

題名

“ 水星の自転と公転 ”

日本文理大学

機械電気工学科 竹本義夫・島元世秀

目次

1. 電磁気的重力理論と 一般相対性理論

2. 電磁気的重力理論の 水星への応用

(自転を扱える理論?)

一般相対性理論は自転を扱えない。



他の重力理論で
自転を扱えるものは?



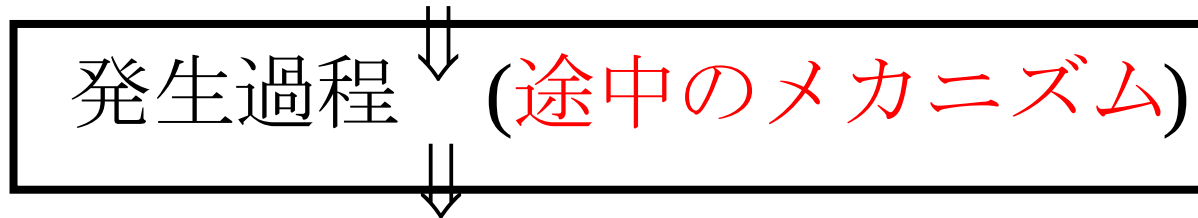
電磁気と同じ枠組みの理論。



「電磁気的重力理論」

(電磁氣的・・・の発想)

(発生)電荷 e が「電場」を発生させる。
質量 m が「重力場」を発生させる。



(効力)「電場」は逆二乗で弱くなる。
「重力場」は逆二乗で弱くなる。

*(発生)、(効力)が同じなら(メカニズム)も同じ?

1.電磁気的重力理論

マクスウェル方程式を複素4次元に拡張

電場の発生源「電荷」を
重力の発生源「質量」に変える。

重力場 × 質量の相互作用より四元力を定義

「運動方程式を作る。」

新成分

a. マクスウェル方程式(拡張)

$$\begin{aligned}
 - \left[\begin{array}{c} \underline{\underline{E_t}} \\ \mathbf{E} - ic\mathbf{B} \end{array} \right]^+ &= \begin{bmatrix} \partial c t & -\partial \mathbf{r} \end{bmatrix}^- \begin{bmatrix} \phi \\ -c\mathbf{A} \end{bmatrix}^+ \\
 &= \begin{bmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial c t} + \text{div} c\mathbf{A} \\ -\frac{\partial c\mathbf{A}}{\partial c t} - \text{grad} \phi - i \text{rot} c\mathbf{A} \end{bmatrix}^+
 \end{aligned}$$

電場 磁場

$$\Leftrightarrow \begin{cases} \underline{\underline{E_t}} = \frac{\partial \phi}{\partial c t} + \text{div} c\mathbf{A} & \text{(時間成分・1次元)} \\ \mathbf{E} - ic\mathbf{B} = -\frac{\partial c\mathbf{A}}{\partial c t} - \text{grad} \phi - i \text{rot} c\mathbf{A} & \text{(空間成分・3次元)} \end{cases}$$

電磁場の新成分

四元力(相互作用)

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} f_t \\ \mathbf{f} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} E_t \\ \mathbf{E} - i c \mathbf{B} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \rho \\ \frac{\mathbf{j}_s}{c} \end{bmatrix}, \rho = Q \frac{dct}{d\tau}, \mathbf{j}_s = Q \frac{d\mathbf{u}}{d\tau} \\
 &= \begin{bmatrix} E_t \rho + (\mathbf{E} - i c \mathbf{B}) \cdot \frac{\mathbf{j}_s}{c} \\ E_t \frac{\mathbf{j}_s}{c} + (\mathbf{E} - i c \mathbf{B}) \rho - i (\mathbf{E} - i c \mathbf{B}) \times \frac{\mathbf{j}_s}{c} \end{bmatrix}
 \end{aligned}$$

場(=加速量)×電荷

$$\Leftrightarrow \begin{cases} f_{t \text{ real}} = E_t \rho + \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{j}_s}{c} \longleftarrow \text{エネルギーの変化} \\ \mathbf{f}_{\text{real}} = E_t \frac{\mathbf{j}_s}{c} + \frac{\mathbf{E} \rho}{} - \frac{c \mathbf{B} \times \mathbf{j}_s}{c} \end{cases}$$

クーロン力 ローレンツ力

四元力(実部分)

$$\left\{ \begin{aligned} E_t &= \frac{\partial \phi}{\partial ct} + \text{div} c\mathbf{A} = \frac{\partial}{\partial ct} \left(\frac{k_0 e}{r} \right) = 0 \quad \leftarrow \text{(静止) 電荷} \\ \mathbf{E} - ic\mathbf{B} &= -\frac{\partial c\mathbf{A}}{\partial ct} - \mathbf{grad} \phi - i \text{rot} c\mathbf{A} = \mathbf{grad} \left(\frac{k_0 e}{r} \right) = -\frac{k_0 e}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \end{aligned} \right.$$

