

Optische Pyrometrie

Von

Prof. Dr. Fritz Hoffmann

Oberregierungsrat

und

Dr. Carl Tingwaldt

Regierungsrat

bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt



49 Abbildungen

Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

Herausgeber dieses Heftes:
Reg.-Rat Dr. Hermann Ebert, Berlin-Charlottenburg

ISBN 978-3-663-00891-0 ISBN 978-3-663-02804-8 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-663-02804-8

A l l e R e c h t e v o r b e h a l t e n

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1938

Vorwort

Im Bereiche der Temperaturmessung nimmt die „Optische Pyrometrie“ einen besonderen Rang ein. Auf der gleichen festen Grundlage der Thermodynamik stehend wie die Gasgesetze erlauben die Gesetze der Temperaturstrahlung die Fortsetzung der für niedrige Temperaturen aufgestellten Skale über die mit dem Gasthermometer erreichbare Grenze hinaus bis zu theoretisch unbeschränkter Höhe. Eine Reihe vorzüglicher Meßgeräte und Verfahren geben die Mittel in die Hand, Temperaturen in dieser Skale mit großer Genauigkeit zu messen.

Die große Bedeutung, die einer zuverlässigen Messung hoher und höchster Temperaturen zukommt, ist so allgemein anerkannt, daß es eines besonderen Hinweises nicht bedarf. Bei der wissenschaftlich-physikalischen Forschung bedient man sich ebenso wie bei ihrer vielfachen Anwendung in der Technik und besonders auch in der Astronomie in ausgedehntem Maße der optisch-pyrometrischen Methode. Weniger verbreitet ist dagegen auch eine ausreichende Kritik bei Ausführung solcher Messungen und der Auswertung ihrer Ergebnisse. Finen Versuch, dem abzuhelpen, stellt das vorliegende Buch dar.

Die neuere Literatur über optische Pyrometrie hat sich eine kritische Vertiefung ihrer Begriffe und Verfeinerung der Methoden ganz besonders angelegen sein lassen. Eine zusammenfassende Darstellung, welche die dabei gewonnenen Ergebnisse bis zur Gegenwart berücksichtigt, gibt es zur Zeit in deutscher Sprache nicht. Wir haben deshalb geglaubt, allen denen, die für wissenschaftliche oder technische Zwecke optisch-pyrometrische Methoden gebrauchen, einen Dienst zu erweisen, wenn wir ihnen eine solche Darstellung geben, um die in der umfangreichen Literatur niedergelegten Erkenntnisse sachgemäß zu verwerten. Eine langjährige praktische Tätigkeit auf dem Gebiete pyrometrischer Präzisionsmessungen erlaubte außerdem, dabei die eigenen Erfahrungen zur Geltung zu bringen. Wertvolle Vorarbeit leistete das ausgezeichnete, jedoch viel umfangreichere Buch von G. Ribaud, *Traité de Pyrometrie Optique*, Paris 1931. Indessen sind wir an verschiedenen Stellen eigene Wege gegangen, von denen wir glauben, daß sie nicht nur kürzer sind, sondern auch das Ziel klarer hervortreten lassen. Hierzu gehört vor allem die Darstellung der mit der wirksamen Wellenlänge und der Farbtemperatur zusammengehörenden Fragen, wobei die Ein-

IV

führung der differentiellen Farbtemperatur Beachtung verdient; ferner die Theorie des Polarisationspyrometers (König-Martens und Wanner), die sich dank dem Begriffe der Farbtemperatur sehr übersichtlich gestalten ließ. Der Praktiker sei besonders auf die Behandlung der Farbpyrometrie (Naeser) und die Methode der Spektrallinienumkehr und ihre Kritik hingewiesen.

Wir haben uns bemüht, in kurz gefaßter Form alle grundsätzlichen Fragen der optischen Pyrometrie verständlich zu behandeln, ohne daß die wissenschaftliche Strenge dadurch beeinträchtigt wird. Die praktische Anwendbarkeit wurde überall in den Vordergrund gestellt und auch bei den unumgänglichen theoretischen Entwicklungen stets im Auge behalten.

Berlin, im Mai 1938.

Prof. Dr. Fritz Hoffmann
Dr. Carl Tingwaldt

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
Erstes Kapitel: Gesetze der Temperaturstrahlung. Tem-	
peraturskale	2
Der schwarze Strahler	3
Der Satz von Kirchhoff	4
Der Hohlraumstrahler	5
Strahlungsgesetze des schwarzen Körpers	5
Gesetz von Stefan-Boltzmann	5
Gesetz von Wien-Planck	6
Wiens Verschiebungsgesetz	7
Strahlung nicht schwarzer Körper	7
Die Temperaturskale und ihre Verwirklichung	9
Zweites Kapitel: Praktische Verwirklichung des schwar-	
zen Körpers.	11
Der schwarze Körper von Lummer und Kurlbaum und ähn-	
liche Hohlraumstrahler	11
Der rotierende Sektor	14
Eichung des schwarzen Körpers und Verwirklichung der	
schwarzen Strahlung bei Metallschmelzpunkten	15
Drahtschmelzmethode	15
Eintauchmethode	17
Drittes Kapitel: Methoden der optischen Pyrometrie. .	20
Die Temperatur aus der Gesamtstrahlung	20
aus einer Teilstrahlung — Schwarze Temperatur	21
aus der spektralen Intensitätsverteilung einer Strahlung —	
Farbtemperatur	22
Viertes Kapitel: Gesamtstrahlungs-pyrometer	25
Empfänger	25
Strahlenbegrenzung und -konzentration	25
Instrumente mit Bolometer als Empfänger	27
mit Thermoelement als Empfänger — Férys Pyrometer	28
Ardometer, Pyrradio, Hases Strahlungs-pyrometer	28
Fünftes Kapitel: Teilstrahlungs-pyrometer, Allgemeines. 31	
Allgemeine Übersicht	31
Das Auge als Empfänger	31
Sechstes Kapitel: Polarisations-pyrometer	34
Das Wanner-Pyrometer	34
Das Spektralphotometer nach König-Martens	37
Die Spaltbreitenkorrektion	40

VI

	Seite
Siebentes Kapitel: Glühfadenpyrometer, optischer Aufbau und Ausführungsformen	45
Das Holborn-Kurlbaum-Pyrometer	45
Die Pyrometerlampe	46
Der Strahlengang und seine Begrenzung	46
Bedingungen für das vollkommene Verschwinden des Fadens	49
Ausführungsformen für Laboratorium und Technik — Kreuz-	
fadenpyrometer	52
Das Glühfadenpyrometer mit spektraler Zerlegung — Spektral-	
pyrometer von Henning	53
 Achstes Kapitel: Das Glühfadenpyrometer als Temperaturmeßgerät	 56
Eichung	56
Abhängigkeit von der Wellenlänge	57
Theorie für quasimonochromatisches Licht — Spektrale	
Strahlenbegrenzung	59
Messung der schwarzen Temperatur eines beliebigen Strah-	
lers ohne Lichtschwächung	61
Messung der Temperatur eines schwarzen Körpers mit Licht-	
schwächung — Wirksame Wellenlänge	62
Messung der schwarzen Temperatur eines beliebigen Tem-	
peraturstrahlers, allgemeinsten Fall	64
 Neuntes Kapitel: Bestimmung der wirksamen Wellenlänge und der Durchlässigkeit optischer Medien . .	 67
Berechnung und experimentelle Bestimmung der wirksamen	
Wellenlänge	67
Die wirksame Wellenlänge gebräuchlicher Farbfilter	72
Die wirksame Wellenlänge bei Pyrometern mit spektraler	
Zerlegung	75
Bestimmung der Durchlässigkeit optischer Medien	76
Bestimmung der spektralen Durchlässigkeit von Rauchgläsern	
und Farbfiltern	78
 Zehntes Kapitel: Die Farbtemperatur	 80
Die Farbtemperatur aus der Farbgleichheit	80
Die Farbtemperatur aus der Strahlungsintensität bei zwei	
Wellenlängen	85
Die Farbtemperatur aus der spektralen Intensitätsverteilung	
Die Farbtemperatur als Grenzwert — Differentielle Farbtem-	
peratur	90
Die Farbtemperaturskala	92
Ergebnisse der Farbtemperaturmessungen	93
Folgerungen daraus	95
Das Farbpyrometer von Naeser (Biotrix)	96

Elftes Kapitel: Bestimmung der wahren Temperatur fester und flüssiger Körper	99
Bestimmung der wahren Temperatur mit Hilfe eines schwarzen Strahlungskörpers — Eintauch- und Bohrlochmethode . . .	99
Bestimmung der wahren Temperatur mit Hilfe der Emissions- vermögen	102
Das Emissionsvermögen aus vergleichenden Messungen der emittierten Strahlung	103
Das Emissionsvermögen aus Messungen der reflektierten Strahlung	107
Reguläre und diffuse Reflexion	107
Reflexion an einer beliebigen Oberfläche	111
Das Emissionsvermögen aus Messungen der polarisierten, seit- lich emittierten Strahlung	115
Ergebnisse der Emissionsbestimmungen an Metallen	117
Das Emissionsvermögen durchsichtiger fester Strahler mit plan- parallelen Wänden	117
Zwölftes Kapitel: Bestimmung der wahren Temperatur gasförmiger Körper	119
Reflexionsvermögen der Gase	119
Nachweis der Temperaturstrahlung	119
Kurlbaums Methode für leuchtende Flammen	121
Methode der Spektrallinienumkehr — Anwendungen und Ein- wände	123
Andere Methoden der Temperaturmessung aus Gasdichte, Schallgeschwindigkeit, spektroskopischen Messungen	127
Anhang: Tabellen	130
Namen- und Sachverzeichnis	132

Einleitung

Gegenstand der optischen Pyrometrie ist die Ermittlung der Temperatur eines Körpers durch Messung der von ihm ausgesandten „Temperaturstrahlung“. Darunter ist die Strahlung zu verstehen, deren Energie bei der Ausstrahlung (Emission) nur aus der Körperwärme stammt und bei der Einstrahlung (Absorption) nur als Körperwärme aufgenommen wird. Solche Strahlung wird von allen Körpern bei allen Temperaturen ausgesandt. Während aber die Energie der Strahlung, die von Körpern tiefer Temperatur ausgesandt wird, so gering ist, daß sie nur mit den feinsten Meßinstrumenten nachweisbar ist, und dem unsichtbaren Gebiete der großen Wellenlängen, dem Ultrarot, angehört, wächst sie mit steigender Temperatur gewaltig an, wobei der ganze Strahlungsbereich immer mehr in das Gebiet kürzerer Wellen, also ins Sichtbare und Ultraviolette verschoben wird. Bei etwa 500°C beginnt die sichtbare Strahlung der meisten Körper für das Auge als dunkles Rot wahrnehmbar zu werden, um dann mit steigender Temperatur unter starker Helligkeitszunahme einen immer weißeren Farbton anzunehmen, der sogar bei Temperaturen von etwa 5000° bläulich zu werden beginnt.

Der Bereich der optischen Pyrometrie ist danach das Gebiet hoher und höchster Temperaturen. Bei Beschränkung auf die sichtbare Strahlung wäre er nach unten bei etwa 600°C begrenzt. Rechnet man jedoch sachgemäß der optischen oder allgemeiner Strahlungs-pyrometrie auch die Messung der dunklen Wärmestrahlung hinzu, so ist ihm allein durch die Empfindlichkeit der Meßinstrumente eine untere Grenze gesetzt.

Für Temperaturen unter 600°C gibt es nun eine Reihe vorzüglicher anderer Meßinstrumente, von denen das Widerstandsthermometer bis etwa 1000°C und das Thermoelement bis etwa 1600°C brauchbar sind, so daß in einem weiten Bereiche die optische Pyrometrie neben anderen Meßmethoden anwendbar ist. Durch diese reichliche Überschneidung der Gebiete ist der Anschluß der auf optisch-pyrometrischer Grundlage beruhenden Skale an die in tieferen Temperaturen aufgestellte, insbesondere die auf gasthermometrischen Messungen bis 1600°C beruhende thermodynamische Skale sichergestellt. In höheren Temperaturen beherrscht die optische Pyrometrie allein das Feld. Dies hat sie vor allem dem Umstande zu verdanken, daß sie keine Annäherung oder gar Berührung mit dem glühenden Körper erfordert, ein Vorzug, der ihr auch in tieferen Temperaturen häufig den Vorrang vor anderen Meßmethoden sichert, bei denen die unzureichende Hitzebeständigkeit der benutzten Werkstoffe oft ein schweres Hindernis für ihre Verwendung ist.

Erstes Kapitel

Gesetze der Temperaturstrahlung, Temperaturskale

Begriffsfestlegung. Die von dem Oberflächenelement df (siehe Abb. 1) eines beliebigen Temperaturstrahlers in der Zeiteinheit nach einer bestimmten Richtung in den Raumwinkel $d\Omega$ ausgesandte elektromagnetische Strahlung ist der Größe von df , $d\Omega$ und dem \cos des Winkels ϑ zwischen Strahlrichtung und Normalenrichtung n

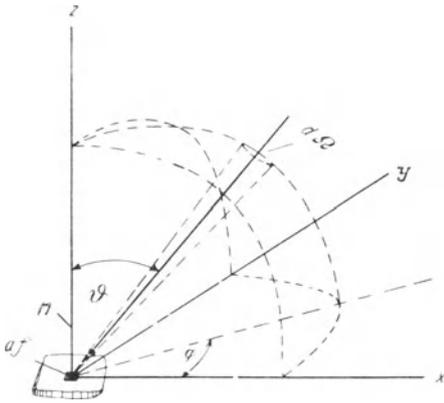


Abb. 1

des Flächenelementes proportional. Der Energiebetrag ist daher gleich $I \cdot df \cdot \cos \vartheta \cdot d\Omega$. I heißt die spezifische Intensität der Strahlung. Bei einem beliebigen Strahler hängt I außer von der Temperatur auch noch von der Richtung ab, nach der das Strahlenbündel ausgesandt wird. Diese Richtung wird bestimmt durch die Winkel ϑ (von 0 bis $\pi/2$) und φ (von 0 bis 2π), wobei das Azimut der Winkel φ ist, den die durch n und die

Strahlrichtung gelegte Ebene mit einer festen durch n gehenden Ebene bildet. Für den Öffnungswinkel $d\Omega$ hat man

$$d\Omega = \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi \quad (1)$$

und demnach für die durch df in $d\Omega$ ausgestrahlte Energie

$$I \cdot df \cdot \cos \vartheta \cdot d\Omega = I \cdot df \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi. \quad (2)$$

Die Gesamtstrahlung, die durch df in den Halbraum geht, erhält man durch Integration dieses Ausdruckes über ϑ und φ . Ist speziell I nach allen Richtungen gleichmäßig, also unabhängig von ϑ und φ , so wird

$$df \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \vartheta \cdot d\vartheta = df \cdot \pi \cdot I. \quad (3)$$

Jedes in den Raum emittierte Strahlenbündel ist im allgemeinen aus Strahlen verschiedener Wellenlängen zusammengesetzt und hat eine spektrale Energieverteilung. Die spektrale Zerlegung kann nach

Wellenlängen λ oder nach Schwingungszahlen ν vorgenommen werden. Für theoretische Betrachtungen ist ν bequemer, da sich beim Übergang in ein anderes Medium wohl die Wellenlänge, aber nicht die Schwingungszahl ändert. Es werde angenommen, daß die auf ein Wellenlängenintervall λ bis $\lambda + \Delta\lambda$ oder auf ein Intervall von Schwingungszahlen zwischen ν und $\nu + \Delta\nu$ entfallenden Energiebeträge, dividiert durch die Größe des Intervalls, endlichen Grenzwerten zustreben, wenn die Intervalllängen beliebig klein werden. Diese Grenzwerte seien mit $e(\lambda)$ bzw. $k(\nu)$ bezeichnet und heißen die spezifischen Strahlungsintensitäten des monochromatischen Strahlenbündels. Der Zusammenhang zwischen $e(\lambda)$ und $k(\nu)$ folgt daraus, daß die auf den differentialen Wellenlängenbereich λ bis $\lambda + d\lambda$ oder auf den entsprechenden Bereich der Schwingungszahlen entfallenden Energiebeträge des durch df , $d\Omega$ und ϑ charakterisierten Strahlenbündels einander gleich sind: $df \cdot k(\nu) \cdot \cos \vartheta \cdot d\Omega \cdot d\nu = df \cdot e(\lambda) \cdot \cos \vartheta \cdot d\Omega \cdot d\lambda$. Da $\nu = v/\lambda$ ist, wo v die Lichtgeschwindigkeit bedeutet, gilt für den Übergang von ν auf λ die Beziehung

$$e(\lambda) = \frac{v}{\lambda^2} k(\nu).$$

In diesem Buch wird die Intensität stets nur auf die Wellenlänge bezogen werden.

Für einen Strahl bestimmter Richtung, Intensität und Wellenlänge ist noch der Polarisationszustand charakteristisch. Wird ein beliebig polarisierter Strahl in zwei geradlinig polarisierte Komponenten zerlegt, deren Schwingungsebenen senkrecht aufeinander stehen, so ist die Summe der Intensitäten der Komponenten gleich der Intensität des ganzen Strahles unabhängig von der Orientierung des Ebenenpaares. Ist der Strahl unpolarisiert, so besitzt er die doppelte Intensität wie jede seiner geradlinig polarisierten Komponenten. Ist in diesem Falle die Intensität einer geradlinig polarisierten Komponente gleich $e'(\lambda)$, so ist $e(\lambda) = 2e'(\lambda)$ und weiter

$$I = \int_0^{\infty} e(\lambda) \cdot d\lambda = 2 \int_0^{\infty} e'(\lambda) \cdot d\lambda. \quad (4)$$

Der schwarze Strahler. Von größter Bedeutung für die gesamte Theorie der Temperaturstrahlung ist die Erkenntnis, daß es einen Strahler gibt, dessen Strahlung unabhängig von allen Materialeigenschaften ist, und sich auf thermodynamischer Grundlage für alle Temperaturen und Wellenlängen berechnen läßt. Es ist dies der vollkommen schwarze Körper, den Kirchhoff (1859) in einer grundlegenden Arbeit als einen Körper definiert, der bei sehr kleiner Dicke alle Strahlen, die auf ihn fallen, vollständig absorbiert.

Bezeichnet man als Absorptionsvermögen $\alpha(\lambda)$ für Strahlung der Wellenlänge λ das Verhältnis des von einer auf den Körper auffallenden Strahlung absorbierten Teiles $e_a(\lambda)$ zu dieser auffallenden Strahlung $e_i(\lambda)$, so ist

$$\alpha(\lambda) = \frac{e_a(\lambda)}{e_i(\lambda)}, \quad 0 \leq \alpha(\lambda) \leq 1.$$

$\alpha(\lambda)$ ist also ein echter Bruch, der beim vollkommen schwarzen Körper seinen oberen Grenzwert 1 erreicht. Unter der Durchlässigkeit $D(\lambda)$ versteht man das Verhältnis der durch den Körper hindurchgelassenen Strahlung $e_d(\lambda)$ zu der auftreffenden Strahlung $e_i(\lambda)$, also

$$D(\lambda) = \frac{e_d(\lambda)}{e_i(\lambda)}, \quad 0 \leq D(\lambda) \leq 1.$$

Der untere Grenzwert wird für lichtundurchlässige Körper, der obere nur für das Vakuum erreicht. Der nicht in den Körper eindringende Teil $e_i(\lambda) - e_a(\lambda) - e_d(\lambda)$ wird reflektiert. Wird als Reflexionsvermögen $\varrho(\lambda)$ das Verhältnis dieses reflektierten Teiles zu der auffallenden Strahlung bezeichnet, so wird

$$\varrho(\lambda) = \frac{e_i(\lambda) - e_a(\lambda) - e_d(\lambda)}{e_i(\lambda)}, \quad 0 \leq \varrho(\lambda) \leq 1.$$

$\varrho(\lambda)$ ist also ein echter Bruch, der beim vollkommen schwarzen Körper seinen unteren Grenzwert 0 erreicht. Durchlässigkeit, Absorptionsvermögen und Reflexionsvermögen erfüllen die Beziehung

$$D(\lambda) + \alpha(\lambda) + \varrho(\lambda) = 1. \quad (5)$$

Der Satz von Kirchhoff. Auf Grund einfacher thermodynamischer Überlegungen läßt sich folgendes schließen: Ist ein beliebiger Temperaturstrahler mit einem vollkommen schwarzen Strahler gleicher Temperatur T im Strahlungsgleichgewicht, so gilt nicht nur für die gesamte Strahlung sondern auch für jede Teilstrahlung bestimmter Wellenlänge, daß die von ihm emittierte Strahlungsintensität $e(\lambda, T)$ gleich ist der von dem schwarzen Strahler emittierten Strahlungsintensität $E(\lambda, T)$ multipliziert mit den Absorptionsvermögen $\alpha(\lambda)$ des Körpers. Es ist also

$$e(\lambda, T) = E(\lambda, T) \cdot \alpha(\lambda). \quad (6)$$

Da $\alpha(\lambda)$ nur beim schwarzen Strahler seinen Höchstwert 1 hat, so folgt, daß dieser bei jeder Wellenlänge die intensivste Strahlung emittiert, die ein Körper bei dieser Temperatur überhaupt emittieren kann. Bezeichnet man als Emissionsvermögen $\varepsilon(\lambda)$ eines Körpers das Verhältnis der von ihm emittierten Strahlungsintensität $e(\lambda, T)$

zu der von einem schwarzen Körper gleicher Temperatur emittierten Intensität $E(\lambda, T)$, so wird

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{e(\lambda, T)}{E(\lambda, T)} = \alpha(\lambda), \quad (6a)$$

d. h. für jeden Temperaturstrahler ist für jede Wellenlänge und Temperatur das Emissionsvermögen seinem Absorptionsvermögen gleich.

Der Satz von Kirchhoff ist der einzige, der ausnahmslos für alle wahren Temperaturstrahler gilt.

Der Hohlraumstrahler. Die Annahme, daß es einen vollkommen schwarzen Körper wirklich gibt, war zunächst eine Abstraktion; indessen konnte Kirchhoff noch den wichtigen Schluß ziehen, daß im Innern eines Hohlraumes, dessen Wände für alle Strahlen undurchlässig und auf gleicher Temperatur sind, jedes Strahlenbündel seiner Qualität und Intensität nach gerade so beschaffen ist, als ob es von einem vollkommen schwarzen Körper herrührt, dessen Temperatur gleich der Temperatur der Wände ist. Damit war der Weg gewiesen, um eine Strahlungsquelle herzustellen, die mit beliebiger Annäherung eine vollkommen schwarze Strahlung aussendet. Lummer und Pringsheim gelang zum ersten Male die Verwirklichung dieses Gedankens, indem sie einen Hohlraum herstellten, dessen Wände auf möglichst gleicher Temperatur gehalten wurden, während die Strahlung durch eine verhältnismäßig kleine Öffnung austreten konnte. Für einen solchen Hohlraumstrahler gelten nun eine Reihe von Gesetzen, die sich für den vollkommen schwarzen Strahler ableiten lassen, mit großer Genauigkeit.

Strahlungsgesetze des schwarzen Körpers. Die von der Oberfläche eines schwarzen Körpers ausgehende Strahlung ist stets unpolarisiert. Ihre Intensität ist unabhängig von der Austrittsrichtung. Für derartig strahlende Flächen gilt das Lambertsche Cosinus-Gesetz, nach dem die von einem Flächenelement nach jeder Richtung in gleiche Raumwinkel ausgesandte Strahlungsenergie proportional ist dem Cosinus des Winkels zwischen der Richtung des Strahles und der Normalen des Flächenelementes.

Für die Intensität der Strahlung in Abhängigkeit von der spektralen Verteilung und der Temperatur gelten folgende Gesetze, in denen $T = t + 273$ die absolute Temperatur (S. 9) bedeutet:

1. Das Stefan-Boltzmannsche Gesetz: Die von der Flächeneinheit eines schwarzen Körpers bei der absoluten Temperatur T in der Zeiteinheit nach einer Seite, d. h. in den räumlichen Winkel 2π ausgestrahlte Gesamtenergie ist

$$G = \sigma T^4. \quad (7)$$

Für die Konstante ist der aus der Theorie und dem Experiment ermittelte Wert:

$$\begin{aligned}\sigma &= 5,75 \cdot 10^{-5} \text{ Erg/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{Grad}^4, \\ &= 1,73_2 \cdot 10^{-12} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{Grad}^4.\end{aligned}$$

Die von derselben Fläche senkrecht in den Raumwinkel 1 ausgestrahlte Energie ist nach Gleichung (3):

$$G' = \frac{\sigma}{\pi} T^4. \quad (7a)$$

2. Das Wien-Plancksche Gesetz: Die Strahlungsenergie eines geradlinig polarisierten Strahlenbündels, das aus den Wellenlängen des

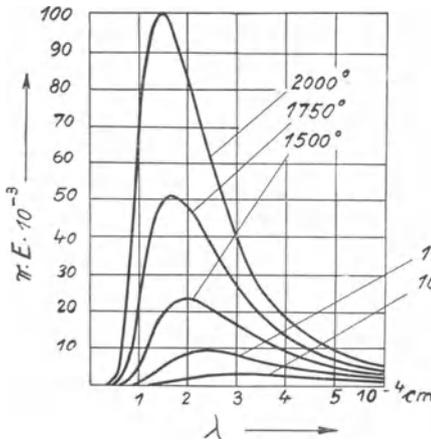


Abb. 2. Spektrale Strahlungsintensität des schwarzen Körpers

Normalspektrums zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ besteht, und in einer Sekunde senkrecht von dem Oberflächenelement df nach einer Seite in den räumlichen Winkel 1 gestrahlt wird, sei $E'(\lambda, T) d\lambda df$, die fast stets beobachtete unpolarisierte Strahlungsenergie $E(\lambda, T) \cdot d\lambda df$ das Doppelte davon. Dann gilt für die Abhängigkeit dieser Strahlungsintensität von Temperatur und Wellenlänge:

$$E(\lambda, T) = C \cdot \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (8)$$

worin nach dem Experiment die Konstanten

$C = 2c_1$; $c_1 = 5,88 \cdot 10^{-6} \text{ Erg cm}^2/\text{s} = 1,40 \cdot 10^{-13} \text{ cal cm}^2/\text{s}$
und

$$c_2 = 1,432 \text{ cm} \cdot \text{Grad}$$

zu setzen sind (Abb. 2).

Für kleine λT gilt die Strahlungsformel von Wien:

$$E(\lambda, T) = C \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}, \quad (9)$$

für große λT die Strahlungsformel von Rayleigh und Jeans:

$$E(\lambda, T) = \frac{C}{c_2} \lambda^{-4} \cdot T. \quad (10)$$

Die Abweichung der Wienschen Formel von der Wien-Planckschen nimmt mit wachsendem λT zu und beträgt: für $\lambda T = 0,2$ cm Grad etwa 1% , entsprechend $0,3^{\circ}$ bei 3000° für $\lambda = 0,665 \cdot 10^{-4}$ cm; für $\lambda T = 0,3$ cm · Grad etwa 1% , entsprechend $8,5^{\circ}$ bei 4500° für $\lambda = 0,665 \cdot 10^{-4}$ cm. Im sichtbaren Gebiet kann demnach für alle irdischen Temperaturen die Wiensche Formel benutzt werden.

3. Das Wiensche Verschiebungsgesetz: Die Kurven für die spektrale Energieverteilung haben ein Maximum, das mit wachsender Temperatur nach kleineren Wellenlängen hin rückt, und zwar gilt für die Wellenlänge λ_m dieses Maximums:

$$\lambda_m \cdot T = 0,288 \text{ cm} \cdot \text{Grad.} \quad (11)$$

Erst bei $T = 3800^{\circ}$ wird $\lambda = 0,76 \cdot 10^{-4}$ cm, rückt also aus dem Ultrarot ins sichtbare Spektrum.

Der überragenden Bedeutung der absoluten Temperatur in den Strahlungsgesetzen entsprechend, werden im folgenden die Temperaturen in absoluter Zählung mit der Bezeichnung $^{\circ}$ K gebraucht werden. Die Wellenlängen werden im praktischen Gebrauch meist in $\mu = 10^{-4}$ cm angegeben.

Strahlung nicht schwarzer Körper. Die Temperaturstrahlung fester nicht schwarzer Körper folgt nicht so einfachen Gesetzen wie die des schwarzen Körpers. Streng gültig ist allein das Kirchhoffsche Gesetz über die Gleichheit von Emissions- und Absorptionsvermögen. Das Emissionsvermögen selbst ist eine Funktion der Wellenlänge und Temperatur, deren Verlauf meist nur empirisch bekannt ist. Erschwerend kommt hinzu, daß die Beschaffenheit der Oberfläche, besonders im kurzwelligen Gebiete, von bedeutendem Einfluß ist. Für Metalle läßt sich aus der Maxwellschen Theorie eine Beziehung zwischen Absorptionsvermögen und elektrischem Leitvermögen ableiten, die sich im ultraroten Gebiete bestätigt hat, aber für die optische Pyrometrie von geringer Bedeutung ist. Beachtenswert ist, daß sich im sichtbaren Gebiet das Absorptionsvermögen oft nicht merklich mit der Temperatur ändert. Ein Metall sendet also, so weit das zutrifft, bei allen Temperaturen in derselben Farbe den gleichen Bruchteil der Helligkeit des schwarzen Körpers gleicher Temperatur aus.

Für alle Fragen der optischen Pyrometrie am wichtigsten ist der Umstand, daß für die meisten Temperaturstrahler die Kurven, welche die spektrale Verteilung ihrer Strahlungsintensität darstellen, eine ähnliche Gestalt haben, wie die des schwarzen Körpers. Zur Veranschaulichung diene das Verhalten des Wolframs, dessen Strahlungseigenschaften sehr eingehend untersucht sind. In Abb. 3 ist die spektrale Strahlungsintensität des Wolframs bei $T = 2000^{\circ}$ K in

willkürlichem energetischem Maßstab und sein Emissionsvermögen in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt, und zum Vergleich die spektrale Strahlungsintensität des schwarzen Körpers bei der gleichen Temperatur hinzugefügt worden.

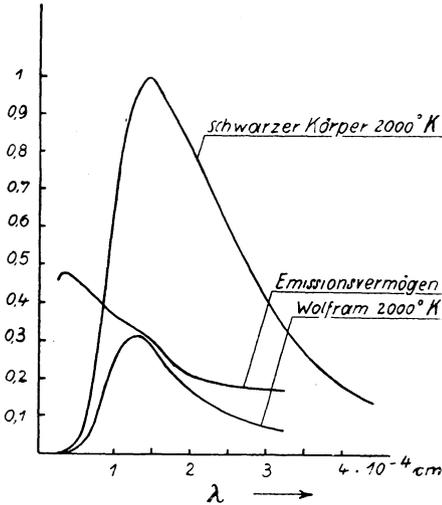


Abb. 3. Strahlung des Wolframs und des schwarzen Körpers bei 2000° K.
Emissionsvermögen des Wolframs

die spektrale Strahlungsintensität des schwarzen Körpers bei der gleichen Temperatur hinzugefügt worden. In Abb. 4 sind in gleicher Weise für den engeren sichtbaren Bereich die spektralen Helligkeiten und das Emissionsvermögen dargestellt. Der ähnliche Verlauf der Kurven springt in die Augen: tatsächlich ist die Strahlung des Wolframs und ebenso die der meisten Temperaturstrahler in mehr oder minder großen Spektralbereichen gleich der eines schwarzen Körpers bestimmter Temperatur, deren Intensität aber durch eine nahezu

neutrale (von der Wellenlänge unabhängige) Schwächung vermindert ist. Die aus diesem Verhalten sich ergebenden Beziehungen werden im folgenden mannigfach benutzt werden. Da die optische Pyrometrie ihrem Wesen

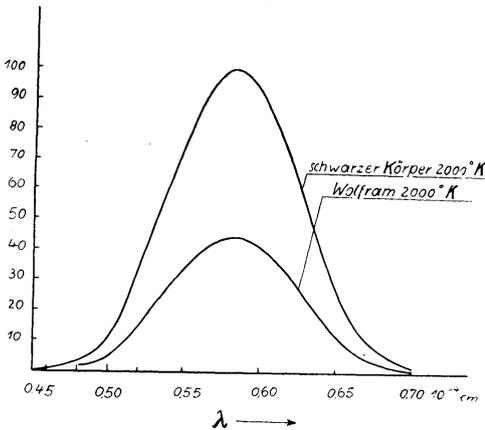


Abb. 4. Spektrale Helligkeit des Wolframs und des schwarzen Körpers bei 2000° K

nach auf einer Messung von Strahlungsintensitäten im Vergleich zu der eines schwarzen Körpers beruht, sind die auf optisch pyrometrischem Wege erhaltenen Werte besonders geeignet, auch das rein optische Verhalten von Temperaturstrahlern

rationell darzustellen. Hiervon wird eingehend bei der Bestimmung des Emissionsvermögens und der Farbtemperatur die Rede sein.

Die Temperaturskale und ihre Verwirklichung. Die Skale, in der alle Temperaturen gemessen werden, ist heute nach allgemeiner Übereinkunft international geregelt und in Deutschland gesetzlich festgelegt. Ihre Grundlage bildet die hundertteilige Celsiusskale mit den Fundamentalpunkten der Temperatur des schmelzenden Eises (0°C) und des bei normalem Drucke (760 mm Hg) siedenden Wassers (100°C). Für die Unterteilung des Gebiets und die Fortsetzung nach beiden Seiten ist jetzt an Stelle des anfangs gebrauchten Wasserstoffthermometers das „ideale Gasthermometer“ getreten, dessen Skale auf thermodynamischen Beziehungen beruht und deshalb als „thermodynamische“ oder „absolute“ Skale bezeichnet wird. Zwischen den Temperaturen T in der absoluten, mit $^{\circ}\text{K}$ bezeichneten und den Temperaturen t in der Celsiusskale ($^{\circ}\text{C}$) besteht die Beziehung $T = t + 273$.

Für den praktischen Gebrauch sind durch grundlegende Arbeiten in dieser Skale eine Reihe von Fixpunkten festgelegt worden, die eine Eichung beliebiger Meßgeräte bei diesen Temperaturen ermöglichen. Die Fixpunkte über 100°C sind bei normalem Druck:

der Schwefelsiedepunkt	444,60 $^{\circ}\text{C}$,
„ Silberschmelzpunkt	960,5,
„ Goldschmelzpunkt	1063.

Zur Interpolation werden bis 660°C das Platinthermometer und bis 1063°C das Platin-Platinrhodium-Thermoelement benutzt. Oberhalb 1063°C wird die thermodynamische Skale durch Strahlungsmessungen auf Grund der für den vollkommen schwarzen Strahler abgeleiteten Strahlungsgesetze verwirklicht. Ebenso wie in den anderen Temperaturgebieten wurde auch hier unter den verschiedenen zur Verfügung stehenden Methoden eine ausgewählt, die sich durch Einfachheit und Verläßlichkeit auszeichnet, um zur Definition der Temperatur in diesem Bereich zu dienen. Als besonders geeignet hierfür erschien die Messung der Intensität der Strahlung im monochromatischen, dem sichtbaren Spektralbereich angehörigen Licht relativ zu der beim Goldschmelzpunkt. Durch die Beschränkung auf den sichtbaren Bereich kann an Stelle der Wien-Planckschen Spektralgleichung die einfachere Wiensche Gleichung angewandt werden. Aus dieser folgt für das Verhältnis V zweier Strahlungsintensitäten $E(\lambda, T)$ und $E(\lambda, T_{\text{Au}})$ bei den beiden absoluten Temperaturen T und T_{Au} , der Temperatur des Goldschmelzpunktes, bei der Wellenlänge λ :

$$\ln V = \ln \frac{E(\lambda, T)}{E(\lambda, T_{\text{Au}})} = \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_{\text{Au}}} - \frac{1}{T} \right). \quad (12)$$

Hierin bedeutet \ln den natürlichen Logarithmus. Für den Übergang zu Briggs'schen Logarithmen gilt

$$\lg = M \cdot \ln, \quad M = 0,43429.$$

Die obige Formel enthält zwei Konstanten: die absolute Temperatur des Goldpunktes und die Strahlungskonstante c_2 , für die zur Festlegung der Skale folgende Werte angenommen wurden:

$$T_{\text{Au}} = 1336^\circ \text{K}, \quad c_2 = 1,432 \text{ cm} \cdot \text{Grad}.$$

Durch diese Beziehung ist jede Temperatur eines schwarzen Strahlers dadurch festgelegt, daß das Verhältnis seiner Strahlungsintensität bei einer beliebigen, im sichtbaren Gebiete liegenden Wellenlänge zu der beim Goldpunkt oder, was auf dasselbe hinauskommt, das Verhältnis der Helligkeiten dieser Strahlungen bei einer Farbe gemessen wird. Die Temperatur eines nicht schwarzen Strahlers läßt sich hieraus erst ableiten, wenn sein Strahlungsvermögen im Verhältnis zum schwarzen Körper, d. h. sein Emissionsvermögen, bekannt ist (Kapitel XI).

Die Anwendung der Methoden der optischen Pyrometrie auf die Ermittlung der Temperatur eines beliebigen Temperaturstrahlers setzt mithin die Lösung folgender beiden Teilaufgaben voraus:

1. Die praktische Verwirklichung des vollkommen schwarzen Körpers bei verschiedenen Temperaturen (Kapitel II).

2. Die Ermittlung des Zusammenhanges der Strahlung eines beliebigen nicht schwarzen Temperaturstrahlers mit der des schwarzen Körpers gleicher Temperatur (Kapitel XI).

Durch den schwarzen Körper und die Meßmethode ist so die Temperaturskale bis zu beliebiger Höhe festgelegt derart, daß sie jederzeit überall reproduzierbar ist. Um aber die Übereinstimmung der auf diese Weise hergestellten Skale noch weitergehend zu sichern, sind in dem Gebiete oberhalb des Goldpunktes noch einige Schmelzpunkte als Fixpunkte festgelegt worden. Die dafür gefundenen absoluten Temperaturen nebst den zugehörigen Helligkeitsverhältnissen im roten Licht der meist gebrauchten Wellenlänge $\lambda = 0,665 \mu$ sind folgende:

Schmelzpunkt von	T °K	$\frac{E(\lambda, T)}{E(\lambda, T_{\text{Au}})}$
Gold	1336	1
Palladium	1827	76,07
Platin	2046	269,3
Rhodium	2239	665,4
Iridium	2727	3720

Zweites Kapitel

Praktische Verwirklichung des schwarzen Körpers

Die Begründung der gesamten optischen Pyrometrie auf die Gesetze der Strahlung eines vollkommen schwarzen Körpers stellt dessen praktische Verwirklichung durch einen Hohlraumstrahler von möglichster Vollkommenheit an die Spitze aller Messungen. Die Bedingungen, die ein solcher Strahler zu erfüllen hat, sind folgende: Die Wände sollen undurchsichtig und überall auf möglichst gleicher Temperatur sein, die Öffnung soll im Verhältnis zur Gesamtoberfläche des strahlenden Hohlraumes so klein sein, daß sie die Beschaffenheit der Strahlung nicht merklich ändert, d. h. daß die austretenden Strahlen im Innern hinreichend oft reflektiert waren. Bestehen die Wände aus einem Material, das bei freier Strahlung schon ein hohes Emissionsvermögen hat, so kann die Zahl der Reflexionen geringer,

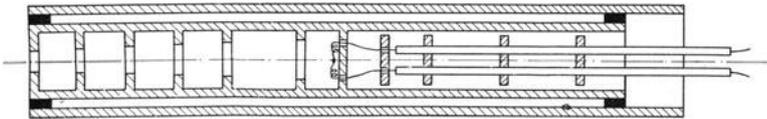


Abb. 5. Schwarzer Körper nach Lummer und Kurlbaum

die Öffnung also größer sein, als bei einem Wandmaterial geringeren Emissionsvermögens. Bei schwarzen Körpern größerer Öffnung und ungünstigerer Temperaturverteilung werden deshalb die aus keramischen Massen bestehenden Wände meist durch Überzüge aus dunklen Oxyden (Eisen-, Chrom- und Kobaltoxyd) künstlich geschwärzt, während bei Strahlern mit günstigeren Wandbedingungen auch weißes Material (Porzellan, Magnesia und dergleichen) ausreicht. Kohle ist als Wandmaterial vorteilhaft, aber oft nicht anwendbar. Blankes Metall ist stets bedenklich, weil störende Reflexe auftreten können.

Der schwarze Körper von Lummer und Kurlbaum (Abb. 5)¹⁾ besteht aus einem zylindrischen Rohr aus feuerfester Masse, das mit einer dünnen Platinfolie von etwa 0,02 bis 0,03 mm Dicke dicht überzogen ist, so daß sie vom Strom der Länge nach durchflossen wird. Das Rohr ist durch eine Querwand in zwei Hälften geteilt.

¹⁾ Lummer u. Kurlbaum, Verh. D. Phys. Ges. 17, 106, 1898; Ann. d. Phys. (4) 5, 831, 1901.

