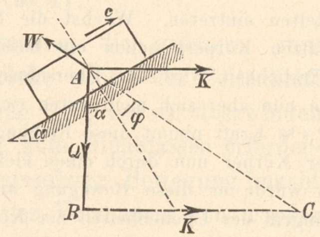
$K = \infty$ würde Q gegen K verschwinden und R mit K und W zusammenfallen.

Fig. 246.



Ist K wagerecht, so wird $\beta = 90^0 - \alpha$. Dieser einfache Fall ist aber ebenso leicht unmittelbar zu entwickeln wie aus Gl. 6. Es ist (Fig. 246)

$$K : Q = \operatorname{tg}(\alpha + \varphi).$$

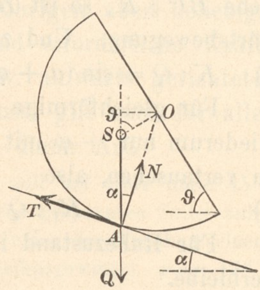
Schreibt man

8) $$\boldsymbol{K = Q} \operatorname{tg}(\alpha \pm \varphi),$$

so hat man in dem kleineren Werthe wieder K_1 zum Hinablassen, und in K und K_1 die Grenzen für den Ruhezustand.

Halbkugel auf schiefer Ebene. Eine Kugel kann unter alleiniger Einwirkung der Schwere auf schiefer Ebene nicht in Ruhe sein, wohl aber eine Halbkugel (Fig. 247). Der Gesammtwiderstand des Berührungspunktes A muss das Gewicht Q aufheben. Der Normalwiderstand N geht stets durch den Mittelpunkt O. Es muss stattfinden $N = Q \cos \alpha$, die Reibung $T = Q \sin \alpha$, und in Bezug auf O:

Fig. 247.



$$0 = + Tr - Q \cdot \overline{SO} \sin \vartheta,$$

mithin, weil nach S. 136 $\overline{SO} = {}^3/_8\, r$:

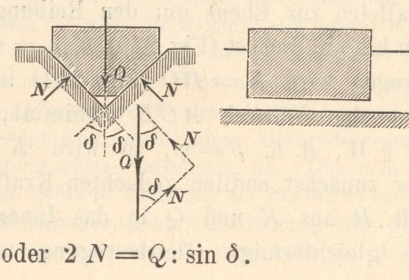
$$\sin \vartheta = {}^8/_3 \sin \alpha.$$

Die Grenzbedingungen für die Ruhe sind $\sin \alpha \leqq {}^3/_8$, weil ϑ höchstens $= 90^0$ werden kann, und ausserdem $\alpha \leqq \varphi$, weil die Halbkugel sonst ins Gleiten kommt.

c) Bewegung in Keilnuthen.

Liegt ein Körper, statt auf wagerechter Ebene, in einer wagerechten keilförmigen Rinne oder Keilnuth mit dem Keilwinkel $2\,\delta$ (Figur 248), so müssen in der Querschnittsebene die Gegendrücke N der Seitenflächen dem Gewichte Q das Gleichgewicht halten. Es wird

Fig. 248.



$$Q = 2\,N \sin \delta \text{ oder } 2\,N = Q : \sin \delta.$$

Der Bewegung setzt sich an jeder Seitenfläche ein Reibungswiderstand fN entgegen, so dass die erforderliche Zugkraft wird

9) $$K = 2fN = \frac{Qf}{\sin\delta}.$$

Das keilartige Einpressen des Körpers in die Nuth hat im Vergleiche mit der Bewegung auf ebener Fläche denselben Einfluss, als wäre die Rauhigkeit verstärkt, die Reibungsziffer f auf $f : \sin\delta$ vergrössert (A. Ritter, Technische Mechanik). Dasselbe Ergebnis findet man auch in anderen Fällen, wenn man aus dem Falle der Bewegung eines Körpers auf einer ebenen oder krummen Fläche zu denjenigen übergeht, wo in die Fläche keilförmige Rinnen eingearbeitet sind, in die der Körper keilartig eingreift. Man hat dann stets f zu vertauschen mit $f : \sin\delta$, oder auch den Reibungswinkel φ mit einem grösseren Werthe ψ, für den