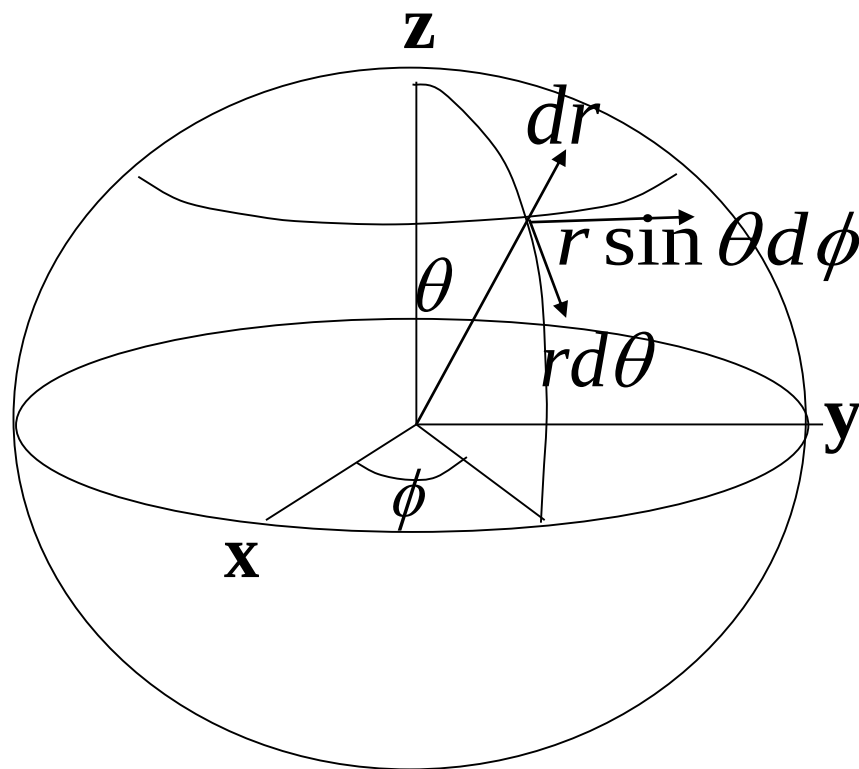
を代入して、

$$\left\{ \begin{aligned} f_{t \text{ real}} &= E_t \rho + \mathbf{E} \cdot \frac{\mathbf{j}_s}{c} = -\frac{k_0 e}{cr^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \cdot Q \frac{d\mathbf{r}}{d\tau}, \quad \mathbf{j}_s = Q \frac{d\mathbf{u}}{d\tau} \\ f_{\text{real}} &= E_t \frac{\mathbf{j}_s}{c} + \mathbf{E} \rho - c\mathbf{B} \times \frac{\mathbf{j}_s}{c} = -\frac{k_0 e}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} Q \frac{dct}{d\tau}, \quad \rho = Q \frac{dct}{d\tau} \end{aligned} \right.$$

エネルギーの変化
クーロン力

(球面座標系)

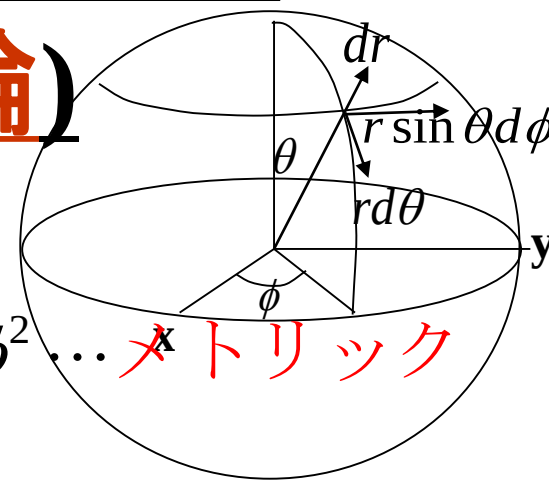
$$\left\{ \begin{array}{l} (ct = ct) \\ x = r \sin \theta \cos \phi \\ y = r \sin \theta \sin \phi \\ z = r \cos \theta \end{array} \right.$$



b. マクスウェル運動方程式

(電磁氣的・・・理論)

