restreint zu tun. Da in diesem Falle die Masse Hekubas gleich 0 ist, so haben wir es mit einem Problem zweier Freiheitsgrade zu tun, so daß außer dem stets verschwindenden Exponentenpaar der degenerierenden Lösung ein und nur ein nicht verschwindendes Exponentenpaar existiert. Behalten wir die Delaunay'schen Elemente bei, so tritt in der Störungsfunktion F die Zeit t explizit auf, so daß $F =$ konst. nicht mehr ein Integral unserer Differentialgleichungen ist. Wir können aber durch Einführung neuer Variabler, nämlich

$$L = \sqrt{a} \quad G = \sqrt{a}\,(1-\sqrt{1-e^2})$$
$$l = \lambda - \lambda' \quad g = \lambda' - \varpi$$

erreichen, daß die neue Störungsfunktion F_1^* von explizitem t frei wird und folglich das Jacobi'sche Integral $F_1^* =$ konst. existiert. Die beiden entgegengesetzt gleichen und nicht verschwindenden charakteristischen Exponenten sind dann:

$$\left.\begin{aligned} s^{\mathrm{I}} &= s_1\sqrt{\mu} + s_3\,\mu\sqrt{\mu} + \ldots \\ s^{\mathrm{II}} &= -s_1\sqrt{\mu} - s_3\,\mu\sqrt{\mu} - \ldots, \end{aligned}\right\}, \text{ wo } s_1^2 = -(\text{konst.})^2 \cdot \left|\frac{\partial^2 F_1^*}{\partial g^2}\right|$$

so daß die Variationslösungen bis zu den Termen in μ inklusive genau sind, wenn wir die Entwicklung der Exponenten mit dem Gliede in $\sqrt{\mu}$ abbrechen. Die Stabilität unserer periodischen Bahnen ist dann allein von dem Vorzeichen der zweiten Ableitung $\left|\frac{\partial^2 F_1^*}{\partial g^2}\right|$ abhängig und zwar sind die Bahnen stabil, respektive instabil, je nachdem $\left|\frac{\partial^2 F_1^*}{\partial g^2}\right| > 0$, respektive < 0. Die numerische Rechnung ergibt nun für die asymmetrischen Lösungen des Hekubatypus:

$$\left|\frac{\partial^2 F_1^*}{\partial g^2}\right| = \frac{k^2 m'}{a'}\{(1.1905e + 0.1972e^3)\cos\zeta + \\ +(-6.783e^2 + 5.6336e^4)\cos 2\zeta \\ +26.732 . e^3 \cos 3\zeta - 88.768 e^4 \cos 4\zeta\}.$$