10) $$\operatorname{tg}\psi = \frac{f}{\sin\delta} \quad \text{ist.}$$

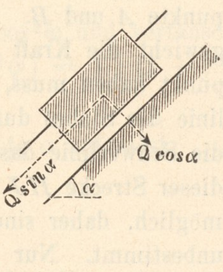
Giebt man z. B. der Rinne eine Neigung α gegen die Wagerechte (Fig. 249), so ergiebt sich $Q\cos\alpha$ als diejenige Seitenkraft von Q, welche der Körper an die Keilnuth eindrückt. In vorstehender Figur 248 ist dann Q mit $Q\cos\alpha$ zu vertauschen; daher wird

$$2N = Q\cos\alpha : \sin\delta$$

und der gesammte Reibungswiderstand

$$2fN = Q\cos\alpha \cdot f : \sin\delta.$$

Fig. 249.

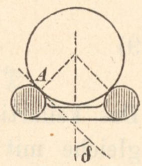


Setzt man diesen Werth $= Q\sin\alpha$, so erhält man die Bedingung für gleichförmige Abwärtsbewegung durch die Schwere, nämlich $\operatorname{tg}\alpha = \frac{f}{\sin\delta} = \operatorname{tg}\psi$, oder $\alpha = \psi$.

Es ist hierzu nicht erforderlich, dass eine wirkliche Keilnuth vorhanden sei; gleiche Wirkungen treten auch auf, wenn sich der Körper etwa zwischen 2 runde Bäume einkeilt, wenn also die von den bewegenden Kräften herrührende Seitenkraft (in der Richtung rechtwinklig zur Bewegung) von 2 Kräften N aufgehoben wird, die mit ihr in einer Ebene liegen, aber nicht parallel sind.

Soll ein runder Körper zwischen den Bäumen einer sog. Streichleiter gleiten (Fig. 250) und ist $\delta = 45^0$ der Winkel der Tangente bei A mit der Mittelebene, so wird $f : \sin \delta = 1{,}414\, f$ als Reibungsziffer einzuführen sein, also wenn, wie in dem Beispiele auf S. 194, $f = 0{,}3$ ist, statt dessen $0{,}42$. Bei $\alpha = 45^0$ wird dann $K = 100{,}4$, $K_1 = 41^{\text{kg}}$.

Fig. 250.



d) Stabförmiger Körper, von zwei Ebenen gestützt.

Der Körper mit dem Schwerpunkte S möge die Ebenen in den Punkten A und B berühren (Fig. 251), u. zw. sollen A, B und S in einer lothrechten Ebene liegen, zu welcher die beiden Stützebenen rechtwinklig sind. Wären die Körper völlig glatt, so könnten in A und B nur Normaldrücke N und N_1 entstehen, durch deren Schnittpunkt C die Schwerlinie des Stabes gehen müsste, wenn Gleichgewicht bestehen sollte. Bei vorhandener Rauhigkeit aber hat man in A und B die Reibungskegel zu zeichnen; die Mittelschnitte derselben haben ein Viereck $DEFG$ gemeinsam, und dies Reibungsviereck ist der Bereich aller möglichen Schnittpunkte der Widerstände W und W_1 der Stützpunkte A und B. Da nun für Gleichgewicht die Kraft Q mit W und W_1 einen gemeinsamen Schnittpunkt haben muss, so erfordert der Ruhezustand, dass die Schwerlinie des Stabes durch das Viereck hindurchgehen muss. Schneidet die Schwerlinie das Viereck aber vielleicht in HJ, so sind längs dieser Strecke HJ unendlich viele Schnittpunkte von W, W_1 und Q möglich, daher sind auch W und W_1 nach Richtung und Grösse unbestimmt. Nur wenn Q durch einen der Grenzpunkte E und G des Vierecks geht, ist die Richtung (und dann auch die Grösse) von W und W_1 bestimmt. In diesen Fällen befindet sich der Stab im Grenzzustande der Ruhe; W und W_1 liegen auf den Mantelflächen der Reibungskegel, es treten von A und B die vollen Reibungswerthe auf, und bei dem geringsten Anstosse geräth der Stab ins Gleiten.

Fig. 251.