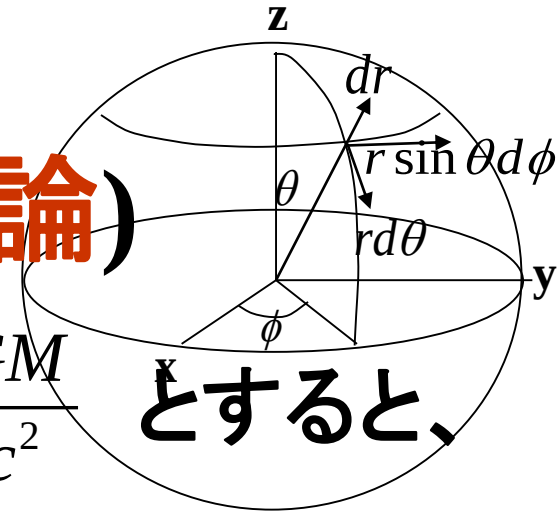
球面座標を用いると、



$$(E0) \quad ds^2 = -dct^2 + dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \dots \text{※トリック}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (E1) \quad \frac{d^2 ct}{d\tau^2} = -\frac{k_0 e Q}{m_e c^2 r^2} \frac{dr}{d\tau} \frac{dct}{d\tau} \dots \text{(時間方向加速度)} \\ (E2) \quad \frac{d^2 r}{d\tau^2} = -\frac{k_0 e Q}{m_e c^2 r^2} \left(\frac{dct}{d\tau}\right)^2 + \frac{1}{r} \left\{ \left(r \frac{d\theta}{d\tau}\right)^2 + \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right)^2 \right\} \dots \text{(動径方向加速度)} \\ (E3) \quad \frac{d}{d\tau} \left(r \frac{d\theta}{d\tau} \right)_{real} = -\frac{1}{r} \frac{dr}{d\tau} \cdot r \frac{d\theta}{d\tau} - \cos \theta \frac{d\phi}{d\tau} \cdot r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \dots \text{(緯度方向加速度)} \\ (E4) \quad \frac{d}{d\tau} \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \right)_{real} = -\frac{1}{r} \frac{dr}{d\tau} \cdot r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} - \cos \theta \frac{d\phi}{d\tau} \cdot r \frac{d\theta}{d\tau} \dots \text{(経度方向加速度)} \end{array} \right.$$

(電磁気的重力理論)



とすると、

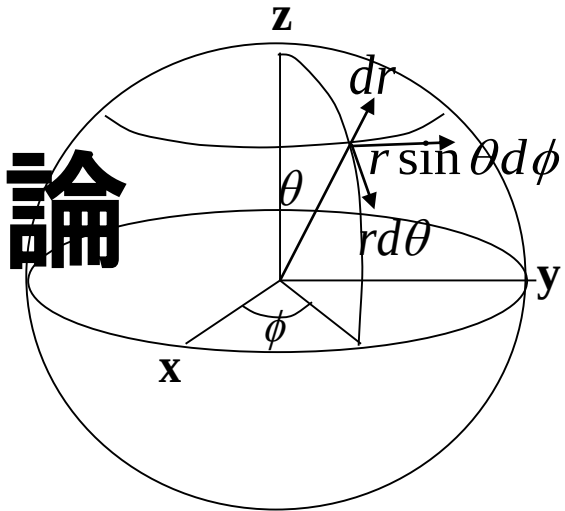
(対応) $k_0 \rightarrow G, e \rightarrow M, m_e, Q \rightarrow m, M_G = \frac{GM}{c^2}$

(E0) $ds^2 = -dct^2 + dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \dots$ メトリック

(形式的に) 電荷と同じ

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{(E1)} \quad \frac{d^2 ct}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2} \frac{dr}{d\tau} \frac{dct}{d\tau} \dots \text{(時間方向加速度)} \\ \text{(E2)} \quad \frac{d^2 r}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2} \left(\frac{dct}{d\tau}\right)^2 + \frac{1}{r} \left\{ \left(r \frac{d\theta}{d\tau}\right)^2 + \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right)^2 \right\} \dots \text{(動径方向加速度)} \\ \text{(E3)} \quad \frac{d}{d\tau} \left(r \frac{d\theta}{d\tau} \right)_{real} = -\frac{1}{r} \frac{dr}{d\tau} \cdot r \frac{d\theta}{d\tau} - \cos \theta \frac{d\phi}{d\tau} \cdot r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \dots \text{(緯度方向加速度)} \\ \text{(E4)} \quad \frac{d}{d\tau} \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \right)_{real} = -\frac{1}{r} \frac{dr}{d\tau} \cdot r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} - \cos \theta \frac{d\phi}{d\tau} \cdot r \frac{d\theta}{d\tau} \dots \text{(経度方向加速度)} \end{array} \right.$$

C.一般相対性理論



$$R_{\mu\nu} - \frac{R}{2} g_{\mu\nu} = \frac{8\pi}{c^4} G T_{\mu\nu} \text{ を解くと、}$$

「シュバルツシルトメトリック」と「運動方程式」は

$$(G0) \quad ds^2 = -\left(1 - \frac{2M_G}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M_G}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2$$

$$(G1) \quad \frac{d^2 ct}{d\tau^2} = -\frac{\frac{2M_G}{r^2}}{1 - \frac{2M_G}{r}} \frac{dr}{d\tau} \frac{dct}{d\tau} \dots \text{ (時間方向加速度)}$$

$$(G2) \quad \frac{d^2 r}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2} \left(1 - \frac{2M_G}{r}\right) \left(\frac{dct}{d\tau}\right)^2 + \frac{\frac{M_G}{r^2}}{1 - \frac{2M_G}{r}} \frac{dr}{d\tau} \dots \text{ (動径方向加速度)}$$

$$(G3) \quad \frac{d^2 \theta}{d\tau^2} = -\frac{2}{r} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau} + \sin \theta \cos \theta \left(\frac{d\phi}{d\tau}\right)^2 \dots \text{ (緯度方向加速度)}$$

$$(G4) \quad \frac{d^2 \phi}{d\tau^2} = -\frac{2}{r} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\phi}{d\tau} - 2 \cot \theta \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\phi}{d\tau} \dots \text{ (経度方向加速度)}$$

