

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 14 (1941)
Heft: VII

Artikel: Studien über die dynamische Linse
Autor: Dessauer, Friedrich
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111199>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 16.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Studien über die dynamische Linse 2¹⁾

von Friedrich Dessauer.

(29. X. 1941.)

§ 1.

In der ersten Mitteilung ist dargelegt worden, dass es sich bei diesen Studien um den Versuch handelt, das starre Gebilde optischer Linsen und Linsensysteme, das verschiedene Funktionen in sich vereinigt, in Komponenten aufzulösen, die sich variieren lassen und zwar in: *Linsenschale* als Grenzfläche des Linsenkörpers zur Umgebung, gebildet aus einem klar durchsichtigen, zweckmässig elastischen Material, das die optischen Eigenschaften der Linse wenigstens nicht stören soll; *Linsenform*, die durch ein Kräftekspiel variiert werden kann, so dass die Linse gewisse Bereiche von Brechkräften beliebig durchlaufen kann. Dieses wesentliche Merkmal, die Änderungsmöglichkeit der Linse durch Kräfte, ist die Ursache der Wahl des Namens: „*dynamische Linse*“. Endlich *Liseninhalt*, in der Regel flüssig, der die optischen Konstanten liefert. Während die erste Mitteilung einiges aus unseren Studien über das Verhalten der Linsenschalen mitteilte und zeigte, dass die wirksamen brechenden Flächen in erster Annäherung parabolisch werden, soll im Nachfolgenden zunächst einiges Prinzipielle über die optischen Möglichkeiten, die unser Schritt eröffnet, dargelegt werden und dann über einige der bisherigen Ergebnisse hinsichtlich der praktischen Anwendung etwas Vorläufiges gesagt werden.

§ 2.

In der starren, in der Regel aus Glas hergestellten Linse, sind die Brechzahl n , die Dispersion ν , die Krümmung $1/r$, und die Linsendicke d fest gegeben. Damit ist die Leistung für einen ganz bestimmten Fall zugeschnitten. So kann etwa bei der Projektion Bildweite und Bildgrösse nicht voneinander getrennt werden. Möglichkeiten, bei gegebenen Linsen oder Linsensystemen durch Blenden oder durch Abstandsverschiebung eine Vielfalt von

¹⁾ Zweite Mitteilung. Die erste Mitteilung erschien in dieser Zeitschrift Band 14, Seite 271 und folgende.

Zwecken durch *eine* Konstruktion zu verwirklichen, stehen nur in beschränktem Masse zur Verfügung. Ein Alterssichtiger kann nicht mit *einer* Brille auf viele verschiedenen Entfernungen akkommodieren.

Andere wesentliche Beschränkungen sind an das Baumaterial geknüpft. Zwar hat generationenlange Arbeit die Auswahl der zur Verfügung stehenden Glasarten sehr bereichert. Aber dennoch weist ein Blick in einen Katalog von Objektiven die grossen technischen Schwierigkeiten auf, die noch jetzt bestehen. Zum Beispiel ist der Preis eines apochromatischen Fernrohrobjektivs von 200 Millimeter Öffnung mehr als 18mal so gross als der eines Objektivs von 60 Millimeter Öffnung. Bei noch grösseren Öffnungen steigen die Preise unverhältnismässig rascher, so dass nur wenige Institute sich lichtstarke Fernrohre beschaffen können: ein deutlicher Hinweis auf die Schwierigkeiten, die in der Natur des Glases begründet sind. Solche Schwierigkeiten sind es auch, die immer wieder verhinderten, dass die asphärische Linse in grösserem Umfang angewendet wurde.

