

# Verwandlung schwarzer Strahlung in nahezu schwarze Strahlung anderer Temperatur durch Lichtmischung und Filterung

Autor(en): **König, H.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **8 (1935)**

Heft II

PDF erstellt am: **05.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-110527>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# Verwandlung schwarzer Strahlung in nahezu schwarze Strahlung anderer Temperatur durch Lichtmischung und Filterung

von H. König.

(Mitteilung aus dem Eidg. Amt für Mass und Gewicht.)

(15. II. 35.)

*Zusammenfassung.* Es gibt keine einheitlichen Blaufilter, welche die in der Photometrie der Glühlampen auftretenden Unterschiede in der Energieverteilung spektralrichtig ausgleichen. Jedoch lassen sich die mit mehreren geeignet ausgewählten Glasfiltern gewonnenen Messergebnisse derart linear kombinieren, dass sie einem Kombinationsfilter entsprechen, welches nahezu spektralrichtig umfärbt. Seine Färbung ist stetig veränderlich. Das hierauf aufgebaute „Mehrfilterverfahren“ ist seinem Wesen nach ein Mittelding zwischen dem gewöhnlichen Filterverfahren und dem Verfahren von DZIOBEK und PIRANI und dürfte beiden an Genauigkeit und Zuverlässigkeit mindestens gleichkommen. Es ist besonders zum Gebrauch mit objektiven Empfängern geeignet.

In den internationalen Ausschüssen<sup>1) 2) 3)</sup> betrachtet man als aussichtsreiche Verfahren zur Überbrückung des Farbensprunges in der Photometrie der Glühlampen das schon 1915 von PIRANI<sup>4) 3)</sup> angewandte Filterverfahren und in zweiter Linie das Verfahren von DZIOBEK und PIRANI<sup>5) 3)</sup>. Das besonders von IVES<sup>6)</sup> befürwortete und neuerdings vom Verfasser<sup>7) 8)</sup> weiterentwickelte Anpassungsverfahren findet keine besondere Erwähnung.

*Filterverfahren.* Die Strahlung  $E(2080)$  der Kohlefadenlampe wird durch ein Blaufilter<sup>9)</sup> geeigneter Dicke mit der Durchlässigkeit  $d(\lambda)$  auf die Temperatur  $2360^\circ$  (absolut) der Vakuumlampe umgefärbt, also  $E(2080, \lambda) \cdot d(\lambda)$  physiologisch gleich  $E(2360, \lambda)$  gemacht.  $d(\lambda)$  wird spektralphotometrisch bestimmt und die integrale Durchlässigkeit gemäss

$$\bar{d}_{2080^\circ} = \frac{\int E(2080, \lambda) d(\lambda) K(\lambda) d\lambda}{\int E(2080, \lambda) K(\lambda) d\lambda} \quad (1)$$

berechnet.  $K(\lambda)$  ist international festgelegt.

*Verfahren von DZIOBEK und PIRANI.* Verbindet man im MAXWELL-HELMHOLTZ'schen Farbdreieck die den Farbtemperaturen  $2080^\circ$  und  $2360^\circ$  entsprechenden Farbpunkte mit einer Geraden, so schneidet dieselbe die Kurve der Spektralfarben in der Gegend von  $\lambda = 480 \text{ m}\mu$ . Ein verhältnismässig geringer Zuschuss von

mehr oder weniger monochromatischem Blau aus der erwähnten Farbrichtung zum Licht  $2080^\circ$  vermag also den Farbunterschied gegenüber  $2360^\circ$  zu beseitigen.

*Nachteil beider Verfahren.* Von spektralrelativer Gleichheit der Strahlungen ist man weit entfernt, wie Fig. 1, Kurve  $R_{4-28}$  zeigt. Mit Recht stellt FABRY<sup>3)</sup> fest: „La courbe de transmission a une forme assez tourmentée; elle s'écarte beaucoup de la forme

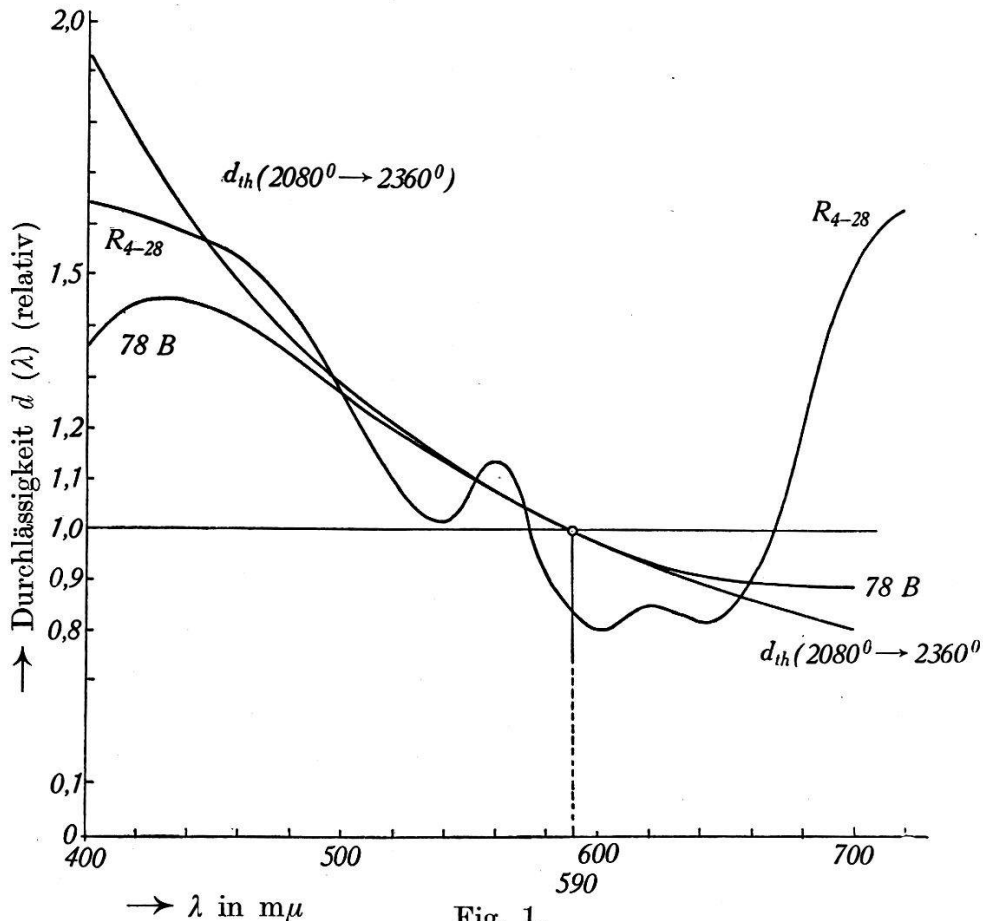


Fig. 1.

