aus Dreieck $F's\,S$: $(\alpha - 180^0) + (180^0 - 2\beta) + (180^0 - 2\gamma) = 180^0$
aus Dreieck $S's\,S$: $S' + (90^0 - \beta) + (90^0 - \gamma) = 180^0$

(wobei der Scheitelpunkt von $\frac{\alpha}{2}$ in Fig. 6. mit S' bezeichnet sei), also:

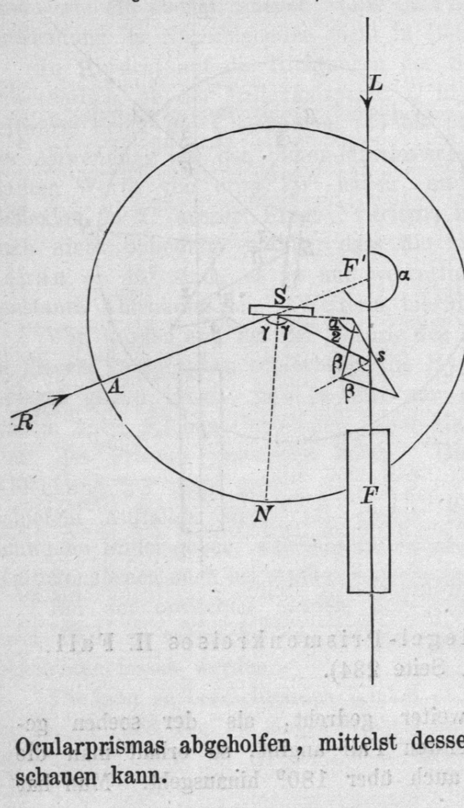
$$\alpha = 2\beta + 2\gamma \tag{7}$$
$$S' = \beta + \gamma$$
$$S' = \frac{\alpha}{2} \tag{8}$$

wie auch bereits in der Figur eingeschrieben ist.

Die Gleichungen (5) und (7) sagen, dass der Fall II aus dem Fall I entsteht, indem $+\gamma$ in $-\gamma$ übergeht; und in der That ist, beim Uebergang von I auf II, γ stetig durch die Grenzlage Null gegangen. In (7) ist der theoretische Grenzwerth von γ der rechte Winkel 90^0, es ist also für α die theoretische Grenze $= 2\beta + 180^0 = 320^0$. Die wirkliche Grenze gibt Pistor-Martins $= 280^0$ an. Man hat also jetzt die Grenzen:

Fall I α von 0^0 bis 140^0
Fall II α von 140^0 bis 280^0

Fig. 6. Fall II. $\alpha = 2\beta + 2\gamma$.



Da übrigens ein Winkel $L - R = 280^0$ nichts anderes ist als ein Winkel $R - L = 360^0 - 280^0 = 80^0$, so heisst das Resultat in anderen Worten: von 0^0 bis 180^0 lassen sich Winkel in Lage I messen, und ausserdem von 80^0 bis 180^0 Winkel in Lage II. Je nachdem dann die Zielpunkte ungleich beleuchtet sind, kann man zwischen 80^0 bis 180^0 den Fall I oder den Fall II wählen.

Uebrigens wird diese theoretische Begrenzung in der Gegend von 180^0 praktisch durchbrochen, weil schon von 120^0 ab das Prisma und dann das Fernrohr und der Kopf des Beobachters dem Lichtstrahle R in den Weg tritt.

Was das Sehhinderniss des eigenen Kopfes des Beobachters betrifft, so hat der Erfinder diesem durch Beigabe eines Ocularprismas abgeholfen, mittelst dessen man quer zum Fernrohr hineinschauen kann.