Das Prinzip der dynamischen Linse *stellt die Parameter der früheren Linse*: Brechzahl, Dispersion, Krümmungsart, Krümmung und Linsendicke *frei*. Hinsichtlich der Brechzahl und der Dispersion konnten wir in unseren bisherigen Versuchen feststellen, dass durch Auswahl geeigneter Flüssigkeiten und durch ihre Mischung in gewissen Grenzen jede Brechzahl in stetiger Änderung erreicht werden kann. Ähnliches gilt für die Dispersion. Die Krümmung lässt sich stetig ändern und es ist keine Schwierigkeit vorhanden, etwa eine gleichseitige Linse, z. B. zwischen plus und minus 4—5 Dioptrien hin und her laufen zu lassen. Die Linsendicke d lässt sich durch eine einfache Hilfskonstruktion ebenfalls leicht variieren. Die Flüssigkeitsfüllungen haben gegenüber den Gläsern im allgemeinen den *Vorteil*, dass sie ganz gleichmässig sind, dass also nicht eine besondere Auswahl unter den gelungenen und misslungenen Stücken wie beim Glasguss getroffen werden muss, was ja gerade die grossen Linsen so sehr verteuert. Als ein *Nachteil* tritt auf, dass bei den Flüssigkeiten Brechzahl und Dispersion mehr als bei den festen Stoffen temperaturabhängig sind und dass Fassung und Dichtung technische Aufgaben stellen. Die veränderliche Dicke d der Linse erlaubt nach der Korrektur etwa von 2 oder 3 der hauptsächlichen Linsenfehler noch die Korrektur eines weiteren Fehlers. Auch gibt es einen verhältnismässig einfachen Weg, die in erster Annäherung parabolischen Flächen zu modifizieren. Man kann den Schalen grundsätzlich eigentlich jede Kurve aufprägen. Es ist sogar auf ziemlich einfache Weise möglich, Flächen herzustellen,

die in verschiedenen Richtungen verschiedene Krümmung aufweisen, also etwa die Anforderung zu erfüllen, die ein Brillenglas für ein anastigmatisches Auge befriedigt. Es ist auch nicht kostspielig, sehr grosse Linsen herzustellen. Damit sind eigentlich alle Bestimmungsstücke einer optischen Linse freigemacht und theoretisch müssten sich die verschiedensten Abbildungsprobleme auf diese Weise in beträchtlicher Vollkommenheit lösen lassen. Die Schwierigkeiten, die zu überwinden sind, betreffen wesentlich das Material der Linsenschalen und seinen Einbau in die Fassungen. Untersuchungen über diese Frage werden demnächst in einer besonderen Arbeit mitgeteilt. Der augenblickliche Stand unserer Versuche zeigt als Anwendungsbereich der dynamischen Konstruktion vorläufig: Linsen von grösserem Durchmesser, also Kondensoren, Projektionslinsen, Fernrohrobjective und dergleichen bis herunter zu den Brillen. Für Okulare, Mikroskopobjektive und ähnliche Zwecke ist das Material der Schalen zur Zeit noch nicht ausreichend.

§ 3.

Da, wie in der ersten Mitteilung gezeigt, die unter dem äusseren Druck gegen die elastischen Zugkräfte entstehenden Wölbungen in erster Annäherung parabolisch sind, treten — wenn nicht durch besondere oben angedeutete Massnahmen die Wölbung beeinflusst wird — die optischen Eigenschaften einer parabolischen Brechungsfläche in Wirkung. Nun sind in der Optik parabolische Spiegel längst bekannt. Dagegen fand ich bisher nirgendwo die systematische Behandlung der parabolischen brechenden Fläche. Es ist bekannt, dass eine solche Fläche kartesianisch ist für unendlich ferne Objekte. Es ist ferner zu erwarten, dass sie wie ein parabolischer Spiegel unter den sogenannten Abbildungsfehlern ganz besonders stark eine Komma-artige Unschärfe aufweist für alle achsendistanten Gegenstandspunkte. Endlich wird es sich darum handeln, ob bei parabolischen Linsen für eine zentrale Linsenzone dieselbe Vereinfachung möglich ist, die man bei der Behandlung dünner sphärischer Linsen macht. Dort ist es ja allgemein üblich, (vgl. Fig. 1), den Öffnungswinkel σ eines Strahlenbündels, das von dem Gegenstandspunkt G auf der Achse ausgeht gegen 0 hin schwinden zu lassen. Man bekommt dann die üblichen vereinfachten Gleichungen für quasi-kollineare physikalische Abbildung und wirklich wird durch eine dünne Linse in einem schmalen zentralen Bereich eine befriedigende praktisch fehlerfreie Abbildung erreicht.

