Jordansche Gravitationstheorie mit neuen Feldgleichungen

Autor(en): **Ludwig, G. / Just, K.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **29 (1956)**

Heft [4]: **Supplementum 4. Fünfzig Jahre Relativitätstheorie = Cinquantenaire de la Théorie de la Relativité = Jubilee of Relativity Theory**

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-112739

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Jordansche Gravitationstheorie mit neuen Feldgleichungen

von G. LUDWIG und K. JUST (Berlin)

Die von JORDAN (vorstehendes Referat) besprochenen Transformationen der Metrik und des Variations-Prinzips

$$\delta \int \varkappa^{\eta} \left(\overset{4}{R} - \zeta \cdot \varkappa^{-2} \varkappa^{|\nu} \varkappa_{|\nu}\right) d\overset{4}{\Sigma} = 0 \tag{1}$$

waren nur möglich für $\eta \neq 0$. Der deshalb von JORDAN ausgeschlossene Fall $\eta = 0$ ist jedoch nach JUST [1] durch besondere Einfachheit ausgezeichnet:

1. Die *Periheldrehung* der Planeten [2] hat nur bei $\zeta \neq \eta = 0$ den von der Erfahrung geforderten Einsteinschen Wert.

2. Die Fälle $|\zeta| \gg \eta^2 \neq 0$, in denen die Periheldrehung annähernd die Einsteinsche ist, widersprechen dem Prinzip von DIRAC [3], nach dem alle grundlegenden Naturkonstanten von der *Größenordnung Eins* sein sollen.

3. Im Falle $\eta = 0$ läßt sich ζ so wählen ($\zeta = -\frac{1}{2}$), daß die LAGRANGE-Funktion (nach Hinzunahme des MAXWELLschen $\varkappa F_{\nu\mu} F^{\nu\mu}$) der fünfdimensionale Krümmungs-Skalar der projektiven Relativitäts-Theorie ist:

$$d \int \overset{5}{R}\, d\overset{4}{\Sigma} = 0\,. \tag{2}$$

4. Der Ansatz (2), der *gar keinen Parameter* mehr enthält, liefert nach Einfügung einer LAGRANGE-Funktion der Materie die Feldgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} & R^{\alpha}_{\beta} + \frac{1}{2}\sigma^{|\alpha}\sigma_{|\beta} + \varkappa\left(T^{\alpha}_{\beta} - \frac{1}{2}\, T\, \delta^{\alpha}_{\beta}\right) = 0 \\ \text{und} \qquad & \sigma^{|\nu}{}_{||\nu} = \varkappa\, b \qquad \text{mit} \qquad \sigma = \ln \varkappa\,; \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

diese sind von der einfachsten Art, die als Erweiterung der EINSTEINschen denkbar ist.

Aus (3) folgt mit dem üblichen Ansatz der Kosmologie (Metrik räumlich homogen und isotrop, Materie mit Dichte ε und Druck p ruht im System):

$$\dot{\varrho}^2 = \frac{1}{3}\left(\frac{1}{4}\dot{\sigma}^2 + \varepsilon\varkappa\right)\dot{\varrho}^2 \mp 1 \quad \text{mit} \quad \dot{\sigma} = \frac{\dot{\varkappa}}{\varkappa}. \tag{4}$$

Darin gilt das obere (untere) Vorzeichen für den geschlossenen (hyperbolischen) Raum vom Weltradius ϱ; und es ist

$$\varepsilon\varkappa = 3\gamma\varrho^{-3}, \qquad \dot{\sigma} = -\nu\varrho^{-3} \tag{5}$$

mit

$$\gamma = \int \frac{b}{6\varepsilon}\frac{d\varkappa}{\varkappa} - \int \frac{p}{\varepsilon}\frac{d\varrho}{\varrho}, \qquad \nu = \int \varrho^3 \varkappa b\, dt. \tag{6}$$

