

Äquator (mit  $\cos \vartheta = 1$ ) am grössten ist, liegt natürlich darin, dass der bei  $A$  frei gelassene Körper die seiner Anfangslage entsprechende östliche Umfangsgeschwindigkeit der Erddrehung mitbringt und der bei  $B$  mit geringerer Umfangsgeschwindigkeit sich bewegenden Stelle der Lothrechten also vorauseilt. Daher ist auch auf beiden Halbkugeln der Erde die Abweichung übereinstimmend nach Osten gerichtet.

Versuche über diesen Vorgang sind besonders in einem Schachte bei Freiberg in Sachsen angestellt worden. Dort ist die geographische Breite  $\vartheta = 51^{\circ}$ ; die Fallhöhe betrug  $158,5$  m. Dann ist nach Gl. 2:

$$z' = \frac{2}{3} \cdot 0,000073 \cdot 158,5 \cdot \cos 51^{\circ} \sqrt{\frac{2 \cdot 158,5}{9,81}} = 0,0276 \text{ m},$$

während die Beobachtung  $0,0283$  m ergab. Der Unterschied beider Zahlen ist leicht dadurch zu erklären, dass wegen des Luftwiderstandes die Falldauer  $> \sqrt{\frac{2h}{g}}$  werden muss.

## 5. Einfluss der Drehung der Erde auf die Pendelschwingung; Foucault'scher Pendelversuch.

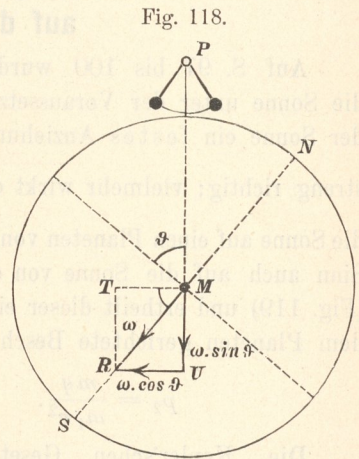
Bei kleinem Ausschlagwinkel kann die Pendelbewegung nach S. 121/2 annähernd als geradlinige Schwingungsbewegung aufgefasst werden. Das S. 121 entwickelte Gesetz der Pendelschwingung galt unter der Annahme, dass die Erde in Ruhe sei; unter dieser Voraussetzung erfolgt die Schwingung in einer unveränderlichen lothrechten Ebene. Untersucht man aber die scheinbare Bewegung eines Pendels in Bezug auf die sich drehende Erde, so ergibt sich eine von dem französischen Physiker Foucault (geboren am 18. September 1819 zu Paris, gestorben daselbst am 11. Februar 1868) im Jahr 1852 gefundene Abweichung. Bei einem am Äquator schwingenden Pendel haben Aufhängepunkt, Erdoberfläche, sowie auch der Massenpunkt des Pendels die sehr grosse Umfangsgeschwindigkeit der Erde nahezu gemeinsam. Daher sind die Verhältnisse mit grosser Annäherung dieselben, als ob das Pendel in einem Raum aufgehängt wäre, der eine geradlinige, gleichförmige Verschiebung erfährt; die scheinbare Schwingung erfolgt daher ganz so, wie es bei ruhender Erde geschehen würde; nur kommt

statt der wahren Fallbeschleunigung die scheinbare Fallbeschleunigung am Äquator, d. h.  $g_0 = 9,781$  (s. 1. Theil, S. 92) bei der Berechnung der Schwingungsdauer zur Anwendung.

Ist ein Pendel aber am Pol aufgehängt, so hat der Aufhängepunkt keine Bewegung. Auf den Massenpunkt wirkt die wahre Schwere mit der Fallbeschleunigung  $g = 9,831$  (1. Theil, S. 94) und die Fadenspannkraft. Die wahre Pendelschwingung erfolgt in einer unveränderlichen Ebene. Die Erde bildet einen Raum, der sich gegen diese unveränderliche Ebene in einem Sterntage ein Mal in dem Sinne von Westen nach Osten dreht; umgekehrt wird also die Schwingungsebene des Pendels in einem Sterntage sich ein Mal in dem Sinne von Osten nach Westen scheinbar gegen die Erde drehen.