Bei den sphärischen Linsen aus Glas kann man dabei nicht stehen bleiben. Man muss die Linsenzonen auszunützen trachten,

muss also die äusseren Zonen mit einbeziehen und damit weitgeöffnete Gegenstandsbündel in Kauf nehmen. Bei der dynamischen Linse ist das nicht nötig; da es nur geringe Kosten macht, einer dynamischen Linse einen grossen Durchmesser zu geben, so ist es kein Luxus, nur die zentrale Zone auszunutzen. So bietet sich der Vorteil, mit ganz einfachen Konstruktionen relativ weit zu kommen, vorausgesetzt, dass die parachsiale Annäherung bei parabolischen Flächen auch zulässig ist.

Nun lässt sich mit einem Blick übersehen, wie es sich mit der Vereinfachung für achsennahe Strahlen in unserem Falle verhält. Geht in der Fig. 1 der (halbe) Öffnungswinkel σ gegen 0, dann gehen sowohl in der sphärischen wie in der parabolischen Fläche

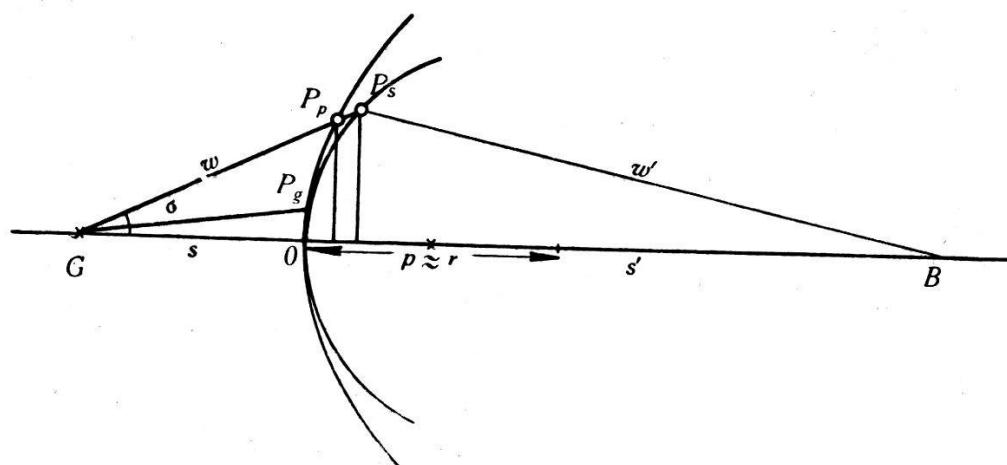


Fig. 1.

die Schnittpunkte des Gegenstandstrahls mit der Fläche P_s bzw. P_p näher zum Scheitel, etwa nach P_g . Die Vereinfachung, die man bei der sphärischen Behandlung zu machen pflegt, einen beliebig kleinen Bogen am Scheitel durch die Tangente zu ersetzen, bedeutet für die Parabel folgendes: die Subnormale der Parabel fällt für einen dem Scheitel sehr naheliegenden Punkt P_g der Schale mit dem Krümmungsradius des Schmiekgreises an die Scheitelzone zusammen. Da die Subnormale gleich dem Halbparameter ist, tritt an Stelle von r (Krümmungsradius der sphärischen Fläche) einfach p . Damit ist die sphärische Annäherung für achsennahe Strahlen auf die Parabel bereits übertragen. Man kann überdies leicht im einzelnen zeigen, dass die übliche Gleichung zwischen den Schnittweiten s und Strahlenlängen w der sphärischen Fläche sich für die Parabel analog ergibt.

$$\text{Sphärische Fläche: } n \frac{s + r}{w} = n' \frac{s' - r}{w'} ;$$

$$\text{parabolische Fläche: } n \frac{s + x + p}{w} = n' \frac{s' - x - p}{w'} .$$

Macht man nun den Übergang $\lim \sigma \rightarrow 0$, so geht auch der Abszissenabschnitt x zu 0, Schnittweite und Strahlenlänge nähern sich, und man bekommt statt der bekannten Gleichung für Paraxialstrahlung bei sphärischer Fläche

