Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 10 (1937)

Heft: III

Artikel: Heterochrome Präzisions-Photometrie mittelst Thermosäule und Kombinationsfilter

Autor: König, H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110740

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

Heterochrome Präzisions-Photometrie mittelst Thermosäule und Kombinationsfilter

von **H. König** (Bern).
(Mitteilung aus dem Eidg. Amt für Mass und Gewicht.)

(21. IV. 37.)

Es ist möglich, ein Kombinations-Glasfilter anzugeben, dessen Durchlässigkeitsfunktion der internationalen Hellempfindlichkeitsfunktion nahezu gleich ist. Im Verein mit einem nicht-selektiven Empfänger (Thermosäule) stellt es ein „künstliches Präzisionsauge" dar, dessen Anpassungsgrad und Empfindlichkeit ausreicht, um alle wichtigen Horizontal-Intensitätsmessungen an Glühlampen und Gasentladungslampen mit grosser Genauigkeit zu ermöglichen.

Gleichzeitig bildet dieser angepasste Empfänger die Grundlage eines Verfahrens zur absoluten Messung der Farbtemperatur von Glühlampen.

Wir unterscheiden zwei Gruppen von Verfahren, welche den objektiven Helligkeitsvergleich verschiedenfarbiger Lichter zum Gegenstand haben[1]):

1. Die Verfahren, welche eine Kenntnis bzw. eine besondere Bestimmung der Energieverteilung der zu vergleichenden Lichter zur Voraussetzung haben (spektralphotometrisches Verfahren, Mehrfilterverfahren, Dispersionsfilter-Verfahren u. a. m.) und
2. die Anpassungsverfahren, bei denen die Empfindlichkeitsfunktion des Empfängers der internationalen Hellempfindlichkeit $V(\lambda)$ möglichst angepasst wird („künstliche Augen").

Diese letztere Gruppe verdient ihrer uneingeschränkten Anwendbarkeit wegen besondere Beachtung. Zur Verwirklichung eines angepassten Empfängers führen methodisch im wesentlichen zwei Hauptwege:

a) Nicht-selektiver Empfänger mit Vorschaltfilter, dessen Durchlässigkeitsfunktion $d(\lambda)$ möglichst $= V(\lambda)$.

b) Selektiver Empfänger mit individuellem Vorschaltfilter. Bei beiden Wegen a) und b) kann die gewünschte Durchlässigkeit

α) durch Filterung im gewöhnlichen Sinne des Wortes (Glas- oder Flüssigkeitsfilter), oder

β) durch Zerlegung mittelst Prisma und Ausblendung erzeugt werden.

*

Was den Wert der nach Art von β) entstehenden künstlichen Präzisionsaugen herabsetzt, ist in dem von Ives[2]) untersuchten Fall a) die Unempfindlichkeit der Thermosäule, indem man nicht ohne Abbildung der Lichtquelle auf den Eintrittsspalt auskommt, und in dem von uns[3])[8]) untersuchten Fall b) die Grenzen der Leistungsfähigkeit der Selen-Sperrschichtzellen[4]). Die Empfindlichkeitsfrage wäre in diesem letzteren Fall einigermassen befriedigend gelöst.

Die Erfahrung lehrt nun, dass die Umformung der Energieverteilung innerhalb ein und demselben Strahlenbündel mit um so grösserer Einbusse an Empfindlichkeit verbunden ist, je höher die Anpassung getrieben werden soll, es sei denn, dass zufällig ein Filter gerade die gewünschte Anpassung ermöglicht. Bei den auf dem Prinzip β) beruhenden Apparaten ist die Anpassungs*fähigkeit* mehr als ausreichend. Es erscheint daher rationeller, die Anpassung zu Gunsten der Empfindlichkeit zunächst nicht zu weit zu treiben, sondern zu versuchen, ohne Einbusse an Empfindlichkeit *mehrere nacheinander* mit *mässig angepassten* Einheiten vom Typus α) gewonnene Messresultate derart zu kombinieren, dass sie äquivalent *einer* Messung mit einem *gut angepassten* Empfänger werden. Es ist nicht verwunderlich, dass dank der freien Wählbarkeit der nachstehend mit c_i bezeichneten Gewichte der Einzelmessungen eine bessere Allgemeinanpassung erreichbar ist, als dies mit homogenem Flüssigkeitsfilter[5])[1])[6]) oder inhomogener Bedeckung des Empfängers mit Glasfiltern[3]) der Fall ist. (Siehe hierzu die in [1]), Abb. 2, wiedergegebene Kurve KF III, jetzt überholt durch Fig. 1 der vorliegenden Arbeit.) Diese grosse, an diejenige der Apparate vom Typus β) nahezu heranreichende und u. E. für alle Zwecke ausreichende Anpassungsfähigkeit liegt eben im Prinzip der Kombination begründet. Die Leistungsfähigkeit dieses Prinzips zeigt sich, wie hier nur nebenbei erwähnt werden soll, auch bei dem für die Überbrückung der Farbensprünge bei Glühlampen ausgearbeiteten Mehrfilterverfahren[7]).

Aus den erwähnten Gründen halten wir den Fall α), ergänzt durch das Prinzip der Kombination von Messungen, als dem Fall β) wenigstens für die Alternative a) für überlegen, da die unbestrittene zeitliche Konstanz der spektralen Empfindlichkeit einer Thermosäule die sorgfältige Aussuchung der Teilfilter und die Berechnung der c_i lohnend erscheinen lässt.

Für die Alternative a) spricht noch Folgendes. Die Grundlage der heterochromen objektiven Präzisions-Photometrie wird *stets* die Bestimmung der Durchlässigkeitsfunktion von Filtern sein. Jeder, der richtig objektiv photometrieren will, muss also für sich

eine Lösung dieser Aufgabe finden. Wir würden es als grundsätzlich günstig ansehen, wenn alle grundlegenden heterochromen photometrischen Messungen auf die Bestimmung spektraler Durchlässigkeiten zurückgeführt werden können. Insbesondere käme die Aufgabe, die Empfindlichkeit eines selektiven Empfängers, z. B. einer Photozelle, zu bestimmen (was bekanntlich weniger einfach ist als die spektrale Ausmessung eines Filters!) in Wegfall.

Wir haben daher trotz der verhältnismässig geringer Empfindlichkeit der Thermosäule seit Jahren das Problem der Schaffung eines zur Thermosäule als nicht-selektivem Empfänger gehörenden lichtstarken Kombinationsfilters bearbeitet[1])[8]). Nachstehend soll über eine gegenüber früher abgeänderte und verbesserte Lösung sowie über ihre Anwendung auf photometrische Aufgaben berichtet werden.

