

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 12 (1939)

Heft: III

Artikel: Über die bei subjektiven Präzisionsmessungen an Natriumlicht nach dem Filterverfahren notwendigen Messbedingungen

Autor: König, H.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110938>

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: 16.05.2025

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

Über die bei subjektiven Präzisionsmessungen an Natriumlicht nach dem Filterverfahren notwendigen Messbedingungen

von H. König (Bern).

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

(14. III. 39.)

Zusammenfassung: Die theoretische Diskussion des Filterverfahrens für den Fall des Vergleichs von Natriumdampf-Licht mit Glühlampenlicht ergibt: Mit steil abschneidenden Filtern, welche eine mittlere Breite des Durchlassbereiches bis 40 nm aufweisen und deren Farbe von derjenigen des Na-Lichtes bis zu 10 nm gegen Grün hin abweichen darf, wäre für das Mittel von drei Beobachtern eine Abweichung von $V(\lambda, \text{int})$ -getreuer Leuchtdichte-Bewertung von etwa 1% zu erwarten.

Die üblichen hochdurchlässigen Gelbfilter, welche eine ausgezeichnete Farbangleichung (bezogen auf den Standard-Beobachter) gewährleisten, sowie gewisse Wrattenfilter, die im ganzen Rot-Bereich durchlässig sind, führen zu einer Streuung, die für präzisionsmesstechnische Ansprüche unzulässig hoch ist.

Einleitung und Problemstellung.

Richtig photometrisch messen heisst, eine Strahlung $e(\lambda)$ $V(\lambda, \text{int})$ getreu mit der Strahlung $E(\lambda, T)$ einer bekannten Glühlampe vergleichen;

$$\frac{\int e(\lambda) V(\lambda, \text{int}) d\lambda}{\int E(\lambda, T) V(\lambda, \text{int}) d\lambda} \quad (1)$$

ist also das gesuchte Intensitätsverhältnis. $V(\lambda, \text{int})$ ist die international angenommene mittlere Hellempfindlichkeitsfunktion des Standard-Beobachters¹⁾.

Ganz abgesehen davon, dass die individuellen Unterschiede zwischen den Hellempfindlichkeitskurven $V_i(\lambda)$ der einzelnen Beobachter zu einer Streuung der Messergebnisse Anlass geben, haben neuere Bestimmungen von $V(\lambda)$ systematische Abweichungen des unter gewissen Messbedingungen wirksamen mittleren $V(\lambda)$ von $V(\lambda, \text{int})$ ergeben.

Es ist hier nicht der Ort, die unzähligen Gründe anzuführen, die gegen eine Änderung von $V(\lambda, \text{int})$ sprechen. Wir betrachten hier $V(\lambda, \text{int})$ als Bewertungsgrundlage. Dann aber stehen wir vor der Frage: *Sind angesichts dieser neuen Sachlage subjektive photometrische Präzisionsmessungen überhaupt möglich? Wenn ja, unter welchen Messbedingungen?*

Vorliegende Arbeit soll einen Beitrag zur Beantwortung dieser Frage darstellen und zwar nur in bezug auf den speziellen Fall des Vergleiches des monochromatischen Natriumlichtes $e(\lambda) = e(589,3)$ mit Glühlampenlicht $E(\lambda, T)$ (T = Farbtemperatur).

In der subjektiven Photometrie der Gasentladungslampen setzt man heute die grösste Hoffnung auf das Filterverfahren mit Flimmerabgleich²⁾³⁾. Durch ein passendes Filter wird also in unserm Fall das Glühlampenlicht auf Natriumgelb umgefärbt.

Würde die Umfärbung nicht vollkommen gelingen, so wäre die Benützung des Flimmerphotometers dem direkten Vergleich vorzuziehen, weil bei letzterem die Gefahr der Überbewertung der satteren Farbe besteht⁴⁾⁵⁾. Dieselbe Überlegung gilt in verstärktem Mass, wenn das Filter ein Differenzfilter ist und die Vergleichung in mehreren Messungen mit Rotorange- und Rotgläsern besteht. Dies nur zur Erläuterung der Bevorzugung des Flimmerabgleichs. Für die nachfolgenden theoretischen Betrachtungen spielt die Art des Abgleichs keine Rolle.

Nun die Bedeutung der Verwendung eines Filters. Ein grosser Teil des Unterschiedes zwischen den beiden Lichtern wird durch das Filter ausgeglichen; das Auge wird der Bewertung verschiedener Farben weitgehend enthoben. *Die Streuung sowohl wie die systematische Abweichung von der $V(\lambda, int)$ -getreuen Bewertung sinken aber auch bei günstigster Farbangleichung nicht unter ein gewisses Mass.* Diese Minimalstreuung σ und Minimalabweichung $-\bar{\epsilon}$ ($+\bar{\epsilon}$ als Korrekturgrösse aufgefasst) gilt es hier zu untersuchen.

Die vorsichtige Bezeichnung „günstigste Farbangleichung“ bedarf einer näheren Begründung. Beim trichromatischen Verfahren⁶⁾, das wir hier nicht betrachten, variiert der Beobachter das Mischungsverhältnis dreier Vergleichslichter, bis er seine individuelle Farbgleichung eingestellt hat. Beim hier betrachteten Filterverfahren hingegen müssen sich die Beobachter auf ein Filter, d. h. also auf eine (für den Einzelbeobachter nur angenähert gültige) Farbgleichung einigen, die mittlere Farbgleichung. Es ist klar, dass man bei theoretischen Überlegungen, wie den nachfolgenden, gar nicht anders vorgehen kann, als diese mittlere Farbgleichung mit der Farbgleichung des im Jahre 1931 von der Internationalen Beleuchtungskommission definierten kolorimetrischen Standard-Beobachters¹⁰⁾ zu identifizieren. Wenn wir also im folgenden zwei Lichter als gleichfarbig bezeichnen, so ist dies im Sinne von „gleich für den Standard-Beobachter“ gemeint.

Der totale Fehler einer Vergleichung von Natrium und Glühlampenlicht ist so komplexer Natur, dass er, namentlich wenn er klein ist (bzw. klein sein sollte!), nicht leicht in die einzelnen, den

verschiedenen Einflüssen entsprechenden Komponenten zerlegt werden kann. Der Angleichungsfehler, d. h. derjenige Anteil des Gesamtfehlers, der von der ungleichen spektralen Zusammensetzung der beiden Lichter und von der Abweichung des $V_i(\lambda)$ des Einzelbeobachters von $V(\lambda, \text{int})$ herrührt, wird daher mit Vorteil theoretisch diskutiert und abgesehen. Wir sehen also unsere Aufgabe darin, dass für ein genügend grosse Anzahl von Beobachtern, deren $V_i(\lambda)$ wir kennen müssen, berechnet wird, wie sie auf die in Frage kommenden Farbgleichungen reagieren. Das Problem ist also im Grunde genommen ein theoretisch statistisches.

Wahl der Beobachtergruppen.

Um rechnen zu können, müssen wir die $V(\lambda)$ einer Anzahl Beobachter wählen.

Beobachtergruppe I. Damit die Ergebnisse einen gewissen Anspruch auf Allgemeingültigkeit erheben dürfen, treffen wir eine mehr als nur wahllose Auslese aus den in der Literatur zu findenden $V(\lambda)$; es sind bewusst extreme $V(\lambda)$ -Formen bevorzugt worden. Als Bezugsbasis ist in die Gruppe natürlich auch der Standardbeobachter aufgenommen worden. Die Beobachter dieser Gruppe sind in den Figuren 3 und 3a durch Kreise mit Nummer gekennzeichnet. Es bedeuten:

Nr. 1: $V_1(\lambda) = V(\lambda, \text{int})$, siehe¹).

Nr. 2: $V_2(\lambda) = V'''(\lambda)$ nach JAGGI⁷), l. c. Tabelle 3 und Fig. 1 (Kurve *J*); rechnerisch abgeleitet aus Flimmermessungen von 14 normalen Beobachtern an 10 Filtern, Leuchtdichte 50 asb, Feldgrösse 1.2°.

Nr. 3: $V_3(\lambda) = V(\lambda)$ nach DRESLER⁸), l. c. Tabelle 3; derart gewählt, dass die Ergebnisse der Flimmermessungen von 17 normalen Beobachtern an 4 Filtern richtig wiedergegeben werden, Leuchtdichte ca. 20 asb, Feldgrösse 1.2°.