Ist das Pendel aber bei  $P$  (Fig. 118) in einer nördlichen geographischen Breite  $\vartheta$  aufgehängt, so kann man, um die scheinbare Bewegung der Schwingungsebene des Pendels zu finden, die Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  der Erde als Strecke  $MR$  auftragen und nach dem Satze vom Parallelogramm der Winkelgeschwindigkeiten (S. 35)

in die Theilstrecken  $UR = \omega \cdot \cos \vartheta$  und  $MU = \omega \cdot \sin \vartheta$  zerlegen. Von diesen beiden hat  $\omega \cdot \cos \vartheta$ , wie vorstehend für das am Äquator aufgehängte Pendel erläutert, keinen Einfluss auf die Schwingungsebene des Pendels, sondern nur eine verkleinernde Wirkung auf die scheinbare Fallbeschleunigung  $g_\vartheta = 9,806 - 0,025 \cos 2\vartheta$  (1. Theil, S. 94). Die Winkelgeschwindigkeit  $\omega \cdot \sin \vartheta$ , deren Achse durch den Aufhängepunkt  $P$  des Pendels geht, bedingt aber, nach Vergleich mit dem für ein am Pol aufgehängtes Pendel, eine scheinbare Drehung der Schwingungsebene mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega \cdot \sin \vartheta$  in einem Sinne, welcher der Drehung der Erde entgegengesetzt ist, d. h. in demselben Sinne, in welchem der scheinbare Umlauf der Sonne um die Erde erfolgt, nämlich für die nördliche



Halbkugel von Ost über Süd nach West, für die südliche Halbkugel von Ost über Nord nach West. Da die Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  der Erde einer Umlaufzeit gleich einem Sterntag entspricht, so wird bei der kleineren Geschwindigkeit  $\omega \cdot \sin \vartheta$  ein Umlauf die Zeit von  $1 : \sin \vartheta$  Tagen erfordern. Für Hannover mit  $\sin \vartheta = 0,7921$  ergibt dies 1,26 Tage. In dieser Zeit dreht sich die Schwingungsebene des Pendels scheinbar um die durch den Aufhängepunkt desselben gelegte Lothrechte.

## 6. Scheinbare Bewegung der Planeten in Bezug auf die Sonne.

Auf S. 97 bis 100 wurde die Bewegung der Planeten um die Sonne unter der Voraussetzung behandelt, dass der Mittelpunkt der Sonne ein festes Anziehungscentrum sei. Dies ist aber nicht streng richtig; vielmehr wirkt die Kraft  $\frac{mq}{r^2}$  (Gl. 1, S. 97), welche die Sonne auf einen Planeten von der Masse  $m$  ausübt, in umgekehrtem Sinn auch auf die Sonne von der Masse  $m_1$  (Fig. 119) und ertheilt dieser eine stets nach dem Planeten gerichtete Beschleunigung

$$p_2 = \frac{mq}{m_1 r^2}.$$

Die Kepler'schen Gesetze betreffen nur die scheinbare Bewegung der Planeten in Bezug auf die Sonne, d. h. in Bezug auf ein durch den Mittelpunkt der Sonne gelegtes, mit diesem sich parallel verschiebendes Achsenkreuz. Um die scheinbare Beschleunigung zu erhalten, muss man zu der wahren Beschleunigung  $p = q : r^2$  des Planeten im Sinne nach der Sonne noch das Entgegengesetzte der Beschleunigung  $p_2$  hinzufügen. Da nun  $+p_2$  den Sinn von der Sonne nach dem Planeten hat, so ist der Sinn der Ergänzungsbeschleunigung  $-p_2$  ebenso wie  $p$  vom Planeten nach der Sonne gerichtet, und die scheinbare Beschleunigung  $p_1$  wird die Summe beider, nämlich

$$p_1 = \frac{q}{r^2} \left( 1 + \frac{m}{m_1} \right).$$

F. 119.

