

beilegen muß, und überdem die Kleinheit der obigen Fehler vollkommen dagegen sichert, daß das Auffinden des Cometen im Anfang irgend erschwert wird durch die Unsicherheit des Orts. Kaum sollte ich fürchten, daß die ersten Oerter um mehr als höchstens 5 Minuten abweichen werden, weil die Bestimmung der Durchgangszeit durch das Perihel bei ihnen von geringem Einfluß ist. Der Erfolg wird sonach unmittelbar zeigen, in wiefern ein System von Elementen aus 10jährigen Beobachtungen (1819—1828) abgeleitet, sich für die nächsten zehn Jahre (1828—1838) bewährt.

Die Störungsrechnungen des Herrn *Bremiker* für die neue Periode ergeben:

1835 Aug. 26,3 — 1838 Dec. 19,0.

$$\begin{aligned}\Delta i &= + 11''504 \\ \Delta \Omega &= - 66,986 \\ \Delta \varphi &= + 52,855 \\ \Delta \pi &= + 47,649 \\ \Delta \mu &= + 0,416711 \\ \Delta M &= 262,009\end{aligned}$$

Betrag der Präcession . . . 2' 46'' 510.

womit denn die Elemente folgen

1838 Dec. 19,0 mittl. Berl. Zeit.

$$\begin{aligned}M &= 0^{\circ} 0' 0''59 \\ \mu &= 1071''18372 \\ \pi &= 157^{\circ} 27' 34''8 \\ \Omega &= 334 36 31,8 \\ \varphi &= 57 41 44,0 \\ i &= 13 21 29,0\end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned}M \\ \mu \\ \pi \\ \Omega \\ \varphi \\ i\end{aligned}} \right\} \text{M. Aeq. Dec. 19.}$$

Mit diesen ist die beifolgende Ephemeride so berechnet, daß sie als constant angenommen sind. Die aufgeführten Geraden Aufsteigungen und Abweichungen gelten für das mittlere Aequinoctium von Dec. 19. Will man die wahren Oerter, bezogen auf das scheinbare Aequinoctium des Tages, haben, so wird man die in den Rubriken: Reduction auf das wahre Aequinoctium aufgeführten Größen, den Geraden Aufsteigungen und Abweichungen algebraisch hinzuzufügen haben, und von der Beobachtungszeit, die in der Rubrik Aberration aufgeführte mittlere Zeit abziehen. Die zwei ersten Glieder der Aenderungen der Coordinaten bei der Geraden Auf-

steigung mit p und p' , bei der Abweichung mit q und q' bezeichnet, werden in den bei weitem meisten Fällen hinreichen, das Resultat der Ephemeride auf jeden beliebigen Zeitpunkt mit der strengsten Schärfe zu übertragen.

Es wäre jetzt nur noch der Betrag der Störungen der Elemente von Decbr. 19 bis zu jedem beliebigen Tage hinzuzufügen. Diese ist indessen theils sehr gering, theils so unregelmäßig, wegen der schnellen Aenderung der Coefficienten, welche den Einfluß jeder Aenderung eines Elementes auf die geocentrischen Coordinaten ausdrücken, daß es rathsam geschienen hat, nur für bestimmte Tage ihn zu berechnen. Die folgende Tabelle, in welcher die Correctionen so zu verstehen sind, daß sie algebraisch den Oertern der Ephemeride hinzuzufügen sind wird nahe die Correction geben.

1838.	$\Delta \alpha.$	$\Delta \delta.$
Aug. 2,0	+ 4'9	- 2'4
20,0	+ 5,3	- 2,7
Sept. 7,0	+ 5,7	- 3,1
25,0	+ 5,5	- 4,0
Oct. 13,0	+ 4,1	- 6,7
23,3	+ 11,9	- 7,2
Nov. 2,6	+ 26,3	+ 1,4
12,9	+ 8,6	+ 5,9
23,2	+ 1,8	+ 1,9
Dec. 3,5	+ 1,4	+ 0,9
13,8	+ 0,0	+ 0,2
24,1	- 0,2	+ 0,1.

Die angegebenen Entfernungen von der Erde und Sonne, von denen die letzten nicht weiter interpolirt sind, als die unmittelbare Rechnung sie gab, werden theils für die Parallaxe theils für die Schätzung der Lichtstärke des Cometen dienen können.

Auch diese Ephemeride in ihrer ganzen Ausdehnung verdanke ich dem Herrn *Bremiker*. Eine Berechnung mit weniger Decimalen (Herr *Bremiker* hat 7 angewandt) für Intervalle von 12 zu 12 Tagen hat mir gezeigt, daß irgend welcher constante Fehler von Erheblichkeit nicht stattfinden kann.

