

www.e-rara.ch

Der achte Theil. Die Photometrie.

Der XVI. Abschnitt. Die verschiedenen Arten der linienförmigen Gläser.

www.e-rara.ch

Die Plattform e-rara.ch macht die in Schweizer Bibliotheken vorhandenen Drucke online verfügbar. Das Spektrum reicht von Büchern über Karten bis zu illustrierten Materialien – von den Anfängen des Buchdrucks bis ins 20. Jahrhundert.

e-rara.ch provides online access to rare books available in Swiss libraries. The holdings extend from books and maps to illustrated material – from the beginnings of printing to the 20th century.

e-rara.ch met en ligne des reproductions numériques d'imprimés conservés dans les bibliothèques de Suisse. L'éventail va des livres aux documents iconographiques en passant par les cartes – des débuts de l'imprimerie jusqu'au 20e siècle.

e-rara.ch mette a disposizione in rete le edizioni antiche conservate nelle biblioteche svizzere. La collezione comprende libri, carte geografiche e materiale illustrato che risalgono agli inizi della tipografia fino ad arrivare al XX secolo.

Nutzungsbedingungen Dieses Digitalisat kann kostenfrei heruntergeladen werden. Die Lizenzierungsart und die Nutzungsbedingungen sind individuell zu jedem Dokument in den Titelinformationen angegeben. Für weitere Informationen siehe auch [\[Link\]](#)

Terms of Use This digital copy can be downloaded free of charge. The type of licensing and the terms of use are indicated in the title information for each document individually. For further information please refer to the terms of use on [\[Link\]](#)

Conditions d'utilisation Ce document numérique peut être téléchargé gratuitement. Son statut juridique et ses conditions d'utilisation sont précisés dans sa notice détaillée. Pour de plus amples informations, voir [\[Link\]](#)

Condizioni di utilizzo Questo documento può essere scaricato gratuitamente. Il tipo di licenza e le condizioni di utilizzo sono indicate nella notizia bibliografica del singolo documento. Per ulteriori informazioni vedi anche [\[Link\]](#)

Der XIV. Abschnitt.

Die

verschiedenen Arten der linsenförmigen Gläser.

178. §.

Wenn Glase ist das Verhältniß der Refraction für die Strahlen von mittlerer Brechbarkeit $= 31 : 20$, und wenn eben nicht die größte Schärfe verlangt wird, so nimmt man es $= 3 : 2$ an. Demnach hat man in den Formeln des XIII. Abschnitts $m : n = 3 : 2$, und das giebt im 164. §.

$$\mu = \frac{m}{m-n} = 3, \nu = \frac{n}{m-n} = 2: \text{ mithin die}$$

Brennweite eines auf beyden Seiten erhabenen ge-

$$\text{schliffenen Glases } f = \frac{2g(3r-c)}{3(r+g)-c}, \text{ und den}$$

$$\text{Abstand des Bildes } x = \frac{2g((3r-c)\delta + 2rc)}{(3(r+g)-c)\delta - 2(3g-c)r},$$

$$\text{oder } x = \frac{gf((3r-c)\delta + 2rc)}{g\delta(3r-c) - rf(3g-c)}.$$

Für die Lage des aus Q auffallenden mittlern Strahls hat

$$\text{man (174. §.) } G\pi = \frac{cg}{r+g}, \text{ oder } A\pi =$$

$$\frac{cr}{r+g}, \text{ und } AO = \frac{2r \cdot A\pi}{3r - A\pi}, \text{ oder } AO =$$

$$2r^2 c$$

$\frac{2r^2 c}{3r(r + \varrho) - cr}$. Für die Lage des zum zweyten
mahl gebrochenen Strahls ist $G\omega =$

$\frac{2cr\varrho}{3r(r + \varrho) - cr}$; und beyde Formeln lassen sich

auch so ausdrücken $AO = \frac{2c}{3(1 + \varrho:r) - c:r}$,

$G\omega = \frac{2c}{3(1 + r:\varrho) - c:\varrho}$.

Gewöhnlich ist die Dicke des Glases c in Ver-
gleichung mit beyden Halbmessern so klein, daß
man sie in den Formeln für f und x als verschwin-

dend betrachten kann, da dann $f = \frac{2r\varrho}{r + \varrho}$, und

$x = \frac{2r\varrho\delta}{(r + \varrho)\delta - 2r\varrho}$, oder $x = \frac{\delta f}{\delta - f}$ gefun-

den wird. Allemahl bezeichnet r den Halbmesser
der vordern gegen das Object gekehrten, und ϱ den
Halbmesser der hintern Fläche. Ist also c sehr
klein, so leidet die Brennweite, und der Abstand
des Bildes bey einerley Entfernung des Objects,
keine merkliche Aenderung, man mag welche Seite
man will dem Object zu kehren. Sind beyde
Halbmesser gleich groß, so ist $f = r$, und $x =$
 $\frac{\delta r}{\delta - r}$.

Für die ganze Kugel hat man $f = \frac{1}{2}r$ und $x =$
 $\frac{r(\delta + 4r)}{2\delta - r}$, (165. §) oder $x = \frac{f(\delta + 4r)}{\delta - f}$.

179. §.

- Wenn die Strahlen, nachdem sie in der Vorderfläche die erste Brechung gelitten haben, in einerley durchsichtigen Masse blieben, so würden diejenigen, welche von einem Punct P der Ase kommen, und zunächst bey der Ase auffallen, in dem Vereinigungspunct Π zusammen laufen, und man

$$\text{hätte } A\Pi = \frac{mr\delta}{(m-n)\delta - nr}. \quad (153. \text{ §.})$$

Der Ausdruck wächst mit r , wird unendlich groß, wenn $r = \frac{m-n}{n} \delta$ ist, und negativ, wenn r

diesen Werth übertrifft. Je grösser aber r wird, desto weniger krümmt sich die Kugelfläche BAD, und wenn r unendlich groß würde, so würde sich

- 62 F. BAD gar nicht mehr krümmen, sondern eine ebene Fläche werden. Alsdenn hat man $A\Pi = -$

$$\frac{m}{n} \delta, \text{ welches mit dem 120. §. übereinstimmt.}$$

Die Linse verwandelt sich nun in ein Planconvex-Glas, wie es die 62. Fig. vorstellt, der Strahl PM wird zum erstenmahl in die Lage MN gebrochen, so daß er rückwärts verlängert die Ase in Π schneidet: nach der zweyten Brechung in N aber läuft er auf den Punct p der Ase zu, und man

$$\text{hat } Gp = x = \frac{vg(\mu\delta + vc)}{\mu\delta - v(\mu g - c)}, \text{ die Brennweite}$$

$$f = vg, \text{ oder auch } x = \frac{gf(\mu\delta + vc)}{\mu g(\delta - f) + cf}, \quad (164. \text{ §.})$$

$$\text{und wenn man } c \text{ weglassen kann } x = \frac{\delta f}{\delta - f}$$

Wird

Wird also das Verhältniß der Refraction = 3 : 2 angenommen, so ist $f = 2\rho$, und $x =$

$$\frac{2\rho(3\delta + 2c)}{3\delta - 2(3\rho - c)}, \text{ oder die Dicke des Glases} = 0$$

$$\text{gesetzt, } x = \frac{2\rho\delta}{\delta - 2\rho}.$$

180. §.

