

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 28 (1937)
Heft: 17

Artikel: Über die im Eidg. Amt für Mass und Gewicht zu Präzisionsmessungen an Glühlampen mit Selen-Sperrschichtzellen angewendeten Verfahren
Autor: König, H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1058746>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 25.12.2024

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

ASSOCIATION SUISSE DES ÉLECTRICIENS

BULLETIN

RÉDACTION:
Secrétariat général de l'Association Suisse des Electriciens
et de l'Union des Centrales Suisses d'électricité, Zurich 8

ADMINISTRATION:
Zurich, Stauffacherquai 36 ♦ Téléphone 51.742
Chèques de postaux VIII 8481

Reproduction interdite sans l'assentiment de la rédaction et sans indication des sources

XXVIII^e Année

N^o 17

Vendredi, 20 Août 1937

Ueber die im Eidg. Amt für Mass und Gewicht zu Präzisionsmessungen an Glühlampen mit Selen-Sperrschichtzellen angewendeten Verfahren.

Von H. König, Bern.

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

535.247.4: 621.326

Die Arbeit gibt einen Ueberblick über die in den vergangenen Jahren bei Präzisionsmessungen mittels Selen-sperrschichtzellen gesammelten Erfahrungen. Der II. Teil behandelt die mit der Ueberbrückung der Farbensprünge bei Glühlampen zusammenhängenden Fragen.

Cet article est un aperçu des expériences faites ces dernières années au cours des mesures de précision à l'aide de cellules à couche d'arrêt au sélénium. La II^e partie traite des questions relatives à la photométrie des lampes à incandescence de couleur différente.

II. Teil *).

Messungen an verschiedenfarbigen Glühlampen.

Wir verfolgen die Tendenz, das Problem der Ueberbrückung der Farbensprünge zwischen spezifisch verschieden geheizten Glühlampen ausschliesslich auf das Filterproblem zurückzuführen, weil das Filter zur Zeit die haltbarste Form eines Farbunterschiedes darstellt. Das Problem der Bestimmung der spektralen Durchlässigkeit von Farbgläsern ist daher das Zentralproblem der heterochromen Glühlampen-Photometrie **).

von Hartmann & Braun, $1 \text{ mm} = 4 \cdot 10^{-10} \text{ A}$, Systemwiderstand 1000 Ohm.

Die Eichung der Wellenlängenskala erfolgt visuell mit bekannten Spektrallinien (He) bei möglichst engem und kurzem Spalt (Korrektion β). Die Spalte öffnen sich symmetrisch, so dass diesbezüglich keine Korrektion nötig ist. Hingegen ist in bezug auf die Länge des Spaltes zu berücksichtigen, dass aus geometrisch-optischen Gründen das Bild eines geraden Spaltes, d. h. also der Spektrallinie gekrümmt erscheint, wodurch der bei objek-

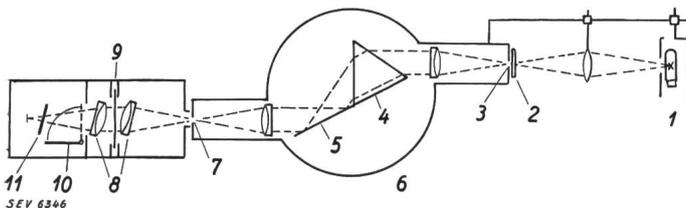


Fig. 15.
Spektralapparatur.

1 Lichtquelle. 2 Vorfilter. 3 Erster Spalt. 4 Prisma.
5 Spiegel. 6 Monochromator. 7 Zweiter Spalt. 8 Linsen.
9 Zu untersuchendes Filter. 10 Klappe. 11 Zelle.

18. Spektralphotometrische Bestimmung von Durchlässigkeitskurven.

Fig. 15 zeigt die auf den Gebrauch mit Selen-Sperrschichtzellen zugeschnittene Filter-Messapparatur. Nur wenn ausnahmsweise viele Messungen im Rot auszuführen sind, werden Selen-Sperrschichtzelle und Galvanometer durch Vakuumzelle und Lindemann- oder Madelung-Elektrometer ersetzt.

Die Lichtquelle (8,5 V, 6 A Einfach-Wendellampe, meist mit ca. 2600° betrieben) ist mit dem Monochromator (Winkel-Zeiss) fest verbunden. Man beachte die Ausschaltung der Reflexionen durch Schrägstellung der Linsen und der Zelle (Abschnitt 11, I. Teil). Als Galvanometer dient ein fast aperiodisch gedämpftes Spiegelgalvanometer

tiven Messungen massgebende Schwerpunkt sich gegenüber der visuell ermittelten Mitte der Linie verschiebt, es sei denn, dass durch eine Krümmung des Austrittsspaltens dafür gesorgt ist, dass sich dieser der ganzen Länge nach mit dem Bild des Primärspaltes deckt. Bei allen Monochromatoren empfiehlt es sich, die Energieverteilung einer intensiven Linie punktweise aufzunehmen und ihren Schwerpunkt zu berechnen. Um diese Schwerpunktkorrektion α klein zu halten, arbeiten wir meist mit halber Spaltlänge ($l = 0,55 \text{ cm}$); in diesem Falle beträgt sie $\alpha = +0,2 \text{ nm}$ für $\lambda = 450 \text{ nm}$, stetig ansteigend bis $+0,7 \text{ nm}$ bei 670 nm . Am Monochromator werden dann die Werte $\lambda_{\text{Mon}} = \lambda_{\text{wahr}} - (\alpha + \beta)$ eingestellt.

Falsches Licht. Die Eigenart der Energieverteilung Schwarzer Strahler bei 2000...3000°, ein Uebermass an rotem und ultrarotem Licht auszu-

*) I. Teil siehe Bull. SEV 1937, Nr. 5.

***) Die Durchsicht dieses Abschnittes ist für das Verständnis der folgenden Abschnitte nicht nötig.

senden, zusammen mit der geringen Dispersion des Glases im Rot, kann bei Einfach-Monochromatoren eine gefährliche Fehlerquelle bilden, die sich namentlich bei der Bestimmung der Blaudurchlässigkeit von Rotgläsern auswirkt. Zur Beseitigung des überschüssigen Lichtes verwenden wir nachgenannte, für die meisten Selen-Sperrschichtzellen brauchbaren *Vorfilter* (siehe Liste 4777 oder E 4892 von Schott & Gen.):

- 400 nm ... 440 nm : 2 mm BG 2 + 2 mm BG 14
- 450 nm ... 470 nm : 2 mm BG 12
- 480 nm ... 490 nm : 3 mm BG 7
- 500 nm ... 530 nm : 2 mm BG 7
- 540 nm ... 570 nm : 1 mm BG 7
- 580 nm ... 600 nm : 2 mm BG 14
- 610 nm ... 640 nm : 1 mm OG 3b
- 650 nm ... 680 nm : 2 mm RG 2
- 680 nm ... 730 nm : 2 mm RG 5

Diese Filterung ist stets ausreichend.

Die Galvanometer-Ausschläge in Funktion von λ für verschiedene Vorfilter sind in der später erläuterten Fig. 16 mit F, F', F'' bezeichnet.

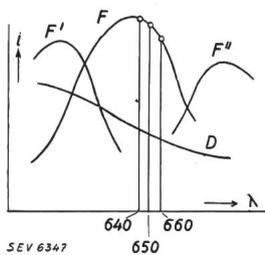


Fig. 16.

Zur Bestimmung der Spaltweitenkorrektur.