Encke.

(Die Ephemeride in der folgenden Nummer.)

Vorschlag die bei achromatischen Fernröhren erforderliche Länge durch ein Spiegeltelescop mit einem besonderen Glasspiegel bis auf mehr als die Hälfte abzukürzen.

Von Herrn *Fr. W. Barfufs*.

Weimar 1838.

§. 1.

Bekanntlich hatte *Newton* für sein Spiegeltelescop zuerst einen Glasspiegel vorgeschlagen, und auch die späteren Verfertiger von Spiegeltelescopien hatten denselben anzuwenden versucht; allein man ging gar bald zu den Metallspiegeln über, indem

man fand, daß die Strahlen, welche von der Vorderfläche des Glasspiegels reflectirt werden, und mit voller Intensität durch die Oculare gehen, den Eindruck des Hauptbildes zu sehr schwächen. Man hat es allerdings bedauert, mit dem Verluste des Glasspiegels auch zugleich den Verlust an Dauerhaf-

tigkeit catoptrischer Instrumente zu erleiden, da Metallspiegel durch Oxydation in der Luft gar zu leicht die Politur verlieren; man hat aber bis jetzt doch noch kein Mittel erfunden, den Hauptfehler des Glasspiegels, der eben in der doppelten Reflexion besteht, für catoptrische Fernröhre unschädlich zu machen. Hierfür gebe ich nun den Vorschlag, ein Planconvexglas auf der erhabenen Seite mit Folie zu belegen und vor dasselbe noch ein Biconcavglas zu setzen; bei dieser Vorrichtung wird der Fehler der doppelten Reflexion für *Newtons* Telescop größtentheils, für das von *Gregory* ganz unschädlich gemacht, so als ob gar keine doppelte Reflexion statt fände.

Indessen leuchtet auch der große Mangel, den dieses dioptrisch-catoptrische Objectiv besitzt, sogleich in die Augen, denn es findet bei der Brechung und bei der Spiegelung ein doppelter Verlust an Licht statt. Aber unsere Vorrichtung hat andere Vorzüge, welche alles, was Spiegeltelescope und achromatische Refractoren in gleicher Hinsicht leisten, weit übertreffen; und die Vergleichung dieser Vorzüge mit den Mängeln wird zeigen, ob ein so eingerichtetes Telescop brauchbar sey oder nicht. Sollte aus mir unbekannten Gründen das letztere sich ergeben, so mag man meine Arbeit als einen bloßen theoretischen Gedanken beurtheilen, wie ja die Geschichte der physikalischen Wissenschaften zeigt, daß das meiste Gedachte eben nur Gedanke war.

Nun wollen wir die Einrichtung und Wirkung unseres Objectivs näher untersuchen.

§. 2.

Man denke sich eine Biconvexlinse auf der einen Seite mit Folie belegt, so daß sie einen Hohlspiegel abgibt. Ein Strahl also, der auf diesen Spiegel fällt, wird gebrochen, dann gespiegelt, dann wieder gebrochen, man sucht nun die Weite β vom Spiegel, in welcher ein aus der Axe kommender und so modificirter Strahl mit der Axe wieder vereinigt wird.

Ist die Entfernung des strahlenden Punctes $= a$, der Halbmesser der offenen Fläche $= \rho$, das Brechungsverhältniß $= n$, so wird nach der ersten Brechung der Strahl in einer Entfernung $= k = \frac{n a \rho}{(n-1)a - \rho}$ hinter dem Glase mit der Axe vereinigt. Nun wird er gespiegelt, als käme er aus der Entfernung k hinter dem Spiegel, und daher ist jetzt die Weite der Vereinigung $= c = \frac{kR}{2k + R}$, wo R den Halbmesser der belegten Fläche bedeutet. Beim Rückgange durch die offene Fläche wird der Strahl wieder gebrochen, als käme er aus der Entfernung c , und da er aus Luft in Glas geht, so haben wir in der Formel für k , c statt a , $\frac{1}{n}$ statt n zu setzen. Dieses

gibt $\beta = \frac{-c\rho}{(n-1)c + n\rho}$. Das negative Zeichen deutet an, daß β die entgegengesetzte Lage von k hat. Daher ist

$$\frac{1}{\beta} = \frac{n-1}{\rho} + \frac{n}{c} = \frac{n-1}{\rho} + \frac{n}{k} + \frac{2n}{R}, \text{ oder endlich}$$

$$\frac{1}{\beta} = \frac{2(n-1)}{\rho} + \frac{2n}{R} - \frac{1}{a}.$$

Die offene Fläche des Spiegels soll nach unserer Voraussetzung immer eben seyn. Für diesen Fall ist dann $\frac{1}{\beta} = \frac{2n}{R} - \frac{1}{a}$; folglich die Brennweite $p = \frac{R}{2n}$, und $\frac{1}{\beta} = \frac{1}{p} - \frac{1}{a}$.