Es sey Q ein Punct ausserhalb der Axe des Plan-62 F. conver-Glases, so wird es unter den aus Q auffallenden Strahlen auch hier einen mittlern Strahl geben, der beynähe ungebrochen durchgeht. Wäre das Glas auf beyden Seiten erhaben, so müste der Strahl nach der ersten Brechung durch einen Punct π der Axe durchgehen, den die Formel $G\pi$ 61, F.

$= \frac{c\rho}{r + \rho}$ giebt, (178. §.) und dieser Werth verschwindet, wenn r unendlich groß wird, das heist, wenn sich die Vorderfläche in eine ebene Fläche verwandelt. Also hat man $G\pi = 0$, und π fällt 62 F. mit G zusammen, oder der Strahl muß nach der ersten Brechung durch G gehen. Daß dies der Sache gemäß sey, erhellet daraus, weil sonst kein Element der gebogenen Hinterfläche mit der ebenen Vorderfläche parallel ist, das einzige in G ausgenommen, weswegen also der zum erstenmahl gebrochene Strahl in G die Hinterfläche treffen muß. Der auffallende Strahl Qm selbst muß durch einen Punct O der Axe laufen, der gefunden wird,

$$\text{wenn man } AO = \frac{2r \cdot A\pi}{3r - 2A\pi} \text{ nimmt, und } A\pi$$

Karst. Matth. VIII. Th. 9

=

$= \frac{cr}{r+e}$, (178. §.) hier also $A\pi = c$, und $AO = \frac{2}{3}c$, weil r unendlich groß ist. Es bleibt nemlich allemahl die Voraussetzung zum Grunde, daß PQ in Vergleichung mit AP nur klein, mithin PAQ , also auch AOQ , welches hier der Neigungswinkel α ist, ein kleiner Winkel sey. Nun ergiebt die Betrachtung der Figur, daß hier $AO : A\pi = \cot\alpha : \cot\beta$ seyn müsse, und weil für kleine Winkel die Cotangente und Cosecante beynahe gleich groß sind, so hat man beynahe $AO : A\pi = \operatorname{cosec}\alpha : \operatorname{cosec}\beta$, oder $AO : A\pi = \sin\beta : \sin\alpha = n : m$, folglich $AO = \frac{n}{m} c = \frac{2}{3}c$, weil hier $A\pi = c$ ist,

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{e}{c}, \text{ also } \sec\beta = \frac{\sqrt{c^2 + e^2}}{c} \text{ und } \sin\beta$$

$$= \frac{\operatorname{tg}\beta}{\sec\beta} = \frac{e}{\sqrt{c^2 + e^2}}, \text{ mithin } \sin\alpha =$$

$$\frac{me}{n\sqrt{c^2 + e^2}}, \text{ und das bestimmt schon die gesuchte Lage des Strahls.}$$

$$\text{Uebrigens hat man } AO = e \cdot \cot\alpha, \text{ und } \cos\alpha = \frac{\sqrt{(n^2(c^2 + e^2) - m^2 e^2)}}{n\sqrt{c^2 + e^2}}, \text{ tang}\alpha =$$

$$\frac{me}{\sqrt{(n^2 c^2 - (m^2 - n^2) e^2)}}, \text{ also } AO = \sqrt{\left(\frac{n^2 c^2}{m^2} - \frac{m^2 - n^2}{m^2} e^2\right)}.$$

181. §.

Man ziehe nun die Are Qa für die aus Q auf ^{62 F.} die Vorder Fläche fallenden Strahlen; so ist vermöge der Voraussetzung der Winkel aQm für alle auf fallende Strahlen sehr klein: mithin werden sie in der Vorderfläche so gebrochen werden, als kämen sie aus dem Punct K her, und man hat $A\Pi = \mu \cdot AP$, $aK = \mu \cdot aQ$. (120. §.) also $aK = A\Pi$, weil $aQ = AP$ ist: zugleich ist beynahe $A\Pi = aK = AE + EK$, mithin beynahe $EK = E\Pi$. Man ziehe also KE , so ist KE eine Are der hintern Fläche, wie es ΠG war, alle aus K kommende Strahlen werden so gebrochen, daß sie sich in einem Punct q der Are KE vereinigen, und weil beynahe $EK = E\Pi$ ist, so hat man auch beynahe $Eq = Ep$, also beynahe $gq = Gp = Gq$.

Was also von einer auf beyden Seiten erhaben geschliffenen Linse im 176. und 177. §. bewiesen ist, findet auch beim Planconver-Glase seine Anwendung, pq ist ein Bild von PQ , das aber in Ansehung der Are des Glases eine Lage hat, die der Lage des Objects PQ entgegen gesetzt ist; auch verhalten sich die Durchmesser des Bildes und des Objects, wie ihre Entfernungen vom Glase, denn

es ist hier $AO = \frac{n}{m} c$ kleiner als c , und $G\omega = 0$.

182. §.

Eben das behält noch seine Richtigkeit, wenn man gleich das Planconver-Glas umkehrt, so daß ^{63 F.} die erhabene Fläche dem Object zugekehrt ist. Es war nemlich für die Linse im 164. §. die Brenn-

$$\text{weite } f = \frac{v\varrho(\mu r - c)}{\mu(r + \varrho) - c} = \frac{v(\mu r - c)}{\mu - c : (r + \varrho)}.$$

$\frac{\varrho}{r + \varrho}$, und dieser Ausdruck wächst mit ϱ , weil

$\frac{\varrho}{r + \varrho}$ wächst, und $\frac{c}{r + \varrho}$ sich sehr wenig ändert.

Ferner war der Abstand des Bildes $Gp = x =$

$$\frac{\varrho f((\mu r - c)\delta + vrc)}{\varrho\delta(\mu r - c) - rf(\mu\varrho - c)} = \frac{f((\mu r - c)\delta + vrc)}{\delta(\mu r - c) - rf(\mu - c : \varrho)},$$

und dieser Ausdruck wächst ebenfalls mit ϱ , weil f mit ϱ wächst. Nimmt man ϱ unendlich groß an, so heißt das, die hintere Fläche der Linse soll sich in eine ebene Fläche ver-

wandeln, und man erhält $f = vr - \frac{vc}{\mu}$, woraus

$f = vr$ wird, wenn c sehr klein ist. In dem zuletzt erwähnten Fall also ist die Brennweite einerlei, man mag die ebene oder erhabene Seite dem Object zukehren. (179. §.) Ferner hat man, ϱ

$$= \infty \text{ gesetzt, } Gp = x = \frac{f((\mu r - c)\delta + vrc)}{\delta(\mu r - c) - \mu rf},$$

und wenn man $c = 0$ setzen kann, $x = \frac{\delta f}{\delta - f}$.