Nr. 4: $V_4(\lambda) = V(\lambda)$ nach JAINSKI⁹), l. c. Tafel 16; direkt flimmerphotometrisch gemessen von 60 normalen Beobachtern, Leuchtdichte 200 ... 800 asb, Feldgrösse 1.2°.

Nr. 5: $V_5(\lambda) = V(\lambda)$ nach COBLENTZ und EMERSON¹⁰); direkt flimmerphotometrisch gemessen von 125 normalen Beobachtern, Leuchtdichte ca. 50 asb, Feldgrösse 2°.

V_1 bis V_5 sind Mittelwerte und haben daher ausgeglichenen Charakter.

- Nr. 6: $V_6(\lambda)$: Beobachter 1 nach JAGGI⁷⁾, normal, Leuchtdichte 6000 asb, Feldgrösse 4⁰; ist dem inversen Purkinje-Effekt (Schwächung der Rotempfindlichkeit durch hohe Leuchtdichte) stark unterworfen, siehe⁷⁾ Tabelle 4.
- Nr. 7: $V_7(\lambda)$: Beobachter 2 nach JAGGI⁷⁾, deuteranomal, für photometrische Arbeiten sehr geeignet; Leuchtdichte 6000 asb, Feldgrösse 4⁰; dem inversen Purkinje-Effekt so gut wie nicht unterworfen.
- Nr. 8: $V_8(\lambda)$: Beobachter 3 nach JAGGI⁷⁾, normal, Leuchtdichte 6000 asb, Feldgrösse 4⁰; ist dem inversen Purkinje-Effekt weniger unterworfen als Nr. 6.
 $V_6(\lambda)$, $V_7(\lambda)$ und $V_8(\lambda)$ waren wegen der hohen Leuchtdichte schwer zu bestimmen. Diese Kurven sind nicht ausgeglichen worden.
- Nr. 9: $V_9(\lambda) = V(\lambda)$ von WEIGEL¹¹⁾, unabhängig von der Feldgrösse und weitgehend unabhängig vom Verfahren, bei 10 ... 60 asb direkt gemessen.
- Nr. 10: Beobachter 23 nach JAINSKI⁹⁾.
- Nr. 11: Beobachter 51 nach JAINSKI⁹⁾.
- Nr. 12: Beobachter 59 nach JAINSKI⁹⁾.
- Nr. 10, 11 und 12 sind unter den unter Nr. 4 angegebenen Bedingungen gewonnen. $V_{10}(\lambda)$ ist ein Typus einer mittleren, $V_{11}(\lambda)$ und $V_{12}(\lambda)$ sind Beispiele von extremen Formen von $V(\lambda)$. Diese drei $V(\lambda)$ -Formen sind den beiden Beobachtungsgruppen I und II gemeinsam.

Nichts hindert, obige Auswahl von subjektiven Empfängern durch einige objektive Empfänger zu ergänzen, da unter Umständen das Filterverfahren kombiniert mit objektiver Messung bei geschickter Auswahl des Empfängers mindestens ebensoviel Aussicht auf Erfolg hat wie der subjektive Abgleich. Wir wählen als:

Nr. 13: $V_{13}(\lambda)$: Photronelement nach DRESLER,

Nr. 14: $V_{14}(\lambda)$: Viscorzelle von WESTON,

Nr. 15: $V_{15}(\lambda)$: Westonzelle Fabrik-Nr. 2271,

Nr. 16: $V_{16}(\lambda)$: Tungsramzelle Typ S 41,

also lauter Selen-Sperrschichtzellen mit (13 und 14) und ohne (15 und 16) Angleichungsfilter. In den Figuren 3 und 3a sind die Empfänger Nr. 13 ... 16 durch ein Kreuz im Kreis hervorgehoben.

Die wichtigen mittleren Teile der Kurven $V_i(\lambda)$, $i = 1 \dots 16$ sind in Fig. 1 dargestellt.

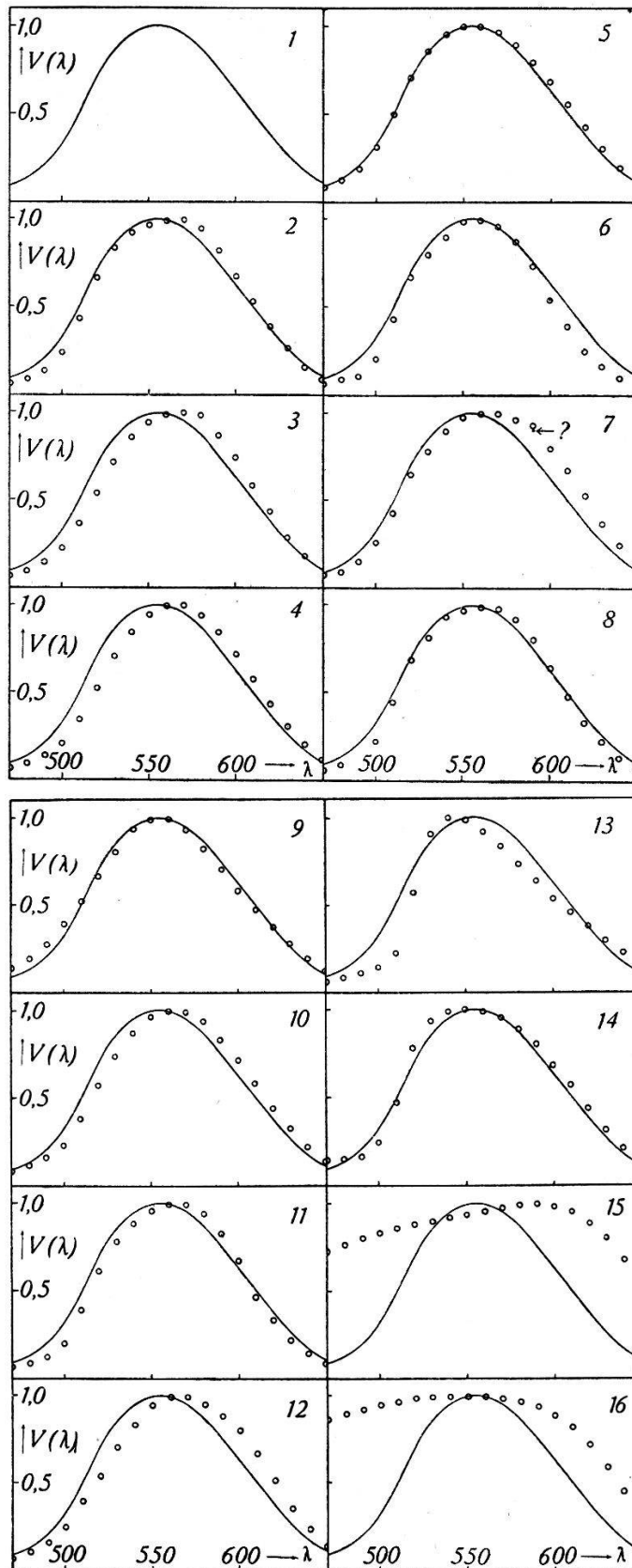


Fig. 1.

Uneinheitliche Beobachtergruppe I: $V_1(\lambda)$: internationale Hellempfindlichkeitsfunktion. $V_2(\lambda) \dots V_5(\lambda)$: Mittelwerte verschiedener Autoren. $V_6(\lambda) \dots V_{12}(\lambda)$: Einzelbeobachter. $V_{13}(\lambda) \dots V_{16}(\lambda)$: Objektive Empfänger.

*

Beobachtergruppe II. Im Gegensatz zur uneinheitlichen Gruppe I, deren Streuung durch Unterschiede zwischen den physiologischen Messbedingungen der verschiedenen Autoren, aber wohl nicht zuletzt auch durch physikalische Messfehler heraufgedrückt wird, ist es von Interesse, auch eine einheitliche Gruppe von Beobachtern eines Autors zu untersuchen. Wir wählen als solche die Gruppe der 60 Beobachter, deren $V_i(\lambda)$ in der hier nicht abgedruckten Tafel 15 der Arbeit von JAINSKI⁹⁾ zahlenmässig angegeben sind (Bedingungen: 200 ... 800 asb, Feldgrösse 1.2°). Wenn wir auch die absolute Richtigkeit der Ergebnisse von JAINSKI etwas bezweifeln möchten, so glauben wir doch, dass die relativen Kurvenverläufe, insbesondere die Streuung der Form der $V_i(\lambda)$ -Kurven in der Nähe von $\lambda = 589$, der Diskussion zu Grunde gelegt werden dürfen.

