aus den Lagrange'schen Gleichungen zweiter Art (siehe Fußnote 5, p. 839) den Deviationswiderstand für $\vartheta = \text{const}$ zu ermitteln.

Würden wir den Körper K_2 auch schon zu den unsichtbaren rechnen, dann hätten wir hier wieder ein Beispiel für den gemischt-zyklischen Fall.

Zum Schlusse wollen wir noch kurz bei dem ersten Beispiele p. 849 die Massen der Verbindungsstangen berücksichtigen und, in etwas allgemeinerer Weise, auch eine Rotation des Körpers K_3, bestehend aus Stange a und $\mathfrak{m}$, um a zulassen. Ist jetzt ψ der Drehwinkel dieser letzteren und bleibt dabei der Schwerpunkt von K_3 in Ruhe, so erhält man zu der Schwerpunktsenergie, die den gleichen Bau aufweist wie die kinetische Energie $\mathfrak{T}$ von $\mathfrak{m}$ früher, noch eine Rotationsenergie von der Form:

$$R_3 = \frac{1}{2}[L\dot{\vartheta}^2 + M.\sin^2\vartheta.\dot{\varphi}^2 + N(\dot{\varphi}^2\cos^2\vartheta + 2\dot{\varphi}\dot{\psi}\cos\vartheta + \dot{\psi}^2)] =$$

$$= \frac{1}{2}L.\dot{\vartheta}^2 + \left(\frac{1}{2}M\sin^2\vartheta + \frac{1}{2}N\cos^2\vartheta\right).\dot{\varphi}^2 +$$
$$+ N\cos\vartheta.\dot{\varphi}\dot{\psi} + \frac{1}{2}N\dot{\psi}^2.$$

Hierbei sind L, M, N konstante Trägheitsmomente und $L = M$ vorausgesetzt.

Mittels der Koppelungsgleichung $\vartheta = f(z)$ ist hier wieder ϑ durch z zu ersetzen. Für die Stange b erhält man einen ganz ähnlichen Ausdruck, nur an Stelle von ϑ den Winkel η, der sich aber ebenfalls durch z ausdrücken läßt.

Das System ist einparametrig, aber dizyklisch (φ und ψ zyklische Koordinaten).

Wird K_3 allein, z. B. als eingebauter Kreisel, als das unsichtbare System angesehen, so haben wir zwei Parameter, nämlich ϑ oder z und φ, und könnten dann wieder die gyroskopischen Terme in den Gleichungen (12), beziehungsweise den durch die erste Gleichungsgruppe p. 868 festgelegten Zusammenhang zwischen $\dot{\varphi}$ und $\dot{\psi}$ näher erörtern.