$R_{4-28}$ : Blaufilter, welches bei den internationalen Vergleichen Verwendung fand. Die  $d$ -Werte sind dem Bericht<sup>9)</sup> entnommen (Masstab:  $d R_{4-28}(\lambda = 590) = 0,438$ ).  $d_{th}(2080^\circ \rightarrow 2360^\circ)$ : Theoretisches Filter für den Sprung von  $2080^\circ$  auf  $2360^\circ$ .  $78 B$ : Wrattenfilter  $78 B$ ,  $d$ -Werte nach Katalog der Eastman Kodak Company, 11. Aufl. 1932.

théorique..... Le rayonnement filtré contient une grande quantité de rouge extrême, compensée par un excès de violet et de vert..... La grande différence entre la composition spectrale de la lumière transmise et celle du corps noir à  $2360^\circ$ ... peut exagérer les écarts entre les comparaisons par divers observateurs.“ Beim Verfahren von DZIOBEK und PIRANI sind die Verhältnisse ganz analog.

Man kann beweisen, dass bei subjektivem Anschluss der gefilterten Strahlung an die *gleichfarbige* Strahlung der Vakuum-

lampe ein anormales Auge zu gleicher oder anderer Photometer-Einstellung führen wird als ein normales, je nachdem seine Hellempfindlichkeit

$$K'(\lambda) = \alpha' R(\lambda) + \beta' G(\lambda) + \gamma' B(\lambda) \quad (2)$$

eine lineare Kombination (mit *beliebigen* Koeffizienten  $\alpha'$ ,  $\beta'$ ,  $\gamma'$ ) der Farbempfindlichkeiten  $R$ ,  $G$ ,  $B$  ist oder nicht. Das ist unbefriedigend. Ausserdem ist vom Standpunkt der vollständig objektiven Photometrie aus mit diesem Spielraum, der durch die beliebige Wählbarkeit der  $\alpha'$ ,  $\beta'$ ,  $\gamma'$  geschaffen ist, wenig gewonnen. Denn wenn kein Empfänger mit dem internationalen  $K$  proportionaler Empfindlichkeit zur Verfügung steht, wird man auch nicht über beispielsweise einen solche verfügen, dessen Empfindlichkeit der Grünkurve  $G$  entspricht. Der einzige Gewinn liegt darin, dass die Möglichkeiten der gegenseitigen Kompensation von Anpassungsfehlern grösser sind. Doch darf man im allgemeinen nicht mit einer solchen Kompensation rechnen. Das Bedürfnis nach Filtern mit theoretischer Durchlässigkeit  $d_{th}$  ist also vorhanden.

*Zweck dieser Mitteilung* ist, zu zeigen, dass es möglich ist, beide Verfahren in der erwähnten Hinsicht zu verbessern und zwar durch ein „Mehrfilterverfahren“, das die charakteristischen Merkmale beider Verfahren in sich vereinigt.

*Wahl des Verfahrens.* Apparate, die auf dem Prinzip der prismatischen Zerlegung und Ausblendung<sup>6)7)8)</sup> oder dem Prinzip der Polarisation und Rotationsdispersion<sup>10)</sup> beruhen, sind im Prinzip recht leistungsfähig, und wir wagen die Frage, ob sie als Präzisionsmessfilter in Frage kommen, nicht ohne weiteres zu verneinen. Doch ist festzustellen, dass sie ziemlich lichtschwach und im Aufbau immerhin so kompliziert sind, dass man ihnen ein Verfahren wie das unten beschriebene, das nur Glasfilter benötigt, wohl gerne vorzieht.

Gelatinefilter mit recht guter Kurve stehen zur Verfügung, wie aus Fig. 1 ersichtlich ist. Den hohen Ansprüchen an Gleichmässigkeit und Haltbarkeit, die die Präzisionsphotometrie stellt, genügen sie in der heute vorliegenden Form jedoch kaum.

So hat man schliesslich nur noch die Wahl zwischen Flüssigkeits- und Glasfiltern. Die Möglichkeit einer Definierung durch die Herstellungsvorschrift, sowie die freie Wählbarkeit der Konzentrationen, welche den Dicken der Glasfilter entsprechen, spricht für die Flüssigkeitsfilter. Andererseits ist es jedoch fraglich, ob sich diese für die Praxis ebenso eignen wie die Glasfilter. Ein

Einbau in rotierende Filterscheiben kommt für sie jedenfalls nicht in Frage. Es wäre aber verfehlt, den einen oder anderen der beiden Filtertypen als ungeeignet zu erklären; denn beide sind einfach im Aufbau, haltbar, lichtstark, richtungsunabhängig und homogen. Wir haben uns damit begnügt, Glasfilter auf ihre Eignung hin zu untersuchen. Ihr Vorzug, leicht transportierbar zu sein, ist im Hinblick auf Vergleichen zwischen verschiedenen Instituten nicht zu unterschätzen.

Die Zahl der Filtersubstanzen, die für Glasschmelzen in Frage kommen, lässt sich nicht beliebig vermehren. Wir haben mit bereits vorhandenen Kurvenformen auszukommen versucht und neue Formen durch Kombination erzeugt — ein Prinzip, das bekanntlich mit Erfolg beim Anpassen der Empfindlichkeitskurve von Empfängern an die Augenkurve angewandt wird<sup>7)</sup>. Ein sehr allgemeines Kombinationsfilter entsteht durch Parallelschalten von Gruppen von hintereinandergeschalteten Einzelfiltern  $d_{ik}$ . Seine Durchlässigkeit ist eine Summe von Produkten von gegebenen Funktionen  $d_{ik}(\lambda)$ :

$$d = \sum_i c_i \prod_k d_{ik} = \sum_i c_i d_i, \quad d_i = \prod_k d_{ik}. \quad (3)$$

Es wird sich zeigen, dass sich mit 4 Komponenten, d. h. mit einem ungefilterten und drei gefilterten Anteilen,  $d_{th}$  für Farbensprünge von  $300^\circ$  zwischen 460 und 700  $m\mu$  innerhalb 1% darstellen lässt.