Es wird sich zeigen, dass die Streuung σ_{II} der einheitlichen Gruppe II durchschnittlich die Hälfte der Streuung σ_I der uneinheitlichen Gruppe I beträgt. Wir neigen dazu, der pessimistischeren Beurteilung, d. h. σ_I , mehr Gewicht beizulegen.

Charakterisierung der Beobachter durch das Rot/Blau-Verhältnis r .

Im Anschluss an IVES pflegt man die Beobachter roh nach der Lage ihrer $V_i(\lambda)$ -Kurven einzuteilen durch Bildung eines Rot/Blau- oder eines Gelb/Blau-Verhältnisses, des sog. y/b -Verhältnisses (yellow/blue-ratio). Ein solches Verhältnis kann man auf verschiedene Arten definieren. Über die Beziehung verschiedener solcher Definitionen zu einander berichten wir an anderer Stelle¹²⁾. Hier benutzen wir zwei Darstellungsarten:

a) Wenn, wie hier, die $V_i(\lambda)$ -Funktionen von 10 zu 10 nm zahlenmässig gegeben sind, empfiehlt es sich, als Definition von r wegen der Einfachheit der Berechnung z. B.

$$r_i = \frac{\sum_{570}^{690} V_i(\lambda)}{\sum_{460}^{560} V_i(\lambda)} \quad (2)$$

zu wählen. Dieses r_i wird von uns in den Figuren 3 und 3a als Abszissenmass benützt.

b) In der Praxis ist $V_i(\lambda)$ im allgemeinen nicht bekannt. Will man, wie dies in Fig. 4a geschieht, eine vom Rot/Blau-Verhältnis abhängige empirische Korrekturfunktion ermitteln und benützen,

so muss dieses Verhältnis so definiert werden, dass man es direkt messen kann, wie z. B. das bekannte yellow/blue-ratio

$$r_i' = \frac{\sum_{400}^{720} E(\lambda, 2720^\circ) V_i(\lambda) y(\lambda)}{\sum_{400}^{720} E(\lambda, 2720^\circ) V_i(\lambda) b(\lambda)}, \quad (3)$$

worin $y(\lambda)$ und $b(\lambda)$ die spektralen Durchlässigkeiten zweier von GIBSON¹³⁾ genau untersuchter, gut definierter Flüssigkeitsfilter bedeuten.

Die an der individuellen Messung zur Umrechnung auf $V(\lambda, \text{int})$ -getreue Bewertung anzubringende Korrektur ε_i .

Zur Bestimmung dieser Grösse müssen wir den vollständigen Vorgang einer Photometrierung beschreiben.

Die Aufgabe besteht in der Ermittlung von

$$\frac{I_x}{I_n} = \frac{\int e(\lambda) V(\lambda, \text{int}) d\lambda}{\int E(\lambda, T) V(\lambda, \text{int}) d\lambda}. \quad (1)$$

Beobachter Nr. i ermittelt mit dem Filter $d(\lambda)$ vor der Glühlampe $E(\lambda, T)$ ein Verhältnis

$$P_i = \frac{\int e(\lambda) V_i(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda, T) V_i(\lambda) d(\lambda) d\lambda}, \quad i = 2 \dots 16. \quad (4)$$

Von diesem Filter kennt er die mit objektiven Methoden für die in Frage stehende Farbtemperatur ermittelte $V(\lambda, \text{int})$ -getreue integrale Durchlässigkeit

$$\bar{d}(\text{int}) = \frac{\int E(\lambda, T) V(\lambda, \text{int}) d(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda, T) V(\lambda, \text{int}) d\lambda}. \quad (5)$$

Aus (1), (4) und (5) folgt

$$I_x = I_n \cdot \bar{d}(\text{int}) \cdot P_i \cdot f_i, \quad (6)$$

worin

$$f_i = 1 + \varepsilon_i = \frac{\int E(\lambda, T) V_i(\lambda) d(\lambda) d\lambda}{\int e(\lambda) V_i(\lambda) d\lambda} : \frac{\int E(\lambda, T) V(\lambda, \text{int}) d(\lambda) d\lambda}{\int e(\lambda) V(\lambda, \text{int}) d\lambda} \quad (7)$$

$f_i = 1$ würde nach (6) bedeuten, dass das $V(\lambda, \text{int})$ -getreu bewertete, gefilterte Licht $I_n \cdot \bar{d}(\text{int})$ multipliziert mit dem gemessenen Verhältnis P_i gerade den richtigen Wert für das gesuchte Licht I_x gibt.

Also ist $-\varepsilon_i$ der relative Angleichungsfehler; er gibt an, um wieviel das Licht $e(\lambda)$ gegenüber $E(\lambda, T)$ zu hoch bewertet wird; ε_i ist die anzubringende Korrektur.

Es ändert am Ergebnis nichts, wenn als $e(\lambda)$ nicht $e(589,3)$, sondern $e(590)$ gesetzt wird. Daher ist als charakteristische Grösse

$$f_i = 1 + \varepsilon_i = \frac{\int E(\lambda, T) V_i(\lambda) d(\lambda) d\lambda}{V_i(590)} : \frac{\int E(\lambda, T) V(\lambda, \text{int}) d(\lambda) d\lambda}{V(590, \text{int})} \quad (7a)$$

zu betrachten.

Anstatt, wie oben, das Filter vor die Glühlampe zu halten, kann man es unmittelbar vor das Auge halten. Formel (7a) gilt aber auch in diesem Falle.

Da Hunderte von Integralen zu berechnen sind, erlauben wir uns zwei Vereinfachungen. Erstens wird, ausgenommen im Fall V (s. unten) für $E(\lambda, T)$ das energiegleiche Spektrum gewählt. Zweitens sind die bei Fig. 2 besprochenen Differenzfilter durch Trapezkurven angenähert worden. Auf die Streuung der ε_i -Werte sind, wie wir auf Grund von Erfahrungen mit ähnlichen Berechnungen ohne Beweis feststellen möchten, diese Vereinfachungen ohne nennenswerten Einfluss.

Übersicht über die Filter.

In Fig. 3 und 3a finden sich rechts jeweils Darstellungen der Filter. Die vertikalen Linien sind Ordinaten von 10 zu 10 nm, welche der Rechnung zu Grunde gelegt werden. Mit Δ bezeichnen wir bei den schematisierten Filtern die Breite in halber Höhe, und die unterstrichene Zahl unter der Skizze gibt die (angenäherte) Lage des Schwerpunktes, genauer gesagt: der farbtongleichen Wellenlänge $\bar{\lambda}$ des gefilterten Glühlampenlichtes an. Die Reihenfolge ist nach steigender Streuung gewählt. Um gar keine Unklarheit über die Art der Berechnung aufkommen zu lassen, sei für jeden Fall die Formel angegeben.

Fall I: Dreieckskurve, $\Delta = 20$ nm, $\bar{\lambda} = 590$ nm;

$$f_i = \frac{V_i(580) + 2V_i(590) + V_i(600)}{V_i(590)} : \frac{V_1(580) + 2V_1(590) + V_1(600)}{V_1(590)} \quad i = 2 \dots 16.$$

Fall II: Trapezkurve, $\Delta = 30$ nm, $\bar{\lambda} = 585$ (genau 584,5) nm; f wie im nachfolgenden Falle IIa, aber mittels der später an Hand

von Fig. 4 erläuterten y/b -Korrektur vom Einfluss des Farbunterschiedes zwischen $\bar{\lambda}$ und der Vergleichslinie 590 befreit.