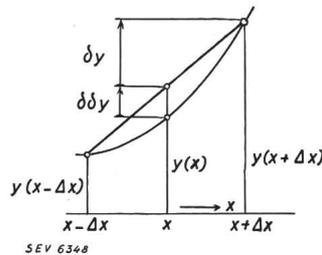


Fig. 17.

Geometrische Bedeutung der 1. und 2. Differenz.

Korrektur wegen endlicher Spaltweite. Obschon zwar bei allen in vorliegendem Bericht in Frage stehenden Filtern infolge der weitgehenden Monochromasie der benutzten Strahlungen [deren Energieverteilungskurve ist ein Dreieck mit der mittleren Breite ($= \frac{1}{2} \times$ Basis) von $\Delta\lambda$ nm] Korrekturen vollständig vernachlässigt werden dürfen, sei doch der Vollständigkeit halber die von uns angewendete, in der Literatur nicht erwähnte Berechnungsart angegeben.

Aus der Paschen-Rungeschen Formel

$$f(\lambda) = F(\lambda) + \frac{1}{6} \left[\frac{F(\lambda + \Delta\lambda) + F(\lambda - \Delta\lambda)}{2} - F(\lambda) \right] + \dots$$

F = mit Monochromator-Spaltweite $\Delta\lambda$ gemessene,
 f = auf $\Delta\lambda \rightarrow 0$ korrigierte Werte einer Funktion $f(\lambda)$

kann man für den Fall der Durchlässigkeitsmessung, bei welcher ein Quotient

$$D = \frac{F' \text{ (Ausschlag mit Filter)}}{F \text{ (Ausschlag ohne Filter)}}$$

korrigiert werden soll, folgende Formel ableiten:

$$d = D \left[1 - \frac{1}{6} \left(\frac{\delta D}{D} \frac{\delta F}{F} + \frac{\delta\delta D}{D} \right) \right] + \dots$$

Die auf eine beliebige Funktion ausgeübten Operationen δ und $\delta\delta$ sind definiert durch

$$\frac{\delta y(x)}{y(x)} = \frac{y(x + \Delta x) - y(x - \Delta x)}{2 y(x)},$$

$$\frac{\delta\delta y(x)}{y(x)} = \frac{y(x + \Delta x) + y(x - \Delta x)}{2 y(x)} - 1;$$

ihre geometrische Bedeutung folgt aus Fig. 17. Der Umstand, dass man stets in der Nähe eines Maximums von F arbeitet, hat die angenehme Folge, dass das Glied mit δF stets klein ist.

Beispiel. Die Spaltweite wird so gewählt, dass $F(\lambda)$ ca. 100 Skalenteilen entspricht. Man misst (s. Fig. 16):

λ	F	F'	D
640	103,0	44,8	0,435
650	100,0	40,13	0,4013
660	95,0	35,8	0,377

Für das Intervall = 10 nm wäre

$$\frac{\delta D}{D} \Big|_{10} = \frac{0,377 - 0,435}{2 \cdot 0,4013} = -0,072,$$

$$\frac{\delta F}{F} \Big|_{10} = \frac{95 - 103}{2 \cdot 106} = -0,04,$$

$$\frac{\delta\delta D}{D} \Big|_{10} = \frac{0,377 + 0,435}{2 \cdot 0,4013} - 1 = +0,006;$$

$$\frac{\delta D}{D} \frac{\delta F}{F} + \frac{\delta\delta D}{D} = +0,009.$$

Die bei der Messung benutzte Spaltweite entspricht aber nicht 10 nm, sondern $\Delta\lambda = 2,5$ nm; für dieses Intervall sind die Korrekturen zu berechnen. Es leuchtet nun ein, dass δ als Steilheitsmass linear und $\delta\delta$ als Krümmungsmass quadratisch vom $\Delta\lambda$ abhängt, folglich muss für die Umrechnung der Korrektur für $\Delta_1\lambda$ auf eine andere Spaltweite $\Delta_2\lambda$ folgende Formel gelten:

$$\left| \frac{\delta D}{D} \frac{\delta F}{F} + \frac{\delta\delta D}{D} \right|_{\Delta_2\lambda} = \left(\frac{\Delta_2\lambda}{\Delta_1\lambda} \right)^2 \left| \frac{\delta D}{D} \frac{\delta F}{F} + \frac{\delta\delta D}{D} \right|_{\Delta_1\lambda}.$$

Die gesamte Korrektur für $\Delta\lambda = 2,5$ nm ist demnach: $1/6 \cdot 1/16 \cdot 0,009 = 0,0001$, d. h. neben 1 zu vernachlässigen.

Die Krümmung des Primärspaltbildes vergrößert $\Delta\lambda$, weil bei dem benutzten Monochromator beide Spalte gerade sind. Es empfiehlt sich daher auch aus diesem Grunde, mit kurzem Spalt zu arbeiten.

Die Galvanometerfehler sind zwischen 0 und 100 Skt. $\leq 0,05$ Skt.

Proportionalitätsfehler der Selen-Sperrschichtzelle. Wegen der schwach s-förmigen Krümmung der ballistischen Charakteristik¹⁾ hat die Selen-Sperrschichtzelle ähnlich der Verstärkerröhre einen günstigsten «linearen» Arbeitsbereich (Wendzone). Die obere Grenze dieses Bereiches liegt bei Westonzelle 2271 erfreulicherweise für alle Wellenlängen ungefähr bei derselben Stromdichte von $1^{1/2} \dots$

¹⁾ König, Helv. Phys. Acta Bd. IX (1936), S. 602.

$2 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$, was einer Beleuchtung von 5...10 lx Vakuum-Glühlampenlicht entspricht. Um diese Beleuchtung zu erreichen, muss man die Zelle nahezu in den Brennpunkt der hintersten Linse (Fig. 15) bringen, so dass nur wenige mm² bestrahlt sind.

Infolge der teilweisen Fokussierung der Strahlung, der λ -Abhängigkeit der Brennweite der verschiedenen Linsen, sowie der Inhomogenität der Zelle ist die Beleuchtungsverteilung auf der Zelle sehr kompliziert. Die nachstehend besprochenen Fehler müssen daher nach einer allfälligen Verschiebung der Zelle neu bestimmt werden.

Die relative Abweichung von der Proportionalität beim Sprung $x \rightarrow x/2$ wird durch

$$\Delta\left(\frac{1}{2}, x\right) = \frac{2i(x/2)}{i(x)} - 1, \text{ gemessen als}$$

$$\frac{i(x_1) + i(x_2)}{i(x_1 + x_2)} - 1, \quad x_1 \approx x_2$$

gegeben (vgl. Abschnitt 10, I. Teil). Nun kann man, soweit unsere Erfahrung reicht und wie dies auch Tab. I, I. Teil bestätigt, bei guten Zellen in der Gegend des Wendepunktes damit rechnen, dass in einer für den vorliegenden Zweck hinreichenden Annäherung (1‰ des höchsten Ausschlages) $\Delta(\frac{1}{2}, x)$ linear vom Logarithmus der Beleuchtung x abhängt.¹⁾ In diesem Fall kann die graphische Integration von Abschnitt 10 durch eine analytische ersetzt und der absolute Fehler für einen beliebigen Sprung $x \rightarrow x/n$ (n beliebige Zahl > 1) formelmässig durch die Fehler zweier bekannter Sprünge $x \rightarrow x/2$ und $x/2 \rightarrow x/4$ dargestellt werden¹⁾:

$$D \cdot \Delta(D, x) = \frac{1}{n} \Delta\left(\frac{1}{n}, x\right)$$

$$= D \left[M \Delta\left(\frac{1}{2}, x\right) + N \Delta\left(\frac{1}{2}, \frac{x}{2}\right) \right];$$

für die Schwächung $1/n = D$ nehmen MD und ND die in Tab. VII angegebenen, von den Eigenschaften der Zelle unabhängigen Werte an.

