

A-3

マクスウェルの(電磁)方程式から相対論的ニュートンの(重力)方程式へ

日本文理大学 工学部 機械電気工学科 ^A 竹本義夫^A

この発表は、通常とは異なるアプローチ(電磁力と同様のメカニズム)により重力の方程式を得ようとするものである。

(A) 電磁方程式に電磁場の時間成分 $\underline{E}_t = \frac{\partial \phi}{\partial ct} + \text{divc}\mathbf{A}$ を導入する。・自由度が増える。

すなわち、 $E_t = 0 (\Leftrightarrow \frac{\partial \phi}{\partial ct} + \text{divc}\mathbf{A} = 0)$ の場合がローレンツゲージに、

$E_t = \frac{\partial \phi}{\partial ct} (\Leftrightarrow \text{divc}\mathbf{A} = 0)$ の場合がクーロンゲージに対応して、それぞれ、異なる電磁場であることが分かる。

(B) 重力の方程式(相対論不変)を得る ・電磁力と同様のメカニズムによる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 ct}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2} \frac{dr}{d\tau} \frac{dct}{d\tau} \cdots (1) \\ \frac{d^2 r}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2} \left(\frac{dct}{d\tau} \right)^2 + \frac{1}{r} \left\{ \left(r \cosh \Omega \frac{d\phi}{d\tau} \right)^2 - \left(r \frac{d\Omega}{d\tau} \right)^2 \right\} \cdots (2) \\ \frac{d}{d\tau} \left(r^2 \frac{d\Omega}{d\tau} \right) = \left(\frac{M_G}{r^2} \frac{dct}{d\tau} - \sinh \Omega \frac{d\phi}{d\tau} \right) (r^2 \cosh \Omega \frac{d\phi}{d\tau}) \cdots (3) \\ \frac{d}{d\tau} \left(r^2 \cosh \Omega \frac{d\phi}{d\tau} \right) = \left(\frac{M_G}{r^2} \frac{dct}{d\tau} - \sinh \Omega \frac{d\phi}{d\tau} \right) (r^2 \frac{d\Omega}{d\tau}) \cdots (4) \end{array} \right.$$

Ω : 虚角 (赤道上で、公転の状態を表す)、 $\theta = \frac{\pi}{2} - i\Omega$ (赤道上)

(C) 「重力モデルとして適当であるかどうか」の検証をする。

特に、太陽重力による現象を扱う。

詳しくは <http://www.nbu.ac.jp/~takemoto/genko.html>