Die Brennweite fällt also noch geringer aus, als bei einem einfachen Hohlspiegel von gleicher Krümmung. Für $n = \frac{3}{2}$ ist sie bekanntlich $\frac{1}{3}R$.

§. 3.

Da die Brennweite eines solchen Spiegels von dem Brechungsverhältniß des Glases abhängt, so wird er nicht frei seyn können von der Farbenzerstreuung. Man differentiire also p nach der Farbenzerstreuung, so ist $dp = p \cdot \frac{dn}{n}$. Für ein Convex- oder Concavglas von der Brennweite p ist $dp = \frac{dn}{n-1}p$, und folglich ist hier die Zerstreuung weit größer, für $n = \frac{3}{2}$ dreimal so groß, als dort. (Das Differential von p ist positiv genommen, da das Zeichen auf die Rechnung keinen Einfluß hat.) Daher wird man farblose Bilder erhalten können, wenn man vor den Spiegel ein Hohlglas von derselben Glasart setzt. Wir wollen nun die Brennweite dieses Hohlglases suchen, welche erforderlich ist, um das Bild achromatisch zu machen.

Es sey also q die Brennweite des Hohlglases, e seine Entfernung vom Spiegel, die Entfernung des Objectes unendlich, so fallen die Strahlen so auf den Spiegel, als kämen sie aus der Entfernung $q + e$. Daher hat man für die Vereinigungsweite β nach der Spiegelung, bevor der Strahl durch das Hohlglas zurückgeht, $\frac{1}{\beta} = \frac{1}{p} - \frac{1}{q+e}$. Nun fallen die Strahlen so auf das Hohlglas, als kämen sie aus der Entfernung $-(\beta - e)$, also haben wir für die Brennweite γ des ganzen Systemes $\frac{1}{\gamma} = \frac{1}{\beta - e} - \frac{1}{q}$.

Soll hier Achromatismus eintreten, so muß $d\gamma = 0$ seyn, d. h. es muß seyn $\frac{d\beta^2}{(\beta - e)^2} - \frac{dq}{q^2} = 0$. Aber $d\beta = \beta^2 \left[\frac{dp}{p^2} - \frac{dq}{(q+e)^2} \right]$, $dp = \frac{1}{n} p dn$, $dq = \frac{q dn}{n-1}$, folglich:

$$\frac{\beta^2}{(\beta - e)^2} \left[\frac{1}{np} - \frac{q}{(n-1)(q+e)^2} \right] - \frac{1}{(n-1)q}.$$

oder

$$\frac{1}{q} \left(1 - \frac{e}{\beta} \right)^2 = \frac{n-1}{np} - \frac{q}{(q+e)^2}.$$

Wir wollen e so klein annehmen, daß man die zweiten Potenzen davon vernachlässigen kann, dann wird nach einigen Reductionen:

$$q = \frac{2n}{n-1} (p - e).$$

Hier scheint es am vorteilhaftesten, wenn Glas und Spiegel hart an einander liegen, also $e = 0$ ist. Dann ist

$$q = \frac{2np}{n-1} = \frac{R}{n-1}.$$

Also muß die Brennweite des Zerstreuungsglases der des Planconvexglases gleich seyn. Daraus findet sich $\beta = \frac{2np}{n+1}$, und $\gamma = np = \frac{1}{2}R$, woraus der merkwürdige Satz folgt, daß das Bild farblos wird, wenn die Brennweite des Systemes der des Hohlspiegels gleich wird, den die belegte Fläche für sich abgeben würde. Dann wird nämlich die durch die Spiegellinse verursachte Brechung wieder aufgehoben.

Dieser Achromatismus vereinigt alle ungleichartigen Strahlen und läßt kein secundäres Spectrum übrig, in sofern dasselbe nicht etwa abhängt von den zweiten Potenzen von dn . Ein solches bleibt noch immer zurück, muß aber weit geringer seyn, als das eines achromatischen Refractors, da für Flintglas dn , und also noch mehr dn^2 größer ist, als dasselbe dn und dn^2 bei gemeinem Spiegelglase, welches wir hier der leichteren Bereitung und geringeren Farbenzerstreuung wegen immer anwenden. Sollte nicht vielleicht die Anwendung des Flintglases zu achromatischen Fernröhren in der Größe von dn^2 einmal ihre Grenze finden?

