Einstein, A.
Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie. (German)
JFM 46.1295.01
Berl. Ber. 1917, 142-152 (1917).

Der Verf. geht von dem Problem aus, die Grenzbedingungen aufzustellen, die seine Gravitationspotentiale $g_{\mu\nu}$ im Unendlichen erfüllen müssen, da erst mit diesen Bedingungen zusammen die Feldgleichungen das Gravitationsfeld bestimmen. Wenn man, wie *Einstein* in seinen Arbeiten über Planetenbewegung, im Unendlichen das Feld als gravitationsfrei, die Potentiale also als konstant ansieht, ergibt sich die Schwierigkeit, daß erstens ganz entgegen dem Geiste der Relativitätstheorie auch in beliebiger Entfernung von allen Massen noch Inertialsysteme, also Trägheitseigenschaften, vorhanden sind und zweitens mit der Zeit alle Massen sich ins Unendliche verlieren müßten, weil nur eine endliche Arbeit bis dorthin zu leisten ist. Will man aber die Bedingungen so annehmen. daß in unendlicher Entfernung von allen Massen die Trägheit verschwindet, so zeigt der Verf., daß man zu einem im Unendlichen unendlich großen Potential geführt wird, was mit der Tatsache der gegenüber der Lichtgeschwindigkeit kleinen Sterngeschwindigkeiten im Widerspruch steht.

Der Verf. zeigt nun, daß man allen diesen Schwierigkeiten entgehen kann wenn man die Welt als endlich geschlossen im Sinne der sphärischen Geometrie ansieht. Man kann dann annehmen, daß, grob genommen, die Welt mit endlicher Dichte ϱ von Masse erfüllt ist. Nehmen wir zuerst exakt konstante Dichte an, so ist das Gravitationspotential konstant; wir setzen $g_{44} = 1$ und wegen des statischen Charakters des Feldes $g_{14} = g_{24} = g_{34} = 0$. Die anderen Komponenten sind dann die Koeffizienten der Linienelementes im sphärischen Raum von konstantem Krümmungsradius R und lauten:

$$G_{\mu\nu} = -\left(\delta_{\mu\nu} + \frac{x_\mu x_\nu}{R^2 - (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)}\right).$$

Diese $g_{\mu\nu}$ genügen aber, wie man sofort sieht den von *Einstein* aufgestellten Feldgleichungen: $G_{\mu\nu} = -\kappa(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T)$, wobei hier nur $T_{44} = \varrho$ von Null verschieden ist. Man kann also ohne die invarianten Eigenschaften und die Gültigkeit der Gleichungen in der Erfahrung zu stören, dem $G_{\mu\nu}$ das Glied $-\lambda g_{\mu\nu}$ hinzufügen, wo λ eine sehr kleine universelle Konstante ist. Setzt man in die neuen Gleichungen ein, erhält man $\lambda = \frac{\kappa\varrho}{2} = \frac{1}{R^2}$ und für die Masse der Welt $M = 2\pi^2 \varrho R^3 = \frac{4\pi^2 R}{\kappa}$. Diese Krümmung herrscht in Wirklichkeit nur näherungsweise im ganzen Weltraum. In der Nähe gravitierender Massen ist das λ-Glied klein gegen die übrigen Glieder, und die Lösungen stimmen mit denen der alten *Einstein*schen Feldgleichungen überein.

Reviewer: Frank, Prof. (Prag)