183. §.

- 63 F. Soll nun aus einem Punct Q ausserhalb der Ase des Glases ein Strahl so auffallen, daß er nach der zweyten Brechung in eine Lage kommt, die mit derjenigen parallel ist, worin er auffiel; so muß

muß er nach der ersten Brechung durch einen Punct π der Axe laufen, der vermittelt der Formel $G\pi$

$$= \frac{r\varrho}{r + \varrho} \text{ gefunden wird. (168. S. n. 2.)} \text{ Weil}$$

nun in dem jetzt zu betrachtenden Fall ϱ unendlich groß ist, so muß $G\pi = c$ seyn, das heißt, der Strahl muß in A auf das Glas fallen, wie auch der Natur der Sache nach nicht anders seyn kann,

$$\text{da dann zugleich } C\pi = h = \frac{r(r + \varrho - c)}{r + \varrho} = r$$

wird. (168. S. n. 2.) Im 169. S. war das letzte Glied der daselbst gefundenen Gleichung $= b^4 (q^4 - 4h^2 r^2)$ und $q^2 = r^2 + h^2$, also das erwähnte letzte Glied $= b^4 (r^2 - h^2)^2$. Weil nun hier $h = r$ ist, so verschwindet dasselbe, und eine Wurzel der dortigen Gleichung ist $\text{tg } \gamma = 0$. Der Coefficient des nächstletzten Gliedes $-4ab^3 (q^4 - 4h^2 r^2)$ verschwindet ebenfalls, und das giebt noch eine Wurzel $= 0$. Dieser Werth $\gamma = 0$, in der für y im 169. S. gefundenen Formel angenommen giebt $y = CO = r$ wie erfordert wird. Eben so giebt im 178. S. die Voraussetzung $\varrho = \infty$ den Werth $A\pi = 0$, also auch $AO =$

$$\frac{2r \cdot A\pi}{3r - A\pi} = 0.$$

Man kann demnach den Strahl $Qmnq$ wie im 174. S. als den mittlern betrachten. Zieht man ferner QC , so haben alle aus Q auffallende Strahlen nach der ersten Brechung einen Vereinigungspunct K in QC , und es ist beynahe $CK = C\Pi$, weil beynahe $CQ = C\Pi$ ist. Von K falle Kg auf die hintere ebene Fläche des Glases senkrecht, so

ist auch beynah $gK = G\Pi$, und es haben alle aus Q auffallende Strahlen nach der ersten Brechung eine solche Lage, daß sie auf K zulaufen, so wie die aus P auffallenden nach der ersten Brechung in Π laufen. Demnach kommen sie nach der zweyten Brechung in eine Lage, vermöge welcher jene in q diese in p laufen, (120. §. n. 4.) und es ist beynah $gq = Gp$, weil beynah $gK = G\Pi$ ist. Diesemnach bildet sich PQ in pq umgekehrt ab, auch verhalten sich die Durchmesser des Bildes und des Gegenstandes wiederum, wie ihre Entfernungen vom Glase. (177 §.) Denn es ist

$$AO = 0, \text{ und } G\omega = \frac{n}{m} c \text{ kleiner als } c.$$

184. §.

Im 179. §. wurden die Aenderungen betrachtet, welche die Eigenschaften der Glaslinse leiden, wenn der Halbmesser r der Vorderfläche wächst, und zuletzt unendlich groß wird. Der Abstand

$$A\Pi \text{ (61 Fig.)} = \frac{mr\delta}{(m-n)\delta - nr} \text{ wird negativ,}$$

wenn $r > \frac{m-n}{n} \delta$ wird, und wenn r unendlich

groß wird, so hat man $A\Pi = -\frac{m}{n} \delta$. Nach

dem bekannten Gesetz der Stetigkeit kann nun auch r negativ werden, und hiernächst wieder abnehmen; alsdenn hat man $A\Pi = -$

$$\frac{mr\delta}{(m-n)\delta + nr}, \text{ (155. §.) und dieser Ausdruck}$$

nimmt

nimmt mit r wieder ab, und bleibt so lange negativ, als es r ist. Das heist nun annehmen, der Mittelpunct C der Vorderfläche falle auf der Seite des Glases, wo das Object befindlich ist, und die Vorderfläche kehre dem Object eben so, wie die Hinterfläche, die hohle Seite zu, wie es die 64. Fig. vorstellt. Ein Glas, dem man durch Schleifen und poliren diese Gestalt gegeben hat, heist ein Concav=convex-Glas, oder Meniscus.

Der Strahl PM wird zum ersten mahl in die 64 P. Lage MN gebrochen, so daß er rückwärts verlängert die Axe in II schneidet: nach der zweyten Brechung aber läuft er auf den Punct p zu. Wenn man nun in den Formeln des 164. §. den Halbmesser r negativ nimmt, so findet man die Dicke des Glases, wie gemeiniglich geschehen kann, bey-

seit gesetzt, $Gp = x = \frac{-vr\varrho\delta}{(\varrho - r)\delta + vr\varrho}$, oder

$x = \frac{vr\varrho\delta}{(r - \varrho)\delta - vr\varrho}$, und die Brennweite $f =$

$\frac{-vr\varrho}{\varrho - r} = \frac{vr\varrho}{r - \varrho}$. Für die Strahlen von mittlerer Brechbarkeit ist sehr nahe $v = 2$, also $f =$

$\frac{2r\varrho}{r - \varrho}$, und $x = \frac{\delta f}{\delta - f} = \frac{2r\varrho\delta}{(r - \varrho)\delta - 2r\varrho}$.

So lange $r > \varrho$ ist, so lange ist die Brennweite positiv, und die auf das Glas mit der Axe parallel fallenden Strahlen haben nach der zweyten Brechung hinter demselben einen wirklichen Vereinigungspunct. Zugleich bleibt x positiv, so lange $\delta > f$ ist. In dem Fall $r = \varrho$, wird f

unendlich groß, und $x = -\delta$. In dem Fall r

$\leq \varrho$ ist allemahl f negativ, und $x = -\frac{\delta f}{\delta + f}$

ebensals. In diesen Fällen, wenn f und x negativ werden, giebt es hinter dem Glase keinen Vereinigungspunct, worin die Strahlen zusammenlaufen: sie gehen vielmehr hinter dem Glase immer weiter aus einander und haben eine solche Lage, als kämen sie aus einem Punct der Axe der vor dem Glase liegt. Derselbe ist also wenigstens als ein geometrischer Vereinigungspunct anzusehen, worin die Strahlen zusammen laufen würden, wenn man sie rückwärts verlängerte. Uebrigens ist noch zu bemerken, daß die angegebenen Formeln nur gebraucht werden können, wenn c in Vergleichung mit r , ϱ , und δ sehr klein ist.