*Theoretische Filterkurven  $d_{th}(\lambda)$ .* Im betrachteten Bereich gilt sehr genau das WIEN'sche Gesetz

$$E(\lambda T) = A \cdot \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (4)$$

Zahlenwerte für  $E(\lambda T)/E(590, T)$  (wobei  $C_2 = 1,433$  cm Grad) geben die Tabellen von SKOGLAND<sup>11)</sup>. Die Umwandlung von  $E(\lambda T_1)$  in  $E(\lambda T_2)$  erfolgt durch ein Filter, für welches gilt:

$$\frac{d_{th}\left(\lambda, \Delta \frac{1}{T}\right)}{d_{th}\left(\lambda_0, \Delta \frac{1}{T}\right)} = e^{-c_2\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right) \Delta \frac{1}{T}}$$

$$\Delta \frac{1}{T} = \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}, \quad \lambda_0 = 590 \text{ m}\mu. \quad (5)$$

Die Kurvenschar (5) hat nur *einen* Parameter  $\Delta \frac{1}{T}$ ; ein Filter entspricht also unendlich vielen Sprüngen  $T_1 \rightarrow T_2$ .  $\Delta \frac{1}{T}$  ist negativ für Blaufilter, positiv für Gelbfilter.

*Wahl und Ausmessung der Einzelfilter  $d_{ik}$ .* Verwendet wurden Schott-Gläser aus der Liste 4777, SCHOTT und Genossen, Jena, in Form von Probeplatten von 40/40 mm, beidseitig roh poliert. Von den in Frage kommenden Filtern wurde die Durchlässigkeit  $d_{ik}$  bestimmt, und zwar mit einer Apparatur, bestehend aus Lichtquelle, Monochromator, Sperrschichtzelle von WESTON und Spiegelgalvanometer Zernike Zc von KIPP EN ZONEN.

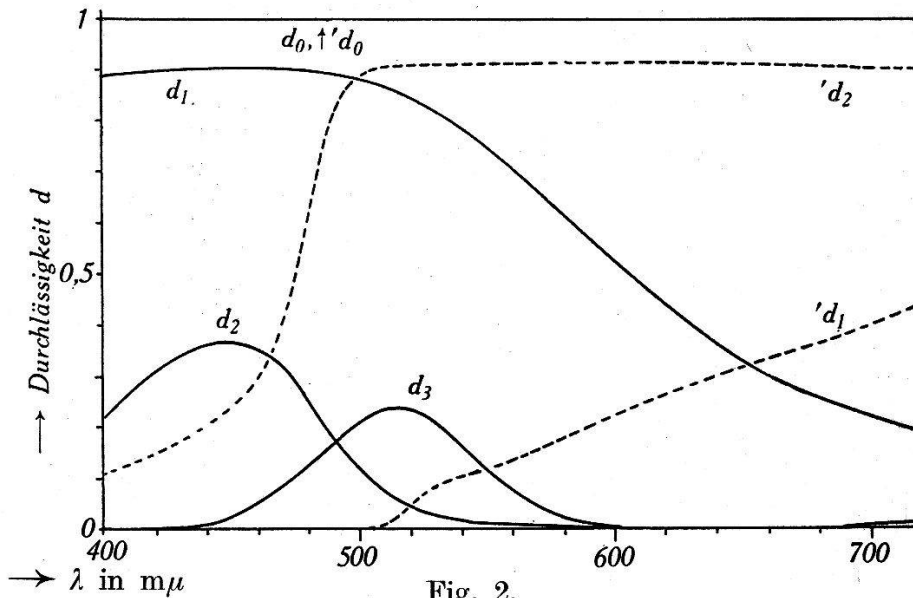


Fig. 2.

Durchlässigkeitskurven der Komponenten  $d_i$  (Blaufilter), bzw.  $'d_i$  (Gelbfilter) der Kombinationsfilter.

*Ergebnisse.* a) *Blaufilter.* Es hat sich herausgestellt, dass sich BG 6, BG 7, BG 14, VG 2 in folgender Kombination eignen:

$$d = \sum_i c_i \prod_k d_{ik} = c_0 d_0 + c_1 d_1 + c_2 d_2 + c_3 d_3 \quad (6)$$

$$d_0 = 1; d_1 = 1 \text{ mm BG 14}$$

$$d_2 = d_{21} \cdot d_{22}; d_{21} = 1 \text{ mm BG 6}, d_{22} = 2 \text{ mm BG 14}$$

$$d_3 = d_{31} \cdot d_{32}; d_{31} = 2 \text{ mm VG 2}, d_{32} = 1 \text{ mm BG 7}.$$

Die angegebenen Dicken sind Sollwerte; die wahren Werte weichen hiervon etwas ab. Die Kurven  $d_i$  sind in Fig. 2 dargestellt. Die günstigsten Koeffizienten  $c_i$  lassen sich durch Probieren oder durch Berechnen bestimmen. Letzteres ist möglich, weil bei 590 und z. B. 670  $m\mu$  nur  $d_0$  und  $d_1$  wirken, womit  $c_1:c_0$  bestimmt ist; der noch fehlende Rest wird bei 460  $m\mu$  wesentlich durch  $d_2$  dargestellt, womit auch  $c_2:c_0$  festgelegt ist.  $d_3$  ist als Korrektur von  $d_2$  anzusehen;  $c_3$  zeigt demgemäss auch eine ähnliche Abhängigkeit von  $\Delta \frac{1}{T}$  wie  $c_2$ . Die so gefundenen  $c_i$  decken sich mit den durch Probieren gefundenen nahezu.