$$n \frac{s+r}{s} = n' \frac{s'-r}{s'}$$

die vollständig analoge Gleichung für Parabelflächen

$$n \frac{s+p}{s} = n' \frac{s'-p}{s'} .$$

Dasselbe gilt für die Bestimmung der Brennweiten ($\lim s \rightarrow \infty$), ebenso für die Beziehungen in der Newton'schen Schreibweise (der Focusabstände), ferner hinsichtlich der lateralen, achsialen und angularen Vergrösserung und damit auch für den Lagrange-Helmholtz'schen Satz. Aber es bleibt ein wesentlicher Unterschied hinsichtlich der Zone. Wie die Figur zeigt, kann es sich nicht ganz um dieselbe Zone handeln. Anders gesagt: die Benutzung dieser Rechnungsweise, die ja für den wirklichen, physikalischen Fall Inkaufnahme von Fehlern in sich schliesst, ist in verschiedenem Masse zulässig für sphärische und parabolische Scheitelzonen. Die sphärische Zone mit der Krümmung $\frac{1}{r} \approx \frac{1}{p}$ weicht mit wachsendem y von der Tangente stärker ab als die parabolische. Die Vernachlässigung des Abszissenabstandes x bei der Vereinfachung oder, was dasselbe bedeutet, der Unterschied zwischen Bogen und Tangente im Scheitel, ist bei der Parabel kleiner. Man kann sich leicht mit Hilfe der Durchrechnung von Beispielen davon überzeugen, wie gross die Differenz der Fehler zwischen den beiden Krümmungen ist und daraus schliessen, welche Abbildungszone für einen gegebenen Zweck noch möglich ist. Der Unterschied tritt deutlich hervor, wenn man die Vereinfachungen gegenüberstellt. Die Ausdrücke von der Form:

$$n \frac{s+r}{w} = n \frac{s+r}{\sqrt{(s+x)^2 + y^2}}$$

gehen bei der sphärischen Fläche über in: $n \frac{s+r}{s}$; beim Rotationsparaboloid geht:

$$n \frac{s+x+p}{w} = n \frac{s+x+p}{\sqrt{(s+x)^2 + y^2}}$$

über in $\frac{s+p}{s}$. Hier kompensiert sich z. T. die Vernachlässigung

in Zähler und Nenner. Insbesondere ist aber bei gleicher Zonenhöhe $h = y$ die Abszisse der Parabel x_p kleiner als die Abszisse x_s der sphärischen brechenden Fläche.

Jedenfalls ergibt sich, dass die paraxiale Vereinfachung für die parabolähnliche Rotationsfläche ebenso erlaubt ist wie für sphärische.

Hieraus haben wir die Konsequenz gezogen (Fig. 2), einfache Linsen von grossem Durchmesser zu benutzen und nur deren zentrale Zone auszunutzen. Die Figur zeigt ein solches Beispiel für eine Projektionslinse. Die Abgrenzung des Eintrittsbündels, die manchmal schon bei einer Projektionsbogenlampe durch deren

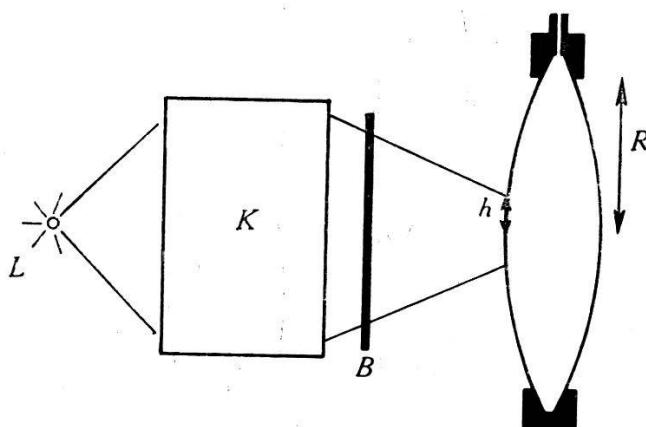


Fig. 2.

Krater selbst herbeigeführt wird, oder die sonsthin etwa durch Stellung des Kondensors zur Lichtquelle bewirkt werden mag, beansprucht nur den zentralen Teil der Linse h . Damit werden die Projektionsbilder ebenso gut wie mit gut korrigierten dreilinsigen und vierlinsigen Projektionsobjektiven an dem gleichen Apparat.

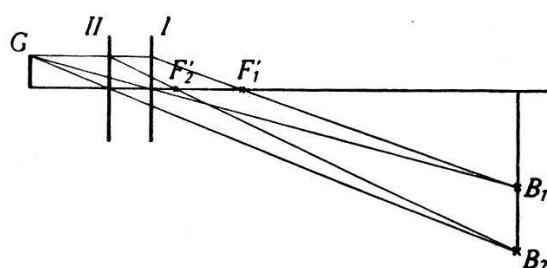


Fig. 3.