メトリックの対応

$$(E0) \quad ds^2 = -dct^2 + dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2$$

$$(G0) \quad ds^2 = -\left(1 - \frac{2M_G}{r}\right) dct^2 + \left(1 - \frac{2M_G}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2$$
$$= -\left(\sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}} dct\right)^2 + \left(\sqrt{\left(1 - \frac{2M_G}{r}\right)^{-1}} dr\right)^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2$$

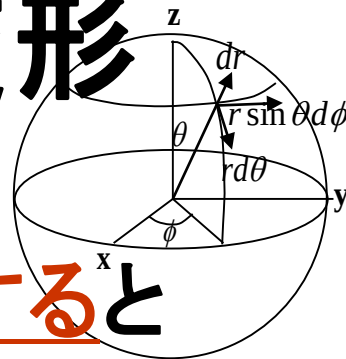
E0-G0対応

$$dct \leftrightarrow dct' = \sqrt{1 - \frac{2M_G}{\underline{r}}} dct, \quad dx \leftrightarrow dx' = \sqrt{1 - \frac{2M_G}{\underline{r}}}^{-1} dx$$

(大)

* $M_G \ll r$ では(G0)は(E0)と同値と考えられる。

運動方程式($G \rightarrow G'$)の変形



$$dct' = \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}} dct, \quad dx' = \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}}^{-1} dx \quad \text{で、変形すると}$$

$$(G1') \quad \frac{d^2 ct}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2 \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}}} \frac{dr}{d\tau} \frac{dct}{d\tau} \dots \text{(時間方向加速度)}$$

E0-G0対応

$$(G2') \quad \frac{d^2 r}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2 \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}}} \left(\frac{dct}{d\tau} \right)^2 + \frac{1}{r} \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}} \left\{ \left(r \frac{d\theta}{d\tau} \right)^2 + \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \right)^2 \right\} \dots \text{(動径方向加速度)}$$

$$(G3') \quad \frac{d^2}{d\tau^2} \left(r \frac{d\theta}{d\tau} \right) = -\frac{1}{r} \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}} \frac{dr}{d\tau} \cdot r \frac{d\theta}{d\tau} + \cos \theta \frac{d\phi}{d\tau} \cdot r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \dots \text{(緯度方向加速度)}$$

$$(G4') \quad \frac{d^2}{d\tau^2} \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \right) = -\frac{1}{r} \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}} \frac{dr}{d\tau} \cdot r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} - \cos \theta \frac{d\phi}{d\tau} \cdot r \frac{d\theta}{d\tau} \dots \text{(経度方向加速度)}$$

運動方程式(EとG')の比較

$$\boxed{(E1)} \quad \frac{d^2 ct}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{\underline{r^2}} \left(\frac{dr}{d\tau}\right) \left(\frac{dct}{d\tau}\right) \Leftrightarrow \boxed{(G1')} \quad \frac{d}{d\tau} \left(\frac{d'ct}{d\tau}\right) = -\frac{M_G}{\underline{r^2} \sqrt{1 - \frac{2M_G}{\underline{r}}}} \left(\frac{d'r}{d\tau}\right) \left(\frac{d'ct}{d\tau}\right)$$

$$\boxed{(E2)} \quad \frac{d^2 r}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{\underline{r^2}} \left(\frac{dct}{d\tau}\right)^2 \Leftrightarrow \boxed{(G2')} \quad \frac{d}{d\tau} \left(\frac{d'r}{d\tau}\right) = -\frac{M_G}{\underline{r^2} \sqrt{1 - \frac{2M_G}{\underline{r}}}} \left(\frac{d'ct}{d\tau}\right)^2 + \frac{1}{\underline{r}} \sqrt{1 - \frac{2M_G}{\underline{r}}} \left\{ \left(r \frac{d\theta}{d\tau}\right)^2 + \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right)^2 \right\}$$

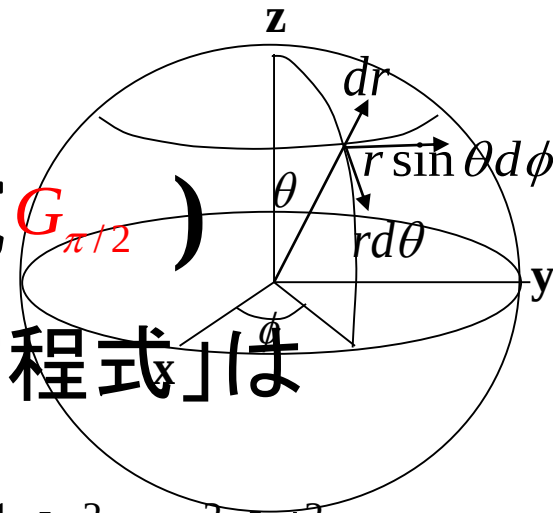
$$\boxed{(E3)} \quad \frac{d}{d\tau} \left(r \frac{d\theta}{d\tau}\right)_{(real)} = -\frac{1}{\underline{r}} \left(\frac{dr}{d\tau}\right) \left(r \frac{d\theta}{d\tau}\right) + \left(\cos \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right) \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right) \Leftrightarrow \boxed{(G3')} \quad \frac{d}{d\tau} \left(r \frac{d\theta}{d\tau}\right) = -\frac{1}{\underline{r}} \sqrt{1 - \frac{2M_G}{\underline{r}}} \left(\frac{d'r}{d\tau}\right) \left(r \frac{d\theta}{d\tau}\right) + \left(\cos \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right) \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right)$$