Beschreibung des Kombinationsfilters KF IV. Es handelt sich darum, die Funktion $V(\lambda)$ durch lineare Kombination aus einer nicht zu grossen Anzahl vorgegebener Funktionen $d_i(\lambda)$ aufzubauen. Die praktische Grundlage bildet das vor drei Jahren von Schott herausgebrachte Filter BG 18, welches in der Gegend von $\lambda = 600$ m gegen Rot hin hinreichend scharf abschneidet. An Filtern, die in den verschiedensten Bereichen gegen Blau hin einen steilen Abfall der Durchlässigkeitskurve aufweisen, fehlt es nicht. Die geeigneten Filter (lauter Schott'sche Glasfilter, Probeplatten von 40/40 mm) wurden durch zeichnerisches Probieren, die passenden Teilkombinationen $d_i(\lambda)$ als Ganzes spektralphotometrisch genau untersucht und hierauf teils rechnerisch, teils zeichnerisch die Koeffizienten c_i ermittelt, indem zunächst c_1 so bestimmt wurde, dass die Restfunktionen $V(\lambda) - c_1 d_1(\lambda)$ zwischen 400 und 450 mm möglichst verschwindet usw. KF IV hat folgenden Aufbau:

$$\underset{\text{KF IV}}{d(\lambda)} = \sum_{i=1}^{8} c_i d_i(\lambda) = d_1(\lambda) \sum c_i d_i'(\lambda)\,, \qquad d_i'(\lambda) = 1.$$

Allen Teilkombinationen $d_i(\lambda)$ ist gemeinsam die Grundkombination $d_1(\lambda)$:

$d_1(\lambda) = (1$ mm GG 8 + 1 mm BG 18 + 2 mm BG 19 + 2 mm BG 19), vor welche der Reihe nach die in Tabelle 1 angegebenen Teilkombinationen $d'_i(\lambda)$ geschaltet werden.

Man bemerkt, dass verhältnismässig viele Bauelemente herangezogen werden müssen, um eine gute Anpassung, wie sie in Fig. 1 bzw. durch Tabelle 2 zum Ausdruck gebracht ist, zu erzwingen. Fig. 1 zeigt die $d_i(\lambda)$, aus denen sich $\underset{\text{KF IV}}{d(\lambda)}$ aufbaut. $d'_4(\lambda)$ und $d'_5(\lambda)$ unter-

Tabelle 1.

Zur konstanten Vorfilterung $d_1(\lambda)$ (1 mm GG 8 + 1 mm BG 18 + 2 mm BG 19 + 2 mm BG 19) hinzutretender veränderlicher Teil des Kombinationsfilters KF IV. Faktoren c_i bzw. f_i zur Berechnung der Helligkeit bzw. der Farbtemperatur.

Teil-Kombination $d_i'(\lambda)$	Bezeichnung	Schmelznummer	Gewichte c_i	Reduktionsfaktoren f_i
$d_1'(\lambda)$	–(kein Filter)	–	0,25	
$d_2'(\lambda)$	2 mm VG 4	3986	1	2,212
$d_3'(\lambda)$	1 mm OG 4	14320	0,5	1,272
$d_4'(\lambda)$	2 mm OG 1	24320	0,65	1,428
$d_5'(\lambda)$	2 mm OG 1	24320	0,31	1,670
$d_6'(\lambda)$	1 mm OG 2	21707	0,3	2,485
$d_7'(\lambda)$	2 mm OG 4 + 2 mm RG6	14320 3033	1,8	4,99
$d_8'(\lambda)$	2 mm RG 1	21505	0,3	7,14

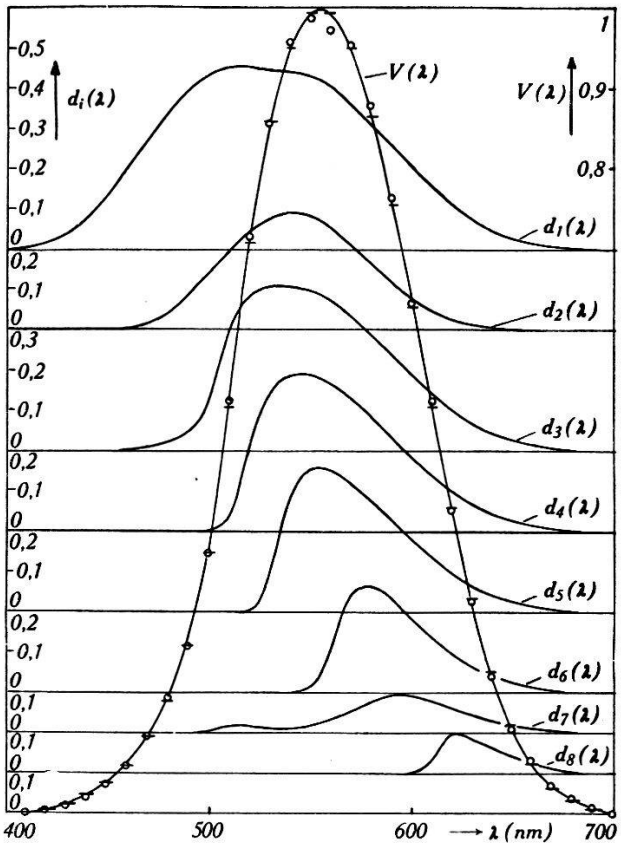

Fig. 1.

$$d(\lambda)_{\text{KF IV}} = \Sigma\, c_i \cdot d_i(\lambda)$$

o : Kombinationsfilter $d(\lambda)_{\text{KF IV}}$ – : internat. Hellempfindlichkeit $V(\lambda)$.

scheiden sich stark, trotz gleicher Bezeichnung und gleicher Schmelznummer. Die Gewichte c_i sind ebenfalls in Tab. 1 angegeben. Wie der Verlauf des in Tabelle 2 angegebenen Anpassungsfehlers

$$\Delta = \text{konst.} \cdot \Sigma\, c_i d_i(\lambda) - V(\lambda)$$

(Konst. = 0,995, durch Ausgleichung bestimmt)

in Abhängigkeit von λ zeigt, ist eine gute *relative* Anpassung im gesamten λ-Bereich erreicht worden, was bisher nur mit den Apparaten vom Typus β) (s. oben) möglich war.