Fall IIa: Dasselbe Trapez wie Fall II, $\Delta = 30$ nm, $\bar{\lambda} = 585$ nm, ohne y/b -Korrektur;

$$f_i = \frac{V_i(570) + 2 V_i(580) + 2 V_i(590) + V_i(600)}{V_i(590)} : \frac{V_1(570) + 2 V_1(580) + 2 V_1(590) + V_1(600)}{V_1(590)}.$$

Fall III: Trapez, $\Delta = 40$ nm, $\bar{\lambda} = 590$ nm (genau 588,5 nm);

$$f_i = \frac{V_i(570) + 2 V_i(580) + 2 V_i(590) + 2 V_i(600) + V_i(610)}{V_i(590)} : \frac{V_1(570) + \dots}{V_1(590)}.$$

Fall IIIa: Trapez, $\Delta = 40$ nm, $\bar{\lambda} = 580$ nm, aber korrigiert:

$$f_i = \left\{ \begin{array}{l} \frac{V_i(560) + 2 V_i(570) + 2 V_i(580) + 2 V_i(590) + V_i(600)}{V_i(590)} \\ : \frac{V_1(560) + \dots}{V_1(590)} + \lambda/b\text{-Korrektur von } 580 \text{ auf } 590 \text{ nm.} \end{array} \right.$$

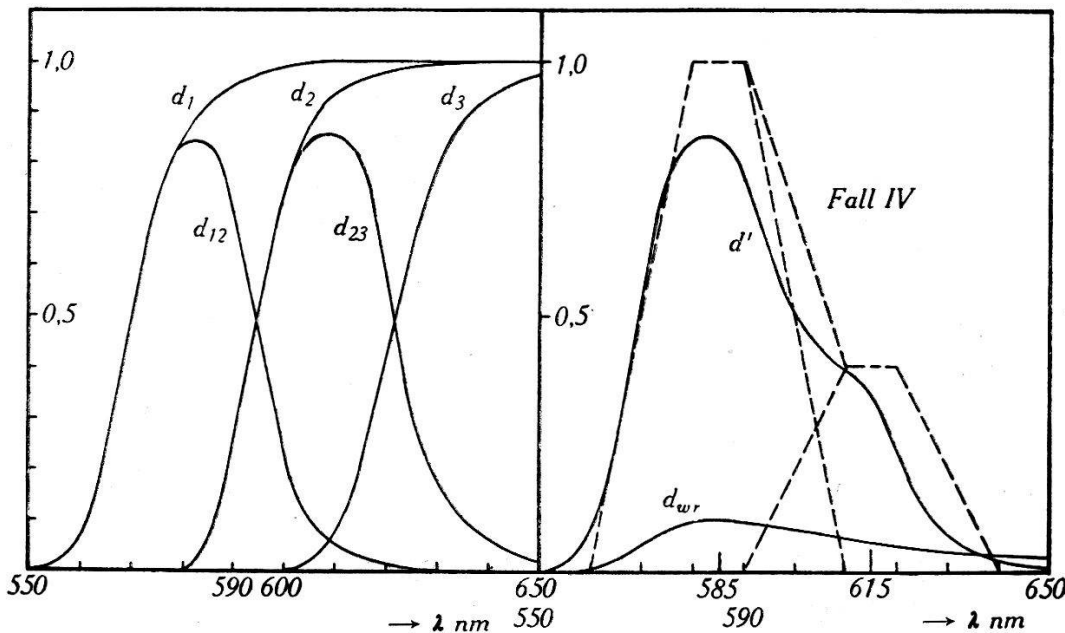


Fig. 2.

d_1 , d_2 , d_3 : Schottfilter. d_{12} , d_{23} : Differenzfilter. $d' = d_1 - 0,6 d_2 - 0,4 d_3$: Beispiel einer Differenzfilter-Kombination. d_{wr} : Wrattenfilter 23 A+57.

Fall IV: Summe zweier Trapezkurven, deren eine durch $\Delta = 30$ nm, $\bar{\lambda} = 585$ nm und deren andere durch $\Delta = 30$ nm, $\bar{\lambda} = 615$ nm charakterisiert ist. Wählt man das relative Gewicht, d.h. die

Maximalamplitude des schwächeren Filters bezogen auf diejenige des stärkeren Filters, zu 47%, so folgt für den kolorimetrischen Standard-Beobachter gerade Farbgleichheit mit 590 nm, also $\bar{\lambda} = 590$ nm.

Messtechnisch bedeutet dies: Verfügt man nicht über ein steilflankiges Filter, dessen $\bar{\lambda}$ gerade gleich der Wellenlänge des Vergleichslichtes ist, sondern nur über ein solches mit verschobenem $\bar{\lambda}$, beispielsweise $\bar{\lambda} = 585$ nm, so könnte man eine Zusatzmessung mit einem nach der andern Seite verschobenen Filter (beispielsweise $\bar{\lambda} = 615$ nm) ähnlicher Art machen und beide Ergebnisse im passenden Gewichtsverhältnis addieren. Dann wäre es als ob man mit einem farbtонrichtigen Filter gemessen hätte.

Würde man, wie sich aus Fig. 2 erkennen lässt, beide Trapezkurven (Breite Δ) mit gleichem Gewicht einsetzen, so würde wiederum eine Trapezkurve, und zwar mit der Breite 2Δ , resultieren. Der Grund, weshalb wir uns mit diesem speziell erscheinenden Fall befassen, ist der folgende:

Filter mit beidseitig steilen Flanken und ausserdem hohem Durchlässigkeitsmaximum gibt es bis heute noch nicht; wohl aber die bekannten Gelb-, Orange- und Rot-Filter von SCHOTT (Glas) und nach WRATTEN (Gelatine) mit steilem Abfall der Durchlässigkeitskurve gegen Blau hin. Indirekt verfügt man aber über Differenzfilter⁷⁾¹⁵⁾

$$d_{ik}(\lambda) = d_i(\lambda) - d_k(\lambda),$$

indem man nur die Differenz der Messungen mit $d_i(\lambda)$ und $d_k(\lambda)$ zu berechnen braucht. In Fig. 2 bedeuten (ausgezogen) d_1 , d_2 und d_3 drei wirkliche Schott-Filter (ohne Reflexion), d_{12} und d_{23} sind Differenzfilter; d' zeigt ein Beispiel eines kombinierten Differenzfilters:

$$d' = d_{12} + 0,4 d_{23} = d_1 - 0,6 d_2 - 0,4 d_3.$$

Gestrichelt in Fig. 2 eingetragen ist das Filter des Falles IV.

Fall V: Reales Monochromatfilter für Na-Messungen, nach HELLER¹⁴⁾, Wratten-Filter 23 A + 57, bezeichnet mit d_{wr} , $\bar{\lambda} = 595$. Um den Farbunterschied gegen Na zu vermeiden, ist als Vergleichslicht eine Linie 595 mit $V_i(595) = \frac{1}{2}(V_i(590) + V_i(600))$ gewählt worden. Lichtquelle: Schwarzer Körper, $T = 2720^\circ$;

$$f_i = \frac{\sum V_i(\lambda) d_{wr}(\lambda)}{V_i(590) + V_i(600)} : \frac{\sum V_1(\lambda) d_{wr}(\lambda)}{V_1(590) + V_1(600)}.$$

Fall VI: Optimales Gelbfilter. Ganz durchlässig von 560 nm an aufwärts; $\bar{\lambda}$ ergibt sich für energiegleiches Spektrum zufällig zu 590 nm;

$$f_i = \frac{\sum_{560}^{700} V_i(\lambda)}{V_i(590)} : \frac{\sum_{560}^{700} V_1(\lambda)}{V_1(590)}.$$

Ergebnisse.

Es ist selbstverständlich, dass ein Schmalbandfilter mit Durchlassbereich bei 589 nm (Fall I) eine Präzisionsmessung von Natriumlicht ermöglicht. Dann aber wird die experimentelle Verwirklichung und objektive Ausmessung dieses Filters zum (kaum lösbaren) Hauptproblem.

Etwas weniger selbstverständlich, aber bekannt ist die Tatsache, dass ein Breitbandfilter (Fall VI) auch bei günstigster Farbangleichung an Natriumlicht zu Streuung Anlass gibt. Genauere Angaben fehlen jedoch hierüber.

An Hand von Fig. 3 und 3a sind wir nun in der Lage, den Übergang vom Schmalband- zum Breitbandfilter und die damit parallel laufende Zunahme der Streuung quantitativ zu verfolgen.

