

IX. INTERNATIONALER SCHIFFFAHRTS-CONGRESS
DÜSSELDORF — 1902.

II. Abtheilung.

4. Mittheilung.

Fortschritte auf dem Gebiete

des

Seezeichenwesens.

I. Nebelsignale.

II. Fresnel'sche katadioptrische Profile mit
gekrümmten brechenden Seiten.

Mittheilung

von

Walter Körte,

Regierungs- und Baurath.

BERLIN.

P. Stankiewicz' Buchdruckerei.

1902.

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



100000316138

300-3-167/2018



III - 307109

Seezeichenwesen.

Mittheilung

von

Walter Körte,

Regierungs- und Baurath.

I. Nebelsignale.

Wasser-Schallsignale.

Die Unzuverlässigkeit der jetzt gebräuchlichen Schallsignale legt den Gedanken nahe, an die Stelle der Luft das Wasser als ein für Schifffahrtssignale stets verfügbares, dabei akustischen Trübungen und Störungen weit weniger als die Luft unterworfenen Schallmittel zu setzen. Dieser Gedanke führte mich vom Studium der bekannten Tyndall'schen*) Vorlesungen zum Studium der denkwürdigen Versuche von Johann Daniel Colladon († 1893) und Karl Sturm († 1855) über die Fortpflanzungs-Geschwindigkeit des Schalles im Wasser.**)

Mit einem Schallempfänger der bei diesen im Genfer See (1826) angestellten Versuchen angewandten Form — einem Rohre, dessen untere löffelartige Erweiterung durch eine dünne Metall-Membrane geschlossen war — begann ich im Frühjahr 1900 praktische Versuche auf dem etwa 4 km langen, 2 km breiten Müggelsee bei Berlin, also unter räumlich ziemlich beschränkten Verhältnissen.

Als Schallquelle diente zunächst eine kleine Schiffsglocke, jedoch erwiesen sich alsbald auch angeschlagene massive Gegenstände aus Eisen und Bronze als brauchbar. In allen Fällen wurde die von Colladon und Sturm beschriebene kurze und knappe, etwas heisere und jeden Nachhalls entbehrende Klangwirkung wahrgenommen, die bei schneller rythmischer Wiederholung der Schläge eine vorzügliche Charakteristik oder auch eine Zeichengebung nach Morse-Art ge-

*) John Tyndall († 1893): „Der Schall“, deutsche Ausgabe von A. v. Helmholtz und Cl. Wiedemann, Braunschweig (Vieweg & Sohn).

***) Annales de chimie et physique, tome 36; Poggendorffs Annalen Band 12 (1827).

stattet. Es blieb mir jedoch einstweilen zweifelhaft, ob diese Klangwirkung, die dem besonderen Zwecke der Colladon und Sturm'schen Versuche so vortrefflich zu Statten kam, auch für die hier verfolgten praktischen Zwecke die geeignetste sei. Deshalb suchte ich nach einer Schallquelle, die im Wasser Töne zu erzeugen geeignet ist: sie bot sich in der Sirene, jenem bekannten Instrumente, das der Erfinder Cagniard de la Tour (1777—1859) gerade deshalb „Sirene“ nannte, weil es im Wasser mit Wasser betrieben ebenso Töne erzeugt wie in der Luft mit Luft betrieben.*) So wurde denn zunächst eine Dampfsirene, eine sogenannte Torpedobootssirene kleinsten Kalibers mit der Deckpumpe des kleinen Regierungs-Dampfers, dessen ich mich bei den Versuchen bedienen durfte; unter Wasser betrieben. Dies Instrument erzeugte bei einem auf ungefähr 0,10 PK zu schätzenden Arbeitsaufwand einen etwas heiseren Ton, der viel Aehnlichkeit mit dem einer Kreissäge hatte und auf den verfügbaren grössten Abstand von 3 km mit dem erwähnten Empfänger hörbar blieb. Es ist mir nicht zweifelhaft, dass mit einer eigens für Wasserbetrieb und einige Pferdekräfte konstruirten Sirene ganz ausserordentliche Hörweiten erzielt werden können.

Was den Empfänger anlangt, so wurde es im Laufe der Versuche immer mehr zur Gewissheit, dass die Membrane, mit der das löffelartige Ende des ersten Instrumentes abgeschlossen war, nicht die Rolle spielt, die ihr augenscheinlich zugedacht war. Colladon und Sturm haben der Wirkungsweise ihres Instrumentes, nachdem sie auf dem Wege des Versuches vom offenen zu dem durch eine Membrane geschlossenen Rohre übergegangen waren und damit ihren Zweck erreicht hatten, schwerlich weitere Aufmerksamkeit geschenkt; wenigstens geschieht deren in den angezogenen Mittheilungen keine Erwähnung. Anzunehmen ist wohl, dass sie an eine möglichst unmittelbare Uebertragung der Schallwellen vom Wasser auf die Luft im Rohre dachten und deshalb den Verschluss möglichst dünnwandig und nachgiebig ausführten. Nach meinen Erfahrungen würde ein massiver Verschluss wahrscheinlich den gleichen Erfolg gehabt haben. Wenigstens war an dem in der Fabrik des Herrn Wilhelm Weule in Goslar auf das sorgfältigste hergestellten Instrumente eine wesentliche Abnahme der Hörkraft nicht zu bemerken, wenn die Membrane ausser Wasser und nur der in kräftigem Metallguss ausgeführte Löffel und ein Theil des Rohres eingetaucht war. Auch entsprach eine schallkonzentrirende Membrane — sie hatte die Form einer Kalotte, deren Radius nach dem Verhältnisse der Schallgeschwindigkeiten in Wasser und Luft, also nach dem Brechungsverhältnisse beider Mittel berechnet

*) Annales de chimie et physique, tome 12 und 18, auch 56. Poggendorffs Annalen, Bd. 8 und 10 (1826 und 1827).

war — nicht den Erwartungen, obwohl durch die Form des Ueberganges vom Löffel zum Rohre für eine möglichst ungestörte Fortleitung der konzentrirten Luftschallwellen nach dem Ohre — vorläufig ohne das dabei in zweiter Linie in Betracht gezogene Telephone — gesorgt war. Als schliesslich selbst massiv geschlossene Rohre keine geringere Wirkung zeigten, war kaum noch ein Zweifel daran zulässig, dass die Wirkung des Instrumentes auf etwas anderes als die nahezu unmittelbare Uebertragung der Schallwellen von Wasser auf Luft hinausläuft.

Der theoretische Beweis würde m. E. von folgender Betrachtung auszugehen haben. Das Wassermolekül vor der Membrane erleidet durch die von der Schallquelle ausgehende Wirkung eine ausserordentlich geringe Volumen- und Ortsveränderung. Wird diese durch eine widerstandslose Membrane auf das Luftmolekül übertragen, so entspricht sie dort vermöge der ungleich grösseren Zusammendrückbarkeit der Luft einer ungleich geringeren Schallenergie, als das Wassermolekül an eine stärkere, kräftigen elastischen Widerstand leistende Scheidewand abzugeben im Stande wäre. Diese Erwägung findet darin eine Bestätigung, dass an der freien Wasseroberfläche der Schall nur in sehr geringer Stärke an die Luft abgegeben wird, sodass in der Luft schon auf kurzen Abstand von der Wasser-Schallquelle nichts mehr zu hören ist. Hiernach käme es darauf an, die Wandstärke und den Durchmesser des Rohres sowie die Elastizität des Materials in ein solches Verhältniss zu setzen, dass ein möglichst grosser Bruchtheil der am Empfänger anlangenden Schallenergie in transversale elastische Deformations-Schwingungen des Rohres umgesetzt wird. Von diesen Gesichtspunkten aus scheint das gegossene Rohr mit ringförmigem Querschnitte und beliebiger Bodenform die meisten Aussichten zu haben.

Die von Colladon und Sturm nur beiläufig erwähnte Beobachtung, dass feste Gegenstände im Wasser ziemlich ausgeprägte Schallschatten zu werfen schienen, habe ich nicht bestätigt finden können. Vielmehr sprachen alle Erscheinungen dafür, dass die Schallstrahlen im Wasser der Beugung kaum weniger als in der Luft unterliegen. So führten denn auch die Versuche, durch am Empfänger angebrachte Blenden und Isolatoren die Schallquellen-Richtung bestimmbar zu machen, zu nur wenig befriedigenden Ergebnissen.

Im Herbst 1900 war ich leider genöthigt, die Versuche, bei denen ich mich der Mitarbeit des Herrn Wasserbauinspektors Schümann und des Herrn Mechanikers Wilhelm Weule (Goslar) erfreute, abzubrechen, weil die Kosten meine Mittel zu übersteigen drohten.