Unser Achromatismus erfordert weit weniger Kunst, als der bei dioptrischen Fernröhren; man braucht nicht einmal n zu kennen, denn wenn p und r die Halbmesser des Zerstreuungsglases bedeuten, so ist $\frac{r\rho}{r+\rho} = -R$. Indessen muß man n kennen, um die Kugelabweichung aufheben zu können, und hierzu genügt ein einfacher Versuch, indem man bemerkt, in welcher Entfernung ein Planconvexglas im verfinsterten Zimmer die deutlichsten Bilder gibt. In dieser Hinsicht übertrifft also unser System gar sehr die dioptrischen Objectiv.

§. 4.

In einem fast noch höheren Grade übertrifft auch das dioptrisch-catoptrische Objectiv die dioptrischen in Hinsicht auf Abweichung wegen der Kugelgestalt. Um aber hier die gehörigen Rechnungen anstellen zu können, müssen wir erst die Abweichung unseres Spiegels untersuchen.

Nach *Klügels* Dioptrik ist die Abweichung bei der Brechung durch die Vorderfläche eines Glases $= -\frac{(nk+a)(a+k)^2}{2(n-1)^2 a^3 k} xx$, wo x die Einfallshöhe bedeutet, a und k aber die in §. 2 genannte Geltung haben. Für gegenwärtigen Fall, wo die brechende Fläche eben, also $\rho = \infty$ ist, wird $k = -na$, also die Abweichung $= -\frac{nn-1}{2na} xx = +\frac{nn-1}{2k} xx$ und positiv, wenn k als positiv angesehen wird.

Diese Abweichung verursacht eine Abweichung bei der Spiegelung, welche man findet, wenn man $c = \frac{kR}{2k-R}$ nach k differentirt. Sie ist also $= -\frac{ccdk}{kk}$. Die Spiegelfläche selbst bringt eine Abweichung $= -\frac{1}{4} \left(1 - \frac{c}{k} \right)^2 \frac{xx}{R}$ hervor, welche mit der vorigen zusammen die vollständige Aenderung dc von c ausmacht.

Beim Rückgange durch die Vorderfläche werden die Strahlen mit der Axe in einer Entfernung vereinigt, welche man findet, wenn man in der Formel für $k = na$, $c + dc$ statt a , $\frac{1}{n}$ statt n setzt. Dies gibt eine Abweichung $= \frac{1}{n} dc$. Hierzu kommt noch die von der Vorderfläche selbst hervorbrachte Abweichung, welche man findet, wenn man in der Formel für dk , c statt k , $\frac{1}{n}$ statt n setzt. Sie ist also $= -\frac{nn-1}{2n} \cdot \frac{xx}{c}$. Darum ist die Gesamtabweichung

$$-xx \left[\frac{nn-1}{2n} \cdot \frac{cc}{k^3} + \frac{1}{4nR} \left(1 - \frac{c}{k} \right)^2 + \frac{nn-1}{2nc} \right]$$

Ist der Gegenstand unendlich weit, so ist $k = \infty$, $c = \frac{1}{2}R$, also die Abweichung $= -\frac{4nn-3}{4nR} xx$. Für $n = \frac{3}{2}$ wird dieses gerade $= -\frac{xx}{R} = -\frac{xx}{3p}$, also daß bei einem solchen Spiegel die Abweichung wegen der Kugelgestalt größer ist, als bei einem einfachen.

§. 5.

Um nun die Abweichung des dioptrisch-catoptrischen Objectivs zu berechnen, stellen wir vor unserem Spiegel ein Convexglas von der Brennweite q in der Entfernung e auf. Bei diesem Glase sey die Vereinigungsweite der aus irgend einem Punkte der Axe kommenden Strahlen $= \alpha$, die Abweichung dx . Nunmehr fallen die Strahlen aus der Entfernung $e - \alpha$ auf den Spiegel und ihre Vereinigungsweite β wird durch die Formel ausgedrückt $\frac{1}{\beta} = \frac{1}{p} - \frac{1}{e - \alpha}$. Das Differential derselben nach α ist $\frac{\beta \beta d\alpha}{(e - \alpha)^2}$, welches der eine Theil der Abweichung

bei der Spiegelung ist. Dazu kommt noch eine Abweichung u wegen der Spiegelflächen, so daß die ganze Abweichung von β $\beta = d\beta = \frac{\beta dx}{(e-\alpha)^2} + u$ gefunden wird.

In u ist die Einfallshöhe $= \frac{e-\alpha}{\alpha} x$ zu nehmen.