Genauer hat man für den Meniscus $f = -\frac{vr\varrho(1+c:\mu r)}{\varrho-r-c:\mu}$, oder $f =$

$\frac{vr\varrho(1+c:\mu r)}{r-\varrho+c:\mu}$, und $x =$

$\frac{f\left(\delta + \frac{vr c}{(\mu r - c)}\right)}{\delta - \frac{r(\mu \varrho - c)}{\varrho(\mu r + c)} f}$. Nithin ist in dem Fall

$r = \varrho$ eigentlich $f = -\frac{vr\varrho}{c} \left(\mu + \frac{c}{r}\right)$,

und es wird erstlich f unendlich groß, wenn $r = \varrho$
 $-c$

$-c : \mu$ ist, zugleich aber ist $x = -\frac{\rho(\mu r + c)}{r(\mu \rho - c)}$

$\left(\delta + \frac{vrc}{\mu r + c}\right)$. Ueberhaupt muß, man auch

beständig in Erinnerung behalten, daß die Formeln nur so lange richtig sind, als beyde Flächen des Glases solche Kugelstücke bleiben, die in Vergleichung mit der ganzen oder halben Kugelfläche sehr klein sind, da sie denn noch wenig gekrümmt sind. Eben daher kommt es, daß hier f unendlich groß wird, wenn man $r = \rho$, oder richtiger $r = \rho - c : \mu$ annimmt. Beyde Flächen sind nemlich nun beynahe ein paar ebene parallele Flächen, mithin sind parallel auffallende Strahlen auch nach der zweyten Brechung beynahe parallel.

185. §.

Von dem Punct Q außerhalb der Ase des Gla.^{64 F.} ses falle ein Strahl Qm auf die Vorderfläche, so kann derselbe nach der zweyten Brechung in eine Lage kommen, die mit Qm parallel ist, wenn der Strahl nach der ersten Brechung durch einen Punct π der Ase läuft, den die Formel $G\pi = \frac{c\rho}{r + \rho}$ bestimmt. (168. §. n. 3.) Demnach muß

hier $G\pi = \frac{c\rho}{\rho - r}$ seyn, wenn solches erfolgen

soll. So lange nun $r > \rho$ ist, mithin so lange die aus P auffallenden Strahlen hinter dem Glase einen wirklichen Vereinigungspunct haben; so lange ist $G\pi$ negativ, und π liegt nicht im Glase selbst.

So lange indessen $r > 2\rho$ ist, so lange bleibt $G\pi < c$, und π liegt sehr nahe bey G, da dann wie bisher Q_m als der mittlere von dem aus Q auf fallenden Strahlen betrachtet werden kann, der beynahe ungebrochen durchgeheth. Weil übrigens

auch $A\pi = \frac{cr}{r+\rho}$ war (168. §. n. 2.) so hat man

hier $A\pi = -\frac{cr}{\rho-r} = \frac{cr}{r-\rho}$: mithin $A\pi > c$,

so lange $r > \rho$ ist, welches mit dem vorigen überein stimmt.

Die aus Q auf die Fläche BAD fallenden Strahlen werden in derselben in die Lage gebrochen, als kämen sie aus dem Punct K her, (156. §.) und es ist beynahe $aK = A\Pi$, weil beynahe $aQ = A\Pi$ ist, also auch beynahe $EK = E\Pi$. Wenn man also KE zieht, so fallen die Strahlen nach der zweiten Brechung auf die Fläche bGd so, als kämen sie aus dem Punct K der Ase KE, deswegen haben sie in derselben einen Vereinigungspunct q, (157. §.) und es ist beynahe $Eq = Ep$, weil $EK = E\Pi$ war. So lange demnach $r > \rho$ ist, und die Strahlen hinter dem Glase einen wirklichen Vereinigungspunct haben, so lange bildet sich PQ eben so, wie hinter einer eigentlichen Glaslinse umgekehrt ab. So lange ferner $r > 2\rho$ bleibt, so lange findet auch noch der Satz des 177. §. seine Anwendung, vermöge dessen beynahe die Durchmesser des Bildes und Gegenstandes sich wie ihre Entfernungen vom Glase verhalten.

Es ist nemlich hier AO (178. §.) = $\frac{2c}{3(1-\rho:r)+c:r}$
und

und $G\omega = -\frac{2c}{3(r:\varrho - 1) + c:\varrho}$, also $G\omega$ nega-

tiv, so lange $r > \varrho - \frac{1}{3}c$ ist, und es ist vermöge
des 177. §. eigentlich $AP + AO : Gp - G\omega =$

$PQ : pq$. Sind nun $\frac{c}{r}$ und $\frac{c}{\varrho}$ sehr kleine Brü-

che, so ist beynähe $AO = \frac{2}{3} \cdot \frac{r}{r - \varrho} \cdot c$, und

$G\omega = -\frac{2}{3} \cdot \frac{\varrho}{r - \varrho} \cdot c$. So lange $r > 2\varrho$ ist,

so lange wird AO nicht grösser als $\frac{2}{3}c$, und $G\omega$
nicht grösser, als $\frac{2}{3}c$, mithin noch ohne merklichen
Fehler $AP : Gp = PQ : pq$. Wird aber $r < 2\varrho$,

und nähert sich dem Werth ϱ , so werden $1 - \frac{\varrho}{r}$

und $\frac{r}{\varrho} - 1$ sehr klein, und man kann $\frac{c}{r}$, $\frac{c}{\varrho}$

nicht mehr weglassen. Also nähert sich AO dem
Werth $= 2r$, und $G\omega$ dem Werth $= -2\varrho$.
Demnach wird der Satz des 177. §. desto unrich-
tiger, je mehr sich r dem Halbmesser ϱ nähert.
Indessen wird bey eben dieser Voraussetzung auch

$f = \frac{2r\varrho}{r - \varrho}$ sehr groß, also r und ϱ gegen f sehr

klein, so wie auch gegen d , so lange $d > f$ und der
Abstand x des Bildes positiv bleibt. Weil nun
 $d = AP$, $x = Gp$ ist; so hat man noch immer
ziemlich nahe $AP : Gp = PQ : pq$.

186. §.