Bald darauf, Anfang des Jahres 1901, erfuhr ich von den Plänen des verstorbenen Professors Eilisha Gray und dessen Ende

1900 angestellten Versuchen, die meines Wissens zuerst im „Scientific American“ vom 19. Januar 1901 kurz beschrieben worden sind. Erst später im Frühjahr 1901 wurde mir durch das Studium des Werkes von A. B. Johnson „The modern lighthouse service“ — Washington 1889 — bekannt, dass meine Bestrebungen sich in einer Richtung bewegt hatten, die durch Herrn Lucien J. Blake, Professor in Kansas, und den kürzlich verstorbenen Professor A. König (Berlin) schon im Jahre 1883 gemeinschaftlich eingeschlagen worden war. Ueber den Ausgang der, wie es scheint, sehr ausgedehnten Versuche des Herrn Blake habe ich zu meinem Bedauern bisher nichts weiteres erfahren können, als was in der angezogenen Quelle mitgetheilt ist. Herr Johnson glaubte schon damals, dass Professor Blake unmittelbar vor der Vollendung eines praktischen, zuverlässigen und deshalb für die Schifffahrt werthvollen Geräths stand. Diese Hoffnung verstehe ich vollkommen. Ich bin fest überzeugt, dass das Wasser das einfachste bequemste Mittel für Mittheilungen von Schiff zu Schiff und zwischen Schiff und Land bietet, und dass das Nebelsignal der Zukunft ein Wasser-Schallsignal ist. Nur, meine ich, sollte man als obersten Gesichtspunkt die möglichste Einfachheit des Empfänger-Geräthes festhalten: das Telephon, das schon Blake und König vor Gray mit dem Empfänger verbunden, sollte man nicht zum integrierenden Bestandtheile machen, sofern es sich um ein Geräth handelt, das jedes Schiff führen, jeder Schiffer handhaben soll. Je einfacher der Empfänger bleibt, desto brauchbarer ist er für die praktische Schifffahrt. Das geschlossene starkwandige Rohr oder sonstige Gefäss lässt an Einfachheit nichts zu wünschen übrig, dagegen sollte man den Hauptwerth auf die technische Ausbildung einer kräftigen WasserSchallquelle legen. In erster Linie wird, wie es mir scheint, die Vervollkommnung der Wasser-Sirene anzustreben sein.

Diesen Gesichtspunkten auf dem einzig gangbaren Wege des praktischen, im grossen Maassstabe auszuführenden Versuchs weiter nachzugehen, ist mir bisher leider nicht vergönnt gewesen. Zur Zeit, als ich diese Mittheilung bei der Leitung des Kongresses anmeldete, hegte ich die Hoffnung, dass inzwischen die Preussische Bauverwaltung, die dem Gegenstande ihr Interesse zugewandt hat, die Versuche aufgenommen haben würde. Dies ist indessen leider noch nicht möglich gewesen, und so muss ich mich auf diese Mittheilungen über meine privaten Vorversuche beschränken.

Stentorhorn.

Eine sehr bemerkenswerthe Bereicherung haben die dem Nebelsignalwesen dienenden Instrumente durch das von dem verstorbenen holländischen Mechaniker J. Pieters zuerst konstruirte Zungenhorn „Stentor“ erfahren, dessen allgemeine Anordnung auf Tafel I dar-

gestellt ist. Dies von der Firma Julius Pintsch in Berlin vervollkommnete, in Deutschland und im Auslande patentirte Horn zeichnet sich durch eine sehr wohldurchdachte Bildung, Führung und Ableitung des Dampfstrahles und durch eine sorgfältige Abstimmung des Eigentones des Hornes bei gleichzeitiger günstigster Resonanz der in ihm eingeschlossenen Luftsäule aus. Als Hauptvorzüge ergeben sich daraus, neben grosser Einfachheit der ganzen Vorrichtung, geringer Energieverbrauch und grosse Betriebssicherheit. Die von deutschen Behörden mit dem Stentorhorne angestellten Versuche sind so günstig ausgefallen, dass es auf einigen Feuerschiffen, Molenköpfen und anderwärts Verwendung theils schon gefunden hat, theils in kürzester Zeit finden wird.

Als bekannt darf das im Allgemeinen recht günstige Ergebniss der im Frühjahr 1901 von den Grossbritannischen Seezeichen-Verwaltungen bei St. Catherine Point auch mit dem Stentorhorne angestellten Versuche gelten, so dass sich ein näheres Eingehen erübrigt. Es ist kein Zweifel, dass sich dieses Instrument auch zum Gebrauche auf Dampfschiffen vortrefflich eignet.

Da ich zu meinem Bedauern nicht in der Lage gewesen bin, über den Hauptgegenstand, den ich bei Anmeldung dieser Mittheilung im Auge hatte, das Wasserschallsignal, sichere Angaben zu machen, habe ich mir erlaubt, in einem zweiten Abschnitte eine Neuerung auf dem Gebiete der optischen Leuchtfeuer-Apparate vorzuführen.

II. Fresnel'sche katadioptrische Profile mit gekrümmten brechenden Seiten.

Die katadioptrischen Ringe Fresnel'scher Glaskörper können in der bisher üblichen Form nicht mit demselben Grade von Genauigkeit wie die dioptrischen Ringe angefertigt werden.

Die Ursachen sind zweierlei: einmal ist es ungemein schwierig, die brechenden Planseiten des Profils so auszuführen, dass sie sowohl zueinander wie besonders auch zur spiegelnden Seite die richtige Lage erhalten; zum Anderen wird der Radius der spiegelnden, konvexen Seite des Profils bei zunehmender Brennweite sehr bald so gross*), dass die Festlegung des richtigen Schleifmittelpunktes praktisch unmöglich oder unzuweckmässig wird.

Herr Wilhelm Weule, der um die sachgemässe Ausbildung der deutschen Fabrikation Fresnel'scher Glaskörper sehr verdiente Inhaber einer Schleiferei in Goslar (Harz), dessen Bestrebungen durch wissenschaftlichen Beirath zu fördern mir stets zur Freude gereicht hat, legte mir schon vor längerer Zeit die Frage vor, ob

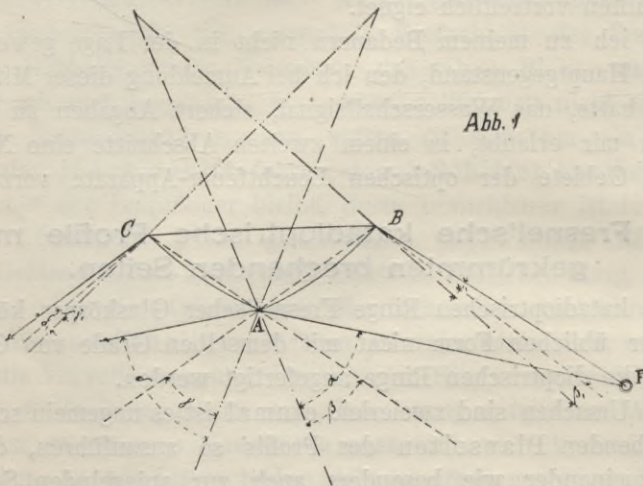
*) z. B. bei 300 mm Brennweite etwa 2,6 m,
 „ 375 „ „ „ 3 „
 „ 920 „ „ „ 8 m.

man nicht die beiden Planseiten des katadioptrischen Profils durch Kreisbögen ersetzen könne, um so den erstgedachten, in der doppelten Geradföhrung liegenden Schwierigkeiten aus dem Wege zu gehen. Die Untersuchungen führten zur Bejahung dieser Frage und liessen mich überdies alsbald erkennen, dass die Krümmung der brechenden Seiten ein Mittel an die Hand gab, gleichzeitig auch die zweitgedachten, in der schwachen Krümmung der spiegelnden Seite liegenden Schwierigkeiten aus dem Wege zu räumen.

Die Ergebnisse der Untersuchungen standen in den Grundzügen schon Ende des Jahres 1900 fest; praktische Verwerthung haben sie erst vor Kurzem finden können.

Am nächsten liegt der Gedanke alle drei Seiten des Profils konvex zu gestalten so zwar, dass der Brennpunktstrahl FA (Abb. 1) nach der Brechung bei A der Sehne AC , der Strahl FB nach der Brechung und Spiegelung bei B der Sehne BA folgt.

Sinn der Krümmung.



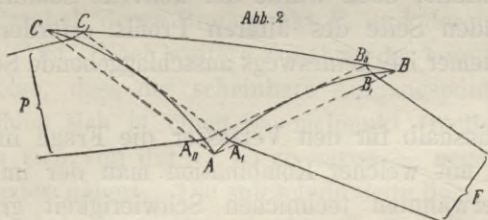
Gegen die konkave Form einer oder beider brechenden Seiten spricht dem ersten Anscheine nach der Umstand, dass die Strahlenzüge FAC und FBA nicht mehr möglich sind; nähere Betrachtung lehrt jedoch, dass man sich mit diesem Umstande sehr wohl abfinden kann.

Das in Abb. 2 dargestellte Profil möge den Forderungen entsprechen, dass ein bei A gebrochener Brennpunktstrahl die Richtung der Sehne AC einschlagen würde, wenn er nicht sofort an der konkaven Seite AC total reflektirt würde, dass ferner ein in der Richtung AC bei C anlangend gedachter, darnach an der Seite CB gespiegelter Strahl durch die Konkavseite bei C in die gewünschte

Richtung CP abgelenkt werden würde, dass endlich Sinn gemäss auch von dem bei B eintretenden Brennpunktstrahle gilt.