Nun gehen die Strahlen wieder durch das Glas, als kämen sie aus der Entfernung $e-\beta$, und ihre Vereinigungsweite γ ist in der Formel $\frac{1}{\gamma} = \frac{1}{q} - \frac{1}{e-\beta}$ enthalten. Hier

$$d\alpha = -\frac{nqxx}{2(n-1)^2} \left(\frac{n}{qq} - \frac{2n+1}{kq} + \frac{n+2}{kk} \right)$$

$$\omega = -\frac{n\gamma\gamma}{2(n-1)^2q} \frac{(e-q)^2(e-\beta)^2}{qq\beta\beta} xx \left[n \left(\frac{1}{(e-\beta)^2} - \frac{1}{\gamma(e-\beta)} + \frac{1}{\gamma\gamma} \right) - \frac{2n+1}{\lambda} \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{e-\beta} \right) + \frac{n+2}{\lambda} \right]$$

Klügels anal. Dioptr. §. 177.

$$u \text{ setze man } = -\left(\frac{e-q}{q} \right)^2 Qxx.$$

Hier ist k die Vereinigungsweite bei der Brechung der Vorderfläche des Glases $= \frac{nr}{n-1}$, λ dasselbe bei der Hinterfläche $= \frac{n(e-\beta)\rho}{(n-1)(e-\beta)-\rho}$. r und ρ sind die beiden Halb-

$$d\gamma = xx \left[\frac{n\gamma\gamma}{2(n-1)^2q} \left(\frac{n}{qq} + \frac{2n+1}{kq} + \frac{n+2}{kk} \right) - \frac{\gamma^2 Q}{\beta^2} + \frac{n\gamma\gamma}{2(n-1)^2q} \left(n \left(\frac{1}{\beta\beta} + \frac{1}{\beta\gamma} + \frac{1}{\gamma\gamma} \right) - \frac{2n+1}{\lambda} \left(\frac{1}{\beta} + \frac{1}{\gamma} \right) + \frac{n+2}{\lambda\lambda} \right) \right].$$

$$\text{und es ist } \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{n\beta} - \frac{1}{nq} - \frac{1}{k}.$$

§. 6.

In die Formel des vorigen § setzen wir nun dasjenige Verhältniß zwischen p und q , welches der Achromatismus erfordert, also

$$q = \frac{2np}{n-1}, \quad \beta = \frac{2np}{n+1}, \quad \gamma = np, \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{nnp} - \frac{1}{k}.$$

$$d\gamma = \frac{xx\gamma}{2nn} \left(\frac{2n^3+2n^2-3n-2}{4\gamma\gamma} + \frac{2n^3+3n^2-n-4}{2\gamma r} + \frac{(n+2)(n-1)}{rr} \right),$$

welche demnach sehr einfach ausfällt.

Diese haben wir $= 0$ zu setzen, wenn die Abweichung gehoben werden soll.

Setzen wir hier zuerst $n = \frac{3}{2}$, so wird

$$d\gamma = \frac{1}{\tau^{\frac{1}{2}}} xx\gamma \left(\frac{19}{\gamma\gamma} + \frac{64}{\gamma r} + \frac{28}{rr} \right).$$

Nehmen wir $r = -4\gamma$, also das Hohlglas gleichseitig, so wird $d\gamma = \frac{19}{288} \frac{xx}{\gamma}$, oder nahe $= \frac{xx}{15\gamma}$, und demnach die Abweichung weit kleiner, als bei einem einfachen sphärischen Hohlspiegel. Nehmen wir aber $r = -3\gamma$, also $\rho = -6\gamma$, so wird $d\gamma = \frac{7xx}{648\gamma} = \frac{xx}{92,5\gamma}$.

Setzen wir aber $\frac{19}{\gamma\gamma} + \frac{64}{\gamma r} + \frac{28}{rr} = 0$, so findet sich ein-

findet zunächst wegen $d\beta$ eine Abweichung $\frac{\gamma\gamma d\beta}{(e-\beta)^2}$ statt, wozu noch die Abweichung ω wegen der Gestalt des Glases hinzukommt. In ω ist die Einfallshöhe $= \frac{(e-\alpha)(e-\beta)}{\alpha\beta} xx$ zu nehmen.

Setzen wir die Entfernung des strahlenden Punctes unendlich weit hinaus, so ist $\alpha = q$,

$$\text{messer. Daher ist } \frac{1}{\lambda} = \frac{n-1}{n\rho} - \frac{1}{n(e-\beta)}$$

$$= \frac{1}{nq} - \frac{n-1}{nr} - \frac{1}{n(e-\beta)} = \frac{1}{nq} - \frac{1}{n(e-\beta)} - \frac{1}{k}.$$

Wir setzen nun $e = 0$ und schreiben $-q$ statt q ; dadurch wird die Abweichung:

