wo die σ_ν die oben angegebene verschiedene Bedeutung für S_1 und S_2 haben. Ferner ist in S_2 ja $r_\nu^2 = \left(\mathcal{X}_\nu + \sum_1^{\nu-1} \frac{m_\mu}{M_\mu} \mathcal{X}_\mu\right)^2$

Infolge der Vernachlässigung wird dies einfach $r_\nu^2 = (\mathcal{X}_\nu)^2$, also derselbe Ausdruck wie in S_1. In dem Ausdruck für U verschwindet in beiden Systemen die Summe $\sum \frac{m_\nu m_\mu}{r_{\mu\nu}}$, sodass wir zur Bildung der kanonischen Gleichungen der ungestöretn Bewegung schliesslich für S_1 und S_2 dieselben Ausdrücke

$$2T = \sum_1^k \frac{1}{\sigma_\nu} (y_\nu)^2$$
$$U = k^2 m \sum_1^k \frac{m_\nu}{r_\nu}$$

erhalten, die sich nur in der Bedeutung von σ_ν unterscheiden. Die Differentialgleichungen dieses verkürzten Problems sind dann für den Planeten m_ν:

$$\frac{dx_\alpha}{dt} = \frac{1}{\sigma_\nu} y_\alpha \qquad (\alpha = 3\nu-2,\ 3\nu-1,\ 3\nu)$$
$$\frac{dy_\alpha}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(k^2 m \frac{m_\nu}{r_\nu}\right)$$

Setzt man $\mu_\nu = \frac{k^2 m m_\nu}{\sigma_\nu}$ (also ungefähr $= k^2 m$), so liefert die Elimination von y_α für den Planeten m_ν die Bewegungsgleichungen:

$$\frac{d^2 x_\alpha}{dt^2} + \mu_\nu \frac{x_\alpha}{r_\nu^3} = 0$$

Demnach ergibt sich durbh unsere Annahme für den einzelnen Planeten m_ν eine Kepler'sche Bewegung, wobei die Bahnen für S_1 oder S_2 in der Konstanten μ_ν sich unterscheiden.

Bei der Kepler'schen Bewegung hatten wir gefunden, dass