Zunächst eine Bemerkung betreffs Beobachter Nr. 7, Gruppe I. Gemäss Fig. 1 liegt dessen $V(590)$ -Wert, verglichen mit den benachbarten $V(\lambda)$ -Werten, abnorm hoch. Die Punkte Nr. 7 in Fig. 3 und 3a liegen daher abnorm tief. Wenn man diesen $V(590)$ -Wert als infolge Messfehler um 3% zu hoch betrachten dürfte, so lägen die Punkte Nr. 7 um $1\frac{1}{2} \dots 3\%$ höher, was durch die gestrichelte Linie oberhalb der Punkte Nr. 7 zum Ausdruck gebracht ist.

Damit man die Streuung der Gruppe I besser überblickt, sind die zugehörigen Punkte in Fig. 3 und 3a jeweils rechts zusammengefasst; Punkt Nr. 7 ist eingeklammert. Nr. 16 hat ein $r = 0,70$, ist daher nur in der Zusammenfassung der Messpunkte rechts aufgeführt. Bei den Fällen V und VI würden die Punkte Nr. 13, 15 und 16 ausserhalb der Darstellung fallen.

Die objektiven Empfänger sind bei Fall II und IIIa nicht aufgeführt, da unter ihnen keine inneren Zusammenhänge bestehen, die es rechtfertigen würden, sie punkto y/b -Korrektur gleich wie menschliche Augen zu behandeln.

Fall I: Die Ordinaten ε_i sind bei beiden Gruppen vorwiegend negativ: Mittelwert $\bar{\varepsilon} = -\frac{1}{3}\%$. Dies bedeutet, dass die $V_i(\lambda)$ bei 590 nm durchschnittlich stärker gekrümmt sind als die internationale Vergleichskurve $V_1(\lambda)$.

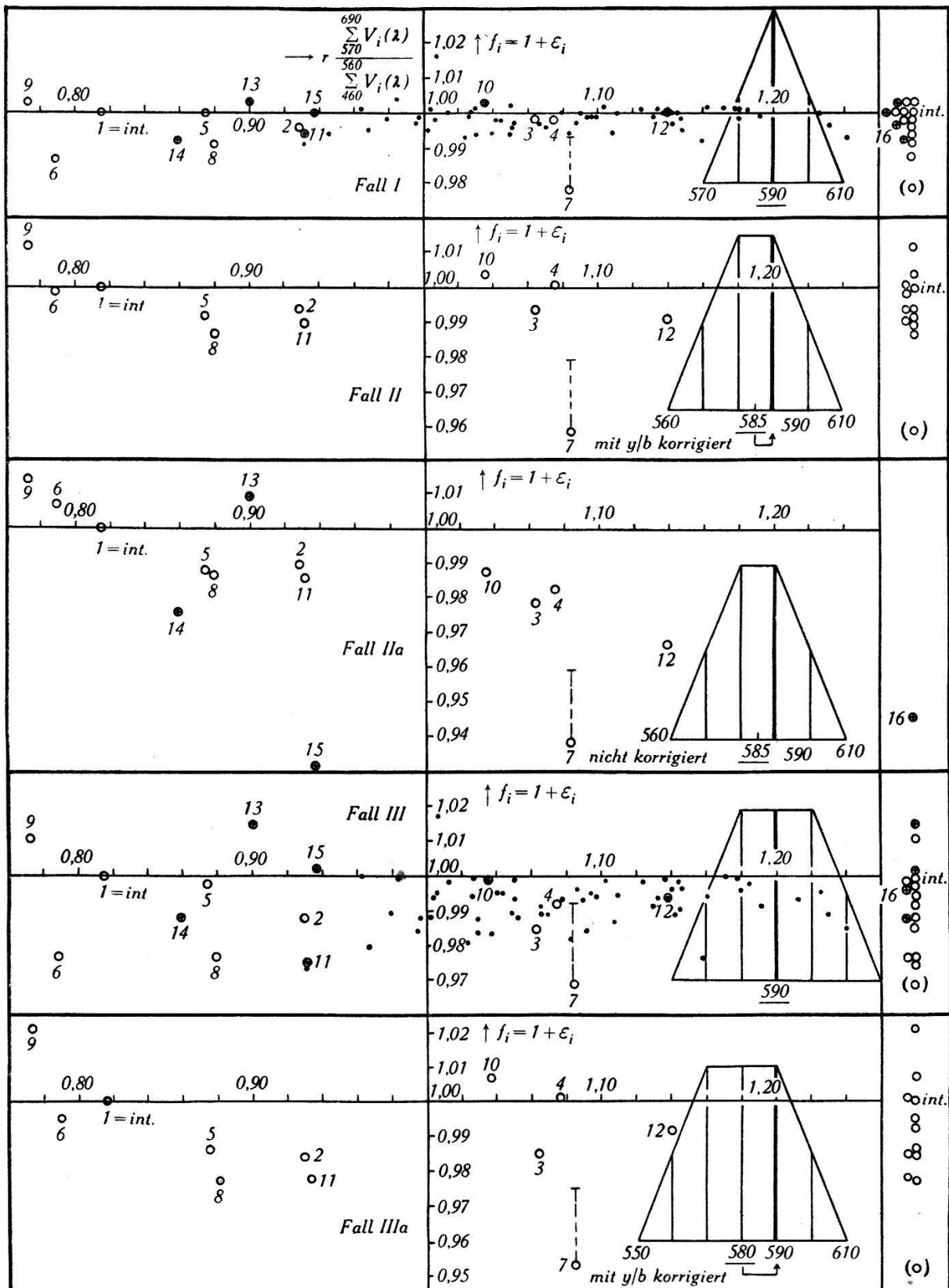


Fig. 3.

ε_i = Korrektur auf $V(\lambda, \text{int})$ -getreue Bewertung. Fiktive Filter steigender Durchlassbreite, deren Lage sich mit $\lambda = 590$ deckt (I, III) oder dagegen verschoben sein kann (II, IIa, IIIa). Kreise: Uneinheitliche Beobachtergruppe I; Punkte: Einheitliche Gruppe II. Nr. 14: Viscor-Zelle.