Alsdann werden die auf dieses Profil zwischen den Punkten A , und B , (Abb. 2) einfallenden Brennpunktstrahlen in Wirklichkeit mit praktisch ausreichender Genauigkeit in der gewünschten Weise abgelenkt, also für gewöhnlich parallelisiert werden.

Die konkave Form einer oder beider brechenden Seiten bedingt mithin gegenüber der konvexen scheinbar einen Strahlenverlust in den Räumen AA'' , BB'' , und AA' , CC' : aber auch nur scheinbar, denn das Verlorene kann auf anderem Wege leicht wieder gewonnen werden. Man hat nur nöthig, die Kante bei B entsprechend der Richtung des dort durch Brechung abgelenkten Strahles abzufasen und die Kante des in der Staffel folgenden Prismas so zu legen, dass nicht A sondern A' in die verlängerte Richtung FB , (nicht FB) fällt. Für den Normalabstand dieses Punktes A' , von der optischen Achse wird in gleicher Weise der Punkt C' , massgebend sein können, da auch die Kante C bis zu C' , hin abgefasst werden kann.



Solche Abfasungen sind ohnehin aus mechanischen Rücksichten unbedingt nothwendig. Bei der üblichen Anordnung katadioptrischer Staffeln geben sie zu der bisweilen störenden Bildung von Parasitstrahlen, auf alle Fälle also zu Lichtverlusten Anlass. Schon deshalb sollte man, wie hier angemerkt werden mag, auf eine recht reichliche Ueberdeckung der von den einzelnen Prismen gespannten Winkel, ganz unabhängig von der besonderen Form ihrer brechenden Seiten, Bedacht nehmen. Ueberdies bietet nur die Ueberdeckung ein Mittel, allen nutzbaren nicht fokalen Strahlen der Lichtquelle den Weg zwischen den einzelnen Ringen der Staffel hindurch zu verlegen und so eine möglichst gleichmässige Versorgung des Streuwinkels zu erzielen, wozu dann allerdings auch gehört, dass bei der Höhenlage des Punktes A gegen den Punkt C des vorangehenden Ringes der Grösse des Streuwinkels Rechnung getragen wird.

Genug, es ist aus dem Vorangegangenen soviel ersichtlich, dass das katadioptrische Prisma mit einer oder zwei konkaven

brechenden Flächen sich durchaus nicht weniger vortheilhaft als das mit einer oder zwei konvexen oder ebenen brechenden Flächen in die Fresnel'sche Staffel-Anordnung einfügt. So stehen denn folgende Kombinationen zur Wahl.

Fall No.	Eintrittsseite	Austrittsseite
I	konkav	konkav
II	konvex	konkav
III	konvex	konvex
IV	konkav	konvex

Sie alle können verwirklicht werden; es fragt sich nur, welche unter ihnen in schleiftechnischer und in optischer Beziehung die meisten Vorzüge besitzt.

In schleiftechnischer Hinsicht ist nach dem fachmännischen Urtheile des Herrn Weule die konkave Form der brechenden Seite bequemer, wenn die Rotationsachse des Profils mit seiner optischen Achse zusammenfällt; doch würde der konvexe Schliff, der ja auch bei der spiegelnden Seite des älteren Profils erforderlich und bei dieser auch bequemer ist, keineswegs ausschlaggebende Schwierigkeiten bereiten.

Hier trat deshalb für den Verfasser die Frage in den Vordergrund, ob und mit welcher Kombination man der im Eingange an zweiter Stelle erwähnten technischen Schwierigkeit grosser Schleifradien für die spiegelnde Seite am wirksamsten begegnen kann. Die Antwort hierauf ergibt sich am bequemsten aus einer Betrachtung, die hier für den üblichsten besonderen Fall parallel austretender Strahlen angestellt werden soll und deren Nutzenanwendung auf andere Fälle sich von selbst verstehen dürfte.

Man kann mit ziemlicher Annäherung an die Wirklichkeit den Schnittpunkt F , (Abb. 3 und 4) der durch die Eintrittsseite AB abgelenkten Strahlen FA und FB als den virtuellen Ausgangspunkt sämtlicher einmal gebrochenen Strahlen F, A bis F, B auffassen. Das gleiche gilt sinngemäss von dem Schnittpunkte P , der an BC gespiegelten aber noch nicht durch AC zum zweiten Male gebrochenen Strahlen BP , und CP . Diese Annahme ist bei allen Formen der spiegelnden und der brechenden Seiten gleich zulässig.

Mit dem Vorbehalte, dass es sich um eine näherungsweise Betrachtung handelt, kann man daraus folgende Beziehungen zwischen den Punkten F , und P , und der spiegelnden Seite BC ableiten.

Fall I (Abb. 3). Die spiegelnde Seite ist wie beim älteren Profile konvex und liegt in einer Ellipse, deren Brennpunkte F , und

P , dem Prisma um so näher liegen, je stärker die konkave Krümmung der brechenden Seiten ist.

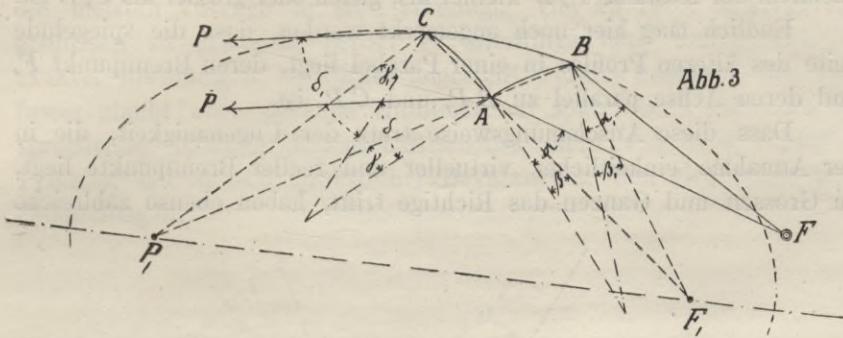


Abb. 3

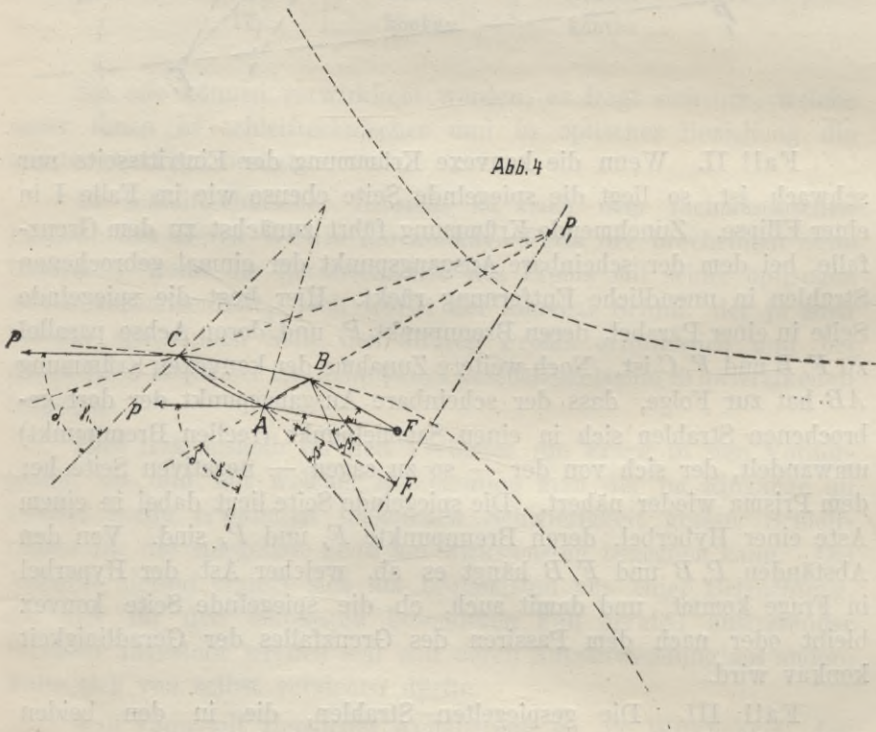
Fall II. Wenn die konvexe Krümmung der Eintrittsseite nur schwach ist, so liegt die spiegelnde Seite ebenso wie im Falle I in einer Ellipse. Zunehmende Krümmung führt zunächst zu dem Grenzfalle, bei dem der scheinbare Ausgangspunkt der einmal gebrochenen Strahlen in unendliche Entfernung rückt. Hier liegt die spiegelnde Seite in einer Parabel, deren Brennpunkt P , und deren Achse parallel zu F, B und F, C ist. Noch weitere Zunahme der konvexen Krümmung AB hat zur Folge, dass der scheinbare Ausgangspunkt der dort gebrochenen Strahlen sich in einen Sammelpunkt (reellen Brennpunkt) umwandelt, der sich von der — so zu sagen — negativen Seite her dem Prisma wieder nähert. Die spiegelnde Seite liegt dabei in einem Aste einer Hyperbel, deren Brennpunkte F , und P , sind. Von den Abständen P, B und F, B hängt es ab, welcher Ast der Hyperbel in Frage kommt, und damit auch, ob die spiegelnde Seite konvex bleibt oder nach dem Passiren des Grenzfalles der Geradlinigkeit konkav wird.