Dieser einfache Trick ($h < R$, Fig. 2) erlaubt nun sofort die Benutzung des frei gewordenen Parameters $1/r$. In der Fig. 3 ist dargestellt, wie man ohne weiteres die Bildfläche mit derselben Linse bei festem Abstand zwischen Ding und Bild ohne Beeinträchtigung der Bildschärfe vergrössern, bzw. verkleinern kann¹⁾.

¹⁾ Selbstverständlich kann man das Analoge bei festgehaltenem Standort der Linse und Änderung der Dingweite erreichen.

Durch Verschiebung der Linse von I nach II wird die Bildgrösse B_1 auf B_2 verändert und es bedarf zur Scharfstellung nur einer Änderung der Wölbung.

§ 4.

Einen überraschenden Vorteil bringt dieses Linsenprinzip hinsichtlich der Überführung mathematischer Berechnungen in das Experiment. Die Fig. 4 zeigt eine Dreikammerlinse dieser Art. Zwischen den Füllkammern sind also zwei und an deren Enden

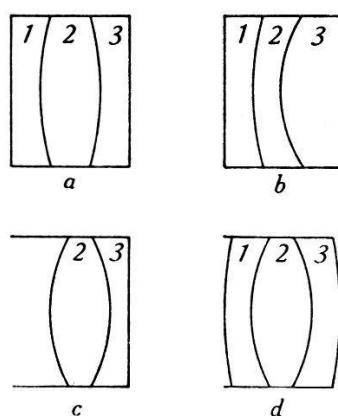


Fig. 4.

gleichfalls zwei elastische Linsenhäute angebracht. Mit einer solchen Anordnung lassen sich verschiedene Kombinationen erreichen. Wird die mittlere Kammer gefüllt, so kann, wie bei der einfachen dynamischen Linse, durch die Regulierung eine Bikonvexlinse oder eine Bikonkavlinse mit stetig veränderlichen Brennweiten gebildet werden. Wird nun beispielsweise bei der Füllung des mittleren Teils die Seitenkammer 3 unter Druck gesetzt (Fig. 4b), so dass sich die gemeinschaftliche Haut nach aussen wölbt, so entsteht ein Meniskus. Durch Unterdruck und Überdruck in den Kammern 1, 2 und 3 kann dieser Meniskus beliebig verändert werden. Man kann sich leicht überlegen, dass mit einem derartigen Apparat eine ganze Anzahl der verschiedensten Kombinationen durchgeführt werden kann. Mit einer solchen oder ähnlichen Anordnung lassen sich bei *starren Linsen ebenso gut* wie für dynamische die Korrekturen statt mathematisch nun experimentell ermitteln. Angenommen, die mittlere Kammer sei durch eine starre Linse ersetzt, so kann eine oder können beide Aussenkammern mit geeigneten Flüssigkeiten der verschiedenen Brechzahl und Dispersionszahl gefüllt werden. Sodann werden die Krümmungen dynamisch so verändert, bis die erwünschte Korrektur erreicht ist. In diesem Zustand wird dann die Krümmung der Korrekturlinse sphärometrisch ermittelt.

Dieses Verfahren soll an einem Beispiel kurz erläutert werden, das wir mit unseren zur Zeit noch bescheidenen Institutsmitteln wenigstens einigermassen verifizieren konnten. Es handelt sich um die chromatische Korrektur einer dynamischen Bikonvexlinse.