Tabelle 2.

Anpassungsfehler Δ = Konst. · $\Sigma\, c_i d_i(\lambda) - V(\lambda)$, bezogen auf $V(\lambda)$ / max. = 1.

λ	$V(\lambda)$	Δ	λ	$V(\lambda)$	Δ	λ	$V(\lambda)$	Δ	λ	$V(\lambda)$	Δ
400	0,0004	− 0,0004	500	0,323	− 0,001	600	0,631	+ 0,003	700	0,004	+ 0,001
10	0,0012	0,0000	10	0,503	+ 0,006	10	0,503	+ 0,010	10	0,002	+ 0,001
20	0,0040	+ 0,0007	20	0,710	+ 0,007	20	0,381	− 0,003	20	0,001	0,000
30	0,0116	− 0,002	30	0,862	− 0,002	30	0,265	− 0,004			
40	0,023	− 0,004	40	0,954	+ 0,006	40	0,175	− 0,007			
50	0,038	− 0,003	50	0,995	− 0,006	50	0,107	− 0,005			
60	0,060	− 0,001	60	0,995	− 0,020	60	0,061	+ 0,002			
70	0,091	+ 0,002	70	0,952	+ 0,004	70	0,032	+ 0,003			
80	0,139	+ 0,005	80	0,870	+ 0,011	80	0,017	+ 0,002			
90	0,208	0,000	90	0,757	+ 0,009	90	0,008	+ 0,002			

Spektrale Untersuchung der $d_i(\lambda)$. Unsere normalerweise für Durchlässigkeitsmessungen dienende Spektralapparatur ist an anderer Stelle beschrieben[9]). Die Ausmessung erfolgte im parallelen, von unerwünschten Reflexionen freien Strahlengang. Damit die Reflexionsverhältnisse bei der Eichung denjenigen bei der Messung möglichst entsprachen, wurden die Teilkombinationen $d'_i(\lambda)$ nicht für sich, sondern stets mit $d_1(\lambda)$ *zusammen* als $d_i(\lambda)$ untersucht. Für $\lambda > 600$ nm wurde anstelle der Selensperrschichtzelle eine Vakuumphotozelle mit Hochohmwiderstand und Lindemann-Elektrometer in Kompensationsschaltung als Empfänger benutzt. Die kleinen Abweichungen von der Proportionalität zwischen Licht und Strom wurden mittelst der von Voraussetzungen freien Methode[10]) der Überlagerung von Lichtströmen nachgeprüft. Die richtige Arbeitsweise der Spektralapparatur als Ganzes wurde ferner nachgeprüft mittelst Graugläsern, die unter ganz andern Bedingungen, nämlich auf der optischen Bank im abbildungsfreien Strahlengang mittelst annähernd monochromatischem Licht untersucht worden waren.

Theoretische Leistungsfähigkeit von KF IV in bezug auf die Helligkeitsbewertung verschiedener Farben. Wir wollen unterscheiden zwischen den *theoretischen*, d. h. auf Grund der vermeintlichen Durchlässigkeitsfunktion $\underset{\text{KF IV}}{d(\lambda)}$ (Tabelle 2) für verschiedene vorgegebene Energieverteilungen berechenbaren Fehler gegenüber idealer Anpassung ($V(\lambda)$) und den *praktischen* Fehlern, die bei der Ausmessung der Filter $d_i(\lambda)$ unterlaufen sind. Die Diskussion der letzteren lassen wir hier als den Kern des vorliegenden Problems nicht betreffend beiseite. Das Reflexionsvermögen der Thermosäule wurde zwischen $\lambda = 450$ und 700 nm untersucht; es beträgt $2\% \pm 0{,}2\%$, so dass die Thermosäule mit Recht als nicht-selektiv angesehen und $\underset{\text{KF IV}}{d(\lambda)}$ direkt mit $V(\lambda)$ verglichen werden darf.

Als Bewertungsmass wählen wir

$$v = 1 + \xi = \frac{\int E(\lambda)\, \underset{\text{KF IV}}{d(\lambda)}\, d\lambda}{\int E(\lambda)\, V(\lambda)\, d\lambda} : \frac{\int E_s(\lambda, 2360)\, \underset{\text{KF IV}}{d(\lambda)}\, d\lambda}{\int E_s(\lambda, 2360)\, V(\lambda)\, d\lambda}.$$

ξ ist der Helligkeits-Bewertungsfehler von KF IV beim Vergleich der Strahlung $E(\lambda)$ mit derjenigen eines schwarzen Körpers der Temperatur 2360^0 K.

1. Farbensprung Kohlefadenlampe → Wolframdraht-Nitralampe. Zur Berechnung von v kann die Glühlampenstrahlung als schwarz angesehen werden. Es folgt für:

$$E(\lambda) = E_s(\lambda, 2080) \quad : \quad v = 1{,}0004,$$
$$E(\lambda) = E_s(\lambda, 2600) \quad : \quad v = 0{,}9999.$$

ξ ist also sehr klein.

2. Grössere Farbunterschiede als die in der Glühlampenphotometrie vorkommenden können mittelst Farbgläsern erzeugt werden. In Tabelle 3, Kol. 1, sind die Bezeichnungen einiger Schott-Filter und in Kol. 2 ihre integralen Durchlässigkeiten

$$\bar{\tau}_{\text{int}} = \frac{\int E_s(\lambda, 2360)\, \tau(\lambda)\, V(\lambda)\, d\lambda}{\int E_s(\lambda, 2360)\, V(\lambda)\, d\lambda}$$

gegenüber der Schwarzen Strahlung $E_s(\lambda, 2360)$ angegeben. Für den Verlauf der $\tau(\lambda)$-Kurven sei auf den bekannten Schott-Katalog verwiesen. R4—28 bedeutet das in der Literatur[11]) bekannte Kobaltblaugas für physiologische Angleichung der Farbe der Kohlefadenlampe an diejenige der Vakuumlampe.

$E(\lambda)$ ist im Falle der Filterbewertung $= \tau(\lambda) \cdot E_s(\lambda, 2360)$. Die Berechnung von

$$v = 1 + \xi = \frac{\bar{\tau}_{\mathrm{KF\,IV}}}{\bar{\tau}_{\mathrm{int}}}, \qquad \xi = \frac{\bar{\tau}_{\mathrm{KF\,IV}} - \bar{\tau}_{\mathrm{int}}}{\bar{\tau}_{\mathrm{int}}}$$

erfolgte auf Grund der von uns für solche Filter bestimmten Durchlässigkeitskurven, ausgenommen R4—28, für welches die Durchlässigkeitsfunktion der Literatur entnommen wurde. Kol. 3 gibt die absoluten, Kol. 4 die relativen Bewertungsfehler. Man sieht, dass auch starke Farben nahezu richtig bewertet werden.