Fall III. Die gespiegelten Strahlen, die in den beiden Fällen I und II einen Sammelpunkt besaßen, erhalten hier einen scheinbaren Ausgangspunkt, der zur Seite BC in sinngemäss als negativ zu bezeichnender Richtung liegt. Von dem Maasse der Krümmung AB hängt es ab, welchem der drei Kegelschnitte die Krümmung der spiegelnden Seite folgt. Liegt F , in der als positiv angesehenen Richtung zum Prisma, so liegt die spiegelnde Seite in einem Hyperbelaste und bleibt konvex oder wird plan oder konkav, je nachdem der Abstand F, B kleiner als, gleich oder grösser als P, B ist. Liegt dagegen F , in der als negativ angesehenen Richtung, so liegt die spiegelnde Seite in einer Ellipse mit den Brennpunkten F , und P , und ist daher stets konkav. Zwischen beiden Fällen liegt der Grenzfall $B F, = \infty$, wobei die spiegelnde Seite in einer Parabel liegt und zwar bei konkaver Krümmung.

Fall IV (Abb. 4). Die spiegelnde Seite liegt in einem Hyperbelaste und bleibt konvex oder wird plan oder konkav, je nachdem der Abstand F, B kleiner als, gleich oder grösser als P, B ist.

Endlich mag hier noch angemerkt werden, dass die spiegelnde Seite des älteren Profiles in einer Parabel liegt, deren Brennpunkt F , und deren Achse parallel zu $B P$, und $C P$, ist.

Dass diese Anschauungsweise trotz der Ungenauigkeit, die in der Annahme einheitlicher virtueller und reeller Brennpunkte liegt, im Grossen und Ganzen das Richtige trifft, haben ebenso zahlreiche



wie umständliche Berechnungen praktischer Beispiele erwiesen. Nun liegt es auf der Hand, dass man mit der elliptischen Form des Falles I am ehesten und zweckmässigsten jene verhältnissmässig starke Krümmung der spiegelnden Seite erzielen kann, die in schleiftechnischer Hinsicht so dringend erwünscht ist. Die elliptische Form des Falles II zeigt unter allen Umständen eine schwächere Krümmung, die des Falles III steht abgesehen von sonstigen Bedenken schon deshalb zurück, weil sie sehr starke Konvex-Krümmungen der Eintrittsseite und damit zu starke Fehlablenkungen (sphärische Aberrationen) bedingt. Die übrigen Kegelschnitte sind an den in Betracht kommenden Stellen bei sonst gleich starken Krümmungen der brechenden Seiten erheblich schwächer gekrümmt als die der Ellipse des

Falles I. Man darf also aus allen diesen Betrachtungen den Schluss ziehen, dass die Kombination (I) zweier konkaver brechender Seiten die meisten Vorzüge in sich vereinigt. Um zu völlig sicheren Ergebnissen zu gelangen, bedarf es allerdings noch umfangreicherer exakter Rechnungen, als bisher angestellt werden konnten; der Verfasser glaubt aber, auch im Hinblick auf später noch näher zu besprechende optische Eigenschaften des konkav-konvex-konkaven Prismas, mit dessen praktischer Bevorzugung den richtigsten Weg einzuschlagen.

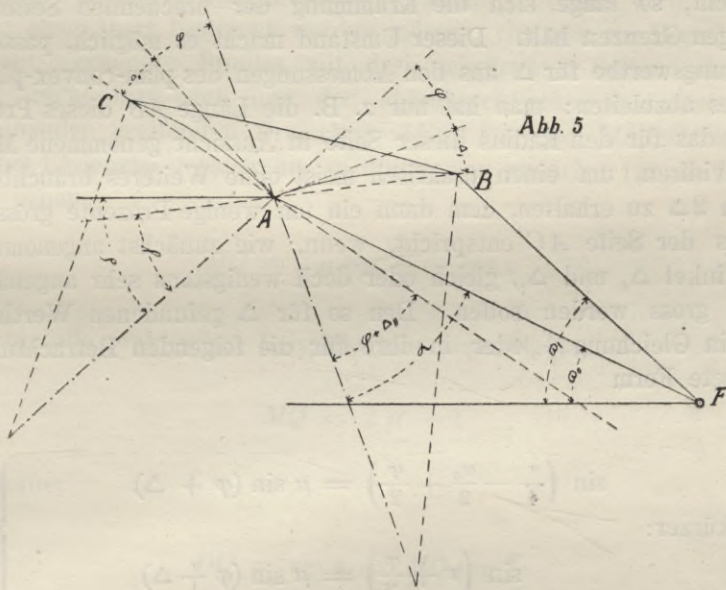


Abb. 5

Berechnungsverfahren.

Die Berechnung der katadioptrischen Profile mit beliebig gekrümmten brechenden Seiten geht, wenn die Bezeichnungen der Abbildung 5 eingeführt werden, von folgenden Beziehungen aus:

$$\sin \alpha = \mu \sin (\varphi + \Delta_{,,}) \quad 1)$$

$$\sin \delta = \mu \sin (\varphi + \Delta_{,}) \quad 2)$$

$$\alpha + \delta = \frac{\pi}{2} - \omega_0 + \varphi \quad 3)$$

Hierin wie in allen folgenden Beziehungen sind die Zeichen Δ algebraisch aufzufassen, so zwar, dass positive Einsätze konkaven, negative konvexen Krümmungen entsprechen.

Betrachtet man zunächst den einfachsten Fall, wobei $\Delta_{,} = \Delta_{,,}$ und dementsprechend $\alpha = \delta$ ist, so gehen die Gleichungen 1, 2, 3 in die Form:

$$\sin \alpha = \mu \sin \left(2\alpha + \omega_0 - \frac{\pi}{2} + \Delta \right) \quad 4)$$

über und werden damit auf eine Beziehung zurückgeführt, die aus der Theorie des Fresnel'schen Profles zur Genüge bekannt ist.

Es ist nun a priori anzunehmen und wird durch Rechnungsbeispiele bestätigt, dass das Sehnendreieck ABC bei gleicher Winkelspannung ω_0 und ω , weder in seiner Lage noch in seinen Längen und Winkeln erheblich von dem Dreiecke des ursprünglichen Profles abweicht, so lange sich die Krümmung der brechenden Seiten in mässigen Grenzen hält. Dieser Umstand macht es möglich, passende Näherungswerthe für Δ aus den Abmessungen des plan-convex-planen Profles abzuleiten: man hat nur z. B. die Länge AB dieses Profles durch das für den Radius dieser Seite in Aussicht genommene Maass zu dividiren, um einen praktisch meist ohne Weiteres brauchbaren Werth 2Δ zu erhalten, dem dann ein um wenige Prozente grösserer Radius der Seite AC entspricht, wenn, wie zunächst angenommen, die Winkel Δ , und $\Delta_{,,}$ gleich oder doch wenigstens sehr angenähert gleich gross werden sollen. Den so für Δ gefundenen Werth hat man in Gleichung 4 oder in ihre für die folgenden Betrachtungen geeignete Form

$$\left. \begin{aligned} \sin \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\omega_0}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) &= \mu \sin (\varphi + \Delta) \\ \text{oder kürzer:} \\ \sin \left(\tau + \frac{\varphi}{2} \right) &= \mu \sin (\varphi + \Delta) \end{aligned} \right\} 5)$$

einzusetzen; worin φ die einzige Unbekannte ist.

Nur wenig umständlicher gestaltet sich der Gang, wenn die Krümmungen der beiden brechenden Seiten sehr ungleich sind, mithin die Winkel Δ , und $\Delta_{,,}$ verschiedene Werthe erhalten oder gar Krümmungen verschiedenen Sinnes entsprechen.

Der Ausgangspunkt des dabei einzuschlagenden Weges ist das auf Tafel II veranschaulichte Verfahren zur graphischen Ermittlung des plan-konvex-planen Profles und zwar in erster Linie des dort mit φ bezeichneten Winkels. Eines ausführlichen Richtigkeitsbeweises bedarf dieses Verfahren, das sich wesentlich bequemer erweisen dürfte als das dem Verfasser sonst allein bekannte von Chr. Nehls*) angegebene Verfahren, für den mit der graphischen Behandlung des

*) Vergl. Chr. Nehls, Anhang zur Uebersetzung des Stevenson'schen Werkes Lighthouse Illumination.

