Daraus folgt, dass die Bewegung für die ganze Schar periodisch *in* $\omega$ ist. Durch Normieren können wir es immer erreichen, dass die Periode in $\omega$ gerade $2\pi$ ist, sodass dann die Lösungen sich in Fourier'schen Reihen darstellen lassen.

Kehren wir zu unserem allgemeinen Anziehungsproblem zurück, so sieht man, dass das bequemste Koordinatensystem erhalten wird, wenn wir nehmen

als $\mathcal{X}_1$-Achse die Apsidenlinie,

als $\mathcal{X}_3$-Achse die Bahnebenennormale,

als $\mathcal{X}_2$-Achse die beiden gemeinsame Normale in Richtung einer rechtsläufigen Schraubung der $\mathcal{X}_3$ in die $\mathcal{X}_1$-Achse.

Nenne ich jetzt die wahre Anomalie, d.h. den Winkel zwischen Apsidenlinie $\mathcal{X}_1$ und dem Radiusvektor $v$, so ist für die Bewegung $\Theta = v + g$ und

$$\xi_1 = r\cos v$$

$$\xi_2 = r\sin v$$

$$\xi_3 = 0$$

Bilden wir jetzt $\frac{d\xi_1}{dt}, \frac{d\xi_2}{dt}$, so ergibt sich

$$\dot{\xi}_1 = \left(\frac{\partial r}{\partial x_1}\frac{dx_1}{dt} + \frac{\partial r}{\partial x_2}\frac{dx_2}{dt} + \frac{\partial r}{\partial x_3}\frac{dx_3}{dt}\right)\cos v - r\sin v\frac{dv}{dt}$$

$$= (y_1 x_1 + y_2 x_2 + y_3 x_3)\frac{\xi_1}{r^2} - \xi_2\frac{d\Theta}{dt}$$

$$= \left(\frac{\sqrt{f(r)}}{r}r^2 + \frac{1}{r^2}\begin{vmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \\ \dot{x}_1 & \dot{x}_2 & \dot{x}_3 \end{vmatrix}\right)\frac{\xi_1}{r^2} - \xi_2\frac{d\Theta}{dt}$$

aber $\begin{vmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \\ \dot{x}_1 & x_2 & x_3 \end{vmatrix} = 0$ und