

ALBERT
EINSTEIN

Grundzüge der Relativitäts- theorie



Springer

ALBERT EINSTEIN



Grundzüge der Relativitätstheorie

Translated by:
Good Translator

Published by:
SPRINGER

Vorwort zur 1. Auflage der „Vier Vorlesungen über Relativitätstheorie“

In der vorliegenden Ausarbeitung von vier Vorträgen, die ich an der Universität Princeton im Mai 1921 gehalten habe, wollte ich die Hauptgedanken und mathematische Methoden der Relativitätstheorie zusammenfassen. Dabei habe ich mich bemüht, alles weniger Wesentliche wegzulassen, das Grundsätzliche aber doch so zu behandeln, daß das Ganze als Einführung für alle diejenigen dienen kann, welche die Elemente der höheren Mathematik beherrschen, aber nicht allzuviel Zeit und Mühe auf den Gegenstand verwenden wollen. Auf Vollständigkeit kann diese kurze Darlegung selbstverständlich keinen Anspruch machen, zumal ich die feineren, mehr mathematisch interessanten Entwicklungen, welche sich auf Variationsrechnung gründen, nicht behandelt habe. Mein Hauptziel war es, das Grundsätzliche in dem ganzen Gedankengang der Theorie klar hervortreten zu lassen.

Januar 1922

A. EINSTEIN

Vorbemerkung zum Anhang **II**

Für diese Auflage habe ich die „Verallgemeinerung der Gravitationstheorie“ unter dem Titel „Relativistische Theorie des nichtsymmetrischen Feldes“ völlig neu bearbeitet. Es ist mir nämlich gelungen – zum Teil unter Mit-

arbeit meiner Assistentin B. Kaufman – die Ableitungen sowie die Form der Feldgleichungen zu vereinfachen. Die ganze Theorie gewinnt dadurch an Durchsichtigkeit, ohne daß ihr Inhalt eine Änderung erfährt.

Dezember 1954

A. EINSTEIN

Inhaltsverzeichnis

Raum und Zeit in der vorrelativistischen Physik	3
Spezielle Relativitätstheorie	16
Allgemeine Relativitätstheorie	18
Allgemeine Relativitätstheorie (Fortsetzung)	18
I Zum „kosmologischen Problem“	18
Koordinatenwahl	25
Die Feldgleichungen	25
Der Spezialfall verschwindender räumlicher Krümmung ($z = 0$)	26
Lösungen der Gleichung'en im Falle nicht verschwindender räumlicher Krümmung	26

Erweiterung der vorstehenden Überlegungen durch Verallgemeinerung des Ansatzes be- züglich der ponderabeln Materie	26
„Teilchen-Gas“, nach der speziellen Relativitäts- theorie behandelt	26
Zusammenfassende und sonstige Bemerkungen .	27

II Relativistische Theorie des nichtsymmetri- schen Feldes **28**

Über die „Kompatibilität“ und die „Stärke“ von Systemen von Feldgleichungen	28
Relativistische Feldtheorie	29
Allgemeine Bemerkungen	30

Namen- und Sachverzeichnis **31**

Raum und Zeit in der vorrelativis- tischen Physik

Die Relativitätstheorie ist aufs engste verbunden mit der Theorie von Raum und Zeit. Deshalb soll mit einer kurzen Untersuchung des Ursprungs unserer Ideen von Raum und Zeit begonnen werden, obwohl ich weiß, daß ich mich dabei auf strittiges Gebiet begeben. Alle Wissenschaft, sei es Naturwissenschaft oder Psychologie, sucht in gewisser Weise unsere Erlebnisse zu ordnen und in ein logisches

System zu bringen. Wie hängen die geläufigen Ideen über Raum und Zeit mit dem Charakter unserer Erlebnisse zusammen?

Die Erlebnisse eines Menschen erscheinen uns als in eine Erlebnisreihe eingeordnet, in welcher die einzelnen unserer Erinnerung zugänglichen Einzelerlebnisse nach dem nicht weiter zu analysierenden Kriterium des „Früher“ und „Später“ geordnet erscheinen. Es besteht also für das Individuum eine Ich-Zeit oder subjektive Zeit. Diese ist an sich nichts Meßbares. Ich kann zwar den Erlebnissen Zahlen zuordnen, derart, daß dem späteren Erlebnis eine größere Zahl zugeordnet wird als dem früheren, aber die Art dieser Zuordnung bleibt zunächst in hohem Maße willkürlich. Ich kann jedoch die Art dieser Zuordnung weiter fixieren durch eine Uhr, indem ich den durch sie vermittelten Erlebnisablauf mit dem Ablauf der übrigen Erlebnisse vergleiche. Unter einer Uhr versteht man ein Ding, welches ab. zählbare Erlebnisse liefert und noch andere Eigenschaften besitzt, von denen im folgenden die Rede sein wird.

Verschiedene Menschen können mit Hilfe der Sprache ihre Erlebnisse bis zu einem gewissen Grade miteinander vergleichen. Dabei zeigt sich, daß gewisse sinnliche Erlebnisse verschiedener Menschen einander entsprechen, während bei anderen ein solches Entsprechen nicht festgestellt werden kann. Jenen sinnlichen Erlebnissen verschiedener

Individuen, welche einander entsprechen und demnach in gewissem Sinne überpersönlich sind, wird eine Realität gedanklich zugeordnet. Von ihr, daher mittelbar von der Gesamtheit jener Erlebnisse, handeln die Naturwissenschaften, speziell auch deren elementarste, die Physik. Relativ konstanten Erlebniskomplexen solcher Art entspricht der Begriff des physikalischen Körpers, speziell auch des festen Körpers. Die Uhr ist auch ein Körper bzw. ein körperliches System in diesem Sinne. Zum Wesen der Uhr gehört außerdem, daß die an ihr gezählten gleichartigen Teilvorgänge der Erlebnisfolge als einander gleich angesehen werden dürfen.