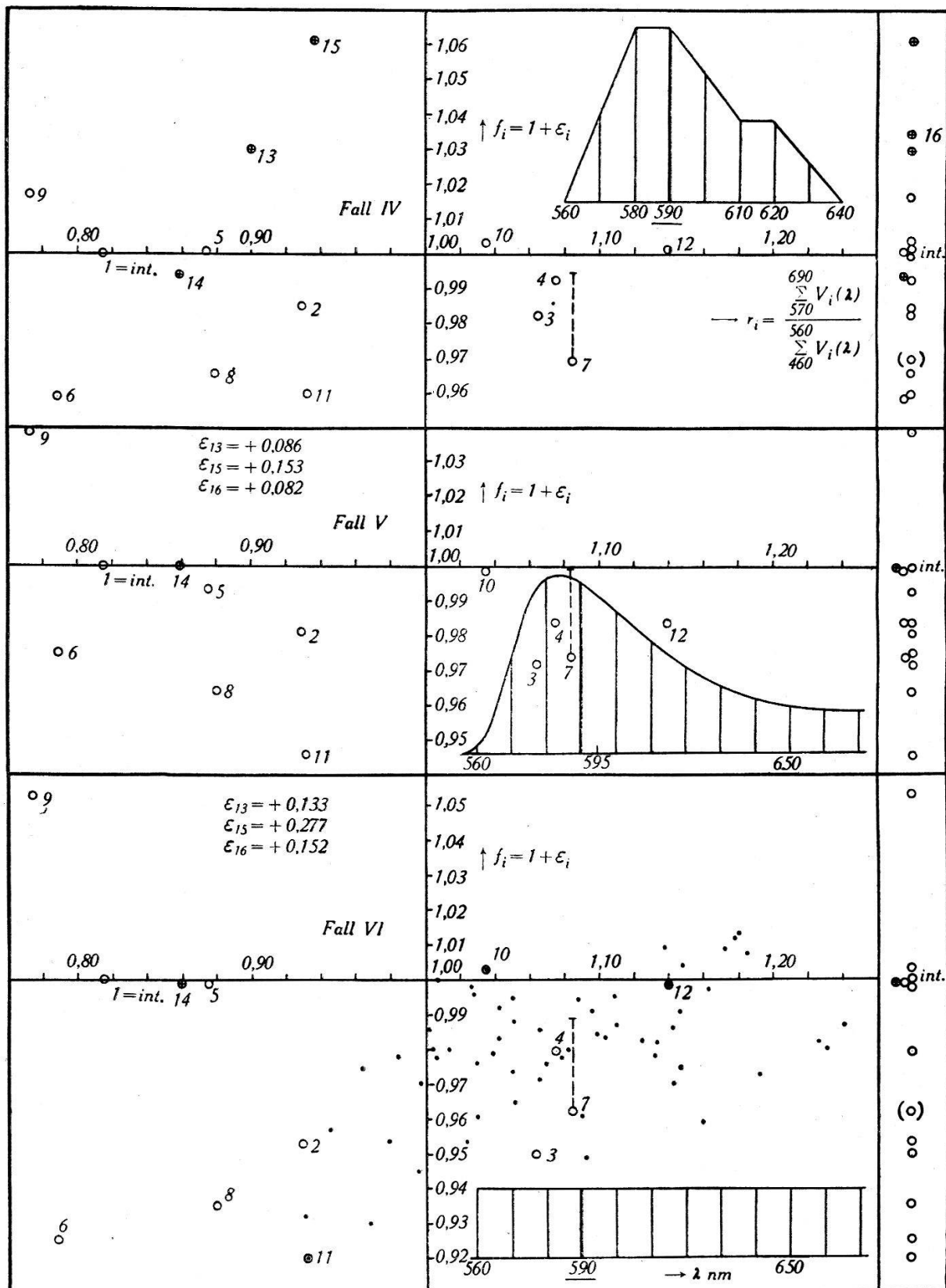


Fig. 3a.

ε_i = Korrektur auf $V(\lambda, \text{int})$ -getreue Bewertung (Fortsetzung).

Fall IV: Differenzfilter-Kombination.

Fall V: Wrattenfilter 23 A+57.

Fall VI: Optimales Gelbfilter (Typus Schott OG 2).

Die Streuung, d. i. der Bereich, in dem die meisten Punkte liegen, ist auf $\sigma_I \approx \sigma_{II} \approx \pm 1/2\%$ zu veranschlagen, was den höchsten Ansprüchen genügen würde.

Fall IIa: Der Schwerpunkt des Filters ist um 5 nm gegen die Spektrallinie 590 verschoben. Abgesehen von der grösseren Streuung gegenüber Fall I ist ein systematisches Abnehmen von ε_i mit steigendem Rot/Blau-Verhältnis r festzustellen. Wir stellen uns vor, dass wir *experimentell*, also nach früher Gesagtem mittels des y/b -ratio r' diese Verschiebung um 5 nm zu kompensieren hätten. Wir tragen hierzu in Fig. 4 die ε_i von Fall III (ob man das Filter

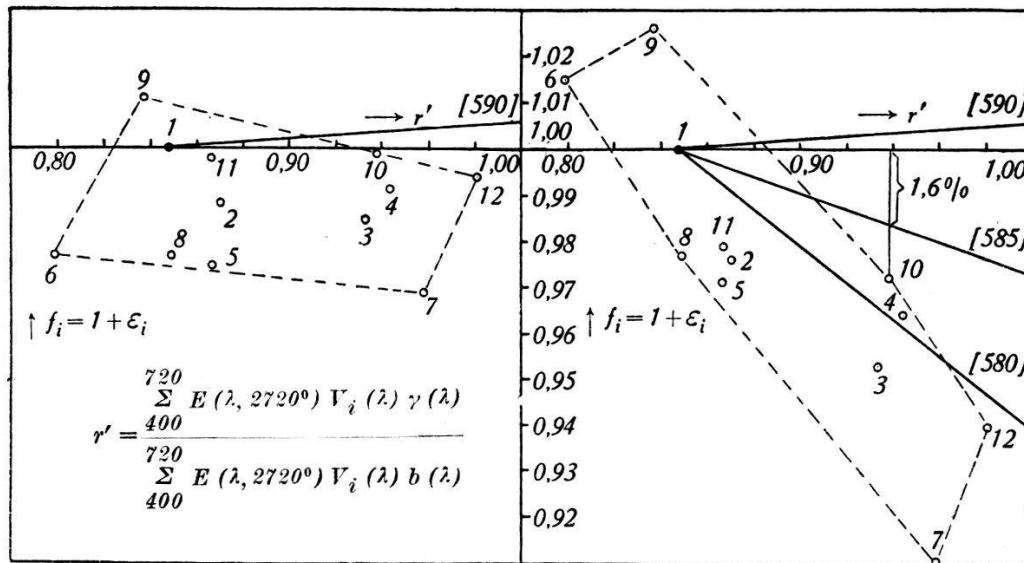


Fig. 4.

Ableitung der y/b -Korrektur. f_i des Falles III ($\bar{\lambda} \approx 590$) in Funktion des y/b -ratio r' von GIBSON. Die Punktschar gruppiert sich ungefähr um eine Richtung [590].

Fig. 4a.

Ableitung der y/b -Korrektur. f_i für verschobenes Filter ($\bar{\lambda} \approx 580$) in Funktion des y/b -ratio r' von GIBSON. Die Punktschar gruppiert sich ungefähr um eine Richtung [580].

etwas breiter oder schmaler wählt, ist für die Korrektur in erster Näherung gleichgültig) in Funktion von r' auf, desgleichen in Fig. 4a die (in Fig. 3 und 3a nicht enthaltenen) Werte für das gleichgeformte Filter ($\Delta = 40$ nm), dessen Mittelordinate jedoch bei 580 nm liegt. Wegen der Farbabweichung um 10 nm weisen diese letzteren Werte ein stärkeres Gefälle in Funktion von r' auf. Legt man nun durch die Punkte von Fig. 4 eine Gerade [590], so führt dieselbe etwas nach aufwärts entsprechend der Tatsache, dass die Farbgleichung für das Filter Typ III für monochromatisches Licht von $\lambda = 588,5$ nm erfüllt wäre. Entsprechend legt man durch die Punkte von Fig. 4a eine Gerade [580]. Die mittlere Richtung, bezeichnet mit [585], als Gerade durch den Punkt 1 gelegt, stellt uns

die gesuchte y/b -Korrektur (z. B. $+1,6\%$ für Nr. 10) dar. Diese Korrektur zu den ε_i von Fall IIa addiert, gibt die Werte von Fall II.

Fall II. Die systematische Abhängigkeit von r ist durch die y/b -Korrektur verschwunden; für den Mittelwert folgt $\bar{\varepsilon}_I \approx -\frac{1}{2}\%$ und für die Streuung $\sigma_I \approx \pm \frac{3}{4}\%$, was ebenfalls höchsten Ansprüchen genügt.

Fall IIa. Weiss man nicht, dass $\bar{\lambda} = 585$ nm ist, oder kennt man das y/b -ratio nicht, so dass man keine Korrektur anbringen kann, so muss man mit der gesamten Streuung von Fall IIa rechnen: $\sigma_I \approx \pm 1\frac{1}{2}\%$, was wir noch als Grenze des präzisionsmesstechnisch Tragbaren ansehen möchten.

Die nachfolgenden beiden Fälle sind besonders wichtig.

Fall III. Trotz der Verbreiterung auf $\Delta = 40$ nm ist für Gruppe II: σ_{II} nur $\pm 1\%$, für Gruppe I: $\sigma_I \approx \pm 1\frac{1}{2}\%$, und für beide Gruppen: $\bar{\varepsilon} \approx -1\%$.

Fall IIIa. Das Filter von Fall III ist um 10 nm verschoben worden, aber nach Anbringung der y/b -Korrektur mittels der Geraden [580] von Fig. 4a ist trotzdem σ_I nicht grösser als $\pm 1\frac{1}{2}\%$. Dies bedeutet: *Der Mittelwert der Ergebnisse von etwa drei normalen Beobachtern wird bei einem 40 nm breiten, steiflankigen Filter trotz einer stark unsymmetrischen Lage zur Vergleichslinie, die sich aber durch eine empirische y/b -Korrektur berücksichtigen lässt, etwa 1% zu hoch liegen ($\bar{\varepsilon} = -1\%$); der wahrscheinliche Fehler dieses Mittels beträgt etwa $\pm 1\%$.*

Diesen Satz über die spezifische, durch den Unterschied der Energieverteilung allein bedingte Unsicherheit betrachten wir als das praktische Hauptergebnis dieser Arbeit.

