§ 20. Die Differentialgleichungen (22), beziehungsweise die Größen P, Q, R enthalten die Tatsache, daß der Endpunkt des Vektors s um die instantane Achse, beziehungsweise Erdachse einen Kreis beschreibt, und zwar im Sinne der scheinbaren Bewegung des Fixsternhimmels.

Nun ist [vgl. (15)] in bezug auf $Oxyz$

$$\begin{aligned} \Lambda &= -\omega(A \cos\varphi + E \sin\varphi) \\ \mathrm{M} &= \omega(F \cos\varphi - D \sin\varphi) \\ \mathrm{N} &= \omega(E \cos\varphi + C \sin\varphi), \end{aligned}$$

wo $\omega = 0\cdot000073 \sec^{-1}$ ist. Im Verhältnis zu passenden Werten von λ, μ, ν, welche im wesentlichen die Eigenrotation des Schwungringes darstellen, sind die Werte von Λ, M, N sehr gering und praktisch gleich Null zu setzen. Der Vektor s, der Gesamtimpuls des Kreisels, wird daher fast genau die Richtung der Figurenachse des Kreisels annehmen.

Hiermit ist die Erscheinung beim Kreisel von drei Freiheitsgraden an der Erdoberfläche wiedergegeben, und zwar in einem einfachen Zusammenhang mit der Theorie der relativen Bewegung. Eine weitere Behandlung der entwickelten Gleichungen ist wohl kaum nötig. Das Gesetz der »Tendenz zum gleichsinnigen Parallelismus« beim Kreisel von zwei Freiheitsgraden sowie andere hierher gehörende Erscheinungen schließen sich ohne weiteres an.[1]

§ 21. Nur noch eines werde hier zum Schluß erwähnt: In den Größen P, Q, R, welche in den Differentialgleichungen des Gyroskops auftreten, sind die Momente Λ, M, N enthalten, durch welche wiederum die Momente der instantanen Zentrifugalkräfte des Massensystems ausgedrückt werden. Es kommen in ihnen Glieder mit ω^2 vor. Hätten wir diese, wie üblich, gleich zu Anfang als klein vernachlässigt, so würden wir das Foucault'sche Gesetz für die relative Bewegung der Figurenachse des Kreisels nicht erhalten, wenigstens nicht in einer einwandfreien Weise. Ebenso aussichtslos würde sich die Rechnung gestalten, wenn wir die instantanen Zentrifugal-

[1] Vgl. Klein-Sommerfeld, l. c., p. 731.