Dicht vor dieser liegt die Lötstelle eines Thermoelementes aus Platin-Platinrhodium, dessen Schenkel nach hinten hinausgeführt sind. Der vordere Hohlraum ist durch mehrere Blenden unterteilt. Der eigentlich strahlende, künstlich geschwärzte Hohlraum von der Querwand bis zur ersten Blende liegt in der Zone konstanter

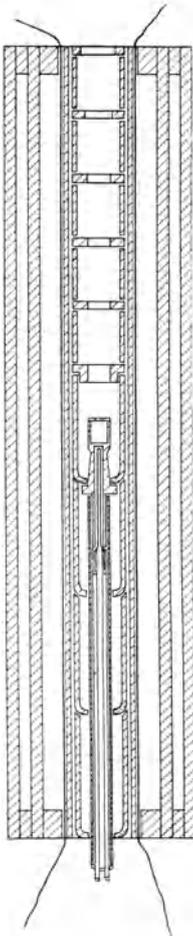


Abb. 6. Verbesserte Form des schwarzen Körpers. Innerer Hohlraum durch Strahlung nur mittelbar geheizt

Temperatur. Mehrfache Luftmäntel dienen als Wärmeschutz. Um das Gefälle längs der Rohrachse möglichst gering zu machen, kann man die Folie in der Mitte lagenweise verstärken oder auf einem besonderen Mantelrohre eine Zusatzheizung anbringen. Oft genügt es auch schon, um das äußere Rohr an seine beiden Enden Asbestmanschetten von etwa $\frac{1}{3}$ der Rohrlänge zu legen, durch deren Verschiebung nach der Mitte zu das Temperaturmaximum etwas verlagert werden kann. Auch bei bester Temperaturverteilung ist jedoch bei dieser Form des Hohlraumes vollkommene Temperaturgleichheit der Wände schwer zu erreichen. Es ist deshalb in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt eine andere Form entwickelt worden, bei der in dem letzten Hohlraum ein zweiter kleinerer so angeordnet ist, daß er nur mittelbar durch die Strahlung der Wände des größeren geheizt wird (Abb. 6)¹⁾. Die Lötstelle des Thermoelementes liegt der Hinterwand, ohne sie zu durchbrechen, nur von hinten an. In diesem Strahler ist im stationären Zustand der Ausgleich der Temperatur so gut, daß der kleinere Hohlraum in dem größeren völlig verschwindet.

Die obere Grenze liegt bei diesen Strahlern im allgemeinen bei etwa 1400°C . Durch Verwendung einer stärkeren Heizfolie oder einer Folie aus Platinrhodium statt Platin läßt sich die Brauchbarkeit bis etwa 1600°C erweitern.

Für Temperaturen bis etwa 1800°C ist ein ähnlich gebauter schwarzer Körper in einem Heizrohr aus Iridium brauchbar. Der keramische Einbau besteht hier aus Magnesia. Als Thermoelement dient eines aus Iridiumrhodium-Iridiumruthenium, das auch beim Platinschmelzpunkt im Körper geeicht werden kann.

¹⁾ Brodhun u. Hoffmann, ZS. f. Phys. 37, 60, 1926.

Ebenfalls bis etwa 1800°C ist ein Kohlerohrfen als schwarzer Körper brauchbar, bei dem das Kohlerohr durch eine Spülung mit Stickstoff und eine Umschüttung mit Kohlegrieß vor allzu schnellem Abbrand geschützt wird, sonst aber frei strahlt. Ein solcher Ofen ist wegen seiner verhältnismäßig großen Öffnung besonders für Messungen mit dem Gesamtstrahlungs-pyrometer geeignet. Zur Konstanthaltung der Temperatur wird hier ein Strahlungsthermoelement (S. 25) benutzt, das die von der strahlenden Mittelwand nach hinten aus dem Ofen tretende Strahlung empfängt.

Für noch höhere Temperaturen werden Öfen mit Heizrohren aus Kohle, Graphit oder Wolfram verwendet, die in ein Mantelgefäß eingebaut sind, das die Füllung mit indifferenten Gasen oder Evakuierung gestattet. Da auch die Öffnung mit einer Platte aus Glas oder Quarz verschlossen sein muß, können Strahler dieser Art nur noch mit gewissen Einschränkungen, nämlich soweit sich die Absorption der Verschlussplatte in Rechnung setzen läßt, als schwarze Strahler angesehen werden.

Für praktische Zwecke genügen oft mehr oder weniger selektive Strahler, wenn ihre Strahlung nur genügend konstant erhalten werden kann und hinreichend intensiv ist. So werden elektrisch geglühte Metalle, wie oxydiertes Nickelblech (besonders für Gesamtstrahlungs-pyrometer), Platinblech und vor allem Wolfram, in der verbreiteten Bandlampe benutzt. Diese Wolframbandlampen (Abb. 7) enthalten in einem evakuierten

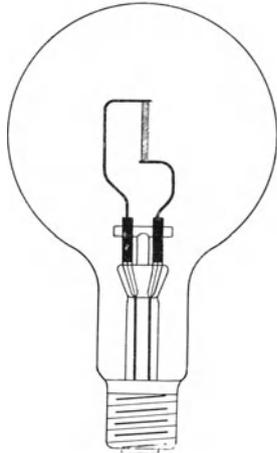


Abb. 7. Wolframbandlampe

oder mit einem neutralen Gas gefüllten Glaskolben ein Wolframband von etwa 3 mm Breite und etwa 30 mm Länge. Durch Gleichstrom von etwa 25 Amp. wird an der hellsten Stelle, die durch eine Marke gekennzeichnet ist, eine Flächenhelligkeit erreicht, welche im Rot der eines schwarzen Körpers von etwa 2600°K entspricht. Die befriedigende Reproduzierbarkeit dieser Strahlung und die recht genaue Kenntnis ihrer spektralen Intensitätsverteilung lassen ihre Verwendung als Ersatz für den schwarzen Körper zu. So wurden sie vielfach, nachdem ihre Strahlungsintensität in Abhängigkeit von der Stromstärke bei einer Wellenlänge oder auch im ganzen sichtbaren Spektralbereich durch Vergleich mit dem schwarzen Körper ermittelt ist, als sekundäre Strahlungsnormale besonders zur Vergleichung von Teilstrahlungs-pyrometern benutzt. In einer besonderen Form, bei der der Glas-

kolben mit einem durch eine Quarzplatte verschlossenen Ansatzstutzen versehen ist, läßt sie sich sogar bis weit ins Ultraviolette hinein verwenden.

An weiteren Strahlungsquellen für ähnliche Zwecke seien nur noch erwähnt die Wolframpunktlampe, die Kohlebogenlampe, der Nernst-Stift und die Acetylenflamme.

Der rotierende Sektor. Die Temperatur eines schwarzen Körpers oberhalb des Goldpunktes wird nach der Temperaturskala so bestimmt, daß man die Helligkeit des schwarzen Körpers durch eine Lichtschwächung von genau angegebener Größe auf die Helligkeit beim Goldpunkt zurückführt. Eine für Strahlen aller Wellenlängen in gleicher Weise wirksame, also streng neutrale Lichtschwächung wird durch den rotierenden Sektor gebildet. Er besteht in seiner einfachsten Form aus einer Metallscheibe mit radialen Schlitzten, die so in den Gang der zu schwächenden Strahlung gebracht wird, daß bei Rotation der Scheibe die Strahlen in schnellem Wechsel abgeschnitten und hindurchgelassen werden. Die Wirkung beruht auf dem Talbotschen Gesetz, das nach Helmholtz lautet: „Wenn eine Stelle der Netzhaut von veränderlichem und regelmäßig in derselben Weise wiederkehrendem Lichte getroffen wird und die Dauer der Periode hinreichend kurz ist, so entsteht ein kontinuierlicher Lichteindruck, der dem gleich ist, welcher entstehen würde, wenn das während einer Periode eintreffende Licht über die ganze Dauer der Periode verteilt würde.“ Nach diesem Gesetz ist die Durchlässigkeit D des Sektors, d. h. das Verhältnis der Intensität des geschwächten zu der des ungeschwächten Lichtes gegeben durch das Verhältnis des Öffnungswinkels α^0 zu 360^0 , also $D = \alpha/360$. Um die Durchlässigkeit meßbar ändern zu können, werden die Sektoren meist so gebaut, daß zwei konzentrische Scheiben mit je zwei oder mehr Ausschnitten auf einer Achse sitzen und so gegeneinander verstellt werden können, daß diese durch radiale Schneiden scharf begrenzten Ausschnitte mehr oder weniger weit geöffnet werden können. Die Größe der eingestellten Öffnung ist auf einer an der Peripherie angebrachten Teilung ablesbar. In Abb. 8 ist ein rotierender Sektor dieser Art abgebildet. Im allgemeinen ist die Einstellung nur an dem still stehenden Sektor möglich, indessen sind auch verschiedene Konstruktionen ausgeführt worden, bei denen die Einstellung und Ablesung während des Laufes vorgenommen werden kann. Die größte Schwächung, die man mit einem verstellbaren Sektor mit etwa 1% Genauigkeit einstellen kann, liegt bei $1/_{100}$. Sicherer ist es jedoch, bei Schwächungen von dieser Größenordnung feste genau ausgemessene Sektoren zu verwenden. In diesem Falle kann man sogar bis auf ein Öffnungsverhältnis $1/_{300}$ hinuntergehen. Die Um-

laufsgeschwindigkeit des Sektors muß mindestens so hoch sein, daß das bei langsamem Laufe bemerkbare Flimmern aufhört und der Lichteindruck kontinuierlich wird. Maßgebend dafür ist, daß die Zeit zwischen zwei Lichteindrücken so kurz sein muß, daß der neue Lichteindruck einsetzt, ehe das Nachbild vom vorigen ganz abgeklungen ist. Die dadurch geforderte als „Verschmelzungsfrequenz“ bezeichnete Lichtfolge beträgt unter den üblichen Helligkeitsbedingungen etwa 30/sec.

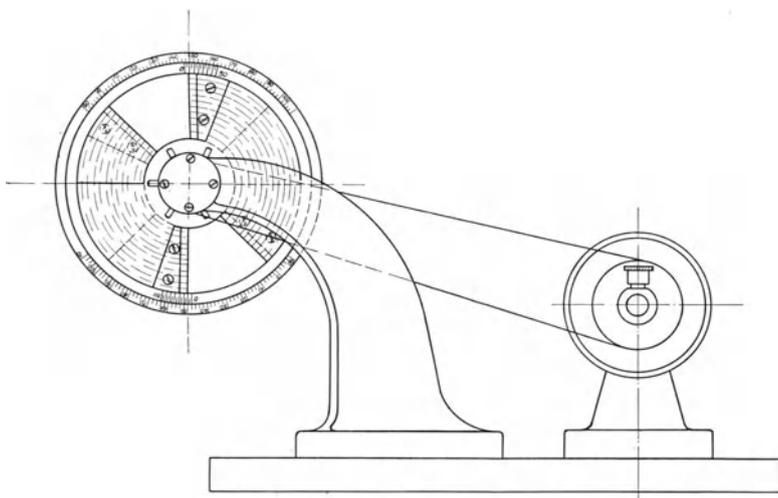


Abb. 8. Verstellbarer rotierender Sektor

Die Eichung der schwarzen Körper und die Verwirklichung der schwarzen Strahlung bei Metallschmelzpunkten. Damit der schwarze Körper als Strahlungsnormal für die Eichung von Strahlungspyrometern dienen kann, ist es erforderlich, die Temperatur des strahlenden Hohlraumes in der festgelegten Skale genau zu kennen. Grundsätzlich würde dazu die Festlegung des Goldschmelzpunktes genügen, von dem aus dann jede andere Temperatur durch eine optisch-pyrometrische Messung bestimmt werden kann (S. 16). Praktisch wird man, wenn es der Strahler gestattet, auch noch andere Fixpunkte, vor allem den Palladium- und den Platinschmelzpunkt hinzuziehen.

Die Drahtschmelzmethode. Bei den schwarzen Körpern, die ein Thermoelement zur Konstanthaltung der Temperatur haben, kann man die Thermokraft dieses „Halteelementes“ bei der Temperatur des Schmelzpunktes in folgender Weise festlegen: ein zweites

Thermoelement, das „Schmelzelement“, zwischen dessen Schenkel ein kurzes drahtförmiges Stückchen des Schmelzmetalls geschmolzen ist, wird von vorn so eingeführt, daß der Schmelzdraht sehr nahe der Lötstelle des Halteelementes zu liegen kommt. Dann wird die Temperatur langsam gesteigert, die Thermokraft beider Elemente dauernd beobachtet und die des Halteelementes in dem Augenblick festgelegt, wo das Zusammensinken der Thermokraft des Schmelzelementes das Durchschmelzen anzeigt. In dieser Form haften der Methode noch große Mängel an, die bei folgendem Verfahren¹⁾ weitgehend beseitigt sind. Zunächst wird das Schmelzelement, dessen Schenkel ohne Schmelzdraht direkt miteinander verbunden sind, so eingeführt, daß seine Lötstelle so nahe wie möglich der des Halteelementes im Körper zu liegen kommt. Benührung darf jedoch dabei nicht stattfinden, da sonst die Elemente aneinander haften bleiben. In dieser Lage wird in der Nähe des Schmelzpunktes die Differenz der Thermokräfte genau ermittelt. Dann wird das Schmelzelement wieder herausgezogen und, nachdem der Schmelzdraht zwischen die Schenkel geschmolzen ist, nochmals eingeführt und nun in gut geregelterm Gange die Temperatur bis zum Durchschmelzen des Drahtes gesteigert, wobei die Thermokraft beider Elemente gleichzeitig in regelmäßigen Zeitabständen gemessen wird. Trägt man die Thermokräfte in Abhängigkeit von der Zeit auf, so findet man in der Regel, daß ihre Differenz oft lange vor dem Durchschmelzen plötzlich ansteigt, weil die Temperatur des Schmelzelementes infolge der Wärmetönung vom Beginn des Schmelzens an hinter der des Halteelementes zurückbleibt. Die Thermokraft, auf der das Halteelement nachher einzustellen ist, um die Temperatur des Schmelzpunktes im Strahler zu erhalten, ergibt sich aus der Thermokraft des Schmelzelementes beim Schmelzbeginn und der im Ruhezustand ermittelten Differenz der Thermokraft des Halteelementes und des Schmelzelementes.

Um das Thermoelement im schwarzen Körper bei beliebigen Temperaturen zu eichen, verfährt man so, daß man von einem Punkte, etwa dem Goldschmelzpunkte aus, für eine Reihe anderer Temperaturen die Thermokraft E und das Verhältnis der Strahlungsintensität im monochromatischen Licht zu der beim Ausgangspunkt mißt. Dazu benutzt man vorteilhaft ein Teilstrahlungs-pyrometer und einen rotierenden Sektor als meßbare Lichtschwächung. Eine Temperatur $T_1 < T_{Au}$ wird in folgender Weise festgelegt: Der schwarze Körper wird auf T_{Au} gebracht und die Stromstärken i_{Au} bzw. i'_{Au} der Pyrometerlampe bei Beobachtung ohne Sektor bzw. mit Sektor bestimmt. Dann wird der schwarze Körper auf die Temperatur

¹⁾ Hoffmann, ZS. f. Phys. 27, 292, 1924.

gebracht, bei der die Einstellung am Pyrometer ohne Sektor i'_{Au} ist. Die Temperatur T_1 ist dann gegeben durch:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{\text{Au}}} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{D}.$$

Liegt die Temperatur T_2 des schwarzen Körpers oberhalb des Goldpunktes ($T_2 > T_{\text{Au}}$), so wird die Durchlässigkeit D des Sektors vor dem Pyrometer so gewählt, daß die Lampenstromstärke i_{Au} gemessen wird. Die Temperatur T_2 des schwarzen Körpers ist jetzt gegeben durch:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{\text{Au}}} - \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{D}.$$

Auf diese Weise werden zusammengehörige Werte der Thermokraft E und der Temperatur T ermittelt. Für den Zusammenhang zwischen E und T läßt sich nunmehr eine Formel 2. oder 3. Grades aufstellen von der Art $E = a + bT + cT^2 + dT^3$, von der die Abweichungen graphisch aufgetragen werden. Eine solche Darstellung empfiehlt sich deshalb, weil die Thermokraft eines Thermoelementes beim Gebrauch in höheren Temperaturen ständig langsam sinkt, so daß bei einer optischen Nacheichung für die Abweichung von der anfangs aufgestellten Formel ähnliche aber langsam verlagerte Kurven erhalten werden, die für jede Beobachtung eine zeitliche Interpolation ermöglichen.

Die Eintauchmethode. Wesentlich vollkommener als nach der Drahtmethode läßt sich die Strahlung eines schwarzen Körpers bei der Schmelztemperatur eines Metalles dadurch verwirklichen, daß man einen Hohlraumstrahler in das geschmolzene Metall eintaucht und die austretende Strahlung während des Haltepunktes beim Schmelzen und Erstarren beobachtet. Die Anordnung, wie sie für den Gold- und Palladiumschmelzpunkt in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgebildet wurde¹⁾, ist in Abb. 9 wiedergegeben. Der kugelförmige oder zylindrische Tauchkörper aus Marquardtscher Masse mit konischem Ansatzrohr taucht so tief ein, daß der strahlende Hohlraum mit seiner Öffnung ganz vom Schmelzmetall umgeben ist. Dadurch ist die theoretische Forderung der Gleichheit der Wandtemperatur in sehr vollkommener Weise erfüllt. Bei der Beobachtung wird mit einem optischen Pyrometer, meist über ein totalreflektierendes Prisma die Hohlraumöffnung anvisiert und die austretende Strahlung beim Schmelzen und Erstarren gemessen. Ein in beiden Fällen, beim Erstarren meist etwas schärfer, hervortretender Haltepunkt mit einer Temperaturkonstanz

¹⁾ Hoffmann u. Meissner, Ann. d. Phys. **60**, 201, 1919.

während einiger Minuten gibt die Möglichkeit, in halbminütlichem Abstand eine größere Anzahl genauer pyrometrischer Einstellungen zu machen.

Für höhere Schmelzpunkte mußte die Anordnung etwas verändert werden. Bei der Ausführung, wie sie im Bureau of Standards¹⁾ für den Platin-, den Rhodium- und Iridiumschmelzpunkt ausgebildet wurde, war der Hohlraum von einem zylindrischen Röhrchen aus Thoriumoxyd gebildet, das bis auf den Boden des Tiegels reicht und in seinem unteren Teile mit pulverförmigem Thoroxyd gefüllt war. Die geringen Abmessungen sind gewählt, einmal, um mit

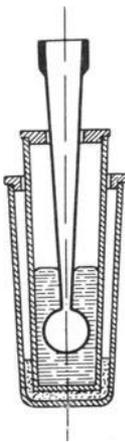


Abb. 9. Hohlraumstrahler für die Eintauchmethode beim Gold- und Palladiumpunkt

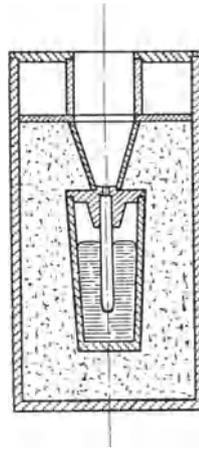


Abb. 10. Hohlraumstrahler für die Eintauchmethode beim Platinpunkt

einer geringeren Menge Metall auszukommen und dann, um der weichwerdenden keramischen Masse noch eine genügende Standfestigkeit zu sichern. Die Heizung erfolgt durch Hochfrequenz. In der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ist eine etwas veränderte Form in Gebrauch, bei der das Röhrchen frei in das Metall eintaucht (siehe Abb. 10), weil es vorteilhafter schien, wenn der Boden unmittelbar von dem flüssigen Metall umspült wird²⁾.

¹⁾ Roeser, Caldwell u. Wensel, Bur. of Stand. Journ. of Res. **6**, 1119, 1931; Roeser u. Wensel, ebenda **12**, 519, 1934; Henning u. Wensel, ebenda **10**, 809, 1933; Shofield, Proc. Roy. Soc. London (A) **146**, 702, 1934.

²⁾ Hoffmann u. Tingwaldt, Phys. ZS. **35**, 434, 1934.

Außer diesen Methoden, die eine wiederholte Beobachtung des Schmelzpunktes erlauben, gibt es noch andere, bei denen nur eine einmalige Beobachtung möglich ist. Ives¹⁾ benutzt z. B. ein zylindrisches Rohr aus Platin mit einem Schlitz zum Anvisieren mit dem optischen Pyrometer und beobachtet die Strahlung bis zum Durchschmelzen; Henning und Heuse²⁾ messen die Strahlung, die aus einem in eine Wolframkugel gebohrten Loch austritt, während die Kugel durch eine Bogenentladung im Vakuum bis zum Schmelzen erhitzt wird. Über die Anwendung dieser Verfahren zur Bestimmung der wahren Temperatur siehe Kapitel XI.

¹⁾ Ives, Journ. Frankl. Inst. 197, 147, 359, 1924.

²⁾ Henning u. Heuse, ZS. f. Phys. 16, 63, 1923.

Drittes Kapitel

Methoden der optischen Pyrometrie

Die große Bedeutung einer Temperaturbestimmung aus der Entfernung, wie sie durch die Methoden der optischen Pyrometrie gegeben ist, liegt auf der Hand, da es, besonders wenn es sich um sehr hohe Temperaturen oder unzugängliche Strahlungsquellen handelt, nicht ratsam oder auch unmöglich ist, Temperaturmeßgeräte an die Stelle zu bringen, deren Temperatur gemessen werden soll. So ist z. B. bei Himmelskörpern wie der Sonne die optische Methode die einzige, die Aufschluß über ihre Temperatur zu geben vermag. Andererseits bedarf die Methode einer stets wachen Kritik, weil nicht immer aus den Eigenschaften der Strahlung am Orte der Beobachtung ein eindeutiger Schluß auf die Temperatur der Strahlungsquelle möglich ist. Denn einmal erleidet die Strahlung auf dem Wege von ihrem Ursprungsorte bis zum Beobachter durch Absorption Veränderungen, die vielfach schwer in Rechnung zu stellen sind. Andererseits fehlt es oft an genügend sicheren Anhaltspunkten für die Strahlungseigenschaften, besonders für das Emissionsvermögen der Strahlungsquelle, deren Kenntnis zur Ermittlung der wahren Temperatur erforderlich ist. Die Strahlungsgesetze für den vollkommen schwarzen Körper geben nun eine Reihe von Methoden an die Hand, nach denen die Temperatur des Strahlers bestimmt werden kann, wenn er ein schwarzer Körper ist. Ist das nicht der Fall, dann ist die so gefundene Größe nicht seine wahre Temperatur, sondern eine Hilfsgröße, die je nach dem zugrunde gelegten Gesetz als „Strahlungstemperatur“, „schwarze Temperatur“, „Farbtemperatur“ usw. bezeichnet wird, und die dazu dienen kann, die wahre Temperatur zu bestimmen, wenn die erforderlichen Daten für die Strahlungseigenschaften des Körpers vorliegen.

Die Temperatur aus der Gesamtstrahlung. Läßt man die Strahlung auf einen Empfänger fallen, der imstande ist, die gesamte Energie zu absorbieren und zu messen, so erhält man ein Gesamtstrahlungs-pyrometer. Die Anzeige dieses Instrumentes ist unter Vernachlässigung der Leitungs- und Konvektionsverluste dadurch gegeben, daß im Endzustand Gleichgewicht herrscht zwischen der vom Empfänger aufgenommenen und wieder ausgestrahlten Energie. Nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz ist aber die Gesamtstrahlungsenergie proportional T^4 . Zeigt das Meßinstrument einen der aufgenommenen Energie proportionalen Ausschlag an, so ist

seine Größe gegeben durch $A = k \cdot (T^4 - T_E^4)$. Hier ist T die Temperatur des schwarzen Körpers, T_E die Temperatur des Empfängers, wobei T_E^4 gegen T^4 meist zu vernachlässigen ist. Die Apparatekonstante k wird durch Beobachtungen vor dem schwarzen Körper bestimmt. Für schwarze Körper ergibt dann das Instrument deren wahre Temperatur. Für nicht schwarze Strahler wird eine Größe erhalten, die als „Gesamtstrahlungstemperatur“ bezeichnet wird.

Die Gesamtstrahlungstemperatur T_G eines beliebigen Strahlers ist also die Temperatur, die ein schwarzer Körper haben müßte, um die gleiche Gesamtstrahlungsenergie auszusenden wie der zu messende nicht schwarze Strahler.

Die wahre Temperatur läßt sich hieraus berechnen, wenn man das Verhältnis kennt zwischen der von dem Strahler ausgesandten Gesamtstrahlung und der von einem schwarzen Körper gleicher Temperatur ausgesandten. Diese Materialkonstante

$$\varepsilon_G = \frac{T_G^4}{T^4} \quad (1)$$

heißt das „Gesamtemissionsvermögen“ des Strahlers. Die wahre Temperatur ist also

$$T = T_G : \sqrt[4]{\varepsilon_G}, \quad (2)$$

worin T_G die von dem Gesamtstrahlungspyrometer gemessene Temperatur ist.

Die Temperatur aus einer Teilstrahlung. Ein Instrument, das aus dem gesamten Spektrum einen engbegrenzten (monochromatischen) Teil auszusondern gestattet und die Intensität der Strahlung in diesem Bereich relativ zu der eines schwarzen Körpers zu messen erlaubt, heißt ein Teilstrahlungspyrometer. Ihrem Wesen nach sind diese Instrumente Spektralphotometer, die meist nur im Sichtbaren gebraucht werden. In diesem Gebiet ist die Strahlung für die Wellenlänge λ durch die Wiensche Gleichung gegeben. Eine Messung mit dem Instrument ergibt für andere schwarze Körper deren wahre Temperatur. Für nicht schwarze Körper wird eine Größe erhalten, die als „schwarze Temperatur“ dieses Körpers bezeichnet wird.

Die schwarze Temperatur S_λ eines beliebigen Strahlers bei der Wellenlänge λ ist also die Temperatur, die ein schwarzer Körper haben müßte, um bei dieser Wellenlänge Strahlung der gleichen Intensität auszusenden wie der zu messende nicht schwarze Strahler.

Es ist also $e(\lambda, T) = E(\lambda, S_\lambda)$. Die wahre Temperatur T des Strahlers läßt sich aus S_λ berechnen, wenn man das Verhältnis kennt zwischen der von dem Strahler bei der Wellenlänge λ ausgesandten Strahlung und der eines schwarzen Körpers gleicher Temperatur. Diese Materialkonstante

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{e(\lambda, T)}{E(\lambda, T)} = e^{-\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{S_\lambda} - \frac{1}{T} \right)} \quad (3)$$

heißt das Spektralemissionsvermögen des Strahlers.

Es folgt für die wahre Temperatur

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{S_\lambda} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \varepsilon(\lambda). \quad (4)$$

Die Temperatur aus der spektralen Intensitätsverteilung der Strahlung. Die Kenntnis der spektralen Verteilung eines schwarzen Körpers gibt auf verschiedene Weise die Möglichkeit, seine Temperatur zu bestimmen. Grundsätzlich haben diese Methoden einen Vorzug vor den beiden vorigen. Denn während die Bestimmung einer Temperatur aus der Strahlungsintensität die genaue Kenntnis der Absorption aller zwischen der Strahlungsquelle und dem Pyrometer liegenden Medien voraussetzt, ist es in diesem Falle nur nötig, die Änderung der spektralen Intensitätsverteilung zu kennen. Hat man es, wie es häufig der Fall ist, mit einem in dem zur Messung benutzten Spektralgebiet neutralen (nicht selektiv absorbierenden) Medium zu tun, so fällt der Einfluß ganz heraus.

Ist die Intensitätsverteilung in weitem Spektralgebiete bekannt, und damit die Wellenlänge λ_{\max} , bei der die Strahlungsintensität im Normalspektrum ein Maximum ist, so gibt das Wiensche Verschiebungsgesetz ein Mittel an die Hand, die Temperatur zu bestimmen. Gelegentlich ist diese Methode auch zur Bestimmung der Temperatur der Sonne verwendet worden unter der Voraussetzung, daß die Sonne wie ein schwarzer Körper strahlt. Für eine allgemeine Anwendung ist sie jedoch nicht geeignet, weil die Aufnahme der erforderlichen Energiekurve mit großen Schwierigkeiten verbunden ist.

Dagegen haben sich sehr brauchbare Methoden aus der Bestimmung der Intensitätsverteilung in einem beschränkten Spektralbereich relativ zu der eines schwarzen Körpers bekannter Temperatur ergeben. Genau so wie die Intensität der Gesamtstrahlung und die der monochromatischen Strahlung ist auch die spektrale Verteilung der Strahlungsenergie in einem beschränkten Wellenlängenbereich und damit auch die relative Intensität der Strahlung verschiedener Wellenlänge (Farbe) eine eindeutige Funktion der Temperatur. Im Sichtbaren ändert sich infolge einer schnelleren Zunahme der blauen

als der roten Strahlung die Farbe eines schwarzen Körpers mit steigender Temperatur von dunkelrot zu weiß (bei 5000°), um bei noch höheren Temperaturen bläulich zu werden. Die Farbänderung erscheint dem Auge zunächst nicht sehr groß zu sein. Die Erfahrung hat jedoch gelehrt, daß das Farbumscheidungsvermögen des normalen menschlichen Auges empfindlich genug ist, um zwei Glühzustände ihrer Farbe nach mit derselben Genauigkeit zu identifizieren wie der Helligkeit nach. Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, die Temperatur eines schwarzen Körpers durch Angleichung seiner Farbe an die eines schwarzen Körpers bekannter Temperatur zu bestimmen.

Gleicht man die Farbe eines beliebigen Strahlers an die eines schwarzen Körpers an, so ergibt dessen Temperatur nicht die wahre Temperatur des Strahlers, sondern eine Größe, die als seine „Farbtemperatur“ bezeichnet wird.

Die Farbtemperatur Θ eines beliebigen Strahlers ist also die Temperatur, die ein schwarzer Körper haben müßte, damit das von ihm ausgesandte Licht bei gleicher Helligkeit in einem normalen Auge den gleichen Farbeindruck hervorruft wie das des zu messenden Strahlers.

Die Bestimmung der Farbtemperatur eines Strahlers durch Farbvergleichung mit einem schwarzen Körper läßt keinen eindeutigen Schluß auf die spektrale Intensitätsverteilung seiner Strahlung zu, weil der Farbeindruck des Auges durch die relative Erregung von drei „Grundempfindungen“ bestimmt wird, deren jede einen breiten Spektralbereich umfaßt. Kann man aber voraussetzen, daß der Strahler in dem in Betracht kommenden Spektralbereich eine Verteilung hat, die dem Wienschen Gesetze entspricht, so ist sie durch die Farbtemperatur eindeutig bestimmt. Dies läßt sich durch eine Beziehung zwischen der schwarzen Temperatur und der Farbtemperatur des Strahlers ausdrücken. Die Bedingung, daß ein solcher Strahler von der wahren Temperatur T eine Farbtemperatur Θ hat, bedeutet, daß seine Strahlungsintensität

$$e(\lambda, T) = \varepsilon_{\theta} \cdot E(\lambda, \Theta) \quad (5)$$

ist, d. h. bei allen Wellenlängen proportional ist der eines schwarzen Körpers von der Temperatur Θ . Der Proportionalitätsfaktor ε_{θ} wird als „Farbemissionsvermögen“ bezeichnet. Führt man in (5) die schwarze Temperatur S_{λ} ein, so wird $E(\lambda, S_{\lambda}) = \varepsilon_{\theta} E(\lambda, \Theta)$ oder

$$\frac{1}{S_{\lambda}} = \frac{1}{\Theta} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{\varepsilon_{\theta}} \quad (5a)$$

Indem man diese Gleichung für zwei Temperaturen S_{λ_1} und S_{λ_2} ansetzt, findet man durch Elimination von ε_θ

$$\frac{1}{\theta} = \frac{\frac{1}{\lambda_1 S_{\lambda_1}} - \frac{1}{\lambda_2 S_{\lambda_2}}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}. \quad (6)$$

Durch diese Beziehung, die die Farbtemperatur mit der schwarzen Temperatur verknüpft, ist der Weg zur Bestimmung der wahren Temperatur gegeben. Die erforderlichen Rechnungen werden im Kapitel „Farbtemperatur“ besprochen.

Die hier behandelten Methoden beziehen sich auf Körper, die ein kontinuierliches Spektrum aussenden. Auch für diskontinuierliche Strahler, z. B. glühende Gasmassen, lassen sich aus den Strahlungsgesetzen Methoden zur Temperaturbestimmung ableiten, wenn die Voraussetzung erfüllt ist, daß die Gase Temperaturstrahler sind. Hierauf wird im Schlußkapitel des Buches eingegangen.

Viertes Kapitel

Gesamtstrahlungspyrometer

Das Gesamtstrahlungs-pyrometer ist ein Instrument, dessen wesentlichster Teil ein „Empfänger“ ist, der fähig ist, die auf ihn fallende Strahlung aller Wellenlängen möglichst vollkommen zu absorbieren und die dabei auftretende Erwärmung zu messen. Die gebräuchlichsten Empfänger sind Bolometer und Thermo-elemente, deren der Strahlung ausgesetzten Teile geschwärzt, d. h. für alle Strahlungsgattungen annähernd gleich empfänglich gemacht sind. Wegen der besonders bei tieferen Temperaturen geringen Strahlungs-energie müssen die Wärmekapazitäten, also die Massen der zu erwärmenden Teile, äußerst klein und die Wärmeverluste durch Rückstrahlung, Leitung und Konvektion möglichst niedrig gehalten werden. Bei dem Bolometer wird die Änderung des elek-trischen Widerstandes gemessen, die ein sehr dünner Metalldraht oder -streifen durch die Erwärmung infolge der Einstrahlung erfährt. Bei dem Thermo-element wird die der Strahlung aus-gesetzte Hauptlötstelle geschwärzt, während die Nebenlötstellen blank bleiben und vor Strahlung möglichst geschützt gelagert werden. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit lassen sich mehrere Elemente in Reihe schalten, wobei die Hauptlötstellen möglichst dicht beieinander-liegen, ohne sich zu überdecken. Bolometrische Empfänger, früher bei Wärmeausstrahlungsmessungen bevorzugt, sind heute durch die zu hoher Vollkommenheit entwickelten Thermo-elemente fast ganz verdrängt. Dabei fällt außer der hohen Empfindlichkeit noch ins Gewicht, daß die Messung einer Thermokraft mit Ausschlaginstrument wesentlich einfacher ist als die eines Widerstandes in einer Brücken-schaltung. Die thermoelektrisch wirksamen Metalle müssen eine hinreichend hohe Thermokraft haben. Fast noch wichtiger ist ein geringer elektrischer Widerstand sowie die Verarbeitbarkeit zu äußerst feinen Drähten oder Lamellen (von etwa $1\ \mu$ Dicke und $0,1\ \text{mm}$ Breite) und deren mechanische Haltbarkeit. Die Empfindlichkeit läßt sich noch dadurch bedeutend steigern, daß das Element in ein evakuiertes Gefäß eingeschlossen wird; jedoch wird dadurch die Strahlung wegen der stets mehr oder weniger selektiven Absorption der Gefäßhülle so verändert, daß sie nicht mehr als schwarze Ge-samtstrahlung gelten kann.

Strahlenbegrenzung und -konzentration. Damit die Erwärmung des Empfängers eindeutig von der Temperatur der Strahlungsquelle abhängt, muß der einfallende Energiestrom derartig begrenzt sein,

daß der Empfänger nur aus einem genau begrenzten Raume wirksame Strahlung erhalten kann. Dies geschieht am einfachsten durch Blenden. Die Wirkung einer solchen Anordnung zeigt Abb. 11. Vor dem Thermoelement-Empfänger *Th* befinden sich die beiden Blenden *A* und

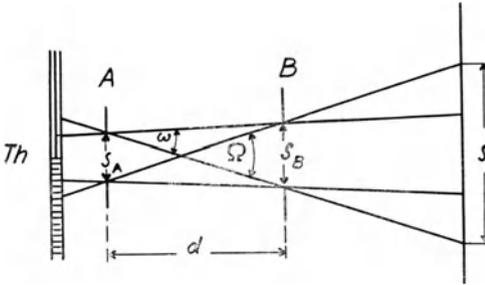


Abb. 11. Strahlenbegrenzung durch Blenden in einem Gesamtstrahlungs-pyrometer

B mit den Öffnungen s_A und s_B in einem Abstände d voneinander. Damit die Fläche s_A ganz von homogener Strahlung ausgefüllt ist, muß die Strahlungsquelle S von der Temperatur T mindestens so groß sein, daß sie den ganzen Kegel Ω ausfüllt. Die Strahlungsenergie, die durch die Blende *A* tritt, ist dann gegeben durch

$$g(T) \frac{s_A \cdot s_B}{d^2} = g(T) \cdot s_A \cdot \omega.$$

Hierin bedeuten $g(T)$ die Intensität der Gesamtstrahlung und ω den Winkel, unter dem die Blendenöffnung s_B von jedem Punkte der Blende *A* aus erscheint. Dieselbe Energie fällt dann auch auf das Thermoelement.

Eine solche Meßanordnung mit zwei Blenden hat den Vorteil, daß keine absorbierenden Medien zwischen Strahlungsquelle und Emp-

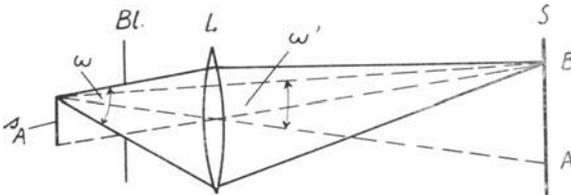


Abb. 12. Strahlenkonzentration in einem Gesamtstrahlungs-pyrometer

fänger liegen außer der Luft, deren Absorption infolge des Kohlen-säure- und Wasserdampfgehaltes allerdings auch merklich ist. Sie ist deshalb für grundlegende Wärmestrahlungsmessungen im Labo-ratorium brauchbar, aber nicht für praktische pyrometrische Messungen. Dazu ist die dem Empfänger zugeführte Energie viel zu gering. Für praktische Zwecke muß die Strahlung auf den Empfänger konzentriert werden, was durch Linsen oder Hohlspiegel geschieht. Das Wesentliche einer solchen Anordnung sei an Abb. 12 erläutert.

Die strahlende Fläche AB der Strahlungsquelle wird durch die Linse L mit der wirksamen Blende Bl auf den Empfänger abgebildet und füllt hier die Fläche s_A aus. Die Strahlungsenergie, die der Empfänger erhält, ist bei Vernachlässigung der Linsendurchlässigkeit $g(T) \cdot s_A \cdot \omega$, wenn ω der Winkel ist, unter dem die Blende Bl von einem Punkte des Empfängers aus erscheint. Ohne Linse wäre sie $g(T) \cdot s_A \cdot \omega'$, wenn ω' der Winkel ist, unter dem die strahlende Fläche AB vom Empfänger aus erscheint. Die Strahlungsintensität, die der Empfänger erhält, ist also um den Faktor ω/ω' verstärkt. Dieses Verhältnis der räumlichen Winkel kann leicht $100:1$ gemacht werden, wobei das der ebenen Winkel rund $10:1$ ist. Ganz Analoges gilt für die Abbildung durch Hohlspiegel. Für die praktische Pyrometrie von Bedeutung ist, daß die Strahlungsquelle wesentlich kleiner sein kann, als bei der Strahlenbegrenzung durch Blenden allein.

Nach den dargelegten optischen Abbildungsverhältnissen ist die Angabe des Instrumentes unabhängig von der Entfernung der Lichtquelle, solange das Bild des Strahlers den Empfänger vollständig ausfüllt. Allerdings ist diese Gesetzmäßigkeit meist nicht streng erfüllt, da die abgeblendeten Strahlen Erwärmungen in der Umgebung des Empfängers hervorrufen und somit auch noch zu dessen Temperaturerhöhung beitragen.

Von den mannigfachen Gesamtstrahlungs-pyrometern seien nur einige Haupttypen beschrieben.

Ein **Bolometer als Empfänger** hat das Braunsche Strahlungs-pyrometer. Das Bolometer besteht aus vier gleichen geschwärzten Nickelwendeln, die in einer Wheatstoneschen Brücke so angeordnet sind, daß zwei gegenüberliegende Zweige der Brücke die bestrahlten, die beiden anderen die vor Bestrahlung geschützten Wendeln enthalten. Das Instrument besteht aus zwei längeren parallelen Metallrohren, von denen das eine an der der Strahlungsquelle zugewandten Seite offen, das andere geschlossen ist. An dem anderen Ende des offenen Rohres liegen die bestrahlten, an dem des geschlossenen die vor Bestrahlung geschützten Wendeln. Die Strahlen werden durch die als Blende wirksame Öffnung des einen Rohres begrenzt. Im Nullzweig der Brücke liegt ein Galvanometer, mit dem vor der eigentlichen Messung der Meßstrom auf eine vorgeschriebene Stärke eingeregelt und das Brückengleichgewicht im unbestrahlten Zustande hergestellt wird. Bei Bestrahlung ist dann der Ausschlag desselben Galvanometers ein Maß für die Strahlungsenergie und damit die Temperatur des Strahlers. Infolge der fehlenden Optik ist die Anzeige entsprechend dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz nahezu proportional der vierten Potenz der absoluten Temperatur des Strahlers.