Begriffe und Begriffssysteme erhalten die Berechtigung nur dadurch, daß sie zum Überschauen von Erlebniskomplexen dienen; eine andere Legitimation gibt es für sie nicht. Es ist deshalb nach meiner Überzeugung einer der verderblichsten Taten der Philosophen, daß sie gewisse begriffliche Grundlagen der Naturwissenschaft aus dem der Kontrolle zugänglichen Gebiete des Empirisch-Zweckmäßigen in die unangreifbare Höhe des Denknotwendigen (Apriorischen) versetzt haben. Denn wenn es auch ausgemacht ist, daß die Begriffe nicht aus den Erlebnissen durch Logik (oder sonstwie) abgeleitet werden können, sondern in gewissem Sinn freie Schöpfungen des menschlichen Geistes sind, so sind sie doch ebensowenig unabhängig von der Art der Erlebnisse, wie etwa die Klei-

der von der Gestalt der menschlichen Leiber. Dies gilt im besonderen auch von unseren Begriffen über Zeit und Raum, welche die Physiker – von Tatsachen gezwungen – aus dem Olymp des Apriori herunterholen mußten, um sie reparieren und wieder in einen brauchbaren Zustand setzen zu können.

Wir kommen nun zu den räumlichen Begriffen und Urteilen. Auch hier ist es unerläßlich, die Beziehung der Erlebnisse zu den Begriffen streng ins Auge zu fassen. Auf diesem Gebiete scheint mir POINCARÉ die Wahrheit besonders klar erfaßt zu haben in der Darstellung, welche er in seinem Buche: „La science et l’hypothèse“ gegeben hat. Unter allen Veränderungen, welche wir an festen Körpern wahrnehmen, sind diejenigen durch Einfachheit ausgezeichnet, welche durch willkürliche Bewegungen unseres Körpers rückgängig gemacht werden können; POINCARÉ nennt sie „Änderungen der Lage“. Durch bloße Lagenänderungen kann man zwei Körper „aneinander anlegen“. Das Fundament der Geometrie (Kongruenzsätze) bezieht sich auf die Gesetze, welche jene Lagerungsmöglichkeiten beherrschen. Für den Raumbegriff scheint uns folgendes wesentlich. Man kann durch Anlegen von Körpern $B, C \dots$ an einen Körper A neu Körper bilden, wir wollen sagen, den Körper A fortsetzen. Man kann einen Körper A so fortsetzen, daß er mit jedem anderen Körper X zur Berührung kommt. Wir können den Inbegriff aller Fortsetzungen

des Körpers A als den „Raum des Körpers A “ bezeichnen. Dann gilt, daß alle Körper sich „im Raum des (beliebig gewählten) Körpers A “ befinden. Man kann in diesem Sinne nicht von dem „Raum“ schlechthin, sondern nur von dem „zu einem Körper A gehörigen Raum“ reden. Allerdings spielt im Alltagsleben der Körper Erdkruste eine so dominierende Rolle in der Beurteilung der Lagenverhältnisse der Körper, daß er zu dem ernstlich nicht zu verteidigenden Begriff *des* Raumes (schlechthin) geführt hat. Wir wollen aber, um diesen verhängnisvollen Irrtum auszuschließen, nur von „Bezugskörper“ oder „Bezugsraum“ reden. Erst die allgemeine Relativitätstheorie hat eine Verfeinerung dieses Begriffes nötig gemacht, wie wir später sehen werden.

Ich will nicht näher auf diejenigen Eigenschaften des Bezugsraumes eingehen, welche dazu geführt haben, als Element des Raumes den Punkt einzuführen und den Raum als Kontinuum aufzufassen. Ebensowenig will ich zu analysieren versuchen, durch welche Eigenschaften des Bezugsraumes der Begriff der stetigen Punktreihe oder Linie gerechtfertigt sei. Sind aber diese Begriffe nebst ihrer Beziehung zum festen Körper der Erlebniswelt gegeben, so ist leicht zu sagen, was unter der Dreidimensionalität des Raumes zu verstehen ist, nämlich die Aussage: Jedem Punkt lassen sich drei Zahlen x_1 , x_2 und x_3 (Koordinaten) zuordnen, derart, daß diese Zuordnung umkehrbar

eindeutig ist, und daß sich x_1 , x_2 und x_3 stetig ändern, wenn der zugehörige Punkt eine stetig Punktreihe (Linie) beschreibt.