Ändert sich ϱ , so bleibt der Abstand AN
 (61. Fig.) = $\frac{nr\delta}{(m-n)\delta - nr}$ (179. §.) unge-
 ändert, aber die Brennweite der Glaslinse $f =$
 $\frac{vr\varrho}{r + \varrho}$, mithin auch der Abstand des Bildes $x =$
 $\frac{\delta f}{\delta - f}$, (die Dicke des Glases sehr klein ange-
 nommen, (178. §.) leiden Änderungen. Es
 wächst nemlich $f = \frac{vr}{1 + (r : \varrho)}$, wenn ϱ wächst,
 und man hat $f = vr$, wenn ϱ unendlich groß wird,
 wie im 182. §. Wird nun ϱ negativ, so hat
 man $f = -\frac{vr\varrho}{r - \varrho} = \frac{vr\varrho}{\varrho - r}$, und dieser Aus-
 druck bleibt positiv, so lange $\varrho > r$ ist, mithin
 auch x so lange $\delta > f$ ist. Man ersieht aus
 diesen Formeln in Vergleichung mit dem
 184. §. sogleich, daß der Meniscus Bild
 und Brennpunct gleich weit hinter sich wer-
 fe, man mag welche Seite man will dem
 Gegenstande zukehren, vorausgesetzt, daß die
 Dicke des Glases sehr klein, und der Halbmesser
 der hohlen Fläche des Glases größer als der Halb-
 messer der erhabenen sey. Ist $\varrho < r$, so ist f
 negativ, mithin auch $x = -\frac{\delta f}{\delta + f}$ negativ, wie
 groß übrigens δ seyn mag.

187. §.

187. §.

Aus Q falle der Strahl Qm auf die Vorderflä-65 F.
che, so wird derselbe nach der zweiten Brechung
wieder in die mit Qm parallele Lage kommen, wenn
derselbe nach der ersten Brechung die Axe in π

schneidet, $G\pi = - \frac{c \cdot \varrho}{r - \varrho} = \frac{c \cdot \varrho}{\varrho - r}$ genom-

men, weil hier ϱ negativ ist. (168. §. n. 2.) So
lange $\varrho > r$ ist, so lange ist dieser Ausdruck posi-
tiv, und $G\pi > c$: also fällt π ausserhalb des Glä-
ses, auf der Seite, wo das Object liegt, wie

denn auch $A\pi = \frac{cr}{r - \varrho} = - \frac{cr}{\varrho - r}$ (168 §.

n. 2.) negativ wird. Man ziehe QC als die Axe
der Vorderfläche für den Punct Q, so laufen alle
aus Q auffallende Strahlen nach der ersten Bre-
chung in einem Punct K dieser Axe zusammen, so
daß CK beynähe = CΠ ist, weil beynähe CQ =
CP ist. Weil ferner beynähe CE = CΠ + EΠ
= CK + EK, so ist auch beynähe EK = EΠ, und
 $gK = GΠ$. Man ziehe EK, so ist EK eine Axe
der hintern Fläche, und alle aus Q kommende
Strahlen liegen nach der ersten Brechung so, daß
sie auf K zu laufen. Mit hin haben sie in der Axe
EK einen Vereinigungspunct q , und es ist beynähe
 $Eq = Ep$, weil $gK = GΠ$ war: mit hin ist auch
beynähe $gq = Gp$, und PQ bildet sich in pq umge-
kehrt ab, wie denn auch beynähe $nq = gq = Gp$ ist.

Noch hat man $AO = \frac{2c}{3(1 - \varrho : r) - c : r}$,

und $G\omega = \frac{2c}{3(1 - r : \varrho) + c : \varrho}$. Es ist also

AO

$$AO = - \frac{2c}{3(\varrho:r-1) + c:r} \text{ negativ, so lange}$$

$$\frac{3\varrho}{r} + \frac{c}{r} > 3 \text{ oder } 3\varrho + c > 3r, \text{ oder } \varrho > r$$

— $\frac{1}{3}c$ ist. Demnach ist im 177 §. $AP - AO : Gp + G\omega = PQ : pq$. So lange nun $\varrho > 2r$ bleibt, so lange wird AO nicht grösser als $\frac{2}{3}c$, und $G\omega$ nicht grösser als $\frac{4}{3}c$, mithin ist noch sehr nahe $AP : Gp = PQ : pq$. Nähert sich ϱ dem Werth r , so nähert sich AO dem Werth $-2r$, und $G\omega$ dem Werth 2ϱ . Aber auch $f = \frac{2r\varrho}{\varrho - r}$ wird sehr

groß, so wie $x = \frac{\delta f}{\delta - f}$, so lange $\delta > f$ ist,

deswegen weicht die Proportion $AP : Gp = PQ : pq$ auch alsdenn nicht sehr von der Wahrheit ab.

188. §.

Um die Wirkung der Strahlenbrechung, wenn das Licht durch den Meniscus fällt, vollständig kennen zu lernen, muß man auf den im 184. §. betrachteten Fall nochmal zurück gehen, wenn die hohle Seite der beyden Kugelflächen desselben dem Object zugekehrt ist. So lange $r > \varrho$ war, so

lange war die Brennweite $f = \frac{2r\varrho}{r - \varrho}$ positiv, so

wie der Abstand des Bildes $x = \frac{\delta f}{\delta - f}$, wenn nur

$\delta > f$ bleibt. War dagegen $r < \varrho$, so war f

$= - \frac{2r\varrho}{\varrho - r}$ negativ, mithin auch $x = - \frac{\delta f}{\delta + f}$
allez

allermahl negativ. Diesen Fall stellt die 66 Figur 66 F. vor. Der Strahl PM kommt nach der ersten Brechung in die Lage MN, worin er rückwärts verlängert die Ase in Π schneidet, die auf die hintere Fläche bGd fallenden Strahlen liegen demnach so, als kämen sie aus Π her, und werden in N von neuen so gebrochen, daß sie rückwärts verlängert die Ase vor dem Glase in p schneiden. Demnach ist p kein wirklicher sondern nur ein geometrischer Vereinigungspunct. Die Strahlen fahren hinter dem Glase immer weiter aus einander, ihre Lage ist indessen so, als kämen sie aus dem Punct p her, und um die Aehnlichkeit mit den bisher betrachteten Eigenschaften linsenförmiger Gläser, die entweder auf beyden Seiten erhaben, oder nur auf der einen erhaben, auf der andern platt sind, beizubehalten, nennt man p das geometrische Bild von p , und dies wird der geometrische Brennpunct, wenn AP unendlich groß ist.

Eben der Punct p heist auch der Zerstreungspunct des Glases, so wie er bey den bisher betrachteten Gläsern ein Vereinigungs- oder Sammlungspunct war. Wenn demnach bey Concav- conver- Glase der hohlen Fläche Halbmesser kleiner als der Halbmesser der erhabenen Fläche ist; so kann das Glas ein Zerstreungs-Meniscus heißen, so wie es im umgekehrten Fall ein Sammlungs-Meniscus ist, wenn der hohlen Fläche Halbmesser grösser ist, als der Halbmesser der erhabenen Fläche. Der Meniscus der letztern Art wirft bey einerley Entfernung des strahlenden Puncts das Bild gleich weit hinter sich, man mag die hohle oder erhabene Seite gegen das Object

Object kehren, (186. S.) vorausgesetzt, daß das Glas eine sehr geringe Dicke habe: es wird sich aber bey fernerer Betrachtung der Eigenschaften des Zerstreuungs-Meniscus ergeben, daß derselbe, wenn die erhabene Seite gegen das Object gekehrt wird, nicht allein ebenfalls die Strahlen zerstreue, und deswegen in allen Fällen der ihm beygelegte Nahme der Sache angemessen sey, sondern auch seinen Zerstreuungspunct bey gleicher Entfernung des Objects, wenn das Glas eine geringe Dicke hat, in gleicher Entfernung vor dem Glase behalte. Hier verbindet man am besten mit dem bisherigen zugleich folgende Anmerkung.