Ein Thermoelement als Empfänger haben die Féryschen Strahlungs-pyrometer. Von diesen Instrumenten gibt es verschiedene Ausführungsformen, von denen das eine in Abb. 13 dargestellt ist. Die zu messende Strahlung fällt auf einen vergoldeten Hohlspiegel

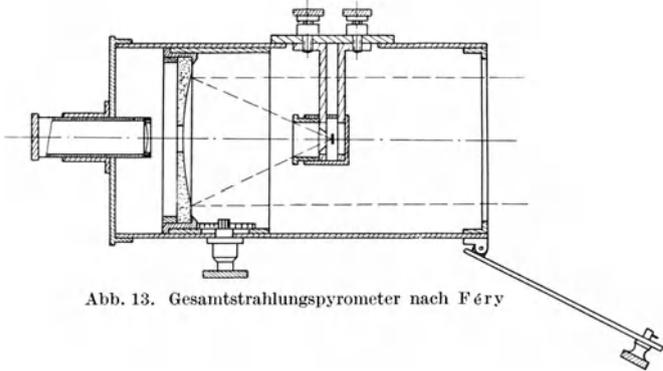


Abb. 13. Gesamtstrahlungs-pyrometer nach Féry

und wird von diesem auf die im Brennpunkt liegende Hauptlötstelle eines Thermoelementes aus Konstantan-Eisen geworfen. Zur richtigen Einstellung des Bildes der Strahlungsquelle auf die Löt-

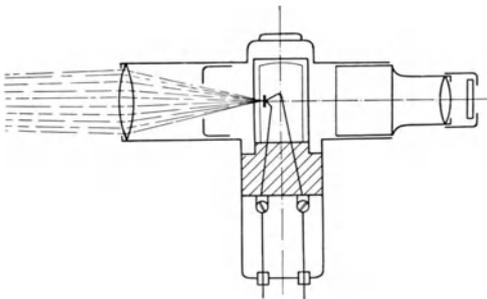


Abb. 14. Ardometer

stelle können beide mit einem Okular durch eine Öffnung im Spiegel betrachtet und außerdem die Entfernung des Spiegels von der Lötstelle verändert werden. Die Abmessungen des Instrumentes sind der Art, daß für die Strahlungsquelle vor allem bei der Eichung vor dem schwarzen Körper eine Größe verlangt wird,

wie sie nur sehr schwer herstellbar ist. Viel vorteilhafter ist in dieser Beziehung eine zweite Ausführungsform, bei der die Strahlung mit einer kleinen Flußspatlinse auf die Lötstelle konzentriert wird.

In neuerer Zeit ist man von dem teuren und leicht verletzlichen Flußspat abgegangen und hat Quarz und sogar Glaslinsen dafür eingeführt. Technische Ausführungsformen dieser Art sind das Ardometer von Siemens & Halske, das Pyrradio von Hartmann & Braun und das Hasesche Strahlungs-pyrometer. Bei dem Ardometer

(Abb. 14)¹⁾ besteht das Thermoelement aus gekreuzten Nickelchrom- und Konstantandrähten. Am Kreuzungspunkt ist als Strahlungsempfänger ein einseitig geschwärtztes Platinblättchen von 2 bis 3 mm Durchmesser angelötet. Das Element ist in eine sorgfältig evakuierte oder mit verdünntem Argon gefüllte Glasbirne eingeschlossen. Die Empfindlichkeit wird dadurch auf etwa das Vierfache gesteigert. Zum Ausgleich der Gehäusetemperatur ist die Birne mit einer Schutzkappe aus Metall umgeben, die nur zwei Öffnungen zum Durchtritt der Strahlung und zum Justieren hat. Zur Konzentrierung der Strahlung auf den Empfänger dient eine Sammellinse, die fest angeordnet ist, so daß ein Strahler nur in einer bestimmten Entfernung scharf abgebildet wird. Die Unschärfe in anderen Entfernungen bleibt unberücksichtigt. Die erzeugte Thermokraft beträgt bei 1400⁰ C etwa 15 mV; dabei wird der Empfänger auf etwa 250⁰ C über die Umgebungstemperatur erwärmt. Zur Messung höherer Temperaturen werden stufenweise Blenden eingesetzt, so daß diese Erwärmung des Empfängers nicht überschritten wird. Die Thermokraft wird mit einem Zeigergalvanometer gemessen.

Bei dem Pyrradio von Hartmann & Braun befindet sich zum Zwecke der sicheren Einstellung hinter der Lötstelle des Thermoelements eine zweite Linse, die von dieser und dem glühenden Körper auf eine Mattscheibe ein Bild entwirft.

Das Hasesche Strahlungs-pyrometer ist ähnlich gebaut, nur ist das Galvanometer mit dem Pyrometerrohr zu einem Ganzen vereinigt. Das Thermoelement hat eine besonders hohe Thermokraft, so daß bei einer Temperatur der Strahlungsquelle von 1400⁰ C und einer Empfängertemperatur von etwa 300⁰ C eine Thermokraft von 62 mV entwickelt wird.

Dem Vorteil, den die Verwendung von optischen Medien zwischen Strahlungsquelle und Empfänger zur Empfindlichkeitssteigerung bieten, steht als bedenklicher Nachteil gegenüber, daß die Strahlung in ihrer spektralen Zusammensetzung zum Teil beträchtlich verändert wird. Bei dem von Féry als Spiegelmetall benutzten Gold ist diese Veränderung nur gering, weil sein Reflexionsvermögen für die für Gesamtstrahlungsmessungen hauptsächlich wirksamen langen Wellen bis 20 μ sehr hoch ist. Dagegen nimmt die Durchlässigkeit von Flußspat bei etwa 10 μ , die von Quarz bei etwa 5 μ und die von Glas schon bei etwa 3 μ stark ab. Dadurch werden energiereiche Teile des Spektrums (vgl. Abb. 2) von der Messung ausgeschaltet, und es ist nicht zu erwarten, daß die so gefilterte Strahlung noch dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz folgt. Trotzdem ergibt sich

¹⁾ Keinath, Elektrische Temperatur-Meßgeräte, S. 130. München u. Berlin, 1923.

praktisch bei einer Eichung vor dem schwarzen Körper, daß die Angabe dieser Instrumente noch durch $a \cdot T^b$ dargestellt werden kann, wobei b einen Wert in der Nähe von 4 annimmt. Indessen werden mit einem so geeichten Instrument nur dann richtige Temperaturen gemessen, wenn der Strahler schwarz strahlt. Bei nicht schwarzen Strahlern und bei der Vergleichung ihrer Emission mit der von schwarzen Körpern, wie z. B. bei der Messung des Gesamtemissionsvermögens, können sehr bedeutende Fehler auftreten. In der folgenden Tabelle¹⁾ sind die Fehler angeführt, die bei der Ermittlung des Gesamtemissionsvermögens von Platin der Temperatur 1000 bzw. 2000° K auftreten, wenn das Instrument mit einer Glaslinse, einer Flußspatlinse oder einem Goldspiegel ausgerüstet ist.

	Glaslinse	Flußspatlinse	Goldspiegel
1000° K	42 %	5 %	0
2000	16	1	0

In industriellen Betrieben kann dennoch der Gebrauch eines Gesamtstrahlungs-pyrometers von Nutzen sein, z. B. wenn es sich darum handelt, den Gang eines Ofens zu beaufsichtigen, weil diese Instrumente eine vollautomatische Aufzeichnung des Temperaturverlaufes ermöglichen.

Zum Schluß sei noch das Taschenpyrometer von Keiser & Schmidt erwähnt, bei dem nach einem schon von Féry angegebenen Prinzip die Strahlung eine Bimetallspirale erwärmt, deren Krümmungsänderung durch einen Zeiger sichtbar gemacht wird, so daß die Temperatur unmittelbar an einer Skala abgelesen werden kann.

¹⁾ Schmidt, *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* 7, 352, 1928.

Fünftes Kapitel

Teilstrahlungs-pyrometer, Allgemeines

Als Teilstrahlungs-pyrometer werden die Instrumente bezeichnet, bei denen ein engbegrenzter (monochromatischer) Teil des Spektrums ausgesondert und die Temperatur durch photometrische Messung der Strahlungsintensität in diesem Spektralgebiet bestimmt wird. Die beiden gebräuchlichsten Formen sind das Glühfadenpyrometer nach Holborn und Kurlbaum und das Pyrometer von Wanner. Ihrem Wesen nach unterscheiden sich die beiden Apparate nach der Art, wie die photometrische Abgleichung vorgenommen wird. Von beiden Pyrometern gibt es Formen, bei denen eine bestimmte Farbe durch Farbglasfilter und solche, bei denen sie durch spektrale Zerlegung ausgesondert wird.

Ob die Begrenzung jedoch auf dem einen oder anderen Wege geschieht: Stets ist das bei der Beobachtung wirksame Licht nicht streng monochromatisch, sondern „quasimonochromatisch“, d. h. es umfaßt immer noch einen mehr oder minder ausgedehnten Bereich benachbarter Wellenlängen. In erster Annäherung kann man bei der Theorie der Pyrometer von dieser Breite des Wellenlängenbereiches absehen und das Licht als streng monochromatisch voraussetzen. Es wird dann später nachzuholen sein, wie die Messungen verfeinert werden, wenn die Abweichungen von der Monochromasie durch die Spaltbreitenkorrektion und die Einführung der wirksamen Wellenlänge berücksichtigt werden.

Das Auge als Empfänger. Die photometrische Messung einer Strahlungsintensität beruht darauf, daß die Fähigkeit des menschlichen Auges, die Strahlung eines bestimmten Wellenlängenbereiches als Helligkeit wahrzunehmen, benutzt wird. Dabei ist die Aufgabe, die dem Auge bei der Messung zukommt, wesentlich verschieden von der der energetischen Empfänger bei der Gesamtstrahlungsmessung. Denn während jene die auffallende Energie in irgendeine meßbare Größe umzuwandeln erlauben, ist das Auge nur ganz roh imstande, eine Strahlung ihrer Intensität nach zu bewerten. Die Eigenschaft, die es befähigt, Messungen auszuführen, ist vielmehr an erster Stelle das Vermögen, den Unterschied in der Helligkeit benachbarter Teile eines Netzhautbildes mit einer Genauigkeit von etwa 1 bis $\frac{1}{2}\%$ wahrzunehmen. Diese Genauigkeit nimmt jedoch stark ab, wenn die beiden zu vergleichenden Stellen einen, wenn auch nur geringen Farbunterschied zeigen. Das wichtigste photometrische Meßprinzip beruht deshalb darauf, dem Auge die zu vergleichenden Strahlungs-

intensitäten in zwei benachbarten Feldern darzubieten und eine oder beide Strahlungen meßbar so zu schwächen, daß das Auge keinen Unterschied in ihrer Helligkeit mehr wahrnimmt. Sind die Strahlungen monochromatisch, so sind ihre Intensitäten gleich. Sind sie jedoch aus Strahlen verschiedener Wellenlänge zusammengesetzt, wie das auch bei spektral zerlegtem oder gefiltertem Licht noch der Fall ist, so ist zur Deutung des photometrischen Meßergebnisses nötig zu wissen, wie der Gesamthelligkeitseindruck im Auge durch die Intensität der einzelnen Strahlungen bestimmt wird. Hierauf gibt

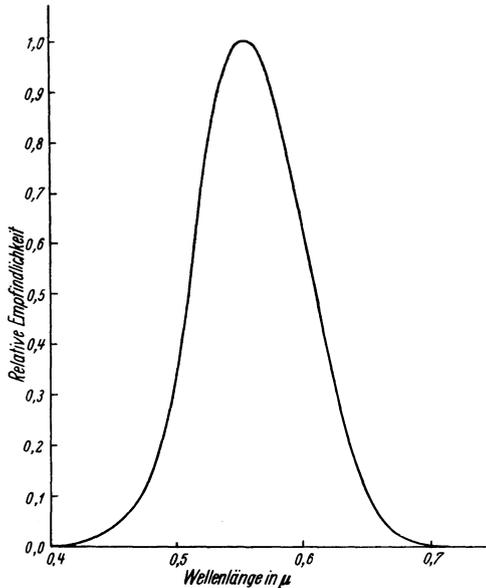


Abb. 15. Relative spektrale Augenempfindlichkeit

die Physiologie des Auges folgende Antwort: Das menschliche Auge empfindet Strahlungen verschiedener Wellenlänge bei gleicher Strahlungsintensität verschieden hell, derart, daß Licht von $0,550 \mu$ am hellsten erscheint, die Empfindlichkeit des Auges für Licht dieser Farbe (gelbgrün) also am größten ist. Für Strahlungen größerer und kleinerer Wellenlänge nimmt die Empfindlichkeit ab, um im roten und violetten Ende des sichtbaren Spektrums verschwindend klein zu werden. Die Kurve für die spektrale Empfindlichkeit $A(\lambda)$ des Auges (Abb. 15) zeigt also ein Maximum für $0,550 \mu$, von dem aus sie nach beiden Seiten hin abfällt. Für Augen verschiedener Beobachter ergeben sich individuelle Unterschiede, die für solche mit

Farbanomalien groß sein können, aber auch bei scheinbar normalen Augen geringe Unterschiede aufweisen. Für das mittlere normale Auge ist aus sehr umfangreichen Messungen eine Kurve abgeleitet worden, die heute international angenommen ist und allen photometrischen Berechnungen zugrunde gelegt wird (s. Anhang). Der maximale Wert von $A(\lambda)$ ist dabei gleich 1 gesetzt worden, so daß die relative spektrale Helligkeit einer Strahlung von der Intensität $e(\lambda, T)$ gegeben ist durch $h(\lambda, T) = e(\lambda, T) A(\lambda)$. Die Helligkeit einer gemischten Strahlung ist $\int h(\lambda, T) d\lambda = \int e(\lambda, T) A(\lambda) d\lambda$. Die photometrische Grundbedingung für die Helligkeitsgleichheit zweier Gesichtsfelder ist also

$$\int e_1(\lambda, T) A(\lambda) d\lambda = \int e_2(\lambda, T') A(\lambda) d\lambda,$$

worin $e_1(\lambda, T)$ und $e_2(\lambda, T')$ die spektralen Intensitäten der beiden verglichenen Strahlungen sind. Für monochromatische Strahlen gilt

$$e_1(\lambda, T) A(\lambda) = e_2(\lambda, T') A(\lambda),$$

also

$$e_1 = e_2,$$

d. h. die photometrische Einstellung in monochromatischem Licht ergibt mit dem Verhältnis zweier Helligkeiten unmittelbar das Verhältnis zweier Strahlungsintensitäten, also die von den Eigenschaften des Auges unabhängige physikalische Größe, die für die pyrometrische Messung gebraucht wird.

Sechstes Kapitel

Polarisationspyrometer (Wanner und König-Martens)

Das Wanner-Pyrometer ist ein Polarisationsphotometer nach König-Martens, das für praktische Zwecke durch Verwendung eines Spektroskops mit gerader Durchsicht handlicher gemacht und durch Einstellung auf eine feste Wellenlänge vereinfacht ist. Hier werden zwei aneinandergrenzende Felder, von denen das eine von dem zu untersuchenden Strahler, das andere durch eine Vergleichslampe beleuchtet wird, mittels einer Polarisationschwächung auf gleiche Helligkeit gebracht. Ist die Abgleichung erfolgt, dann gibt die Polarisations-einrichtung das Verhältnis der Intensitäten des zu untersuchenden Strahlers und der Vergleichslampe an.

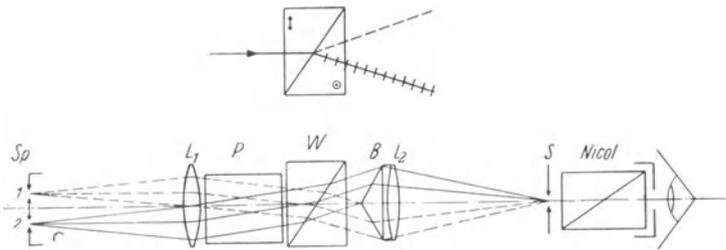


Abb. 16. Strahlengang im Wanner-Pyrometer

Den Strahlengang im Wanner-Pyrometer erläutert die Abb. 16. Der Doppelspalt S_p werde bei 1 von dem zu untersuchenden Strahler, bei 2 von der Vergleichslampe beleuchtet. Die von diesen beiden Spalten ausgehenden Strahlenbündel werden durch die Linse L_1 parallel gemacht und treffen dann ein geradsichtiges Prisma P zur Aussonderung der Wellenlänge. Für den weiteren Verlauf werden hier die Strahlen als monochromatisch vorausgesetzt. Die Parallelbündel durchsetzen dann ein Wollastonprisma W , welches jedes Strahlenbündel in zwei verschieden gerichtete und senkrecht zueinander polarisierte Komponenten zerlegt. Das Wollastonprisma (Abb. 16, oben) besteht aus zwei mit der Hypotenusenfläche sich berührenden Kalkspatprismen, deren optischen Achsen senkrecht zueinander stehen. In dem ersten Prisma liegt die optische Achse in der Zeichenebene (durch einen Pfeil angedeutet), in dem zweiten Prisma senkrecht zur Zeichenebene (durch einen Kreis angedeutet). Die

Zerlegung eines Lichtstrahles in zwei verschieden gerichtete, senkrecht zueinander polarisierte Komponenten ist ebenfalls in Abb. 16, oben angedeutet. In Abb. 16, unten sind an Stelle der vier Strahlenbündel, die nach dem Durchgang durch das Wollastonprisma auftreten, nur zwei gezeichnet. Diese beiden Strahlenbündel sind senkrecht zu einander polarisiert. Das eine Strahlenbündel hat seinen Ursprung in dem zu untersuchenden Strahler, das andere enthält nur Strahlung der Vergleichslampe. In den weiteren Strahlengang ist nun ein Biprisma B in Verbindung mit einer zweiten Linse L_2 gestellt. Die Strahlen eines jeden Parallelbündels laufen nach Durchquerung von Biprisma und Linse in zwei Brennlinien zusammen. Biprisma und Linse sind nun so bemessen, daß zwei Brennlinien, wie in Abb. 16 angegeben, in der optischen Achse zusammenfallen. Die übrigen entstehenden (6) Brennlinien werden von dem Schirm S aufgefangen, während die Strahlen der beiden zusammenfallenden Spaltbilder durch eine Öffnung dieses Schirmes nach Durchgang durch ein Nicolsches Prisma in das Auge des Beobachters gelangen. Der Beobachter adaptiert durch den Nicol hindurch auf das Biprisma und sieht daher zwei aneinandergrenzende Felder, die je von der Vergleichslampe und dem Strahler beleuchtet werden.

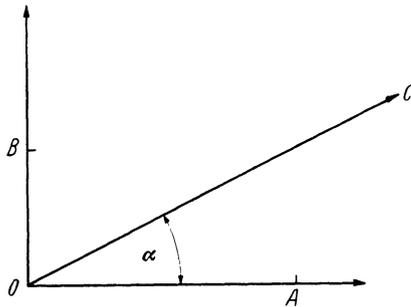


Abb. 17

Das Nicolsche Prisma bildet die Polarisationschwächung, die es dem Beobachter ermöglicht, die beiden Felder gegeneinander abzugleichen. Da die beiden zu vergleichenden Strahlungen senkrecht zueinander polarisiert sind, werden sie bei Drehung des Okularnicals in entgegengesetztem Sinne geschwächt, so daß bei einem von der relativen Intensität abhängigen Winkel beide Felder gleich hell erscheinen. Die Schwächung ist dadurch bestimmt, daß von den Schwingungen in Richtung OA und OB (Abb. 17) nur die in der Polarisationsrichtung OC des Okularnicals liegenden Komponenten, also die mit $\cos \alpha$ und $\cos(90 - \alpha) = \sin \alpha$ multiplizierten Beträge hindurchgelassen werden. Hier ist α der Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des Nicols und der der Schwingungskomponente OA der zu messenden Strahlung. Die Intensitäten von Strahler und Vergleichslampe verhalten sich wie die Amplitudenquadrate, also wie $OA^2 : OB^2$. Der Nicol ändert dieses Verhältnis V in $OA^2 \cos^2 \alpha : OB^2 \sin^2 \alpha$. Erscheinen dem Beobachter die beiden Felder gleich

hell, so besteht $OA^2 \cos^2 \alpha = OB^2 \sin^2 \alpha$. Das Verhältnis der Intensitäten von Strahler und Vergleichslampe ist also

$$V = \frac{OA^2}{OB^2} = \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

Nun sei T_0 die Temperatur des schwarzen Körpers, die bei einer bestimmten Belastung der Vergleichslampe dem Winkel $\alpha_0 = 45^\circ$ entspricht. Dann ist die zu einem Winkel α gehörige Temperatur T gegeben durch

$$\ln \frac{E(\lambda, T)}{E(\lambda, T_0)} = \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) = \ln \operatorname{tg}^2 \alpha$$

oder

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} - \frac{2\lambda}{c_2} \ln \operatorname{tg} \alpha. \quad (1)$$

Die Skale eines Wanner-Pyrometers ist mithin vollkommen bestimmt, d. h. T in Abhängigkeit vom Winkel α für einen theoretisch unbegrenzten Bereich gegeben, wenn die Wellenlänge λ des hindurchgehenden Lichtes festgelegt ist und die Temperatur T_0 eines schwarzen Körpers, die einer Einstellung $\alpha_0 = 45^\circ$ entspricht. Die gebräuchlichen Instrumente sind in der Regel auf die Wellenlänge $\lambda = 0,6563 \mu$ der roten Wasserstofflinie H_α eingestellt. Für T_0 wird im allgemeinen 1473°K gewählt und durch Einregeln der Stromstärke der Vergleichslampe vor dem schwarzen Körper dieser Temperatur festgelegt. Da indessen die kleine stark belastete Lampe bei längerer Brenndauer Änderungen erleidet, ist eine Amylacetatlampe mit Mattscheibe beigegeben, auf die das Pyrometer von Zeit zu Zeit einzustellen ist. Der als „Normalzahl“ bezeichnete Einstellwinkel, der sich hierbei ergeben muß und bei der Prüfung zugleich mit T_0 bestimmt wird, gibt dann die Möglichkeit, die Lampenstromstärke zu überwachen und nachzuregeln.

Obwohl theoretisch die Skale des Pyrometers nach oben unbegrenzt ist, wächst doch die Zahl der Temperaturgrade, die einem Winkelgrade entsprechen, anfangs langsam von 7° bei $\alpha = 45^\circ$ auf 20° bei $\alpha = 75^\circ$, dann aber sehr stark an, so daß die Einstellungen bei höheren Temperaturen sehr ungenau werden. Auch werden die Messungen oft durch unpolarisiertes Streulicht in höheren Winkeln merklich gefälscht. In diesem Gebiete wird deshalb besser die Strahlung vor Eintritt in das Pyrometer durch ein Rauchglas geschwächt. Die geschwächte Temperatur T' und die ungeschwächte T sind mit der Durchlässigkeit R des Rauchglases für die eingestellte Wellenlänge durch die Beziehung verknüpft:

$$\ln \frac{1}{R} = \frac{c_3}{\lambda} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T} \right). \quad (2)$$

Da mit dem Pyrometer jetzt die geschwächten Temperaturen gemessen werden, die Gleichung (1) also für T' gilt, so erhält man eine zweite Skale für den Gebrauch des Pyrometers mit Rauchglas, indem man in dieser Gleichung die Temperaturen durch die nach Gleichung (2) zu berechnenden ungeschwächten Temperaturen T ersetzt. Der funktionelle Zusammenhang zwischen T und α bleibt, wie man leicht sieht, unverändert. Die Gleichung (1) gilt also für jede Wertereihe mit und ohne Rauchglas, solange dessen Schwächung in dem benutzten Durchlässigkeitsbereich als unabhängig von der gemessenen Temperatur angesehen werden kann.

Ein häufiger Fehler bei dem Pyrometer ist der, daß der Nullpunkt der Skale nicht der völligen Kreuzung der beiden Nicol's entspricht. Indessen läßt sich dieser Fehler vollkommen beseitigen, wenn die Teilung mindestens über 180° durchgeführt ist und bei der Messung die Einstellungen in zwei benachbarten Quadranten gemittelt werden. Besondere Vorsicht in der Deutung der Ergebnisse ist erforderlich, wenn die zu messende Strahlung teilweise polarisiert ist, wie das z. B. bei der Strahlung von Metallen unter schrägem Austritt ist. Die mit dem Instrument gemessene schwarze Temperatur wird hier vom Beobachtungswinkel abhängig.

Als einen Mangel wird man bei vielen Beobachtungen empfinden, daß man bei der Pyrometrierung nicht wie z. B. beim Glühfadenpyrometer das Objekt vor Augen hat und sieht, welchem Teil die gemessene Temperatur zukommt, was besonders bei Veränderungen wie Oberflächenoxydation, Auftreten von Sprüngen u. dgl. von Bedeutung ist.

In einer neueren Form des Wanner-Pyrometers wird die Begrenzung des Spektralbereiches statt durch spektrale Zerlegung durch ein meist rotes Farbfilter bewirkt. Die Theorie dieses Instrumentes unterscheidet sich von der vorgetragenen nicht; nur ist für λ die zunächst unbekannte Wellenlänge des Filters einzusetzen. In beiden Fällen weichen die strengen Formeln von den entwickelten dadurch ab, daß die wirksame Wellenlänge λ_w darin nicht konstant ist, sondern in geringem Maße von der Temperatur des zu messenden Strahlers abhängt.

Das Spektralphotometer nach König-Martens. Für wissenschaftliche pyrometrische Messungen ist das Photometer nach König-Martens dem Wanner-Pyrometer vorzuziehen. Es ist zwar nicht so handlich, hat aber eine Reihe von Vorzügen, die seinen Anwendungsbereich wesentlich erweitern. Vor allem ist die Wellenlänge des hindurchgehenden Lichtes veränderlich und genau einstellbar. Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, schwarze Temperaturen bei verschiedenen Wellenlängen zu messen und festzustellen, ob sie, wie es bei einem

schwarzen Körper sein muß, übereinstimmen. Bei nicht schwarzen Strahlern läßt sich an dem Gang der schwarzen Temperatur mit der Wellenlänge die Farbtemperatur ableiten. Die Theorie des Instrumentes ergibt übersichtliche Beziehungen, wenn folgende in erster Annäherung zutreffende Annahmen gemacht werden: 1. die ins Auge tretende Strahlung soll monochromatisch sein, die Spalte also als unendlich eng vorausgesetzt werden. 2. Die von der Vergleichslampe in das Instrument tretende Strahlung soll die spektrale Verteilung eines schwarzen Körpers haben. Als Strahlungsquelle dient hier im allgemeinen eine Wolframglühlampe, deren Licht durch Linsen und Reflexionsprisma auf den Spalt konzentriert wird. Von der Wolframlampe ist aber bekannt, daß ihre spektrale Verteilung im Sichtbaren sehr nahe mit der eines schwarzen Körpers übereinstimmt, dessen Temperatur der Farbtemperatur der Lampe gleich ist. Da die optischen Medien kaum selektiv absorbieren, kann auch der auf den Spalt fallenden Strahlung eine Farbtemperatur zugeschrieben werden.

Nun seien die in die beiden Gesichtsfeldhälften eintretenden Strahlungen durch ihre schwarzen Temperaturen gegeben. Für den schwarzen Körper ist diese T , für die Vergleichsstrahlung S^* . Das Intensitätsverhältnis der beiden Strahlungen für die Wellenlänge λ ist dann

$$\frac{E(\lambda, T)}{E(\lambda, S^*)} = \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

Wendet man diese Gleichung auf zwei Wellenlängen λ_1 und λ_2 an, so ergibt sich

$$\frac{E(\lambda_2, T)}{E(\lambda_2, S_2^*)} : \frac{E(\lambda_1, T)}{E(\lambda_1, S_1^*)} = \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha_2}{\operatorname{tg}^2 \alpha_1}$$

und daraus

$$\ln \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha_2}{\operatorname{tg}^2 \alpha_1} = \frac{c_2}{\lambda_2} \left(\frac{1}{S_2^*} - \frac{1}{T} \right) - \frac{c_2}{\lambda_1} \left(\frac{1}{S_1^*} - \frac{1}{T} \right).$$

Unter Einführung der Farbtemperatur Θ^* nach S. 24, Gleichung (6) erhält man:

$$\ln \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha_2}{\operatorname{tg}^2 \alpha_1} = c_2 \left(\frac{1}{\Theta^*} - \frac{1}{T} \right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right).$$

Wird die Temperatur des anvisierten Strahlers gleich der Farbtemperatur der Vergleichslampe, so folgt für alle Wellenlängen $\alpha_2 = \alpha_1$. In laufenden Koordinaten geschrieben lautet die Gleichung:

$$\ln \operatorname{tg} \alpha = A + \frac{c_2}{2} \left(\frac{1}{\Theta^*} - \frac{1}{T} \right) \cdot \frac{1}{\lambda}. \quad (3)$$

Wird für $T = \Theta^*$ der Winkel $\alpha = \alpha_0$ gesetzt, so ergibt sich hieraus für $\ln \operatorname{tg} \alpha$ als Funktion von $1/\lambda$ bei konstanter Temperatur die Isotherme:

$$\begin{aligned} \ln \operatorname{tg} \alpha &= \ln \operatorname{tg} \alpha_0 + \frac{c_2}{2} \left(\frac{1}{\Theta^*} - \frac{1}{T} \right) \cdot \frac{1}{\lambda}, \\ &= A + B \cdot \frac{1}{\lambda}, \end{aligned} \quad (4)$$

und als Funktion von $1/T$ bei konstanter Wellenlänge die Isochromate:

$$\begin{aligned} \ln \operatorname{tg} \alpha &= \left(\ln \operatorname{tg} \alpha_0 + \frac{c_2}{2 \lambda \Theta^*} \right) - \frac{c_2}{2 \lambda T}, \\ &= C + D \frac{1}{T}. \end{aligned} \quad (5)$$

Es ist also $\ln \operatorname{tg} \alpha$ bei konstanter Temperatur eine lineare Funktion der reziproken Wellenlänge und bei konstanter Wellenlänge eine lineare Funktion der reziproken absoluten Temperatur T .

Die Isothermen stellen demnach ein Bündel von Geraden dar mit dem Konvergenzpunkt $\ln \operatorname{tg} \alpha = \ln \operatorname{tg} \alpha_0$ auf der Vertikalen $1/\lambda = 0$, die Isochromaten ein Bündel von Geraden mit dem Konvergenzpunkt $1/T = 1/\Theta^*$ auf der Horizontalen $\ln \operatorname{tg} \alpha = \ln \operatorname{tg} \alpha_0$.

Für die Eichung eines Spektralpyrometers folgt, daß sich alle Beobachtungen in die beiden Zahlangaben zusammenfassen lassen:

1. die reziproke Farbtemperatur $1/\Theta^*$ der Vergleichslampe,
2. den Einstellwinkel α_0 bei $T = \Theta^*$. Dieser Winkel sei „Konvergenzwinkel“ genannt.

Die schwarze Temperatur S_λ eines beliebigen Strahlers ist dann für alle Wellenlängen gegeben durch

$$\frac{1}{S_\lambda} = \frac{1}{\Theta^*} - \frac{2 \lambda}{c_2} \ln \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha_0}.$$

Zur Bestimmung der Farbtemperatur Θ dieses Strahlers läßt sich die aus Gleichung (6), S. 24 abgeleitete Beziehung benutzen:

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{1}{\Theta^*} - \frac{2}{c_2} \cdot \frac{\ln \operatorname{tg} \alpha_2 - \ln \operatorname{tg} \alpha_1}{\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}}.$$

Es genügen also schon bei einer bestimmten Temperatur des Strahlers zwei Einstellungen bei zwei bekannten Wellenlängen. Besser ist es aber, bei einer Temperatur $\ln \operatorname{tg} \alpha$ als Funktion der Wellenzahl $1/\lambda$ darzustellen und aus der Neigung der Isotherme $1/\Theta - 1/\Theta^*$ und endlich Θ zu bestimmen.

Der Konvergenzwinkel α_0 ergibt sich, wenn Θ^* bekannt ist, aus einer Winkeleinstellung bei bekannter Temperatur und Wellenlänge. Da die Vergleichslampe wegen der starken Schwächung durch die abbildenden optischen Medien verhältnismäßig hell brennen muß, wird auch ihre Farbtemperatur hoch sein. Der Winkel α_0 liegt also meist so hoch, daß die Messung dort sehr ungenau sein würde. Dies ist jedoch belanglos, da er nur den Fluchtpunkt darstellt, durch den die Neigung der Kurven im ganzen übrigen Gebiet bestimmt wird.

Die beiden bei der hier entwickelten Theorie des Spektralpyrometers über die Monochromasie und die Farbtemperatur der Vergleichslampe gemachten Annahmen sind nie ganz zutreffend. So ist die Farbtemperatur der Vergleichslampe im allgemeinen nicht ganz unabhängig von der Wellenlänge, was dadurch zum Ausdruck kommt, daß $\ln \operatorname{tg} \alpha$ als Funktion der Wellenzahl keine Gerade, sondern eine schwach gekrümmte Linie ist. Die Verfeinerung der Theorie unter Berücksichtigung dieses Umstandes kann hier nur angedeutet werden. Dagegen bedarf der Einfluß der endlichen Breite des hindurchgelassenen Spektralbereiches einer besonderen Betrachtung.

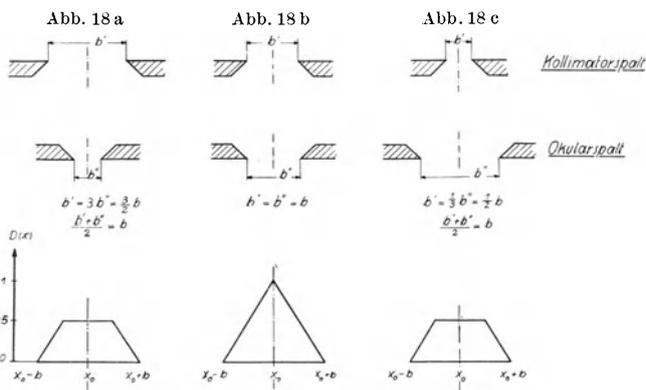


Abb. 18. Durchlässigkeit des Spektralphotometers für verschiedene Spaltbreiten

Die Spaltbreitenkorrektur. Das von dem Spektralphotometer hindurchgelassene Licht ist aus Strahlen verschiedener Wellenlänge zusammengesetzt, die sich um die eingestellte Wellenlänge gruppieren und von der eingestellten Breite des Kollimator- und Okularspaltes abhängen. Ihre Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist durch die spektrale Durchlässigkeit des Photometers bestimmt, die sich aus der Wechselwirkung der Spalte berechnen läßt (Abb. 18). Hier sei die Berechnung für den Fall gleicher Spaltbreiten (Abb. 18b) durchgeführt, während für ungleiche Spaltbreiten (Abb. 18a und c)

nur das Ergebnis wiedergegeben ist. Empfängt der Kollimatorspalt monochromatisches Licht, so füllt sein Licht (bei gleichen Spaltbreiten) für eine durch die Größe $x = x_0$ bestimmte Prismenstellung den Okularspalt vollkommen aus. Zur Charakterisierung der Prismenstellung ist zunächst nicht die Wellenlänge gewählt, sondern die Größe x des Prismenwinkels oder der dazugehörigen Trommelstellung usw., kurz, eine von der Dispersion als unabhängig angenommene Größe. Die Differenz der Einstellungen, die dem Auftreten und dem Verschwinden des Spaltbildes an einer

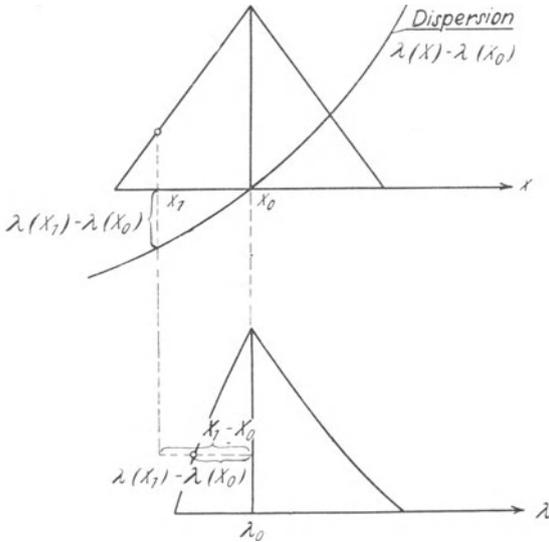


Abb. 19.

Berücksichtigung der Dispersion bei der Durchlässigkeit eines Spektralphotometers

Okularkante entspricht, ist gleich der Spaltbreite b , in gleichen Einheiten wie x ausgedrückt. Monochromatische Strahlung, welche bei der Stellung $x = x_0 \pm \varepsilon$, $\varepsilon \leq b$ den Okularspalt vollkommen ausfüllt, wird bei der Prismenstellung x_0 um den Betrag ε nach rechts

oder links verschoben und liegt daher nur mit dem Bruchteil $\frac{b - \varepsilon}{b}$

innerhalb des Okularspaltes. Wird der Kollimatorspalt mit weißem Licht bestrahlt, so kann aus dem Okular nur Licht austreten, welches zu einer Prismenstellung x in dem Intervall $x_0 - b \leq x \leq x_0 + b$ gehört. Die Intensitäten der austretenden Strahlen sind dabei

proportional $\frac{b - \varepsilon}{b}$. Dieser Bruch zeigt in Abhängigkeit von ε die

Form eines gleichschenkligen Dreiecks (Abb. 18 b) und ist proportional der Durchlässigkeit $D(x)$ der spektralen Anordnung für das bei der Prismenstellung x_0 hindurchgehende Licht. Für ungleiche Spalte ergibt eine ähnliche Rechnung für die Durchlässigkeit in gleicher Darstellung ein Trapez (Abb. 18 a und c, wo in allen drei Fällen die Summe der Spaltbreiten gleich ist). Gleiche Spaltbreiten geben also bei weitem die günstigste Intensitätsverteilung. Da die Verteilung der Wellenlängen in dem Durchlässigkeitsbereich infolge der Änderung der Dispersion ungleichmäßig ist, wird die Durchlässigkeit $D(\lambda)$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge erst dadurch erhalten, daß man mit Hilfe einer Dispersionskurve, die λ als Funktion von x darstellt, die zu x gehörigen Durchlässigkeiten von den Abszissen x nach λ verlegt. Abb. 19 zeigt die einfache Konstruktion und als Ergebnis die unsymmetrische Verlagerung der Durchlässigkeitskurve.

Tritt eine beliebige Strahlung der Intensität $e(\lambda, T)$ in das Photometer ein, so ist die Helligkeit H , mit der das Auge die austretende Strahlung wahrnimmt, gegeben durch

$$H = \int e(\lambda, T) D(\lambda) A(\lambda) d\lambda = \int h(\lambda, T) d\lambda.$$

Die Bedingung für die photometrische Abgleichung ist

$$\int e_1(\lambda, T_1) D(\lambda) A(\lambda) d\lambda = \int e_2(\lambda, T_2) D(\lambda) A(\lambda) d\lambda.$$

Hierin sind $e_1(\lambda, T_1)$ und $e_2(\lambda, T_2)$ die spektralen Intensitäten der beiden Strahlungsquellen. Im

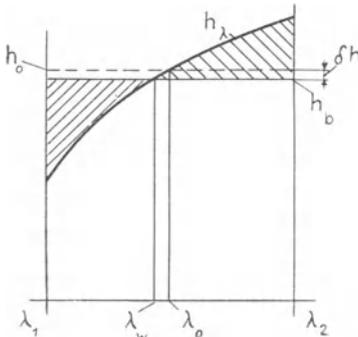


Abb. 20. Spaltbreitenkorrektion und wirksame Wellenlänge

allgemeinen ist nun die integrale Helligkeit, bezogen auf die Spaltbreite 1, von der Spaltbreite abhängig und von dem Grenzwert der spektralen Helligkeit für die Spaltbreite Null verschieden. Zur Veranschaulichung diene die Abb. 20, in der der Einfachheit halber angenommen ist, daß in dem Spektralbereich von λ_1 bis λ_2 mit der eingestellten Wellenlänge λ_0 in der Mitte die Durchlässigkeit konstant ist. Die Kurve $h(\lambda) = e(\lambda, T) \cdot A(\lambda)$ stellt die spektrale Helligkeit in diesem Bereiche dar. Aus der integralen Helligkeit H für die Spaltbreite $b = \lambda_2 - \lambda_1$ kann eine spek-

trale Helligkeit h_b abgeleitet werden nach $h_b = \frac{H}{\lambda_2 - \lambda_1}$. Sie ist dann gegeben durch die Höhe des Rechtecks über $\lambda_2 - \lambda_1$, dessen Fläche gleich ist dem von der Kurve $h(\lambda)$ begrenzten Flächenstück. Diese

spektrale Helligkeit h_b ist von der spektralen Helligkeit h_0 für $b = 0$ verschieden. Die Korrektur $\delta h = h_0 - h_b$ heißt die „Spaltbreitenkorrektur“. Bestimmt man nach der Kurve für $h(\lambda)$ die Wellenlänge $\lambda = \lambda_w$ für die $h(\lambda_w) = h_b$ wird, so ist offenbar die für die photometrische Einstellung maßgebende Helligkeit ebenso groß, wie wenn monochromatische Strahlung der Wellenlänge λ_w allein wirksam wäre. Die Wellenlänge λ_w wird deshalb als „wirksame Wellenlänge“ bezeichnet. Die Ableitung einer spektralen Helligkeit aus einer integralen mittels der Spaltbreitenkorrektur ist der durch Übergang auf die wirksame Wellenlänge völlig gleichwertig. Aus rein praktischen Gründen behält man beim Spektralphotometer, bei dem eine bestimmte Wellenlänge eingestellt wird, diese Wellenlänge bei und korrigiert die Helligkeiten, während man bei Farbfilmern die wirksame Wellenlänge benutzt.