Fig. 3 zeigt  $d_{th}(\lambda)/d_{th}(590)$  und  $d(\lambda)/d(590)$  für die Fälle  $2360^\circ \rightarrow 2600^\circ$ ,  $2080^\circ \rightarrow 2360^\circ$  und  $2080^\circ \rightarrow 2600^\circ$ , welche bezüglich  $\Delta \frac{1}{T} = -0,0000391$ ,  $-0,0000571$  und  $-0,0000962$  entsprechen. Da die Figur die Feinheiten nicht hinreichend zum Ausdruck zu bringen vermag, ist sie durch Tabelle 1 ergänzt, welche die *prozentualen* Abweichungen

$$\delta(\lambda) = 100 \cdot \frac{d(\lambda) - d_{th}(\lambda)}{d_{th}(\lambda)} \quad (7)$$

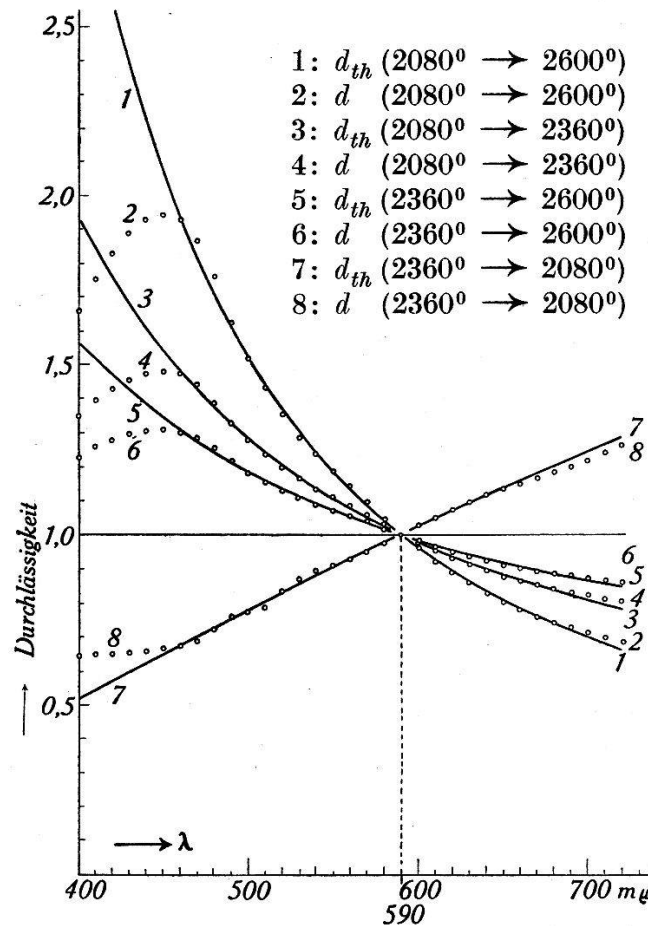


Fig. 3.

Vergleich zwischen Kombinationsfiltern  $d$  bzw.  $d'$  und theoretischen Filtern  $d_{th}$  bzw.  $d'_{th}$ . Normierung: Alle  $d = 1$  bei  $\lambda = 590 \text{ m}\mu$ .

in Funktion von  $\lambda$  enthält. Bei  $590 \text{ m}\mu$  sind sie Null nach Definition. Bei der Beurteilung von  $\delta$  ist zu bedenken, dass z. B. für  $2400^\circ$  die spektralrelative Helligkeit bei  $465$  und  $690 \text{ m}\mu$  nur noch  $2\%$  des Maximalwertes beträgt.

Die zugehörigen  $c_i$ , ergänzt durch die Werte für den einem  $\Delta \frac{1}{T} = -0,0000808$  entsprechenden Sprung  $2080^\circ \rightarrow 2500^\circ$  sind aus Tabelle 2, oben, ersichtlich. Hierbei ist  $c_0 = 1$  gesetzt worden. Durch graphische Interpolation folgt hieraus Tab. 2, unterer Teil.



Tabelle 1.

Prozentuale Abweichungen  $\delta(\lambda) = 100 (d(\lambda) - d_{th}(\lambda))/d_{th}(\lambda)$  zwischen Kombinationsfilter und theoretischem Filter.

$\delta\%$ $\lambda$	2360° ↓ 2600°	2080° ↓ 2360°	2080° ↓ 2600°	$\delta\%$ $\lambda$	2360° ↓ 2600°	2080° ↓ 2360°	2080° ↓ 2600°
400	-22,0	-30	-46	570	+ 0,4	+ 0,7	+ 1,1
10	-17,6	-24,6	-37	80	0	+ 0,2	+ 0,2
20	-13,2	-18,6	-29	90	0	0	0
30	- 9,4	-13,0	-23	600	- 0,2	- 0,2	- 0,1
40	- 5,8	- 8,0	-13,4	10	- 0,3	- 0,3	- 0,3
50	- 2,9	- 4,0	- 6,1	20	- 0,3	- 0,5	- 0,7
60	- 0,8	- 0,6	- 0,5	30	- 0,6	- 0,5	- 0,7
70	+ 0,5	+ 1,2	+ 2,6	40	- 0,5	- 0,3	- 0,6
80	- 0,9	+ 1,4	+ 3,1	50	- 0,5	- 0,3	- 0,7
90	- 0,1	+ 0,2	+ 0,8	60	- 0,3	- 0,2	- 0,2
500	- 0,4	- 0,3	- 0,2	70	- 0,1	+ 0,1	0
10	- 0,5	- 0,6	- 0,9	80	+ 0,1	+ 0,6	+ 0,5
20	- 0,5	- 0,7	- 1,3	90	+ 0,7	+ 1,3	+ 2,1
30	- 0,5	- 0,7	- 1,5	700	+ 1,1	+ 2,1	+ 2,5
40	- 0,3	- 0,5	- 1,1	10	+ 1,4	+ 2,6	+ 3,2
50	+ 0,1	+ 0,3	0	20	+ 1,8	+ 3,1	+ 3,7
60	+ 0,5	+ 0,8	+ 1,3				

Tabelle 2.

Koeffizienten des Kombinations-Blaufilters. Es ist  $c_0 = 1$  gesetzt worden.