Tabelle 3.

ξ = Fehler in Bewertung schwächerer und stärkerer Farbgläser durch KF IV.

1 Bezeichnung	2 $\bar{\tau}_{\mathrm{int}}$	3 $\bar{\tau}_{\mathrm{KF\,IV}} - \bar{\tau}_{\mathrm{int}}$	4 ξ in %
1 mm BG 7	0,2670	− 0,0003	− 0,1
3 mm BG 9	0,6616	− 0,0002	− 0,03
2 mm BG 12	0,0043	0	(0)
1 mm BG 12	0,0240	0	0
2 mm BG 14	0,4872	− 0,0004	− 0,08
1 mm BG 14	0,6212	+ 0,0002	+ 0,03
2 mm VG 2	0,1597	− 0,0002	− 0,13
1 mm VG 1	0,3196	− 0,0002	− 0,07
2 mm GG 10	0,7239	+ 0,0001	+ 0,01
2 mm OG 1	0,8185	− 0,0001	− 0,01
2 mm RG 2	0,0527	+ 0,0012	+ 2,3
2 mm RG 6	0,3057	+ 0,0007	+ 0,23
2 mm RG 1	0,2115	+ 0,0001	+ 0,05
R 4 – 28	0,5310	+ 0,0002	+ 0,04

3. Stark farbige Strahlungen, die in der Praxis häufig vorkommen, sind diejenigen der Quecksilber-Gasentladungslampen verschiedenen Drucks, nachstehend mit (Hg′), (Hg″), (Hg‴) bezeichnet, sowie der Neonleuchtröhren (Ne) und der Natriumlampen (Na). Für einige solche durchschnittliche Energieverteilungen folgt:

	(Hg′)	(Hg″)	(Hg‴)	(Ne)	(Na)
$v =$	1,003	1,003	1,004	1,005	1,010

Nach Anbringung der entsprechenden Korrekturen kann man daher damit rechnen, dass der theoretische Fehler in der Bewertung von Gasentladungslicht für KF IV nur wenige Promille beträgt.

Mit diesen drei Gruppen von Beispielen ist erwiesen, dass die Anpassungsfähigkeit von KF IV für alle praktisch vorkommenden Fälle ausreicht. Die Messung von 8 Galvanometerausschlägen a_i und Bildung von $A = \Sigma c_i a_i$ ist also praktisch äquivalent der Messung *eines* Ausschlages A mit einem idealen Empfänger $V(\lambda)$.

Für den Vergleich der Lichtstärken von Glühlampen genügt ein nur aus zwei Komponenten bestehendes Kombinationsfilter

$$d^{(2)}(\lambda) = 1\ d_2(\lambda) + 1{,}9 \cdot d_5(\lambda)\,.$$

Die Bewertung ist gut: Man berechnet für

$$\begin{array}{lcl} T = 2080^0 & : & v = 0{,}9995 \\ T = 2220^0 & : & v = 1{,}0001 \\ T = 2600^0 & : & v = 0{,}9990 \end{array}$$

bezogen auf $v = 1$ bei 2360^0. Durch Aufbau auf dauernd rotierender Scheibe wäre auf diese Art ein Empfänger zu schaffen, der den Empfängern mit einem Flüssigkeitsfilter durchaus entspricht, hinsichtlich Allgemeinanpassung jedoch hinter denselben zurückstehen würde.

Empfindlichkeit des Resultates gegenüber Fehlern von $\bar{d}_i(\lambda)$. Aus der Streuung der Messpunkte in der später näher erläuterten Fig. 3 geht hervor, dass die wahrscheinlichen bei der spektralen Ausmessung unterlaufenen Fehler in der integralen Durchlässigkeit $\bar{d}_i(\lambda)$ sicher weniger als 2% ausmachen. Ein Fehler von 2% in $\bar{d}_i(\lambda)$ (die übrigen $\bar{d}_i(\lambda)$ fehlerfrei) hätte für den Sprung $E_s(\lambda, 2360) \rightarrow E_s(\lambda, 2600)$ auf das Endergebnis einen nur unbedeutenden Einfluss δ_i, wie Tabelle 4 zeigt.

Tabelle 4.

Einfluss von Fehlern in $\bar{d}_i(\lambda)$ auf $\Sigma c_i a_i(2600)/\Sigma c_i a_i(2360)$.

Fehler von 1% in	Einfluss	Fehler von 1% in	Einfluss
$\bar{d}_1(\lambda)$	+ 0,0001	$\bar{d}_5(\lambda)$	0
$\bar{d}_2(\lambda)$	+ 0,0002	$\bar{d}_6(\lambda)$	0
$\bar{d}_3(\lambda)$	0	$\bar{d}_7(\lambda)$	− 0,0001
$\bar{d}_4(\lambda)$	0	$\bar{d}_8(\lambda)$	0

Versuchsanordnung. Die Flächenthermosäule (Kipp & Zonen, 4 cm², 80 Ohm) ist gemäss Fig. 2 in einem temperaturausgleichend wirkenden Bronzegefäss eingebaut. Dasselbe befindet sich in einem

Holzkasten; es ist luftdicht, und zwar vorn durch eine Quarzplatte abgeschlossen, und wird im Betrieb geerdet. Die Zuleitungen zu dem auf geerdeten Füssen aufgestellten Spiegelgalvanometer Zernike *Zc* (KIPP & ZONEN, 1 mm = $5 \cdot 10^{-10}$ *A* bei 1,9 m Skalenabstand, mit magnetischem Nebenschluss) verlaufen auf geerdeten Stützen.