Für Weltepochen, in denen der Druck p und das neuartige b (Quelle für die Änderung der Gravitationszahl $\varkappa$) zu vernachlässigen sind, dürfen wir γ und ν als *konstant* ansehen. Beschränkt man sich ferner auf Epochen, in denen das letzte Glied von (4) noch bedeutungslos ist (andernfalls ist die Rechnung nicht wesentlich schwerer, nur das Ergebnis weniger übersichtlich), dann folgt [4]:

$$\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)^3 = \left(1 + \frac{\tau}{t}\right)\left(\frac{t}{t_0}\right)^2 \tag{7}$$

und

$$\varkappa = \varkappa_0\left(1 + \frac{\tau}{t}\right)^n \quad \text{mit} \quad n = \frac{2}{\sqrt{3}} \approx 1{,}15\,. \tag{8}$$

Falls die heutige Weltepoche im Geltungsbereich dieser Näherung liegt, sind t_0 und ϱ_0 die heutigen Werte von Weltalter und -radius (aus der Erfahrung ist t_0 gut, ϱ_0 noch gar nicht bekannt); und für die *Zeitkonstante* τ dürfen wir annehmen:

$$\frac{1}{100}t_0 < \tau < \frac{1}{10}t_0\,. \tag{9}$$

Hierin folgte die obere Schranke aus Betrachtungen von Teller [5] über die *Möglichkeit organischen Lebens* (die Temperatur der Erdoberfläche verhält sich etwa wie $\varkappa^2$); die untere Schranke ist nötig, wenn man wie Jordan [6] die *Größe des Planetensystems* durch nachträgliche Expansion erklären will.

Die zu $\varepsilon\varrho^3$ proportionale Energie eines Weltbereiches verhält sich nach (5) und (8) wie

$$E \sim \frac{\varkappa_0}{\varkappa} \approx \frac{t}{t+\tau}\,; \tag{10}$$

eine merkliche Entstehung neuer Materie erfolgte also nur in sehr frühen Epochen ($t < \tau$). Heute und in künftigen Zeiten aber ist das neue Weltmodell [4] *fast identisch* mit dem bekannten FRIEDMANNschen (ohne kosmologische Konstante), vor allem ist die Gravitationszahl (8) heute praktisch gleich der Konstanten $\varkappa_0$.

Nimmt man mit JORDAN [6] an, daß die Materie nicht kontinuierlich, sondern in Form ganzer Sterne entsteht, und deutet man als „Nachzügler" in dieser früher (bei $t < \tau$) viel dichteren Folge neuer Sterne die heutigen *Supernovae I*, so ist deren Häufigkeit mit (9) verträglich.

Die Materiefunktion b spielt nach (3) und (6) für die neue Kosmologie eine entscheidende Rolle, denn mit $b \equiv 0$ wäre die Theorie (sobald man von $\sigma^{|\nu}{}_{||\nu} \equiv 0$ nur die Lösung $\sigma = \text{const.}$ als physikalisch bedeutsam ansieht) völlig gleichwertig der Einsteinschen. Prinzipiell wäre b aus der LAGRANGE-Funktion der *Materiefelder* zu berechnen, die für JORDANS Theorie mit veränderlicher Gravitationszahl $\varkappa$ von LUDWIG [7] formuliert wurde. Mit der Energiedichte ε vergleichbare Werte hat b vermutlich [7] nur bei *starker Wechselwirkung* innerhalb der Materie, so daß wir für nicht zu frühe Epochen außer $p \ll \varepsilon$ auch $|b| \ll \varepsilon$ annehmen durften. Es ist jedoch *bisher nicht gelungen*, b näher zu bestimmen (nicht einmal sein Vorzeichen) oder mit beobachtbaren Effekten zu verknüpfen.

Literatur

[1] JUST, K., Z. Physik *139*, 498 (1954); *140*, 485 (1955). Siehe jedoch Z. Physik *143*, 472 (1955), wo eine andere Parameter-Wahl vertreten wird.
[2] JUST, K., Z. Physik *149*, 524 (1955). Berichtigung und Ergänzungen dazu: Z. Physik *144*, 411 (1956).
[3] DIRAC, P. A. M., Nature *139*, 323 (1937).
[4] JUST, K., Z. Physik *141*, 592 (1955).
[5] TELLER, Phys. Rev. *73*, 801 (1948).
[6] JORDAN, P., *Schwerkraft und Weltall*, § 38 (Vieweg, Braunschweig 1955).
[7] LUDWIG, G., *Fortschritte der projektiven Relativitätstheorie* (Vieweg, Braunschweig 1951), Seite 71 bis 93.