Der Factor Q ergibt sich aus §. 4, wenn man dort $a = q$, $k = \frac{2nnp}{n-1}$, $R = 2np$, $c = \frac{2nnp}{n+1}$ nimmt. Dann wird

$$Q = \frac{n^4+2nn-2}{2nn(n+1)^2p}.$$

Setzt man alle diese Werthe in die Gleichung des §. 5 für $d\gamma$ und zuletzt noch $\frac{nr}{n-1}$ statt k , $\frac{\gamma}{n}$ statt p , so erhält man nach einer leichten Rechnung die Formel der Abweichung:

mal $r = -2,852\gamma$ und $\rho = -6,697\gamma$. Die andere Wurzel ist $r = -0,517\gamma$, welche ein für die Aufhebung der Kugelabweichung nicht recht taugliches Glas gibt. Für $n = 1,52$ wird $r = -2,8034$, und hieraus sieht man, daß r abnimmt, wenn n wächst, daher man solches Glas wählen muß, für welches n nicht größer ist als 1,52, da es vortheilhaft ist, wenn r so groß als möglich wird.

§. 7.

Wir wollen nun auch die Abweichung der ungleichartigen Randstrahlen untersuchen. Differentiirt man $d\gamma$ nach n , so erhält man

$$dd\gamma = \frac{\gamma xx dn}{2nnn} \left[\frac{2n^3+3n+4}{4\gamma\gamma} + \frac{2n^3+n+8}{2\gamma r} + \frac{4-n}{rr} \right]$$

oder für $n = \frac{3}{2}$,

$$dd\gamma = \frac{\gamma x x dn}{108} \left[\frac{61}{\gamma\gamma} + \frac{130}{\gamma r} + \frac{40}{rr} \right].$$

oder, wenn man $r = -2,85$ setzt $dd\gamma = + \frac{xx}{5,3\gamma} dn$, und

da dn ohngefähr $= \frac{1}{108}$, $dd\gamma = \frac{xx}{530\gamma}$. Diese Abweichung ist sehr gering, und da sie der Farbenzerstreuung der Oculare entgegengesetzt ist, so wird sie dadurch noch unschädlicher.

Um die Größe der Oeffnung unseres Objectivs zu bestimmen, überlegen wir, daß der größte hier vorkommende Winkel des Strahles mit seinem Lothe derjenige ist, welchen der aus der Spiegellinse heraustretende und auf die Hinterfläche der Concavlinse fallende Strahl mit seinem Einfallslothe macht. Dieser ist aber $\text{arc sin } \frac{x}{\beta} + \text{arc sin } \frac{x}{\rho}$, wofür wir

kurz $\frac{x}{\beta} + \frac{x}{\rho}$ setzen dürfen, oder $\frac{x}{\beta} + \frac{x}{\rho} = \sin \left(\frac{x}{\beta} + \frac{x}{\rho} \right)$.

Dieses gibt für $n = 1,52$ den größten Sinus $\frac{7x}{5\gamma}$. Setzen wir diesen $= \frac{1}{4}$, so folgt $x = \frac{5}{14}\gamma$, also die Oeffnung $2x = \frac{5}{7}\gamma$, welches mehr als den dritten Theil der Brennweite des Systems beträgt. Soll aber der größte Sinus nur $\frac{1}{6}$ betragen, so wird die Oeffnung $\frac{5}{21}\gamma$, oder beinahe $= \frac{1}{4}\gamma$, welches ungemein viel ist. Für längere Röhre könnte man $2x = \frac{1}{5}\gamma$ machen, wo dann der größte Sinus etwa $\frac{1}{7}$, und der größte Winkel, den der Strahl mit seinen Lothen macht, etwa 8 Grade *).

Es braucht kaum bemerkt zu werden, daß man bei größerer Genauigkeit auch die Dicke der Gläser durch eine indirecte Rechnung mit in Anschlag bringen kann. Diese Dicke wird

*) Der Sinus des größten Winkels, der eigentlich in der Rechnung gebraucht wird, ist der Sinus der Summe zweier Winkel, deren Sinusse $\frac{x}{\rho}$ und $\frac{x}{\beta}$, also $= \frac{x}{\rho} \sqrt{1 - \frac{x^2}{\beta^2}} + \frac{x}{\beta} \sqrt{1 - \frac{x^2}{\rho^2}}$, und die obige Formel für die Abweichung wegen der Kugelgestalt läßt eigentlich die fünfte Potenz von x in der Entwicklung dieses Sinus, oder das Glied

$$\frac{1}{8} \frac{x^5}{\rho\beta} \left(\frac{1}{\beta^3} + \frac{1}{\rho^3} \right)$$

weg. Nehmen wir nun $x = \frac{1}{10}\gamma$, so ist $\frac{x}{\beta} = \frac{1}{8}$,