Tabelle VII.

D	DM	DN	D	DM	DN
0,05	-0,14	+0,36	0,55	+0,51	-0,03
0,10	-0,05	+0,39	0,60	+0,50	-0,06
0,15	+0,05	+0,36	0,65	+0,48	-0,08
0,20	+0,16	+0,31	0,70	+0,45	-0,09
0,25	+0,25	+0,25	0,75	+0,40	-0,09
0,30	+0,33	+0,19	0,80	+0,34	-0,09
0,35	+0,39	+0,14	0,85	+0,28	-0,08
0,40	+0,44	+0,09	0,90	+0,19	-0,06
0,45	+0,48	+0,04	0,95	+0,10	-0,03
0,50	+0,50	0	1,00	0	0

Praktisch misst man bei der in Frage stehenden Wellenlänge mittels einer an Stelle des Messfilters (Fig. 15) eingesetzten Additionsblende (Abschnitt 9, I. Teil) Δ für die Schwächung 100 Skt. \rightarrow 50 Skt., sowie nach Schwächung der Intensität durch Verengern des Eintrittspaltes (der Austrittspalt darf

mit Rücksicht auf das Gleichbleiben der Lichtverteilung auf der Zelle nicht verändert werden!) auf die Hälfte das Δ des Sprunges 50 Skt. \rightarrow 25 Skt.

Beispiel: $\lambda = 650 \text{ nm}$.

- $i(x_1 + x_2) \quad i(x_1) \quad i(x_2) \quad i(x_1 + x_2)$
- Hilfsmessung: 100,2 49,7 50,9 100,0 $\Delta(\frac{1}{2}, x) = +0,005$
 - Hilfsmessung: 50,4 24,9 25,2 50,4 $\Delta(\frac{1}{2}, \frac{x}{2}) = -0,006$

Ausmessung des zu untersuchenden Filters:

ohne	mit	ohne	mit	ohne	Filter
100,0	40,2	100,05	40,1	100,0	Mittel $D = 0,4013$
					Also Zellenkorrektur +0,0017
					Dazu Galvanometerkorrektur +0,0005
					+0,0022

Daraus folgt: $\lambda = 650 \text{ nm}$: $D_{\text{kor.}} = 0,4035 \pm 0,001$.

Man sieht, dass mit einer verhältnismässig einfachen Apparatur hohe Präzision erreichbar ist. Die vollständige Durchmessung eines Filters einschliesslich Zellenfehlerbestimmung und Auswertung nimmt $\frac{1}{2} \dots 1$ Tag in Anspruch.

Die D-Messungen erfolgen von 10 zu 10 nm, die Bestimmung der Zellenfehler von 25 zu 25 nm.

Die Berechnung von Mittelwerten (Abschn. 13, I. Teil), wobei als Empfängerkurve die internationale Hellempfindlichkeit^{2) 3)} zu nehmen ist, erfolgt unter Zuhilfenahme der Tabellen von Skogland⁴⁾.

19. Uebergangskorrektur für reflexionsfrei und im parallelen Strahlengang ausgemessene Filter.

Es wurde bereits in Abschnitt 11 (I. Teil) darauf hingewiesen, dass der Umstand, dass die spektrophotometrische Bestimmung der Durchlässigkeitskurven im parallelen, hingegen die praktische Anwendung der Filter [Abschn. 17 (I. Teil), 23, 24] im divergenten Strahlengang und einschliesslich mannigfaltiger Reflexionen erfolgt, die Bestimmung einer Uebergangskorrektur nötig macht.

Korrektur für Anwendung der Filter auf der Bank. Man misst die relative Differenz der Galvanometerausschläge zwischen Pos. 1 und 2 des Filters F in der in Fig. 18 dargestellten Anordnung.

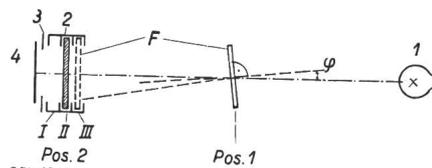


Fig. 18.

Zur Bestimmung der Uebergangskorrektur.

- 1 Lichtquelle. 2 Anpassungsfilter. 3 Aperturblende. 4 Zelle.

Bei einem Empfängerdurchmesser von 3...4 cm und einer mittleren linearen Ausdehnung der Lichtquelle von 1 cm hat das wirksame Lichtbündel in der Mitte zwischen Quelle und Empfänger

²⁾ Commission Internationale de l'Eclairage, Comptendu des séances à Genève 1924 (Cambridge 1926), S. 67.

³⁾ Die bisherigen Arbeiten der Internationalen Beleuchtungskommission, herausgeg. vom Comité Suisse de l'Eclairage, Zürich, Seefeldstrasse 301.

⁴⁾ Skogland, Misc. Publ. of the Bureau of Standards No. 86 (1929).

einen Querschnitt von ca. $2 \dots 2\frac{1}{2}$ cm Durchmesser, was gerade gleich dem bei der spektrophotometrischen Messung durchstrahlten Querschnitt ist. Die Zentrierung des Filters im Strahlengang wird mittels einer an der Stelle des Filters eingeschobenen Lochblende vorgenommen.

Wenn man bei einem Abstand von etwa 100 cm das Hauptglas des Kombinationsfilters (Abschn. 20), 1 mm BG 14 ($d = 0,65$) um $\varphi = 1/15$ gegenüber der Normalrichtung schieft stellt, so heben sich die in Abschn. 11, I. Teil, erwähnten Korrekturen wegen Verkürzung des Lichtweges, Schiefe und Divergenz des Strahlenganges gerade auf. Die in diesem Abschnitt besprochene Korrektur ist in diesem Fall die einzige anzubringende Korrektur.

Beispiel. Kasten I (Fig. 10b, I. Teil) Anpassungsfilter 1 mm BG 18 + 2 mm OG 4 in Halter II, untersuchtes Filter in Halter I (zwischen Zelle und Anpassungsfilter) oder in Halter III (zwischen Anpassungsfilter und Lichtquelle).

Die Durchlässigkeit der Teilfilter d_i des Kombinationsblaufilters sowie einer Klarglasplatte Gl. pl. nimmt beim Uebergang von Pos. 1 in

für Gl. pl. zu um	Pos. 2, Halter. III	Pos. 2, Halter I
d_1	1,2 %	2,2 %
d_2	1,3 %	1,3 %
d_3	2,5 %	0,8 %
	1,3 %	0,3 %

An den Messwerten sind daher entsprechende, durchweg negative Korrekturen anzubringen.

Korrektion für Anwendung der Filter an der Kugel. Die Anordnung entspricht ganz derjenigen von Fig. 18, nur dient als Empfänger der in Fig. 14, I. Teil, abgebildete Kugelkasten. Das Messfilter wird abwechselungsweise zwischen Quelle und Kasten und im Kasten an der bezeichneten Stelle in den Strahlengang eingeschoben.