Besondere Aufmerksamkeit ist dem Abfangen unerwünschter ultraroter Strahlen gewidmet. Das innere Wärmeglas 2 mm BG 19 hat die Aufgabe, die im äussern Wärmeglas 2 mm BG 19 entstehende sekundäre Ultrarot-Strahlung und die durch Zylinder *Z*

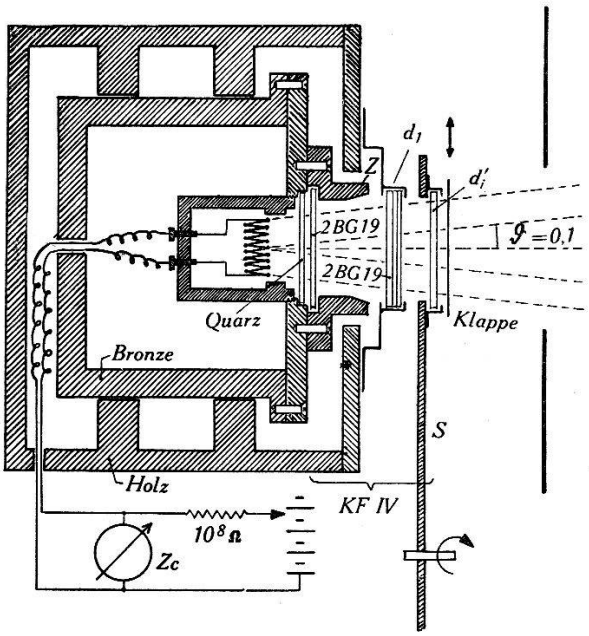

Fig. 2.
Geschützte Thermosäule mit Kombinationsfilter KF IV.

nicht genügend verteilte Wärme unwirksam zu machen. Die Teilkombinationen $d_i'(\lambda)$ sind auf der drehbaren Scheibe *S*, welche mit 8 Rasten versehen ist, angeordnet und werden der Reihe nach in den Strahlengang gedreht. Linsen und Spiegel sind im Strahlengang *keine* vorhanden. Zwischen den fest miteinander verbundenen Filtern (d_1 nnd d_7') ist durch Streifen am Rand für einen jegliche Interferenzwirkung vermeidenden Abstand gesorgt. Ein ausführliches Messbeispiel ist in Tabelle 5 enthalten.

Der nach langer Inanspruchnahme des Empfängers oder nach stärkerem Berühren desselben mit der Hand fliessende Nullstrom beträgt oft 100 bis 200 Teilstriche. Durch einen über 10^8 Ohm dem Galvanometer zugeleiteten Gegenstrom wird der Nullpunkt zurückgeholt.

„Ballistisches" Messen. Wir messen nicht durch Registrierung und Auswertung, sondern durch direkte Ablesung. Die Messvorschrift ähnelt der von uns bei Messungen mit Selensperrschichtzellen benutzten[4]). Mit Hilfe des magnetischen Nebenschlusses wird das Galvanometer schwach unteraperiodisch eingestellt, so dass es etwa 5 ... 10% über den Dauerausschlag hinausschwingt. Dies hat zur Folge, dass auch bei wanderndem Nullpunkt und kleinen Ausschlägen deutliche Umkehrpunkte vorhanden sind. Die Dauer der Einzelmessung wird ein Minimum, wenn abwechselnd hell-dunkel-hell-dunkel usw. gemessen wird und das Licht unmittelbar nach Ablesung des Höchstwertes abgeblendet, unmittelbar nach Eintreten und Ablesen des Minimalausschlages eingeschaltet wird. Man synchronisiert die Belichtung gewissermassen von Hand mit der stark gedämpften Eigenschwingung des Galvanometers. Regelmässigkeit im zeitlichen Abstand zwischen zwei Umkehrpunkten (5 sec) ist derart gewährleistet. Die ersten zwei Ablesungen sind stets wegzulassen.

Es gibt verschiedene Massnahmen zur Kompensierung des Wanderns des Nullpunktes. Wir möchten hier nicht darauf eintreten, da vorläufig keine von ihnen über das durch ballistisches Messen Erreichbare hinausgeführt hat.

Die *Proportionalität zwischen Licht und Strom* wurde mittelst eines auf 50% ± 0,05% teilenden rotierenden Sektors nachgeprüft und zwischen ± 100 Teilstrichen innerhalb 0,1 ... 0,2% als erfüllt befunden.

Eine abgesehen vom Talbot'schen Gesetz voraussetzungslose, direkt das Superpositionsprinzip verwirklichende Prüfung kann erfolgen mittelst einer rotierenden Scheibe, auf der z. B. 8 ungefähr gleich grosse Ausschnitte unabhängig voneinander abgedeckt werden können.

Die *Empfindlichkeit des Empfängers* beträgt unter den oben angegebenen Bedingungen 0,65 Teilstriche pro HLux, ist also nicht übertrieben gross. Man muss daher gelegentlich mit Abständen bis zu 20 cm hinunter arbeiten. Solange es sich um Vergleichungen an *derselben* Lampe handelt, ergeben sich hieraus keine Nachteile. Der Vergleich verschiedener Lichtquellen erfolgt zweckmässigerweise durch reine Substitution, indem die zweite Lichtquelle durch Verschieben quer zur Bank möglichst genau an die Stelle der ersten Lichtquelle gebracht wird. Das Abstandsgesetz wird hierdurch ausgeschaltet.

Richtungsabhängigkeit der Empfindlichkeit des gesamten Empfängers. Sie wird zweckmässigerweise bestimmt, indem der ge-

samte Empfänger (also einschliesslich Filterscheibe) um eine vertikale durch die Thermosäule gehende Achse gedreht wird, und zwar bei konstanter Lage der punktförmigen Lichtquelle. Fig. 2 lässt erkennen, dass Strahlen, deren Richtung von der Achse um mehr als $\vartheta = 0{,}1$ abweicht, teilweise abgeblendet werden. Bezeichnet man die Empfindlichkeit in der Richtung ϑ mit $E(\vartheta)$, so ist die relative Abnahme

$$\frac{E(o) - E(\vartheta)}{E(o)} = \begin{cases} \text{ca. } 0{,}7\,\% \text{ für } \vartheta = 0{,}1 \\ \text{ca. } 20\,\% \text{ für } \vartheta = 0{,}2, \end{cases}$$

und zwar ungefähr gleich für alle Filter d_i'. Die Korrektur, die am Ergebnis $A = \Sigma c_i a_i$ z. B. im Falle einer 20 cm langen, symmetrisch zur Achse in 100 cm Abstand vom Empfänger aufgestellten geraden Leuchtröhre anzubringen ist, beträgt $+ 0{,}2 \ldots 0{,}3\,\%$.