$\Delta \frac{1}{T} \cdot 10^6$	$(c_0 = 1 \text{ gesetzt})$		
	$c_1$	$c_2$	$c_3$
39,1	0,46	0,65	0,05
57,1	0,73	1,21	0,11
80,8	1,17	2,35	0,25
96,2	1,55	3,50	0,38
0	0	0	0
5	0,05	0,05	0,002
10	0,105	0,11	0,005
15	0,16	0,18	0,01
20	0,215	0,25	0,015
25	0,275	0,33	0,02
30	0,34	0,43	0,03
35	0,405	0,54	0,04
40	0,475	0,67	0,05
45	0,545	0,81	0,065
50	0,62	0,96	0,08
55	0,695	1,13	0,10
60	0,775	1,32	0,12
65	0,86	1,54	0,145
70	0,95	1,77	0,175
75	1,05	2,02	0,21
80	1,155	2,30	0,24
85	1,265	2,60	0,28
90	1,385	2,97	0,32
95	1,52	3,38	0,37
100	1,65	3,90	0,42



Tabelle 2 hat zunächst nur für die von uns benutzten Filterexemplare eine quantitative Bedeutung. Darüber hinaus dürfte sie aber auch bei der Aufstellung der entsprechenden Tabelle für andere Exemplare gleicher Herkunft, gleicher Art und ungefähr gleicher Dicke Dienste leisten.

b) *Gelbfilter*. Wir beschränken uns auf ein Beispiel. Das Kombinationsfilter

$$\begin{aligned} 'd &= 1 + 1,8_2 \cdot 'd_1 + 0,27 'd_2 \\ 'd_1 &= 'd_{11} \cdot 'd_{12}, 'd_{11} = 1 \text{ mm VG 3}, 'd_{12} = 2 \text{ mm OG 1}; \\ 'd_2 &= 2 \text{ mm GG 6} \end{aligned} \quad (8)$$

führt  $E(\lambda, 2360)$  leidlich gut in  $E(\lambda, 2080)$  über, wie Fig. 3 zeigt. Der Verlauf im Grünen und Blauen ist weniger befriedigend als bei den Blaufiltern. Es wird jedoch unten gezeigt werden, dass es trotzdem sehr leistungsfähig ist.

*Verwirklichung der Koeffizienten  $c_i$  und Handhabung des Verfahrens*. Die bei lichtelektrischen Zellen übliche, nach Massgabe der  $c_i$  stückweise Bedeckung würde nur bei homogen leuchtenden Flächen in Frage kommen, scheidet also aus. Man denkt als nächstes wohl an eine rotierende Scheibe mit Sektoren, deren Winkel proportional den  $c_i$  sind. Wollte man diese Winkel variabel gestalten, so würde die Scheibe schon recht kompliziert; das Kombinationsfilter würde ausserdem lichtschwach.

Ein einfacher Ausweg findet sich nun, wenn man bedenkt, dass die Komponenten der Strahlen einem objektiven Empfänger — und für einen solchen ist das Verfahren in erster Linie bestimmt — nicht gleichzeitig oder wenigstens in rascher Folge geboten werden müssen, sondern in Ruhe der Reihe nach einzeln gemessen werden können. Man kann also die *konstruktive Mischung durch eine rechnerische ersetzen*.

Eine vollständige Vergleichung zweier Glühlampen mit den bekannten Farbtemperaturen  $T_1$  und  $T_2$  ( $T_1 < T_2$ ) und den Strahlungen  $E_1$  und  $E_2$  würde hiernach folgendermassen vor sich gehen:

*Vorarbeit*: Die Filter  $d_i$  werden spektralphotometrisch ausgemessen. Hierauf wird für einige Werte von  $\Delta \frac{1}{T}$  versuchsweise mit den in Tabelle 1 abgegebenen  $c_i$ -Werten nach (7)  $\delta$  berechnet und aufgezeichnet. Die Kurve zeigt sofort, wie die  $c_i$  abzuändern sind.

*Hauptmessung*. Man liest unter Benutzung eines Empfängers, für den zunächst nichts als das Superpositionsgesetz vorausgesetzt

sei, der Reihe nach ohne ( $d_0$ ) und mit Filter ( $d_1, d_2, d_3$ ) am Instrument die Ausschläge  $a_i$  ab, welche den Strahlungen  $E_1(\lambda T_1) \cdot d_i(\lambda)$  entsprechen. Mit den zum Sprung  $T_1 \rightarrow T_2$  gehörigen  $c_i$  folgt

$$\left. \begin{aligned} \sum_i c_i E_1(\lambda T_1) d_i(\lambda) &= E_1(\lambda T_1) \cdot d(\lambda) \\ \sum_i c_i a_i &= a \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Die zweite Glühlampe erzeugt (bei gleichem Abstand Quelle-Empfänger und ohne Filter) den Ausschlag  $b$ . Dann ist

$$\begin{aligned} \frac{\int E_1(\lambda T_1) d(\lambda) K'(\lambda) d\lambda}{\int E_2(\lambda T_2) K'(\lambda) d\lambda} &= \frac{\int E_1(\lambda T_1) d(\lambda) K(\lambda) d\lambda}{\int E_2(\lambda T_2) K(\lambda) d\lambda} \\ &= \frac{a}{b} = \frac{\int E_1(\lambda T_1) d(\lambda) K(\lambda) d\lambda}{\int E_1(\lambda T_1) K(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int E_1(\lambda T_1) K(\lambda) d\lambda}{\int E_2(\lambda T_2) K(\lambda) d\lambda} \end{aligned} \quad (10)$$

worin  $K$  (ohne Strich!), d. h. die internationale Hellempfindlichkeit an Stelle von  $K'$  des Empfängers gesetzt werden darf, da es auf den Empfänger nicht ankommt, wenn die Vergleichsstrahlungen spektralrelativ gleich sind. Wegen

$$\begin{aligned} &\frac{\int E_1(\lambda T_1) d(\lambda) K(\lambda) d\lambda}{\int E_1(\lambda T_1) K(\lambda) d\lambda} \\ &= \bar{d}(T_1) = \sum_i c'_i \bar{d}_i(T_1); \quad \bar{d}_i(T_1) = \frac{\int E_1(\lambda T_1) d_i(\lambda) K(\lambda) d\lambda}{\int E_1(\lambda T_1) K(\lambda) d\lambda} \end{aligned} \quad (11)$$

folgt schliesslich für die Lichtstärken  $I_1$  und  $I_2$ :

