachs an *schwerer* Masse ist also gleich E/c^2, also gleich dem aus der Relativitätstheorie sich ergebenden Zuwachs an *träger* Masse.

Noch unmittelbarer ergibt sich das Resultat aus der Äquivalenz der Systeme K und K', nach welcher die *schwere* Masse in bezug auf K der *trägen* Masse in bezug auf K' vollkommen gleich ist; es muß deshalb die Energie eine *schwere* Masse besitzen, die ihrer *trägen* Masse gleich ist. Hängt man im System K' eine Masse M_0 an einer Federwaage auf, so wird letztere wegen der Trägheit von M_0 das scheinbare Gewicht $M_0\gamma$ anzeigen. Überträgt man die Energiemenge E auf M_0, so wird die Federwaage nach dem Satz von der Trägheit der Energie $\left(M_0 + \frac{E}{c^2}\right)\gamma$ anzeigen. Nach unserer Grundannahme muß ganz dasselbe eintreten bei Wiederholung des Versuches im System K, d. h. im Gravitationsfelde.

§ 3. Zeit und Lichtgeschwindigkeit im Schwerefelde.

Wenn die im gleichförmig beschleunigten System K' in S_2 gegen S_1 emittierte Strahlung mit Bezug auf die in S_2 befindliche Uhr die Frequenz ν_2 besaß, so besitzt sie in bezug auf S_1 bei ihrer Ankunft in S_1 in bezug auf die in S_1 befindliche gleich beschaffene Uhr nicht mehr die Frequenz ν_2 sondern eine größere Frequenz ν_1, derart, daß in erster Annäherung

$$\nu_1 = \nu_2\left(1 + \frac{\gamma h}{c^2}\right). \tag{2}$$

Führt man nämlich wieder das beschleunigungsfreie Bezugssystem K_0 ein, relativ zu welchem K' zur Zeit der Lichtaussendung keine Geschwindigkeit besitzt, so hat S_1 in bezug auf K_0 zur Zeit der Ankunft der Strahlung in S_1 die Geschwindigkeit $\gamma(h/c)$, woraus sich die angegebene Beziehung vermöge des Dopplerschen Prinzipes unmittelbar ergibt.

Nach unserer Voraussetzung von der Äquivalenz der Systeme K' und K gilt diese Gleichung auch für das ruhende, mit einem gleichförmigen Schwerefeld versehene Koordinatensystem K, falls in diesem die geschilderte Strahlungsübertragung stattfindet. Es ergibt sich also, daß ein bei bestimmtem Schwerepotential in S_2 emittierter Lichtstrahl, der bei seiner Emission — mit einer in S_2 befindlichen Uhr verglichen — die Frequenz ν_2 besitzt, bei seiner Ankunft in S_1 eine andere Frequenz ν_1 besitzt, falls letztere mittels einer in S_1 befindlichen gleich beschaffenen Uhr gemessen wird. Wir ersetzen γh durch das Schwerepotential Φ von S_2 in bezug auf S_1 als Nullpunkt und nehmen an, daß unsere für das *homogene* Gravitationsfeld abgeleitete Beziehung auch für anders gestaltete Felder gelte; es ist dann

$$\nu_1 = \nu_2 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right). \tag{2a}$$

Dies (nach unserer Ableitung in erster Näherung gültige) Resultat gestattet zunächst folgende Anwendung. Es sei ν_0 die Schwingungszahl eines elementaren Lichterzeugers, gemessen mit einer an demselben Orte gemessenen Uhr U. Diese Schwingungszahl ist dann unabhängig davon, wo der Lichterzeuger samt der Uhr aufgestellt wird. Wir wollen uns beide etwa an der Sonnenoberfläche angeordnet denken (dort befindet sich unser S_2). Von dem dort emittierten Lichte gelangt ein Teil zur Erde (S_1), wo wir mit einer Uhr U von genau gleicher Beschaffenheit als der soeben genannten die Frequenz ν des ankommenden Lichtes messen Dann ist nach (2a)

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right),$$

wobei Φ die (negative) Gravitationspotentialdifferenz zwischen Sonnenoberfläche und Erde bedeutet. Nach unserer Auffassung müssen also die Spektrallinien des Sonnenlichtes gegenüber den entsprechenden Spektrallinien irdischer Lichtquellen etwas nach dem Rot verschoben sein, und zwar um den relativen Betrag

$$\frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} = \frac{-\Phi}{c^2} = 2 \cdot 10^{-6}.$$