Im allgemeinen gelingt bei den starren Linsen mit den zur Verfügung stehenden Glasarten die chromatische Korrektur mit *einer* Zusatzlinse nur für 2 Farben und für bestimmte Schnittweiten. Das hat seinen Grund darin, dass die Dispersionskurven verschiedener Gläser nicht gleichmässig verlaufen, d. h. nicht durch einen konstanten Faktor unterschieden sind. Mit Flüssigkeiten verhält sich das anders. Durch geeignete Mischung lassen sich Füllungen herstellen, deren Dispersionskurven proportional verlaufen. Wir konnten das mit einfachen Mitteln für das sichtbare Gebiet ziemlich gut erreichen. Um das Gedankenexperiment zu vereinfachen, nehmen wir an, dass wir zu der dynamischen Bikonvexlinse in der zweiten Kammer von Fig. 4c eine plankonkave Aussenlinse in Kammer 3 fügen und sie mit einer Flüssigkeit füllen, deren Dispersion doppelt so gross ist wie die der Füllung der Hauptlinse und im sichtbaren Spektrum angenähert proportional zu ihr verläuft, so erhalten wir ohne weiteres eine vollständige Farbenkorrektur für alle Brennweiten, wenn die korrigierende Aussenkammer druckfrei ist. In diesem Falle nämlich wird die negative Korrekturlinse durch die gemeinschaftliche Haut in ihrer Krümmung *mit* der Bikonvexlinse stets im gleichen Verhältnis geändert. Im allgemeinen wird man nicht gerade das Verhältnis 1 : 2 für die Dispersion der angewandten Flüssigkeitsfüllungen haben. Aber es ist dann nur erforderlich, die beiden Aussenkammern (Fig. 4d) als Korrekturmäppchen zu benutzen und ihre Wölbungen auf eine übrigens sehr einfache Weise gemeinschaftlich mit der Wölbung der Hauptlinse in dem gegebenen Verhältnis zu koppeln. Das ist leicht durchzuführen. Verwendet man z. B. für die Druckvariation kleine Pumpen, so genügt es, den Kolben dieser Pumpen den Dispersionszahlen entsprechenden Querschnitte zu geben und sie gemeinschaftlich zu bewegen. Das lässt sich leicht zeigen:

$$\text{Bezeichnet man mit } D_C = \frac{1}{f_C} \text{ und } D_F = \frac{1}{f_F}$$

die reziproken Brennweiten einer positiven z. B. symmetrischen Linse für die Linien *C* und *F*, ebenso mit

$$D'_C = \frac{1}{t_C} \text{ und } D'_F = -\frac{1}{t_F}$$

die einer zur Farbenkorrektur dienenden korrespondierenden Ne-

gativen, so lässt sich für Parachsialstrahlen und Bikonvexlinse schreiben:

$$D_F - D_C = \frac{1}{f_F} - \frac{1}{f_C} = \frac{2}{r} ((n_F - 1) - (n_c - 1)) = \frac{2}{r} (n_F - n_c) = \Delta D$$

Analog gilt für die Korrekturlinse

$$D'_F - D'_C = -\frac{2}{r'} (n'_F - n'_c) = -\Delta D' ,$$

wobei $2/r'$ abkürzend die Gesamtkrümmung bedeutet. Schreibt man noch für die „mittleren Dispersionen“ $(n_F - n_c)$ bzw. $(n'_F - n'_c)$ δ bzw. δ' , so bedeutet die fokale Korrektur der chromatischen Abweichung:

$$\Delta D = -\Delta D' \text{ oder } r\delta' = -r'\delta .$$

Ist bei proportionalen Dispersionskurven überall $\delta' = k\delta$, so wird $r' = -kr$ für das ganze Spektrum, d. h. gemeinsam bewegte Linsenschalen der Hauptlinse und Korrekturlinse korrigieren für jede Brennweite und für das ganze Spektrum.

Diese Beispiele mögen genügen, um die angedeutete Möglichkeit der Überführung mathematischer Vorausberechnung in das Experiment darzulegen, die natürlich analog für andere Bestimmungen vor sich geht. Will man das Verfahren auf Glaslinsen übertragen, so muss man für die gesuchten Korrekturlinsen Flüssigkeiten zusammenstellen, die den optischen Konstanten der anzuwendenden Glasarten entsprechen.

Es ist der feierliche Anlass dieses Herrn A. Hagenbach gewidmeten Heftes, der uns ermutigt, vielleicht ein wenig früh von unseren ersten, noch tastenden Schritten in ein Neuland der geometrischen Optik zu sprechen. Für Hagenbach, als Träger der grossen Tradition der Basler Physikalischen Anstalt auf dem gewaltigen Gebiet der Optik, einer Tradition, die in seinen Schülern weiter leben wird, möge dieser Beitrag ein Zeichen der Achtung und Sympathie unseres Freiburger Institutes sein.

Physikalisches Institut der Universität Freiburg (Schweiz).