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\int E_2 K d\lambda}{\int E_1 K d\lambda} = \frac{b \cdot \bar{d}(T_1)}{a} = \frac{b \sum_i c_i d_i(T_1)}{\sum_i c_i a_i}. \quad (12)$$

$T_1$  oder  $T_2$  unbekannt. Messung von Farbtemperaturdifferenzen. Falls  $T_1$  (bzw.  $T_2$ ) nicht bekannt ist, können die  $c_i$  nicht ohne weiteres der Tabelle entnommen werden. Dann misst man im Prinzip zweimal, einmal wie oben ( $a, b$ ) und einmal mit einem Hilfsfilter vor dem Empfänger ( $a', b'$ ). Seine Durchlässigkeit braucht man nicht zu kennen; es soll aber das Empfindlichkeitsmaximum des Empfängers stark verschieben. Für zwei Farbtemperaturen in der Nähe von  $T_1$  (bzw.  $T_2$ ) wird hieraus  $\frac{b'}{a'} : \frac{b}{a}$  berechnet. Der gesuchte Wertekomplex  $c_i$  ist dadurch gekenn-

zeichnet, dass für ihn das Messergebnis (12) vom Empfänger unabhängig, also

$$\frac{b'}{a'} : \frac{b}{a} = 1 \quad (13)$$

sein soll. Dass dieser Komplex und damit  $\frac{b\bar{d}}{a}$  in (12) durch Interpolation leicht zu finden ist, zeigt nachstehend wiedergegebenes Beispiel.

Die soeben skizzierte Bestimmung der  $c_i$  ist natürlich gleichwertig der Bestimmung von  $T_1$  (bzw.  $T_2$ ), da die  $c_i$ -Tabelle  $\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}$  ohne weiteres abzulesen gestattet und  $T_2$  (bzw.  $T_1$ ) als bekannt vorausgesetzt ist. Auf dem Kombinationsfilter lässt sich also eine Methode zur Messung von Farbtemperaturdifferenzen aufbauen. Bei passender Wahl des Hilfsfilters vor dem Empfänger ist eine Genauigkeit von  $10^0$  leicht erreichbar.

*Beispiel.* Die von zwei in einer Achse mit dem Empfänger liegenden Lampen  $A$  ( $T_1 = ?$ ) und  $B$  ( $T_2 = 2360^0$ ) in der Ebene der Aperturblende des Empfängers erzeugten Beleuchtungsstärken wurden miteinander verglichen. In Bezug auf den Empfänger wurden die Messbedingungen möglichst günstig gewählt, indem die Proportionalitätsfehler des Galvanometers weitgehend ausgeschaltet waren und als Empfänger die beste uns zur Verfügung stehende Selensperrschichtzelle (WESTON, dunkelgraubraun, innerer Widerstand ca. 50000 Ohm) benutzt wurde, und zwar im Bereich zwischen 1 und 10 Lux. Wie in einer späteren Veröffentlichung gezeigt werden wird, ist das Superpositionsgesetz für diese Zelle in diesem Bereich weitgehend gültig.

Kolonnen 1—3 der Tabelle 3 enthalten die Messergebnisse, welche mit der blossen Zelle und der Zelle mit den Hilfsfiltern 2 mm BG 14 und 1 mm VG 1 erhalten wurden. Mit den Koeffiziententripeln für  $\Delta \frac{1}{T} = 39,1$  und  $57,1 \cdot 10^{-6}$  (s. Tabelle 2) wurden versuchsweise  $b/a \dots$  berechnet. Fig. 4a zeigt, wie aus  $b'a/a'b$  und  $b''a/a''b$  der gesuchte Wert  $\Delta \frac{1}{T} = 65,10^{-6}$  durch lineare Extrapolation gefunden wird. Daraus folgt  $T_1 = 2045^0 \pm 2^0$ . Für diese Temperatur kann nun der Durchlässigkeitskoeffizient  $\bar{d}$  des Kombinationsfilters aus den zahlenmässig hier nicht wiedergegebenen  $d_i(\lambda)$ -Werten berechnet werden (s. Kolonnen 4, 8, 12). Die Entstehung des gesuchten  $\bar{d} \cdot b/a$ -Wertes als Grenzwert ist geometrisch durch Fig. 4b dargestellt; die Zeichnung liefert  $1,066_5$ , die Rechnung  $\frac{1}{3} \cdot (1,0665 + 1,0663 + 1,0671) = 1,0666 \pm 0,0005$ .

Tabelle 3.

Beispiel zum Mehrfilterverfahren (HF: Hilfsfilter).

Kol. 1	2	3	4	5 (4 × 1)
HF: —	2 BG 14	1 VG 1	$\Delta \frac{1}{T} = 39,1 \cdot 10^{-6}$	HF: —
$a_0 = 98,0$ $a_1 = 53,2$ $a_2 = 2,1$ $a_3 = 4,1$	$a_0' = 77,0$ $a_1' = 50,7$ $a_2' = 3,4$ $a_3' = 6,0$	$a_0'' = 85,0$ $a_1'' = 57,3$ $a_2'' = 2,1$ $a_3'' = 7,55$	$c_0 = 1$ $c_1 = 0,46$ $c_2 = 0,65$ $c_3 = 0,05$	98,0 24,47 1,36 0,20
$b = 101,7$	$b' = 87,37$	$b'' = 95,6$	$\bar{d} = 1,2890$	$a = 124,03$ $\frac{b}{a} = 0,8200$ $\frac{b}{a} \bar{d} = 1,0570$
6 (4 × 2)	7 (4 × 3)	8	9	10
2 BG 14	1 VG 1	$\Delta \frac{1}{T} = 57,1 \cdot 10^{-6}$	HF: —	2 BG 14
77,0 23,32 2,21 0,30	85,0 26,36 1,36 0,38	$c_0 = 1$ $c_1 = 0,73$ $c_2 = 1,21$ $c_3 = 0,11$	98,0 38,84 2,54 0,45	77,0 37,01 4,11 0,66
$a' = 102,83$ $\frac{b'}{a'} = 0,8497$ $\frac{b'}{a'} \bar{d} = 1,0953$	$a'' = 113,10$ $\frac{b''}{a''} = 0,8453$ $\frac{b''}{a''} \bar{d} = 1,0896$	$\bar{d} = 1,4626$	$a = 139,83$ $\frac{b}{a} = 0,7273$ $\frac{b}{a} \bar{d} = 1,0637$	$a' = 118,78$ $\frac{b'}{a'} = 0,7356$ $\frac{b'}{a'} \bar{d} = 1,0759$
11	12	13	14	15
1 VG 1	$\Delta \frac{1}{T} = 65 \cdot 10^{-6}$	HF: —	2 BG 14	1 VG 1
85,0 41,83 2,54 0,83	$c_0 = 1$ $c_1 = 0,86$ $c_2 = 1,54$ $c_3 = 0,145$	98,0 45,75 3,23 0,59	77,0 43,60 5,24 0,87	85,0 49,28 3,23 1,10
$a'' = 130,20$ $\frac{b''}{a''} = 0,7342$ $\frac{b''}{a''} \bar{d} = 1,0738$	$\bar{d} = 1,5474$	$a = 147,57$ $\frac{b}{a} = 0,6892$ $\frac{b}{a} \bar{d} = 1,0665$	$a' = 126,79$ $\frac{b'}{a'} = 0,6891$ $\frac{b'}{a'} \bar{d} = 1,0663$	$a'' = 138,61$ $\frac{b''}{a''} = 0,6896$ $\frac{b''}{a''} \bar{d} = 1,0671$