Beispiel. Anpassungsfilter in Halter II des erwähnten Kugelkastens, Messfilter in Halter I. An den gemessenen Galvanometerausschlägen anzubringende Korrekturen:

Für d_1 : -	1,3 %
d_2 : +	2,7 %
d_3 : +	12 %

Die hohen positiven Korrekturen bei dichteren Filtern erklären sich durch das Ueberwiegen der Durchlässigkeitsabnahme infolge Divergenz der Strahlen über den Reflexionseinfluss.

Die in beiden Beispielen erwähnten Korrekturen sind von der Farbtemperatur des verwendeten Lichtes praktisch unabhängig.

Sämtliche Messungen dieses Abschnittes sind frei von Zellen- und Galvanometerfehlern.

20. Prinzip des Mehrfilterverfahrens.

Der Vergleich zweier nicht spektralgleicher Strahlungen besteht in der Ermittlung des Verhältnisses

$$A = \frac{\int E_2(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int E_1(\lambda) V(\lambda) d\lambda},$$

$V(\lambda)$ = internationale Hellempfindlichkeit.

Für das Verhältnis A' bei dem Vergleich von E_2 mit E_1 mit Hilfe eines Empfängers der Empfindlichkeit $V'(\lambda)$ ergibt sich

$$A' = \int \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{V'}{V} E_1 V d\lambda : \int \frac{V'}{V} E_1 V d\lambda.$$

Man bemerkt die Möglichkeit zweier Grenzfälle:

1. Anpassung des Empfängers: $A' = A$, wenn $V'/V = \text{konstant}$;
2. Anpassung der Strahlungen: $A' = A$, wenn $E_2/E_1 = \text{konstant}$.

Das erstgenannte Vorgehen, welches darin besteht, dass die Empfindlichkeitskurve des Empfängers der internationalen Augenkurve möglichst angepasst wird, ist für den Vergleich von Glühlampenstrahlungen nicht das rationellste Verfahren, weil unsere grosse Kenntnis über die Zusammensetzung dieser Strahlungen⁵⁾ (wonach die Abweichungen der Glühlampenstrahlung von der Energieverteilung des Schwarzen Körpers recht gering sind) in keiner Weise ausgenützt wird. Nun kann die Verwirklichung des Grenzfalles²⁾, m. a. W. das Problem der spektralrichtigen Umfärbung einer Glühlampenstrahlung in eine solche von anderer Farbtemperatur ein für allemal gelöst werden⁶⁾⁷⁾, während die Anpassung einer Zelle nur gerade für diese bestimmte Zelle gilt. Aus diesen Gründen geben wir für vorliegenden Zweck dem auf einem Kombinations-Blaufilter beruhenden sog. Mehrfilterverfahren den Vorzug. Nachstehend sei kurz das Prinzip dieses Verfahrens erläutert.

Die Gesamtheit aller Verhältnisse zwischen den Strahlungen der Farbtemperatur T_1 und T_2 kann dargestellt werden durch die einparametrische Schar⁶⁾:

$$d_{theor} \left(\lambda, \Delta \frac{1}{T} \right) = e^{-c'' \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)} \Delta \frac{1}{T}$$

$$\Delta \frac{1}{T} = \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}.$$

Wir wählen $\lambda_0 = 590$ nm, weil die Tabellen von Skogland⁴⁾ $E(\lambda, T)/EC 590$ nm, T) enthalten. Nun ist es, wie Fig. 19 zeigt, möglich, durch Hintereinander- und Parallelschalten von käuflichen Glasfiltern, bzw. durch Multiplikation und Addition der entsprechenden d -Kurven ein Kombinations-Blaufilter aufzubauen, dessen spektrale Durchlässigkeit von der theoretischen (d_{theor}) z. B. für einen mittleren Farbensprung $2080^\circ \rightarrow 2360^\circ$ zwischen 460 nm und 690 nm um weniger als 1 % abweicht.

Der Aufbau des Kombinationsfilters ist der folgende:

$$d = \sum_i c_i \prod_K d_{iK} = c_0 d_0 + c_1 d_1 + c_2 d_2 + c_3 d_3$$

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

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

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

⁵⁾ König, Helv. Phys. Acta Bd. VIII (1935), S. 637.

⁶⁾ König, Helv. Phys. Acta Bd. VIII (1935), S. 211.

⁷⁾ König, Archiv f. techn. Messen (ATM), V 422-1, Lief. 43 (1935).

Eine Messung mit demselben besteht in 4 aufeinanderfolgenden Messungen ohne Filter, mit Filter d_1 usw., Multiplikation der Messwerte a_i ($i = 1 \dots 4$) mit Koeffizienten c_i ($i = 1 \dots 4$), welche zu dem in Frage stehenden Sprung $T_1 \rightarrow T_2$ gehören, und Addition. Den Ausschlag $a = a_0 + c_1 a_1 + c_2 a_2 + c_3 a_3 = \sum c_i a_i$ würde man experimentell erhalten, wenn man mit einem Filter von der spektralen Durchlässigkeit $d(\lambda) = \sum c_i d_i(\lambda)$ bzw. vom (international berechneten) Durchlässigkeits-Koeffizienten $\bar{d} = \sum c_i \bar{d}_i$ gemessen hätte. Mit a und \bar{d} kann man also rechnen, wie wenn es sich um ein einheitliches Filter handeln würde.

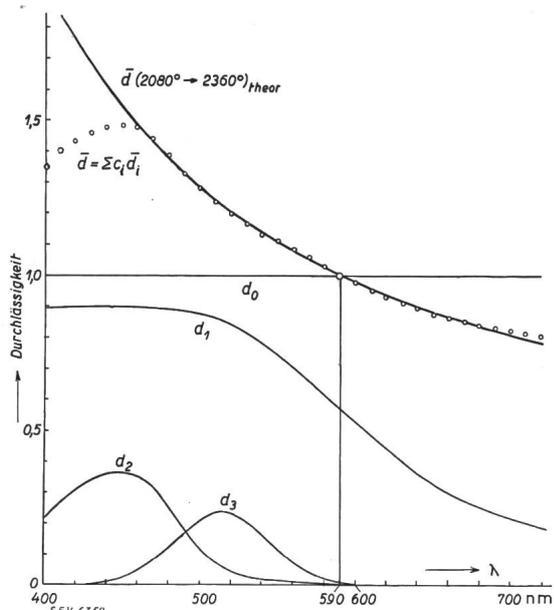


Fig. 19. Kombinationsblaufilter.

Einheitliche Filter, welche näherungsweise Schwarze Strahlungen ineinander umwandeln, sind die Kobaltblaugläser (Schott), die Wratten-Filter Typ 78 (Kodak), sowie einige in einer Arbeit von Estey⁸⁾ zusammengestellte Filter.

Die Gelatinefilter haben eine viel ausgeglichene Durchlässigkeitskurve als die Glasfilter; andererseits ist ihre Inhomogenität gewöhnlich das Mehrfache derjenigen eines guten Glasfilters.

Beispiel: 2 Filter für den Sprung 2080 → 2360°. Querschnitt des Lichtbündels: 1/2 cm². Durchlässigkeit bei beiden ca. 60 %.

Kobaltglas S 1082: Abweichung vom Mittelwert \bar{d} : ± 1/3 %
 Gelatine-Blaufilter: Abweichung vom Mittelwert \bar{d} : ± 1 %

Wir vermeiden daher die Verwendung der einheitlichen Blau-Filter bei objektiven Präzisionsmessungen, wo unmittelbar \bar{d} in Rechnung gesetzt werden muss.