$$\boxed{(E4)} \quad \frac{d}{d\tau} \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right)_{(real)} = -\frac{1}{\underline{r}} \left(\frac{dr}{d\tau}\right) \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right) - \left(\cos \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right) \left(r \frac{d\theta}{d\tau}\right) \Leftrightarrow \boxed{(G4')} \quad \frac{d}{d\tau} \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right) = -\frac{1}{\underline{r}} \sqrt{1 - \frac{2M_G}{\underline{r}}} \left(\frac{d'r}{d\tau}\right) \left(r \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right) - \left(\cos \theta \frac{d\phi}{d\tau}\right) \left(r \frac{d\theta}{d\tau}\right)$$

* $G_M \ll r$ では(G')は(E)と同値と考えられる。 ¹⁵

(G赤道上での方程式 $G_{\pi/2}$)

$\theta = \frac{\pi}{2}$ とすると、「メトリック」と「方程式」は



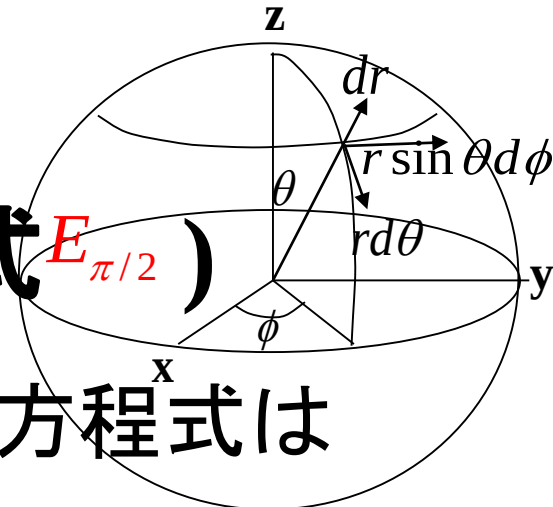
$$(G_{\pi/2} 0) \quad ds^2 = -\left(1 - \frac{2M_G}{r}\right) d\tau^2 + \left(1 - \frac{2M_G}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\phi^2$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (G_{\pi/2} 1) \quad \frac{d^2 \tau}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2 \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}}} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\tau}{d\tau} \dots (\text{時間方向加速度}) \\ (G_{\pi/2} 2) \quad \frac{d^2 r}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2 \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}}} \left(\frac{d\tau}{d\tau}\right)^2 + \frac{1}{r} \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}} \left(r \frac{d\phi}{d\tau}\right)^2 \dots (\text{動径方向加速度}) \\ (G_{\pi/2} 4) \quad \frac{d^2}{d\tau^2} \left(r \frac{d\phi}{d\tau}\right) = -\frac{1}{r} \sqrt{1 - \frac{2M_G}{r}} \frac{dr}{d\tau} \cdot r \frac{d\phi}{d\tau} \dots (\text{経度方向加速度}) \end{array} \right.$$

* 自転の要素を含んでいない。

実方程式に変換する

(E赤道上での方程式 $E_{\pi/2}$)



$\theta = \frac{\pi}{2} - i\Omega$ とすると、「メトリック」と方程式は

$$(E_{\pi/2}0) \quad ds^2 = -dct^2 + dr^2 + r^2 \cosh^2 \Omega d\phi^2 - r^2 d\Omega^2$$

$$(E_{\pi/2}1) \quad \frac{d^2 ct}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2} \frac{dr}{d\tau} \frac{dct}{d\tau} \dots \text{(時間方向加速度)} \quad \text{エネルギー}$$

$$(E_{\pi/2}2) \quad \frac{d^2 r}{d\tau^2} = -\frac{M_G}{r^2} \left(\frac{dct}{d\tau}\right)^2 + \frac{1}{r} \left\{ (r \cosh \Omega \frac{d\phi}{d\tau})^2 - (r \frac{d\Omega}{d\tau})^2 \right\} \dots \text{(動径方向加速度)}$$

$$(E_{\pi/2}3) \quad \frac{d}{d\tau} \left(r^2 \frac{d\Omega}{d\tau} \right) = \left(\frac{M_G}{r^2} \frac{dct}{d\tau} - \sinh \Omega \frac{d\phi}{d\tau} \right) (r^2 \cosh \Omega \frac{d\phi}{d\tau}) \dots \text{(緯度方向加速度)}$$

$$(E_{\pi/2}4) \quad \frac{d}{d\tau} \left(r^2 \cosh \Omega \frac{d\phi}{d\tau} \right) = \left(\frac{M_G}{r^2} \frac{dct}{d\tau} - \sinh \Omega \frac{d\phi}{d\tau} \right) (r^2 \frac{d\Omega}{d\tau}) \dots \text{(経度方向加速度)}$$

x, y 方向

* 自転のパラメータを Ω 含む。

(まとめ・類似点と相違)