Die vorrelativistische Physik setzt voraus, daß die Lagerungsgesetze idealer fester Körper der euklidischen Geometrie gemäß seien. Was dies bedeutet, kann z. B. wie folgt ausgedrückt werden. Zwei an einem festen Körper markierte Punkte bilden eine Strecke. Eine solche kann in mannigfacher Weise gegenüber dem Bezugsraume ruhend gelagert werden. Wenn nun die Punkte dieses Raumes so durch Koordinaten x_1 , x_2 , x_3 bezeichnet werden können, daß die Koordinatendifferenzen Δx_1 , Δx_2 , Δx_3 der Streckenpunkte bei jeder Lagerung der Strecke die nämliche Quadratsumme

$$s^2 = \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 \quad (1)$$

liefern, so nennt man den Bezugsraum EUKLIDisch und die Koordinaten kartesische¹. Es genügt hierfür sogar, diese Annahme in der Grenze für unendlich kleine Strecken zu machen. In dieser Annahme liegen einige weniger spezielle enthalten, auf die wir ihrer grundlegenden Bedeutung wegen aufmerksam machen wollen. Erstens nämlich wird vorausgesetzt, daß man einen idealen festen Körper beliebig bewegen könne. Zweitens wird vorausgesetzt, daß

¹Diese Relation muß gelten für beliebige Wahl des Anfangspunktes und der Richtung (Verhältnis $\Delta x_1 : \Delta x_2 : \Delta x_3$) der Strecke.

das Lagerungsverhalten idealer fester Körper in dem Sinne unabhängig vom Material des Körpers und von seinen Ortsänderungen ist, daß zwei Strecken, welche *einmal* zur Deckung gebracht werden können, *stets und überall* zur Deckung gebracht werden können. Diese beiden Voraussetzungen, welche für die Geometrie und überhaupt für die messende Physik von grundlegender Bedeutung sind, entstammen natürlich der Erfahrung; sie beanspruchen in der allgemeinen Relativitätstheorie allerdings nur für (gegenüber astronomischen Dimensionen) unendlich kleine Körper und Bezugsräume Gültigkeit.

Die Größe s nennen wir die Länge der Strecke. Damit diese eindeutig bestimmt sei, muß die Länge einer bestimmten Strecke willkürlich festgesetzt, z. B. gleich 1 gesetzt werden (Einheitsmaßstab). Dann sind die Längen aller übrigen Strecken bestimmt. Setzt man die x_ν linear abhängig von einem Parameter λ

$$x_\nu = a_\nu + \lambda b_\nu,$$

so erhält man eine Linie, welche alle Eigenschaften der Geraden der euklidischen Geometrie besitzt. Speziell folgert man leicht, daß man durch n -maliges Abtragen einer Strecke s auf einer Geraden eine Strecke von der Länge $n \cdot s$ erhält. Eine Länge bedeutet also das Ergebnis einer längs einer Geraden ausgeführten Messung mit Hilfe des Einheitsmaßstabes ; sie hat ebenso wie die gerade Linie.eine

vom Koordinatensystem unabhängige Bedeutung, wie aus dem Folgenden hervorgeht.

Wir kommen nun zu einem Gedankengang, der in analoger Weise in der speziellen und allgemeinen Relativitätstheorie eine Rolle spielt. Wir fragen: Gibt es außer den verwendeten kartesischen Koordinaten noch andere gleichberechtigte 1 Die Strecke hat eine von der Koordinatenwahl unabhängige physikalische Bedeutung, ebenso also auch die Kugelfläche, welche man erhält als Ort der Endpunkte aller gleichen Strecken, welche man von einem beliebigen Anfangspunkt des Bezugsraumes aus abträgt. Sind sowohl x . als auch x_i ; (11 von 1 bis 3) kartesische Koordinaten unseres Bezugsraumes, so wird die Kugelfläche in bezug auf jene beiden Koordinatensysteme durch die Gleichungen ausgedrückt:

$$\begin{aligned} &= \text{konst.} && (2) \\ &= \text{konst.} && ((2a)) \end{aligned}$$

Wie müssen sich die x_i aus den X_v ausdrücken, damit die Gleichungen (2) und (2a) äquivalent seien. Denkt man sich die x_i in Funktion der X_v ausgedrückt, so kann man für genügend kleine $L(x)$ nach dem TAYLORSchen Satze setzen:

$$= \dots \tag{3}$$

Setzt man dies in (2a) ein und vergleicht mit (1), so sieht man, daß die x_i lineare Gleichungen der X_ν sein müssen. Setzt man demgemäß

$$= \quad (4)$$

oder

$$= \quad ((3a))$$

so drückt sich die Äquivalenz der Gleichungen (2) und (2a) in der Form aus

$$(\lambda \text{ von den } x_i \text{ unabhängig}). \quad ((3b))$$

Hieraus folgt zunächst, daß A eine Konstante sein muß. Setzt man zunächst $\ddot{A} = 1$, so liefern (2b) und -(3a) die Bedingungen

$$b_{\nu\alpha} = \quad (5)$$

wobei $\delta_{\alpha\beta}$ oder $(J(P) = 0$ ist, je nachdem $LX = \beta$ oder $(X=1=\beta$. Die Bedingungen (4) heißen Orthogonalitätsbedingungen, die Transformationen (3), (4) lineare orthogonale Transformationen. Verlangt man, daß $\int \delta^2 = 1$: $L1x$; für jedes Koordinatensystem gleich dem Quadrat der Länge sei und daß stets mit dem gleichen Einheitsmaßstabe gemessen werde, so muß $\ddot{A} = 1$ sein. Dann sind

die linearen orthogonalen Transformationen die ein- gen, welche den Übergang von einem kartesischen Koordinatensystem eines Bezugsraumes zu einem ande- ren vermitteln. Man erkennt, daß bei Anwendung sol- cher Transformationen die Gleichungen einer Geraden wieder in die Gleichungen einer Geraden übergehen. Wir bilden noch die Umkehrung der Gleichungen (3a), indem wir beider- seits mit b''_i multiplizieren und über v summieren. Man erhält

$$b_{\nu\beta} \quad (6)$$

Dieselben Koeffizienten b vermitteln also auch die in- verse Substitution der L_1x_{ν} . Geometrisch ist b''_{or} der Kosinus des Winkels zwischen der x_i -Achse und der x_{or} -Achse.