Wenn die Bedingungen, unter welchen die Sonnenlinien entstehen, genau bekannt wären, wäre diese Verschiebung noch der Messung zugänglich. Da aber anderweitige Einflüsse (Druck, Temperatur) die Lage des Schwerpunktes der Spektrallinien beeinflussen, ist es schwer zu konstatieren, ob der hier abgeleitete Einfluß des Gravitationspotentials wirklich existiert.[1])

Bei oberflächlicher Betrachtung scheint Gleichung (2) bzw. (2a) eine Absurdität auszusagen. Wie kann bei beständiger Lichtübertragung von S_2 nach S_1 in S_1 eine andere Anzahl von Perioden pro Sekunde ankommen, als in S_2 emittiert wird? Die Antwort ist aber einfach. Wir können ν_2 bzw. ν_1 nicht als Frequenzen schlechthin (als Anzahl Perioden pro Sekunde) ansehen, da wir eine Zeit im System K noch nicht festgelegt haben. ν_2 bedeutet die Anzahl Perioden, bezogen auf die Zeiteinheit der Uhr U in S_2, ν_1 die Anzahl Perioden, bezogen auf die Zeiteinheit der gleich beschaffenen Uhr U in S_1. Nichts zwingt uns zu der Annahme, daß die in verschiedenen Gravitationspotentialen befindlichen Uhren U als gleich rasch gehend aufgefaßt werden müssen. Dagegen müssen wir die Zeit in K sicher so definieren, daß die Anzahl der Wellenberge und Wellentäler, die sich zwischen S_2 und S_1 befinden, von dem Absolutwerte der Zeit unabhängig ist; denn der ins Auge gefaßte Prozeß ist seiner Natur nach ein stationärer. Würden wir diese Bedingung nicht erfüllen, so kämen wir zu einer Zeitdefinition, bei deren Anwendung die Zeit explizite in die Naturgesetze einginge, was sicher unnatürlich und unzweckmäßig wäre. Die Uhren in S_1 und S_2 geben also

---

1) L. F. Jewell (Journ. de phys. **6.** p. 84. 1897) und insbesondere Ch. Fabry u. H. Boisson (Compt. rend. **148.** p. 688—690. 1909) haben derartige Verschiebungen feiner Spektrallinien nach dem roten Ende des Spektrums von der hier berechneten Größenordnung tatsächlich konstatiert, aber einer Wirkung des Druckes in der absorbierenden Schicht zugeschrieben.

nicht beide die „Zeit“ richtig an. Messen wir die Zeit in S_1 mit der Uhr U, *so müssen wir die Zeit in S_2 mit einer Uhr messen, die $1 + \Phi/c^2$ mal langsamer läuft als die Uhr U, falls sie mit der Uhr U an derselben Stelle verglichen wird.* Denn mit einer solchen Uhr gemessen ist die Frequenz des oben betrachteten Lichtstrahles bei seiner Aussendung in S_2

$$\nu_2 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right),$$

also nach (2a) gleich der Frequenz ν_1 desselben Lichtstrahles bei dessen Ankunft in S_1.

Hieraus ergibt sich eine Konsequenz von für diese Theorie fundamentaler Bedeutung. Mißt man nämlich in dem beschleunigten, gravitationsfeldfreien System K' an verschiedenen Orten die Lichtgeschwindigkeit unter Benutzung gleich beschaffener Uhren U, so erhält man überall dieselbe Größe. Dasselbe gilt nach unserer Grundannahme auch für das System K. Nach dem soeben Gesagten müssen wir aber an Stellen verschiedenen Gravitationspotentials uns verschieden beschaffener Uhren zur Zeitmessung bedienen. Wir müssen zur Zeitmessung an einem Orte, der relativ zum Koordinatenursprung das Gravitationspotential Φ besitzt, eine Uhr verwenden, die — an den Koordinatenursprung versetzt — $(1 + \Phi/c^2)$ mal langsamer läuft als jene Uhr, mit welcher am Koordinatenursprung die Zeit gemessen wird. Nennen wir c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Koordinatenanfangspunkt, so wird daher die Lichtgeschwindigkeit c in einem Orte vom Gravitationspotential Φ durch die Beziehung

$$c = c_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right) \tag{3}$$

gegeben sein. Das Prinzip von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit gilt nach dieser Theorie nicht in derjenigen Fassung, wie es der gewöhnlichen Relativitätstheorie zugrunde gelegt zu werden pflegt.

§ 4. Krümmung der Lichtstrahlen im Gravitationsfeld.