Für den Zerstreuungs-Meniscus, die hohle Seite gegen das Object gekehrt, ist $f = - \frac{2r\varrho}{\varrho - r}$,

$$\text{und } x = - \frac{df}{d + f}, \text{ oder } f = - \frac{2r}{1 - r : \varrho}.$$

Demnach ist f allemahl grösser, als $2r$, weil $1 - \frac{r}{\varrho}$ ein eigentlicher Bruch ist. Weil aber $1 - \frac{r}{\varrho}$

mit ϱ wächst, so nimmt f ab, wenn ϱ wächst,

und man erhält $f = - 2r$, wenn ϱ unendlich groß wird, das heist, wenn die erhabene Fläche, sich

67 F. in eine ebene Fläche verwandelt, wie es die 67. Fig. vorstellt.

Das Glas heist nun ein einfaches Hohlglas, ein Plan-concav-Glas. Dasselbe ist also ebenfalls ein Zerstreuungsglas und hat seinen Zerstreuungspunct in der Entfernung $x =$

$$\frac{2dr}{d + 2r} \text{ vor dem Glase.}$$

189. §.

Ist Q ein Punct ausserhalb der Axe des Zer. 66 streuungsglases, so giebt es unter den aus Q auf. 67 F. fallenden Strahlen noch wie bisher einen mittlern, der beynahe ungebrochen durchgeht. Er muß in der Lage auffallen, daß er durch den Punct O der Axe läuft, dessen Stelle die allgemeine Formul

$$AO = \frac{2c}{3(1 + \rho:r) - c:r} \text{ bestimmt.} \quad \text{Nach}$$

der ersten Brechung läuft er durch π und man hat

$$A\pi = \frac{cr}{r + \rho}; \text{ nach der zweyten Brechung aber}$$

durch ω und man hat überhaupt $G\omega =$

$$\frac{2c}{3(1 + r:\rho) - c:\rho} \quad (178. \S.) \quad \text{Weil nun hier } r$$

negativ und kleiner als ρ ist, so ist $A\pi = -$

$$\frac{cr}{\rho - r} \text{ negativ.} \quad \text{Weiter ist } AO =$$

$$\frac{2c}{3(1 - \rho:r) + c:r} \text{ so lange negativ als } \frac{3\rho}{r}.$$

$$> 3 + \frac{c}{r}, \text{ oder } 3\rho > 3r + c, \text{ oder so lange}$$

$r < \rho - \frac{1}{3}c$ ist. Also ist auch $AO = -$

$$\frac{2c}{3(\rho:r - 1) - c:r}, \text{ und } G\omega =$$

$$\frac{2c}{3(1 - r:\rho) - c:\rho}. \quad \text{Demnach liegen die Puncte } O, \pi,$$

nicht innerhalb des Glases, sondern auf der Seite, wo das Object befindlich ist.

67 F. Für das Planconcau-Glas ist ρ unendlich groß, also verschwinden $A\pi$ und AO , und der mittlere Strahl muß in A auffallen, wie denn auch hier kein andres Element der Kugelfläche BAD mit ba parallel seyn kann, das einzige in A ausgenommen. Der zum zweyten mahl gebrochene Strahl geht durch ω , wenn man $G\omega = \frac{2}{3}c$ nimmt.

Man ziehe nun die Are QCa der Vorderfläche, so haben alle aus Q auffallende Strahlen einen Vereinigungspunct in K , auch ist beynah $aK = A\pi$, mithin $CK = C\pi$, wenn beynah $CQ = CP$ ist. Weiter ziehe man die Are EKg der hintern Fläche, die beym Planconcauglase mit der Are PC parallel liegt, weil E von A oder G unendlich weit entfernt ist, so ist auch beynah $gK = G\pi$, und weil aus Q die auf die hintere Fläche bGd fallenden Strahlen so liegen, als kämen sie aus dem Punct K her, so haben sie in gK einen Vereinigungspunct q , und es ist beynah $gq = Gp$, weil $gK = G\pi$ war. Indessen ist hier q kein Sammlungs- sondern ein Zerstreuungspunct: er ist ein geometrisches Bild von Q , wie p ein geometrisches Bild von P . Eben so hat jeder Punct zwischen P und Q ein geometrisches Bild zwischen p und q . Die ganze Reihe der Bilder von p bis q ist ein geometrisches Bild von PQ , welches hier mit dem Object einerley Stellung nicht wie beym Sammlungsglase die umgekehrte Stellung hat.

Die Regel des 177. §. findet übrigens auch hier ihre Anwendung: nur ist zu bemerken, weil beym Zerstreuungsglase nicht der zum zweytenmahl gebrochene, sondern der auffallende Strahl Qm selbst durch

durch q läuft, daß eigentlich $AP - AO : Ap - AO = PQ : pq$ sey, vorausgesetzt, daß O wie in der 66 Fig. vor dem Glase liegt. Beym Planconcav-Glase, wenn $\varrho = \infty$ ist, hat man $AO = 0$, (67. Fig.) also ist die Regel des 177. §. hier völlig richtig. Beym Zerstreuungs-Meniscus ist beynah $AO = 66 F. = -2r$, wenn r noch sehr nahe $= \varrho$ ist. Indes-

sen ist alsdenn $f = -\frac{2r\varrho}{\varrho - r}$ sehr groß, so wie x

$$= -\frac{\delta f}{\delta + f}, \text{ wenn } \delta > f \text{ ist; also ist doch } AO$$

in Vergleichung mit AP und $Ap = x$ nur klein. Je kleiner übrigens r gegen ϱ ist, desto kleiner werden AO , wie denn beynah $AO = -\frac{2}{3}c$ ist, wenn $r = \frac{1}{2}\varrho$ genommen wird. Demnach behält die Regel des 177. §. ihre Richtigkeit.

190. §.