Zusammenfassend können wir sagen: In der eukli- dischen Geometrie gibt es (in einem gegebenen Bezugs- raume) bevorzugte Koordinatensysteme, die karte- sischeri, welche auseinander durch lineare orthogonale Transforma- tion der Koordinaten hervorgehen. In sol- chen Koordina- ten drückt sich der mit dem Maßstab meßbare Abstand 8 zweier Punkte des Bezugsraumes in besonders einfacher Weise aus. Auf diesen Begriff des Abstandes läßt sich die ganze Geometrie gründen. In der gegebenen Darstellung bezieht sich die Geometrie auf wirkliche Dinge (feste Kör- per), und ihre Sätze sind Behauptungen über das Verhal-

ten dieser Dinge, welche zutreffend oder auch unzutreffend sein können.

Gewöhnlich pflegt man die Geometrie so zu lehren, daß eine Beziehung der Begriffe zu den Erlebnissen nicht hergestellt wird. Es hat auch Vorteile, dasjenige, was an ihr rein logisch und von der prinzipiell unvollkommenen Empirie unabhängig ist, zu isolieren. Der reine Mathematiker kann sich damit begnügen. Er ist zufrieden, wenn seine Sätze richtig, d. h. ohne logische Fehler aus den Axiomen abgeleitet sind. Die Frage, ob die euklidische Geometrie wahr ist oder nicht, hat für ihn keinen Sinn. Für unseren Zweck aber ist es nötig, den Grundbegriffen der Geometrie Naturobjekte zuzuordnen; ohne eine solche Zuordnung ist die Geometrie für den Physiker gegenstandslos. Für den Physiker hat es daher wohl einen Sinn, nach der Wahrheit bzw. dem Zutreffen der geometrischen Sätze zu sprechen. Daß die so interpretierte euklidische Geometrie nicht nur Selbstverständliches, d. h. durch Definitionen logisch Bedingtes ausspricht, erkennt man durch folgende einfache Überlegung, welche von HELMHOLTZ herrührt:

$$V = \iiint dx_1 dx_2 dx_3 \quad (7)$$

Beschränkt man sich auf diejenigen Transformationen,

welche die Determinante +1 haben ¹ (und nur solche gehen aus stetiger Änderung des Koordinatensystems hervor), so ist also V eine Invariante.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathfrak{h}_3}{\partial x_2} - \frac{\partial \mathfrak{h}_2}{\partial x_3} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{e}_1}{\partial t} + \frac{1}{c} \mathfrak{i}_1 \\ \frac{\partial \mathfrak{h}_1}{\partial x_3} - \frac{\partial \mathfrak{h}_3}{\partial x_1} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{e}_2}{\partial t} + \frac{1}{c} \mathfrak{i}_2 \\ \dots \\ \frac{\partial \mathfrak{e}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \mathfrak{e}_2}{\partial x_2} + \frac{\partial \mathfrak{e}_3}{\partial x_3} &= \varrho \end{aligned} \right\} \tag{8}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathfrak{e}_3}{\partial x_2} - \frac{\partial \mathfrak{e}_2}{\partial x_3} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{h}_1}{\partial t} \\ \frac{\partial \mathfrak{e}_1}{\partial x_3} - \frac{\partial \mathfrak{e}_3}{\partial x_1} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{h}_2}{\partial t} \\ \dots \\ \frac{\partial \mathfrak{h}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \mathfrak{h}_2}{\partial x_2} + \frac{\partial \mathfrak{h}_3}{\partial x_3} &= 0 \end{aligned} \right\} \tag{9}$$

¹Es gibt also zweierlei kartesische Koordinatensysteme, welche man als „Rechtssysteme“ und „Linkssysteme“ bezeichnet. Der Unterschied zwischen heiden ist jedem Physiker und Ingenieur geläufig. Interessant ist, daß man Rechtssysteme bzw. Linkssysteme an sich nicht geometrisch definieren kann, wohl aber die Gegensätzlichkeit beider Typen.

\mathbf{i} ist ein Vektor, da die Stromdichte definiert ist als Elektrizitätsdichte, multipliziert mit dem Geschwindigkeitsvektor der Elektrizität. Also ist es nach den ersten drei Gleichungen naheliegend, auch \mathbf{e} als einen Vektor zu betrachten. Dann können wir \mathbf{e} nicht als Vektor auffassen¹. Die Gleichungen lassen sich aber leicht interpretieren, indem man \mathbf{e} als antisymmetrischen Tensor vom Range 2 interpretiert. Wir schreiben in diesem Sinne statt $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ der Reihe nach $\mathbf{e}_{23}, \mathbf{e}_{31}, \mathbf{e}_{12}$. Mit Rücksicht auf die Antisymmetrie von \mathbf{e} können die ersten drei Gleichungen von (8) und (9) in die Form gebracht werden

$$= \frac{1}{c} \quad ((19a))$$

$$= +\frac{1}{c}. \quad ((20a))$$

\mathbf{e} erscheint demnach im Gegensatz zu \mathbf{e} als Größe vom Symmetrie charakter eines Drehmomentes oder einer Rotationsgeschwindigkeit. Die Divergenzgleichungen aber