$\frac{x}{\rho} = \frac{1}{66,97}$ für $n = \frac{3}{2}$, also das vernachlässigte Glied mit $x^5 = 0,000000456$. Es wird also erst ein Fehler in der 7ten Decimalstelle begangen, woraus einleuchtet, daß die Oeffnung $\frac{1}{5}\gamma$ selbst für sehr große Röhre noch zulässig ist. Kleinere Röhre von 2 bis 3 Fuß werden wohl recht gut $\frac{1}{4}\gamma$ als Oeffnung vertragen.

auch bei der ungeheuren Oeffnung dennoch nicht übermäßig groß. Die Krümmung der Spiegellinse erfordert eine Dicke $= \frac{\gamma}{256}$, wenn die Oeffnung $= \frac{1}{4}\gamma$ genommen wird, und eine

Dicke $= \frac{\gamma}{400}$, wenn die Oeffnung $\frac{1}{5}\gamma$ beträgt.

§. 8.

Wir wollen, nachdem die Vorzüge unseres Systemes in Bezug der aufgehobenen Abweichungen aller Art anerkannt sind, auch dessen Mängel näher betrachten. Diese Mängel sind aber zweierlei: 1) die vielfache Reflexion der Glasflächen und 2) der vielleicht nicht unbedeutende Lichtmangel.

Betrachten wir nun den erstgenannten Mangel. Die Vorderfläche der Hohl linse wirft die Strahlen convergent zurück, aber deren Hinterfläche und die ebene Fläche der Spiegellinse geben divergirende Strahlen, die durch den Rückgang durch das Hohlglas noch mehr zerstreut werden. Von allen diesen divergirenden Strahlen kann nichts auf den kleinen Spiegel fallen, wenn der Punkt, von dem die Strahlen ausgehen, in der Axe liegt; diese sind demnach unschädlich. Diejenigen Reflexionen, welche beim Rückgange der Strahlen von der eigentlichen Spiegelfläche statt finden, sind allen dioptrischen Fernröhren gemein, und dürfen daher nicht in Anschlag gebracht werden.

Es kann also nur die Reflexion von der Vorderfläche des Hohlglases schädlich wirken. Construiren wir nun zuerst das Telescop newtonisch, so muß der kleine Spiegel wenigstens so weit vom Brennpuncte des Objectivs abstehen, als die halbe Oeffnung x , und wenigstens die Größe haben, daß er den hier stattfindenden senkrechten Durchschnitt des Strahlenkegels faßt, der von den mit der Axe parallel auffallenden und vom Spiegel reflectirten Strahlen gebildet wird; diese Größe ist $\frac{2x^2}{\gamma}$. Der Focus der von der Vorderfläche reflectirten Strahlen ist um $1,4\gamma$ vom Objective entfernt, und sein senkrechter Durchschnitt beträgt da, wo der kleine Spiegel steht, $\frac{0,4\gamma + x}{1,4\gamma} 2x$. Setzen wir nun $\gamma = 48''$, $x = 6$ Zoll, so verhalten sich jene beiden Durchschnitte $= x : \frac{0,4\gamma + x}{1,4} = 6 : \frac{25,2}{1,4} = 1 : 3$, ihre Flächen wie $1 : 9$, und hieraus sehen wir, daß der kleine Spiegel nur $\frac{1}{9}$ des von der Vorderfläche reflectirten Lichtes aufnimmt. Indessen muß wohl etwas mehr angesetzt werden, da der kleine Spiegel ein wenig größer, zu machen ist. Nehmen wir die Oeffnung $= 12$ Zoll bei einer Länge von 60 Zoll, so findet man auf gleiche Weise, daß nur ohngefähr $\frac{1}{13}$ jenes Lichtes vom kleinen Spiegel aufgefangen wird.

Anders aber steht die Sache, wenn das Telescop gregorianisch gebaut wird. Hier geht fürs erste ein Theil des Ne-

benlichtes vor dem kleinen Spiegel vorbei, und das darauf fallende wird im Brennpuncte des kleinen Spiegels, oder vielmehr noch vor demselben gesammelt und wieder auf den großen Spiegel zurückgeworfen, jedoch kann nichts in das Loch gehen, wie man aus einer Zeichnung leicht sehen wird. Der große Spiegel wirft nun dieses Licht, da es fast aus seinem Brennpuncte kommt, nahe parallel zurück, so daß es entweder ganz vor dem kleinen Spiegel vorbei geht, oder wenn ja ein Theil auf den Rand desselben fallen sollte, so wird er durch eine nochmalige Reflexion gänzlich aus dem Rohre entfernt.

Sonach wäre für dieses Telescop der Fehler der doppelten Reflexion der Glasspiegel ganz und gar gehoben.

§. 9.