Es sey nun die erhabene Seite des Zerstreuungs- 68 Meniscus dem Object zugekehrt, so daß r positiv 69 F. bleibt, aber ϱ negativ, und überdem $\varrho < r$ ist,

so hat man aus dem 178. §. $f = -\frac{2r\varrho}{r - \varrho}$ und

$$x = -\frac{\delta f}{\delta + f}, \text{ woraus also erhellet, daß der}$$

Brennpuncts Abstand, so wie der Abstand des Bildes, wiederum negativ sey. Für das Planconcav-Glas wird $f = -2\varrho$, wenn r unendlich

groß wird, und $x = -\frac{2\delta\varrho}{\delta + 2\varrho}$, alles in der

Voraussetzung, daß die Dicke des Glases in Ver-

gleichung mit den Halbmessern sehr klein sey. Der Abstand des Zerstreuungspuncts und des geometrischen Bildes sind also in der erwähnten Voraussetzung einerley, man mag welche Seite man will dem Object zukehren. Zugleich rechtfertiget sich nun der Name des Zerstreuungsglases. (188. §.)

Fällt aus Q seitwärts der Ase ein Strahlenkegel auf das Glas; so giebt es unter denselben einen mittlern, dessen ganze Lage aus dem 178. §. (ϱ negativ genommen), die Formeln $AO =$

$$\frac{2c}{3(1 - \varrho:r) - c:r}, \quad A\pi = \frac{cr}{r - \varrho}, \quad \text{und } G\omega =$$

$$\frac{2c}{3(1 - r:\varrho) + c:\varrho} \quad \text{oder } G\omega = -$$

$\frac{2c}{3(r:\varrho - 1) - c:\varrho}$ bestimmen. Weil nun $\varrho < r$ angenommen wird, so ist $A\pi > c$ und π fällt hinter das Glas.

Für das Planconcav-Glas, r unendlich groß angenommen, ist $A\pi = c$ und $G\omega = 0$, also fallen π und ω in G zusammen. Weiter ist $AO = \frac{2}{3}c$, also sehr nahe $AP:Ap = PQ:pq$. Der Kegel des 177. §. gemäß.

Für den Zerstreuungs-Meniscus ist zwar beynähe $AO = -2r$, wenn ϱ sehr nahe $= r$ ist.

Doch ist alsdenn $f = -\frac{2r\varrho}{r - \varrho}$ sehr groß, und x

$= Ap = -\frac{\delta f}{\delta + f}$ ebenfalls, wenn $\delta > f$ ist;

mithin noch beynähe $AP:Ap = PQ:pq$. Je
kleiner

kleiner ϱ gegen r ist desto kleiner wird ΔO , und die Voraussetzung $\varrho = \frac{1}{2}r$ würde $\Delta O = \frac{2}{3}c$ geben.

191. §.

So wie der Zerstreuungs-Meniscus sich in ein Planconcav-Glas verwandelt, wenn der Halbmesser der erhabenen Fläche unendlich groß wird; so kann eben dieser Halbmesser hiernächst in den entgegen gesetzten Zustand übergehen. Auf solche Art erhält man ein doppelt Hohlglas, wovon beyde Seitenflächen hohl sind. Auch dies behält die Natur eines Zerstreuungsglases. Wenn nemlich in der Formel für die Brennweite, die Dicke des Glases sehr klein angenommen, (178. §.) beyde Halbmesser r und ϱ negativ angenommen werden; so hat man $f = -\frac{2r\varrho}{r+\varrho}$ allemahl negativ, mithin ist auch der Abstand des Bildes $x = -\frac{\delta f}{\delta + f}$ allemahl negativ, und das Bild p des Puncts P liegt vor dem Glase. Aus dem Punct Q seitwärts der Ase falle ein Strahlenkegel auf das Glas, so geht der mittlere Strahl Qm durch O , wenn man $\Delta O = \frac{2c}{3(1+\varrho:r)+c:r}$ nimmt; der zum erstenmahl gebrochene Strahl geht durch π , wenn $\Delta\pi = \frac{cr}{r+\varrho}$ genommen wird, so wie der zum zweytenmahl gebrochene durch ω geht, $G\omega = \frac{2c}{3(1+r:\varrho)+c:r}$ genom-

genommen. Demnach ist allemahl $AO < \frac{2}{3}c$, so wie auch $G\omega < \frac{2}{3}c$, und alle drey Puncte O , π , ω , liegen innerhalb des Glases.

Durch Q ziehe man die Axe QCa der Vorderfläche, so haben alle aus Q auffallende Strahlen in derselben einen Vereinigungspunct K , und es ist beynah $CK = C\Pi$, weil beynah $aQ = AP$ ist. Durch K sey die Axe KE der hintern Fläche gezogen, so fallen die zum ersten mahl gebrochenen Strahlen auf die hintere Fläche so, als kämen sie aus K her: mithin haben sie in gK einen Vereinigungspunct q , und weil beynah $EK = E\Pi$, oder $gK = G\Pi$ ist, so hat man auch beynah $gq = Gp$, und pq ist ein geometrisches Bild von PQ . Zugleich ist, wie im 177. S. $AP : Ap = PQ : pq$, weil AO in Vergleichung mit AP und Ap verschwindet.

192. §.

Wenn der Abstand des Objects vom Glase kleiner ist, als die Brennweite, so nimmt die auf beyden Seiten erhabene Linse ebenfalls die Natur eines Zerstreungsglases an. Die Brennweite

$f = \frac{2r\varrho}{r + \varrho}$ ist allemahl positiv, aber der Ab-

stand des Bildes $x = \frac{\delta f}{\delta - f}$ negativ, wenn $\delta < f$

71 F. ist. Diesen Fall stellet die 71. Fig. vor, wo $AP < f$ genommen ist: der aus P auffallende Strahl PM wird in die Lage MN gebrochen, worin er rückwärts verlängert die Axe in Π schneidet: und wenn man das Einfallslotz EN zieht, so siehet man

man, daß der Strahl zum zweyten mahl in die Lage N gebrochen werde, so daß er rückwärts verlängert die Axe in p schneidet, da dann p kein Sammlungspunct sondern ein Zerstreungspunct ist. Wird aus Q der mittlere Strahl $Qm\pi n$ gezogen, imgleichen die Axe QC der Vorderfläche; so liegen alle aus Q auffallende Strahlen nach der ersten Brechung so, als kämen sie aus K her, und haben nach der zweyten Brechung einen Vereinigungspunct q in der Axe KEg der hintern Fläche, und dieser Punct q liegt zugleich im mittlern Strahl Qm . Das Object, PQ aber hat sein geometrisches Bild in pq , auch ist dem 177. §. gemäß $AP : Ap = PQ : pq$.

