F_1 und F_2 gegen F_0 klein sind im Verhältnis von Planeten- zu Sonnenmasse. In erster Annäherung ergibt sich also ein kanonisches System mit F_0 als Hamilton'scher Funktion. Da aber $\mathcal{F}_0 = \sum \frac{\sigma_\nu^3 \mu_\nu^2}{2\mathcal{L}_\nu^2}$ nur von $\mathcal{L}_\nu$ abhängt, ergeben sich für diese erste Annäherung $\mathcal{L}_\nu\ \mathcal{G}_\nu\ \Theta_\nu,\ g_\nu$ und ϑ_ν als Konstante, während für l_ν die Integration der Differentialgleichungen

$$\frac{dl_\nu}{dt} = \frac{\sigma_\nu^3 \mu_\nu^2}{\mathcal{L}_\nu^3} = n_\nu$$

ergibt: $l_\nu = n_\nu t +$ const.

Es kommt nur bei der weiteren Approximation darauf an, den Ausdruck für F so zu bilden, dass die vorzunehmenden Quadraturen und zwar zunächst die für die zweite Approximation, einfach durchzuführen sind. Da nur l_ν die Zeit enthält, ist es zweckmässig, F in eine Fourierreihe der $l_1 \ldots l_k$ zu entwickeln, da dann in t lineare sinus und cos. - Ausdrücke nach t zu integrieren sind. Diese Fourierreihen werden die übrigen Kepler'schen Koordinaten in den Koeffizienten enthalten. Berücksichtigen wir, dass bei den Planeten die Neigung φ_ν sehr klein und die Bahnen beinahe Kreisbahnen sind, sodass auch die Exzentrizität e_ν klein ist, so empfiehlt es sich, die Koeffizienten nach Potenzen dieser Konstanten φ_ν und e_ν zu entwickeln, welche Potenzreihen ihrerseits in ihren Koeffizienten die noch restlichen Bahnkonstanten enthalten. Für diese Reihenentwicklung stellt sich heraus, dass es sich im Wesentlichen darum handelt, für zwei Planeten m_μ und m_ν die reziproke Entfernung $\frac{1}{r_{\mu\nu}}$ und das skalare Produkt $(\mathfrak{H}_\mu \mathfrak{H}_\nu)$, also Funktionen der 12 Variabeln $\begin{pmatrix} \mathcal{L}_\mu & \mathcal{G}_\mu & \Theta_\mu & \mathcal{L}_\nu & \mathcal{G}_\nu & \Theta_\nu \\ l_\mu & g_\mu & \vartheta_\mu & l_\nu & g_\nu & \vartheta_\nu \end{pmatrix}$