Dazu kommt noch eine Korrektur von $+ 0{,}6\,\%$ infolge der endlichen Ausdehnung dieser Lichtquelle. Die gesamte Korrektur, bezogen auf eine punktförmige achsennahe Lichtquelle beträgt also $+ 0{,}8 \ldots 0{,}9\,\% \pm 0{,}3\,\%$. Für eine quadratische leuchtende Fläche von 14 cm Seitenlänge in 100 cm Abstand beträgt die gesamte Korrektur ebenfalls etwa $0{,}9 \pm 0{,}3\,\%$.

Messungen an Glühlampen. Das in Tabelle 5 wiedergegebene Beispiel soll die innere Übereinstimmung zwischen der Bewertung zweier Farbensprünge durch $d_{\mathrm{KF\ IV}}$ (Kombinations-Ausschläge $A(T)$ und durch den Zwei-Komponenten-Empfänger $d^{(2)}$ (Kombinations-Ausschläge $A^{(2)}(T)$) zeigen. Einander entsprechende unterstrichene Werte sollten gleich ausfallen, was nahezu der Fall ist (Differenzen 0,1 und 0,15%).

Absolute Farbtemperaturmessung an Glühlampen mittelst Thermosäule und Kombinationsfilter KF IV.

Dem nachstehend beschriebenen Verfahren eng verwandt sind dasjenige von FORSYTHE[12]), welches in einer Messung des Rot-Blau-Verhältnisses bzw.

$$\log\left(\frac{\text{Helligkeit rot}}{\text{Helligkeit blau}}\right) = \log \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)\, \tau_r(\lambda)\, V(\lambda)\, d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_1} E(\lambda)\, \tau_b(\lambda)\, V(\lambda)\, d\lambda}$$

besteht, wobei der Empfänger ($\tau_r(\lambda)$ und $\tau_b(\lambda)$) mit einer richtigen Hohlraumstrahlung geeicht wird, und dasjenige von KORTE[13]), welcher ohne Heranziehung der Helligkeitsfunktion mittelst einer

Spektralapparatur unter Berücksichtigung von Absorption und Dispersion des Monochromators einige Bezirke

$$\int_{\lambda_i}^{\lambda_i + \Delta \lambda_i} E(\lambda)\, d\lambda$$

aussondert und die Messwerte mit den entsprechenden für verschiedene Werte von T auf Grund der Strahlungsformel berechneten Zahlenreihen vergleicht.

Tabelle 5.

Farbensprung bei einer Glühlampe.

Beispiel: Lampe L 28, I = 4,875 A, Abstand 15 cm
a_i: Messwerte; c_i, f_i: siehe Tabelle 1.

Helligkeitsmessung			Farbtemperaturmessung		
a_i	c_i	$c_i\, a_i$	a_i/a_1	f_i	$f_i \cdot a_i/a_1$
230,0	0,25	57,50	1		
104,25	1	104,25	0,4532	2,212	1,002
180,65	0,5	90,32	0,7854	1,272	0,999
162,03	0,65	105,32	0,7045	1,428	1,006
138,75	0,31	43,01	0,6032	1,670	1,007
92,83	0,3	27,85	0,4036	2,485	1,003
46,83	1,8	84,29	0,2036	4,94	1,006
32,2	0,3	9,66	0,1400	7,14	1,000
Rel. Hell.: $A = \sum_1^8 c_i \cdot a_i =$		522,2	Aus graph. Darst.: $T = 2355^0$		

Bewertung durch $d^{(2)}(\lambda) = 1\ d_2(\lambda) + 1{,}9\ d_5(\lambda)$

$a_2 = 104{,}25 \quad c_2' = 1 \quad c_2' a_2 = 104{,}25$

$a_5 = 138{,}75 \quad c_5' = 1{,}9 \quad c_5' a_5 = 263{,}62$

$A^{(2)} = c_2' a_2 + c_5' a_5 = 367{,}9$

Bei unveränderter Stellung von L 28 die entsprechenden Messungen für $I = 4{,}040$ A und 4,278 A durchgeführt; Zusammenstellung der Resultate:

I eingestellt auf	4,040 A	4,278 A	4,875 A
T aus graph. Darst. . . .	2000^0	2120^0	2355^0
$A(T)$	84,25	153,17	522,2
$A(T)/A(2355)$	0,1613	0,2933	1
$A^{(2)}(T)$	59,24	107,7	367,9
$A^{(2)}(T)/A^{(2)}(2355)$	0,16103	0,2928	1
$A^{(2)}(T)/A^{(2)}(2355)$ korr. .	0,1612	0,2929	1
Differenz	$1^0/_{00}$	$1^1/_2{}^0/_{00}$	

Auch bei uns handelt es sich darum, in einigen Bezirken des Spektrums zu messen und dann aus einer Tabelle bzw. graphischen

Darstellung den Parameter T herauszusuchen, für den die berechnete Zahlenreihe der Messwertreihe möglichst entspricht. Die theoretische Grundlage ist die folgende. λ_i seien die effektiven Wellenlängen einiger monochromatischer Filter. Aus der Strahlungsformel

$$E(\lambda_i T) = \text{Konst.} \cdot \lambda_i^{-5}\, e^{-\frac{c_2}{\lambda_i T}}$$

folgt

$$\log Q_i = \log \left(\frac{E(\lambda_i T)}{E(\lambda_1 T)} : \frac{E(\lambda_i\, 2360)}{E(\lambda_1\, 2360)} \right)$$
$$= \log e \cdot c_2 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{2360} \right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_i} \right).$$

Geometrisch ist diese Formel die Darstellung eines Geradenbüschels mit $\log Q_i$ als Ordinate, $1/\lambda_i$ als Abszisse und einer Neigung der T-Geraden

$$\operatorname{tg} \alpha = \text{Konst.} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{2360} \right).$$

Wir übernehmen aus dieser Theorie nur die Forderung eines *Geraden*büschels mit linear von $1/T$ abhängender Steigung. Da unsere Filter $d_i(\lambda)$ keine Monochromatfilter sind, lassen wir die zahlenmässige Bedeutung des Abszissenmasses ganz offen. Die Q_i berechnen wir aus den Tabellen von SKOGLAND[13]) und den $d_i(\lambda)$ theoretisch als:

$$Q_i\,(\text{theor.}) = \frac{\sum\limits_\lambda E(\lambda T)\, d_i(\lambda)}{\sum\limits_\lambda E(\lambda T)\, d_1(\lambda)} : \frac{\sum\limits_\lambda E(\lambda, 2360)\, d_i(\lambda)}{\sum\limits_\lambda E(\lambda, 2360)\, d_1(\lambda)}.$$

Man kann sich sogar das Logarithmieren ersparen und, wie Fig. 3 zeigt, die Q_i-Punkte direkt in das frei gewählte Büschel eintragen. Die zu gleichem Filter d_i gehörigen Punkte werden durch eine Kurve verbunden (i-Kurven). Bei der Aufstellung eines Diagramms für die Untersuchung moderner Kinolampen wird man passender 2600° statt 2360° als theoretische Bezugstemperatur wählen.