¹Diese Betrachtungen sollen den Leser mit der Tensor- betrachtung bekannt machen ohne die besonderen Schwierig- keiten der vierdimensionalen Betrachtungsweise, damit dann die entsprechen- den Betrachtungen der speziellen Relativitäts- theorie (MINKOWSKIS Interpl'etation des Feldes) weniger Schwie- rigkeiten machen.

nehmen die Formen an

$$= \varrho \quad ((19b))$$

$$= 0. \quad ((20b))$$

Die letzte Gleichung ist eine antisymmetrische Tensorgleichung vom dritten Range (die Antisymmetrie der linken Seite bezüglich jedes Indexpaares ist mit Rücksicht auf die Antisymmetrie von $\mathfrak{h}_{\mu\nu}$ leicht zu beweisen).

Sie enthält also trotz ihrer drei Indizes nur eine einzige Bedingung. Diese Schreibweise ist darum natürlicher als die übliche, weil sie im Gegensatz zu letzterer ohne Zeichenänderung auf kartesische Linkssysteme wie auf Rechtssysteme paßt.

Spezielle Relativitätstheorie

Die bisherigen Überlegungen sind, abgesehen von der Voraussetzung der Gültigkeit der EUKLIDischen Geometrie, für die Lagerungsmöglichkeiten fester Körper auf die Voraussetzung gegründet, daß alle Richtungen des Raumes (bzw. Lagerungen kartesischer Koordinatensysteme) physikalisch gleichwertig seien. Es gibt keine absolute Richtung im Bezugsraume, welche durch objektive Merkmale ausgezeichnet wäre, sondern nur Relationen zwischen Richtungen. Man kann diese Aussage als "Relativitätsprinzip in bezug auf die Richtung" bezeichnen, und es

wurde gezeigt, daß mittels des Tensorkalküls diesem Prinzip entsprechend gebaute Gleichungen (Naturgesetze) gefunden werden können. Nun stellen wir uns die Frage, ob es auch eine Relativität hinsichtlich des Bewegungszustandes des Bezugsraumes gibt, d. h. ob es relativ zueinander bewegte Bezugsräume gibt, welche physikalisch gleichwertig sind. Vom Standpunkt der Mechanik scheinen gleichberechtigte Bezugsräume zu existieren. Denn wir merken beim Experimentieren auf der Erde nichts davon, daß diese sich mit etwa 30 km/sec Geschwindigkeit um die Sonne bewegt. Andererseits scheint aber diese physikalische Gleichwertigkeit nicht für beliebig bewegte Bezugsräume zu gelten; denn die mechanischen Vorgänge scheinen in bezug auf einen schaukelnden Eisenbahnwagen nicht nach denselben Gesetzen vor sich zu gehen, wie in bezug auf einen gleichmäßig fahrenden Eisenbahnwagen; die Drehung der Erde macht sich

Allgemeine Relativitätstheorie

Allgemeine Relativitätstheorie (Fortsetzung)

I Zum „kosmologischen Problem“

Seit dem ersten Erscheinen dieses Büchleins sind einige Fortschritte der Relativitätstheorie zu verzeichnen. Einige davon sollen zunächst kurz erwähnt werden.

Der erste Fortschritt betrifft den überzeugenden Nachweis von der Existenz der Rot-Verschiebung der Spektrallinien durch das (negative) Gravitationspotential des Erzeugungsortes (vgl. S.91). Dieser Nachweis wurde ermöglicht durch die Entdeckung von sogenannten "Zwergsternen", deren mittlere Dichte die des Wassers um einen Faktor von der Größenordnung 10^4 übertrifft. Für einen solchen Stern (z. B. den lichtschwachen Begleiter des Sirius), dessen Masse und Radius bestimmbar ist¹, ist die nach der Theorie zu erwartende Rotverschiebung etwa

¹Die Masse ergibt sich aus der Rückwirkung auf den Sirius auf spektroskopischem Wege mit Hilfe des Newtonschen Gesetzes, der Radius aus der absoluten Helligkeit und der aus der Temperatur seines Leuchtens erschließbaren Leuchtstärke pro Flächeneinheit.

20mal so groß wie bei der Sonne und hat sich tatsächlich in dem erwarteten Betrage nach. ,weisen lassen.

Ein zweiter Fortschritt, der hier kurz erwähnt werden soll, betrifft das Bewegungsgesetz eines gravitierenden Körpers. Bei der ursprünglichen Formulierung der Theorie ,wurde das Bewegungsgesetz für ein gravitie- rendes Partikel neben den1 Feldgesetz der Gravitation als eine unabhängige Grundannahme der Theorie ein- gefüllrt. Vgl. Gl. (90); diese spricht aus, daß sich ein gravitierendes Partikel in einer Geodäte bewegt. Es ist dies eine hypothetische Übertragung des GALILEI- sehen Trägheitsgesetzes auf den Fall des Vorhanden seins "ecllter" Gravitationsfelder. Es hat sich gezeigt, daß sich dies Bewegungsgesetz - verallgemeinert auf den Fall beliebig großer gravitierenden Massen - aus den Feldgleichunge11 des leeren Raums erschließen läßt. Nacll dieser Ableitung wird das Bewegungsgesetz durch die Bedingung erzwungen, daß das Feld außerhalb der es erzeugenden Massenpunkte nirgends singular werden soll.

