diese Grösse muss positiv, d. h. $e > 0$ sein, oder es muss der Schwerpunkt S unter dem Mittelpunkte B liegen. Für $e = 0$ wird die Standsicherheit Null und zugleich $l = \infty$, d. h. es kommt keine Schwingung mehr zu Stande, und für $e < 0$ wird auch die Schwingungslänge < 0, was für ein Pendel widersinnig ist.

Bei der Hypocykloiden-Wiege aber darf der Schwerpunkt S auch oberhalb des Mittelpunktes B liegen, wie aus Fig. 196 ersichtlich. Der linksseitige Abstand der Schwerpunkts-Lothrechten von dem Stützpunkte P beträgt nämlich

$$r \sin \vartheta_1 + e \sin \vartheta,$$

also für kleine Winkel

$$r\vartheta_1 + e\vartheta = \vartheta\left(\frac{r^2}{R - r} + e\right);$$

dieser Werth muss > 0 sein. Es wird also eine Hypocykloiden-Wiege auch noch bei negativem e möglich sein, wenn nur der absolute Werth des negativen e kleiner ist als $\frac{r^2}{R - r}$, oder

22) $$\frac{r^2}{R - r} > -e.$$

Für $\frac{r^2}{R - r} = -e$ würde wiederum $l = \infty$. Es würde z. B. für $R = 2r$

$$r > -e$$

sein müssen, d. h. der Schwerpunkt dürfte nur um weniger als r oberhalb des Punktes B liegen.

c) Wiegendes Pendel auf einer gewölbten Fläche; Epicykloiden-Wiege (Fig. 197).

In diesem Falle muss für Standsicherheit in der Gleichgewichtslage die Bedingung erfüllt sein

$$e \sin \vartheta > r \sin \vartheta_1,$$

oder für kleine Winkel $e \cdot \vartheta > r \cdot \vartheta_1$, und weil

$$r \cdot \psi = R \cdot \vartheta_1, \text{ und zugleich}$$

$$\vartheta = \vartheta_1 + \psi = \vartheta_1\left(1 + \frac{R}{r}\right), \text{ also}$$

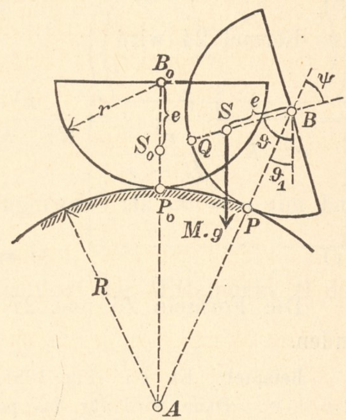
$$\vartheta_1 = \vartheta \frac{r}{R + r},$$

so folgt als Bedingung der Standsicherheit

$$23)\qquad e > \frac{r^2}{R+r}.$$

Bei der Epicykloiden-Wiege muss der Schwerpunkt also tiefer liegen als bei der einfachen Cykloiden-Wiege.

Fig. 197.



Die gleichen Erwägungen, wie sie bei der Hypocykloiden-Wiege angestellt wurden, führen hier zu den Gleichungen

$$24)\qquad l = \frac{(r-e)^2 + i^2}{e - \frac{r^2}{R+r}} \quad \text{und}$$

$$25)\qquad dt = -\sqrt{\frac{l}{g}}\,\frac{d\vartheta}{\sqrt{\alpha^2 - \vartheta^2}},$$

worin l wieder die Schwingungslänge der Wiege bedeutet. $R = \infty$ führt auch hier wieder zur einfachen Cykloiden-Wiege mit

$$l = \frac{(r-e)^2 + i^2}{e}.$$

d) Die Wippe.

Wird in Fig. 197 der Halbmesser r des rollenden Kreises unendlich gross, so haben wir es mit dem Abwälzen einer ebenen Fläche, z. B. der Unterfläche einer Bohle, auf einem cylindrischen Baume, mit einer Wippe (Fig. 198), zu thun. Doch sind für diesen Fall die Formeln 23 und 24 nicht unmittelbar zu verwenden, weil $r = \infty$ auch $e = \infty$ bedingen würde. Vielmehr muss die Höhe des Schwerpunktes der wippenden Bohle über ihrer Unterfläche etwa mit h eingeführt, und in den

Fig. 198.