Die geometrische Kontrolle des Verfahrens liegt in der Feststellung, dass sich die zu den verschiedenen Hilfsfiltern gehörigen Geraden in einem Punkte schneiden.

*Spezifischer Fehler des Verfahrens.* Abgesehen von den bei der Messung der  $a_i$  bzw.  $b$  und bei der Bestimmung der Filterkurven  $d_i(\lambda)$  gemachten Fehlern, die alle *nicht* für das Verfahren charakteristisch sind, gibt es noch eine spezifische Fehlerquelle, die durch die in Gleichung (10) vorgenommene Ersetzung des tatsächlichen  $K'$  des Empfängers durch das internationale  $K$  bedingt ist. Diese Fehlerquelle ist auf die Lage des Schnittpunktes, und zwar sowohl in Bezug auf das Verhältnis  $b/a \bar{d}$  als auch auf die Temperatur  $T_1$  von Einfluss. Sie kann sich in einer

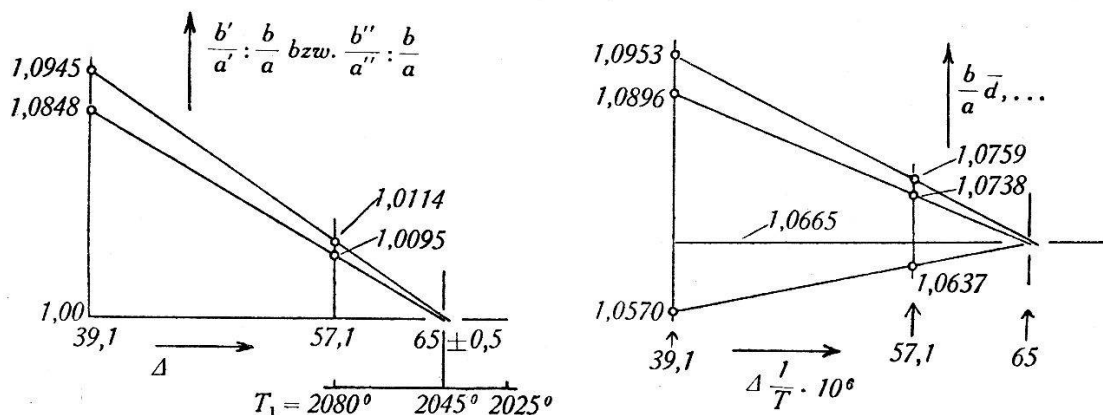


Fig. 4.

Beispiel zum Mehrfilterverfahren. Ergebnis:  $T_1 = 2045^\circ$  (bezogen auf  $T_2 = 2360^\circ$ ),  
 $\bar{d} \cdot b/a = 1,066_5$ .

Aufhebung der Schnittbedingung äussern, muss es aber nicht tun. Sie würde theoretisch verschwinden, wenn  $\delta(\lambda)$  (siehe (7)) = 0 wäre. Wir sagen absichtlich „theoretisch“, weil die weiteren Fehler, die durch die Abweichungen der Wolframstrahlung von der schwarzen Strahlung gleicher Farbtemperatur und durch die individuellen Unterschiede zwischen den Glühlampen bedingt sind, als für die Beurteilung der Güte der Kombinationsfilter unwesentlich hier beiseite gelassen werden sollen. Zur Isolierung des gesuchten Fehlers haben wir daher für zwei schwarze Strahlungen  $E(2080)$  und  $E(2360)$  mit verschiedenen  $K_i'$  durch Summation von 10 zu 10  $m\mu$  das Verhältnis

$$v = 1 + \varepsilon = \frac{\Sigma E(2080) \cdot d \cdot K'}{\Sigma E(2360) \cdot K'} : \frac{\Sigma E(2080) \cdot d \cdot K}{\Sigma E(2360) \cdot K}$$

berechnet, und zwar sowohl für das internationale Blaufilter  $R_{4-28}$  als auch für unser Kombinationsfilter. Für  $K_i'$  wurden gewählt:



- $K_1' = K_{\text{MFK III}}'$ : Siehe Mehrfilterkombination III im Bericht<sup>7)</sup> Tabelle 1 und Fig. 1, Kurve KF III, sowie Bericht<sup>12)</sup>, Bild 2, Kurve KF III, zu Thermosäule gehörig;
- $K_2' = K_{\text{MFK II}}'$ : Siehe ebendort, auch in Bericht<sup>8)</sup>, Fig. 6 dargestellt, zur Sperrschichtzelle  $K_4'$  gehörig;
- $K_3' = K_{\text{Ph. E.}}'$ : Photronelement von WESTON, 2-Filterkombination nach DRESLER, siehe Bericht<sup>8)</sup>, Kurve 3 in Fig. 2;
- $K_4' = K_{\text{B. Z.}}'$ : Selensperrschichtzelle von BERNHEIM, ungefiltert, siehe Bericht<sup>8)</sup>, Kurve Z in Fig. 1.