Auf einen dritten Fortschllritt, der sich auf das sogenannte "kosmologische Problem" bezieht, soll hier ausführlicher eingegangen werden, teils wegen seiner prin- zipiellen Bedeutung, teils auch deswegen, weil die Dis- kussion dieser Fragen noch keineswegs abgeschlossen ist. Ich fühle mich zu einer genaueren Diskussion auch dadllrcll gedrängt, daß ich mich des Eindrucks nicht er,vehren kann,

daß bei d.er gegenwärtigen Behandlung dieses Problems die wichtigsten prinzipiellen Gesichtspunkte nicht genügend hervortreten.

Dies Problem läßt sich etwa so formulieren. Wir sind auf Grund der Beobachtungen am Fixstern-Himmel hinreichend davon überzeugt, daß das System der Fixsterne nicht im wesentlichen einer Insel gleicht, die in einem unendlichen leeren Raum schwebt, daß es also nicht so etwas gibt wie einen Schwerpunkt der ganzen in der Welt befindlichen Masse materieller Substanz. Wir fühlen uns vielmehr zu der Überzeugung gedrängt, daß es, abgesehen von den lokalen Verdichtungen in Einzelsterne und Sternsysteme, eine mittlere Dichte der Materie im Raum gibt, die überall größer als Null ist. Es entsteht also die Frage: Läßt sich diese von der Erfahrung nahegelegte Hypothese mit den Gleichungen der allgemeinen Relativitätstheorie in Einklang bringen? Wir haben zuerst das Problem schärfer zu formulieren. Man denke sich einen Teilraum des Universums, der eben groß genug ist, daß die mittlere Dichte der in ihm enthaltenen Stern-Materie als kontinuierliche Funktion von X^1, \dots, X^4 betrachtet werden kann. In einem solchen Teilraum kann man annähernd ein Inertialsystem (MINKOWSKI-Raum) finden, auf das man die Stern-Bewegungen bezieht. Man kann es so einrichten, daß die mittlere Geschwindigkeit der Materie in bezug auf dieses System in allen Koordinatenrichtungen

ver- schwindet. Es bleiben dann noch (nahezu ungeordnete) Geschwindigkeiten der Sterne übrig, ähnlich der Bewegung der Moleküle eines Gases. Wesentlich ist nun zunächst, daß diese Geschwindigkeiten erfahrungsgemäß gegen die Lichtgeschwindigkeit sehr klein sind. Es ist deshalb vernünftig, von der Existenz dieser Relativ- Bewegungen zunächst ganz abzusehen und die Sterne ersetzt zu denken durch einen materiellen Staub ohne (ungeordnete) Relativbewegung der Teilchen gegen- einander.

Die bisherigen Forderungen genügen aber noch keineswegs, um das Problem zu einem hinreichend bestimmten zu machen. Die einfachste und radikalste Spezialisierung wäre der Ansatz: die (natürlich gemessene) Dichte ρ der Materie ist überall im (vierdimensionalen) Raume dieselbe, die Metrik ist bei passender Koordinatenwahl unabhängig von x^4 und bezüglich $dx^1 dx^2 dx^3$ homogen und isotrop. Dieser Fall ist es, den ich zunächst als die natürlichste idealisierte Darstellung für den physikalischen Raum im Großen ansah; er ist auf den Seiten 102-107 dieses Büchleins behandelt. Das Bedenkliche an dieser Lösung liegt darin, daß man einen negativen Druck einführen muß, für welchen es keine physikalische Rechtfertigung gibt. Ursprünglich habe ich zur Ermöglichung jener Lösung statt des genannten Druckes ein neues Glied in die Gleichungen eingeführt, welches vom Standpunkt des Relativitäts-Prinzips erlaubt ist. Die so erweiterte Gravi-

tationsgleichungen lauten

$$R_{ik} = 0, \quad (1)$$

wobei A eine universelle Konstante ("kosmologische Konstante") bedeutet. Die Einfügung dieses zweiten Gliedes ist eine Komplizierung der Theorie, welche deren logische Einfachheit bedenklich vermindert. Seine Einführung kann nur durch die Notlage entschuldigt werden, welche die kaum vermeidbare Einführung einer endlichen durchschnittlichen Dichte der Materie mit sich bringt. Beiläufig sei bemerkt, daß in NEWTONS Theorie dieselbe Schwierigkeit besteht.

Aus diesem Dilemma hat der Mathematiker FRIEDMANN einen Ausweg gefunden¹. Sein Ergebnis hat dann durch HUBBLES Entdeckung der Expansion des Fixstern-Systems (mit der. Distanz gleichmäßig anwachsender Rot-Verschiebung der Spektrallinien) eine überraschende Bestätigung gefunden. Das Folgende ist im wesentlichen nichts anderes als eine Darlegung von FRIEDMANN'S Idee: Vierdimensionaler Raum, der bezüglich dreier Dimensionen isotrop ist.