Die Unvollkommenheit des Kombinationsfilters im Blau und Rot gibt zu keinen Fehlern > 2 0/100 Anlass, sofern man darauf achtet, dass die Empfindlichkeit in diesen Gebieten gehörig reduziert ist, was ja auch aus andern Gründen (Abschnitt 6,

⁸⁾ Estey, Journ. Opt. Soc. Am. Bd. 26 (1936), S. 293; Referat in Zeitschr. für Instrumentenkunde Bd. 57 (1937), S. 86.

I. Teil) anzustreben ist. Durch Hinzunahme eines weiteren Teilfilters 2 mm BG 2 + 2 mm BG 18 kann man übrigens den Anpassungsbereich bis 420 nm hinunter ausdehnen.

Ein grosser Vorzug des Kombinations-Blaufilters liegt in der stetigen Regulierbarkeit des Umfärungsgrades $\Delta \frac{1}{T} = \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}$ durch geeignete Wahl der Koeffizienten c_i .

In Ergänzung der Originalarbeit⁶⁾ geben wir nachstehend ohne Ableitung der Formeln das Rezept zur Bestimmung der Koeffizienten c_i .

Die spektralphotometrischen Messungen mögen ergeben^{*}):

$$d_1(590) = 62,6, \quad d_1(660) = 37,7, \quad d_1(470) = 90,7, \\ d_2(470) = 34,6.$$

Aus den Tabellen von Skogland folgt z. B. für den Sprung 2080° → 2600°: $\Delta \frac{1}{T} = -96 \cdot 10^{-6}$ [= 96 Blue (mikroreziproke Grade) in der Ausdrucksweise von Priest]:

$$d_{theor}(590) = 1, \quad d_{theor}(660) = 0,7806, \\ d_{theor}(470) = 4,046$$

Bei 590 und 660 ist d_1 allein massgebend, somit

$$\frac{1 + c_1 d_1(660)}{1 + c_1 d_1(590)} = \frac{d_{theor}(660)}{d_{theor}(590)};$$

im Beispiel folgt $c_1(2080^\circ \rightarrow 2600^\circ) = 1,96$. Bei 470 ist neben d_1 nur d_2 wesentlich, und bei 590 ist d_2 praktisch = 0. Somit

$$\frac{1 + c_1 d_1(470) + c_2 d_2(470)}{1 + c_1 d_1(590)} = \frac{d_{theor}(470)}{d_{theor}(590)}$$

Es wird $c_2(2080^\circ \rightarrow 2600^\circ) = 3,66$. c_3 wird zweckmässig nach Aufzeichnen von $d_{theor} - (d_0 + c_1 d_1 + c_2 d_2)$ durch graphische Anpassung von d_3 an die Restkurve ermittelt; so erhält man $c_3 \approx 0,8$.

Aehnlich ist für zwei weitere Sprünge $\Delta \frac{1}{T} = -30 \cdot 10^{-6}$ und $60 \cdot 10^{-6}$ das Wertetripel c_i zu bestimmen. Weitere Werte folgen leicht graphisch durch Interpolation, um so mehr als der allgemeine Verlauf der $c_i(\Delta \frac{1}{T})$ -Kurven bekannt ist⁶⁾. Grosse Genauigkeit ist nicht erforderlich; Abweichungen von einigen % von den optimalen c_1 -Werten stören praktisch nicht.

21. Farbtemperaturabhängigkeit von Grauglas- und Farbgläsern.

Die mittlere Durchlässigkeit \bar{d} (Abschnitt 13, I. Teil) hängt nicht nur bei Farbgläsern, sondern auch bei Graugläsern in allerdings geringem Masse von der Farbtemperatur der verwendeten Lichtquelle ab, wie die in Tabelle VIII wiedergegebenen, aus den Durchlässigkeitsfunktionen für die Temperaturen 2080° und 2360° bzw. 2360° und 2600° berechneten Werte zeigen.

^{*}) Es handelt sich hierbei um eine andere Filterserie als diejenige, auf welche sich die Arbeit⁶⁾ bezieht.

Abhängigkeit der Durchlässigkeit von Grau- und Farbgläsern von der Farbtemperatur.

Tabelle VIII.

Graugläser	\bar{d} (2360°)	\bar{d} (2600°)	$\frac{\bar{d}(2600^\circ) - d(2360^\circ)}{\bar{d}(2600^\circ)}$
1 mm NG 5 (F 10)	0,4182	0,4186	+ 0,1 %
1 mm NG 4 (F 32)	0,2661	0,2659	- 0,1 %
1 mm NG 3 (F 33)	0,1491	0,1490	- 0,1 %
Kombinationsfilter	\bar{d} (2080°)	\bar{d} (2360°)	$\frac{\bar{d}(2360^\circ) - d(2080^\circ)}{\bar{d}(2360^\circ)}$
d_1	0,6538	0,6676	+ 2,1 %
d_2	0,0163	0,0191	+ 14,5 %
d_3	0,0559	0,0620	+ 9,8 %
Kobaltglas R 4-28 (2080 → 2360)	0,5255	0,5322	+ 1,25 %

Bei allen Graugläsern, allen schwachen und bei den meisten stärkeren Farbgläsern darf man in guter Näherung damit rechnen, dass sich der Durchlässigkeitskoeffizient im technisch wichtigen Farbtemperaturbereich linear mit $1/T$ ändert.

Die direkte Messung der Abhängigkeit der Durchlässigkeit von der Farbtemperatur wird zweckmässig mit dem Mehrfilterverfahren vorgenommen: Die bei der Farbtemperatur T_1 gemessenen Ausschläge $a_i(T_1)$ mit und ohne Filter ergeben mit dem Koeffizienten $c_i(\Delta \frac{1}{T})$ den Wert von \bar{d} für T_2 :

$$\bar{d}(T_2) = \frac{\sum c_i \left(\Delta \frac{1}{T}\right) \cdot a_i \cdot (T_1)_{mit\ Filter}}{\sum c_i \left(\Delta \frac{1}{T}\right) \cdot a_i \cdot (T_1)_{ohne\ Filter}}$$

wo $\Delta \frac{1}{T} = \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}$.

22. Prüfung eines Empfängers auf sein Verhalten gegenüber Glühlampenstrahlungen.

Wenn man über einen bekannten Farbensprung $T_1 \rightarrow T_2$ in Form einer geeichten Lampe verfügt, so besteht die Prüfung eines Empfängers in der Feststellung, ob der bekannte Sprung richtig wiedergegeben wird. Die nach Abzug der Proportionalitätsfehler übrigbleibende Abweichung vom Sollwert ist der gesuchte Farbfehler.

Besonderes Interesse verdiente der Fall, wo man ausser der zu einer bestimmten Stromstärke gehörenden Farbtemperatur T_1 über die Lampe nichts weiss. Es wäre nämlich ein unnötiger Umweg, wenn man erst eine Lampe nach dem Mehrfilterverfahren eichen und damit den Empfänger prüfen würde, weil in den Messungen bei T_1 allein schon alles Nötige zur Beurteilung des Empfängers enthalten ist. Das Ergebnis b der Messung bei der höheren Farbtemperatur T_2 hebt sich heraus. In der Tat: Die Eichung der Lampe besteht rechnerisch nach Abschnitt 21 in der Aufstellung der Proportion

$$\frac{I(T_2)}{\bar{d}(T_1) \cdot I(T_1)} = \frac{b}{a},$$

also

$$\frac{I(T_2)}{I(T_1)} = \frac{b}{a} \cdot \bar{d}(T_1).$$

Die Prüfung des Empfängers besteht im Vergleich von b/a_0 mit $I(T_2)/I(T_1)$. Der Korrekturfaktor, mit welchem das mit dem Empfänger direkt gewonnene Ergebnis $I(T_1) \cdot b/a_0$ zu multiplizieren ist, um den richtigen Wert für die spezifisch höhere Belastung zu erhalten, ist also

$$w = \frac{I(T_2)}{I(T_1)} : \frac{b}{a_0} = \frac{\bar{d} \cdot a_0}{a}.$$

Wie man sieht, gestattet die Messung der 4 Werte a_i , die Farbfehler des Empfängers für den ganzen Temperaturbereich, für den das Kombinationsfilter bekannt ist, zu berechnen.