Brechungsgesetzes vertrauten Leser nicht. Aus der Parallelität $AP \parallel MD, AE \parallel MH$ folgt ohne Weiteres

$$EM = PM = \mu$$

eine Forderung, der auf dem angegebenen Wege mit einer einzigen von X ausgehenden Vorkonstruktion praktisch vollkommen Genüge geschieht. Die weiteren trigonometrischen Operationen sind hier nur wiedergegeben, um beiläufig zu zeigen, wie verhältnissmässig einfach die graphische Konstruktion des plankonvexplanen Profiles wird, dessen Seiten angenähert bestimmt werden müssen, ehe man zur Berechnung des entsprechenden Profiles mit drei gekrümmten Seiten schreiten kann. Sieht man sich nun den charakteristischen aus den zwei übereinander greifenden Dreiecken $AEGLPA$ und $MEDHPM$ gebildeten Linienzug genauer an, so findet man zunächst für die Länge MQ genau:

$$MQ = 2 \mu \cos \frac{\varphi}{2} - \cos \tau \quad 6)$$

oder für alle praktischen Beispiele sehr angenähert

$$MQ = 2 \mu - 1 \quad 7)$$

und ferner

$$DQ = \sin \tau = MQ \operatorname{tng} \frac{\varphi}{2} \quad 8)$$

Hieraus ergibt sich für den ersten Näherungswerth $\dot{\varphi}$ die Beziehung

$$\operatorname{tng} \frac{\dot{\varphi}}{2} = \frac{\sin \tau}{2 \mu - 1} \quad 9)$$

für den zweiten Näherungswerth $\ddot{\varphi}$

$$\operatorname{tng} \frac{\ddot{\varphi}}{2} = \frac{\sin \tau}{2 \mu \cos \frac{\dot{\varphi}}{2} - \cos \tau} = \frac{\sin \tau}{\cos \tau \left(2 \mu \frac{\cos \frac{\dot{\varphi}}{2}}{\cos \tau} - 1 \right)} \quad 10)$$

Diese Näherungs-Gleichungen liefern, wie hier beiläufig angemerkt werden darf, an sich schon gute Werthe, besonders scharfe jedoch, sobald man den mit Gleichung (10) errechneten Werth $\ddot{\varphi}$ nochmals

in den Nenner der selben Gleichung an Stelle von $\frac{\varphi}{2}$ einführt, was sich mühelos vollzieht. Für den Gang der vorliegenden Untersuchungen ist diese Betrachtungsweise nur insofern von Bedeutung, als sie auch bei dem Probleme des Profils mit drei gekrümmten Seiten in jedem Falle genügend nahe an das Ziel führt. Die Analyse

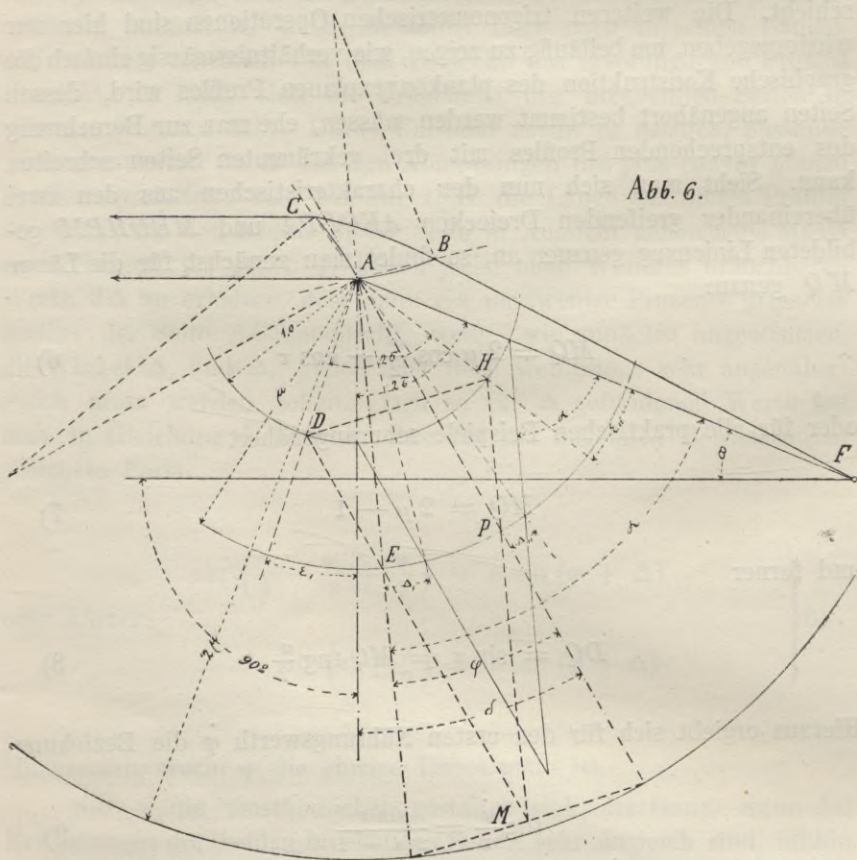


Abb. 6.

des allgemeinen Falles wird man aus Abbildung 6, die den Sonderfall des konvex-konvex-konkaven Profils als Beispiel vorführt, entnehmen können. Man erkennt hier sämtliche Größen der Gleichungen (1) bis (3) und ebenso den charakteristischen Linienzug $AE \parallel MH$, $AP \parallel MD$, der hier aber gegen die Mittellinie des Winkels 2τ verschoben ist, unschwer wieder. Man findet angenähert

$$\varepsilon'' = \mu \Delta'' \frac{\cos(\varphi + \Delta'')}{\cos \alpha} \quad 11)$$

$$\varepsilon_1 = \mu \Delta_1 \frac{\cos(\varphi + \Delta_1)}{\cos \delta} \quad 12)$$

Sind die Winkel ε bekannt, so ist es auch der Winkel HAD und zwar als:

$$2\sigma = 2\tau - (\varepsilon_1 + \varepsilon_{11})$$

worin die Zeichen ε nicht absolute, sondern, der Annahme für Δ entsprechend, abgebräuschte Werthe bedeuten. Die Gleichungen (9) und (10) können somit auch in dem allgemeinen Falle des Profiles mit beliebig gekrümmten Seiten zur Berechnung des Winkels φ dienen, wenn man darin statt $\tau = \frac{\pi}{4} - \frac{\omega}{2}$ einsetzt:

$$\sigma = \frac{\pi}{4} - \frac{\omega}{2} - \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_{11}}{2} = \tau - \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_{11}}{2} \quad 13)$$

Vorher jedoch bedarf man eines rohen Näherungswerthes für φ , um ε_1 und ε_{11} aus Gleichung 11 und 12 angenähert ermitteln zu können. Diesen erhält man, wenn man zunächst $\varepsilon = \mu \Delta$ setzt, was, wie selbst die stark verzerrte Abbildung zeigt, nicht weit von der Wirklichkeit abweicht.

Man hat mithin folgende Näherungsrechnungen durchzuführen:

$$\operatorname{tng} \frac{\dot{\varphi}}{2} = \frac{\sin\left(\tau - \mu \frac{\Delta_1 + \Delta_{11}}{2}\right)}{2\mu - 1} \quad 14)$$

$$\dot{\alpha} = \operatorname{arc}(\sin = \mu \sin(\dot{\varphi} + \Delta_{11})) \quad 1)$$

$$\dot{\delta} = \operatorname{arc}(\sin = \mu \sin(\dot{\varphi} + \Delta_1)) \quad 2)$$

$\dot{\alpha}$ und $\dot{\delta}$ auszugleichen nach der Bedingung

$$\ddot{\alpha} + \ddot{\delta} = \frac{\pi}{2} - \omega + \dot{\varphi} \quad 3)$$

$$\varepsilon_1 = \mu \Delta_1 \frac{\cos(\dot{\varphi} + \Delta_1)}{\cos \dot{\delta}} \quad 11)$$

$$\varepsilon_{11} = \mu \Delta_{11} \frac{\cos(\dot{\varphi} + \Delta_{11})}{\cos \dot{\alpha}} \quad 12)$$

$$\sigma = \tau - \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_{11}}{2} \quad 13)$$

$$\operatorname{tng} \frac{\ddot{\varphi}}{2} = \frac{\sin \sigma}{2\mu - 1} \quad 15)$$

$$\operatorname{tng} \frac{\varphi}{2} = \frac{\sin \sigma}{\cos \sigma \left(2 \mu \frac{\cos \frac{\varphi}{2}}{\cos \sigma} - 1 \right)} \quad 16)$$

Diese Rechnungen führen bei nur einmaliger Durchführung bis auf etwa 2' an den wahren Werth φ heran. Wiederholungen unter Einsatz des letzten Näherungswerthes führen meist nicht näher.

Es ist das aber auch in den seltensten Fällen praktisch erforderlich; denn man kann, nachdem φ einmal herechnet ist, eine der beiden Grössen Δ mit α und δ zusammen als Unbekannte der drei Grundgleichungen behandeln und erhält alsdann auf einfachem Wege die diesen Gleichungen genau entsprechenden Werthe, nur dass Δ , oder $\Delta_{,,}$, um wenige Procente grösser oder kleiner und umgekehrt der Schleifradius um wenige Procente kleiner oder grösser ausfällt, als zunächst angenommen war. Man kann andererseits auf dem Wege der Probe und Interpolation dem wahren Werthe φ , nachdem eine so gute Näherung schon gefunden ist, rasch beliebig scharf beikommen. Bei einiger Uebung erweist sich dieser Weg schon sofort nach Auffindung des ersten Näherungswerthes (Gl. 14) als vortheilhaft. Auf alle Fälle aber darf man nicht vergessen, dass Δ , und $\Delta_{,,}$ selbst nur Näherungs-Annahmen sind, die, wenn es wirklich auf vollkommen scharfe Innehaltung gewisser davon abhängiger Abmessungen ankommen sollte, doch noch der nachträglichen Korrektur bedürfen. In solchen Fällen hebt das Verfahren nach der Bestimmung der Längen AB und AC beim Anfange wiederum und nöthigenfalls ein drittes Mal an.