Fall IIIa, ohne Korrektur, zeigt ungefähr gleiche Streuung wie Fall IIIa. Dies bedeutet: Eine unkorrigierte Farbungleichheit entsprechend einer Verschiebung von 5 nm ist nicht schlimmer als eine Verbreiterung des steiflankigen Filters von $\Delta = 30$ auf $\Delta = 40$ nm.

Wir wollen aber damit keineswegs das Streben nach Farbgleichheit als unnötig hinstellen. Vielmehr ist es stets gut, nach Farbgleichheit bis auf einige nm experimentell oder rechnerisch zu streben. Aber mit Farbgleichheit ist noch nicht alles erreicht; sie ist weitgehend notwendig, aber nicht hinreichend.

Es ist wichtig, hier einschränkend zu bemerken, dass die Ausführungen bezüglich der Verschiebungen und der y/b -Korrektur nur gelten, wenn $\bar{\lambda}$ kleiner als 590 nm. Verschiebung des Filters gegen $\bar{\lambda}$ grösser als 590 nm hin führt, wie hier nicht näher zahlenmässig begründet wird, wegen des steileren Abfalls der $V(\lambda)$ -

Kurven nach rechts hin zu grösseren Streuungen, und die y/b -Korrektur mittels einer $[\bar{\lambda}]$ -Geraden, grösser als 590 nm, wird problematisch.

Fälle IV, V, VI haben einen gemeinsamen Zug: Die Streuung ist derart, dass die entsprechenden Messungen das Praefix „Präzisions-“ nicht mehr verdienen, trotzdem es sich bei allen drei Fällen um Farbgleichungen (auf 1 nm genau) handelt.

Fall IV: Man erkennt deutlich durch Vergleich mit II, dass das flache Auslaufen des Filters die Streuung gegenüber II stark hinauftreibt.

Der Vergleich von Fall IIa und IV gestattet, unsere Aussage über das Verhältnis von Farbabweichung zu Durchlassbereich zu präzisieren, denn:

Das Grundfilter ist bei beiden dasselbe; bei IIa ist die Farbungleichheit von nm belassen, bei IV ist sie durch Erweiterung des Filters gegen Rot hin beseitigt. Resultat: Die totale (unkorrigierte) Streuung ist in beiden Fällen ungefähr dieselbe, aber bei IIa liegen die Punkte geordneter als bei IV; IIa gestattet eine Korrektur, IV dagegen nicht! *Die Farbabweichung ist in diesem speziellen Fall weniger störend als die äquivalente Abflachung des Filters nach Rot.* Die Verbesserung der Farbangleichung auf Kosten der Güte der spektralen Angleichung ist in diesem Falle verfehlt. Diese scheinbar paradoxe Möglichkeit ist auch von anderer Seite erkannt worden (Philips Laboratorium, noch nicht veröffentlicht).

Fall VI: Experimentell wäre wegen der leichten objektiven Bestimmbarkeit der Durchlässigkeit (ca. 70%) das optimale Gelbfilter am angenehmsten. Umso bedauerlicher ist es, dass die Streuung so hoch ist. Bei der einheitlichen Gruppe II könnte man den leicht systematischen Anstieg der Punktgruppe gegen rechts oben zu einer Korrektur und damit einer Verkleinerung von σ_{II} auf $\pm 2 \dots 2\frac{1}{2}\%$ erreichen. Bei Gruppe I versagt dieser Kunstgriff jedoch vollkommen; man muss sich mit einem σ_I von $\pm 4\%$ abfinden.

Wir erwähnen noch ausdrücklich, dass sich die ganze Fragestellung auf den Fall bezieht, dass man vom Beobachter entweder gar nichts weiss oder nur das y/b -ratio kennt. Kennt man die $V_i(\lambda)$ der Beobachter oder Empfänger, so ist das Problem ein ganz anderes: Es gibt keine Unsicherheit im Sinne einer Streuung mehr, sondern nur noch die aus $V_i(\lambda)$ berechenbaren Korrekturen.

Es fragt sich, ob man dann noch mit einem Filter arbeiten soll, namentlich im Falle eines objektiven Empfängers. So einfach die Aufnahme der Empfindlichkeitskurve einer Photozelle auch er-

scheint, so leicht laufen doch Fehler in der thermoelektrischen Bestimmung der Eichstrahlung unter. Die Form der Empfindlichkeitskurve kommt zwar meist ziemlich richtig heraus, aber ein systematischer Gang in den Fehlern lässt das y/b -ratio falsch erscheinen. Dies stört aber in verringertem Masse, wenn gleichfarbige Lichter zum objektiven Vergleich gelangen. Im Kampfe gegen die bei der Eichung von Zellen möglichen Fehler dürfte daher eine rohe Farbangleichung, sei es auch nur durch ein optimales Gelbfilter, auch bei Verwendung objektiver Empfänger angebracht sein.

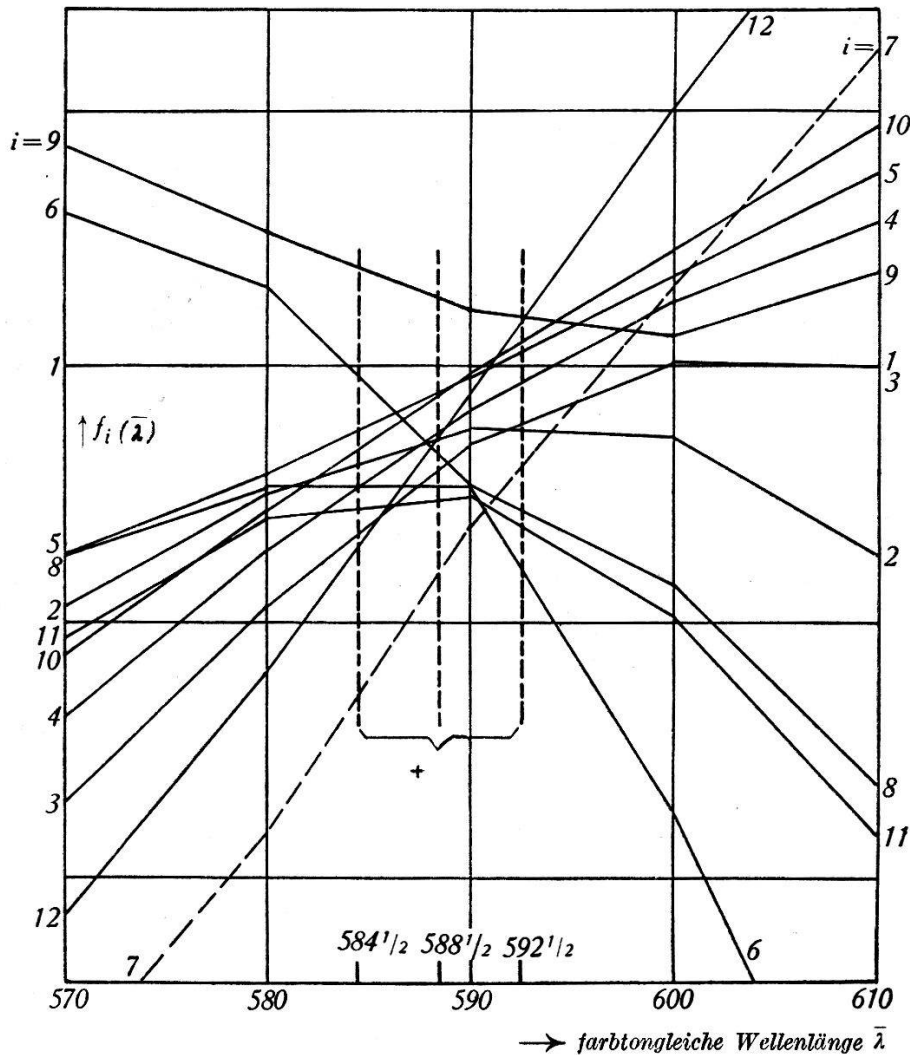


Fig. 5.

Bestimmung von δ . Erklärung von δ und der Ordinate $f_i(\bar{\lambda})$ im Text. Standard-Farbgleichung bei $\bar{\lambda} = 588 \frac{1}{2}$ nm.

Über den Sinn des Strebens nach Farbgleichheit.

Es wurde bereits betont, dass Farbgleichheit der zu vergleichenden Lichter weitgehend notwendig sei, indem grössere Abweichungen (10 nm) eine y/b -Korrektur notwendig machen.