Einzelheiten einer solchen Farbfehlerbestimmung sind aus dem im folgenden Abschnitt wiedergegebenen vollständigen Beispiel ersichtlich.

Empfänger mit positivem Farbfehler messen zu viel im Blau (Beispiel: Tabelle IX, Westonzelle Nr. 2685 + 1 mm BG 18 + 2 mm OG 4). In diesem Fall kann durch Vorschalten eines passenden Gelbglases (beispielsweise aus der Folge 1 mm OG 1, 2 mm OG 1, 3 mm OG 1, 1 mm OG 4, 2 mm OG 4, 3 mm OG 4 (Schott) auszuwählen) erreicht werden, dass ein wichtiger Sprung auf $< 1/3$ % richtig wiedergegeben wird. Die Wratten-Filter Typ 86 (Kodak) dürften hierzu ebenfalls gute Dienste leisten, da sie eine vorhandene Anpassung an die Augenkurve weniger stören und mehr nur die Empfindlichkeitskurve als Ganzes nach Rot verschieben.

Beispiel: Westonzelle Nr. 2271 + 1 mm BG 18 + 2 mm OG 1. Der Faktor w beträgt für den Sprung 2080° → 2220° : 1,000
2080° → 2060° : 1,001
2080° → 2600° : 1,004

Empfänger mit negativem Farbfehler (Beispiel: Tabelle IX, Photronelement (Dresler) Nr. 58) können mit Blaufiltern (Glas oder Gelatine) korrigiert werden.

Es ist in diesem Zusammenhang vielleicht von Interesse, zu untersuchen, wie die gebräuchlichen 1- oder 2-Filter-Empfänger die Durchlässigkeit der mehr für die subjektive Photometrie bedeutungsvollen Blaufilter bewerten, weil hier die Mängel der Strahlungsanpassung mit den Mängeln der Empfängeranpassung in Wechselwirkung treten.

Die Tabelle IX gibt einige mit der Kombination Westonzelle Nr. 2685 + 1 mm BG 18 + 2 mm OG 4 und einem Photronelement nach Dresler direkt gemessene d -Werte wieder, und zwar für ein Kobaltblauglas F 38, ein Gelatinefilter 78b und das Hauptfilter d_1 des Kombinationsblaufilters. Die Sollwerte sind in der Zeile $\bar{d}(2360^\circ)_{int\ ber}$ enthalten.

Bewertung von Blaufiltern durch roh angepasste Empfänger. Tabelle IX.

Empfänger	Blaufilter			Farbfehler 2080 → 2360
	F 38	78 b	d ₁	
\bar{d} (2360°) _{int. ber.}	0,598	0,436	0,668	
Weston Nr. 2686 + 1 mm BG 18 + 2 mm OG 4	0,603	0,440	0,887	+ 1 %
Auf Farbfehler 0 korrigiert	0,597	0,436	0,680	
Photronelement Nr. 58 nach Dresler	0,601	0,439	0,646	- 1,8 %
Auf Farbfehler 0 korrigiert	0,612	0,447	0,656	

Das Ergebnis ist sehr lehrreich: Man sieht, dass trotz der in der letzten Kolonne angegebenen, für die 2 Empfänger sehr ungleichen Farbfehler die \bar{d} -Werte sowohl für F 38 bis 78b nahezu gleich ausfallen infolge zufälliger Kompensation der Farbfehler durch den Einfluss der obgenannten Wechselwirkung. Man sieht auch bei 78 b, dass die Gleichheit der \bar{d} -Werte nicht auf die Richtigkeit dieses Wertes zu schliessen gestattet.

Die Bewertung kann richtig erfolgen, muss es aber nicht. Bei Gelatinefiltern mittlerer Stärke ($\Delta \frac{1}{T} \approx 50$) kann bei den gebräuchlichen Empfängern leicht 1/2 ... 1 %, bei entsprechenden Kobaltgläsern leicht 1 ... 2 % Fehler auftreten. Ein Beweis für die Richtigkeit dieser Behauptung ist schon darin zu erblicken, dass die d -Messwerte für Nr. 2685 und für das Photronelement im Falle von d_1 (1 mm BG 14) um 6 % differieren. Es ist also Vorsicht in der Beurteilung solcher Resultate am Platz.

23. Vergleich der Horizontalintensität verschiedenfarbiger Glühlampen.

Beispiel: Lampe L 28; bekannt die die Farbtemperaturen für die Lampenströme $i_1 = 4,278$ A und $i_2 = 4,875$ A, nämlich 2120° und 2355°. Gesucht ist das Horizontal-Intensitätsverhältnis I_2/I_1 . Es ist

$$\Delta \frac{1}{T} = \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} = -47 \cdot 10^{-6}$$

Was an Kenntnissen über das Kombinations-Blaufilter benötigt wird, ist aus den hier nicht wiedergegebenen Tabellen herausgenommen und in Tab. X oben zusammengestellt; es folgt $\bar{d}(2120) = 1,4224$.

Einerseits, um zu zeigen, dass das Ergebnis bei richtiger Wahl der Stärke ($\Delta \frac{1}{T}$) des Kombinations-Blaufilters wirklich von der Empfängergerade weitgehend unabhängig ist, andererseits um zu zeigen, wie gross durch Blaufilter im Sinne von Abschnitt 20 der Farbfehler eines Empfängers beeinflusst werden kann, wurde das eine Mal mit dem Empfänger: Westonzelle Nr. 2685 + 1 mm BG 18 + 2 mm OG 4 (ungestrichene Werte), das

Beispiel der Bestimmung eines Horizontal-Intensitätsverhältnisses. Tabelle X.

Kombinations-Blaufilter für $\Delta \frac{1}{T} = -45 \cdot 10^{-6}$				
c	\bar{d}_1 (2080)	$c_1 \bar{d}_1$ (2050)	\bar{d}_1 (2360)	$c_1 \bar{d}_1$ (2360)
1	1	1	1	1
0,61	0,6538	0,3988	0,6676	0,4072
0,79	0,0163	0,0129	0,0191	0,0151
0,15	0,0559	0,0084	0,0620	0,0093
$\bar{d}(2080) =$		1,4201	$\bar{d}(2360) =$	1,4136
Linear in $1/T$ interpoliert (Abschn. 21): $\bar{d}(2120) = 1,4224$				
Intensitätsverhältnis I_2/I_1				
$\Delta \frac{1}{T} = -45 \cdot 10^{-6}$	$i_1 = 278$ A $T_1 = 2120^\circ$		$i_2 = 4,875$ A $T_2 = 2355^\circ$	
c_1	a_1	$c_1 a_1$	a'_1	$c_1 a'_1$
1	93,0	93,0	55,5	55,5
0,61	62,9	38,37	38,1	23,24
0,79	1,5	1,18	1,0	0,79
0,15	6,1	0,91	4,05	0,61
	$a = 133,46$		$a' = 80,14$	
Messung bei T_2 :	$\bar{g} \cdot b = 83,7$ $\bar{g} = 0,2630$ $b = 318,2$		$\bar{g}' \cdot b' = 50,1$ $\bar{g}' = 0,2627$ $b' = 190,8$	
	$\frac{b}{a} \cdot \bar{d} = 3,391$		$\frac{b'}{a'} \cdot \bar{d} = 3,387$	
	$\left(\frac{b}{a_0} = 3,421\right)$		$\frac{b'}{a'_0} = 3,436$	
Farbfehler				
$w = \bar{d} \cdot a_0/a = 0,991$			$w' = \bar{d} \cdot a'_0/a' = 0,985$	
Farbfehler + 0,9 %			bzw. + 1,5 %	
Wahrscheinlicher Wert extrapoliert: $3,396 \pm 0,01$				
Mit Thermosäule bestimmt: $I_2/I_1 = 3,409 \pm 0,01$ (Anpassung an Augencurve)				