Eine Winkeleinstellung am König-Martensschen Photometer kommt durch Abgleichung der Helligkeiten der beiden Gesichtsfeldhälften zustande, wobei für den Fall endlicher Spaltbreite b gilt:

$$\frac{H}{H^*} = \operatorname{tg}^2 \alpha_b.$$

Hierin bedeutet H^* die integrale Helligkeit der Vergleichslampe. Für den Grenzfall der Spaltbreite Null gilt:

$$\frac{h(\lambda)}{h^*(\lambda)} = \operatorname{tg}^2 \alpha_N.$$

Mithin wird

$$\ln \operatorname{tg} \alpha_N = \ln \operatorname{tg} \alpha_b + \frac{1}{2} \left(\ln \frac{h(\lambda)}{H} - \ln \frac{h^*(\lambda)}{H^*} \right),$$

d. h. der $\ln \operatorname{tg}$ des Winkels für die Spaltbreite Null wird aus dem für die Spaltbreite b gewonnen, indem man diesem zwei additive Glieder hinzufügt. Diese Glieder

$$s_b = \frac{1}{2} \ln \frac{h(\lambda)}{H} \quad \text{und} \quad s_b^* = \frac{1}{2} \ln \frac{h^*(\lambda)}{H^*}$$

sind die Spaltbreitenkorrekturen für die Winkel. Zu ihrer Berechnung muß der Wellenlängenbereich bestimmt sein, der einer gegebenen Spaltbreite in mm entspricht, ferner die Dispersion, die einmal die Abhängigkeit dieses Bereiches von der eingestellten Wellenlänge und dann die Ungleichförmigkeit der Wellenlängenabstände innerhalb des durchgelassenen Bereiches bedingt. Sind diese Größen bekannt, dann kann

$$\frac{h(\lambda)}{H} = \frac{e(\lambda, T) D(\lambda) A(\lambda)}{\int e(\lambda, T) D(\lambda) A(\lambda) d\lambda}$$

aus der Strahlungsintensität $e(\lambda, T)$, der Durchlässigkeit des Photometers $D(\lambda)$ und der Augenempfindlichkeit $A(\lambda)$ berechnet werden. Wie ersichtlich ist, sind die Quotienten h/H für eine gegebene Spaltbreite und Wellenlänge nur noch Funktionen der Temperatur, und zwar der Farbtemperatur Θ , da allein die spektrale Intensitätsverteilung und nicht die absolute Größe der Intensität maßgebend ist. Die gesamte Spaltbreitenkorrektion Sp_λ für eine eingestellte Wellenlänge λ kann man daher ausdrücken durch:

$$Sp_\lambda = s(b, \lambda, \Theta) - s(b, \lambda, \Theta^*).$$

Θ und Θ^* bedeuten hier die Farbtemperaturen des anvisierten Strahlers bzw. der Vergleichslampe. Die Spaltbreitenkorrektion wird also Null, wenn $\Theta = \Theta^*$ ist.

Siebentes Kapitel

Glühfadenpyrometer, Optischer Aufbau und Ausführungsformen

Das Glühfadenpyrometer ist ein Photometer, bei dem die eine der zu vergleichenden Flächen durch den Faden einer Glühlampe, die andere durch den zu photometrierenden Körper gebildet wird, dessen reelles Bild mit dem Faden in einer Ebene liegt und dadurch dem Auge, das beide durch eine Lupe betrachtet, zugleich scharf erscheint. Die Abgleichung wird durch eine Änderung der Lampenstromstärke vorgenommen.

Das Holborn-Kurlbaum-Glühfadenpyrometer. Die von Holborn und Kurlbaum (1901) angegebene Ausführung ist in Abb. 21 wiedergegeben. Von dem anvisierten Strahler wird durch das Ob-

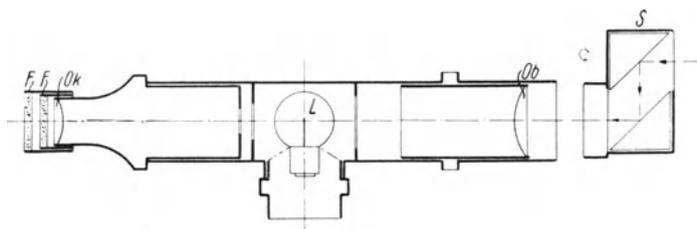


Abb. 21. Urform des Glühfadenpyrometers von Holborn und Kurlbaum

jekt *Ob* ein reelles Bild in der Ebene des Fadens der Glühlampe *L* entworfen. Zur Betrachtung dient das Okular *Ok*, dem zur Monochromatisierung ein oder zwei Farbfilter *FF* vorgeschaltet werden, die meist aus rotem, bisweilen auch aus grünem oder blauem Glase bestehen. Die Lampe wird aus einer 4- bis 6-Volt-Batterie gespeist und der Strom mit einem Widerstand geregelt und an einem Ampere-meter abgelesen. Zur Messung von Temperaturen, die höher sind, als der zulässigen Glühtemperatur der Lampe ($\sim 1400^{\circ}$ C) entspricht, wird vor das Objektiv eine Lichtschwächung *S* gesetzt, die aus zwei Prismen aus dunklem Glas bestehen. Infolge der doppelten Spiegelung wird die Strahlung auf etwa $\frac{1}{100}$ geschwächt. Statt dieser Prismenschwächung werden heute allgemein dünne Scheiben aus neutralem, sog. „Rauchglas“ benutzt, von denen eine oder mehrere hintereinander vor das Objektiv gesetzt werden.

Ist für das Pyrometer die Stromstärke der Glühlampe ohne und mit Schwächung vor dem schwarzen Körper in Abhängigkeit von

der Temperatur bestimmt worden, so kann umgekehrt die schwarze Temperatur im Lichte des benutzten Okularfilters an einem beliebigen Temperaturstrahler gemessen werden, indem die zur Abgleichung der Glühlampe vor diesem Strahler erforderliche Temperatur ermittelt wird.

Die Pyrometerlampe und die Strommessung. Im allgemeinen werden kleine 4 Volt-Lampen mit einem bügel förmigen Wolframfaden von etwa 0,05 mm Dicke benutzt, die besonders für diesen Zweck hergestellt sind. Die Glashülle ist meist schwach konisch, um störende Lichtreflexe zu vermeiden, oder mit planparallelen Fenstern in der Blickrichtung versehen, die den Vorteil haben, daß der Strahlengang ungestört bleibt. Der als Stromquelle benutzte Akkumulator soll hinreichend konstant und der Regelwiderstand stetig veränderlich sein und einen so sicheren Kontakt geben, daß nicht nach der Einstellung noch Änderungen eintreten. Zur Ablesung der Stromstärke genügt ein gutes Milliampereometer.

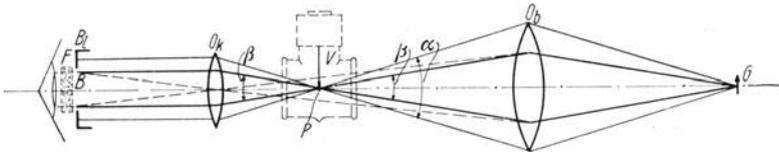


Abb. 22. Strahlengang im Glühfadenpyrometer

Der Strahlengang und seine Begrenzung. Die Eigentümlichkeit des Pyrometers, daß in dem vom Objekt ausgehenden Strahlenbüschel ein zweites selbst leuchtendes Objekt von sehr geringen Abmessungen zum Verschwinden gebracht werden soll, bringt es mit sich, daß zur Unterdrückung störender Beugungs- und Reflexerscheinungen an die Öffnungsverhältnisse bestimmte Anforderungen zu stellen sind. Zur Erläuterung diene die Abb. 22. Darin bedeutet G einen Punkt des Strahlers, der durch die Objektivlinse O_b im Punkte P der Bildebene abgebildet wird. Der Faden der Vergleichslampe V befindet sich ebenfalls in der Bildebene in nächster Nachbarschaft von P . Die von P und dem Lampenfaden ausgehenden Strahlen durchsetzen dann in gleicher Weise das Okular O_k und gelangen durch die Öffnung B der Blende B_1 und durch ein Farbglas F in das Auge des Beobachters. Die Öffnung der Objektivlinse ist die Eintrittspupille des Gerätes. In der Ebene des durch das Okular entworfenen reellen Bildes der Eintrittspupille befindet sich die Blende B . Sie wirkt also als Austrittspupille. Da der Abstand des Objektivs vom Okular gegenüber der geringen Okularbrennweite meist groß ist, liegt B praktisch in der Brennweite von O_k . Wird B vom Okular her beleuchtet, so muß

Fadenrand durch das Okular in das Auge des Beobachters. Die in diesem Sinne wirksame Reflexion findet längs des Bogens RPS statt. Hier ist R dadurch bestimmt, daß ein vom Objektiv kommander äußerster Randstrahl DR nach Reflexion an der Metalloberfläche in R gerade noch die Okularblende passiert. Die Tangente in R bildet mit der optischen Achse den Winkel $\frac{\alpha + \beta}{4}$. Bei senkrechter Aufsicht auf die Bildebene treten die hier betrachteten Intensitätsänderungen auf der Strecke QT auf. Es ist

$$QT = r \left(\frac{1}{\cos \beta/2} - \cos \frac{\alpha + \beta}{4} \right) \sim r \left(\frac{\beta^2}{8} + \frac{(\alpha + \beta)^2}{32} \right),$$

wobei r den Radius des Fadens bedeutet. Unter Annahme der im praktischen Gebrauch verwendeten Werte $\alpha = 0,1$; $\beta = 0,04$; $r = 0,03$ mm wird $QT = 2,44 \cdot 10^{-5}$ mm. Die Helligkeitsänderungen müßten sich also längs eines Streifens dieser Breite auswirken. Da nun jeder leuchtende Punkt der Bildebene dem Beobachter als Scheibchen vom Durchmesser $2,5 \cdot \lambda/\beta = 4 \cdot 10^{-2}$ mm für $\lambda = 0,65$

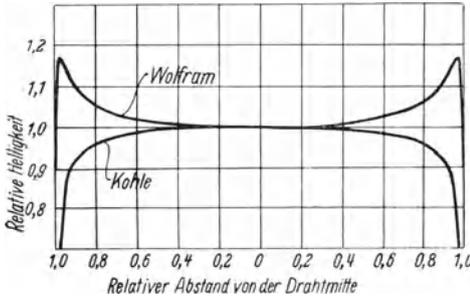


Abb. 24. Helligkeitsverteilung auf einem Draht mit kreisförmigem Querschnitt

· 10^{-3} mm erscheint, erkennt man, auch ohne die Helligkeitsänderungen im einzelnen zu berechnen, daß die zusätzliche Helligkeit auf einen drei Zehnerpotenzen breiteren Streifen auseinandergezogen wird und daher nicht mehr von Bedeutung ist.

2. Bei den Metallen ist das Cosinusgesetz nicht erfüllt. Eine ebene, gleichmäßig erhitzte Metalloberfläche erscheint daher je nach der Blickrichtung verschieden hell. Ein glühender Draht mit kreisförmigem Querschnitt zeigt aus dem gleichen Grunde bei senkrechter Aufsicht eine symmetrisch zur Drahtmitte verlaufende Helligkeitsverteilung. In der Abb. 24 ist diese Helligkeitsverteilung im roten Licht für einen Draht aus Wolfram und aus Kohle dargestellt¹⁾. Man erkennt, daß die Helligkeitssteigerung bei einem Wolframdraht in der Nähe des Randes maximal etwa 16 % ausmacht. Bei genügend

¹⁾ Worthing, *Astrophys. Journ.* **36**, 345, 1912; *Journ. Opt. Soc. Amer.* **13**, 635, 1926.

großem Auflösungsvermögen müßte der Pyrometerfaden nach vollzogener Abgleichung in der Nähe des Randes also zwei helle Streifen aufweisen.

3. Um das Zustandekommen der Beugungserscheinungen am Fadenrand verständlicher zu machen, sei etwas ausführlicher auf die Bildentstehung eingegangen. Die Objektivlinse erzeugt ein Bild der Lichtquelle in der Ebene des Pyrometerfadens. Hierbei wird jeder Punkt der Lichtquelle in ein Beugungsscheibchen aufgelöst, das abwechselnd von dunklen und hellen ringförmigen Bereichen umgeben ist. Der Radius des Beugungsscheibchens bis zum ersten dunklen Ring ist $\rho = 1,24 \cdot \lambda/\alpha$. Maximale Helligkeit herrscht im Mittelpunkt des Scheibchens. Im darauffolgenden hellen Ring beträgt das Helligkeitsmaximum rund 4% der Helligkeit im Mittelpunkt. Jeder Punkt der Lichtquelle erzeugt nun eine solche Beugungsfigur. Die verschiedenen Beugungsfiguren überdecken sich und ergeben ein Bild gleichförmiger Helligkeit. Dabei addieren sich die Intensitäten der sich überdeckenden Beugungsfiguren, da ja das Licht zweier verschiedener Beugungsfiguren inkohärent ist. Der Pyrometerfaden deckt nun eine Anzahl Beugungsfiguren ganz oder teilweise ab. Diese Störung macht sich bei der Betrachtung durch die zweite Linse bemerkbar. Hierbei wird jeder leuchtende Punkt einer einzelnen Beugungsfigur der Bildebene in eine der ersten ähnliche Beugungsfigur umgewandelt, deren Radius bis zum ersten dunklen Ring $\rho' = 1,24 \cdot \lambda/\beta$ ist. Da nun das Licht einer Beugungsfigur kohärent ist, entstehen bei der punktreisen Abbildung einer Beugungsfigur auch Interferenzringe. Bei der Abbildung der vielen benachbarten Beugungsfiguren überdecken sich die Interferenzsysteme und es entsteht wiederum ein Bild gleichförmiger Helligkeit. Nur an den Kanten des Fadenbildes ist die Überdeckung unvollständig, da ja der Faden einen Teil der ursprünglichen Beugungsfiguren zerstört hat. In der Nähe der Fadenkante werden daher im allgemeinen Interferenzstreifen auftreten.

Bedingungen für vollkommenes Verschwinden des Fadens. In einer ausgedehnten Untersuchung haben Fairchild und Hoover¹⁾ gefunden, daß die hier genannten Erscheinungen in der Nähe der Fadenkante für den Beobachter nicht mehr sichtbar sind, wenn zwischen dem Durchmesser des runden Fadens und den Winkeln α und β gewisse experimentell festgelegte Größenbeziehungen aufrechterhalten werden. Diese Bedingungen für das vollständige Verschwinden des runden Pyrometerfadens sind in der umstehenden Zahlentafel enthalten.

¹⁾ Fairchild u. Hoover, Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 543, 1912.

Bei einem Faden von 0,05 mm Durchmesser kann für $\beta > 0,04$ vollständiges Verschwinden nicht mehr erzielt werden. Das gleiche gilt für einen Faden von 0,1 mm Durchmesser schon für $\beta > 0,02$. In einem lichtstarken Pyrometer darf man den Fadendurchmesser also nicht zu groß wählen. Bei einem Fadendurchmesser von 0,05 mm erzielt man die günstigsten Verhältnisse bei $\beta = 0,04$ und $\alpha = 0,08$.

Fadendurchmesser			
0,04—0,06 mm		0,1 mm	
α	β	α	β
$> 0,04$	0,01	$> 0,04$	0,01
0,06—0,16	0,02	0,05—0,07	0,02
0,08—0,13	0,04	—	—

Für die Wahl des Objektivs in einem Pyrometer sind folgende Gesichtspunkte maßgebend: Ist die Lichtquelle ein gleichförmig leuchtendes Gebilde großer Ausdehnung, so daß die Entfernung der Lichtquelle von der Objektivlinse groß sein kann, so lassen sich bereits Brillengläser als Objektivlinsen verwenden. Ist der zu pyrometrierende Gegenstand aber klein, und muß er auch noch vergrößert abgebildet werden, dann muß ein lichtstarkes und gut zeichnendes Objektiv benutzt werden. Da α nicht beliebig wählbar ist, kann auch die Objektivvergrößerung nicht beliebig groß genommen werden. Ganz allgemein folgt aus den Linsenformeln für das Öffnungsverhältnis A (Durchmesser der Öffnung durch Brennweite der Linse) des Objektivs,

die Vergrößerung V und den Winkel α die Beziehung $\alpha = \frac{A}{V + 1}$.

Für ein Öffnungsverhältnis $A = 1 : 3,5$ und für $\alpha = 0,08$ ist die maximal zulässige Vergrößerung also nur $V = 2,6$. Will man für sehr kleine Objekte eine stärkere Vergrößerung erzielen, so bleibt der Ausweg, auf einem weißen, diffus reflektierenden Schirm (Magnesia-schirm s. S. 110) ein stark vergrößertes Bild zu entwerfen und dieses zu pyrometrieren.

Für das Okular sind hinsichtlich der Güte der Linsen keine besonderen Anforderungen zu stellen. Die passende Okularvergrößerung V' ergibt sich aus folgender Überlegung: Unter Annahme eines bestimmten Wertes für β ist das Auflösungsvermögen $a = \lambda/\beta$. Die Okularvergrößerung V' muß mindestens so groß sein, daß zwei in der deutlichen Sehweite (25 cm) befindliche Punkte, die einen Abstand $V' \cdot a$ cm voneinander haben, von dem unbewaffneten Auge noch getrennt werden. Da die Trennschärfe des normalen Auges etwa 1:3000 ist, hat man also die Beziehung $\frac{V' \cdot a}{25} = \frac{1}{3000}$. Für $\beta = 0,04$, $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ cm wird $a = 1,5 \cdot 10^{-3}$ cm

und $V' = 5,5$. Aus Gründen der Bequemlichkeit wird man die Vergrößerung etwas stärker, in diesem Falle etwa acht- bis zehnfach wählen.

In neuerer Zeit¹⁾ ist die Meinung vertreten worden, daß man ohne Einbuße an Genauigkeit pyrometrische Einstellungen machen kann, wenn der Faden auch nicht vollständig zum Verschwinden gebracht

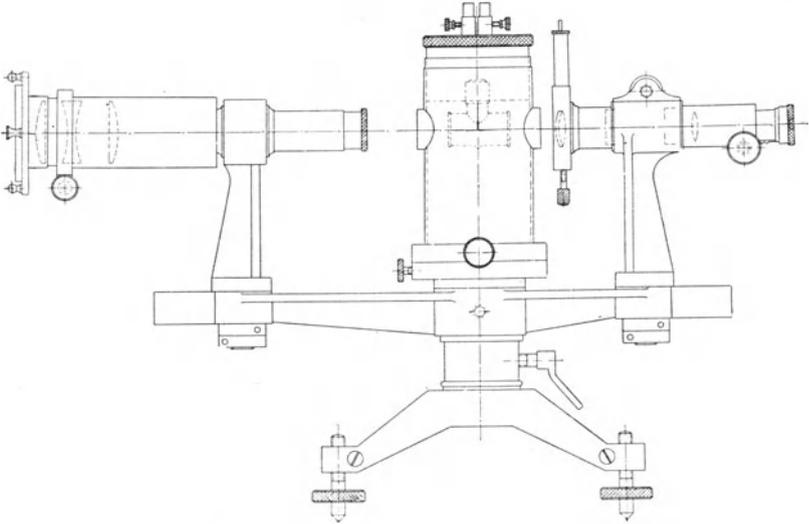


Abb. 25. Präzisions-Glühfadenpyrometer

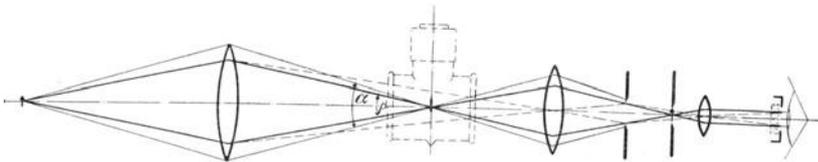


Abb. 25 a. Strahlengang im Präzisions-Glühfadenpyrometer

werden kann, sondern noch Ränder zeigt. Man brauchte sich hiernach nicht so sklavisch an die in der Tabelle S. 50 angeführten Werte für α und β zu halten. Dadurch würde der große Vorteil erreicht, daß man lichtstarke Pyrometer mit $\beta > 0,04$ herstellen kann, so daß man auch im Gebiet niedriger Temperaturen bis 700°C in der Lage ist, genauere Messungen auszuführen.

¹⁾ *Cunnold*, Proc. Roy. Soc. London (A) **152**, 64, 1935.

Verschiedene Ausführungsformen des Glühfadenpyrometers. Eine für den Laboratoriumsgebrauch ausgeführte Form, bei der die dargelegten Forderungen der Optik erfüllt sind, ist in Abb. 25, der Verlauf des Strahlenganges in Abb. 25a dargestellt. In dem Gerät wird das Okular nicht direkt auf den Faden der Glühlampe eingestellt, sondern auf das Bild dieses Fadens, das durch eine Linse zwischen Glühfaden und Okular hervorgebracht wird. Diese zweite Abbildung bringt zwar einen geringen Helligkeitsverlust mit sich, bietet aber den Vorteil, daß die Okularvergrößerung beliebig groß gewählt werden kann, da man ja die Okularlinse beliebig nahe an das Bild heranbringen kann. Die wirksame Blende, durch welche der Winkel β festgelegt wird, liegt zwischen der zweiten Abbildungslinse und dem Okular. Das Farbfilter befindet sich dicht vor dem beobachtenden Auge an der Stelle, wo die wirksame Blende durch das Okular abgebildet wird. Um auch den Winkel α auf die gewünschte Größe bringen zu können, ist vor dem Objektiv eine verstellbare Irisblende angeordnet.

Die Formen des Glühfadenpyrometers für technischen Gebrauch sind dadurch gekennzeichnet, daß die für die Praxis maßgebenden Gesichtspunkte in den Vordergrund gestellt werden. Das Bestreben zielt allgemein dahin, die Instrumente kompensiös und handlich zu gestalten. Die engste Anlehnung an die theoretischen Forderungen zeigen wohl die Pyrometer von Schmidt & Haensch. In den Apparaten von Haase, Hannover, und in den mit „Pyropto“ bezeichneten Geräten von Hartmann & Braun sind Batterie, Widerstand und Meßinstrument mit dem Pyrometer zu einem Ganzen vereinigt. Auch die Neutralglasschwächung zur Erweiterung des Meßbereiches ist in den im Handel befindlichen Geräten meist eingebaut und kann auf bequeme Weise in den Strahlengang eingeschaltet werden. Von Siemens & Halske werden außer anderen handlichen Pyrometern auch noch solche hergestellt, die zwischen Glühfaden und Okular eine kontinuierlich verstellbare, möglichst neutrale Schwächung enthalten. Dadurch können die Beobachtungen stets bei derselben, dem Auge zuträglichen Helligkeit ausgeführt werden. Bei genauen Messungen ist allerdings zu berücksichtigen, daß die wirksame Wellenlänge des aus dem Okularfilter austretenden Lichtes in geringem Maße durch die nicht vollkommen neutrale Schwächung geändert wird.

Ebenfalls von der Firma Siemens & Halske ist eine neuartige Pyrometerform entwickelt worden, die überhaupt kein Gerät zur Messung des Stromes oder der Spannung erfordert. In dem „Kreuzfadenpyrometer“¹⁾ (Abb. 26) enthält die Glühlampe zwei gekreuzte

1) *Grüß u. Haase, Siemens ZS. 11, 297, 1931.*

Fäden von ungleichen Abmessungen, die nacheinander vom Strom durchflossen werden. Wegen der ungleichen Abmessung der Fäden ist ihre Helligkeitszunahme bei steigendem Heizstrom verschieden. Für eine bestimmte Stromstärke sind die beiden Fäden an der Kreuzungsstelle gleich hell. Durch einen Drehwiderstand wird diese Stromstärke vor der eigentlichen Messung optisch festgelegt und dann konstant gehalten. Die ihrer Helligkeit entsprechende schwarze Temperatur ist der Anfangswert der Skale. Bei der Messung wird die Helligkeit des zu pyrometrierenden Strahlers durch eine verstellbare Graukeilschwächung in das optische Gleichgewicht mit der Helligkeit der Lampenfäden gebracht. Dieser Stellung des Graukeiles entspricht dann eine bestimmte Temperatur, die an der Skale abgelesen wird.

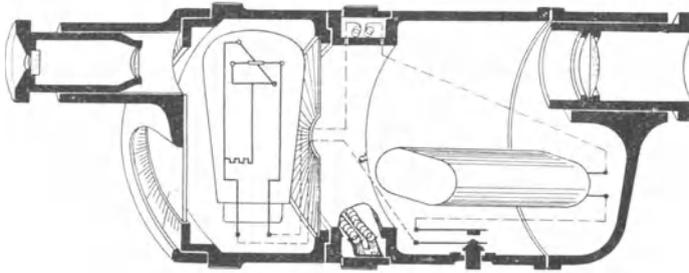


Abb. 26. Kreuzfadenpyrometer

Das Glühfadenpyrometer mit spektraler Zerlegung. Außer durch Farbfilter, wie bei den bisher besprochenen Formen des Pyrometers, läßt sich der Spektralbereich auch durch einen Monochromator begrenzen. Das hat den Vorteil, diesen Bereich für die Messungen beliebig wählen zu können. Man unterscheidet zwei verschiedene Anordnungen des Pyrometers mit spektraler Zerlegung (Abb. 27 und 28). In der einfacheren Form¹⁾ bildet die Okularlinse des Glühfadenpyrometers (ohne Farbfilter) das Bild des glühenden Gegenstandes und den horizontalen Teil des Pyrometerfadens auf den vertikal stehenden Eintrittsspalt Sp_1 des Monochromators ab. Abb. 27 bezieht sich auf einen Monochromator, der ein Prisma P mit konstantem Ablenkwinkel von 90° aufweist. Die beiden Spalte Sp_1 und Sp_2 (symmetrische Bilateralspalte) werden durch die Linsen L_1 , L_2 aufeinander abgebildet. Wird eine Lupe scharf auf den Austrittsspalt Sp_1 des Monochromators eingestellt, so sieht der Beobachter das von dem Pyrometerfaden herrührende schmale spektrale Band oben und unten

¹⁾ Kurlbaum u. Schulze, Verh. D. Phys. Ges. 1, 428, 1903.

von dem Spektrum des anvisierten Gegenstandes umgeben. Die Abgleichung der Pyrometerlampe wird so vorgenommen, daß in der Mitte des Austrittsspaltcs die beiden Spektren von Strahler und Vergleichslampe keine Helligkeitsunterschiede zeigen. Die Wellen-

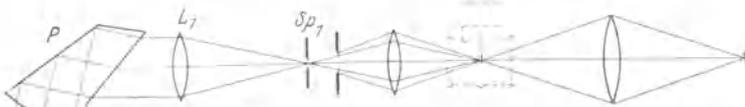
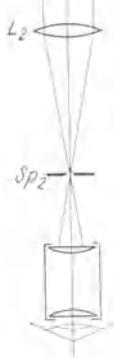


Abb. 27. Glühfadenpyrometer mit spektraler Zerlegung



länge, auf welche sich die Abgleichung bezieht, wird in der Hauptsache durch die Prismenstellung, sodann in geringem Maße auch noch durch die Breite des Eintrittsspaltcs bedingt. Diese hier dargestellte Form des Pyrometers bietet den Vorteil großer Lichtstärke. Der Nachteil besteht darin, daß der Beobachter gar nicht den eigentlichen Strahler sieht, sondern nur spektrale Felder.

Die zweite Anordnung, die in dem Spektralpyrometer von Henning¹⁾ verwirklicht wird, ermöglicht es, in einem engbegrenzten Wellenlängenbereich Strahler und Vergleichsfaden wie in einem gewöhnlichen Glühfadenpyrometer in allen Einzelheiten deutlich zu erkennen. Der Strahlengang ist aus Abb. 28 ersichtlich. Die Okularlinse des Pyrometers bildet hier den zu untersuchenden Strahler und den Vergleichsfaden nicht auf den Eintrittsspalt ab, sondern auf einer hiermit parallelen Ebene in unmittelbarer Nachbarschaft der

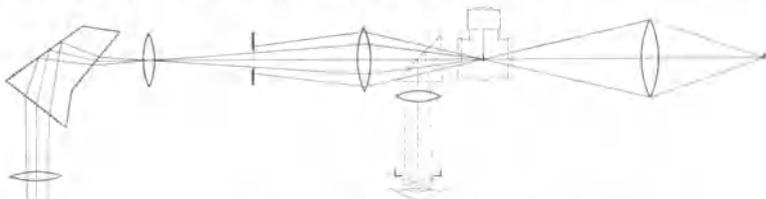


Abb. 28. Spektralpyrometer von Henning

Objektivlinse oder auch direkt in der Objektivlinse. Das Auge des Beobachters befindet sich hinter dem Austrittsspalt des Monochromators. Die Linse zwischen Prisma und Austrittsspalt dient dem Beobachter als Okular, durch welches er das Bild des Strahlers und des Vergleichsfadens in der durch die Prismenstellung gegebenen Wellenlänge erblickt. Der

¹⁾ Henning, ZS. f. Instrkde. 30, 61, 1910.

Eintrittsspalt spielt bei dem Henningschen Apparat die Rolle der Okularblende in dem vor dem Monochromator liegenden Pyrometer. Durch vorgesetzte Blenden kann die Höhe des Eintrittspaltes soweit verändert werden, daß zwischen den Winkeln α und β wenigstens für die Höhenrichtung die von Fairchild und Hoover angegebenen Bedingungen für ein gutes Verschwinden des Pyrometerfadens erfüllt sind. Da die Spaltblenden im Monochromator aufeinander abgebildet sind, gilt der Spalt mit der kleineren Breite als wirksame Blende des Pyrometers. Die Farbe, in welcher die Abgleichung vorgenommen wird, hängt naturgemäß hauptsächlich von der Prismenstellung ab, aber im Gegensatz zu der vorher beschriebenen Anordnung auch noch von den Breiten beider Monochromatorspalte.

Das Spektralpyrometer von Henning läßt sich nach Belieben auch als gewöhnliches Farbglaspyrometer verwenden, wenn in den Strahlengang, wie in Abb. 28 punktiert angedeutet, ein totalreflektierendes Prisma gestellt wird, welches die Strahlen hinter dem Pyrometerfaden seitlich in ein mit einem Farbglas versehenes Okular leitet.

Der Nachteil des Pyrometers von Henning liegt in der geringen Lichtstärke. Aus diesem Grunde ist der Anwendungsbereich auf Strahler mit einer schwarzen Temperatur oberhalb 1000°C beschränkt.

Von dem Glühfadenpyrometer mit spektraler Zerlegung gibt es eine technische Ausführung von Schmidt & Haensch, die beide Anordnungen in einem Apparat vereinigt.

Achtes Kapitel

Das Glühfadenpyrometer als Temperaturmeßgerät

Es sei zunächst die Annahme gemacht, daß die durch das Pyrometer hindurchgehende Strahlung streng monochromatisch ist, so daß die Wellenlänge des in das Auge tretenden Lichtes bei allen Messungen konstant, insbesondere unabhängig von der Farbe des eintretenden Lichtes, also der Temperatur des zu messenden Strahlers ist.

Eichung. Ein solches Pyrometer werde nun geeicht, d. h. es werde vor einem schwarzen Körper bei einer Reihe von Temperaturen die zum Verschwinden des Fadens erforderliche Stromstärke der Glühlampe bestimmt und daraus der Zusammenhang zwischen Lampenstromstärke und Temperatur des anvisierten Strahlers ermittelt. Ist die Wellenlänge des Filters genau bekannt, so braucht sogar nur eine einzige Temperatur des schwarzen Körpers, am besten der Fundamentalkpunkt der optischen Skale, der Goldschmelzpunkt, gegeben zu sein, da sich alle anderen mit Hilfe des rotierenden Sektors als meßbarer Lichtschwächung daraus ableiten lassen (S. 16). Für den funktionellen Zusammenhang zwischen Glühlampenstromstärke und Temperatur sind Formeln, die in einem weiten Bereich befriedigende Übereinstimmung mit der Beobachtung ergeben, nicht bekannt. Am einfachsten verfährt man so, daß man eine Interpolationsformel wie $i = a + bT + cT^2 (+ dT^3)$ aufstellt, die Abweichungen davon graphisch aufträgt und nach Ausgleichung als Korrekturen daran anbringt. Für viele Zwecke ist es vorteilhafter, T oder auch $1/T$ in ähnlicher Weise als Funktion von i darzustellen. Oft gibt dabei eine Formel der Gestalt $1/T \cdot (i - a) = b + c \cdot i$ die Beobachtungen besser wieder als die quadratische Form nach i .

Wird mit einem auf die Wellenlänge λ eingestellten Pyrometer eine pyrometrische Messung gemacht und auf Grund der Eichkurve, der man wegen ihrer Gültigkeit nur für λ die Form $i_\lambda = f_\lambda(T)$ geben muß, die Temperatur berechnet, so erhält man bei einem schwarzen Körper dessen wahre Temperatur T , bei einem beliebigen anderen dessen schwarze Temperatur S_λ .

Ist zwischen Strahler und Pyrometer bei der Messung eine neutrale Lichtschwächung von der Durchlässigkeit N eingeschaltet, so besteht zwischen der mit Schwächung gemessenen Temperatur T_1 und der Temperatur T_2 , die ohne Schwächung gemessen wäre, die Beziehung:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_1} - \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{N}. \quad (1)$$

Der Ausdruck $\frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{N}$ heißt Pyrometrische Schwächung. Liegt die Temperatur T_2 so hoch, daß die Wiensche Gleichung durch die Plancksche Formel ersetzt werden muß, so ist die Berechnung von T_2 aus der geschwächten Temperatur T_1 umständlicher. Über Vereinfachungen durch gute Näherungsmethoden siehe Wilsing, Publ. d. Astrophys. Observ. Potsdam Nr. 76, 1920.

Abhängigkeit von der Wellenlänge. Wird die Wellenlänge geändert, indem das Filter ausgetauscht oder beim Spektralpyrometer die Einstellung verändert wird, so wird sich im allgemeinen bei festgehaltener Temperatur des schwarzen Körpers die zur Einstellung erforderliche Stromstärke der Pyrometerlampe ändern und demgemäß auch umgekehrt die zu einer bestimmten Lampenstromstärke gehörige Temperatur des schwarzen Körpers. Diese Abhängigkeit von λ ist bedingt durch die relative Änderung der spektralen Helligkeit des Glühfadens und des schwarzen Körpers, also durch den Unterschied in der Farbtemperatur der beiden zu vergleichenden Strahlungen. Bezeichnet T die Temperatur des anvisierten schwarzen Körpers, also auch seine Farbtemperatur, Θ^* die Farbtemperatur des Glühfadens an seiner hellsten Stelle bei einer Einstellung auf den schwarzen Körper der Temperatur T im Lichte der Wellenlänge λ , so bestehen folgende Beziehungen: Die Temperatur T wird durch die optischen Medien bis zum Faden, also die Objektivlinse und die Glashülle der Pyrometerlampe geschwächt auf die schwarze Temperatur T' am Orte des Fadens, wobei

$$\frac{1}{T'} = \frac{1}{T} + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \frac{1}{D}$$

und D die Durchlässigkeit der objektseitigen Medien ist. Diese Temperatur T' ist gleich der schwarzen Temperatur des Glühfadens und als solche nach Gleichung 5a S. 23 mit seiner Farbtemperatur Θ^* verknüpft durch

$$\frac{1}{T'} = \frac{1}{\Theta^*} + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \frac{1}{\varepsilon_{\Theta^*}},$$

worin ε_{Θ^*} das Farbemissionsvermögen des Fadenmaterials ist. Hieraus folgt:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{\Theta^*} + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \frac{D}{\varepsilon_{\Theta^*}}. \quad (2)$$

Die Abhängigkeit von λ verschwindet demnach ganz, wenn $D = \varepsilon_{\Theta^*}$ wird, d. h. wenn die Farbtemperaturen von Strahlungsquelle und Glühlampe gleich werden. Vor dem schwarzen Körper läßt sich

das bei einer Metallfadenlampe stets durch Einschalten einer bestimmten neutralen Lichtschwächung erreichen.

Wird die Stromstärke der Pyrometerlampe, also auch Θ^* konstant gehalten, so wird T , d. h. die zu einer pyrometrischen Einstellung i bei einer beliebigen Wellenlänge gehörige Temperatur eine Funktion von λ . Sie sei deshalb mit $(T_\lambda)_i$ bezeichnet. Für die Einstellung bei zwei Wellenlängen λ und λ_0 , wobei λ_0 die bei der Eichung benutzte Wellenlänge bedeute, seien die zugehörigen Temperaturen $(T_\lambda)_i$ und $(T_0)_i$. Dann folgt aus zwei Gleichungen der obigen Form (2):

$$\frac{1}{(T_\lambda)_i} - \frac{1}{(T_0)_i} = \frac{\lambda - \lambda_0}{c_2} \ln \frac{D}{\varepsilon_{\Theta^*}} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \cdot \left(\frac{1}{(T_0)_i} - \frac{1}{\Theta^*} \right). \quad (3)$$

Hierin ist D von der Wellenlänge und Temperatur weitgehend unabhängig, ε_{Θ^*} dagegen meist in geringem Maße von beiden abhängig. Es ist also die Differenz der bei einer Wellenlänge λ und bei der Eichwellenlänge λ_0 gemessenen Temperaturen für alle Temperaturen nahezu konstant und im übrigen proportional der Wellenlängendifferenz. Auf Grund dieser Beziehung ist es leicht, aus einer Eichkurve für λ_0 eine solche für eine beliebige andere Wellenlänge λ abzuleiten.

Beispiel. In einem Glühfadenpyrometer befinde sich eine Lampe mit Wolframfaden. Einer bestimmten Lampenstromstärke entspreche im Lichte des Rotfilters

$$\lambda_R = 0,658 \mu$$

die Temperatur $T_R = 1473^0$ K. ($t_R = 1200^0$ C) des schwarzen Körpers.

Wie groß ist die der Wellenlänge eines Grünfilters

$$\lambda_{Gr} = 0,544 \mu$$

entsprechende Temperatur T_{Gr} ?

Es ist

$$\frac{1}{T_{Gr}} - \frac{1}{T_R} = \frac{\lambda_{Gr} - \lambda_R}{M \cdot c_2} \left(\lg \frac{1}{\varepsilon_{\Theta^*}} - \lg \frac{1}{D} \right),$$

worin $M = 0,4343$ der Modul der natürlichen Logarithmen ist; ferner $D = 0,82$ die Durchlässigkeit der objektseitigen Medien (Objektivlinse und Glashülle der Pyrometerlampe) und $\varepsilon_{\Theta^*} = 0,39$ das Farbemissionsvermögen des Wolframs. Dann ergibt sich

$$\frac{1}{T_{Gr}} - \frac{1}{T_R} = -75 \cdot 10^{-7} + 16 \cdot 10^{-7} = -59 \cdot 10^{-7},$$

woraus $T_{Gr} = 1486^0$ K. folgt.

Die Änderung der Temperatureinstellung beim Übergang von Rot zu Grün beträgt also 13^0 . Würde man zwischen schwarzen

Körper und Pyrometer noch eine neutrale Schwächung einschalten, deren Durchlässigkeit (0,48) so bemessen ist, daß die Gesamtdurchlässigkeit von Linse, Glashülle und Schwächung = 0,39 ist, so würde die Einstellung in beiden Farben gleich werden.

In der Praxis wird man zweckmäßig an Stelle der Berechnung Beobachtungen bei verschiedenen Wellenlängen und Temperaturen machen und die abgeleiteten Formeln zur Interpolation verwenden.

Theorie des Glühfadenpyrometers für quasimonochromatisches Licht. Spektrale Strahlenbegrenzung. Die bisher gemachte Annahme, daß die durch das Pyrometer hindurchgegangene Strahlung monochromatisch ist, trifft niemals streng zu. Sowohl bei dem gewöhnlichen Pyrometer mit Farbfilter wie bei dem Pyrometer mit spektraler Zerlegung ist die ins Auge tretende Strahlung nur „quasi“ mono-

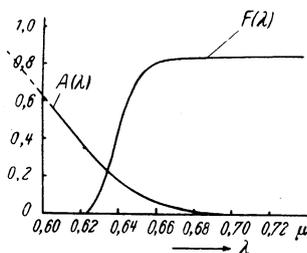


Abb. 29.
Spektrale Durchlässigkeit $F(\lambda)$ des
Rotfilters RG2 (4 mm Dicke)

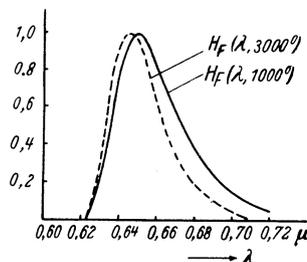


Abb. 30.
Spektrale Helligkeit einer durch das
Rotfilter RG 2 hindurchgegangenen
Strahlung des schwarzen Körpers

chromatisch, d. h. so eng begrenzt, daß sie in erster Annäherung als monochromatisch gelten kann, aber doch aus Strahlen eines mehr oder weniger breiten Spektralbereiches zusammengesetzt ist. Der diesen Bereich bestimmende Durchlässigkeitsverlauf ist bei dem Spektralpyrometer durch die Wechselwirkung der Spalte bedingt. Bei den Farbfiltern ist er durch die optischen Eigenschaften der absorbierenden Schicht bestimmt. Ein für die Zwecke der optischen Pyrometrie geeignetes Filter darf bei einer nicht zu geringen Gesamtdurchlässigkeit nur einen engen Durchlässigkeitsbereich haben. Die Zahl der Filter, die diesen Forderungen genügen, ist beschränkt. In der Praxis wird am meisten ein Rotfilter aus Jenaerglas RG 2 benutzt, früher als F 4512 bezeichnet. Die spektrale Durchlässigkeit $F(\lambda)$ dieses Filters ist in Abb. 29 dargestellt. Für das menschliche Auge ist die spektrale Helligkeit einer durch das Filter gegangenen Strahlung von der spektralen Intensität $E(\lambda, T)$ gegeben durch $H_F(\lambda, T) = E(\lambda, T) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda)$, worin $A(\lambda)$ die spektrale Augenempfindlichkeit ist. Den Faktor $F(\lambda) \cdot A(\lambda)$ könnte

man als die „physiologische“ Durchlässigkeit des Filters bezeichnen. Der wahrgenommene Teil der hindurchgelassenen Strahlung ist auf der einen Seite begrenzt durch den Abfall der Filterdurchlässigkeit, auf der anderen Seite durch den Abfall der Augenempfindlichkeit, so daß durch das Zusammenwirken beider Faktoren der Durchlässigkeitsbereich verhältnismäßig eng ist. Die spektrale Helligkeitsverteilung wird außerdem durch die spektrale Intensitätsverteilung des Temperaturstrahlers beeinflusst. Diesen Einfluß kann man aus Abb. 30 ersehen, wo die relative Helligkeitsverteilung der durch das Filter RG 2 gegangenen Strahlung eines schwarzen Körpers bei den Temperaturen 1000 und 3000° K dargestellt ist. Die Verschiebung des Maximums nach kürzeren Wellenlängen entspricht dem Wienschen Verschiebungsgesetz.