Wir nehmen wahr, daß die Sternsysteme von uns aus gesehen nach allen Richtungen hin ungefähr gleich dicht

¹Er hat gezeigt, daß es nach den Feldgleichungen möglich ist, eine endliche Dichte im ganzen Raume (dreidimensional aufgefaßt) zu haben, ohne die Feldgleichungen ad hoc zu erweitern. Zeitschr. f. Physik 10 (1922).

verteilt sind. Wir sehen uns dadurch zu der Annahme gedrängt, daß diese räumliche Isotropie des Systems für alle Beobachter zutreffen würde, für jeden Ort und jede Zeit eines gegen die ihn umgebende Materie ruhenden Beobachters. Dagegen machen wir nicht mehr die Annahme, daß die mittlere Dichte der Materie für einen relativ zur benachbarten Materie ruhenden Beobachter zeitlich konstant sei. Damit entfällt auch die Annahme, daß der Ausdruck des metrischen Feldes die Zeit nicht enthalte.

Wir müssen nun eine mathematische Form finden für die Voraussetzung, daß die Welt in räumlicher Beziehung allenthalben isotrop sei. Durch jeden Punkt P des (vierdimensionalen) Raumes geht eine Teilchen-Bahn (im folgenden kurz "Geodäte" genannt). P und Q seien zwei infinitesimal benachbarte Punkte einer solchen Geodäte. Dann werden wir zu verlangen haben, daß bezüglich jeder „Drehung“ des Koordinatensystems um P und Q der Ausdruck des Feldes invariant sein soll. Dies soll gelten für jedes Element jeder Geodäte.

Diese Forderung beschränkt nicht nur die Metrik, sondern auch die Koordinatenwahl, von welcher letzterer Beschränkung wir uns nach Auffindung der Metriken von dem verlangten Symmetrie-Charakter wieder frei machen können.

Die Forderung einer solchen Invarianz verlangt, daß die Geodäte in ihrem ganzen Verlauf der Drehungsachse

angehört und all ihre Punkte bei der Drehung des Koordinatensystems fest bleiben. Die Lösung soll also drehungs-invariant sein bezüglich aller Drehungen des Koordinaten-systems um alle die dreifach unendlich vielen Geodäten.

Auf die deduktive Ableitung der Lösung dieses Problems will ich hier der Kürze halber nicht eingehen. für einen dreidimensionalen Raum erscheint es jedoch anschaulich evident, daß eine bezüglich zweifach un- endlich vielen Linien drehungsinvariante Metrik im ,wesentlichen (Ien Typus einer (bei passender Koordi- natenwahl) zentral-symmetrischen Lösung haben muß, wobei die Drehachsen die radial verlaufenden Geraden sind, die ja aus Symmetriegründen Geodäten sind. Die Flächen konstanten Radius sind dann Flächen kon- stantel (positiver) Krümmung, welche auf den (radialen) Geodäten überall senkrecht stehen. In invarianter Aus- drucksweise ergibt sich also:

Es gibt eine zu den Geodäten orthogonale Flächen-schar. Jede dieser Flächen ist eine Fläche konstanter Krümmung. Je zwei Flächen dieser Schar schneiden aus diesen Geodäten gleich, lange Stücke heraus.

Bemerkung. Der so anschaulich gewonnene Fall ist nur insofern nicht der allgemeine, als die Flächen der Schar auch Flächen negativer konstanter Krüm- mung oder EU- KLIDisch(verschwindende Krümmung) sein können.

Indem uns interessierenden vierdimensionalen Fall ist es genau analog. Es ist ferner kein wesentlicher Unters-

cllied, ,venn der metrische Raum vom Trägheits- index 1 ist; nur muß man die radialen Richtungen zeit- artig, die in den Flächen der Schar liegenden Richtungen dem- entsprechend raumartig wählen. Die Achsen der lokalen Liclltkegel aller Punkte liegen auf den radialen Linien.

Koordinatenwabl

Statt jener vier Koordinaten, für welche die räum- liche Isotropie des Kontinuums am unmittelbarsten hervortritt, wählen wir nun andere Koordinaten, die vom Standpunkt der physikalischen Interpretation be- queler sind. Als zeitartige Linien, auf denen X_1' X_2 , x_3 konstant sind und X_4 allein variabel, wählen wir die Teilchen-Geodäten, welche in der zentralsymmetrischen Dar- stellung die vom Zentrum ausgellenden Geraden sind. x_4 sei ferner gleich dem metrischen Abstand vom Zen- trum. In solchen Ko- ordinaten ausgedrückt, ist die Metrik von der speziellen Gestalt

Die Feldgleichungen

Wir haben nun ferner den Feldgleichungen der Gra- vitation Genüge zu leisten, und zwar den Feldgleichun- gen ohne das früher ad hoc eingeführte "kosmologische Glied":

Der Spezialfall verschwindender räumlicher Krümmung ($z = 0$)

Der einfachste Sonderfall bei nicht verschwindender Dichte ϵ ist der Fall

Lösungen der Gleichung'en im Falle nicht verschwindender räumlicher Krümmung

Berücksichtigt man eine räumliche Krümmung räumlichen Schnittes ($x^4 = \text{konst.}$), so hat man Gleichungen

Erweiterung der vorstehenden Überlegungen durch Verallgemeinerung des Ansatzes bezüglich der ponderablen Materie

Bei allen bisher erlangten Lösungen gibt es einen Zustand des Systems, in welchem die Metrik singulär

„Teilchen-Gas“, nach der speziellen Relativitätstheorie behandelt

Wir denken uns einen Schwarm parallel bewegter Teilchen von der Masse m . Er kann auf Rulle transformiert werden, die räumliche Dichte der Teilchen, (1 , hat dann

LORENTZ-invariante Bedeutung. Auf ein beliebiges LORENTZ-System bezogen, hat dann

Zusammenfassende und sonstige Bemerkungen

1

e Gravitationsgleichungen ist zwar relativistisch möglich, vom Standpunkt der logischen Ökonomie aber verwerflich. Wie FRIEDMANN zuerst gezeigt hat, kann man eine allenthalben endliche Dichte der Materie mit der ursprünglichen Form der Gravitationsgleichungen in Einklang bringen, wenn man die zeitliche Veränderlichkeit des metrischen Abstandes distanter Massenpunkte zuläßt².