Der zweite Bruch in Q_i (theor.) bzw. die Reduktionsfaktoren

$$f_i = \frac{\sum\limits_\lambda E(\lambda, 2360)\, d_1(\lambda)}{\sum\limits_\lambda E(\lambda, 2360)\, d_i(\lambda)}$$

sind in Tabelle 1, letzte Kolonne, angegeben. Infolge der für die

verschiedenen $d_i'(\lambda)$ ungleichen Filterdicke ist die relative Verkürzung des Lichtweges durch das Glas bei verschiedenen Abständen der Lichtquelle vom Empfänger etwas verschieden. Die f_i sind daher vom Abstand abhängig. Als gemessene Q_i sind nun offenbar die Ausdrücke

$$Q_i\,(\text{gem.}) = \frac{a_i}{a_1} \cdot f_i$$

anzusehen und auf den i-Kurven einzutragen. Siehe hierzu das Beispiel in Tabelle 5 oben und seine Auswertung mittelst Fig. 3. Die Farbtemperatur ist so genau bestimmbar, als die Streuung der Messpunkte, d. h. die Messfehler in den a_i und die Abweichungen

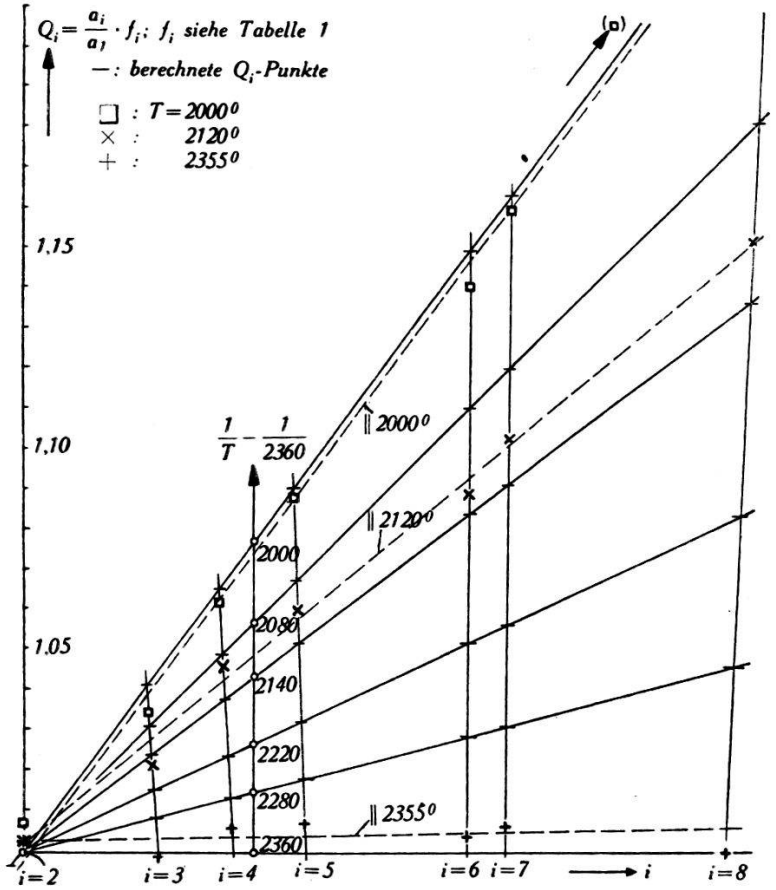

Fig. 3.

Abs. Farbtemperaturmessung mit Thermosäule und Kombinationsfilter KF IV.

vom Strahlungsgesetz es gestatten, eindeutig eine Gerade durch die Punkte bzw. eine Parallele hierzu durch den Scheitel des Büschels zu legen. Diese Art der Auswertung bildet einen ausgezeichneten Schutz vor Trugschlüssen; das Mass der Unsicherheit in der Bestimmung der Farbtemperatur (10° bei 2360°) springt direkt in die Augen. Wenn, wie es in Fig. 3 der Fall ist, die Q_2-

Punkte überhaupt nicht in die ($i = 2$)-Kurve eingezeichnet werden können, so bleibt nicht viel anderes übrig, als sie über dem Scheitel des Büschels einzutragen. In Fig. 3 sind noch die zu den in Tabelle 5 aufgeführten Beispielen ($I = 4{,}040$ und $4{,}278$ A) gehörenden Messpunkte als Kreuze eingetragen.

Auf Grund des einmal vorhandenen Auswertungsdiagrammes (Fig. 3) ist eine vollständige absolute Farbtemperatur-Bestimmung in einer Stunde durchführbar. Neu an diesem wirklich einfachen Verfahren ist sein enger Zusammenhang mit der Lichtstärkemessung, indem die ohnehin für dieselbe nötigen Messungen zur Bestimmung der Farbtemperatur nutzbar gemacht werden, sowie die Möglichkeit einer gewissen Selbstkontrolle, die in der grösseren Zahl von unabhängigen Einzelmessungen begründet ist.

Tabelle 6.

Integrale Durchlässigkeit $\bar{\tau}$ zweier Kobaltblaugläser (F 38 und F 39).

c_i	a_i (o. F.)	$c_i a_i$ (o. F.)	a_i (F 38)	$c_i a_i$ (F 38)	a_i (F 39)	$c_i a_i$ (F 39)	f_i	$f_i \cdot \frac{a_i}{a_1}$
0,25	83,1	20,77	52,2	13,05	47,8	12,17		
1	37,6	37,60	23,7	23,70	21,4	21,40	2,212	1,001
0,5	65,15	32,57	39,8	19,90	35,7	17,85	1,272	0,997
0,65	58,3	37,90	35,3	22,94	31,35	20,38	1,428	1,002
0,31	50,0	15,50	29,8	9,24	26,4	8,18	1,670	1,004
0,3	33,5	10,05	18,95	5,68	16,6	4,98	2,485	1,003
1,8	16,9	30,42	9,55	17,19	8,3	14,94	4,97	1,009
0,3	11,65	3,49	6.35	1,90	5,7	1,71	7,14	1,002
$A = \Sigma c_1 a_i$:		188,30		113,61		101,61	$T = 2350^0$	
$\bar{\tau}$ (unkorr.): (1)			F (38): 0,6033		F (39): 0,5396			
$\bar{\tau}$ (unkorr.): bei 2360^0:				0,6035		0,5398		
Korr. wegen Glasdicke:				$-0{,}3\%$		$-0{,}6\%$ von $\bar{\tau}$		
Korr. wegen Reflexion:				$-0{,}4\%$		$-0{,}4\%$ von $\bar{\tau}$		
$\bar{\tau}$ (korr.):			F (38):	0,599 ± 0,0015,		F (39): 0,534 ± 0,0015		
Spektral-photom.:	AMG (1935)			0,5977 ± 0,0010		0,5339 ± 0,0010		
	PTR (1935)			0,5974		0,5335		