- (1) 一般相対性理論・ニュートン力学で説明できることは電磁気的重力理論でもできる。
- (2) 自転に関することは電磁気的重力理論で説明できても一般相対性理論ではできない。
- (3) マクスウェル方程式(電磁気理論)は原子核でも同様の理論を構成できる。

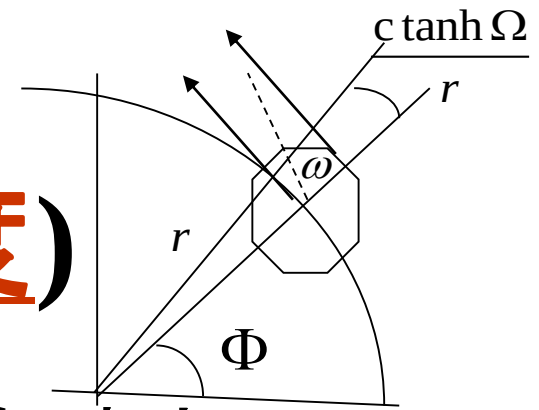
2.水星への応用

電磁気的重力理論 ($E_{\pi/2}2$)、($E_{\pi/2}3$) より

$$\begin{aligned} & \boxed{(E_{\pi/2}2-3)} \frac{d^2}{d\tau^2} (\underline{r \sinh \Omega}) \\ &= -\left(\frac{M_G}{r^2} \frac{dct}{d\tau}\right) (\tanh \Omega - r \cosh \Omega \frac{d\phi}{dct}) \cosh \Omega \left(\frac{dct}{d\tau}\right) \\ &= -\frac{M_G}{r^3} \left(\frac{dct}{d\tau}\right)^2 (\underline{r \sinh \Omega} - r^2 \cosh^2 \Omega \frac{d\phi}{dct}) \end{aligned}$$

*これは $r \sinh \Omega$ についてのフックの法則と見る事ができる。

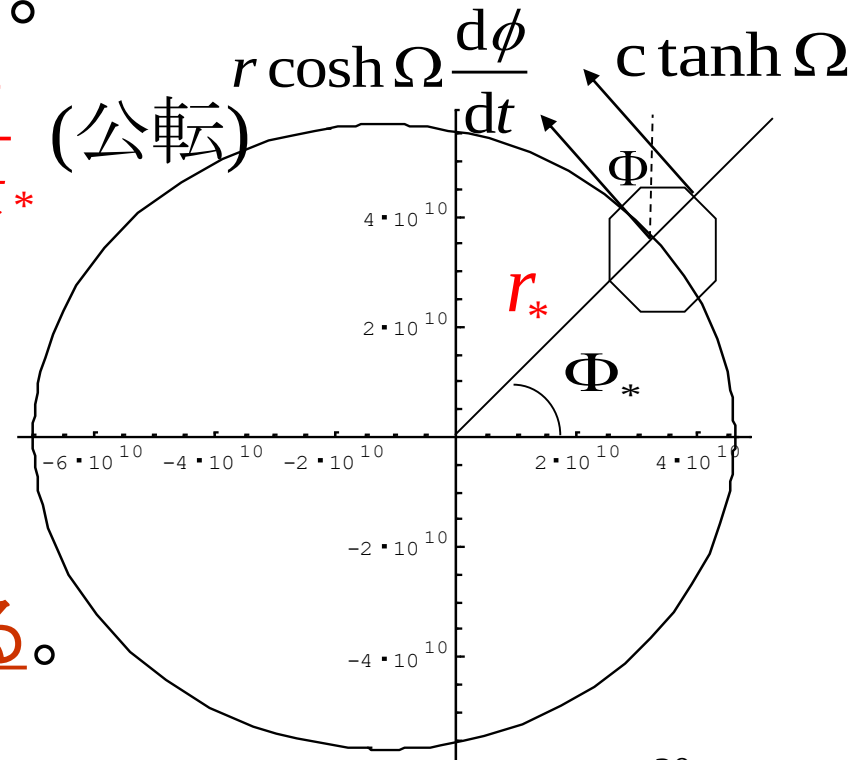
自転=公転(角度)



太陽から見た 自転角速度と公転角速度
が一致する点を r_* とする。

$$(\Phi_* =) \frac{\tanh \Omega_*}{r_*} (\text{自転}) = \cosh \Omega_* \frac{d\phi}{dct_*} (\text{公転})$$

$$\Leftrightarrow \tanh \Omega_* (\text{自転}) = r_* \cosh \Omega_* \frac{d\phi}{dct_*} (\text{公転})$$