Neben dem Rotfilter werden oft auch Grünfilter und Blaufilter benutzt. Die Grünfilter haben den Vorteil, daß ihr Durchlässigkeitsbereich in der Nähe der maximalen Augenempfindlichkeit liegt. Solche Grünfilter lassen sich durch Kombination mehrerer Gläser herstellen oder durch Anfärben einer Gelatineschicht, die dann zwischen Glasplatten gekittet wird. Für ein in der PTR. benutztes grünes Gelatinefilter ist in Abb. 31 die Durchlässigkeit eingezeichnet. Bei diesem Filter fällt der Durchlässigkeitsbereich nach beiden Seiten hin steil ab und ist auf den Bereich von 0,50 bis 0,58 μ beschränkt.

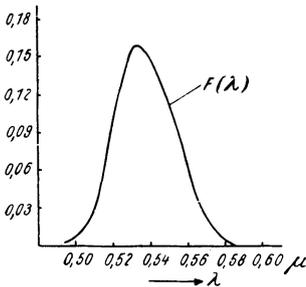


Abb. 31. Spektrale Durchlässigkeit eines Grünfilters

Für rein pyrometrische Messungen hat das Rotfilter jedem Filter anderer Wellenlänge gegenüber folgende Vorzüge¹⁾:

Es kann bis zu wesentlich tieferen Temperaturen hinab benutzt werden, weil die Strahlungsintensität der Temperaturstrahler im Rot stark überwiegt.

Die Durchlässigkeit des Rotfilters ist wesentlich größer als die anderer Filter bei ähnlicher spektraler Reinheit.

Die Farbdifferenz zwischen Glühfaden und anvisiertem Strahler, die namentlich bei Verwendung von starken Lichtschwächungen wegen der großen Unterschiede in der Farbtemperatur beträchtlich sein kann, ist im Rot verhältnismäßig gering, weil hier die Änderung der Farbe mit der Wellenlänge am geringsten ist.

¹⁾ Forsythe, Journ. Opt. Soc. Amer. 5, 85, 1921.

Die Messung mit anderen Farbfiltern bietet also an sich keine Vorteile. Wohl aber kann eine Messung mit Filtern verschiedener Farbe sehr wesentliche Aufschlüsse über die Natur der Strahlung geben. Ist das Pyrometer z. B. mit zwei Farbfiltern vor dem schwarzen Körper geeicht, so erhält man mit ihm die schwarzen Temperaturen für zwei Wellenlängen und hieraus die Farbtemperatur der Strahlung. Damit ist aber die Möglichkeit gegeben, die „Schwärze“ der Strahlung zu beurteilen.

Eichung. Wird ein quasimonochromatisches Pyrometer geeicht, d. h. wird an ihm vor dem schwarzen Körper bei einer Reihe von Temperaturen durch Einstellen auf Verschwinden des Fadens die dazu erforderliche Stromstärke i der Glühlampe ermittelt, so ergibt sich wie im monochromatischen Falle eine empirische Beziehung

$$i_F = f_F(T).$$

Hierin bedeutet der Index F , daß die Beziehung für das Filter F gilt. Von einer Wellenlängenbezeichnung muß man zunächst absehen, da ja die Photometrierung jetzt nicht mehr die Gleichsetzung zweier spektraler Helligkeiten bestimmter Wellenlänge bedeutet, sondern die zweier integraler Helligkeiten, die durch folgende über den ganzen Durchlässigkeitsbereich zu erstreckenden Integrale gegeben sind:

$$\int e(\lambda, T^*) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda = D \cdot \int E(\lambda, T) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda. \quad (4)$$

Darin bedeuten $e(\lambda, T^*)$ und $E(\lambda, T)$ die spektralen Intensitäten der Pyrometerlampe und des schwarzen Körpers, $F(\lambda)$ die Durchlässigkeit des Okularfilters und D die der objektseitigen optischen Medien (Objektivlinse und Glashülle der Pyrometerlampe).

Messung der schwarzen Temperatur eines beliebigen Strahlers. Wird mit einem so geeichten Pyrometer eine Messung an einem nicht schwarzen Körper gemacht, so erhält man eine bestimmte Stromstärke der Glühlampe und nach der Eich-tabelle eine Temperatur $T = S$, die den Glühzustand des Körpers kennzeichnet. Für die beiden zur selben Stromstärke gehörenden Strahlungen des schwarzen und nicht schwarzen Körpers mit den Intensitäten $e(\lambda, T)$, $E(\lambda, T)$ gilt jetzt, da D fortfällt,

$$\int e(\lambda, T) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda = \int E(\lambda, S) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda, \quad (5)$$

d. h. die integralen Helligkeiten beider Strahlungen im Lichte des Okularfilters sind gleich. Die Strahlung der Glühlampe fällt also völlig heraus, da sie nur dazu diente, die Gleichheit der Helligkeiten des Hintergrundes in den beiden Fällen festzustellen. Die Gleichung (5)

ist die Definitionsgleichung für die „schwarze Temperatur im Lichte eines Filters“, die genau wie im monochromatischen Falle folgendermaßen definiert wird:

Die schwarze Temperatur eines beliebigen Strahlers im Lichte eines Filters ist diejenige Temperatur S , die ein schwarzer Körper haben müßte, um bei Betrachtung durch das Filter die gleiche Helligkeit zu haben wie der Strahler. Sie werde wegen ihrer Abhängigkeit von der Durchlässigkeit des Filters mit S_F bezeichnet.

Der schwarzen Temperatur im Lichte eines Filters kann eine bestimmte Wellenlänge erst dann zugeordnet werden, wenn der Begriff der wirksamen Wellenlänge eingeführt ist.

Messung der Temperatur eines schwarzen Körpers mit Lichtschwächung. Befindet sich zwischen Pyrometer und schwarzem Körper eine neutrale, d. h. von der Wellenlänge unabhängige Schwächung, z. B. ein rotierender Sektor von der Durchlässigkeit N , dann ist die Einstellungsgleichung

$$\int e(\lambda, T^*) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda = D \cdot N \cdot \int E(\lambda, T) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda.$$

In Verbindung mit der Eichungsgleichung (4) ergibt sich hieraus, wenn man mit T_1 und T_2 die Temperaturen bezeichnet, die vor dem schwarzen Körper ohne und mit Sektor der gleichen Stromstärke der Pyrometerlampe entsprechen:

$$\int E(\lambda, T_1) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda = N \cdot \int E(\lambda, T_2) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda.$$

Bezeichnet man die beiden integralen Helligkeiten des schwarzen Körpers von der Temperatur T_1 und T_2 mit $H_F(T_1)$ und $H_F(T_2)$, so ist also

$$H_F(T_1) = N \cdot H_F(T_2). \quad (6)$$

Diese integralen Helligkeiten ändern sich mit steigender Temperatur nicht nur der Größe, sondern auch der Farbe nach, weil innerhalb des Durchlässigkeitsbereiches eine Intensitätsverschiebung von Rot nach Blau hin stattfindet. Ihre Intensitätszunahme mit der Temperatur ist zwar der einer monochromatischen Strahlung ähnlich, jedoch so, als ob stets eine andere Wellenlänge wirksam wäre. Diesem Umstand läßt sich in folgender Weise Rechnung tragen: Man bestimmt diejenige Wellenlänge $\lambda = \lambda_F$, bei welcher das Helligkeitsverhältnis $\frac{H_F(T_2)}{H_F(T_1)}$ im Lichte des Filters F gleich dem

monochromatischen Intensitätsverhältnis $\frac{E(\lambda_F, T_2)}{E(\lambda_F, T_1)}$ für dieselben Temperaturen T_2 und T_1 des schwarzen Körpers ist. Diese Wellen-

länge heißt die „wirksame Wellenlänge des Filters zwischen den Temperaturen T_1 und T_2 “. Sie ist gegeben durch

$$\ln \frac{1}{N} = \ln \frac{H_F(T_2)}{H_F(T_1)} = \ln \frac{E(\lambda_F, T_2)}{E(\lambda_F, T_1)} = \frac{c_2}{\lambda_F} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad (7a)$$

und ist, wie sich im nächsten Kapitel ergeben wird, eine sehr langsam veränderliche Funktion $\lambda_F(T_1, T_2)$ der Variablen T_1 und T_2 . Ist λ_F bekannt, so läßt sich die ungeschwächte Temperatur T_2 aus der geschwächten Temperatur T_1 und der Sektorschwächung N berechnen aus

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_1} - \frac{\lambda_F(T_1, T_2)}{c_2} \ln \frac{1}{N}, \quad (7)$$

eine Formel, die mit der für monochromatisches Licht, Gleichung (1) S. 56, übereinstimmt, nur daß hier die Wellenlänge eine Funktion der oberen und unteren Temperatur ist. Für praktisches Rechnen ist diese Abhängigkeit von zwei Variablen unvorteilhaft. Wesentlich einfacher wäre es, wenn man λ_F als Funktion nur einer Variablen darstellen könnte. Den Weg dazu hat Foote¹⁾ gewiesen. Er zeigte, daß die durch

$$\lambda_F(T_1, T_2) = \frac{c_2 \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)}{\ln H_F(T_2) - \ln H_F(T_1)} \quad (8)$$

bestimmte wirksame Wellenlänge für die Temperaturen T_1 und T_2 einem endlichen Grenzwert zustrebt, wenn sich T_1 unbegrenzt T_2 nähert. Man erhält diesen Grenzwert, wenn man auf der rechten Seite der Gleichung (8), welche die Form 0/0 annimmt, Zähler und Nenner nach T_2 differenziert. Dann wird

$$\lim_{T_1 \rightarrow T_2} \lambda_F(T_1, T_2) = \lambda^0(T_2) = \frac{\int E(\lambda, T_2) F(\lambda) A(\lambda) d\lambda}{\int \frac{1}{\lambda} \cdot E(\lambda, T_2) F(\lambda) A(\lambda) d\lambda}. \quad (9)$$

Diese so bestimmte Größe heißt „wirksame Grenzwellenlänge“²⁾. Aus den Darlegungen im nächsten Kapitel folgt, daß mit einer für die meisten Zwecke ausreichenden Genauigkeit sich die wirksame Wellenlänge zwischen zwei Temperaturen durch die Grenzwellenlänge bei der mittleren reziproken Temperatur ersetzen läßt, also

$$\lambda_F(T_1, T_2) = \lambda^0(T) \quad \text{für} \quad \frac{1}{T} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right). \quad (10)$$

¹⁾ Foote, Bur. of Stand. Bull. 12, 484, 1916.

²⁾ Ist in Gleichung (9) $F(\lambda) = 1$, ist also der Spektralbereich nur durch die Augenempfindlichkeit begrenzt, so erhält man die Crova-Wellenlänge.

Wird statt des Sektors eine nicht neutrale Schwächung, z. B. ein Rauchglas mit der spektralen Durchlässigkeit $R(\lambda)$, zur Herabminderung der von dem schwarzen Körper kommenden Strahlung benutzt, so sind die Helligkeiten gegeben durch

$$\int E(\lambda, T_1) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda = \int E(\lambda, T_2) \cdot R(\lambda) \cdot F(\lambda) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda.$$

Definiert man jetzt die berechenbare Größe

$$R_F(T) = \frac{\int E(\lambda, T) R(\lambda) F(\lambda) A(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda, T) F(\lambda) A(\lambda) d\lambda} \quad (11)$$

als „Gesamtdurchlässigkeit“ des Rauchglases in Verbindung mit dem Filter F für die Temperatur T , so wird

$$\int E(\lambda, T_1) F(\lambda) A(\lambda) d\lambda = R_F(T_2) \cdot \int E(\lambda, T_2) F(\lambda) A(\lambda) d\lambda$$

oder

$$H_F(T_1) = R_F(T_2) \cdot H_F(T_2). \quad (12)$$

Diese Gleichung stimmt vollkommen mit der Gleichung (6) für den Sektor überein. Es gelten deshalb auch alle Folgerungen über die wirksame Wellenlänge und die Berechnung der Temperatur uneingeschränkt.

Messung der Temperatur eines nicht schwarzen Temperaturstrahlers. Es sei zunächst die Annahme gemacht, daß der Strahler in dem für die pyrometrische Messung wirksamen Wellenlängenbereich eine Farbtemperatur Θ hat. Seine Strahlung stimmt dann vollkommen mit der eines schwarzen Körpers der Temperatur Θ überein, die durch eine neutrale Lichtschwächung von der Durchlässigkeit ε_Θ , dem Farbemissionsvermögen des Strahlers, hindurchgegangen ist. Führt man nun die schwarze Temperatur $S = S_F$ nach (5) ein, so ist im Lichte des Farbfilters F :

$$H_F(S) = \varepsilon_\Theta \cdot H_F(\Theta). \quad (13)$$

Wird zwischen Strahler und Pyrometer eine neutrale Sektorschwächung der Durchlässigkeit N gesetzt, welche die schwarze Temperatur S_F auf S'_F erniedrigt, so gilt:

$$H_F(S') = \varepsilon_\Theta \cdot N \cdot H_F(\Theta), \quad (14)$$

und für eine von der Wellenlänge abhängige Rauchglasschwächung:

$$H_F(S') = \varepsilon_\Theta \cdot R_F(\Theta) \cdot H_F(\Theta), \quad (15)$$

wobei $R_F(\Theta)$ die Durchlässigkeit des Rauchglases in Verbindung mit dem Filter F für die Strahlung von der Farbtemperatur Θ bedeutet. In beiden Fällen errechnet man aus der pyrometrisch gemessenen

geschwächten Temperatur S'_F nach (13), (14), (15) die Temperatur S_F aus

$$H_F(S') = D \cdot H_F(S), \quad (16)$$

worin $D = N$ oder $= R_F(\Theta)$ ist. Die gleichen Schlüsse wie aus Gleichung (6) liefern nun:

$$\frac{1}{S_F} = \frac{1}{S'_F} - \frac{\lambda_F(S', S)}{c_2} \ln \frac{1}{D}. \quad (17)$$

Zur Berechnung von S_F aus S'_F ist also die wirksame Wellenlänge zwischen den beiden schwarzen Temperaturen zu nehmen.

Es bleibt nur noch die Frage, welche Beziehung zwischen der schwarzen Temperatur S_F im Lichte des Farbfilters und der monochromatischen schwarzen Temperatur S_λ besteht. Da S_F einen mittleren Wert aus den von λ abhängigen Temperaturen S_λ im Bereich des Farbfilters bedeutet, kann man auch die Frage so stellen, welcher Wellenlänge der gemessene Wert S_F zukommt. Aus (13) folgt durch Einführung der wirksamen Wellenlänge $\lambda_F(S, \Theta)$ die Beziehung

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{1}{S_F} - \frac{\lambda_F(S, \Theta)}{c_2} \ln \frac{1}{\varepsilon_\Theta}. \quad (18)$$

Vergleicht man hiermit die für die monochromatische schwarze Temperatur S_λ bei einer beliebigen Wellenlänge λ geltende Gleichung

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{1}{S_\lambda} - \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{\varepsilon_\Theta},$$

so erkennt man, daß $S_F = S_\lambda$ für $\lambda = \lambda_F(S, \Theta)$ ist. In derselben Weise schließt man aus (14) oder (15), daß S'_F in

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{1}{S'_F} - \frac{\lambda_F(S', \Theta)}{c_2} \ln \frac{1}{\varepsilon_\Theta \cdot D} \quad (19)$$

mit der monochromatischen schwarzen Temperatur S'_λ für $\lambda = \lambda_F(S', \Theta)$ identisch ist. D. h. die an einem nicht schwarzen Körper mit Farbtemperatur gemessene schwarze Temperatur im Lichte eines Farbfilters ist gleich der spektralen schwarzen Temperatur bei der wirksamen Wellenlänge des Filters zwischen der beobachteten schwarzen Temperatur und der Farbtemperatur des Körpers.

Ist die Farbtemperatur eines nicht schwarzen Körpers unbekannt, so kann man seine schwarze Temperatur im Lichte eines Filters zwar jederzeit messen, aber nicht ohne weiteres angeben, welcher Wellenlänge diese schwarze Temperatur zuzuordnen ist. In diesem Falle führt folgendes Näherungsverfahren zum Ziele: Man mißt die schwarze Temperatur des Strahlers im Lichte zweier verschiedener Farb-

filter, etwa im Rot und Grün, und berechnet unter Benutzung eines angenäherten Wertes für die Wellenlänge die Farbtemperatur. Mit diesem Werte lassen sich die Wellenlängen und daraus wiederum die Farbtemperatur genauer bestimmen. Das Verfahren ist meist sehr konvergent.

Hat der Strahler in dem bei der pyrometrischen Messung wirk-samen Wellenlängenbereich keine Farbtemperatur, d. h. ist seine Strahlung so selektiv, daß sie nicht mehr der eines schwarzen Körpers irgendeiner Temperatur ähnlich ist, dann läßt sich immer noch eine schwarze Temperatur im Lichte eines geeigneten Filters bestimmen, aber die Deutung des gefundenen Wertes ist sehr schwer. Bei der Pyrometrierung einer monochromatischen Strahlung hängt beispielsweise die gemessene schwarze Temperatur durchaus von der Breite des von dem Filter hindurchgelassenen Spektralbereiches ab, weil bei Vergrößerung dieses Bereiches die Helligkeit der mono-chromatischen Strahlung unverändert bleibt, die der kontinuierlichen Strahlung der Pyrometerlampe und des schwarzen Körpers jedoch zunimmt. Die dadurch bedingte Abhängigkeit vom Durchlässigkeits-bereich des Filters, die in geringem Maße stets vorhanden ist, aber in der dargelegten Weise in Rechnung gesetzt werden kann, wird hier so groß, daß ihre Berücksichtigung praktisch nicht mehr möglich ist.

Neuntes Kapitel

Die Bestimmung der wirksamen Wellenlänge und der Durchlässigkeit optischer Medien

Der großen Bedeutung entsprechend, die der wirksamen Wellenlänge bei der optischen Messung hoher Temperaturen zukommt, sind verschiedene Methoden entwickelt worden, nach denen sie an Farbfiltern für den pyrometrischen Gebrauch genau bestimmt werden kann. Man kann hier zwei verschiedene Wege einschlagen, indem man sie entweder aus der spektralen Durchlässigkeit des Filters berechnet oder sie aus Beobachtungen vor dem schwarzen Körper ableitet. Beide Methoden ergänzen einander und werden zur gegenseitigen Kontrolle verwendet.

Die Berechnung der wirksamen Wellenlänge aus der Filterdurchlässigkeit geschieht nach den Definitionsgleichungen (8) und (9), S. 63. Diese Gleichungen enthalten Integrale, in denen die Ausdrücke $E(\lambda, T)$, $F(\lambda)$, $A(\lambda)$ und $\frac{1}{\lambda} \cdot E(\lambda, T)$, $F(\lambda)$, $A(\lambda)$ vorkommen. Hierin ist $E(\lambda, T)$ die nach dem Wienschen Gesetze zu berechnende Strahlungsintensität des schwarzen Körpers und $A(\lambda)$ die als bekannt vorausgesetzte Augenempfindlichkeit. Experimentell zu bestimmen ist die spektrale Durchlässigkeit F_λ des Filters, deren Messung (S. 78) genauer besprochen wird. Sind die spektralen Durchlässigkeiten bestimmt, so lassen sich die Integrale numerisch berechnen und die Wellenlängen als Funktionen der Temperatur darstellen.

Experimentelle Bestimmung der wirksamen Wellenlänge. Der Messung zugänglich ist nur die wirksame Wellenlänge zwischen zwei Temperaturen, wobei die Genauigkeit des berechneten Wertes um so größer wird, je weiter diese auseinander liegen. Die Beziehung (7a) (S. 63) weist hier auf zwei Methoden. 1. Man stellt durch die Beobachtung fest, bei welcher Wellenlänge das Verhältnis der integralen Helligkeiten zweier Strahlungen bestimmter Farbtemperatur gleich denen ihrer spektralen Helligkeiten ist. Die Temperaturen dienen dabei nur dazu, die Grenzen festzulegen, zwischen denen diese Wellenlänge g'lt. 2. Man mißt das Verhältnis der integralen Helligkeiten zweier Strahlungen bestimmter Farbtemperatur und berechnet die wirksame Wellenlänge aus diesem Verhältnis und den Temperaturen, die besonders gemessen werden müssen.

1. Die Durchführung der ersten Methode gestaltet sich so: Mit einem das Farbfilter enthaltenden Pyrometer oder Photometer

wird das Verhältnis $H_F(T_2):H_F(T_1)$ am besten mit Hilfe eines Sektors für zwei Temperaturen T_1 und T_2 eines schwarzen Körpers ermittelt. Für genau die gleichen Temperaturen werden dann in einem Spektralpyrometer oder einem Spektralphotometer die monochromatischen Intensitätsverhältnisse $E(\lambda, T_2):E(\lambda, T_1)$ für eine Reihe von λ -Werten bestimmt. Hieraus kann dann diejenige Wellenlänge $\lambda = \lambda_F(T_1, T_2)$ gefunden werden, welche die Bedingung $H_F(T_2):H_F(T_1) = E(\lambda_F, T_2):E(\lambda_F, T_1)$ erfüllt. Solche Messungen haben zuerst Hyde, Cady und Forsythe¹⁾ ausgeführt und dabei innerhalb der Beobachtungsfehler (10 Å) Übereinstimmung gefunden zwischen den direkt gemessenen Wellenlängen und den aus der spektralen Durchlässigkeit und der Augenempfindlichkeit berechneten Wellenlängen.

Für Messungen dieser Art wird vorteilhaft die bequem zu handhabende Wolframbandlampe benutzt. Für das Wolframband ist der Zusammenhang zwischen wahrer Temperatur, schwarzer Temperatur und Farbtemperatur durch sorgfältige Messungen erforscht (vgl. Tab. S. 94), so daß man mit ausreichender Genauigkeit die spektrale Intensitätsverteilung einer bei einer bestimmten Temperatur brennenden Lampe angeben kann.

Unter Verwendung des Spektralpyrometers von Henning werde hier die direkte Bestimmung der wirksamen Wellenlänge genauer beschrieben. Unter Zwischenschaltung eines rotierenden Sektors der Durchlässigkeit N wird das Pyrometer auf das glühende Band einer Wolframbandlampe gerichtet. Das Gerät wird zunächst durch Einschalten des Umkehrprismas in den Strahlengang als gewöhnliches Pyrometer gebraucht und mit dem zu untersuchenden Farbfilter der unbekanntenen spektralen Durchlässigkeit F ausgerüstet. Nachdem die Abgleichung ausgeführt ist, wird das Umkehrprisma aus dem Strahlengang herausgenommen. Das Pyrometer ist nun wieder ein Spektralpyrometer. Ohne die Stromstärken von Bandlampe und Vergleichslampe zu ändern, wird jetzt die Trommel solange verstellt, bis Glühfaden und Wolframband im monochromatischen Licht der Wellenlänge $\lambda = \lambda_F$ gleich hell erscheinen. Hierbei ist zu beachten, daß sich λ_F von der an der Trommel abgelesenen Wellenlänge unterscheidet (vgl. S. 75). Bedeuten T und T^* die wahren Temperaturen von Wolframband und Vergleichslampenfaden, $e(\lambda, T)$ bzw. $e^*(\lambda, T^*)$ die entsprechenden Intensitäten und ist D die Durchlässigkeit der verschiedenen Glasmedien zwischen Wolframband und Draht der Pyrometerlampe, so gilt nach der ersten Abgleichung:

$$D \cdot N \cdot \int e(\lambda, T) F(\lambda) A(\lambda) d\lambda = \int e^*(\lambda, T^*) F(\lambda) A(\lambda) d\lambda,$$

¹⁾ Hyde, Cady u. Forsythe, *Astrophys. Journ.* **42**, 294, 1915.

die zweite Abgleichung liefert das Intensitätsgleichgewicht:

$$D \cdot N \cdot e(\lambda_F, T) = e^*(\lambda_F, T^*).$$

Es folgt:

$$\frac{\int e(\lambda, T) F(\lambda) A(\lambda) d\lambda}{\int e^*(\lambda, T^*) F(\lambda) A(\lambda) d\lambda} = \frac{e(\lambda_F, T)}{e^*(\lambda_F, T^*)}.$$

Werden hier nun die Farbtemperaturen Θ und Θ^* durch $e(\lambda, T) = \varepsilon_\Theta \cdot E(\lambda, \Theta)$ und $e^*(\lambda, T^*) = \varepsilon_{\Theta^*} \cdot E(\lambda, \Theta^*)$ eingeführt, so heben sich ε_Θ und ε_{Θ^*} heraus und man erhält:

$$\frac{H_F(\Theta)}{H_F(\Theta^*)} = \frac{E(\lambda_F, \Theta)}{E(\lambda_F, \Theta^*)}.$$

λ_F ist also die durch die Farbtemperaturen Θ und Θ^* bestimmte wirksame Wellenlänge. Das hier beschriebene Verfahren ist stets ausführbar, wenn die Farbtemperatur der Pyrometerlampe als Funktion der Stromstärke bekannt ist.

2. Die zweite Methode benutzt die Gleichung

$$\ln \frac{H_F(T_2)}{H_F(T_1)} = \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right).$$

Die wirksame Wellenlänge ist also bestimmt durch das Verhältnis der Helligkeiten der beiden von einem schwarzen Körper bei den gemessenen Temperaturen T_1 und T_2 ausgesandten und durch das Pyrometer mit dem Farbfilter F dem Auge dargebotenen Strahlungen. Dieses Helligkeitsverhältnis wird mit einem rotierenden Sektor bestimmt. Die Messung erfolgt so: Vor dem schwarzen Körper von der Temperatur T_2 wird unter Einschaltung eines Sektors eine Einstellung mit der Pyrometerlampe im Lichte des Filters F gemacht. Dann wird der Sektor fortgenommen und der schwarze Körper auf die Temperatur T_1 gebracht, bei der die Pyrometerlampeneinstellung der ersten möglichst gleich ist. Kleine Differenzen lassen sich interpolieren. Zur Messung der Temperaturen T_1 und T_2 wird dasselbe Pyrometer mit dem bei der Eichung benutzten Farbfilter F_0 verwendet. Das Wesentliche dieser Meßfolge ist, daß zur Bestimmung der geschwächten und ungeschwächten Temperatur im Lichte des Filters F nur Messungen mit F_0 gebraucht werden. Im Grunde läuft diese Methode auf eine vergleichende Messung der wirksamen Wellenlängen zweier Filter, nämlich des unbekanntes und des Eichfilters hinaus. Denn da die Temperaturen nach genau derselben Gleichung definiert sind wie die wirksamen Wellenlängen, wird die unbekanntes Wellenlänge über die Temperatur durch die Wellenlänge des Eichfilters bestimmt. Dieser Charakter als Vergleichsmessung wird im folgenden noch deutlicher hervortreten.

Ist das benutzte Pyrometer vollständig geeicht, d. h. ist auch die Abhängigkeit der Einstellung von der Wellenlänge bestimmt (S. 57), so vereinfacht sich die Messung wesentlich. Bei Benutzung des gleichen Sektors der Durchlässigkeit N bei λ und λ_0 gilt nämlich:

$$\lambda = \frac{c_2}{\ln \frac{1}{N}} \cdot \left(\frac{1}{T'_\lambda} - \frac{1}{T} \right) \quad \text{und} \quad \lambda_0 = \frac{c_2}{\ln \frac{1}{N}} \cdot \left(\frac{1}{T'_0} - \frac{1}{T} \right).$$

Mithin:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{c_2}{\ln \frac{1}{N}} \cdot \left(\frac{1}{T'_\lambda} - \frac{1}{T'_0} \right) = \lambda_0 \cdot \frac{\frac{1}{T'_\lambda} - \frac{1}{T}}{\frac{1}{T'_0} - \frac{1}{T}}. \quad (1)$$

Man braucht also vor einem schwarzen Körper bei nur einer Temperatur mit einem Sektor der geschwächten Temperaturen T'_λ und T'_0 im Lichte der beiden Filter zu bestimmen. Die auf diese Weise gefundene wirksame Wellenlänge gilt für die Intervallgrenzen T'_λ und T . Die Temperatur T'_0 ergibt sich unmittelbar aus der für λ_0 aufgestellten Eich-tabelle T'_λ , indem man für die bei λ eingestellte Stromstärke i auch nach der Tabelle für λ_0 einen Wert $(T'_\lambda)_i$ berechnet und diesen dann um den Betrag korrigiert, um den nach der Formel (3) (S. 58) die zu einer bestimmten Stromstärke gehörige Temperatur bei λ von der bei λ_0 abweicht. Es ist also

$$\frac{1}{T'_\lambda} = \frac{1}{(T'_\lambda)_i} + \frac{\lambda - \lambda_0}{c_2} \ln \frac{\varepsilon_\theta^*}{D}, \quad (2)$$

worin die den Gang bestimmende Größe ε_θ^*/D durch die Eichung des Pyrometers für verschiedene Wellenlängen festgelegt ist. Die hierin vorkommende Wellenlänge λ braucht um so weniger genau bekannt zu sein, je kleiner ε_θ^*/D ist; bei den gebräuchlichen Pyrometern genügt ein angenäherter Wert. Man kann deshalb die λ in den beiden Formeln (1) und (2), die strenggenommen für etwas verschiedene Temperaturgrenzen gelten, gleichsetzen und beide Formeln kombinieren. So ergibt sich:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{c_2}{\ln \frac{1}{N \cdot \varepsilon_\theta^*}} \cdot \left(\frac{1}{(T'_\lambda)_i} - \frac{1}{T'_0} \right). \quad (3)$$

Wird bei dieser Methode ein nicht schwarzer Körper, z. B. eine Bandlampe, benutzt, um hohe Farbtemperaturen zu erzielen, dann ergeben sich ganz analoge Beziehungen, nur tritt jetzt ihre Farbtemperatur an die Stelle der Temperatur des schwarzen Körpers

und die schwarzen Temperaturen S an die Stelle der geschwächten Temperaturen T' . Es gilt also:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{c_2}{\ln \frac{\varepsilon_\theta}{N}} \cdot \left(\frac{1}{S'_\lambda} - \frac{1}{S'_0} \right) = \lambda_0 \cdot \frac{\frac{1}{S'_\lambda} - \frac{1}{\Theta}}{\frac{1}{S'_0} - \frac{1}{\Theta}}. \quad (4)$$

worin ε_θ das Farbemissionsvermögen des Bandes der Lampe und Θ seine Farbtemperatur ist. Wie vorher ergibt sich jetzt, wenn $(S'_\lambda)_i$ die aus der Lampenstromstärke i für λ nach der Tabelle für λ_0 berechnete Temperatur ist:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{c_2}{\ln \frac{D}{N} \frac{\varepsilon_\theta}{\varepsilon_\theta^*}} \cdot \left(\frac{1}{(S'_\lambda)_i} - \frac{1}{S'_0} \right). \quad (5)$$

Die so gefundene wirksame Wellenlänge gilt für die Intervallgrenzen S'_λ und Θ . Die in den Formeln vorkommenden, die Intensitätsverteilung bestimmenden Größen im \ln sind im idealen Falle Konstanten, können aber auch eine geringe Abhängigkeit von Wellenlänge und Temperatur zeigen. Es kann deshalb auch bei den Beobachtungen ein Rauchglas benutzt werden, dessen Durchlässigkeit in mäßigem Grade von der Wellenlänge abhängt. Vorausgesetzt werden muß nur, daß sich für die durch das Rauchglas hindurchgegangene Strahlung noch eine Farbtemperatur angeben läßt. Ist das der Fall, dann behalten die Formeln ihre volle Gültigkeit. In neuerer Zeit sind Präzisionsmethoden zur direkten Bestimmung der wirksamen Wellenlänge von Mendousse¹⁾ und Psychès²⁾ angegeben worden. Die Übereinstimmung mit den aus spektralen Durchlässigkeiten errechneten Werten beträgt hier im Mittel 2 Å.

Nach de Groot³⁾ kann man aus der Kenntnis der wirksamen Wellenlängen eines bestimmten Farbfilters durch Vergleichsmessungen in einem gewöhnlichen Glühfadenpyrometer die unbekannt wirksamen Wellenlängen eines zweiten Farbfilters ermitteln. Hierzu ist wiederum erforderlich, daß die Farbtemperatur der Vergleichslampe als Funktion der Stromstärke bekannt ist. Man denke sich das Pyrometer, versehen mit dem bekannten Farbfilter F , unter Zwischenschaltung eines rotierenden Sektors der Durchlässigkeit N auf das Band einer Bandlampe gerichtet. Bezeichnet wieder Θ^* die Farbtemperatur des Glühfadens der Vergleichslampe, so liefert

¹⁾ Mendousse, C. R. 189, 30, 1929.

²⁾ Psychès, Journ. de phys. 3, 486, 1932.

³⁾ de Groot, Physica 4, 157, 1924.

die Abgleichung folgende Beziehung zwischen den Farbtemperaturen $N \cdot D \cdot \varepsilon_{\theta} \cdot E(\lambda_F, \theta) = \varepsilon_{\theta^*} \cdot E(\lambda_F, \theta^*)$, also

$$\frac{1}{\theta} = \frac{1}{\theta^*} - \frac{\lambda_F}{c_2} \ln \frac{\varepsilon_{\theta^*}}{N \cdot D \cdot \varepsilon_{\theta}} \quad \text{und} \quad \lambda_F = \lambda_F(\theta^*, \theta). \quad (6)$$

Wird nun die Abgleichung noch einmal, aber mit dem zweiten Farbfilter F_1 vorgenommen, wobei die Temperatur der Bandlampe konstant gehalten wird, so möge die Vergleichslampe jetzt die Farbtemperatur θ_1^* aufweisen. Dann gilt

$$\frac{1}{\theta} = \frac{1}{\theta_1^*} - \frac{\lambda_{F_1}}{c_2} \ln \frac{\varepsilon_{\theta_1^*}}{N \cdot D \cdot \varepsilon_{\theta}}. \quad (7)$$

Aus den beiden letzten Gleichungen (6) und (7) kann der Unterschied $\lambda_{F_1} - \lambda_F$ der beiden wirksamen Wellenlängen leicht bestimmt werden. Unterscheiden sich die beiden Farbfilter nur wenig voneinander, so kann man $\theta_1^* = \theta^* + d\theta^*$ und $\varepsilon_{\theta_1^*} = \varepsilon_{\theta^*}$ setzen und erhält für die Bestimmung von $d\lambda_F = \lambda_{F_1} - \lambda_F$ die Beziehung

$$\frac{d\theta^*}{\theta^{*2}} = \frac{d\lambda_F}{c_2} \ln N \cdot D \cdot \frac{\varepsilon_{\theta}}{\varepsilon_{\theta^*}}. \quad (8)$$

Da nach der im folgenden Absatz abgeleiteten Gleichung (9) $\lambda_{F_1}(\theta^*, \theta)$ gleich der Grenzwellenlänge $\lambda_{F_1}^0(T)$ für $\frac{1}{T} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\theta^*} + \frac{1}{\theta} \right)$ ist, bedeutet $d\lambda_F$ auch den Unterschied der Grenzwellenlängen der beiden Farbfilter für dieselbe Temperatur T .

Die wirksame Wellenlänge gebräuchlicher Farbfilter. Für die in der Pyrometrie gebrauchten Farbfilter sind die wirksamen Wellenlängen sowohl rechnerisch wie experimentell sorgfältig bestimmt worden. Das Ergebnis sei an dem besonders eingehend untersuchten Rotfilter aus Jenaer Glas RG 2 (früher als F 4512 bezeichnet) unter Beschränkung auf das Wesentliche kurz erläutert. Die Durchlässigkeit dieses Filters, die in Abb. 29 dargestellt ist, zeichnet sich durch einen steilen Abfall von fast völliger Durchlässigkeit bis zu fast völliger Undurchlässigkeit an der Grenze von Rot zu Gelb aus. Die Wellenlänge, bei der auf diese Weise der Durchlässigkeitsbereich begrenzt wird, hängt von der Dicke des Filters ab und liegt bei einer Dicke von 4 mm bei etwa $0,62 \mu$. Berechnet man die wirksame Wellenlänge für ein Intervall, dessen untere Grenze festgehalten, dessen obere Grenze zu immer höheren Temperaturen ausgedehnt wird, so erhält man sinkende Werte, weil die gefilterte Strahlung immer reicher an kürzeren Wellen wird. Wählt man eine höhere untere Grenze, so wird die ganze Kurve zu tieferen Werten verlagert. In Abb. 32 sind eine

Reihe solcher Kurven wirksamer Wellenlängen für verschiedene untere Grenztemperaturen als Funktion der oberen Grenztemperatur eingetragen. Die Grenzwellenlänge für ein unendlich kleines Tem-

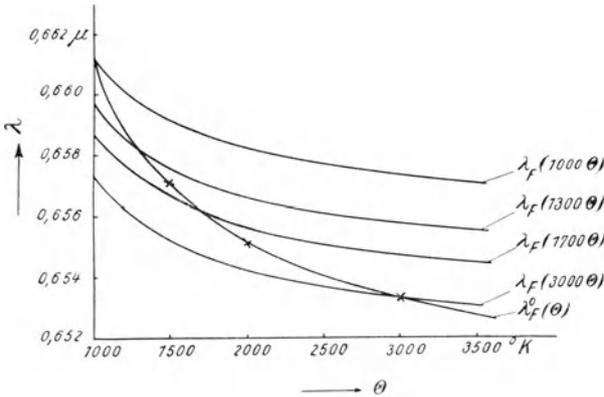


Abb. 32. Wirksame Wellenlänge des Rotfilters RG 2 in Abhängigkeit von der Farbtemperatur θ

peraturintervall durchschneidet dieses Kurvensystem an den Punkten, an denen die untere und obere Grenze übereinstimmen. Wählt man als Abszisse die reziproken Temperaturen, so erhält man nahezu gerade

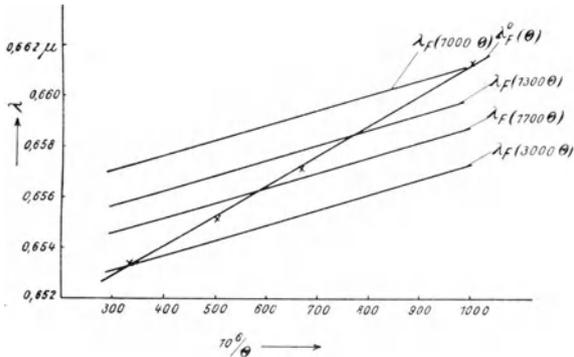


Abb. 33. Wirksame Wellenlänge des Rotfilters RG 2 in Abhängigkeit von der reziproken Farbtemperatur

und einander parallele Linien (Abb. 33). Es läßt sich zeigen, daß infolgedessen für zwei Temperaturen T_1 und T_2 sehr nahe die Beziehung erfüllt ist: $\lambda_F(T_1, T_2) = \frac{1}{2} [\lambda_F^0(T_1) + \lambda_F^0(T_2)]$, d. h. die wirksame Wellenlänge zwischen T_1 und T_2 ist gleich dem Mittel aus den Grenzwellen-

längen für T_1 und T_2 . Da die wirksame Grenzwellenlänge selbst auch sehr nahe eine lineare Funktion von $1/T$ ist, so folgt, daß die wirksame Wellenlänge zwischen T_1 und T_2 sehr nahe gleich der Grenzwellenlänge bei der mittleren reziproken Temperatur ist, also

$$\lambda_F(T_1, T_2) = \lambda_F^0(T_m) \quad \text{für} \quad \frac{1}{T_m} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right). \quad (9)$$

Dieser Satz läßt sich mit aller Schärfe beweisen, wenn die Grenzwellenlänge, was mit großer Annäherung zutrifft, sich darstellen läßt¹⁾ durch

$$\frac{1}{\lambda_F^0(T)} = a + \frac{b}{T}. \quad (10)$$

Nach der Definition der wirksamen Wellenlänge hat man

$$\frac{1}{\lambda_F(T_1, T_2)} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) = \frac{1}{c_2} \ln \frac{H_F(T_1)}{H_F(T_2)}.$$

Bedeutet T' irgendeine Temperatur zwischen T_1 und T_2 , so kann man setzen:

$$\frac{1}{c_2} \ln \frac{H_F(T_1)}{H_F(T_2)} = \frac{1}{c_2} \ln \frac{H_F(T_1)}{H_F(T')} + \frac{1}{c_2} \ln \frac{H_F(T')}{H_F(T_2)}.$$

Denkt man sich dieses Verfahren erweitert, indem man so viele Temperaturen T' , T'' usw. zwischen T_1 und T_2 einführt, daß der Unterschied zweier aufeinander folgender Temperaturen von der Größenordnung eines Differentials wird, so erhält man

$$- \int_{T_1}^{T_2} \frac{\lambda}{\lambda_F^0(T)} \cdot \frac{dT}{T^2} = \frac{1}{\lambda_F(T_1, T_2)} \cdot \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (11)$$

Setzt man in diese allgemein gültige Beziehung zwischen Grenzwellenlänge und wirksamer Wellenlänge Gleichung (10) ein, so folgt direkt:

$$\frac{1}{\lambda_F(T_1, T_2)} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda_F^0(T_1)} + \frac{1}{\lambda_F^0(T_2)} \right)$$

und hieraus der angegebene Satz.

Außer von der Dicke hängt die Durchlässigkeit auch von der Temperatur des Glases ab²⁾. Für sehr genaue Messungen ist also eine übermäßige Abweichung der Filtertemperatur von der normalen zu vermeiden.

¹⁾ Henning, ZS. f. Phys. **30**, 285, 1924.

²⁾ Hyde, Cady u. Forsythe, Astrophys. Journ. **42**, 294, 1915.