¹Vgl. Anmerkung am Schluß dieses Anhangs.

²Vürde die HUBBLE-Expansion bei Aufstellung der allgemeinen Relativitätstheorie bereits entdeckt gewesen sein, so wäre es nie zur Einführung des kosmologischen Gliedes gekommen. Es erscheint nun aposteriori um so ungerechtfertigter, ein solches Glied in die Feldgleichungen einzuführen, als dessen Einführung seine einzige ursprüngliche Existenzberechtigung - zu einer natürlichen Lösung des kosmologischen Problems zu führen - einbüßt.

II Relativistische Theorie des nichtsymmetrischen Feldes

Bevor ich mit dem eigentlichen Gegenstande beginne, will ich eine allgemeine Betrachtung über die „Stärke“ von Systemen von Feldgleichungen im allgemeinen vorausschicken. Diese Betrachtung ist auch unabhängig von der besonderen hier dargestellten Theorie von Interesse .. Für eine tiefere Durchdringung unseres Problems ist sie aber beinahe unentbehrlich.

Über die „Kompatibilität“ und die „Stärke“ von Systemen von Feldgleichungen

Wenn gewisse Feldvariable gewählt sind sowie ein System von Feldgleichungen für diese, so bestimmen die letzteren im allgemeinen das Feld nicht vollständig, sondern es bleiben gewisse frei wählbare Größen für eine Lösung der Feldgleichungen. Je weniger solch frei wählbare Größen von dem System von Feldgleichungen zugelassen werden, desto „stärker“ ist das System. Es ist klar, daß man in Ermangelung anderer Gesichtspunkte einem in diesem Sinne stärkeren System gegenüber einem weniger starken den Vorzug geben wird. Es ist unser Ziel, für diese Stärke von Gleichungssystemen ein Maß zu finden. Es wird sich dabei zeigen, daß sich ein solches Maß angeben.

läßt, das uns sogar in den Stand setzt, die Stärke von Systemen miteinander zu vergleichen, deren Feldvariable nach Zahl und Art voneinander verschieden sind.

Relativistische Feldtheorie

Allgemeines Die eigentliche Leistung der (allgemeinen) Relativitätstheorie liegt darin, daß sie die Physik von der Notwendigkeit der Einführung des "Inertialsystems" (bzw. der Inertialsysteme) befreit hat. Das Unbefriedigende an diesem Begriff liegt darin: Er wählt ohne Begründung unter allen denkbaren Koordinatensystemen gewisse Systeme aus. Es wird dann angenommen, daß die Gesetze der Physik nur in bezug auf solche Inertialsysteme gelten (z. B. der Trägheits-Satz und das Gesetz von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit). Dadurch wird dem Raum als solchem eine Rolle im System der Physik zuerteilt, die ihn vor den übrigen Elementen der physikalischen Beschreibung auszeichnet: Er wirkt bestimmt auf alle Vorgänge, ohne daß diese auf ihn zurückwirken; eine solche Theorie ist zwar logisch möglich, aber andererseits doch recht unbefriedigend. NEWTON hatte diesen Mangel deutlich empfunden, aber auch klar verstanden, daß es für die damalige Physik keinen anderen Weg gab. Unter den Späteren war es besonders ERNST I A C H , der diesen Punkt klar ins Licht brachte.

Sowohl die Ableitung als auch die Form der Erhaltungssätze werden viel komplizierter, wenn man die frühere Formulierung der Feldgleichungen zugrunde legt.

Allgemeine Bemerkungen

A. Die dargelegte Theorie ist nach meiner Ansicht die logisch einfachste relativistische Feldtheorie, die überhaupt möglich ist. Damit ist aber nicht gesagt, daß die Natur nicht einer komplexeren Feldtheorie entsprechen könnte. Die Aufstellung komplexerer Feldtheorien ist vielfach vorgeschlagen worden. Sie lassen sich betrachten nach folgenden Gesichtspunkten:

D. Man kann gute Argumente dafür anführen, daß die Realität überhaupt nicht durch ein kontinuierliches Feld dargestellt werden könne. Aus den Quantenphänomenen scheint nämlich mit Sicherheit hervorzugehen, daß ein endliches System von endlicher Energie durch eine endliche Zahl von Zahlen (Quanten-Zahlen) vollständig beschrieben werden kann .. Dies scheint zu einer Kontinuums-Theorie nicht zu passen und muß zu einem Versuch führen, die Realität durch eine rein algebraische Theorie zu beschreiben. Niemand sieht a her, wie die Basis einer solchen Theorie gewonnen werden könnte.

Namen- und Sachverzeichnis

Index

FRIEDMANN, A., 27

NEWTON, I., 22, 29

POINCARÉ, H., 6

Zeit

subjektive, 4