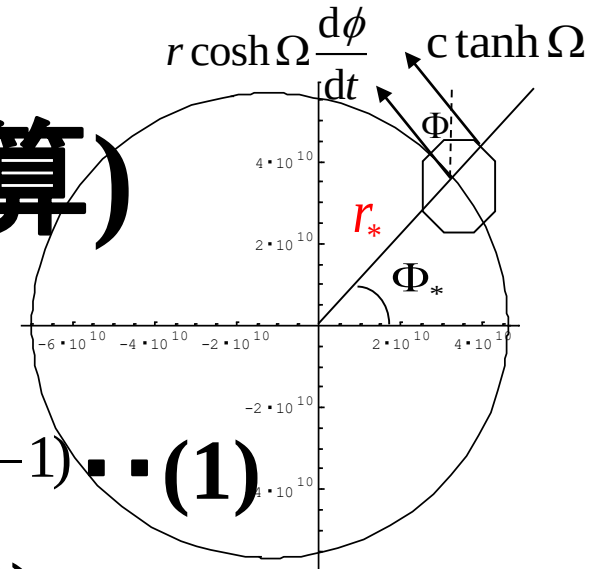
* r_* は軌道の中心位置である。

(中心位置の計算)

軌道(楕円)の方程式を

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_0} (1 + e \cos \Phi) \quad \text{とすると、} \quad \cos \Phi_* = \frac{1}{e} \left(\frac{r_0}{r_*} - 1 \right) \quad \cdots (1)$$

また、 $E(2', 3')$ より $\sin \Phi_* = \frac{2}{\pi} \frac{r_*}{r_0} \quad \cdots (2)$



(1),(2)より $\left\{ \frac{1}{e} \left(\frac{r_0}{r_*} - 1 \right) \right\}^2 + \left(\frac{2}{\pi} \frac{r_*}{r_0} \right)^2 = 1$

これに、水星データ $e = \underline{\underline{0.2056}}$, $r_0 = 5.546 \times 10^{10} \text{ m}$

を代入すると、 $\underline{\underline{r_* = 4.730 \times 10^{10} \text{ m}}}$ を得る。

(Example 1)

$$r_0 = 5.546 \times 10^{10} \text{ m}, r_* = 4.730 \times 10^{10} \text{ m} \text{ より } \frac{r_*}{r_0} = \underline{0.8528}$$

$$\text{よって、} \cos \Phi_* = \frac{1}{e} \left(\frac{r_0}{r_*} - 1 \right) = 0.5739 \text{ rad}$$

面積速度

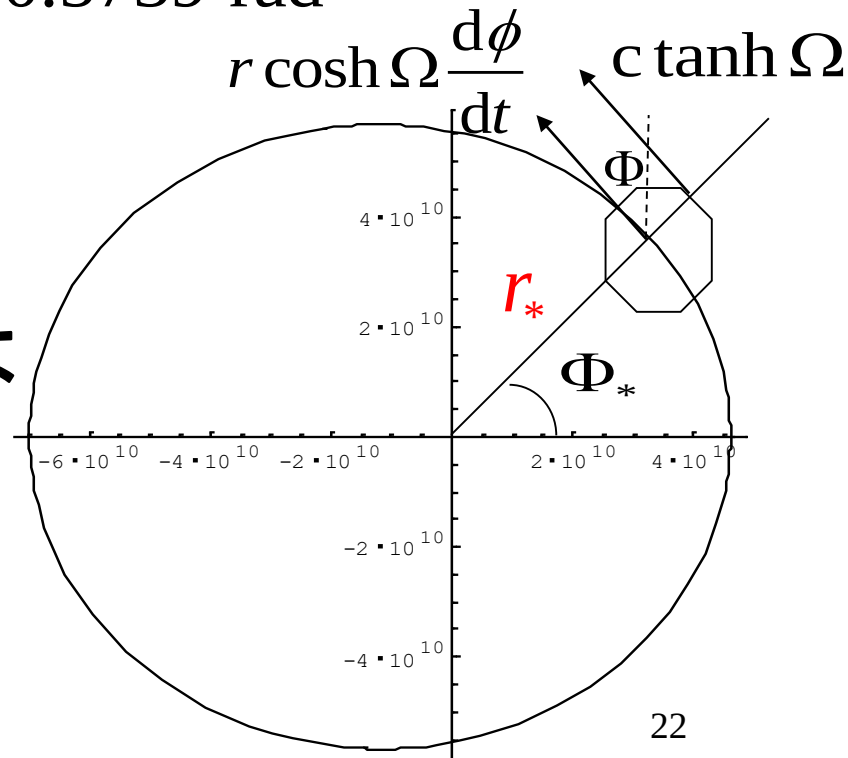
$$C = 2.713 \times 10^{15} \text{ m}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$$

を用いると、 Φ_* の位置は

$$S = \frac{1}{2} \int_0^{\Phi_*} r^2 d\Phi = 6.187 \times 10^{20} \text{ m}^2$$

$$\text{より } \frac{2S}{C} / 24 / 3600 = \underline{\underline{5.280 \text{ days}}}$$

*実測値は約4日。



(Example 2)

実測値とのずれは金星以遠の惑星の影響。

ここで、エネルギーレベル $\frac{2}{3}$ (公転、自転の比)