Pyrometer mit spektraler Zerlegung. Die hier für das Farbglaspyrometer durchgeführten Überlegungen und Berechnungen können in gleicher Weise auch auf das Spektralpyrometer ausgedehnt werden. Man hat offenbar nur für die Durchlässigkeit des Farbfilters die Durchlässigkeit der spektralen Anordnung einzusetzen. In der folgenden Rechnung wird der Einfluß der Dispersion nicht berücksichtigt. Es wird angenommen, daß die Spaltbreiten von Objektiv- und Okularspalt gleich groß und gleich l sind. Im Anschluß an die Ausführungen auf S. 41 lautet jetzt die Bestimmungsgleichung für die wirksame Wellenlänge:

$$\frac{\int_0^l \frac{l-\varepsilon}{l} [E(\lambda_0 + \varepsilon, T_1) A(\lambda_0 + \varepsilon) + E(\lambda_0 - \varepsilon, T_1) A(\lambda_0 - \varepsilon)] d\varepsilon}{\int_0^l \frac{l-\varepsilon}{l} [E(\lambda_0 + \varepsilon, T_2) A(\lambda_0 + \varepsilon) + E(\lambda_0 - \varepsilon, T_2) A(\lambda_0 - \varepsilon)] d\varepsilon} = \frac{E(\lambda_F, T_1)}{E(\lambda_F, T_2)}. \quad (12)$$

In erster Näherung und bei kleinen Spaltbreiten ist $\lambda_F = \lambda_0$. Für genaue Messungen ist aber der Unterschied $d\lambda_0 = \lambda_F - \lambda_0$ nicht zu vernachlässigen. Setzt man $E(\lambda, T) \cdot A(\lambda) = f(\lambda, T)$ und entwickelt man f nach λ bis zum quadratischen oder kubischen Glied in eine Taylorsche Reihe:

$$f(\lambda_0 \pm \varepsilon, T) = f(\lambda_0, T) \pm \varepsilon f'(\lambda_0, T) + \frac{\varepsilon^2}{2} f''(\lambda_0, T) \pm \frac{\varepsilon^3}{3!} f'''(\lambda_0, T),$$

so kann man die Integration ausführen und erhält:

$$\frac{E(\lambda_F, T_1)}{E(\lambda_F, T_2)} = \frac{E(\lambda_0, T_1)}{E(\lambda_0, T_2)} \cdot \frac{1 + \frac{l^2}{12} \frac{f''(\lambda_0, T_1)}{f(\lambda_0, T_1)}}{1 + \frac{l^2}{12} \frac{f''(\lambda_0, T_2)}{f(\lambda_0, T_2)}}.$$

Hierbei ist

$$\frac{f''(\lambda_0, T)}{f(\lambda_0, T)} = \frac{30}{\lambda_0^2} + \left(\frac{c_3}{\lambda_0^3 T}\right)^2 - \frac{12 \cdot c_2}{\lambda_0^3 T} + 2 \left(-\frac{5}{\lambda_0} + \frac{c_2}{\lambda_0^2 T}\right) \frac{A'(\lambda_0)}{A(\lambda_0)} + \frac{A''(\lambda_0)}{A(\lambda_0)}.$$

Setzt man zur Abkürzung

$$K = \frac{1 + \frac{l^2}{12} \frac{f''(\lambda_0, T_1)}{f(\lambda_0, T_1)}}{1 + \frac{l^2}{12} \frac{f''(\lambda_0, T_2)}{f(\lambda_0, T_2)}}, \quad (13)$$

so wird

$$\frac{d\lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\ln K}{\frac{c_2}{\lambda_0} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)}.$$

Sind die Glieder mit l^2 in Gleichung (13) sehr klein gegen 1, dann darf man angenähert

$$\ln K = \frac{1}{12} l^2 \left[\frac{f''(\lambda_0, T_1)}{f(\lambda_0, T_1)} - \frac{f''(\lambda_0, T_2)}{f(\lambda_0, T_2)} \right]$$

setzen und erhält

$$\frac{d\lambda_0}{\lambda_0} = l^2 \left[\frac{c_2}{12 \cdot \lambda_0^3} \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right) + \frac{1}{6 \lambda_0} \frac{A'(\lambda_0)}{A(\lambda_0)} - \frac{1}{\lambda_0^3} \right]. \quad (14)$$

Die Werte $\frac{A'(\lambda)}{A(\lambda)}$ sind für einige Wellenlängen in der Zahlentafel angegeben:

$\lambda =$	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70 μ
$\frac{A'(\lambda)}{A(\lambda)} =$	44,6	2,0	- 20,1	- 53,3	- 74,4

Die Größe $d\lambda_0$ ist, wie das folgende Beispiel zeigt, im allgemeinen nicht zu vernachlässigen. Es sei $\lambda_0 = 0,65 \mu$, $l = 0,02 \mu$, $T_1 = 1300^\circ \text{K}$, $T_2 = 1800^\circ \text{K}$. Dann wird nach (14) $d\lambda_0 = -0,0027 \mu$, während die direkte Auswertung nach Gleichung (12) auf $d\lambda_0 = -0,0026 \mu$ führt. Ist die Spaltbreite nur halb so groß, also $l = 0,01 \mu$, so erniedrigt sich $d\lambda_0$ auf den vierten Teil, also $d\lambda_0 = -0,00067 \mu$.

Bestimmung der Durchlässigkeit optischer Medien. Im vorausgegangen ist häufig die optische Durchlässigkeit der im Strahlengang befindlichen Medien benutzt worden, wobei jedoch die Werte selber als gegeben angesehen wurden. Zur vollständigen Auswertung der abgeleiteten Formeln gehört aber auch ihre zahlenmäßige Bestimmung, die eine besondere Betrachtung erfordert.

Neutrale Medien. Bei einer Glasplatte, einem Reflexionsprisma oder dergleichen verfährt man am besten so, daß man sie in den Strahlengang z. B. eines Glühfadenpyrometers bringt und den Wert der Durchlässigkeit aus der Differenz der Einstellungen mit und ohne Zwischenschalten ableitet. Dabei ist die durchstrahlte Fläche verschieden groß je nach der Lage zu der Objektivlinse des Pyrometers; man kann ihre Größe unmittelbar sehen, wenn man vom Okular aus Licht durch das Pyrometer sendet. Bedient man sich bei diesen Messungen eines Sektors, der beide Einstellungen gleich zu machen erlaubt, so ergibt sich die Durchlässigkeit unmittelbar aus dessen Öffnungsverhältnis. Für die oft vorkommende Schwächung von 10 % empfiehlt es sich, einen festen Sektor angemessener Öffnung, oder deren mehrere zum Interpolieren bereitzuhalten. Bei Linsen ist die Methode nur anwendbar, wenn durch das Einschalten die Abbildung nicht geändert wird. Man verfährt hier so, daß man von einer Lichtquelle ein reelles Bild entwirft, das Pyrometer darauf einstellt

und an der Stelle des Bildes die Linse ein- und ausschaltet. Eine Abhängigkeit von der Wellenlänge wird bei diesen Medien im allgemeinen schwer festzustellen sein. Macht man aber beispielsweise eine Bestimmung der Farbtemperatur eines Wolframbandes unter Einschaltung eines solchen nicht ganz neutralen Glases, so kann die so gemessene „scheinbare“ Farbtemperatur sich merklich von der des frei strahlenden Wolframs unterscheiden.

Rauchgläser. An Stelle des Sektors werden in der praktischen Pyrometrie vorwiegend Rauchgläser verwendet. Auch im Laboratorium, wo man den Sektor bevorzugen wird, ist das Rauchglas

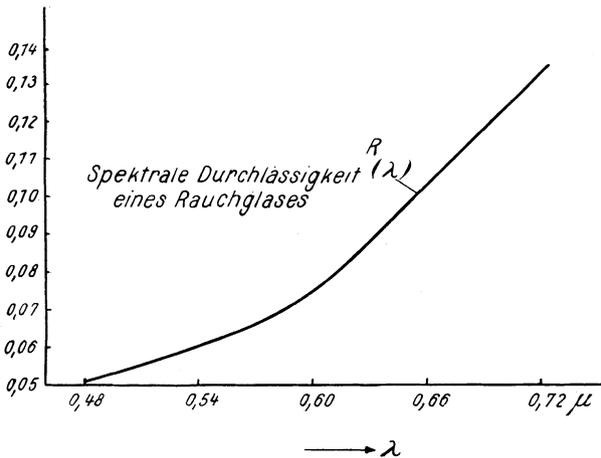


Abb. 34

z. B. als zusätzliche Schwächung zum Sektor zur Überbrückung sehr großer Helligkeitsunterschiede unentbehrlich. Als Rauchgläser benutzt werden sogenannte „Neutralgläser“, deren spektrale Durchlässigkeit jedoch keineswegs wellenlängenunabhängig ist. In Abb. 34 ist die spektrale Durchlässigkeit $R(\lambda)$ eines solchen Glases wiedergegeben. Sie steigt von Blau zu Rot ziemlich gleichmäßig an.

Für den Gebrauch im quasimonochromatischen Pyrometer, z. B. im Glühfadenpyrometer mit Farbfilter, ist die Durchlässigkeit des Rauchglases $R_F(T)$ in Verbindung mit dem Filter F bei der Temperatur T maßgebend. Zur Bestimmung dieser Größe wird am einfachsten vor einem schwarzen Körper von der Temperatur T Rauchglas und Sektor ausgetauscht und so die Durchlässigkeit unmittelbar durch die Öffnung des Sektors, die der gleichen Einstellung entspricht, gemessen. Die Temperatur der Lichtquelle geht nur als Farbtemperatur in die Messung ein, da die Hinzufügung einer

neutralen Schwächung das Helligkeitsverhältnis nicht ändert. Zur Messung kann also auch eine Lichtquelle bekannter Farbtemperatur, z. B. eine Wolframblampe, benutzt werden. Durch Beobachtung bei verschiedenen Temperaturen läßt sich eine Tabelle für die Durchlässigkeit als Funktion der Farbtemperatur aufstellen.

Eine wertvolle Ergänzung und Kontrolle dieser beobachteten Werte bildet ihre Berechnung nach der Definitionsgleichung (11) (S. 64) aus den spektralen Durchlässigkeiten, deren experimentelle Bestimmung nach dem im folgenden dargelegten Verfahren vorausgegangen sein muß. Für das Rauchglas mit der spektralen Durchlässigkeit in Abb. 34 ist das Ergebnis einer solchen Berechnung in Abb. 35 dargestellt.

Bestimmung der spektralen Durchlässigkeit von Rauchgläsern und Farbfiltern. Zur Messung der spektralen Durchlässigkeit eignet sich jedes Spektralpyrometer oder -photometer, z. B. das von König-Martens. Bei Benutzung dieses Gerätes verfährt man zweckmäßig

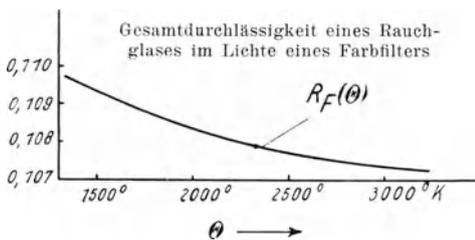


Abb. 35

so, daß man vor einer Lichtquelle bekannter Energieverteilung eine Einstellung mit dem Filter und eine mit dem Sektor macht, dessen Durchlässigkeit der des Filters bei der eingestellten Wellenlänge möglichst gleich kommt. So wird unmittelbar die

Durchlässigkeit des Filters bis auf eine Korrektur erhalten, die sich aus der Differenz der Winkeleinstellungen ergibt. Schwierigkeiten macht bei diesen Messungen die Spaltbreitenkorrektur, weil für sie die spektrale Intensitätsverteilung der durch das Filter getretenen Strahlung bekannt sein muß, die wiederum erst aus dem Meßergebnis berechnet werden kann. Man kann aber durch ein meist schnell konvergierendes Näherungsverfahren zum Ziele kommen. Wesentlich vermindert werden diese Schwierigkeiten dadurch, daß man eine sehr intensive Lichtquelle benutzt, um die Spaltbreite entsprechend verkleinern zu können.

Zur Elimination des Spaltbreitenfehlers bei der Bestimmung spektraler Durchlässigkeiten bestimmt man entweder die wirksame Wellenlänge, für die der bei der benutzten Spaltbreite gemessene Wert gilt oder man korrigiert die gemessenen Helligkeiten auf die Spaltbreite Null. Der erste Weg ist durch die Ausführungen über die wirksame Wellenlänge des Spektralpyrometers (S. 75), der zweite

durch die Erörterungen über die Spaltbreitenkorrektion beim Spektralphotometer nach König-Martens (40) vorgezeichnet. Die einzige, allerdings oft beträchtliche Schwierigkeit besteht darin, daß als maßgebende Temperatur die durch das Filter veränderte Farbtemperatur der Lichtquelle einzusetzen ist. Im Gebiete starker Wellenlängenabhängigkeit des Filters, also besonders bei Farbfiltren, können sich hier sehr extreme Werte ergeben, die die Rechnung sehr erschweren. Ganz allgemein läßt sich über die Methode der Spaltbreitenkorrektion folgendes sagen:

Hat man in einer spektralen Anordnung mit gleichen Spaltbreiten l vor einer mit der Farbtemperatur Θ brennenden Lichtquelle für die Durchlässigkeit $F(\lambda_0)$ eines Filters durch Vergleich mit dem Sektor den Wert N erhalten, so gilt

$$\begin{aligned} N &\cdot \int_0^l \frac{l-\varepsilon}{l} [E(\lambda_0 + \varepsilon, \Theta) A(\lambda_0 + \varepsilon) + E(\lambda_0 - \varepsilon, \Theta) A(\lambda_0 - \varepsilon)] d\varepsilon \\ &= \int_0^l \frac{l-\varepsilon}{l} [E(\lambda_0 + \varepsilon, \Theta) F(\lambda_0 + \varepsilon) A(\lambda_0 + \varepsilon) \\ &\quad + E(\lambda_0 - \varepsilon, \Theta) F(\lambda_0 - \varepsilon) A(\lambda_0 - \varepsilon)] d\varepsilon. \end{aligned}$$

Hieraus ist die Durchlässigkeit für die Spaltbreite Null zu berechnen. Führt man wieder die Funktion $f(\lambda, \Theta) = E(\lambda, \Theta) \cdot A(\lambda)$ ein und entwickelt man sie bis zum quadratischen Glied in eine Potenzreihe, so kann die Integration ausgeführt werden. Die Rechnung liefert¹⁾

$$F(\lambda_0) = N \left[1 - l^2 \left(\frac{1}{6} \frac{f'(\lambda_0, \Theta) \cdot F'(\lambda_0)}{f(\lambda_0, \Theta) \cdot F(\lambda_0)} + \frac{1}{12} \frac{F''(\lambda_0)}{F(\lambda_0)} \right) \right].$$

In erster Näherung gilt $F(\lambda_0) = N$. Aus der so für die verschiedenen λ -Werte erhaltenen Näherungskurve ermittelt man $F'(\lambda)$ und, wenn nötig, $F''(\lambda)$. Diese Näherungswerte in die obige Formel eingesetzt, liefern dann die genauen Werte für $F(\lambda)$.

Die Korrektur auf die Spaltbreite Null nach dem beschriebenen Verfahren läßt sich auch durchführen, wenn als Meßorgan nicht das Auge, sondern eine Photozelle oder eine Thermosäule gewählt wird. In solchen Fällen ist nur für $A(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit des Empfängers zu setzen, die bei einer geschwärzten Thermosäule konstant ist.

¹⁾ Nichols u. Merrit, Phys. Rev. **30**, 328, 1928; Hyde, Astrophys. Journ. **35**, 237, 1912.

Zehntes Kapitel

Die Farbtemperatur

Die Farbtemperatur aus der Farbgleichheit. Der Begriff der Farbtemperatur verdankt seine Entstehung dem Wunsche, die Temperatur eines glühenden Körpers aus der Farbe des von ihm ausgestrahlten Lichtes zu bestimmen. Von alters her ist es ja dem Praktiker bekannt, was heute durch die Gesetze der Temperaturstrahlung wohlbegründet ist, daß die Farbe eines glühenden Körpers sich mit steigender Temperatur von dunklem Rot zu blendendem Weiß ändert und daß man aus der Färbung seine Temperatur angenähert schätzen kann. Aber ebenso bekannt ist es auch, daß auf diese Weise selbst für das geübte Auge nur eine sehr rohe, auf 100 und mehr Grade ununsichere Schätzung möglich ist. Versuche, das Auge dadurch zu unterstützen, daß man auf kolorimetrischem Wege die Zusammensetzung der Strahlung aus bestimmten (willkürlich gewählten) Farbkomponenten ermittelte, führten zwar zu einigermaßen reproduzierbaren Werten, blieben aber für die Pyrometrie ziemlich fruchtlos. Erst der glückliche Gedanke von Hyde¹⁾, die Farbe eines Temperaturstrahlers unmittelbar mit der eines schwarzen Körpers zu vergleichen, bahnte den Weg zu einer neuen Entwicklung. Zeigte es sich doch, daß unter geeigneten Bedingungen eine Bestimmung der Temperatur aus der Gleichheit der Farbe des von beiden Strahlungsquellen ausgestrahlten Lichtes mit überraschender Genauigkeit möglich ist, so daß man nach diesem Kennzeichen jedem Glühzustand eines beliebigen Strahlers eine Temperatur des schwarzen Körpers eindeutig zuordnen kann. Diese Temperatur, zuerst als „color identity temperature“ bezeichnet, wurde dann „color temperature“, „Farbtemperatur“ genannt. Diesem Ursprung entspricht die bereits S. 23 angeführte

1. Definition. Farbtemperatur eines Temperaturstrahlers ist die Temperatur eines schwarzen Körpers, bei der seine Strahlung in einem normalen Auge den gleichen Farbeindruck hervorruft wie die des Temperaturstrahlers.

Voraussetzung dabei ist allerdings, daß beide Strahlungen dem Auge unter gleichen physiologischen Bedingungen, vor allem bei gleicher Helligkeit, dargeboten werden. Die Methode der Messung, die als Farbgleichung bezeichnet wird, besteht daher darin, daß

¹⁾ Hyde, Journ. Frankl. Inst. **169**, 439, 1910; **170**, 26, 1910.

die in einem Gleichheitsphotometer dem Auge dargebotenen beiden Strahlungen auf gleiche Helligkeit und auf gleiche Farbe gebracht werden. Solche Messungen sind zuerst von Hyde, Cady und Forsythe¹⁾ unter Verwendung eines Lummer-Brodhunschen Kontrastphotometers ausgeführt. Die für Farbtemperaturmessungen an Lampen verwendete Anordnung ist aus Abb. 36 zu ersehen. Als schwarzer Körper wird ein im Vakuum geglühtes Kohlerohr verwendet, das in der Mitte durch ein dünnes Kohleplättchen P verschlossen ist. Durch Diaphragmen B wird dafür gesorgt, daß nur die von diesem Teil ausgehende Strahlung auf die eine Seite des Photometerkopfes Ph fällt. Die Temperatur des schwarzen Körpers wird mit einem Glühfadenpyrometer bestimmt, mit dem man auf der anderen Seite des schwarzen Körpers dieses Plättchen anvisiert. Der Abstand der Lampe L von dem Photometerkopf läßt sich verändern, um die für das genaue Erkennen der Farbgleichheit erforderliche Helligkeitsabgleichung vornehmen zu können.

Die Durchführbarkeit dieser Methode setzt allerdings voraus, daß die schwarze Strahlung für alle zu messenden Farbtemperaturen wirklich hergestellt werden kann, denn die Einführung von neutralen Lichtschwächungen, die in der Intensitätspyrometrie die höchsten Temperaturen der Messung zugänglich macht, ist hier natürlich zwecklos. Da der schwarze Körper aber nur bis zu verhältnismäßig niedrigen Temperaturen brauchbar ist, lag das Bedürfnis vor, Lichtquellen zu schaffen, deren Strahlung in ihrer spektralen Verteilung der eines schwarzen Körpers sehr viel höherer Temperatur gleichkommt. Für viele Zwecke brauchbar ist die Wolframlampe in verschiedener Form. Eine von Osram dazu bestimmte Lampe hat einen Wendeldraht, der in einer Ebene hin- und hergespannt ist. Mit ihr soll ein Photometerschirm

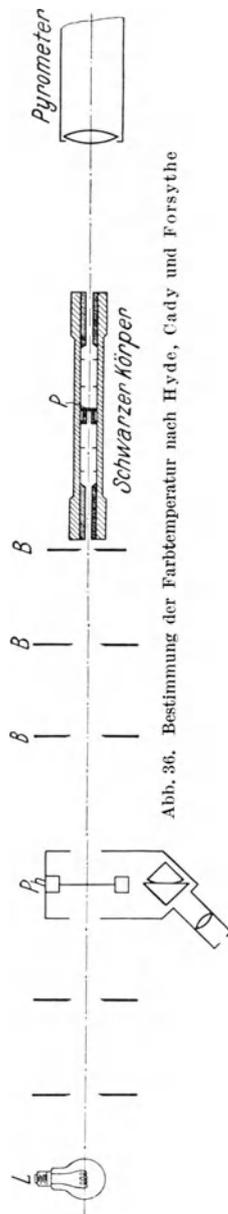


Abb. 36. Bestimmung der Farbtemperatur nach Hyde, Cady und Forsythe

¹⁾ Hyde, Cady und Forsythe, Phys. Rev. 10, 398, 1917.

beleuchtet werden, dessen Rückstrahlung dann zu Farbtemperaturbestimmungen benutzt wird. Statt dessen kann auch eine Mattscheibe vor die Lampe gesetzt und das hindurchgegangene Licht benutzt werden. Dieses Licht ist in beiden Fällen aus Strahlen verschiedener Farbtemperatur gemischt, aber trotzdem mit einer für die Praxis ausreichenden Genauigkeit durch eine einzige Farbtemperatur zu charakterisieren. Auch die Wolframbandlampe ist hierfür geeignet. Bei ihr verwendet man im allgemeinen nur einen eng begrenzten mittleren Teil des Bandes, indem man ihn entweder direkt anvisiert oder ausblendet. Mit solchen Lampen werden Farbtemperaturen bis etwa 2900°K erreicht. Unbeschränkt über die durch diese Temperaturstrahler begrenzte Höhe hinaus lassen sich beliebige Farbtemperaturen in der Weise herstellen, daß das Licht einer Strahlungsquelle gegebener Farbtemperatur durch Vorsetzen geeigneter Filter so geändert wird, daß seine spektrale Zusammensetzung einer höheren Farbtemperatur entspricht (siehe den Abschnitt Farbtemperaturskala).

Bei der systematischen Untersuchung solcher Farbtemperaturen in weitesten Grenzen hat Priest¹⁾ sich die Frage vorgelegt, mit welcher Genauigkeit überhaupt eine Farbtemperatur bestimmt werden kann. Dazu suchte er festzustellen, welche Änderung der Farbtemperatur vom Auge gerade noch bemerkt wird. Als Ergebnis stellte er folgenden Satz auf: Die ebenmerkliche Differenz in der reziproken absoluten Farbtemperatur ist eine angenähert konstante Größe, unabhängig von der Farbtemperatur selbst; sie wurde zu etwa $0,6$ bis $0,8 \cdot 10^{-6} \cdot \text{Grad}^{-1}$ gefunden.

Die hier geschilderte Methode der Farbangleichung erlaubt die Charakterisierung eines Strahlers seiner Farbe nach, indessen ist ein Rückschluß auf seine spektrale Intensitätsverteilung nicht ohne weiteres möglich, weil der gleiche Farbeindruck im Auge in verschiedener Weise zustande kommen kann. Nach der wohlbegründeten Dreifarben-theorie setzt sich nämlich der integrale Farbeindruck im Auge zusammen aus der Erregung von drei Grundempfindungen, von denen jede durch Licht eines breiten Wellenlängenbereiches entsprechend den in Abb. 37 wiedergegebenen Empfindlichkeitskurven erregt werden kann. Maßgebend für die Farbe ist allein die relative Stärke, mit der jede der drei Grundempfindungen erregt wird. Die Zusammensetzung der Strahlung kann dabei sehr verschieden sein. Um die Fülle aller denkbaren Farben zu ordnen, bedient man sich des Maxwell'schen Farbendreiecks (Abb. 38). Die Ecken eines gleichseitigen Dreiecks stellen die (nicht realisier-

¹⁾ Priest, Bur. of Stand. Bull. 18, 223, 1922; Journ. Opt. Soc. Amer. 23, 41, 1933.

baren) Farben dar, die je einer der drei Grundempfindungen allein entsprächen. Jedem Punkte der Fläche entspricht dann ein bestimmtes Mischungsverhältnis der drei Grundempfindungen, das durch seine Dreieckskoordinaten gegeben ist. Die unter normalen Sehbedingungen realisierbaren Farben liegen innerhalb der umrandeten Fläche, die oben durch den Kurvenzug der reinen Spektralfarben mit einigen eingezeichneten Werten in μ , unten durch eine Verbindungslinie vom Rot zum äußersten Violett begrenzt ist. Die

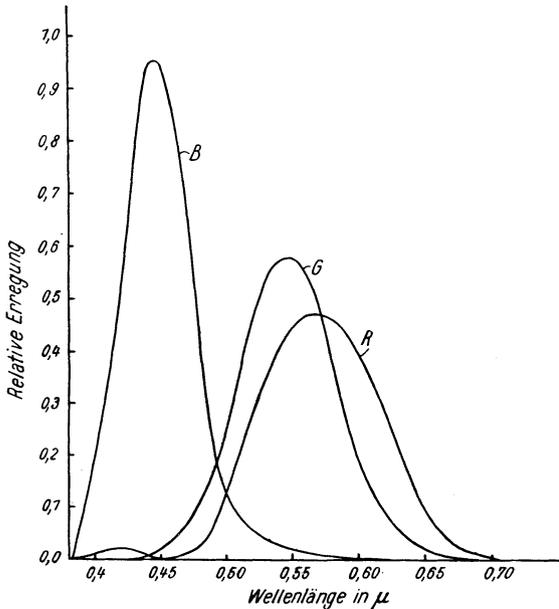


Abb. 37. Grundempfindungskurven des Auges für Blau (B), Grün (G) und Rot (R)

Farben, in denen die Strahlung eines schwarzen Körpers bei verschiedenen Temperaturen dem Auge erscheint, liegen auf dem in diese Fläche eingezeichneten Kurvenzug. Er geht von einem der „Rotecke“ naheliegenden Gebiete im Bogen auf den „Weißpunkt“ zu, der bei 5000° K liegt, um dann ziemlich gerade der „Blauecke“ zuzustreben. Für eine beliebige Strahlung ist nun von vornherein keineswegs zu erwarten, daß die drei Grundempfindungen gerade in dem Verhältnis erregt werden, daß ihm irgendein Punkt dieser Kurve des schwarzen Körpers entspricht, oder mit anderen Worten, daß ihre Farbe mit der eines schwarzen Körpers irgendeiner Temperatur genau übereinstimmt. Hieraus ist ersichtlich, daß die erste

Definition der Farbtemperatur eine streng genommen oft gar nicht zu erfüllende Forderung enthält. Daß trotzdem praktisch bei Temperaturstrahlern Farbtemperaturen durch Farbangleichung bestimmt werden können, liegt daran, daß das Auge auch bei nicht zu großen Farbdifferenzen noch eine am besten übereinstimmende Farbe festzustellen vermag. Die Gesetze, nach denen das geschieht, sind auch bekannt, aber für die optische Pyrometrie weniger wichtig als die

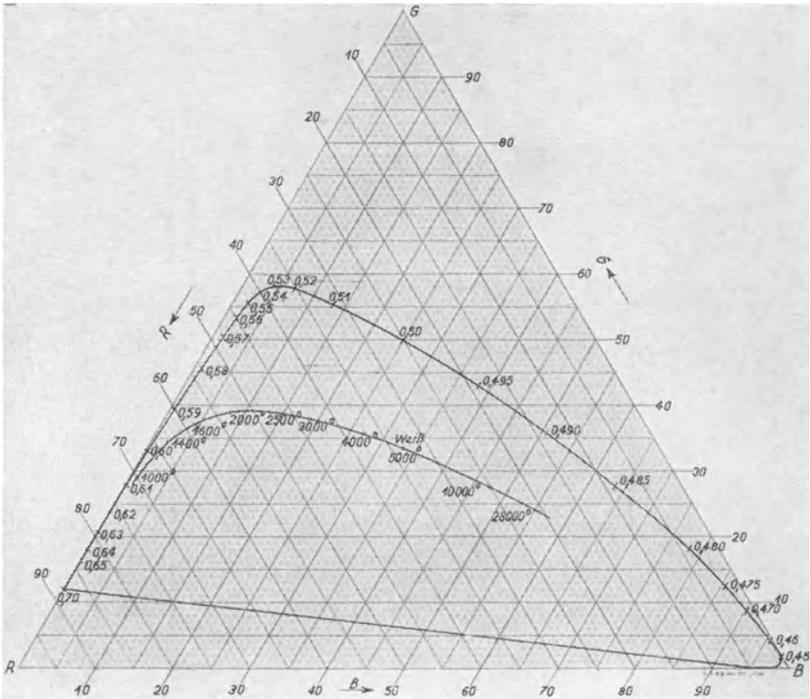


Abb. 38. Farbendreieck nach Maxwell

Einsicht, daß die aus der Farbangleichung gewonnene Farbtemperatur nur sehr bedingt zu physikalischen Folgerungen über die spektrale Zusammensetzung der untersuchten Strahlung benutzt werden kann. Erst dadurch, daß die ursprüngliche Definition der Farbtemperatur so umgewandelt wurde, daß sie sich nur noch auf physikalisch meßbare Größen stützte, wurde ein Begriff geschaffen, der sich, wie die vorangegangenen Betrachtungen bereits gezeigt haben, für die gesamte optische Pyrometrie als ungemein brauchbar erwies.

Die Farbtemperatur aus der Strahlungsintensität bei zwei Wellenlängen. Sendet ein Körper bei der Temperatur T eine Strahlung aus, die ohne Rücksicht auf ihre absolute Intensität eine spektrale Intensitätsverteilung hat, die im Sichtbaren dem Wienschen Gesetze folgt, dann ist ihre Farbe durch einen Punkt auf der Kurve für den schwarzen Körper im Farbendreieck gegeben. Da die diesem Punkte beigeordnete, durch Farbangleichung bestimmbare Farbtemperatur und die spektrale Intensitätsverteilung (im Sichtbaren) somit eindeutig miteinander verknüpft sind, läßt sich die Farbtemperatur auch durch die Bedingung für eine solche Intensitätsverteilung definieren. Nun lautet diese Bedingung, daß für alle Wellenlängen das Verhältnis der Strahlungsintensität $e(\lambda, T)$ des Körpers bei der Temperatur T zu $E(\lambda, \Theta)$, der eines schwarzen Körpers von der Farbtemperatur Θ das gleiche ist, oder daß für zwei beliebige Wellenlängen λ_1 und λ_2

$$\frac{e(\lambda_1, T)}{E(\lambda_1, \Theta)} = \frac{e(\lambda_2, T)}{E(\lambda_2, \Theta)} \quad (1)$$

ist. So ergibt sich folgende

2. Definition. Farbtemperatur eines beliebigen Temperaturstrahlers ist die Temperatur eines schwarzen Körpers, bei der das Verhältnis der Strahlungsintensitäten beider Körper für zwei Wellenlängen gleich groß ist.

Zur Bestimmung der so definierten Farbtemperatur benutzt man am einfachsten die bereits S. 24 abgeleitete Beziehung

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{\frac{1}{\lambda_1 S_1} - \frac{1}{\lambda_2 S_2}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}, \quad (2)$$

d. h. man führt sie auf eine Messung der schwarzen Temperaturen S_1 und S_2 bei den beiden Wellenlängen λ_1 und λ_2 zurück. Um brauchbare Werte für Θ zu erhalten, müssen λ_1 und λ_2 hinreichend weit auseinanderliegen.

Zur Messung kann man ein Spektralphotometer benutzen, das vor dem schwarzen Körper geeicht ist, das also die schwarzen Temperaturen bei den beiden Wellenlängen unmittelbar ergibt. Hat man einen schwarzen Körper zur Verfügung, so ist es vorzuziehen, durch vergleichende Messungen das Verhältnis der Helligkeiten des zu untersuchenden Körpers und des schwarzen Körpers bei zwei Wellenlängen direkt zu messen und die Temperatur des schwarzen Körpers pyrometrisch zu bestimmen. Wird ein Glühfadenpyrometer benutzt, das mit verschiedenen Filtern (Rotglas, Grünglas, Blauglas) aus-

gerüstet ist, dann müssen die wirksamen Wellenlängen dieser Farbfilter sehr genau bekannt sein, da ja in (2) die beiden Wellenlängen voll eingehen.

Bei Körpern, die wie ein schwarzer Körper strahlen, ist die Wahl der Wellenlängen beliebig; im allgemeinen ist jedoch die so definierte Farbtemperatur von der Wahl der Wellenlängen abhängig. Es muß deshalb, um die Eindeutigkeit des Begriffes zu sichern, eine Festsetzung über die beiden Wellenlängen in die Definition aufgenommen werden.

Unabhängig von der genauen Kenntnis der wirksamen Wellenlängen ist ein von Forsythe¹⁾ ausgearbeitetes Verfahren. Es sei kurz als Methode des Rot-Blau-Verhältnisses bezeichnet. Hier erhält man die Farbtemperatur aus den relativen Helligkeiten für zwei verschiedene Teile des Spektrums. Die Methode werde für den Fall beschrieben, daß man ein gewöhnliches Glühfadenpyrometer benutzt, welches mit einem Rot- und einem Blaufilter ausgerüstet ist. Das Pyrometer wird für die beiden Filter nicht in Temperaturen, sondern in einem willkürlichen Maß in relativen Helligkeiten geeicht. Hierzu sind vor dem schwarzen Körper Abgleichungen vorzunehmen. Für die Temperatur T_0 des schwarzen Körpers sei bei Durchsicht durch das Rotfilter die Stromstärke i_{0r} und bei Durchsicht durch das Blaufilter i_{0b} gefunden. Diesen Stromstärken entsprechen die Helligkeiten $H_r(T_0)$ und $H_b(T_0)$. Ganz willkürlich wird $H_r(T_0) = H_b(T_0) = 1$ gesetzt. Für eine Anzahl anderer Temperaturen T_n werden die Stromstärken i_{nr} , i_{nb} und ferner durch Vergleich mit dem rotierenden Sektor die Helligkeitsverhältnisse $\frac{H_r(T_n)}{H_r(T_0)}$, $\frac{H_b(T_n)}{H_b(T_0)}$ ermittelt. Der natürliche Logarithmus des Verhältnisses $\frac{H_r(T)}{H_r(T_0)} : \frac{H_b(T)}{H_b(T_0)} = \frac{H_r(T)}{H_b(T)}$ liegt als Funktion von $\frac{1}{T}$ aufgetragen auf einer fast linearen Kurve. Für monochromatisches Licht ist die Kurve streng linear, da ja nach der Wienschen Formel

$$\ln \frac{E(\lambda_r, T)}{E(\lambda_b, T)} = \text{konst} + \frac{c_2 \cdot (l_r - l_b)}{\lambda_r \cdot \lambda_b} \cdot \frac{1}{T} \quad \text{ist.} \quad (3)$$

Für das durch die Filter gegangene Licht ist die Beziehung nicht streng linear, da die durch $\frac{H_F(T)}{H_F(T_0)} = \frac{E(\lambda_W, T)}{E(\lambda_W, T_0)}$ bestimmten wirksamen Wellenlängen der Filter sich mit der Temperatur T ändern.

Mit dem so geeichten Pyrometer wird eine beliebige Strahlungsquelle betrachtet und deren Helligkeiten $h_r(T)$ und $h_b(T)$ ermittelt.

¹⁾ Forsythe, Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 1115, 1923.

Aus $\ln \frac{h_r(T)}{h_b(T)}$ erhält man dann die Farbtemperatur, indem man aus der für den schwarzen Körper aufgestellten Kurve diejenige Temperatur Θ abliest, für welche $\ln \frac{h_r(T)}{h_b(T)} = \ln \frac{H_r(\Theta)}{H_b(\Theta)}$ ist.

In neuerer Zeit sind Farbtemperaturmessungen von Naeser¹⁾ ausgeführt, der ebenfalls zwei verschiedene Bereiche des sichtbaren Spektrums für die Temperaturbestimmung auswählt. Hier werden die Beobachtungen in den beiden Farbgebieten nicht nacheinander, sondern in der aus den beiden Farbkomponenten bestehenden Mischfarbe gleichzeitig ausgeführt. Insofern als hier ein Farbvergleich durchgeführt wird, ähnelt dieses Verfahren den Methoden der Farbangleichung. Für das Verständnis denke man sich einen Monochromator, der zwei einander parallele Eintrittsspalte, aber nur einen Austrittsspalt hat. Werden die Eintrittsspalte mit weißem Licht bestrahlt, so entstehen in der Ebene des Austrittsspaltess zwei sich überdeckende Spektren. Durch den Austrittsspalt kommt daher ein aus zwei verschiedenen Spektralintervallen herrührendes Lichtgemisch. Abstand und Größe der beiden Intervalle hängen offenbar von dem Abstand und der Breite der Spalte ab. Durch Änderung des gegenseitigen Spaltbreitenverhältnisses läßt es sich erreichen, daß das Lichtgemisch als Mischfarbe erscheint.

Für die eigentlichen Messungen wird ein Spektralphotometer mit zwei untereinander liegenden Spaltpaaren benutzt, von denen das eine Licht von der Vergleichslampe, das andere von der zu untersuchenden Lichtquelle empfängt. Das von dem Licht der Vergleichslampe beleuchtete Spaltpaar erhellt das Gesichtsfeld in der aus zwei Farbkomponenten (Rot und Grün) zusammengesetzten Mischfarbe. Das andere Spaltpaar beleuchtet die zweite Hälfte des Gesichtsfeldes mit dem aus dem zu untersuchenden Strahler stammenden Lichtgemisch, welches ebenfalls aus den beiden Teilen Rot und Grün des Spektrums besteht. Die Breite dieser beiden Spalte läßt sich durch eine Trommel so verstellen, daß das Verhältnis der Spaltbreiten jeden beliebigen Wert annehmen kann, während die Summe der Spaltbreiten konstant bleibt. Durch geeignetes Verstellen dieser Trommel läßt sich die Zusammensetzung des Lichtgemisches so weit ändern, daß beide Seiten des Gesichtsfeldes in der gleichen Farbe erscheinen. Die für eine sichere Feststellung der Farbgleichheit noch erforderliche Abgleichung der Helligkeit wird durch eine Polarisationschwächung erreicht.

Um mit dem Gerät Farbtemperaturen zu messen, muß es vor dem schwarzen Körper geeicht sein, d. h. für eine Anzahl Tempera-

¹⁾ G. Naeser, Mitt. a. d. K. W. I. f. Eisenforschg. 12, 299, 1930.

turen des schwarzen Körpers muß die Trommelstellung bestimmt werden, bei der die beiden Vergleichsfelder für das Auge in gleicher Farbe erscheinen. Das Ergebnis der Eichung sei wieder durch eine Kurve gegeben, die die Trommelstellung als Funktion der Temperatur des schwarzen Körpers darstellt. Die Farbtemperatur eines beliebigen Strahlers ergibt sich dann, indem die Trommelstellung für die Farbgleichheit ermittelt und aus der Eichkurve die Temperatur Θ abgelesen wird, die zu dieser Trommelstellung gehört. Ebenso wie bei der Methode des Rot-Blau-Verhältnisses braucht auch hier die Wellenlänge nicht genau bekannt zu sein.

Eine einfache Form dieses Verfahrens ist von dem Verfasser zu einem Meßgerät für den praktischen Betrieb ausgebildet worden.

Die Farbtemperatur aus der spektralen Intensitätsverteilung. Die Bestimmung der Farbtemperatur aus der Strahlungsintensität bei zwei Wellenlängen ist verhältnismäßig ungenau, weil die Fehler bei der Messung der beiden schwarzen Temperaturen in das Ergebnis eingehen. Ihr Einfluß wird um so stärker, je kleiner das zur Messung benutzte Wellenlängenintervall ist. Es ist deshalb ratsam, bei mehreren Wellenlängen Messungen auszuführen und aus ihnen mehrere Werte für die Farbtemperatur für verschiedene Wellenlängenpaare zu berechnen. Dies hat auch den Vorteil, daß man ein Urteil darüber bekommt, ob die Farbtemperatur einen Gang mit der Wellenlänge zeigt oder im ganzen Bereiche der Messungen konstant ist. Am rationellsten ist es, eine vollständige Kurve der spektralen Intensitätsverteilung aufzunehmen und aus dieser die Farbtemperatur abzuleiten.

Solche spektralen Intensitätsverteilungen lassen sich auf zwei grundsätzlich verschiedenen Wegen ermitteln, nämlich nach der „Isothermen“- und der „Isochromaten“-Methode. Nach der ersten Methode wird die Energieverteilung des Strahlers von konstanter Temperatur mittels eines Spektrometers in Verbindung mit einem geschwärzten Empfänger (Bolometer, Thermosäule, Radiometer, Mikroradiometer) aufgenommen. Unter Berücksichtigung der Dispersion des Spektralapparates, der Abhängigkeit der Durchlässigkeit und des Öffnungswinkels von der Wellenlänge muß die Kurve der spektralen Verteilung auf die reine Intensitätsverteilung umgerechnet werden. Für die Bestimmung der Farbtemperatur ist es nicht notwendig, Absolutmessungen auszuführen. Es genügt, wenn die gemessenen Energien relativ zueinander bekannt sind.