andere Mal mit demselben Empfänger, aber durch ein Kobaltblauglas (F 38) hindurch gemessen (gestrichene Werte). Um der Zelle den Intensitätsprung abzunehmen, wurde die höhere Intensität (prop. b) durch ein Grauglas [Durchlässigkeit g , bzw. g' , in Halter I von Kasten I (Fig. 10b, I. Teil)] geschwächt. Man beachte, dass $\bar{g}' = \bar{g}$ (siehe Tab. VIII). Man kommt so zum Intensitätsverhältnis:

$$\frac{b}{a} \cdot \bar{d} = 3,391 \text{ bzw. } \frac{b'}{a'} \cdot \bar{d} = 3,387.$$

Ohne Heranziehung des Mehrfilterverfahrens wäre

$$3,421 \text{ bzw. } 3,436 (\pm 0,01)$$

resultiert. Der Farbfehler (Tab. X unten) ist

$$+ 0,9 \% \text{ bzw. } + 1,5 \%$$

Hieraus schliesst man, dass ein farbfehlerfreier Empfänger, bzw. passendere Wahl der c_i zum korrigierten Wert

$$I_2/I_1 = 3,396 \pm 0,01$$

geführt hätte. Man bemerkt, dass es von Vorteil

ist, wenn der Farbfehler eines Empfängers klein ist, weil man dann um so weniger auf passende Wahl der c_i achten muss.

Derselbe Intensitäts- und Farbensprung wurde nach einer an anderer Stelle ⁹⁾ beschrieben, vom Mehrfilterverfahren unabhängigen Methode bestimmt zu

$$I_2/I_1 = 3,409 \pm 0,01$$

Die Differenz zwischen korrigiertem Mehrfilterwert und thermoelektrisch gemessenem Wert ist 0,4 %, womit der Beweis für die Brauchbarkeit des neuen Verfahrens erbracht sein dürfte.

24. Vergleich der mittleren sphärischen Intensität verschiedenfarbiger Glühlampen.

Als Präzisions-Messverfahren zur Ueberwindung eines Farbensprunges beim räumlichen Mittelwert I_{ms} möchten wir folgende ansehen:

1. Die Ueberbrückung des Farbensprunges ausserhalb der Kugel durch Untersuchung der Lampe im Polarapparat bei beiden Farbtemperaturen, und
2. die Ueberbrückung des Farbensprunges in der Kugel nach dem Mehrfilterverfahren, wobei die bei diesem Verfahren vorgenommene Strahlungsanpassung den Einfluss des Kugelanstriches weitgehend eliminiert.

Der Kern des erstgenannten Verfahrens besteht in der Beantwortung der Frage, wie sich das Verhältnis

$$\frac{I_{ms}}{I(90^\circ, 0^\circ)}$$

einer Glühlampe mit der Farbtemperatur ändert.

Beispiel 1. Opalglas-Nitralampe wie in Abschnitt 16, I. Teil. Zur Schonung der Lampe wurde das Polardiagramm bei 2080° und 2360° untersucht.

Auf verschiedenen Breitenkreisen wurde

$$\frac{I(\vartheta) / I(\vartheta, 0^\circ) \Big|_{2360}}{I(\vartheta) / I(\vartheta, 0^\circ) \Big|_{2080}} = 1 + \omega(\vartheta)$$

gemessen; $\omega(\vartheta)$ beträgt durchschnittlich 1 0/00, maximal 2 0/00. Diese Abweichungen heben sich zum Teil auf, so dass man behaupten darf, dass für *diesen Lampentyp* und für kleinere und mittlere Farbensprünge ($\Delta \frac{1}{T}$ bis $60 \cdot 10^{-6}$) sich das Verhältnis des sphärischen Mittelwertes zum Horizontalwert nur um etwa 1 0/00 ändert.

Mit *diesem* Lampentyp ist also das Problem der Schaffung einer Eichskala für die Kugel durch Aufnahme des Polardiagrammes bei *einer* Farbtemperatur und Bestimmung der Abhängigkeit der *Horizontalintensität* vom Lampenstrom lösbar.

Beispiel 1a. Doppelwendellampe, untersucht bei 2080° und 2360°. Wegen der doppelten Wendelung tritt eine von der Richtung (ϑ) stark abhängige

⁹⁾ König, Helv. Phys. Acta Bd. X (1937): Heterochrome Präzisions-Photometrie mittels Thermosäule und Kombinationsfilter. Erscheint demnächst.

Schattenwirkung auf, die schon die Güte der Definition der Horizontalintensität etwas beeinträchtigt und ausserdem (wahrscheinlich infolge kleiner Bewegungen der Wendel) etwas von der Farbtemperatur abhängt.

Die Messungen zeigen, dass bei *dieser Lampe* örtliche Abweichungen vom Mittelwert bis zu 2 % vorkommen und dass man gut tut, beim kleinen Farbensprung (2360° → 2600°) mit 1/2 %, beim grösseren Farbensprung (2080° → 2360°) mit 1 % Aenderung des Verhältnisses

$$I_{ms}/I(90^\circ, 0^\circ)$$

zu rechnen ist, wobei diese Aenderung mehr als Unsicherheit als als Korrekturgrösse anzusehen ist.

Wesentlich für das Verständnis des zweitgenannten Weges, der Anwendung des Mehrfilterverfahrens, ist 1. die Tatsache, dass es (abgesehen von den hinlänglich besprochenen Korrekturen) gleichgültig ist, an welcher Stelle man ein Filter in den Strahlengang einschiebt, und 2. die Erkenntnis, dass die Färbung des Lichtes durch die Kugel und das Austrittsfenster derselben innerhalb gewisser, nachstehend erörterter Grenzen gleichwertig der Färbung durch ein Filter ist.

Gesetzt den Fall, das Polardiagramm einer Glühlampe sei bei den verschiedenen Farbtemperaturen gleich. Dann wird ein Höherheizen der Lampe an jeder Stelle der Kugel eine Erhöhung der Beleuchtung, bzw. der Rückstrahlung, wie bei frei aufgestellter Lampe in der Horizontalrichtung bewirken. Die Kugel wirkt daher, auch wenn sie nicht nur grau, sondern farbig (z. B. gelblich), ist, wie ein Filter mit einer von der Farbtemperatur unabhängigen Durchlässigkeitskurve. Die Färbung des Kugelanstriches hat also zur Folge, dass es ist, als ob man mit einem Empfänger mit Vorsatzfilter arbeiten würde, was beim Mehrfilterverfahren nicht stört.