Aus dem soeben bewiesenen Satze, daß die Lichtgeschwindigkeit im Schwerefelde eine Funktion des Ortes ist, läßt sich leicht mittels des Huygensschen Prinzipes schließen, daß quer zu einem Schwerefeld sich fortpflanzende Lichtstrahlen eine Krümmung erfahren müssen. Sei nämlich ε eine Ebene gleicher Phase einer ebenen Lichtwelle zur Zeit t, P_1 und P_2 zwei Punkte in ihr, welche den Abstand 1 besitzen. P_1 und P_2 liegen in der Papierebene, die so gewählt ist, daß der in der Richtung ihrer Normale genommene Differentialquotient von Φ also auch von c verschwindet. Die entsprechende Ebene gleicher Phase bzw. deren Schnitt mit der Papierebene, zur Zeit $t + dt$ erhalten wir, indem wir um die Punkte P_1 und P_2 mit den Radien $c_1\,dt$ bzw. $c_2\,dt$ Kreise und an diese die Tangente legen, wobei c_1 bzw. c_2 die Lichtgeschwindigkeit in den Punkten P_1 bzw. P_2 bedeutet. Der Krümmungswinkel des Lichtstrahles auf dem Wege $c\,dt$ ist also

$$\frac{(c_1 - c_2)\,dt}{1} = -\frac{\partial c}{\partial n'}\,dt,$$

falls wir den Krümmungswinkel positiv rechnen, wenn der Lichtstrahl nach der Seite der wachsenden n' hin gekrümmt

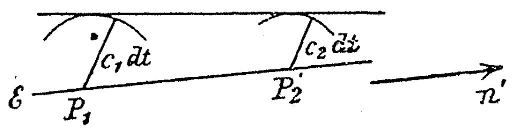

Fig. 2.

wird. Der Krümmungswinkel pro Wegeinheit des Lichtstrahles ist also

$$-\frac{1}{c}\frac{\partial c}{\partial n'}$$

oder nach (3) gleich

$$-\frac{1}{c^2}\frac{\partial \Phi}{\partial n'}\,.$$

Endlich erhalten wir für die Ablenkung α, welche ein Lichtstrahl auf einem beliebigen Wege (s) nach der Seite n' erleidet, den Ausdruck

$$\alpha = -\frac{1}{c^2}\int \frac{\partial \Phi}{\partial n'}\,ds. \tag{4}$$

Dasselbe Resultat hätten wir erhalten können durch unmittelbare Betrachtung der Fortpflanzung eines Lichtstrahles in dem gleichförmig beschleunigten System K' und Übertragung des Resultates auf das System K und von hier auf den Fall, daß das Gravitationsfeld beliebig gestaltet ist.

Nach Gleichung (4) erleidet ein an einem Himmelskörper vorbeigehender Lichtstrahl eine Ablenkung nach der Seite sinkenden Gravitationspotentials, also nach der dem Himmelskörper zugewandten Seite von der Größe

$$\alpha = \frac{1}{c^2} \int\limits_{\vartheta = -\frac{\pi}{2}}^{\vartheta = +\frac{\pi}{2}} \frac{k\,M}{r^2} \cos\vartheta \cdot d\,s = \frac{2\,k\,M}{c^2\,\Delta},$$

wobei k die Gravitationskonstante, M die Masse des Himmelskörpers, Δ den Abstand des Lichtstrahles vom Mittelpunkt des Himmelskörpers bedeutet. *Ein an der Sonne vorbeigehender Lichtstrahl erlitte demnach eine Ablenkung vom Betrage* $4 \cdot 10^{-6}$ $= 0{,}83$ *Bogensekunden.* Um diesen Betrag erscheint die Winkeldistanz des Sternes vom Sonnenmittelpunkt durch die Krümmung des Strahles vergrößert. Da die Fixsterne der der Sonne zugewandten Himmelspartien bei totalen Sonnenfinsternissen sichtbar werden, ist diese Konsequenz der Theorie mit der Erfahrung vergleichbar. Beim Planeten Jupiter erreicht die zu erwartende Verschiebung etwa $^1/_{100}$ des angegebenen Betrages. Es wäre dringend zu wünschen, daß sich Astronomen der hier aufgerollten Frage annähmen, auch wenn die im vorigen gegebenen Überlegungen ungenügend fundiert oder gar abenteuerlich erscheinen sollten. Denn abgesehen von jeder Theorie muß man sich fragen, ob mit den heutigen Mitteln ein Einfluß der Gravitationsfelder auf die Ausbreitung des Lichtes sich konstatieren läßt.

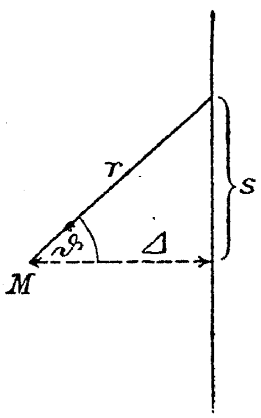

Fig. 3.

Prag, Juni 1911.

(Eingegangen 21. Juni 1911.)