Bequemer als nach der Isothermenmethode kann man die Intensitätsverteilung einer Lichtquelle erhalten, wenn man sie mit der bekannten Intensitätsverteilung eines Normalstrahlers (schwarzer Körper) vergleicht. Hier — bei der Isochromatenmethode — wird

das Verhältnis der Energiebeträge gemessen, die die zu untersuchende Lichtquelle und der Normalstrahler unter gleichen Bedingungen in denselben Wellenlängenbereich aussenden. Bei dieser Methode können auch selektive Empfänger wie das Auge oder die Photozelle verwendet werden, da die Empfindlichkeitsänderung des Empfängers mit der Wellenlänge für die Ermittlung des Intensitätsverhältnisses nur als Spaltbreitenkorrektion eingeht.

Drückt man die nach dieser Methode gewonnenen Werte für die Strahlungsintensitäten in der Weise aus, wie sie die vergleichende Messung mit dem schwarzen Körper am einfachsten ergibt, nämlich als schwarze Temperaturen des Strahlers in Abhängigkeit von der Wellenlänge, so sieht man, daß man es mit derselben Methode wie bei der Bestimmung der Farbtemperatur aus der Strahlungsintensität bei zwei Wellenlängen, nur in erweiterter Form zu tun hat.

Welche Folgerungen lassen sich nun aus einer solchen vollständigen Kurve der spektralen Intensitätsverteilung für die Farbtemperatur ziehen?

Am einfachsten liegt der Fall, wenn es gelingt, die Abhängigkeit der spektralen Intensität von der Wellenlänge durch eine Formel darzustellen, die der für den schwarzen Körper gültigen Strahlungsformel nachgebildet ist. So hat Ångström¹⁾ seine Messungen über die Energieverteilung im sichtbaren Spektrum der Hefner-Lampe gut darstellen können durch

$$e(\lambda, T) = 0,0160 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{7,85}{\lambda}}.$$

Durch Vergleich mit der Wienschen Gleichung ergibt sich daraus, daß

$$\frac{c_2}{\Theta} = 7,85 \quad \text{oder} \quad \Theta = 1825^\circ \text{K}^2) \text{ ist.}$$

Ist eine solche Darstellung nicht möglich, d. h. deckt sich die Kurve der Intensitätsverteilung mit keiner eines schwarzen Strahlers vollständig, dann ist die Angabe einer Farbtemperatur mehr oder

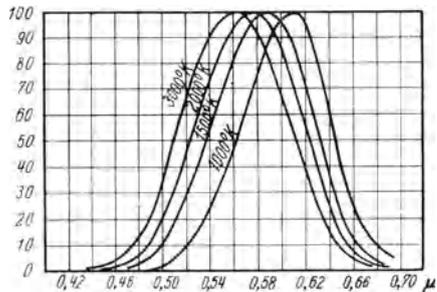


Abb. 39. Relative spektrale Helligkeiten von schwarzen Körpern verschiedener Temperatur

¹⁾ Ångström, Phys. Rev. 17, 302, 1903.

²⁾ Die Farbtemperatur der Hefnerflamme ist später zu 1910° K bestimmt worden. Pearson u. Pleasance, Proc. Phys. Soc. 47, 1032, 1935.

weniger willkürlich und nur noch gerechtfertigt, wenn die Abweichungen verhältnismäßig gering sind. In derartigen Fällen gibt das folgende von Priest¹⁾ angegebene Verfahren eindeutige Werte: Für eine Reihe von Temperaturen wird aus der spektralen Intensitätsverteilung des schwarzen Körpers unter Benutzung der Augenempfindlichkeit die spektrale Helligkeitsverteilung berechnet. Abb. 39 gibt die so gewonnenen Kurven wieder, die dadurch auf gleichen Maßstab gebracht sind, daß in allen der Maximalwert gleich 100 gesetzt ist.

Aus ihnen werden die Schwerpunktswellenlängen λ_s nach

$$\lambda_s = \frac{\int_0^{\infty} \lambda \cdot E(\lambda, T) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_0^{\infty} E(\lambda, T) \cdot A(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (4)$$

bestimmt und als Funktion der Temperatur dargestellt (Abb. 40). Berechnet man nun in gleicher Weise für den zu untersuchenden Strahler seine Schwerpunktswellenlänge λ'_s , so ergibt sich seine Farbtemperatur als die Temperatur, die in der für den schwarzen Körper gültigen Kurve diesem Werte zugeordnet ist.

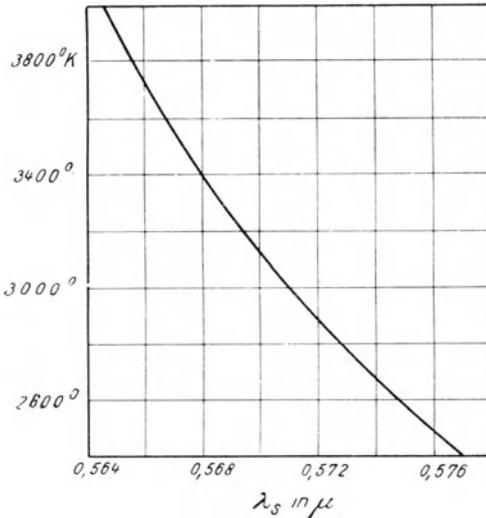


Abb. 40. Schwerpunktswellenlängen der Strahlung eines schwarzen Körpers

Die Farbtemperatur als Grenzwert. Die Angabe einer Farbtemperatur für einen Strahler, dessen spektrale Intensitätsverteilung mehr oder minder stark von der eines schwarzen Strahlers abweicht, kann, wie sie auch bestimmt sein mag, allenfalls in erster Annäherung aber niemals streng zur Ablei-

tung dieser Intensitätsverteilung benutzt werden. Dazu muß die Abhängigkeit von der Wellenlänge, wie sie z. B. bei der Bestimmung der Farbtemperatur aus den schwarzen Temperaturen zutage

¹⁾ Priest, Bur. of Stand. Bull. 18, 221, 1922.

tritt, mitberücksichtigt werden. Am einfachsten geschieht dies auf folgende Weise: Die Formel, die die Farbtemperatur mit der schwarzen Temperatur verbindet, lautet in laufenden Koordinaten

$$\frac{1}{\lambda S} = p + \frac{1}{\Theta} \cdot \frac{1}{\lambda}, \quad (5)$$

worin $p = \frac{1}{\lambda_0} \left(\frac{1}{S_0} - \frac{1}{\Theta} \right)$ durch die Differenz der reziproken Werte von schwarzer und Farbtemperatur bei einer beliebigen Wellenlänge λ_0 bestimmt ist. $\frac{1}{\lambda S}$ ist also für einen Strahler, dessen spektrale Intensitätsverteilung dem Wienschen Gesetz folgt, eine lineare Funktion von $\frac{1}{\lambda}$, und $\frac{1}{\Theta}$ ist die Neigung dieser Geraden gegen die Abszisse. Stellt man bei einem beliebigen Temperaturstrahler $\frac{1}{\lambda S}$ als Funktion von $\frac{1}{\lambda}$ dar, so zeigt die Form der Kurve, ob die lineare Abhängigkeit besteht oder in welcher Weise sie davon abweicht. Nun zeigt die Beobachtung, daß für eine große Zahl von Temperaturstrahlern, Metallen, Oxyden und leuchtenden Flammen, die Kurve für $\frac{1}{\lambda S}$ eine leicht gekrümmte Linie ist, die sich innerhalb der Meßfehler durch eine Funktion 2. Grades darstellen läßt. Es ist also

$$\frac{1}{\lambda S} = p + q \cdot \frac{1}{\lambda} + \frac{r}{2} \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2. \quad (6)$$

Die Farbtemperatur ist in diesem Falle eine Funktion der Wellenlänge, die dadurch gegeben ist, daß in sinngemäßer Erweiterung der Definition (S. 24) der Differenzenquotient durch seinen Grenzwert, den Differentialquotienten, ersetzt wird. Man erhält so

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{d\left(\frac{1}{\lambda S}\right)}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = q + r \cdot \frac{1}{\lambda}. \quad (7)$$

Diese Gleichung sagt aus, daß jetzt die relative spektrale Intensitätsverteilung des Strahlers in der Nähe von λ mit der eines schwarzen Körpers von der Temperatur Θ übereinstimmt.

Hieraus ergibt sich folgende

3. Definition. Farbtemperatur eines Temperaturstrahlers bei der Wellenlänge λ ist die Temperatur eines schwarzen Körpers, dessen relative spektrale Intensitätsverteilung mit der des Strahlers in der Nähe von λ übereinstimmt.

Durch diese Definition hat der ursprüngliche Begriff der Farbtemperatur einen etwas anderen und zwar präziseren Inhalt bekommen als ursprünglich darin lag. Indessen war bei den früheren Entwicklungen unter Farbtemperatur meist der hier definierte Begriff einer „differentiellen“ Farbtemperatur zu verstehen, denn es handelte sich fast immer darum, die spektrale Intensitätsverteilung eines Strahlers in der Nähe einer bestimmten Wellenlänge durch sie zu charakterisieren.

Die Farbtemperaturskale. Das Hauptanwendungsgebiet der Farbtemperaturmessungen bildet — wenigstens bis jetzt — nicht die Pyrometrie, sondern die Beleuchtungstechnik und Photometrie, ferner die wissenschaftliche Photographie und Astrophysik. Hauptsächlich für diese Zwecke ist denn auch eine Farbtemperaturskale aufgestellt worden, indem geeignete reproduzierbare Strahlungsquellen an die optische Temperaturskale angeschlossen wurden, um den schwer zu handhabenden schwarzen Körper zu ersetzen.

Die erste Farbtemperaturskale, die in Amerika bis 1934 allgemein gebräuchlich war, ist von den NELA Research Laboratories aufgestellt worden. Sie gründete sich bis zu Temperaturen von 2600° K auf den Farbvergleich an den schwarzen Körper aus Kohle. Die Ausdehnung nach höheren Temperaturen bis zu 3000° K erfolgte nach der Methode der spektralen Energieverteilung.

In neuerer Zeit ist durch die Arbeiten¹⁾ im Bureau of Standards nach der Methode der Farbangleichung eine sehr sicher fundierte Skale aufgestellt worden. Hier wird der Farbvergleich mit schwarzen Körpern durchgeführt, die in erstarrende Metalle eingetaucht sind (S. 17). Als Metalle werden Pt, Rh und Ir ausgewählt, deren Erstarrungstemperaturen zu 2046° K $\pm 1^{\circ}$ für Pt, 2239° K $\pm 3^{\circ}$ für Rh und 2727° K $\pm 3^{\circ}$ für Ir bestimmt wurden. Die große Konstanz der Strahlung während der Zeit des Erstarrens gibt hier der Methode der Farbangleichung eine besonders hohe Genauigkeit.

Die neue Skale des Bureau of Standards liegt durchweg höher als die der NELA. Die Unterschiede betragen 26° bei 2400 und 2800° K²⁾. Die Farbtemperaturskale des Bureau of Standards ist durch die drei Fixpunkte bis zu einer Temperatur von etwa 2800° K gesichert.

Die Ausdehnung der Skale zu noch höheren Temperaturen, wie sie von der modernen Beleuchtungstechnik gefordert wird, läßt sich exakt nur nach der Methode der spektralen Energieverteilung erreichen. Einen Beitrag zu dieser Frage liefert die Arbeit von

¹⁾ Wensel, Judd u. Roeser, Bur. of Stand. Journ. of Res. **12**, 527, 1934.

²⁾ Forsythe, Phys. Rev. **47**, 789, 1935.

Korte¹⁾. Für die praktischen Zwecke hinreichend genau lassen sich Farbtemperaturen unbegrenzter Höhe dadurch herstellen, daß man vor einen Temperaturstrahler bekannter Farbtemperatur geeignete Filter setzt, die diese Farbtemperatur erhöhen. Solche Filter müssen die Strahlung im Roten mehr schwächen als im Blauen. Die genaue Abhängigkeit der Filterdurchlässigkeit $D(\lambda)$ von der Wellenlänge λ ergibt sich aus der Forderung, daß die relative spektrale Intensitätsverteilung der Strahlung (Farbtemperatur Θ) auch nach dem Durchgang durch das Filter durch die Wiensche Gleichung (Farbtemperatur Θ') darstellbar ist. Man erkennt leicht, daß

$$D(\lambda) = \text{konst} \cdot e^{\frac{a}{\lambda}} \quad (8)$$

wird. Ist a positiv, dann hat die Strahlung nach dem Durchgang durch das Filter eine höhere Farbtemperatur, $\Theta' > \Theta$, und ist a negativ, dann wird die Farbtemperatur erniedrigt, also $\Theta' < \Theta$. Die Änderung der Farbtemperatur ergibt sich aus

$$\frac{1}{\Theta'} - \frac{1}{\Theta} = -\frac{a}{c_2} = -\frac{1}{c_2} \frac{d \ln D(\lambda)}{d \frac{1}{\lambda}}. \quad (9)$$

In neuerer Zeit sind mehrfach Flüssigkeitsfilter oder aus verschiedenen Farbglässern zusammengesetzte Glasfilter mit einem annähernd durch (8) dargestellten Durchlässigkeitsverlauf angegeben worden, die die Farbtemperatur in vorgegebener Weise nach oben oder nach unten ändern²⁾.

Von Priest³⁾ ist ein Verfahren zur Herstellung einer regelbaren Filteranordnung beschrieben, durch welches die Farbtemperatur einer Lichtquelle in vorgegebener Weise um praktisch beliebig hohe Werte geändert werden kann. Die Methode beruht auf der Rotationsdispersion des Quarzes. Mit einer solchen Anordnung lassen sich unter Verwendung einer Quarzplatte Farbtemperaturen bis 4200° K und mit zwei Quarzplatten über 10000° K darstellen.

Ergebnisse der Farbtemperaturmessungen. Aus zahlreichen, besonders von amerikanischen Forschern angestellten Messungen hat sich ergeben, daß die nach verschiedenen Methoden gewonnenen Werte für die Farbtemperaturen bei den gebräuchlichen Temperaturstrahlern praktisch übereinstimmen. Jede dieser Methoden hat ihre

¹⁾ Korte, Eine neue Skala für hohe Farbtemperaturen. Dissertation Berlin 1936.

²⁾ Gage, Journ. Opt. Soc. Amer. **23**, 46, 1933; Gage u. Estey, ebenda **26**, 293, 1936; Davies u. Gibson, ebenda **16**, 332, 1928.

³⁾ Priest, Journ. Opt. Soc. Amer. **5**, 178, 1921; **7**, 1175, 1923.

Vor- und Nachteile. Es hängt von den besonderen Umständen ab, welches Verfahren man im Einzelfall zu wählen hat. Hat beispielsweise die Strahlungsquelle nicht an allen Stellen die gleiche Temperatur, und will man die Farbtemperatur eines bestimmten Teiles ermitteln, dann kommen nur die Methoden der spektralen Intensitätsverteilung, insbesondere die rein pyrometrischen Verfahren, in Betracht. Um aber die mittlere Farbtemperatur der Lichtquelle zu erhalten, wird man die bequemeren Verfahren des Farbvergleichs heranziehen.

Im einzelnen sei über die Vergleichsmessung nur angeführt, daß Hyde¹⁾ und Mitarbeiter die Übereinstimmung der aus dem direkten Farbvergleich und aus der Messung der spektralen Intensitätsverteilung gewonnenen Ergebnisse nachgewiesen haben. Forsythe²⁾ hat gezeigt, daß die Ergebnisse nach der Methode des Rot-Blau-Verhältnisses mit den aus dem direkten Farbvergleich gewonnenen übereinstimmen. Er hat weiterhin gezeigt, daß den metallischen Strahlern stets eine Farbtemperatur zukommt, daß aber die Intensitätsverteilung dieser Strahler sich nicht mathematisch exakt, wohl aber für die Praxis meist ausreichend durch die Angabe einer von λ unabhängigen Farbtemperatur wiedergeben läßt. Es treten geringe Abweichungen von der Intensitätsverteilung des schwarzen Körpers auf. Stimmen beispielsweise für Wolfram die relativen Intensitäten an den Enden des sichtbaren Gebietes mit denen eines schwarzen Körpers überein, dann ist die Intensität in dem mittleren Teil des Spektrums je nach der Größe der Farbtemperatur um $1/2$ bis 1% heller. Ein ähnliches

Zahlentafel

$T^{\circ} K$	Fe		Mo		Ni		Pt		Ta		W	
	S	θ										
1000	950	1008	958	1004	956	1020	950	1011	966	—	966	1006
1300	1222	1317	1228	1309	1226	1336	1211	1328	1239	—	1240	1312
1500	1397	1523	1403	1513	1403	1546	1381	1542	1418	1532	1420	1517
1800	1653	1833	1658	1823	—	—	1634	1865	1680	1859	1684	1825
2000	1820	2041	1824	2032	—	—	1800	2083	1851	2075	1857	2033
2500	—	—	2220	2563	—	—	—	—	2260	2601	2274	2557
2800	—	—	2448	2891	—	—	—	—	2495	2911	2516	2878

Verhalten zeigen Platin und Tantal. Osmium dagegen strahlt um etwa den gleichen Betrag dunkler. Bei Kohle zeigen sich keine Unterschiede. Hier ist also die Übereinstimmung vollkommen.

¹⁾ Hyde, *Astrophys. Journ.* **36**, 89, 1912.

²⁾ Forsythe, *Journ. Opt. Soc. Amer.* **7**, 1115, 1923.

Ein abweichendes Verhalten zeigt der Auerstrumpf, dessen relative Intensität im Grünen bei einer Farbtemperatur von 2800° K um 30 % größer ist als die des schwarzen Körpers.

Einige Ergebnisse der Farbtemperaturmessungen an metallischen Strahlern sind in der nebenstehenden Zahlentafel wiedergegeben. Hier sind für einige Metalle zusammengehörige Werte der wahren Temperatur T , der schwarzen Temperatur S für $\lambda = 0,665 \mu$ und der Farbtemperatur Θ zusammengestellt.

Aus der Zahlentafel erkennt man, daß für die Metalle die Farbtemperatur größer ist als die schwarze und die wahre Temperatur. Die wahre Temperatur, liegt zwischen der schwarzen Temperatur und der Farbtemperatur, und zwar liegt sie der Farbtemperatur näher als der schwarzen Temperatur. Dieser Befund ist besonders bemerkenswert und wichtig. Die in den Betrieben seit altersher gebräuchliche Schätzung der Temperatur aus der Farbe der Lichtquelle erfährt hierdurch die wissenschaftliche Begründung.

Folgerungen aus den experimentellen Ergebnissen der Farbtemperaturmessungen. Die Farbtemperaturmessungen lassen einige allgemeine Folgerungen über die Emissionsvermögen der Temperaturstrahler zu. Die Beziehungen zwischen schwarzer, wahrer und Farbtemperatur sind in dem bereits oft benutzten Gleichungssystem $e(\lambda, T) = E(\lambda, S_\lambda) = \varepsilon_\theta \cdot E(\lambda, \Theta) = \varepsilon(\lambda) \cdot E(\lambda, T)$ enthalten, worin für das Emissionsvermögen $\varepsilon(\lambda)$ das Absorptionsvermögen $\alpha(\lambda)$ gesetzt werden kann. Für die Abhängigkeit der Farbtemperatur von der schwarzen Temperatur gilt

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{1}{S_\lambda} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \varepsilon_\theta. \quad (10)$$

Der Zusammenhang zwischen der wahren Temperatur und der Farbtemperatur ergibt sich entsprechend zu

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{1}{T} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{\varepsilon_\theta}{\alpha(\lambda)}. \quad (11)$$

Indem man diese Beziehung für zwei Wellenlängen λ_1 und λ_2 ansetzt, erhält man durch Elimination von ε_θ :

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{1}{T} + \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{c_2} \cdot \frac{\ln \alpha(\lambda_2) - \ln \alpha(\lambda_1)}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (12)$$

Sind λ_1 und λ_2 nur um differentielle Größen von einander verschieden, so kann man setzen:

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{1}{T} + \frac{\lambda^2}{c_2} \frac{1}{\alpha(\lambda)} \frac{d\alpha(\lambda)}{d\lambda}. \quad (13)$$

Da $\alpha(\lambda)$ bei den Metallen im Sichtbaren mit wachsender Wellenlänge abnimmt, ist $\frac{d\alpha(\lambda)}{d\lambda} \leq 0$. Daraus folgt im Einklang mit dem experimentellen Befund $\Theta \geq T$ und hieraus $\varepsilon_\theta \leq \alpha$. Aus der Tatsache, daß bei den Metallen $\Theta - T \leq T - S$ ist, folgt weiter $\varepsilon_\theta \geq \alpha^2$, so daß ε_θ zwischen den Grenzen $\alpha^2 \leq \varepsilon_\theta \leq \alpha$ liegt. Wäre Θ vollkommen von der Wellenlänge unabhängig, dann hätte das Absorptionsvermögen die Form $\alpha(\lambda) = \varepsilon_\theta e^{\frac{k^2 \cdot c_2}{\lambda}}$, wo die positive Konstante k^2 gleich $\frac{1}{T} - \frac{1}{\Theta}$ ist. Für die Metalle ist diese Beziehung angenähert erfüllt. Ist Θ nicht unabhängig von λ , so folgt aus (7) und (13) eine allgemeinere Beziehung für $\alpha(\lambda)$.

Henning¹⁾ setzt

$$-\frac{1}{c_2} \ln \varepsilon_\theta = \zeta \quad (14)$$

und nennt die Größe ζ die Selektivität des betreffenden Stoffes. Gleichung (10) erhält dann die Form:

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{1}{S_\lambda} - \lambda \zeta. \quad (15)$$

Für die Umrechnung der schwarzen Temperatur auf eine vorgegebene Wellenlänge λ_0 ist es bequem, direkt mit den Selektivitäten zu rechnen. Man hat ja einfach:

$$\frac{1}{S_{\lambda_0}} = \frac{1}{S_\lambda} + (\lambda_0 - \lambda) \zeta. \quad (16)$$

Das Farbpyrometer von Naeser. Die Tatsache, daß die Farbtemperatur der wahren Temperatur sehr viel näher kommt als die schwarze Temperatur, hat Naeser²⁾ veranlaßt, ein Farbpyrometer zu entwickeln, das unter dem Namen *Biopix* in den Handel gebracht wird. Der Apparat stellt in vereinfachter Form die gleiche Anordnung dar, mit welcher Naeser die auf S. 87 beschriebenen Farbtemperaturmessungen ausgeführt hat. Die beiden Farben werden hier durch einen bichromatischen Farbkeil ausgesondert, der Rot und Grün durchläßt. An Stelle der Polarisationschwächung wird ein Neutralgraukeil verwendet, um die Helligkeitsabgleichung auszuführen. Abb. 41 läßt die wesentlichen Einzelheiten des Apparates erkennen. Der zu untersuchende Strahler *A* wird durch die Objektivlinse *b* nach dem

¹⁾ Henning, ZS. f. Instrkde. **45**, 530, 1925.

²⁾ Naeser, Mitt. a. d. Kaiser Wilhelm-Institut f. Eisenforsch. **18**, 21, 1936.

Durchgang durch den bichromatischen Farbkeil c und den Graukeil d in e auf der teilweise versilberten Diagonalebene eines verkitteten Glaswürfels abgebildet und kann durch das Okular von dem Beobachter in seinen Einzelheiten betrachtet werden. Das Licht der Vergleichslampe l gelangt über ein bichromatisches Planfilter f , das die gleichen Farben Rot und Grün durchläßt, durch Reflexion an der versilberten Stelle des Glaswürfels in das Auge des Beobachters. Der Beobachter sieht, wie in Abb. 41 links unten angegeben, mitten im Bilde des Strahlers ein rechteckiges, von der Lampe l beleuchtetes Vergleichsfeld. Die Farben Rot und Grün, die von den Filtern durchgelassen werden, sind so gewählt, daß sie sich als Gegenfarben zu Weiß ergänzen.

Im Gebrauch wird der Lampenstrom auf die vorgeschriebene Eichzahl eingestellt und Farbkeil und Graukeil so weit eingeschoben,

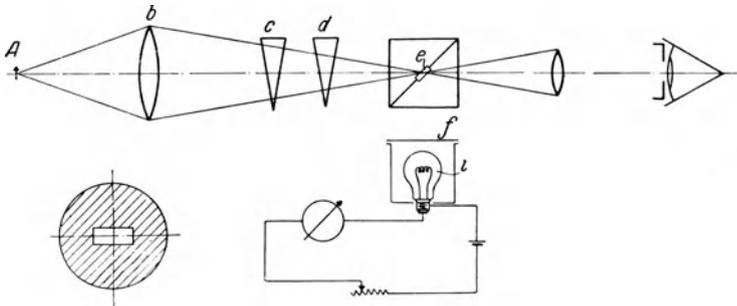


Abb. 41. Farbpyrometer „Bioptix“

bis das Meßfeld und das Vergleichsfeld in Farbe und Helligkeit übereinstimmen. Die Farbtemperatur wird am Farbkeil, die schwarze Temperatur in der Mischfarbe von Rot + Grün am Graukeil abgelesen. Die Eichung vor dem schwarzen Körper erfolgt in der gleichen Weise, wie bei den Farbtemperaturmessungen mit dem Spektralphotometer beschrieben.

Um die wahre Temperatur angenähert zu erhalten, muß man nach Zahlentafel S. 94 von dem Wert der Farbtemperatur bei Nickel etwa ein Drittel des Differenzbetrages zwischen Farbtemperatur und schwarzer Temperatur im Roten und bei Eisen etwa ein Fünftel dieses Betrages abziehen. Die Umrechnung auf die wahre Temperatur wird nun dadurch ausgeschaltet, daß durch eine Änderung des Gerätes die Farbtemperatur, wie der Hersteller angibt, ganz von selbst bei der Messung der wahren Temperatur auf $\pm 10^0$ angenähert wird. Zu dem Zweck ist der Graukeil ein wenig angefärbt. Das ändert den Farbeindruck derart, daß nunmehr Farbkeil und Graukeil ein wenig nach dem dünneren Ende verschoben werden müssen, um

Farbgleichheit zu erzielen. Hierdurch soll erreicht werden, daß das Instrument vor einem bestimmten blanken metallischen Strahler eine Pseudofarbtemperatur liefert, die etwa 20 bis 40⁰ tiefer liegt als die Farbtemperatur des Strahlers, vor einem schwarzen Körper aber eine Temperatur anzeigt, die mit der wahren zusammenfällt. Die angezeigten Temperaturen liegen demnach der wahren Temperatur so nahe, daß für viele Bedürfnisse der Technik eine Berichtigung nicht mehr notwendig ist.

Diese Methode, durch eine Änderung der Farbtemperatur zur wahren Temperatur zu gelangen, läßt natürlich die Einstellung des Instruments nur für Strahler mit bestimmten Strahlungseigenschaften zu. Das Biotix ist so eingestellt, daß seine Angaben für die wichtigsten Metalle der Technik, die Eisenmetalle, richtig sind. Angenähert trifft das auch noch für einige andere Metalle (Platin, Nickel, Wolfram, aber z. B. nicht für Gold) zu. Der besondere Vorzug des Biotix liegt darin, daß seine Temperaturangaben unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit (Oxydschichten) der strahlenden Körper sind.

Elftes Kapitel

Bestimmung der wahren Temperatur fester und flüssiger Körper

Die Hauptaufgabe der optischen Pyrometrie, aus der Strahlung eines Körpers seine wahre Temperatur zu ermitteln, ist bei den bisherigen Darlegungen stark in den Hintergrund getreten. Galt es doch zunächst, die Methoden und Apparate zur Messung der Temperaturstrahlung kennenzulernen und die damit gewonnenen Ergebnisse zu diskutieren. Wie im dritten Kapitel ausgeführt wurde, läßt sich nur dann aus einer pyrometrisch gemessenen Strahlung ein eindeutiger Schluß auf die Temperatur des strahlenden Körpers ziehen, wenn dieser vollkommen schwarz ist. Bei allen wirklichen Temperaturstrahlern, wie Öfen, Lampen, Flammen usw., ist das so gut wie niemals und bestenfalls nur angenähert der Fall. Es bleibt deshalb die Frage zu beantworten, wie man angesichts einer praktischen Aufgabe verfährt, um die wahre Temperatur einer Strahlungsquelle aus den optisch-pyrometrischen Strahlungsmessungen zu erschließen.

Hier bieten sich zwei Wege: 1. Man erhöht die Schwärzung der emittierten Strahlung künstlich in der Weise, daß man einen Hohlraum bildet, der mit dem Körper, dessen Temperatur gemessen werden soll, in gutem Wärmeaustausch steht und infolgedessen trotz der Abstrahlung durch die Öffnung eine schwarze Strahlung ausstrahlt, deren Temperatur der des zu messenden Körpers gleich ist. 2. Man bestimmt in besonderen Messungen die Faktoren, nämlich die Emissionsvermögen des strahlenden Körpers, die die Abweichung der emittierten Strahlung von der schwarzen Strahlung bedingen, und errechnet mit deren Hilfe die wahre Temperatur aus der gemessenen scheinbaren Temperatur.

Bestimmung der wahren Temperatur mit Hilfe eines schwarzen Strahlungskörpers. Das Wesen der Methode wird am besten durch ein einfaches Beispiel klar. Es soll die Temperatur im Innern eines technischen Ofens bestimmt werden, in dem sich als Einsatz verschiedene zu glühende Körper (Steine, Porzellangut oder dgl.) befinden. Durch ein Schauloch erkennt man im Innern auch bei gutem Temperatúrausgleich nach stundenlangem Betrieb noch die einzelnen Stücke, Zwischenräume, Wandungen usw. Die Strahlung ist also nicht schwarz und die mit einem vor dem schwarzen Körper geeichten optischen Pyrometer gemessenen Temperaturen weichen in schwer angebbarem Maße von der wahren Temperatur des an-

visierten Körpers ab. Man kann sich nun so helfen, daß man in den Ofen an die Stelle, deren Temperatur bestimmt werden soll, einen Hohlraumstrahler aus geeigneter keramischer Masse setzt, der seine Öffnung dem Schauloch zukehrt, so daß man die aus seinem Innern kommende Strahlung pyrometrisch messen kann. Damit ist in einer für die meisten Zwecke ausreichenden Weise der Hauptfehler der mangelnden Schwärze der Strahlung beseitigt; indessen kann die Strahlung noch durch Absorption der Gase und Dämpfe bis zum Schauloch in einer die Sicherheit der Messung stark beeinträchtigenden Weise verändert sein. Besser verfährt man deshalb so, daß man ein Rohr aus keramischer Masse nach Art eines Schutzrohres für Thermoelemente in den Ofen einbaut, derart, daß sein an der Meßstelle liegender Boden von außen mit einem optischen Pyrometer anvisiert werden kann. Strahlt der Hohlraum dieses Rohres hinreichend schwarz, dann wird die an der Stelle des Bodens herrschende Temperatur mit dem Pyrometer genau so gemessen wie mit einem Thermoelement.

Die hier an einem praktischen Beispiel erläuterte „Eintauchmethode“ hat nun in der optischen Pyrometrie in mannigfacher Form Anwendung gefunden. Am vollkommensten bei der Bestimmung von Schmelzpunkten. Wie bereits im zweiten Kapitel (S. 17) dargelegt war, ist sogar der in ein schmelzendes Metall tauchende Hohlraumstrahler der vollkommenste schwarze Körper, den wir kennen, so daß er zur Festlegung der Temperaturskala bei bestimmten Fixpunkten benutzt wird. Naturgemäß ist die Methode auch gut dazu geeignet, unbekannte Schmelz- und Umwandlungspunkte in derselben Weise zu bestimmen, indem man die aus einem eingetauchten Hohlraumstrahler austretende Strahlung mit einem optischen Pyrometer in regelmäßigen Zeitabständen mißt und die Temperatur für den Haltepunkt bei steigender und fallender Temperatur daraus berechnet. Voraussetzung dabei ist allerdings, daß der Tauchkörper vollkommen schwarz strahlt. Jedoch läßt sich diese Forderung bei Körpern aus feuerfesten Massen im allgemeinen leicht erfüllen. Wird nämlich ein Lichtstrahl von außen in den Hohlraum geleitet, so wird unter Annahme einer vollkommen diffus streuenden keramischen Masse in erster Näherung der Bruchteil (siehe S. 109)

$$R = \varrho \frac{\Omega}{\pi} \quad (1)$$

der einfallenden Lichtmenge durch die Austrittsöffnung zurückgeworfen. Hier bedeutet ϱ das Reflexionsvermögen der Masse und Ω den Raumwinkel, unter dem das Licht den Hohlkörper verläßt. Die Größe R läßt sich stets so klein halten, daß der Hohlkörper weit innerhalb der Meßgenauigkeit wie ein schwarzer Körper strahlt. Das

wird beispielsweise schon erreicht, wenn das Verhältnis des Durchmessers der Öffnung zu dem Durchmesser des kugelförmigen Hohlkörpers 1:10 ist.

Ein systematischer Fehler kann dadurch auftreten, daß die Temperatur auf der Innenseite des Eintauchkörpers nicht genau gleich der Temperatur des Metallbades ist. Diesen Fehler kann man nach Ribaud¹⁾ angenähert aus der Bedingung errechnen, daß der infolge des Temperaturunterschiedes zwischen Außen- und Innenseite des Tauchkörpers durch Wärmeleitung in den Hohlraum eintretende Wärmebetrag gleich der nach dem T^4 -Gesetz ausgestrahlten Energie sein muß.

Die Eintauchmethode kann man stets mit Vorteil anwenden, wenn der schmelzende Körper nicht von dem Tiegel und dem Hohlkörper verunreinigt wird. Das ist der Fall bei den edlen Metallen Gold, Palladium, Platin, Rhodium und Iridium, die sich deshalb auch als Fixpunkte für die optische Temperaturskala besonders gut eignen.

Bei weniger edlen Metallen muß in jedem Falle untersucht werden, ob die feuerfesten Massen mit den schmelzenden Substanzen reagieren. Bei besonders empfindlichen Stoffen hat man Anordnungen zu wählen, bei denen die Erhitzung im Vakuum oder in einem indifferenten Gas erfolgt und bei denen die Berührung des Schmelzkörpers mit Fremdstoffen vermieden wird. Metallischen Körpern kann man beispielsweise die Form eines dünnwandigen Rohres geben. Wird die Wand mit einer kleinen Bohrung versehen, dann kann man erreichen, daß das aus dieser Öffnung austretende Licht die Intensitätsverteilung des schwarzen Körpers hat. Bei der Messung wird das Pyrometer auf diese Öffnung gerichtet und das Metall durch elektrische Heizung vorsichtig zum Schmelzen gebracht. Auf diese Weise sind sichere Schmelzpunktsbestimmungen an Mo, Ta und W ausgeführt worden²⁾. In ähnlicher Weise hat J ves (1924) den Platinschmelzpunkt an einem zylindrischen Blech mit Längsschlitz bestimmt.

Ein einfacheres, aber gewöhnlich auch nicht sehr genaues Verfahren ist unter dem Namen „Bohrlochmethode“ bekannt. Hier hat der Prüfkörper die Form eines massiven Stabes mit einer Verjüngung an der Durchschmelzstelle. In die verjüngte Stelle wird ein kleines Loch gebohrt. Beobachtet wird das Zufießen dieses Loches im Augenblick des Schmelzens. Nach dieser Methode haben Alterthum, Fehse und Pirani³⁾ den Schmelzpunkt der Kohle zu 3760° K

1) Ribaud, *Traité de Pyrométrie Optique*, Paris 1931, S. 265.

2) Worthing, *Phys. Rev.* **10**, 379, 1917; **25**, 849, 1925; **28**, 181, 1926.

3) Alterthum, Fehse u. Pirani, *ZS. f. Elektrochem.* **31**, 313, 1925.

bestimmt. Zahlreiche höchstschmelzende Stoffe und Stoffsysteme, darunter HfC und TaC mit Schmelzpunkten bei 4150° K hat Agte¹⁾ nach der gleichen Methode untersucht. Eine elegante Anwendung dieses Verfahrens auf Schmelzpunktsbestimmungen an W²⁾ hat zu dem Wert 3645° K geführt, während die amerikanischen Arbeiten³⁾ den Wert 3655° K geliefert haben. Auch für Schmelzpunktsbestimmungen an einigen hochschmelzenden Oxyden [Zirkonoxyd und Hafniumoxyd]⁴⁾ hat man dieses Verfahren benutzt.

Die Bestimmung der wahren Temperatur mit Hilfe der Emissionsvermögen. Die Differenz zwischen der wahren Temperatur und der auf optisch-pyrometrischem Wege gemessenen ist, wie im dritten Kapitel dargelegt war, je nach der angewandten Methode durch eine andere, für den strahlenden Körper charakteristische Konstante bestimmt, und zwar bei der Messung der Gesamtstrahlung durch das Gesamtemissionsvermögen und bei der Messung der schwarzen Temperatur durch das spektrale Emissionsvermögen. Die Farbtemperatur ist durch das Farbemissionsvermögen mit der schwarzen Temperatur und erst durch diese mit der wahren Temperatur verknüpft. In der Praxis der optischen Pyrometrie wird jedoch fast ausschließlich das spektrale Emissionsvermögen zur Berechnung der wahren Temperatur verwendet. Das Gesamtemissionsvermögen zu benutzen verbietet schon der Umstand, daß alle Gesamtstrahlungspyrometer die auffallende Strahlung mehr oder weniger stark selektiv absorbieren. Infolgedessen ist auch die Korrektion eines solchen Instrumentes nicht durch das Gesamtemissionsvermögen, sondern durch eine Größe gegeben, die außer von der Eigenschaft des strahlenden Körpers auch noch von der des Meßinstrumentes mitbestimmt wird. In der Praxis wird das Farbemissionsvermögen zur Bestimmung der wahren Temperatur an Farbtemperaturmessungen selten herangezogen. Fast immer ist bei den gebräuchlichen Temperaturstrahlern die Farbtemperatur in Abhängigkeit von der wahren Temperatur bestimmt worden (S. 94), so daß aus der aufgestellten Zahlentafel die wahre Temperatur unmittelbar aus der Farbtemperatur abgelesen werden kann. Das spektrale Emissionsvermögen hingegen ist eine für die Berechnung der wahren Temperatur wichtige Größe, deren Bestimmung dieser großen Bedeutung entsprechend noch eine besondere Betrachtung erfordert. Bei der Beschreibung der wichtigsten Methoden werden zunächst diejenigen Verfahren besprochen,

¹⁾ Agte, Beiträge zur Kenntnis höchstschmelzender Stoffe. Dissertation, Berlin 1931.

²⁾ Henning u. Heuse, ZS. f. Phys. **16**, 63, 1923.

³⁾ Worthing, Phys. Rev. **10**, 379, 1917; **25**, 849, 1925; **28**, 181, 1926.

⁴⁾ Henning, Naturwissensch. **13**, 661, 1925.

die vorwiegend für lichtundurchlässige Körper angewendet sind. Zum Schluß wird dann noch auf die Methoden der Temperaturbestimmung in lichtdurchlässigen Medien eingegangen.

Bestimmung des Emissionsvermögens durch vergleichende Messung der emittierten Strahlung. Das Emissionsvermögen eines Körpers kann dadurch bestimmt werden, daß man seine Strahlung mit der eines Körpers gleicher Temperatur und bekannten Emissionsvermögens vergleicht. Am besten dient zum Vergleich ein schwarzer Körper. Man kann diesen aus dem zu untersuchenden Körper selbst bilden, indem man aus ihm ein dünnwandiges Rohr herstellt, das elektrisch auf die in Frage kommenden Temperaturen geheizt werden kann. An der Stelle des Temperaturmaximums, wo also die Temperaturverteilung sehr gleichförmig ist, wird die Rohrwand mit einer kleinen Öffnung versehen. Unter der Voraussetzung, daß die aus der Öffnung austretende Strahlung schwarz ist, und im Innern des Rohres die gleiche Temperatur herrscht wie an der äußeren Rohrwand, erhält man das Emissionsvermögen aus der schwarzen Temperatur der Rohrwand und der Temperatur der schwarzstrahlenden Öffnung. Ist das Rohr innen mattiert oder aufgerauht, so kann man nach (1) leicht überschlagen, wieweit die Bedingungen für den schwarzen Körper erfüllt sind. Ist die Rohrwand dünn genug, so wird man bei metallischen Strahlern, die ein relativ hohes Wärmeleitvermögen haben, im allgemeinen die Gleichheit der Temperaturen an der Außen- und Innenseite voraussetzen können. Sind Wärmeleitvermögen k und spez. Widerstand w bekannt, so kann man überdies den Temperaturunterschied δT zwischen Außen- und Innenseite aus der Beziehung¹⁾ berechnen:

$$\delta T = \frac{i^2 w}{2k} \left[r_i^2 \cdot \ln \frac{r_a}{r_i} - \frac{r_a^2 - r_i^2}{2} \right], \quad (2)$$

Hier bedeutet i die Stromdichte und $2r_i$ bzw. $2r_a$ den inneren bzw. äußeren Durchmesser des Rohres. Infolge der Temperaturdifferenz δT ist von dem Absorptionsvermögen α noch ein Betrag $\delta\alpha$ abzuziehen:

$$\delta\alpha = \alpha \cdot \frac{c_2}{\lambda T^2} \delta T. \quad (3)$$

In den von Worthing²⁾ über das Emissionsvermögen von W für $\lambda = 0,665\mu$ angestellten Messungen hatte das Rohr die Durchmesser $2r_a = 1,32$ mm, $2r_i = 0,76$ mm und eine Öffnung von rund 0,1 mm

¹⁾ Angell, Phys. Rev. 4, 535, 1914.

²⁾ Worthing, Phys. Rev. 10, 377, 1917.

Durchmesser. Bei im Vakuum geglühtem Metall zeigen hier δT und $\delta \alpha$ folgende Abhängigkeit von der Temperatur:

$T^\circ \text{K}$	δT	$\delta \alpha$
1500	0,22	0,002
2300	1,54	0,006
3100	5,6	0,012

Die Größe der Öffnung bedingt hier nach (1) mit $\varrho = 0,55$ eine Abweichung von rund 10^{-3} gegenüber dem Emissionsvermögen 1 des schwarzen Körpers.