Die übrigen Sammlungsgläser haben mit der auf beyden Seiten erhabenen Linse die eben erwähnte Eigenschaft gleichfalls gemein. Ihre Brennweite ist allemahl positiv, so wie im Gegentheil die Brennweite der Zerstreungsgläser allemahl negativ ist. Für die Sammlungsgläser ist also $x = \frac{\delta f}{\delta + f}$ negativ, wenn $\delta < f$ ist: im

Gegentheil bleibt für die Zerstreungsgläser $x = -\frac{\delta f}{\delta + f}$ allemahl negativ. Noch unterscheidet sich

das Sammlungsglas vom Zerstreungsglase darin, daß bey jenem $x = -\frac{\delta f}{f - \delta}$ ($\delta < f$ genommen)

allemahl grösser als δ , bey diesem $x = -\frac{\delta f}{\delta + f}$

allemahl kleiner als δ ist. Das heist beym Sammlungs-

lungsglase, wenn das Object dem Glase näher liegt, als der Brennpunct, ist die Entfernung des geometrischen Bildes vom Glase grösser, als die Entfernung des Objects; beym Zerstreuungsglase aber ist die Entfernung des geometrischen Bildes vom Glase kleiner; als die Entfernung des Objects. Eben deswegen ist auch beym Sammlungsglase, wenn es ein Zerstreuungsglas wird, des Bildes Durchmesser grösser als des Objects Durchmesser, beym Zerstreuungsglase hingegen ist jener Durchmesser allemahl kleiner, als dieser:

denn es ist in allen Fällen $pq = \frac{x}{d} \cdot PQ$.

193. §.

Alle Sammlungsgläser sind zugleich Brenngläser. Wenn die Axe eines solchen Glases gegen den Mittelpunkt der Sonne gerichtet ist, so verursacht das deutliche Bild der Sonne hinter dem Glase, wenn man es auf eine brennbare Masse fallen läßt, eine solche Hitze, daß eine Entzündung erfolgt, weil in jedem Punct des Bildes so viele Strahlen zusammen gebracht sind, als von einem damit zusammengehörigen Punct der Sonnenfläche auf das Glas fallen, und sich über dessen Vorderfläche verbreiten. Was bey einem solchen Glase der focus heist, und gewöhnlich Brennpunct, besser aber der Brennraum genannt wird, das ist eigentlich das Bild der Sonne hinter dem Glase: es ist ein kleiner Kreis, dessen Halb-

messer $= \frac{x}{d} PQ$, oder hier $= \frac{f}{d} PQ$, weil
wegen

wegen der sehr grossen Entfernung der Sonne von der Erde δ als unendlich groß, und $x = f$ (178. §.) angenommen werden kann. Richtiger heist nur der Mittelpunkt des Bildes der Brennpunct. Weil übrigens in diesem Fall $\frac{PQ}{\delta}$ die

Tangente des scheinbaren Halbmessers der Sonne ist, den man $= 16'$ annehmen kann, so ist der Halbmesser des Brennraums oder des Sonnenbildes $= 0,0046542 \cdot f$. Wäre demnach die Brennweite 1 Fuß, so wäre dieser Halbmesser $= 0,6702048$ Duodecimal-Linien.

194. §.

Wenn man die Halbmesser beyder Kugelflächen einer Glaslinse unendlich groß setzt, so verwandelt sich die Linse in ein Plan-Glas. Ein solches Planglas gehört in die Classe der Zerstreuungsgläser, und die Formeln $f = \frac{2r\rho}{r + \rho}$, $x = \frac{\delta f}{\delta - f}$,

geben f unendlich groß, so wie $x = -\delta$. Man siehet leicht, daß der Natur der Plangläser gemäß Strahlen, die auf das Glas in paralleler Lage auffallen, nach der zweyten Brechung hinter dem Glase wieder in die parallele Lage kommen müssen; daß mithin der Vereinigungspunct solcher Strahlen, die von einem unendlich weit entlegenen Punct auf das Glas fallen, ebenfalls vom Glase unendlich weit entfernt sey. Vermöge der zweyten Gleichung $x = -\delta$ ist die Stelle des Bildes mit der Stelle des Objects einerley, jedoch nur alsdenn, wenn die Dicke des Glases c in Vergleichung mit

der Entfernung δ des Objects sehr klein ist, welches die Formeln $f = \frac{2r\varrho}{r + \varrho}$ und $x = \frac{\delta f}{\delta - f}$

voraussetzen. Richtiger ist $f = \frac{2\varrho(3r - c)}{3(r + \varrho) - c}$,

und $x = \frac{\varrho f((3r - c)\delta + 2rc)}{\varrho\delta(3r - c) - rf(3\varrho - c)}$, und für

das Planglas giebt zwar die erste Formel ebenfalls f unendlich groß, dagegen aber erhält man $x = -$
 72 F. $\delta - \frac{2}{3}c$, oder $Gp = -(\delta + \frac{2}{3}c)$. Es ist nemlich dies x die Entfernung Gp des Bildes p von der hintern Fläche bd des Glases, und $\delta = AP$ die Entfernung des Objects P von der vordern Fläche BD . Ferner ist die Dicke des Glases $AG = c$, mithin die Entfernung des Bildes von der vordern Fläche BD , oder $Ap = Gp - AG = \delta + \frac{2}{3}c - c$, d. i. $Ap = \delta - \frac{1}{3}c$. Mithin liegt das Bild p der Vorderfläche um $\frac{1}{3}$ der Dicke des Glases näher, als das Object P .

Uebrigens sind diese Sätze dahin eingeschränkt, daß der Winkel APM nur klein seyn muß. So lange diese Voraussetzung zum Grunde liegt, wird der Punct Π , worin der zum erstenmahl gebrochene Strahl MN die Ase AP schneidet, vermit-

telt der Formel $A\Pi = \frac{m}{n} \delta$ (120. §.) gefunden.

Auf die hintere Fläche bd also fällt der Strahl MN so, als käme er von dem Punct Π der Ase

her in einer Entfernung $G\Pi = \frac{m}{n} \delta + c$ von der

Fläche bd ; mithin schneidet er nach der Brechung
 die

die Ase in einem Punct p , dessen Entfernung $Gp = \frac{n}{m}$. $G\pi = d + \frac{n}{m} c$ ist, (120. §. n. 2.) oder $Gp = d + \frac{2}{3}c$, $m : n = 3 : 2$ angenommen: und dies ist eben der Ausdruck, welchen die allgemeine Formel für die Glaslinse gab.

Der XV. Abschnitt.

Theorie

der Erleuchtung des Bildes linsenförmiger Gläser und sphärischer Hohlspiegel.

195. §.

Ein Sonnenstrahl AB der im finstern Zimmer^{73 F.} mit einer ebenen Glastafel $RPQS$ aufgefangen wird, stellet folgende Erscheinungen dar. Wenn derselbe in B auffällt, so wird ein Theil der gesammten Lichtmenge, die den Strahl AB ausmacht, von der Vorderfläche PQ nach Bb den Gesetzen des 81. §. gemäß zurück geworfen, der übrige Theil aber in die Lage BC , wie es den Gesetzen des 115. u. f. §. gemäß ist, gebrochen. Man kann im finstern Zimmer nicht allein den einfallenden Strahl AB , sondern auch den zurück geworfenen Bb , deutlich sehen; denn gewöhnlich werden sich in dem ganzen Raum AB , so wie in Bb , unzählige erleuchtete Stäubchen zeigen. Ferner wird