Bestimmung der Durchlässigkeit von Kobaltblaugläsern, die etwa der Umfärbung von Kohlefaden- auf Wolfram-Vakuumtemperatur entsprechen. Wir fügen dieses Beispiel der Anwendbarkeit des Thermosäulenempfängers hier bei, da das Ergebnis allgemeineres Interesse beanspruchen dürfte.

Die beiden Filter F 38 (Schott-Glas 1 mm S 1082) und F 39 (Schott-Glas 2 mm BT 7) wurden 15 cm vor dem Empfänger normal zur Achsenrichtung zwischen den Empfänger und die 23 cm

davor aufgestellte Lampe L 28 ($I = 4{,}87$ A) eingeschoben. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6 wiedergegeben. Hier bedeuten a_i (o. F.), a_i (F 38) und a_i (F 39) die ohne Filter und mit den Filtern F 38 und F 39 gemessenen Ausschläge. Aus der letzten Kolonne kann man, wie früher beschrieben, ableiten, dass sich die gemessenen Durchlässigkeiten $\bar{\tau}$ auf $T = 2350^0$ beziehen. Da bekanntlich $\bar{\tau}$ bei Gläsern dieser Färbung pro 25^0 Farbtemperaturdifferenz um 0,1% zunimmt, ist eine Korrektur von + 0,0002 anzubringen. Ferner hat die relative Verkürzung des Lichtweges durch das Glas infolge des geringen Abstandes zwischen Quelle und Empfänger einen merklichen Einfluss (— 0,3 bzw. — 0,6%). Der Einfluss infolge zweimaliger Reflexion am Kombinationsfilter und dem zu untersuchenden Filter ist nicht leicht genau anzugeben; wir schätzen ihn auf 0,4%. Schliesslich sind Abweichungen von ± 0,1% vom Proportionalitätsgesetz möglich. Wir geben daher als Resultat an:

$$\bar{\tau}\,(\text{F 38}) = 0{,}599 \pm 0{,}0015\,,\quad \bar{\tau}\,(\text{F 39}) = 0{,}534 \pm 0{,}0015.$$

Vor zwei Jahren wurden diese beiden Gläser im eidg. Amt für Mass und Gewicht und von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (AMG bzw. PTR in Tabelle 6) spektralphotometrisch eingehend untersucht und die untereinander sehr gut übereinstimmenden, in Tabelle 6 angegebenen Werte gefunden. Die Abweichungen der mit KF IV gemessenen Werte von den spektralphotometrischen Mittelwerten sind 0,25% bzw. 0,05%, liegen also innerhalb der Messfehlergrenzen.

Der Thermosäulenempfänger stellt also ein sehr zuverlässiges Hilfsmittel zur genauen Ermittlung von Durchlässigkeitskoeffizienten dar.

Allgemeines über den Anwendungsbereich des Thermosäulen-Empfängers. Weder im Falle von Glühlampen noch im Falle von Gasentladungslampen wird man sich für laufende technische Messungen der Thermosäule bedienen, sondern nur für grundlegende Messungen, wo die Farbbewertung im Vordergrund steht. Beispiele:

1. Abhängigkeit der Horizontalintensität einer Glühlampe von der Stromstärke;

2. direkte Bestimmung der Durchlässigkeit von Kobaltblaugläsern, wie sie zur subjektiven Überbrückung der Farbensprünge bei Glühlampen allgemein Verwendung finden, sowie der Durchlässigkeit von Farbgläsern, wie sie beim Mehrfilterverfahren[7]) zur Anwendung gelangen;

3. direkte Bestimmung der Durchlässigkeit von Gelatinefiltern, wie sie zur physiologischen Angleichung des Neon-, Quecksilber- und Natriumlichtes an das Glühlampenlicht Verwendung finden;

4. direkte Bestimmung der Lichtstärke eines kurzen Stückes einer Leuchtröhre durch Substitution gegen eine Glühlampe bei konstantem Abstand. Mit dem so untersuchten Röhrenstück wird man einen näherungsweise angepassten Empfänger (z. B. Photronelement) eichen und anschliessend die gesamte Leuchtröhre ausmessen.

Der Anwendungsbereich ist immerhin derart, dass wir behaupten können, dass sich die einmalige Mühe der Beschaffung, Aussuchung und Ausmessung der Filter reichlich lohnt.

Literatur.

1) König, Archiv f. techn. Messen (ATM) V 422–1 (Lief. 43, 1935). Zusammenfassender Bericht.
2) Ives, Phys. Review. **6**, 334 (1915/2).
3) König, Helv. Phys. Acta **7**, 433 (1934).
4) König, Helv. Phys. Acta **9**, 602 (1936).
5) Ives, J. Franklin Inst. **186**, 121 (1918).
6) Proceedings of the International Illuminating Congress 1931, Vol. 1, S. 130.
7) König, Helv. Phys. Acta **8**, 211 (1935).
8) König, Internationale Beleuchtungskommission, Dokument 6 (Schweiz) 102. 5/3/35 (unveröffentlicht).
9) König, Bulletin des Schweiz. El. techn. Vereins, 1937, erscheint demnächst.
10) Buchmüller und König, Bulletin des Schweiz. El. techn. Vereins **28**, 89, 1937.
11) Procès-verbaux du Comité Int. des Poids et Mesures 16 (1933), S. 296, 304, 307 und 323.
12) Forsythe, Journ. Opt. Soc. Am. **7**, 1923.
13) Korte, Diss. Universität Berlin, 1936.
14) Skogland, Misc. Bubl. of the Bur. of Standards No. **86**, 1929.