Selbst im Fall einer λ -Abhängigkeit des Polardiagramms, welche sich aber mit dem Höherheizen der Lampe nicht ändert, gelten obige Bemerkungen.

Erst das Zusammentreffen einer Aenderung der λ -Abhängigkeit des Polardiagramms von der Farbtemperatur und einer Färbung des Kugelanstriches bewirken, dass obige Ueberlegungen nicht mehr gelten. Da aber bei Glühlampen die λ -Abhängigkeit des Polardiagramms eine Grösse der Ordnung 1 %, die Aenderung derselben mit der Farbtemperatur sicher noch kleiner ist, und die Färbung des Kugelanstriches als Grösse der Ordnung 10 % anzusehen ist, so ist die Aenderung der Durchlässigkeitskurve des äquivalenten Filters, welches uns die Absorption durch die Kugel darstellt, oder m. a. W. die Aenderung des Eichfaktors für Messungen in der Kugel *mit der Farbtemperatur* für mittlere Farbensprünge *sicher kleiner als 1 0/00*.

Wenn man von den erwähnten Wechselwirkungserscheinungen, die sich kaum durch eine Korrektur in Rechnung setzen lassen würden, ihrer Klein-

heit wegen aber ruhig vernachlässigt werden dürfen, absieht, so darf man behaupten, dass das *Kombinations-Blaufilter den grossen Vorteil besitzt, den Einfluss der Farbe des Kugelanstrichs zu eliminieren.*

Um Missverständnissen vorzubeugen, sei erwähnt, dass die eingangs dieses Abschnittes besprochene Aenderung des Verhältnisses $I_{ms}/I(90^\circ, 0^\circ)$ mit der Farbtemperatur mit den Betrachtungen über die färbende Wirkung der Kugel nichts zu tun hat.

Nach Abschnitt 22 darf die Kenntnis der in Rechnung zu setzenden c_i um so oberflächlicher sein, je näher die effektive Wellenlänge des Aggregates Kugel-Vorfilter-Zelle der Crova-Wellenlänge liegt. Da die Kugel meist gelblich ist, muss der Empfänger für sich allein einen positiven Farbfehler aufweisen. Man wählt die Vorfilterung zweckmässig derart, dass ein Farbensprung bei direkter Messung ungefähr richtig wiedergegeben wird.

Die Wiedergabe eines Beispiels erscheint überflüssig, da, abgesehen von der Anbringung der in Abschnitt 19, letztes Beispiel, genannten Korrekturen zu dem in Abschnitt 23 (Tab. X) wiedergegebenen Beispiel kein neues Moment hinzutritt.

25. Farbtemperaturmessungen.

Sobald man, wie es die Messung der Farbtemperatur erfordert, in zwei tunlichst weit auseinanderliegenden Bezirken des Spektrums messen muss, treten die unangenehmen Eigenschaften der Selen-sperrschichtzellen, insbesondere die starken Abweichungen vom Superpositionsgesetz (s. Fussnote 1) in verschärfter Masse in den Vordergrund, und wenn man überhaupt ein Verhältnis, z. B. Rot zu Grün, richtig messen will, so muss man sich auch bei einer guten Zelle streng an eine den besondern Eigentümlichkeiten der Zelle angepasste Messvorschrift halten.

Zunächst ist die Zelle ständig gemäss Abschnitt 6, I. Teil, mit 1 mm BG 18 bedeckt; das Gelbglas (meist 2 mm OG 4) wird der Einheitlichkeit wegen belassen, obschon es für Farbtemperaturmessungen nicht nötig wäre. Zu dieser ständigen Vorfilterung tritt 1 mm OG 3b (Orange) oder 1 mm BG 7 (Blaugrün); als Mass für die Farbtemperatur dient das Verhältnis

$$Z = \frac{\text{Blaugrün}}{\text{Orange}}.$$

Bei ausgeruhter Zelle ist Z inkonstant (zunehmend), kann dann bei dauerndem Messen bei gleicher Beleuchtung sich einem Grenzwert nähern, der aber nicht gut brauchbar ist, weil er durch kurzzeitige bescheidene Ueberbelichtung für mehr als eine Viertelstunde verändert (hinaufgedrückt) werden kann, wobei der neue Wert zeitlich auch leidlich konstant ist. Starke Vorbelichtung drückt Z wegen Ermüdung der Zelle im Rot allzustark hinauf, und zwar auf einen Wert, der auch bei

dauerndem Messen langsam abnimmt, also ebenfalls nicht brauchbar ist. Wir arbeiten daher für die Weston-Zelle Nr. 2685 nach folgender

Messvorschrift: Kasten I (Fig. 10 b, I. Teil), Weston-Zelle Nr. 2685, dauernd mit Vorfilter 1 mm BG 18 + 2 mm OG 4. Die Farbgäser 1 mm BG 7 (2. Ex.) und 1 mm OG 3b (31. I. 36.) werden zwischen Vorfilter und Lichtquelle eingeschoben. *Einstellung:* Mit Orange-Filter 80 p auf Messbereich 8, Galvanometer II, entspricht ca. 2 Lux auf der Zelle. *Vorbelichtung:* ca. 20 s ohne Farbtemperaturglas (aber unter Belassung der Vorfilterung). *Messung:* Abwechslungsweise Blaugrün- und Orange-Filter einschieben und ballistisch messen. Nullpunkt braucht nicht nachreguliert zu werden. Bei Innehaltung dieser Vorschrift gilt Tabelle XI.

Farbtemperaturmessung durch Messung des Verhältnisses
 $Z = \text{Blaugrün-Orange.}$

Tabelle XI.

Z	T (° Kelvin)	Z	T (° Kelvin)
0,75	1998	0,90	2359
0,76	2025	0,91	2382
0,77	2051	0,92	2406
0,78	2076	0,93	2430
0,79	2100	0,94	2454
0,80	2124	0,95	2479
0,81	2148	0,96	2504
0,82	2172	0,97	2529
0,93	2196	0,88	2555
0,84	2219	0,99	2580
0,85	2243	1,00	2606
0,86	2266	1,01	2633
0,87	2289	1,02	2659
0,88	2312	1,03	2686
0,89	2339	1,04	2713

Die Reproduzierbarkeit solcher Farbtemperaturmessungen ist kurzzeitig ca. 3...5°, über mehrere Monate 5...10°. Eine periodische Neueichung der Zelle mit der Normlampe ist nicht zu umgehen.

Bei Nichtinnehaltung einer Vorschrift sind Fehler bis 50° möglich.

Ist man gezwungen, mit doppelter Beleuchtung der Zelle zu arbeiten (Messbereich 7), so sind vom gemessenen Verhältnis 2 0/100 abzuziehen. Für den so korrigierten Wert gilt die Tabelle XI. Diese letztgenannte Korrektur wäre Null bei Zelle Nr. 2271, weil diese bei ca. 5 Lux das Maximum der Rotempfindlichkeit aufweist.

Wir glauben, mit diesem Ueberblick gezeigt zu haben, dass man, ausgehend von einer Lampe, deren Intensität bei einer Farbtemperatur bekannt ist, und von einigen wenigen Farbfiltern, von denen man entweder nur die Durchlässigkeitskurven oder bereits die daraus entwickelten Koeffizienten c_i (Abschnitt 20) kennt, eine Glühlampen-Photometrie aufbauen kann, die auch bei ausschliesslicher Verwendung der keineswegs idealen Selen-sperrschichtzellen als Empfänger allen Genauigkeitsansprüchen genügt und trotzdem in der Handhabung als einfach und praktisch bezeichnet werden darf.