Die trigonometrische Bestimmung des Dreiecks ABC , der Schleif-Radien und Mittelpunkte, kurz aller Maasse, deren Kenntniss für die Ausführung nothwendig oder erwünscht ist, erheischt nur durchaus elementare Mittel.

Somit ist die Aufgabe der Bestimmung eines katadioptrischen Profils mit im Voraus gegebenen Krümmungen der brechenden Seiten für praktische Zwecke ausreichend gelöst.

Es mag hier noch angemerkt werden, dass Abbildung 6 auch den Weg zu einer graphischen bei entsprechender Wiederholung sich selbst korrigirenden Näherungs-Lösung zeigt, deren man sich unter Umständen vortheilhaft zur Vorermittelung der Längen AB und AC bedienen kann.

Verhältniss $\frac{\Delta_{,}}{\Delta_{,,}}$; Fehlablesungen.

Wie zuvor dargelegt, hängt die Krümmung der spiegelnden Seite von dem Maasse und dem Sinne der Krümmung jeder der beiden brechenden Seiten ab. Sind beide brechenden Seiten konkav — und dieser Fall wird aus den schon angeführten Gründen nunmehr

allein ins Auge gefasst —, so liegt die spiegelnde Seite, wie dargestellt wurde, angenähert in einer Ellipse. Die Achsen dieser Ellipse werden um so kleiner, die Krümmungen gleich langer Bogenstücke im Allgemeinen um so stärker, je stärker die Krümmungen der brechenden Seiten sind. Je mehr nun die Krümmung der Seite AC die der Seite AB überwiegt, um so näher rückt der Ort der spiegelnden Seite dem relativ am schwächsten gekrümmten Scheitel der Ellipse. Man kann mithin für ein Profil von gegebener Spannung beliebig viele Lösungen finden, bei denen die spiegelnde Seite eine und dieselbe mittlere Krümmung erhält. Je mehr bei einer solchen Lösung die Krümmung der Einfallsseite AB relativ die der Austrittsseite AC überwiegt, um so stärker sind beide Krümmungen absolut, und siungemäss umgekehrt. Es fragt sich nun, welche von allen Lösungen, die ein bestimmtes, aus schleiftechnischen Rücksichten anzustrebendes Maass der Krümmung, mithin einen bestimmten Radius der spiegelnden Seite ergeben, den Vorzug verdient.

Hier treten nun wiederum die optischen Eigenschaften des Profiles in den Vordergrund.

Der Kreisbogen, wonach die spiegelnde Seite BC thatsächlich geschliffen wird, weicht von dem theoretisch zwar nicht streng aber doch angenähert richtigen Ellipsenbogen gleicher mittlerer Krümmung um so mehr ab, je weiter entfernt die relativ sehr kleine Strecke BC von dem durch die kleine Achse bestimmten Scheitel der Ellipse liegt. Dies ergibt sich ohne weiteres aus dem Umstande, dass die Krümmung der Ellipse mit dem Abstände von diesem Scheitel immer stärker zunimmt, während der Kreis konstante Krümmung besitzt. Hieraus ist zu folgern, dass die in üblicher Weise berechnete konvexe spiegelnde Seite in ihrer ganzen Ausdehnung, mit Ausnahme der beiden Endpunkte B und C , die auf sie fallenden Strahlen zu wenig ablenkt und dass die Ablenkungs-Fehler mit der Annäherung an den durch die Brennpunkten-Achse bestimmten Scheitel wachsen.

Die Berechtigung dieser Folgerung wird einigermaßen durch den Umstand in Zweifel gestellt, dass die Voraussetzungen hinsichtlich der Einheitlichkeit der virtuellen Brennpunkte der Strahlen unmittelbar vor und nach der Spiegelung in Wirklichkeit nicht zutreffen. Aber die zahlreichen Rechnungen, die der Verfasser in dieser Beziehung angestellt hat, bestätigen die Vermuthung, dass die Verhältnisse sich im Grossen und Ganzen dieser Folgerung entsprechend gestalten. Sie gilt, wie hier eingeschaltet werden mag, für jede nach einem der drei Kegelschnitte konvex geformte spiegelnde Seite, so insbesondere auch von der des ursprünglichen Fresnel'schen Profiles, und, mit sinn-gemässer Umkehrung hinsichtlich des Sinnes der Fehlablenkung, auch für konkave Seiten.

Der Verfasser hegte anfänglich die Befürchtung, dass dem Profile mit drei gekrümmten Seiten gegenüber dem ursprünglichen Profile der Mangel einer grösseren Fehlableitung (sphärischen Aberration) anhaften und dass dieser Mangel seine sonstigen Vorzüge aufwiegen könnte. Diese Befürchtung hat sich nicht bestätigt. Im Gegentheile, die Mannigfaltigkeit der Lösungen des konkav-konvex-konkaven Profils macht es möglich, neben den schleiftechnischen Vortheilen auch noch eine beträchtliche Verminderung der Fehlableitung zu erzielen. Diese zu berechnen, ist nicht so umständlich, wie es auf den ersten Anblick zu sein scheint. Bei Bearbeitung des auf Tafel III dargestellten Entwurfes II hat der Verfasser den Versuch gemacht, die Fehlableitung des Mittelstrahles eines jeden Profils ganz zu unterdrücken, nachdem eine im Allgemeinen befriedigende Lösung — Entwurf I — schon gefunden war. Ausgehend von den obigen theoretischen Erwägungen steigerte er die Krümmung der Austrittsseite bis auf den vorläufig als praktisches Mindestmaass betrachteten Radius 500 mm und suchte nun diejenige Krümmung der Eintrittsseite, bei der die Fehlableitung des Mittelstrahles verschwand. Dabei stellte sich jedoch heraus, dass das Ziel in diesem Falle nicht erreicht werden konnte, ohne den schleiftechnischen Vortheil mässiger Radien der beiden anderen Seiten aufzugeben, ja theilweise ohne zu einer konvexen Krümmung der Seite *AB* überzugehen. So blieb denn nur ein Ausgleich zwischen den optischen und den technischen Anforderungen übrig. Die hier zusammengestellten Rechnungsergebnisse zeigen, welche Ablenkungsfehler den einzelnen praktischen Lösungen anhaften:

No.	Fehlableitung des Strahles: $\frac{\omega_0 + \omega_1}{2}$		
	plankonvexplan	Entwurf I ($\Delta, \infty = \Delta_{,,}$)	Entwurf II ($\Delta_{,,} = \infty 3\Delta,$)
Ia	17,5	16,9	9,5
Ib	—	—	7,1
II	12,8	13,9	7,9
III	14,6	15,6	7,9
IV	14,4	16,3	10,4
V	13,5	15,0	10,5

Ueberall zeigt sich hiernach das konkav-konvex-konkave Profil des Entwurfes II dem plankonvexplanen überlegen. Man könnte einwenden, dass die Unterdrückung der Fehlableitung bei Apparaten für Schnellblinkfeuer (feux-éclairs) wie das für Arkona nicht erstrebenswerth sei; dass es vielmehr erwünscht sei, für die Abnahme

der räumlichen Streuwinkel, die eine Folge des zunehmenden Abstandes der katadioptrischen Ringe einer Staffel von der Lichtquelle ist, durch die Fehlablenkungen einen Ersatz zu schaffen, um so eine möglichst gleichmässige Vertheilung des Lichtes in dem von der ganzen Staffel ausgestrahlten Büschel zu erzielen. Man könnte sich dabei auch darauf stützen, dass bei den dioptrischen Elementen, deren Streuung an sich schon grösser ist, gleichfalls beträchtliche Fehlablenkungen eintreten. Abgesehen davon, dass solche Einwände auf unrichtigen physiologischen Voraussetzungen beruhen würden, wäre darauf in erster Linie zu erwidern: wer die Schwierigkeiten der praktischen Ausführung solcher Prismen kennt, kann sich darüber nicht täuschen, dass verhältnissmässig erhebliche Schleiffehler unter keinen Umständen vermieden werden können, dass die denkbar grösste Sorgfalt nothwendig ist, sie in mässigen Grenzen zu halten, und es deshalb nur allzunothwendig ist, die theoretischen Ablenkungsfehler soweit als irgend möglich einzuschränken. Sodann wäre beiläufig noch zu erwidern, dass auch die Fehlablenkung der dioptrischen Profile zweckmässig und in einfachster Weise dadurch vermindert wird, dass man nicht die Endstrahlen, sondern etwas mehr der Mitte zu gelegene Strahlen rechnermässig richtig ablenkt, wie dies im Entwurf II für den Arkona'er Apparat gesehen ist.

Eigenstreuung.

Es verdient hervorgehoben zu werden, dass die Eigenstreuung oder richtiger das Streuvermögen der Prismen durch die Krümmung der brechenden Seiten nicht merklich beeinflusst wird. Es geht dies schon aus dem Umstande hervor, dass die Vertical-Projection der Seite AC bei allen Lösungen eines Profiles nahezu unverändert bleibt.

Kugelflächen.