Aber ein schwereres Examen muß unser Objectiv aushalten, wenn es in Bezug auf Lichtstärke geprüft wird. Zuerst ist klar, daß bei den Spiegelungen an den verschiedenen Glasflächen viel Licht verloren wird, denn es spiegeln beim Hin- und Hergange sechs solcher Flächen, und also wird dadurch so viel Licht verloren, als bei einem dreifachen dioptrischen Objective. Indessen muß der Verlust doch etwas geringer angesetzt werden deshalb, weil das Licht durch keine Biconvexlinse geht. Es mag also der Lichtverlust nicht viel stärker seyn, als bei einem zweifachen dioptrischen Objective. Aber bei der Spiegelung wird viel Licht verloren, denn nach *Rumfort* verschlucken auch die besten Glasspiegel 0,3494 des darauf fallenden Lichtes. Ist hier der Verlust bei der Spiegelung an der Vorderfläche, und die Verschluckung beim Durchgange durch das Glas mitgerechnet, so dürfen wir wohl den Verlust bei der bloßen Spiegelung an der belegten Fläche kleiner ansetzen, und annehmen, daß unser Objectiv $\frac{2}{3}$ des Lichtes zurückwirft, was ein doppeltes dioptrisches Objectiv durchläßt.

Unser Telescop erfordert aber nothwendig zwei Spiegelungen; und wenn das zweitemal wieder $\frac{1}{3}$ verloren wird, so bleiben im Ganzen nur noch $\frac{2}{9}$ des Lichts im achromatischen Refractor. Wenn wir indessen auf die vollkommenere Vereinigung der farbigen Strahlen so wie auf die offenbar vollkommnere Vereinigung der Central- und Randstrahlen aller

Art etwas rechnen dürfen, so möchte es nicht zu viel erscheinen, wenn wir die Lichtstärke $\frac{1}{2}$ oder $\frac{2}{3}$ von der im achromatischen Refractor ansetzen.

Sollten sich aber die Glasspiegel nicht zu noch größerer Vollkommenheit bringen lassen, als aus *Rumforts* Versuchen hervorgeht? Sollte sich nicht der kleine Spiegel vollkommener herstellen lassen, so daß er weniger, als $\frac{1}{3}$ des darauf fallenden Lichtes verschluckt? Hier kann man ja ohne eben sehr große Kosten die vom Grafen von *Sickingen* empfohlene Mischung aus Platina, Gold und Eisen anwenden, auch hat man den kleinen Spiegel bei der Politur besser in der Gewalt, als einen großen Objectivspiegel. Wenn dieses gelingt, so kann man wohl die Lichtstärke unseres Telescops auf $\frac{2}{3}$ von der im achromatischen Refractor setzen.

Wir wollen indessen jetzt nur die Hälfte dafür nehmen.

Unser Telescop trägt nun eine Oeffnung von 1 Fuß bei einer Länge von höchstens 5 Fuß. Ein *Fraunhoferscher* Refractor dagegen hat bei derselben Länge nur eine Oeffnung von $\frac{1}{3}$ Fuß, also gewinnen wir an auffallendem Lichte das 9fache, und an zurückgeworfenem zum mindesten das 4fache. Demnach kann ein Fernrohr mit unserem Objective doppelt so viel vergrößern, also daß die Hälfte an der Länge erspart wird.

Ueberhaupt muß unser Objectiv, wenn es mit dem kleinen Spiegel die Hälfte des auffallenden Lichtes verschluckt, im Verhältniß $1:\sqrt{2}$ größer seyn als das dioptrische, wenn es mit diesem gleiche Lichtstärke haben soll, welches freilich etwas viel ist. Anders aber steht die Sache, wenn es noch $\frac{2}{3}$ des auffallenden Lichtes übrig läßt, denn dann braucht es nur um 0,225 größer zu seyn, als das dioptrische, welches bei 9 Zoll Oeffnung des letzteren nur 2 Zoll beträgt.

Schließlich bemerke ich nur noch, daß ich jetzt ein solches Objectiv von 1 Fuß Brennweite und 3 bis 4 Zoll Oeffnung ausführen lasse. Das Fernrohr soll der größeren Leichtigkeit wegen, wie ein *Newtonsches* Spiegeltelescop gebaut werden. Ich hoffe von dem Erfolge dieses Unternehmens bald Nachricht geben zu können.

Fr. W. Barfufs.

I n h a l t.

Schreiben des Herrn Professors und Ritters *Encke*, Directors der Berliner Sternwarte an den Herausgeber. p. 281.

Vorschlag, die bei achromatischen Fernrohren erforderliche Länge durch ein Spiegeltelescop mit einem besonderen Glasspiegel bis auf mehr als die Hälfte abzukürzen. Von Herrn *Fr. W. Barfufs*. p. 285.