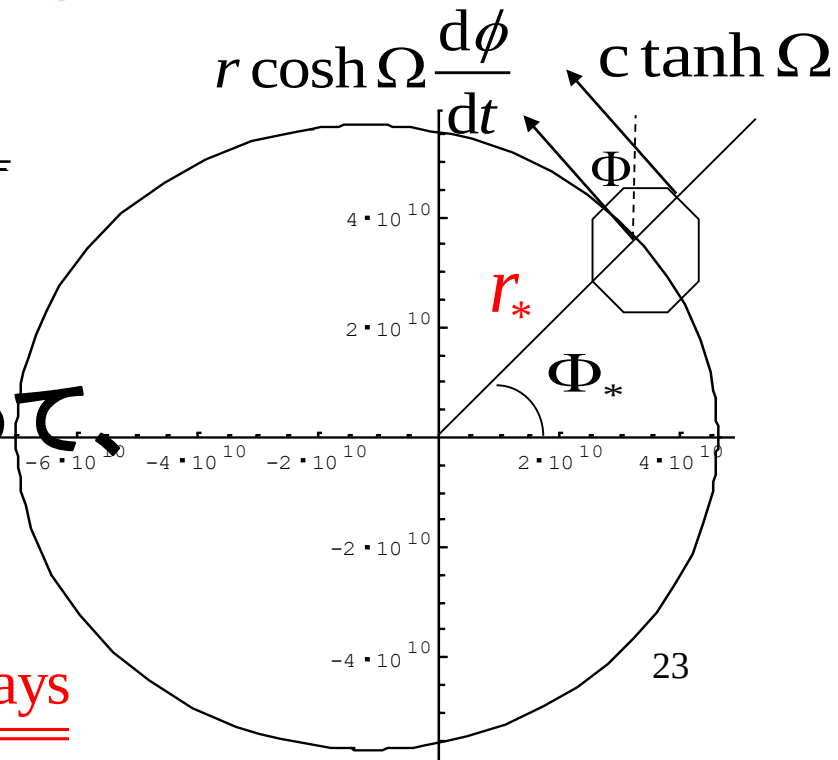
を採用すると、

公転周期 $T = \frac{2\pi r_s R_l}{C} = \frac{2\pi r_0^2}{C\sqrt{(1-e^2)^3}}$

自転周期 $T_\omega = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi r_*^2}{C}$ より

$\frac{r_*}{r_0} = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{(1-e^2)^3}}} = 0.8434$ よって、

$S = \frac{1}{2} \int_0^{\Phi_*} r^2 d\Phi = 4.745 \times 10^{20} \text{ m}^2$
 $\frac{2S}{C} / 24 / 3600 = \underline{\underline{4.048 \text{ days}}}$



(Example 3)

金星以遠の惑星の影響がないとき、
エネルギーレベル $\frac{2}{3}$ より、 $(\frac{r_*}{r_0})^2 = \frac{2}{3\sqrt{(1-e^2)^3}}$

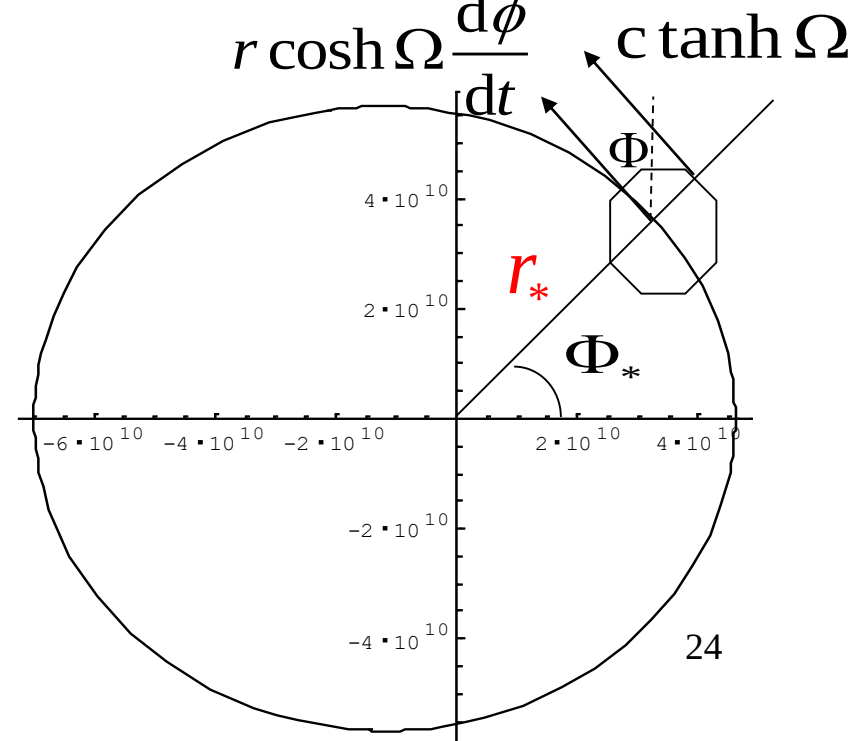
軌道の安定位置は

$$\left\{ \frac{1}{e} \left(\frac{r_0}{r_*} - 1 \right) \right\}^2 + \left(\frac{2}{\pi} \frac{r_*}{r_0} \right)^2 = 1$$

よって、

$$\frac{r_*}{r_0} = \underline{0.8462} \quad , \quad e = \underline{\underline{0.2157}}$$

である。



詳しくは

<http://www.nbu.ac.jp/~shimamoto/genko.html>