Endlich mag hier noch angemerkt werden, dass es nahe liegt, die Schleifmittelpunkte einer oder auch beider brechenden Seiten in die optische Achse zu verlegen, wenn diese zugleich die Rotationsachse des Profiles ist. In diesem Falle werden nämlich die brechenden Flächen des Prismas Kugelflächen, die in schleiftechnischer Hinsicht am vollkommensten behandelt werden können. Freilich macht die Berechnung ausserordentlich viel Mühe, auch ist diese Lösung in den meisten Fällen aus anderen praktischen und optischen Rücksichten nicht mehr zweckmässig. Immerhin hat sie der Verfasser auf einzelne Profile einer Blinkfeuer-Staffel von 500 mm Brennweite anwenden können.

Ergebnisse.

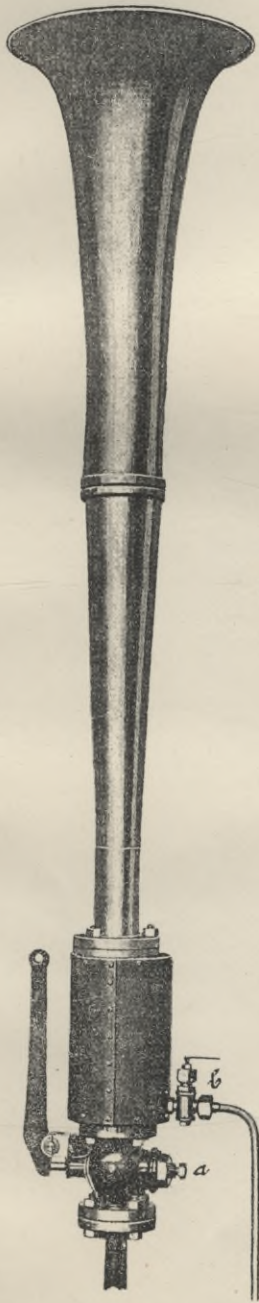
Das Ergebniss der mitgetheilten Untersuchung ist dahin zusammenzufassen: Das katadioptrische Fresnel'sche Profil besitzt bei konkaver Krümmung der brechenden Seiten folgende Vorzüge im Vergleiche zur ursprünglichen Form

1. bequemere und genauere Herstellung aller drei Seiten,
2. geringere theoretische Ablenkungsfehler.

Das Ergebniss ist durch die bisherigen Ausführungen der Schleiferei des Herrn Wilhelm Weule in Goslar, dem der Verfasser die erste Anregung zu diesen Untersuchungen verdankt, in erfreulichster Weise bestätigt worden.

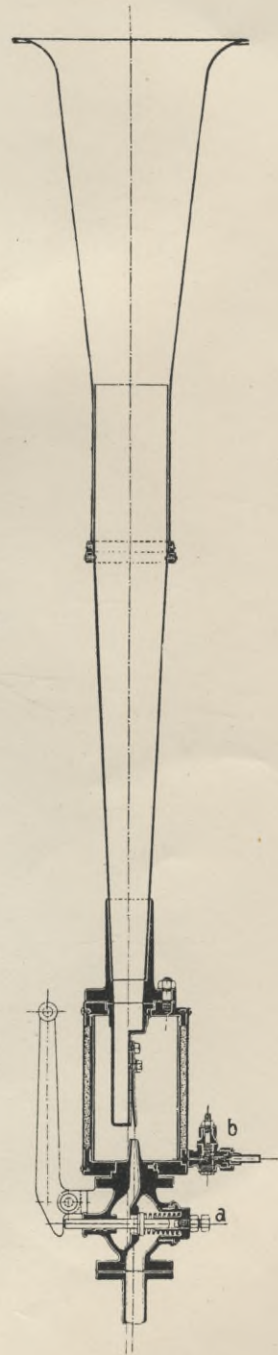
Berlin im April 1902.

Zungenhorn „Stentor“.