Für den charakteristischen Fehler,  $\varepsilon = v - 1$  folgt:

$\varepsilon = v - 1$	$K_{\text{MFK III}}'$	$K_{\text{MFK II}}'$	$K_{\text{Ph. E.}}'$	$K_{\text{B. Z.}}'$
$d_{R4-28}$	- 0,0017	+ 0,0067	+ 0,0314	+ 0,0266
$d, \Delta \frac{1}{T} = 57,1 \cdot 10^{-6}$	+ 0,00001	+ 0,00016	+ 0,00051	- 0,0021
$d, \text{Durchschnitt}$	$\pm 0,0001$	$\pm 0,0002$	$\pm 0,0005$	$\pm 0,0020$

Um den Zufall etwas auszuschalten, wurden auch für die Kombinationsfilter  $2360^\circ \rightarrow 2080^\circ$  und  $2360^\circ \rightarrow 2600^\circ$   $\varepsilon$  berechnet und die Durchschnittswerte in der letzten Zeile der Tabelle angegeben. Es ergibt sich, dass durch die Kombinationsfilter der Empfänger weitgehend entlastet wird, indem sogar die filterlose Zelle nur 2 Promille Fehler gibt, während es zur Herabdrückung des Fehlers auf die gleiche Grössenordnung bei  $d_{R4-28}$  schon einer sehr guten Anpassung ( $K_{\text{MFK III}}'$ ) bedarf.

$K_{\text{Ph. E.}}'$  ist so eingestellt, dass es den Sprung  $2360^\circ \rightarrow 2600^\circ$  richtig anzeigt. Man sieht, dass dies einen grossen Fehler im Sprung  $E(2080) \cdot d_{R4-28} \rightarrow E(2360)$  nicht ausschliesst.

In unserm Beispiel ist der spezifische Fehler für die unbedeckte Zelle etwa 2 Promille; er wirkt sich auf den  $b/a \bar{d}$ -Wert etwa mit dem halben Gewicht aus. Durch die Hilfsfilter bleibt die Güte der Anpassung ungefähr gleich, nur wird der Schwerpunkt der Empfindlichkeit über Gelbgrün hinaus ins Grüne verschoben. Durch Beziehung dieser Messungen, wie es bei unbekannter Temperaturdifferenz notwendig ist, tritt sogar in Bezug auf den  $b/a \bar{d}$ -Wert eine gewisse Kompensation des Fehlers ein, so dass die spezifische Unsicherheit des Wertes 1,0666 1 Promille nicht übersteigt. Hingegen wird die Farbtemperaturmessung etwas stärker betroffen; der Wert  $2045^\circ$  ist auf  $5 \dots 10^\circ$  unsicher.

Mangelhafte Kenntnis von  $T_1$  (bzw.  $T_2$ ) wirkt sich etwa ebenso stark aus wie beim Ein-Filterverfahren, nämlich mit ca. 1 Promille je  $20^\circ$  Fehler in der Farbtemperatur.

*Merkmale des Verfahrens.* Das Kombinationsfilter ist *lichtstark*, da der Hauptanteil der gefilterten Strahlung mit der ungefilterten Strahlung identisch ist.

Das Verfahren ist *sehr genau*, genauer als das Einfach-Filterverfahren, da in  $\bar{d} = \sum c_i \bar{d}_i$  (zahlenmässig für den Fall  $2045^\circ \rightarrow 2360^\circ$ :  $\bar{d} = 1 + 0,5192 + 0,0196 + 0,0086$ ) der Anteil 1 fehlerlos bekannt ist.

Als grossen Vorzug betrachten wir die *stetige Regulierbarkeit*, insbesondere die nach Abschluss der Messungen nachträglich mögliche *rechnerische Anpassung* des Filters an den jeweiligen Temperaturunterschied.

Die *Unabhängigkeit vom objektiven Empfänger* ist weitgehend gewährleistet; der prinzipielle Fehler des Verfahrens ist schon bei mässig guter Anpassung des objektiven Empfängers an die Augencurve kleiner als 1 Promille.

Der verlockende Gedanke von DZIOBEK und PIRANI, den Farbenunterschied mit Licht grosser färbender Kraft, aber geringem Helligkeitswert zu beseitigen, muss leider weitgehend aufgegeben werden, da er sich mit dem Prinzip der spektralrichtigen Umwandlung der Strahlung nicht verträgt.

#### Literatur.

- 1) Commission internationale de l'Eclairage, Résolution du Comité spécial des Etalons photométriques, Procès-Verbaux du Comité international des Poids et Mesures **16** (1933), S. 227.
- 2) Projet de programme de travail de la Sous-Commission de Photométrie du Comité consultatif d'Electricité et de Photométrie, Procès-Verbaux du Comité international des Poids et Mesures **15**, 182 (1933).
- 3) Compte-rendu de la Commission internationale de l'Eclairage 1931 (Cambridge 1932), S. 138 ... 141, 543 ... 544.
- 4) PIRANI, Z. f. Beleuchtungswesen, **21**, 41 (1915).
- 5) DZIOBEK und PIRANI, Licht und Lampe **1931**, 102.
- 6) IVES, Phys. Review **6**, 334 (1915/2).
- 7) KÖNIG, Bericht über Versuche zur Anpassung von objektiven Empfängern an die internationale Hellempfindlichkeit, Dez. 1934, dem franz. Nationalkomitee der C. I. E. eingereicht. Unveröffentlicht.
- 8) KÖNIG, Helvetica Physica Acta **7**, 433 (1934).
- 9) Bericht des Nat. Bureau of Standards, Procès-Verbaux du Comité international des Poids et Mesures **16**, 296, 304, 307, 323 (1933).
- 10) PRIEST, Journ. Am. Opt. Society **7**, 1195 (1923).
- 11) SKOGLAND, Misc. Publ. of the Bur. of Standards No. **86**, 1929.
- 12) KÖNIG, Archiv f. techn. Messen (ATM), V422—1 (Lief. **43**, 1935).