Gibt es nun eine untere Grenze δ nm, unterhalb der eine Verbesserung der Farbangleichung keinen Sinn hat?

Es ist unmittelbar einzusehen, dass diese Grenze umso enger wird, je schmaler das Filter ist, denn im Grenzfall eines unendlich schmalen Filters kann man die Streuung zu Null machen nur indem man die Verschiebung $\bar{\lambda}_{\text{Filter}} - \lambda_{\text{Na}}$ Null werden lässt. Eine zahlenmässige Beantwortung der Frage muss sich daher auf ein bestimmtes *Beispiel* beziehen.

Wir betrachten in Fig. 5 für die Gruppe I ein Trapezfilter vom Typ III von variabler Lage $\bar{\lambda}$ bzw. dessen

$$f_i(\bar{\lambda}) = \frac{V_i(\bar{\lambda}-20) + 2V_i(\bar{\lambda}-10) + 2V_i(\bar{\lambda}) + 2V_i(\bar{\lambda}+10) + V_i(\bar{\lambda}+20)}{V_i(590)} \\ : \frac{V_1(\bar{\lambda}-20) + 2V_1(\bar{\lambda}-10) + \dots}{V_1(590)}$$

in Funktion von $\bar{\lambda}$ in der Umgebung von 590 nm. Die etwas zweifelhaften Werte von Nr. 7 sind durch Punktierung gekennzeichnet.

Für den Standard-Beobachter besteht Farbgleichheit bei 588,5 nm. Nun erkennt man, dass sich die Streuung im Bereich 584,5 nm bis 592,5, also $\delta = \pm 4$ nm nicht nennenswert ändert. *Innerhalb dieser 8 nm ist es also gleichgültig, welches das $\bar{\lambda}$ des 40 nm-breiten Filters ist.* Innerhalb dieses Bereiches hat es in diesem Fall keinen Sinn, eine y/b -Korrektur anzubringen.

Die Farbtoleranz δ wächst proportional mit der Filterbreite Δ .

Schlussfolgerungen.

Für das Experiment ergeben sich folgende Richtlinien:

1. Präzisionsmessungen an Na-Licht mit optimalem Gelbfilter bei geringer Beobachterzahl sind nicht möglich.
2. Das kombinierte Wrattenfilter 23 A + 57 kann trotz guter Farbangleichung infolge der zu hohen Rotdurchlässigkeit bei geringer Beobachterzahl nicht zu Präzisionsergebnissen führen.

Im Hinblick auf den Umstand, dass bei Gelatine ein grösserer Reichtum an Filter-Kurvenformen möglich ist als bei Glas, kann mit einer Verbesserung der Na-Spezialfilter gerechnet werden. Es erhebt sich hier die allgemeine Frage der Verwendbarkeit von Gelatine-Filtern in der Präzisions-Photometrie. Wir haben ein Wratten-Filter 23 A + 57 (Durchlässigkeit ca. 3%) mittelst eines Lichtbündels von 5 mm Durchmesser abgetastet und eine Inhomo-

genität von 5% der Durchlässigkeit festgestellt. Ferner bestimmten wir das Verhältnis der Durchlässigkeiten dieses Filters an denselben Stellen für Na-Licht und Glühlampenlicht. Dieses Verhältnis war auf $1 \dots 1\frac{1}{2}\%$ konstant.

Dies bedeutet: Die Unsicherheit infolge Inhomogenität dieses Wrattenfilters wird bei Einschaltung desselben in die Strahlengänge beider Lichter auf $\frac{1}{4}$ derjenigen Unsicherheit herabgedrückt, die man bei der üblichen Anwendungsweise zu gewärtigen hat. Wir empfehlen daher allgemein, Gelatinefilter wenn möglich vor dem Auge, nicht vor der Glühlampe einzuschalten und demgemäss für das Filter im Standardlaboratorium das Verhältnis der Durchlässigkeiten bezüglich Na- und Glühlampenlicht bestimmen zu lassen. Bezeichnet man die geeichte Stelle näher und deckt sie sich einigermassen mit der bei der Anwendung wirksamen Partie des Filters, so ist das Filter, vorbehaltlich der zeitlichen Konstanz, zu Präzisions-Messzwecken brauchbar.

3. Bei unbekanntem Hellempfindlichkeitsverlauf und geringer Beobachterzahl glauben wir, nur von den aus Glas- oder Gelatine aufbaubaren Differenzfiltern sagen zu können, dass sie Präzisionsmessungen ermöglichen.

Ein solches Differenz-Filter besteht aus einem Orangerot- und einem Rotfilter; ihre Durchlässigkeiten sind bei der präzisionsmesstechnisch zulässigen Breite von $\Delta = 40 \text{ nm}$ ca. 45% und 20%, ihre Differenz 25%. Mit objektiven Methoden ist diese Differenz auf 1% (des Wertes!) zuverlässig bestimmbar.

Dass ein Vergleich zweier gleichfarbiger Lichter aufgelöst wird in zwei Vergleichen: Orangerot gegen Gelb und Rot gegen Gelb, stört bei Verwendung des Flimmerphotometers als Abgleichinstrument nicht — im Gegenteil: der Verfasser als Deuteranomaler flimmert bei kräftigem Farbunterschied und rotem Flimmerfeld leichter als bei fehlendem Farbunterschied und gelbem Feld.

Schlimmer ist nach unsern Erfahrungen⁷⁾ die Tatsache der Notwendigkeit, die Differenz zweier Grössen bilden zu müssen. Wir können die Frage der praktischen Brauchbarkeit dieses subjektiven Differenzfilter-Verfahrens zur Stunde noch nicht beantworten. Ihre Beantwortung kann unseres Erachtens nur erfolgen, indem von verschiedenen Seiten Erfahrungen über dieses Verfahren gesammelt werden. Da Differenzen objektiv recht genau gemessen werden können, kann man sich auch aus diesem Grunde veranlasst sehen, einen käuflichen angepassten Empfänger zu verwenden. In dieser Beziehung verdient besonders die Viscor-Zelle („Beobachter“ Nr. 14) Beachtung.

4. Der Gedanke, durch Kombination von drei Messungen mit optimalen Orange- und Rotgläsern gemäss Fig. 2, Fall IV eine Farbangleichung rechnerisch zu erzwingen, erscheint zunächst verlockend, ist aber wegen der damit verbundenen Verschlechterung der spektralen Angleichung verfehlt.

Literatur.

- ¹⁾ Commission Internationale de l'Eclairage, Compte-rendu, Genève 1924 (Cambridge 1926), S. 67.
 - ²⁾ KÖNIG, Das Licht **7**, 261 (1937).
 - ³⁾ DRESLER, Zeitschr. f. techn. Physik **19**, 206 (1938).
 - ⁴⁾ KOHLRAUSCH, Das Licht **5**, 259, 275 (1935).
 - ⁵⁾ DRESLER, Das Licht **7**, 203 (1937).
 - ⁶⁾ Commission Internationale de l'Eclairage, Compte-rendu, Berlin-Karlsruhe 1935 (Cambridge 1937), S. 219.
 - ⁷⁾ JAGGI, Helv. Phys. Acta **12**, März-Heft (1939); Dissertation Bern.
 - ⁸⁾ DRESLER, Das Licht **7**, 81 (1937).
 - ⁹⁾ JAINSKI, Das Licht **8**, 245 (1938); ausführlich als Dissertation, Berlin 1938.
 - ¹⁰⁾ COBLENTZ und EMERSON, Bur. of Standards, Scient. Papers 1917, S. 167.
 - ¹¹⁾ WEIGEL, Das Licht **5**, 15, 43, 71 (1935).
 - ¹²⁾ KÖNIG, Helv. Phys. Acta **12**, (1939) erscheint demnächst.
 - ¹³⁾ GIBSON, Journal of the Opt. Soc. of America **9**, Nr. 2, August 1924.
 - ¹⁴⁾ HELLER, Philips Technische Rundschau **1**, 120 (1936).
 - ¹⁵⁾ KÖNIG, Helv. Phys. Acta **11**, 432 (1938).
 - ¹⁶⁾ Commission Internationale de l'Eclairage, Compte-rendu Cambridge, 1931 (Cambridge 1932), S. 19.
-