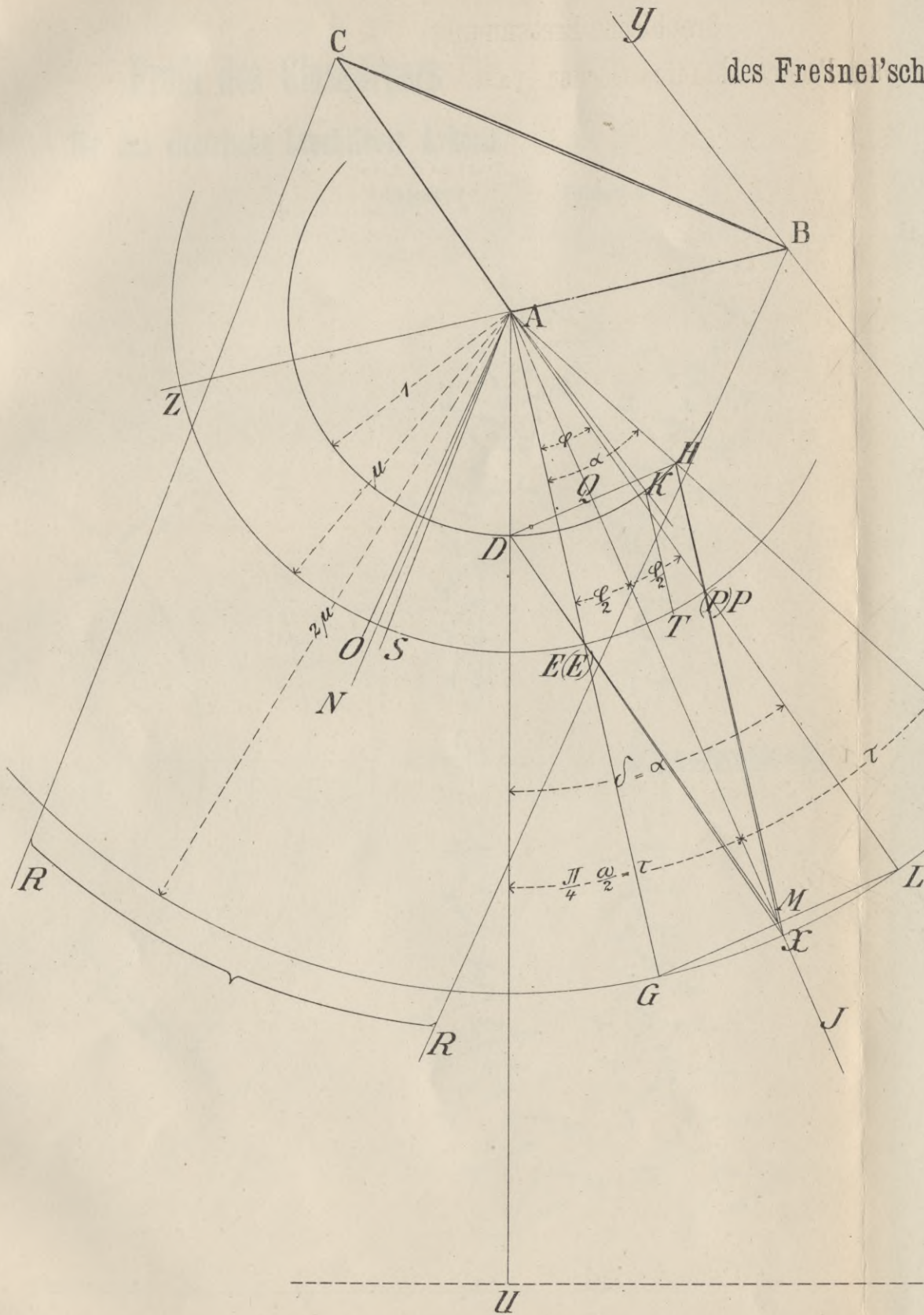


D. R. P. Nr. 103201

ca. $\frac{1}{10}$ nat. Grösse

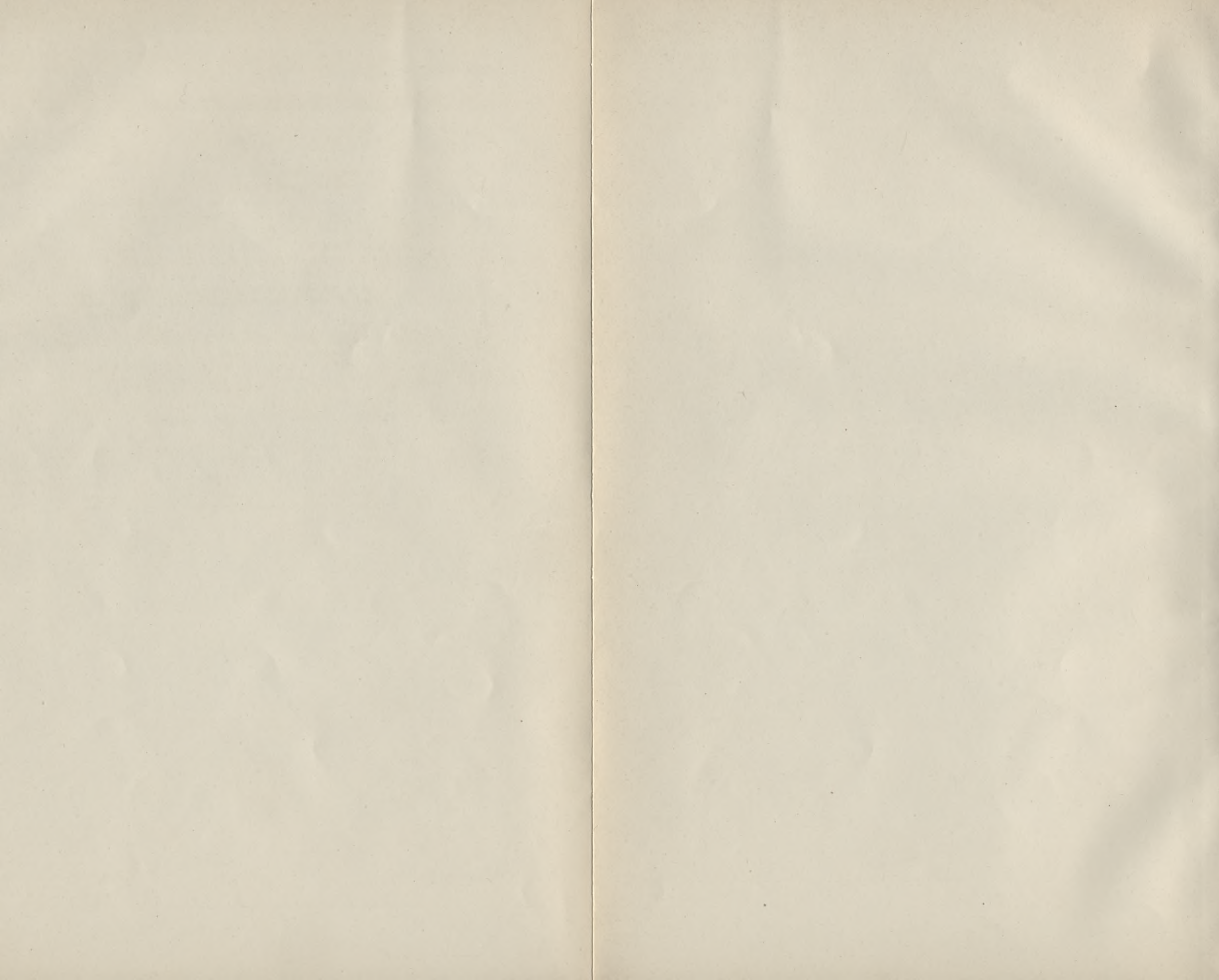


Graphische Bestimmung
des Fresnel'schen katadioptrischen (plan-konvex-planen) Prismas.



1. Trage an FA den gegebenen Winkel $\omega_1 - \omega$ an.
2. Schlage um A drei Kreise mit den Radien $1, \mu$ und 2μ in beliebigem Maassstabe.
3. Ziehe durch A die Normale AU zur optischen Achse.
4. Halbire Winkel UAF (Halbirungslinie AJ).
5. Kreis um A mit 2μ schneidet AJ in X .
6. XH und XD schneiden Kreis μ in P und E .
7. AP und AE schneiden Kreis 2μ in G und L .
8. GL , Sekante des Kreises 2μ , schneidet AJ in M .
9. MH und MD schneiden Kreis μ in (P) und (E) , die mit P und E nahezu zusammenfallen. $A(P)$ und $A(E)$ geben praktisch direct brauchbare Näherungswerte.
10. $\left\{ \begin{array}{l} AB \perp A(E) \\ AC \text{ Verlängerung von } A(P). \end{array} \right.$ (Damit Planseiten AC und AB der Richtung und Lage nach gegeben.)
11. Schnitt FY mit $AB = B$ (Kante der unteren Planfläche).
12. Verlängere AB bis Z (Kreis μ).
13. Halbire Winkel ZAP ; Mittellinie AS .
14. Ziehe $AK \parallel FB$.
15. Ziehe $KT \parallel A(E) \parallel H(P)$.
16. Halbire Winkel ZAT ; Mittellinie AO .
17. Halbire Winkel OAS ; Mittellinie AN .
18. Ziehe $BC \perp AN$.
19. Ziehe $CR \parallel AS$ und $BR \parallel AO$; R Mittelpunkt der konvexen Seite.

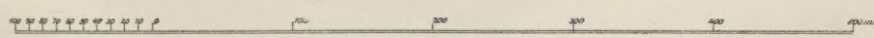
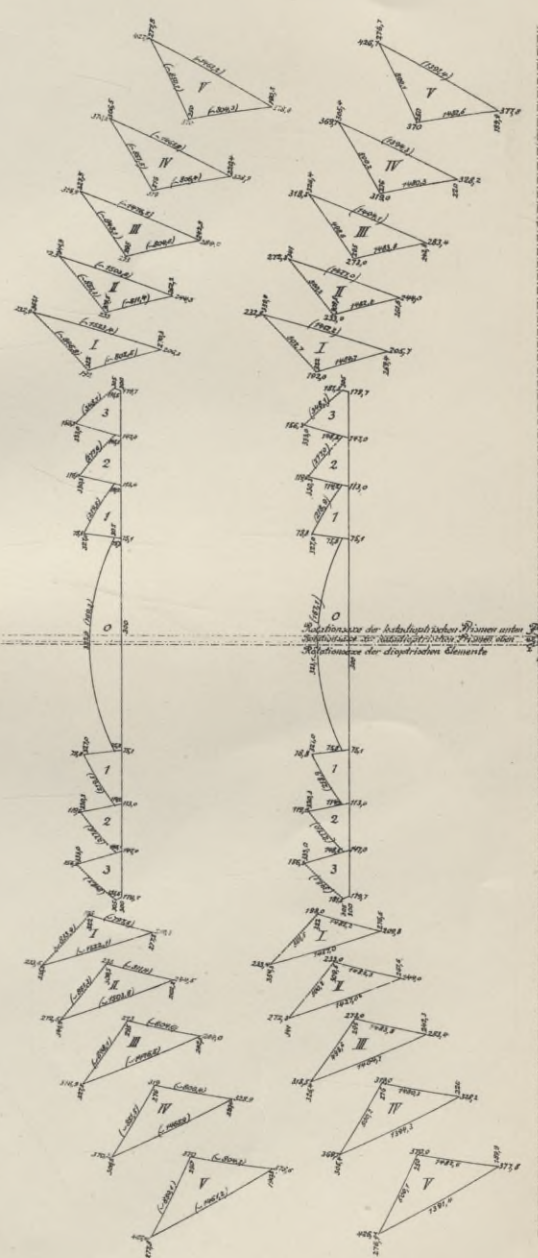
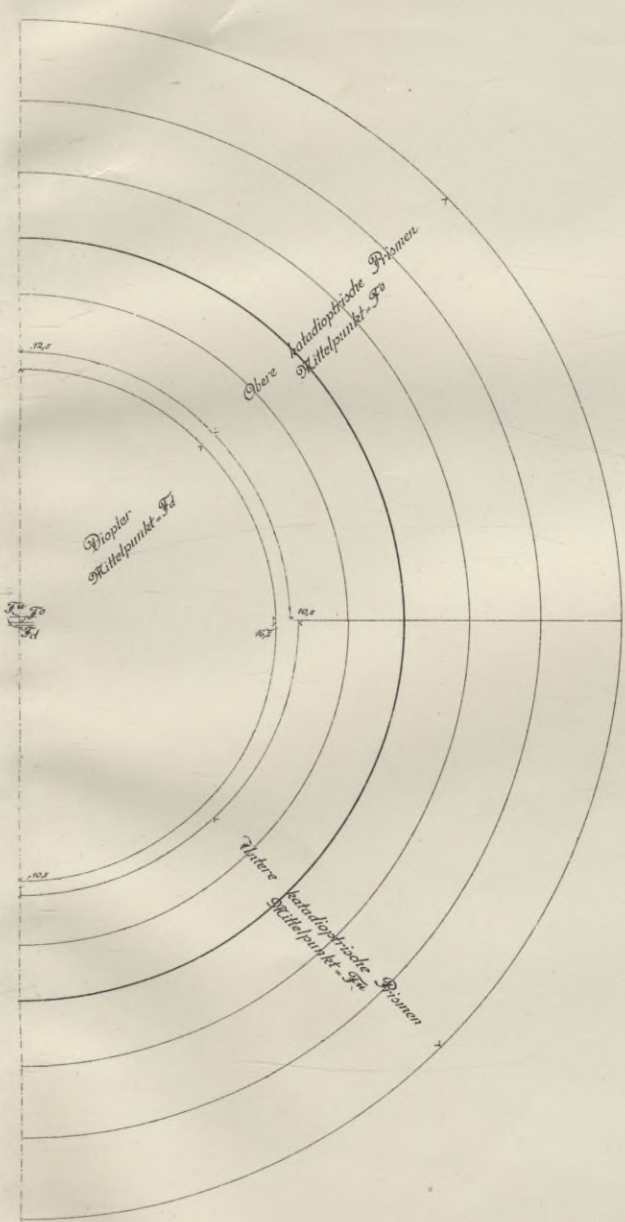
Optische Achse



Profil des Glaskörpers für das electrische Leuchtfeuer Arkona.

Entwurf I

Entwurf II

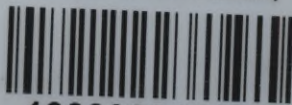


Biblioteka Politechniki Krakowskiej



III-307109

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



100000316138