Kann man über die Wärmeleitung k und den spez. Widerstand w keine Aussagen machen, und demnach die Größe δT nicht berechnen, so wird man jedenfalls einen sicheren Wert für das Emissionsvermögen erhalten, wenn man Rohre verschiedener Wandstärke benutzt und dann auf die Wandstärke Null extrapoliert. Auf diese Weise wurde auch das Emissionsvermögen von Graphit bestimmt.

An Stelle eines mit einer Öffnung versehenen massiven Rohres hat man auch sehr dicht gewickelte Drahtwendel¹⁾ aus dem zu untersuchenden Metall für die Bestimmung des Emissionsvermögens angefertigt. Im Innern der Wendel herrschen dann weitgehend die gleichen Verhältnisse wie in einem schwarzen Körper. Die Wahl von Drahtwendeln gegenüber massiven Rohren bietet auch den Vorteil, daß die für die Aufrechterhaltung hoher Temperaturen erforderlichen Stromstärken sehr viel geringer werden.

Die Genauigkeit der nach der sogenannten Rohrmethode erhaltenen Ergebnisse kann man leicht abschätzen. Denkt man sich die Gleichung $\frac{1}{T} = \frac{1}{S} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \alpha$ nach $\ln \alpha$ aufgelöst und dann differenziert, so erhält man:

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{dc_2}{c_2} \ln \alpha - \frac{d\lambda}{\lambda} \ln \alpha - \frac{c_2}{\lambda} \frac{dT}{T^2} + \frac{c_2}{\lambda} \frac{dS}{S^2}. \quad (4)$$

Fehler, die durch einen unrichtigen c_2 -Wert hervorgerufen werden, sind sicherlich gering ($< 2 \cdot 10^{-3}$) und mögen als systematische Fehler unberücksichtigt bleiben. Auch unrichtige Bestimmungen der wirksamen Wellenlänge werden bei gut untersuchten Farbfiltern das Ergebnis nur unwesentlich beeinflussen. Hierzu muß allerdings einschränkend gesagt werden, daß gerade bei älteren Messungen die Wellenlängenangaben ungenau²⁾ sind und im Emissionsvermögen Fehler von mehreren Prozenten verursachen können. Es bleiben

¹⁾ Worthing, Phys. Rev. **25**, 847, 1925.

²⁾ Siehe hier Ribaud, *Traité de Pyrométrie Optique*, S. 93.

nach (4) nur die zufälligen Meßfehler in der Temperaturbestimmung übrig. Diese sind durch die im Pyrometer mit dem Auge noch gerade eben wahrnehmbaren Helligkeitsänderungen bestimmt. Für die relative spektrale Helligkeitsänderung dH/H bei der Wellenlänge λ gilt:

$$\frac{dH}{H} = \frac{1}{E(\lambda, T)} \cdot \frac{\partial E(\lambda, T)}{\partial T} dT = \frac{c_2}{\lambda} \frac{dT}{T^2}. \quad (5)$$

Bei einwandfreien Meßinstrumenten und geübten Beobachtern kann dH/H gleich $1/2$ bis $1/3 \cdot 10^{-2}$ angenommen werden. Daraus folgt nach (4) ein möglicher Fehler von etwa 1% in der Bestimmung des Emissionsvermögens.

Der Vergleich werde nun statt mit einem schwarzen Körper mit einem beliebigen Körper bekannten Emissionsvermögens und gleicher Temperatur durchgeführt. Man ermittelt in diesem Falle aus der schwarzen Temperatur des Vergleichskörpers und seinem Emissionsvermögen seine wahre Temperatur und damit auch die des zu untersuchenden Körpers. Aus dieser und der gemessenen schwarzen Temperatur ergibt sich dann sein Emissionsvermögen.

Nach diesem Verfahren scheinen zuerst Burgess und Waltenberg¹⁾ mikropyrometrisch das Emissionsvermögen einer großen Anzahl von Metallen und Metalloxyden untersucht zu haben. Auf einem Metallstreifen von bekanntem Emissionsvermögen wird eine kleine Probe der zu untersuchenden Substanz gelegt. Der Metallstreifen wird dann vorsichtig erhitzt, bis die Probe gerade eben schmilzt, und wird dann schnell abgekühlt. Hierdurch soll erreicht werden, daß die Probe auf dem Streifen in einer kleinen ebenen Fläche ausgebreitet ist. Ist dieses Flächenstück klein genug, so werden hier und an einer benachbarten Stelle des Vergleichsmetalls gleiche wahre Temperaturen herrschen. Aus den für diese beiden Stellen ermittelten schwarzen Temperaturen wird dann das Emissionsvermögen bestimmt. Nach der gleichen Methode haben Burgess und Waltenberg auch Schmelztemperaturen ermittelt.

Zur Kritik dieses Verfahrens ist zu bemerken, daß die schmelzenden Körper mit der Unterlage reagieren können, so daß man nicht mehr die Eigenschaften der reinen Substanzen ermittelt. Ein Beispiel dafür, wie stark die Eigenschaften mancher Metalle durch Verunreinigungen geändert werden, bietet das Verhalten des Chroms beim Schmelzpunkt. Als Schmelztemperatur erhielten Burgess und Waltenberg 1793° K. Bei im Vakuum ausgeführten Messungen in einem Tiegel ermittelten Hoffmann und Tingwaldt²⁾ eine

¹⁾ Burgess u. Waltenberg, Bur. of Stand. Bull. of Res. 9, 475, 1912; 11, 591, 1915.

²⁾ Hoffmann u. Tingwaldt, ZS. f. Metallkde. 23, 31, 1931.

Temperatur 2073⁰ K und bei Messungen im Vakuum an einem Stab nach der Bohrlochmethode 2038⁰ K. Neuere Messungen¹⁾ an reinstem Chrom in einer Wasserstoffatmosphäre, wobei jede Spur von Sauerstoff peinlichst ferngehalten wurde, führten zu einem Wert 2163⁰ K $\pm 10^0$. Der Unterschied gegenüber dem nach der Bohrlochmethode erhaltenen Wert rührt daher, daß sich hier Spuren von Chromoxyd gebildet haben, die in dem reinen Chrom gelöst werden und dann eine Schmelzpunktserniedrigung von über 100⁰ hervorrufen. Ein nicht ganz so ausgeprägtes Verhalten zeigt auch Kupfer, dessen Schmelztemperatur von 1356⁰ K durch gelöstes Kupferoxyd auf 1338⁰ K erniedrigt wird.

Worthing²⁾ hat die Anordnung für den Vergleich mit einem Strahler bekannten Emissionsvermögens so abgeändert, daß er einen Draht aus dem zu untersuchenden Metall mit einem Draht der Vergleichssubstanz durch eine möglichst dünne Schweißschicht miteinander verband (Kontaktmethode). Werden die Drähte elektrisch geglüht, so kann man erreichen, daß die Temperaturen beider Metalle in unmittelbarer Nähe der Grenzschicht gleich sind. Mit Wolfram als Vergleichskörper hat Worthing so das Emissionsvermögen von Molybdän und Tantal bestimmt.

Der Vergleich mit einem Strahler bekannten Emissionsvermögens ist auch ein oft verwendetes Hilfsmittel für die Untersuchung von Oxyden und Oxydgemischen geworden. Das Emissionsvermögen von Oxyden bestimmte Pirani³⁾ dadurch, daß er kleine Scherben von einigen mm² Oberfläche in die Wand eines Kohlerohres so einpaßte, daß sie mit der Oberfläche des Rohres abschnitten. Das Kohlerohr wurde dann mit einer Bohrung versehen, aus der bei glühendem Rohr schwarze Strahlung austrat. Sind die Temperaturen des Rohres und des Probekörpers gleich, so erhält man das gewünschte Emissionsvermögen aus der schwarzen Temperatur des Probekörpers und der wahren Temperatur des Rohres. Bei Versuchen dieser Art muß natürlich stets durch Kontrollen sichergestellt werden, daß der Scherben wirklich die Temperatur des Rohrrinnern angenommen hat.

Wiegand⁴⁾ hat bei der Untersuchung der Strahlungseigenschaften von Nernst-Stiften nach einem auch schon in älteren Arbeiten beschriebenen Verfahren die wahre Temperatur dadurch erhalten, daß er auf dem Nernst-Stift Metalle bekannter Schmelztemperatur zum Schmelzen brachte.

1) Grube u. Knabe, ZS. f. Elektrochem. **42**, 793, 1936.

2) Worthing, Phys. Rev. **25**, 849, 1925; **28**, 175, 1926.

3) Pirani, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 19, 1911.

4) Wiegand, ZS. f. Phys. **30**, 40, 1924.

Skaupy¹⁾ hat eine Methode vorgeschlagen, bei der Nernst-Masse als Vergleichskörper gewählt wird. Dieses Verfahren ist dann von Liebmann²⁾ genauer ausgearbeitet worden. Die Untersuchung der kompakten Oxyde im Glühzustand wird im allgemeinen dadurch bewerkstelligt, daß man sie zunächst bei Zimmertemperatur als dickflüssige Paste auf Nernst-Stifte aufträgt. Die Paste wird dann getrocknet und durch Zünden des Nernst-Stiftes und längeres Erhitzen in eine kompakte Form gebracht. Um die wahre Temperatur der Oxyde zu bestimmen, werden auf ihrer Oberfläche kleine Flecken aus Nernst-Masse angebracht. Das Verfahren heißt daher auch Fleckenmethode. Die Strahlungseigenschaften der Flecke aus Nernst-Masse hat Liebmann dadurch ermittelt, daß er sie auf Platinblech auftrug, dessen Emissionsvermögen für diese Zwecke genügend genau bekannt ist. Die Fleckenmethode als Verfahren zur Temperaturermittlung ist in einer Reihe neuerer Arbeiten über die Gesamtstrahlung³⁾ der Oxyde und über deren Emissionsvermögen im sichtbaren und im ultraroten Spektralgebiet⁴⁾ erfolgreich angewendet worden. Es ist einleuchtend, daß die Fleckenmethode kein Präzisionsverfahren darstellt, aber gerade bei der Untersuchung der Oxyde, deren Strahlungseigenschaften in verwickelter Weise von der Vorbehandlung, der Korngröße und vielen anderen Faktoren abhängt, hat dieses Verfahren sich als nützliches Hilfsmittel für die Erforschung von Neuland gezeigt.

Das Emissionsvermögen aus Messungen der reflektierten Strahlung.
Reguläre Reflexion. Fällt ein Lichtstrahl von der Wellenlänge λ auf einen undurchsichtigen spiegelnden Körper, so wird ein Teil des Lichtes absorbiert und der Rest reflektiert. Zwischen dem Absorptionsvermögen $\alpha(\lambda)$ und dem Reflexionsvermögen $r(\lambda)$ besteht daher die Beziehung

$$\alpha(\lambda) + r(\lambda) = 1. \quad (6)$$

An solchen Körpern kann man das Emissionsvermögen, das ja dem Absorptionsvermögen gleich ist, daher auch durch Reflexionsmessungen bestimmen. Durch derartige Versuche haben zuerst Holborn und Henning⁵⁾ pyrometrische Bestimmungen der wahren Temperatur metallischer Strahler ausgeführt. In dieser Arbeit wird

¹⁾ Skaupy, ZS. f. Phys. 12, 177, 1922.

²⁾ Liebmann, ZS. f. Phys. 63, 404, 1930.

³⁾ Liebmann, ZS. f. Phys. 71, 416, 1931; Hild, Mitt. a. d. Kaiser Wilhelm-Institut f. Eisenforsch. 14, 59, 1932.

⁴⁾ Hoppe, Ann. d. Phys. 15, 709, 1932; Ritzow, ebenda 19, 769, 1934.

⁵⁾ Holborn u. Henning, Berl. Ber. 1905, S. 311.

vorausgesetzt, daß das Reflexionsvermögen der Metalle temperaturunabhängig ist, so daß aus dem bei Zimmertemperatur gefundenen Reflexionsvermögen nach (6) das Absorptionsvermögen und hieraus und aus der schwarzen Temperatur die wahre Temperatur erhalten wird. Hat sich auch später gezeigt, daß das Reflexionsvermögen vieler Metalle in geringem Maße von der Temperatur abhängt, so wird hierdurch die Bedeutung der Arbeit nicht beeinträchtigt, welche einen der ersten prinzipiell richtigen Versuche darstellt, aus rein optischen Beobachtungen die wahre Temperatur strahlender Körper abzuleiten.

Um der Temperaturabhängigkeit Rechnung zu tragen, hat man die Reflexionsmessung an dem Prüfkörper bei derselben Temperatur vorzunehmen, die man ermitteln will. Es werde angenommen, daß der Prüfkörper ein Metall mit ebener glatter Oberfläche ist, und daß die Messungen zur Bestimmung seiner wahren Temperatur mit einem optischen Pyrometer ausgeführt werden. Auf die Metalloberfläche wird eine Vergleichslichtquelle großer Helligkeit abgebildet. Das Pyrometer wird so auf diese Stelle gerichtet, daß das reflektierte Licht genau zentrisch durch das Pyrometerrohr in das Auge des Beobachters gelangt. Die Kontrolle für eine richtige Justierung erhält man dadurch, daß man die Okularseite des Pyrometers stark beleuchtet und feststellt, ob das an dem Metall reflektierte Licht auf die Vergleichslichtquelle fällt. Die in einer Wellenlänge λ ausgeführten Beobachtungen mögen für die auf den Körper treffende Vergleichsstrahlung die schwarze Temperatur S liefern. Weiter seien für die schwarzen Temperaturen der Metalloberfläche, wenn die Vergleichslichtquelle abgedeckt bzw. auf die Oberfläche abgebildet ist, die Werte S_0 bzw. S_1 gemessen. Das Reflexionsvermögen $r(\lambda)$ ergibt sich dann aus den diesen Temperaturen entsprechenden Intensitäten zu

$$r(\lambda) = \frac{E(\lambda, S_1) - E(\lambda, S_0)}{E(\lambda, S)}. \quad (7)$$

Das beschriebene Verfahren liefert nur dann richtige Werte, wenn reine Spiegelung vorliegt. Es eignet sich nicht für alle Metalle, da viele Metalle bei Glühtemperaturen Rekristallisationserscheinungen zeigen, wodurch die spiegelnde Wirkung der Oberfläche beeinträchtigt wird. An Tantal und Gold¹⁾ konnten nach dieser Methode genaue Messungen des Reflexionsvermögens und seiner Temperaturabhängigkeit ausgeführt werden, während Nickel¹⁾ sich ungeeignet erwies.

Diffuse Reflexion. Unter diffuser Reflexion wird die Erscheinung verstanden, daß die bestrahlte Fläche die auffallende Strahlung nach allen Richtungen des Halbraumes reflektiert. Wird

¹⁾ Worthing, Phys. Rev. 28, 174, 1926.

die auftreffende Strahlung nach allen Richtungen gleichmäßig reflektiert, so spricht man von vollkommen diffuser Reflexion. Wird außerdem die gesamte auffallende Strahlung zurückgeworfen, so heißt die reflektierende Fläche weiß. In der Natur kommen nur Körper vor, die diese Eigenschaften in mehr oder weniger großer Annäherung aufweisen. Die an diffusen Körpern ausgeführten Messungen beschränken sich meistens darauf, die reflektierte Strahlung bei senkrechtem Lichteinfall zu untersuchen. Das einfallende Licht der Intensität $E(\lambda, S)$ treffe aus dem beliebigen Raumwinkel $d\Omega$ senkrecht auf die Flächeneinheit. Von diesem Betrag möge der Bruchteil $\varrho(\lambda)$ nach allen Seiten des Halbraumes reflektiert werden. $\varrho(\lambda)$ ist dann das Gesamtreflexionsvermögen. Das Gesamtreflexionsvermögen für das ganze sichtbare Spektrum wird als Albedo bezeichnet. Zwischen dem Absorptionsvermögen für senkrecht einfallendes Licht und $\varrho(\lambda)$ besteht die Beziehung:

$$\alpha(\lambda) + \varrho(\lambda) = 1.$$

Die unter dem Winkel ϑ gegen die Normale in den Raumwinkel $d\omega$ reflektierte Energie wird dem Ausdruck gleichgesetzt:

$$E(\lambda, S) d\lambda \cdot d\Omega \cdot \frac{r_\vartheta}{\pi} \cos \vartheta d\omega.$$

Hierbei bedeutet r_ϑ das Teilreflexionsvermögen für die Richtung ϑ . Zwischen $\varrho(\lambda)$ und r_ϑ gilt demnach

$$\varrho(\lambda) = \int \frac{r_\vartheta}{\pi} \cos \vartheta d\omega, \quad (8)$$

wo die Integration über den Halbraum zu erstrecken ist. Bei vollkommen diffuser Reflexion ist r_ϑ von ϑ unabhängig. Dann liefert die Integration:

$$r_\vartheta = \varrho(\lambda). \quad (9)$$

Ein durch pyrometrische Messungen gut untersuchter Stoff mit hohem Reflexionsvermögen ist das Magnesiumoxyd. Eine ebene Fläche erhält man leicht, wenn man nach Kundt eine Metallplatte über brennendes Magnesiummetall hält. Dann setzt sich Magnesiumoxyd auf diese Platte ohne Bindemittel in beliebiger Dicke ab. Henning und Heuse haben an MgO für rotes und grünes Licht $\varrho(\lambda) = 0,953$ erhalten. Die Messung der Intensitäten des unter verschiedenen Winkeln reflektierten Lichtes lieferte für das Teilreflexionsvermögen die Abhängigkeit:

$$r_\vartheta = 1 - 1,3 \sin^4 \vartheta/2.$$

Bis zu einem Winkel $\vartheta \sim 30^\circ$ kann demnach hier das Teilreflexionsvermögen als 1 angenommen werden.

Die Reflexion an einem Magnesiumschirm kann man benutzen, um starke Helligkeitsschwächungen¹⁾ zu erzielen, die praktisch von der Wellenlänge unabhängig sind. In Abb. 42 ist die Anordnung schematisch dargestellt. Der Strahler, dessen Helligkeit geschwächt werden soll, wird durch eine Linse L der Durchlässigkeit D senkrecht auf einen Magnesiumschirm M abgebildet. Die von dem Strahler ausgehenden Lichtstrahlen der Intensität $E(\lambda, S)$ werden von einem Diaphragma mit einer kreisförmigen Öffnung vom Durchmesser $2R$ begrenzt, welches sich im Abstand a von dem Strahler befindet.

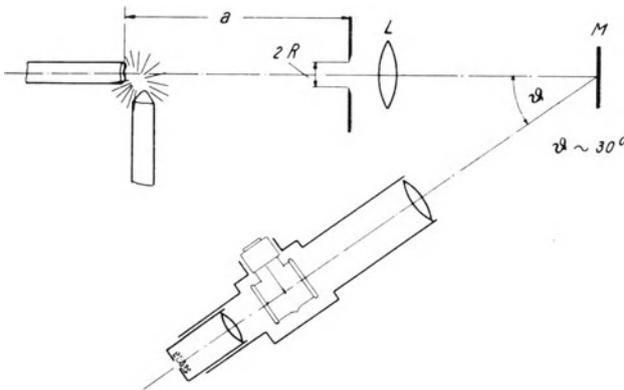


Abb. 42. Lichtschwächung durch Abbildung auf einem Magnesiumschirm .

Die Lichtstrahlen treffen demnach mit einem Öffnungswinkel $d\Omega = \frac{\pi R^2}{a^2}$ auf die Linse. Ruft die Abbildung eine lineare Vergrößerung V hervor, so fällt die Strahlung mit dem Öffnungswinkel $\frac{d\Omega}{V^2}$ auf den Schirm. Das unter dem Winkel ϑ reflektierte Licht hat also die Intensität $E(\lambda, S) \frac{d\Omega}{V^2} \cdot D \cdot \frac{r_\vartheta}{\pi}$. Da für Winkel bis 30° $r_\vartheta = 1$ gesetzt werden kann, ist die Durchlässigkeit N der Anordnung in diesem Winkelbereich gegeben durch

$$N = \frac{R^2 \cdot D}{a^2 \cdot V^2}.$$

$\frac{R^2}{a^2}$ kann praktisch beliebig klein gehalten werden. Man kann demnach nach diesem Verfahren beliebig starke Helligkeitsschwächungen erreichen.

¹⁾ Kurlbaum, Berl. Ber. 1911, S. 544.

Pirani¹⁾ hat eine Methode angegeben, durch die das Reflexionsvermögen undurchsichtiger, diffus strahlender Körper beliebiger Temperatur mit dem bekannten Reflexionsvermögen des MgO bei Zimmertemperatur verglichen wird. Das Bild der Anode eines Wolframbogens oder des Kraters eines Kohlebogens wird auf eine mit MgO geweißte Platte projiziert und dann die Intensität des reflektierten Lichtes gemessen. Dann ersetzt man die Platte durch eine aus dem zu untersuchenden Material und bestimmt wiederum die Intensität des reflektierten Lichtes, wobei natürlich im Gebiet höherer Temperaturen die Eigenstrahlung der Platte zu berücksichtigen ist. Das Verhältnis dieser beiden Intensitäten ist gleich dem Verhältnis der Reflexionsvermögen, und zwar gleich dem der Teilreflexionsvermögen. Für vollkommen diffus reflektierende Körper ist das Verhältnis der Teilreflexionsvermögen gleich dem der Gesamtreflexionsvermögen, so daß man in diesem Fall auch das Absorptionsvermögen und damit die wahre Temperatur ermitteln kann. Reflektiert der Körper nicht vollkommen diffus, so hat man außerdem noch den Intensitätsverlauf des reflektierten Lichtes in Abhängigkeit von dem Reflexionswinkel (Indikatrix) zu bestimmen und hieraus das in Frage kommende Gesamtreflexionsvermögen zu berechnen.

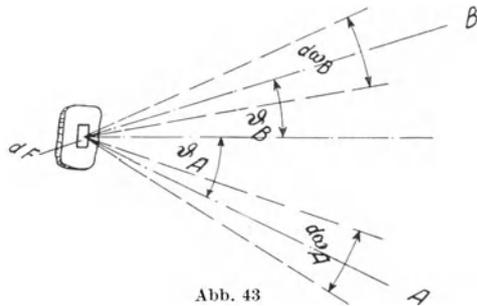


Abb. 43

Reflexion an einer beliebigen Oberfläche. Der allgemeine Fall der Reflexion an einer Oberfläche beliebiger Art und Form ist im Anschluß an eine Arbeit von Sharp und Little²⁾ von Hamaker³⁾ behandelt. Wegen der Bedeutung dieser Untersuchung werde die von Hamaker ausgearbeitete Methode ausführlicher besprochen.

Man denke sich nach Abb. 43 das Flächenelement df eines Körpers beliebiger Oberflächengestalt mit dem Pyrometer aus der Richtung A anvisiert. Zur Vereinfachung werde angenommen, daß der Prüfkörper Zimmertemperatur hat. Zu ermitteln ist die Absorption eines aus der Richtung A einfallenden Lichtstrahles. Hierzu ist festzustellen, welcher Betrag des aus A kommenden Lichtbündels an df

¹⁾ Pirani, ZS. f. techn. Phys. 5, 266, 1924.

²⁾ Sharp u. Little, Trans. of the Illum. Eng. Soc. 1920, S. 802.

³⁾ Hamaker, Dissertation, Amsterdam, 1934.

reflektiert wird, wenn das Licht aus dem räumlichen Winkel $d\omega_A$ und unter dem Einfallswinkel ϑ_A auf df auftrifft. df sei nicht vollkommen glatt, so daß sich der regulären Reflexion noch diffuse Reflexion überlagert. Ist für eine Wellenlänge λ die auftreffende Strahlung gegeben durch $df E(\lambda, S) d\lambda \cos \vartheta_A d\omega_A$, so soll hiervon der Betrag $r_{AB} d\omega_B \cdot df E(\lambda, S) d\lambda \cos \vartheta_A d\omega_A$ in die Richtung B und den räumlichen Winkel $d\omega_B$ reflektiert werden. Hamaker nennt r_{AB} das „spezifische Reflexionsvermögen“ für die Richtungen A und B ¹⁾. Der in den Halbraum ausgestrahlte Energiebetrag ist $df \cdot E(\lambda, S) d\lambda \cdot \cos \vartheta_A \cdot d\omega_A \cdot \int r_{AB} d\omega_B$, wo die Integration über den ganzen Halbraum auszuführen ist.

$$\varrho_A(\lambda) = \int r_{AB} d\omega_B \quad (10)$$

ist das Gesamtreflexionsvermögen für einfallendes Licht aus der Richtung A . Das entsprechende Absorptionsvermögen ist

$$\alpha(\lambda) = 1 - \varrho_A(\lambda).$$

Fällt umgekehrt von B aus dem räumlichen Winkel $d\omega_B$ ein Lichtbündel der gleichen Intensität $E(\lambda, S)$ unter dem Einfallswinkel ϑ_B auf df , so wird hiervon der Betrag $r_{BA} d\omega_A \cdot df E(\lambda, S) \cos \vartheta_B d\omega_B$ nach A in den räumlichen Winkel $d\omega_A$ zurückgeworfen. Nach einem allgemeinen von Helmholtz stammenden Reziprozitätssatz der Optik sind diese beiden reflektierten Beträge einander gleich. Daraus folgt die wichtige Beziehung zwischen den spezifischen Reflexionsvermögen:

$$r_{AB} \cdot \cos \vartheta_A = r_{BA} \cdot \cos \vartheta_B^2. \quad (11)$$

Sind die reflektierten Strahlen nicht regelmäßig nach allen Seiten gerichtet, dann ist eine rechnerische Ermittlung von $\int r_{AB} d\omega_B$ nur schwer durchführbar. Hier hilft die von Hamaker ausgearbeitete Methode weiter, bei der die Größe $\varrho_A(\lambda)$ durch den Versuch selbst erhalten wird.

Das Meßverfahren gründet sich auf folgenden Satz: Wird die Oberfläche eines undurchsichtigen Körpers gleichförmig von allen Seiten beleuchtet, so ist das Intensitätsverhältnis der innerhalb eines Raumwinkels $d\omega_A$ nach einer Richtung A reflektierten Strahlung zu der aus einer beliebigen Richtung innerhalb eines gleichen räumlichen

¹⁾ Das „spezifische Reflexionsvermögen“ ist von dem „Teilreflexionsvermögen“ verschieden, und zwar ist für senkrechten Lichteinfall

$$r_{AB} = \frac{1}{\pi} r_{\vartheta_B} \cdot \cos \vartheta_B.$$

²⁾ Hamaker gibt irrtümlich $r_{AB} = r_{BA}$ an.

Winkels einfallenden Strahlung gleich dem Gesamtreflexionsvermögen für die Richtung A .

Der Beweis dieses Satzes wird bei der Beschreibung der Versuchsanordnung geliefert.

In der Mitte eines kreiszylindrischen Hohlraumes (Abb. 44) ist der Körper T , dessen Gesamtreflexionsvermögen bestimmt werden soll, angeordnet. Die innere Wand des Hohlraumes erhält einen weißen Anstrich. Sie wird durch zwei Lampen oberhalb und unterhalb von T erhellt. Die Lampen sind so angeordnet, daß kein direktes Licht auf T fällt. T wird vielmehr nur durch die hellen Wände gleichmäßig von allen Seiten beleuchtet. Durch eine Öffnung des Zylinders wird T auf das Meßgerät abgebildet, welches bei Hamaker aus Doppelmonochromator und Photozelle besteht. Bei visueller Beobachtung hat man auf T ein optisches Pyrometer zu richten. Die Normale N in T bildet mit der Richtung A einen Winkel $\vartheta_0 = 12^\circ$. Wäre T

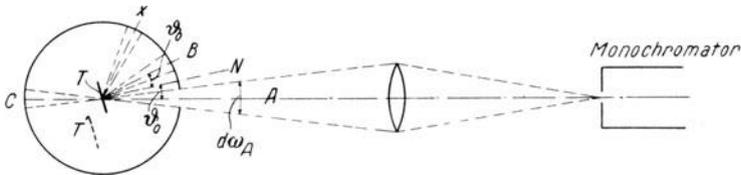


Abb. 44. Messung des Gesamtreflexionsvermögens nach Hamaker

vollkommen glatt, dann würde also nur das von B kommende Licht an T nach A reflektiert werden. Die Beobachtungen gehen so vor sich, daß zuerst die Intensität des an T nach A reflektierten Lichtes gemessen wird. In diesem Fall ist die von dem Flächenelement df des Körpers nach A in den räumlichen Winkel $d\omega_A$ reflektierte Strahlung gegeben durch

$$I_1 = df E(\lambda, S) d\lambda d\omega_A \cdot \int \cos \vartheta r_{XA} d\omega.$$

Nach (11) wird

$$\begin{aligned} I_1 &= df E(\lambda, S) d\lambda d\omega_A \cdot \int \cos \vartheta_0 r_{AX} d\omega \\ &= df E(\lambda, S) d\lambda d\omega_A \cdot \cos \vartheta_0 \cdot \int r_{AX} d\omega, \end{aligned}$$

also

$$I_1 = df E(\lambda, S) d\lambda d\omega_A \cdot \varrho_A(\lambda) \cdot \cos \vartheta_0.$$

Die Intensität dieses Strahlenbündels ist demnach $\varrho_A(\lambda) \cdot E(\lambda, S)$. Zweitens wird der Körper in die Lage T' gerückt und dann die Intensität des aus dem Zylinder austretenden Lichtes, das denselben Raumwinkel $d\omega_A$ erfüllt, gemessen. Diese ist gleich der Intensität

des auf den Körper T in der ersten Lage einfallenden Lichtes und demnach $E(\lambda, S)$. Der Quotient aus den beiden Meßergebnissen liefert also direkt $\varrho_A(\lambda)$.

Voraussetzung für die Richtigkeit des Verfahrens ist die überall gleiche Helligkeit der inneren Zylinderwand, insbesondere die Gleichheit der Helligkeiten an den Stellen B und C .

Hamaker hat in der beschriebenen Art das Absorptionsvermögen von Wolframbändern untersucht. Für die nicht bei Zimmertemperatur, sondern bei Glühtemperaturen durchgeführten Messungen mußte die Eigenstrahlung des Wolframs berücksichtigt werden. Hierzu müssen auch Ablesungen bei glühendem Wolframband und ausgeschalteten Beleuchtungslampen gemacht werden. Dabei tritt eine Fehlerquelle auf, die daher rührt, daß durch das Ausschalten der starken Beleuchtungslampen die Temperatur des Wolframbandes um einige Grade erniedrigt wird. Das bewirkt einen zu niedrigen Wert für die Intensität der Eigenstrahlung, wodurch ein zu hoher Wert für das Reflexionsvermögen gefunden wird. Abhilfe ist bis zu einem gewissen Grade dadurch erreicht worden, daß für die Beobachtungen im Ultravioletten und im Sichtbaren eine Quecksilberlampe bzw. eine Natriumdampfampe verwendet ist.

Die von Hamaker im spektralen Bereich von $0,23 \mu$ bis $1,05 \mu$ erhaltenen Werte für das Absorptionsvermögen stimmen im sichtbaren Gebiet gut mit den als sehr sicher angesehenen Werten von Forsythe und Worthing¹⁾ überein, die nach anderen Methoden erhalten sind. Das Absorptionsvermögen, das Hamaker mißt, gilt für einen Einfallswinkel von rund 12° . Aus den Messungen anderer Beobachter ist bekannt, daß sich innerhalb eines Bereiches von 0 bis 20° das Absorptionsvermögen von Wolfram nicht ändert. Daher gelten die gefundenen Werte auch für senkrechten Lichteinfall.

Die hier ausführlich beschriebene Methode ist auch deswegen wichtig, weil sie mit denselben experimentellen Hilfsmitteln auch auf durchsichtige Körper beliebiger Oberflächenform anwendbar ist. Wird nämlich ein beliebiger — also auch lichtdurchlässiger Körper — gleichmäßig von allen Seiten beleuchtet, so ist die Intensität des Lichtes, welches den Körper nach einer vorgegebenen Richtung in einen bestimmten Raumwinkel verläßt, dividiert durch die Intensität des aus einem gleichen Raumwinkel auf den Körper treffenden Lichtes, gleich $1 - \alpha$. Hierbei bedeutet α das Absorptionsvermögen des Körpers für Licht der vorgegebenen Richtung.

Es ist zu erwarten, daß die Methode von Hamaker künftig vielfach Anwendung finden wird.

¹⁾ Forsythe u. Worthing, *Astrophys. Journ.* **61/62**, 152, 1925.

Das Emissionsvermögen aus Messungen der polarisierten, seitlich emittierten Strahlung. Für die Intensitäten des von einem glühenden Metall seitlich ausgesandten Lichtes gibt die Maxwell'sche Theorie Beziehungen zwischen beobachtbaren Größen, aus welchen man das Emissionsvermögen berechnen kann¹⁾. Diese Beziehungen lassen sich aus den Fresnel'schen Formeln ableiten. Bezeichnen r_s , r_p die Reflexionsvermögen des Metalls für monochromatisches Licht der Wellenlänge λ , dessen elektrische Komponente senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene liegt, so sind r_s und r_p in Abhängigkeit vom Einfallswinkel φ gegeben durch

$$r_s = \left| \frac{\sin(\varphi - \chi)}{\sin(\varphi + \chi)} \right|^2, \quad r_p = \left| \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \chi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \chi)} \right|^2.$$

Der komplexe Winkel χ ist mit den optischen Konstanten verknüpft durch

$$\sin \chi = \frac{\sin \varphi}{n - i n \kappa}.$$

n ist hier der Brechungsindex und $n\kappa$ der Absorptionskoeffizient. Befindet sich das Metall im Glühzustand, so sind die Intensitäten e_s , e_p des unter dem Emissionswinkel φ ausgesandten Lichtes, welches senkrecht bzw. parallel zur Emissionsebene schwingt, nach dem Kirchhoff'schen Gesetz den Absorptionsvermögen $(1 - r_s)$ bzw. $(1 - r_p)$ proportional. Man hat also

$$\frac{e_s}{e_p} = \frac{1 - r_s}{1 - r_p}.$$

Die weitere Rechnung liefert für dieses Verhältnis folgende Beziehung:

$$\frac{e_s}{e_p} - \cos^2 \varphi = \sin^2 \varphi \frac{2n \cdot \cos \varphi - \cos 2\varphi}{n^2 + n^2 \kappa^2 + 2 \sin^2 \varphi} \cdot \frac{1 - \alpha}{1 - \beta}.$$

Hier sind α und β Korrektionsgrößen:

$$\alpha = \frac{n \cdot \cos \varphi \cdot \sin^2 \varphi}{(n^2 + n^2 \kappa^2)(2n \cos \varphi - \cos 2\varphi)};$$

$$\beta = \frac{2n^2 \sin^2 \varphi}{(n^2 + n^2 \kappa^2)(n^2 + n^2 \kappa^2 + 2 \sin^2 \varphi)}.$$

Aus der experimentell bestimmten Winkelabhängigkeit des Verhältnisses e_s/e_p kann man demnach die optischen Konstanten berechnen. Eine Auswertung der Versuchsergebnisse nach kleinsten Quadraten ist von Goldhammer²⁾ angegeben. Bei senkrechtem

¹⁾ Laue u. Martens, Phys. ZS. 8, 853, 1907.

²⁾ Goldhammer, Phys. ZS. 13, 537, 1912.

Lichteinfall ist $r_s = r_p = r$. Das Reflexionsvermögen r läßt sich dann durch die optischen Konstanten n und $n\kappa$ nach der Formel

$$r = \frac{(n - 1)^2 + n^2\kappa^2}{(n + 1)^2 + n^2\kappa^2}$$

ausdrücken.

In Abb. 45 ist schematisch eine Anordnung dargestellt, mit der man unter Benutzung eines Glühfadenpyrometers die Intensitäten

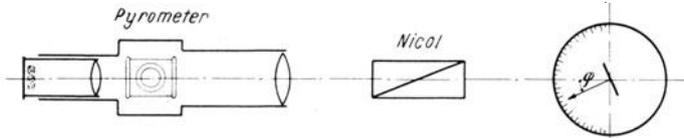


Abb. 45. Bestimmung des Emissionsvermögens aus der unter verschiedenen Winkeln emittierten Strahlung

e_s und e_p in ihrer Abhängigkeit vom Emissionswinkel ermitteln kann. Das Pyrometer wird unter Zwischenschaltung eines Nicolschen

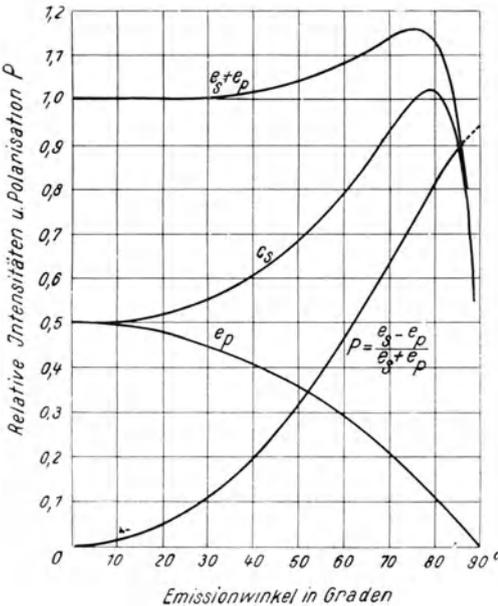


Abb. 46. Intensitäten und Polarisationsgrad der Strahlung von Wolfram ($\lambda = 0,665 \mu$)

Prismas auf die strahlende Fläche gerichtet. Die strahlende Fläche steht in der Normallage senkrecht zur Beobachtungsrichtung. Indem man den Strahler um eine senkrecht zur Beobachtungsrichtung weisende Achse dreht, lassen sich die Winkel φ einstellen, bei welchen die Intensitäten e_s , e_p gemessen werden. In Abb. 46 sind Versuchsergebnisse wiedergegeben, die Worthing¹⁾ an Wolfram erhalten hat. Die eingetragene Größe

$P = \frac{e_s - e_p}{e_s + e_p}$ heißt „Polarisationsgrad“. Etwas abweichende Werte hat Zwikker²⁾ gefunden.

1) Worthing, Journ. Opt. Soc. Amer. 13, 635, 1926.

2) Zwikker, Proc. Amsterdam 30, 853, 1927.

Aus dem Verlauf von $e_s + e_p$ in Abb. 46 erkennt man, daß das Cosinusetz bei Wolfram nur bis zu einem Winkel von etwa 40° erfüllt ist.

Will man die bei Glühtemperaturen bestimmten optischen Konstanten mit ihren Werten bei Zimmertemperatur vergleichen, so muß man dafür sorgen, daß die Metalloberfläche während des Glühens keine Änderungen erleidet. Die Rekristallisation der Metalle erschwert die einwandfreie Durchführung des Vergleichs. Indessen ist durch Versuche sichergestellt, daß eine geringe Temperaturabhängigkeit der optischen Konstanten wirklich besteht. Ein experimentelles Verfahren, das den Einfluß der Rekristallisation berücksichtigt, hat neuerdings Schubert¹⁾ angegeben.

Ergebnisse der Emissionsbestimmungen an Metallen. In den Tabellen des Anhangs sind für eine Reihe von Metallen die Emissionsvermögen in Abhängigkeit von der Temperatur wiedergegeben. Diese Werte täuschen eine Genauigkeit vor, die ihnen in ihrer Bedeutung als Materialkonstanten reiner Metalle nicht zukommen. Das liegt, was die neueren Beobachtungen anbelangt, nicht an der Sorgfalt, mit der die Messungen ausgeführt wurden, sondern vielmehr in dem Verhalten der Metalle selbst. Eine Ausnahme scheinen nur die in der Glühlampenindustrie viel verwendeten Metalle Wolfram, Tantal und Molybdän zu bilden. Hier sind Herstellungsweise und Behandlungsart offenbar so ähnlich, daß die Meßergebnisse der verschiedenen Beobachter wenig voneinander abweichen. Aber schon bei einem so bekannten Metall wie Platin streuen die von den einzelnen Beobachtern gefundenen Werte stark, so daß das Emissionsvermögen als Materialkonstante des reinen Platins innerhalb einiger Prozente unsicher ist. Der Grund für dieses unbefriedigende Verhalten der Metalle liegt wohl darin, daß die optischen Eigenschaften der Metalloberflächen leicht durch Rekristallisation und durch Oberflächenschichten Änderungen erleiden. Vielleicht liegt hierin auch begründet, daß eine Strahlungsformel der Metalle noch nicht gefunden ist. Um die Materialkonstanten sicherer zu erhalten, bietet sich wohl nur der Weg, Einkristalle genau zu untersuchen. Hier bleibt den Untersuchungen noch ein weites Betätigungsfeld offen.

Das Emissionsvermögen durchsichtiger fester Strahler mit planparallelen Wänden. Von den besprochenen Verfahren ist für Temperaturbestimmungen an durchsichtigen festen Strahlern nur die Methode von Hamaker anwendbar. Praktische Erfahrungen liegen indessen unseres Wissens noch nicht vor. Das Absorptionsvermögen

¹⁾ Schubert, Phys. ZS. **37**, 595, 1936; Ann. d. Phys. **29**, 473, 1937.

solcher Körper hat man bisher so ermittelt, daß man das Reflexionsvermögen und die Durchlässigkeit einzeln bestimmt hat. Hieraus erhält man dann das Absorptionsvermögen, da bei einem durchsichtigen Körper die Summe des reflektierten, des hindurchgelassenen und des absorbierten Bruchteils 1 ergeben muß. Hat im speziellen der Strahler die Form einer Platte der Dicke d mit ebenen, parallelen Wänden und werden nur die Vorgänge bei senkrechtem Lichteinfall betrachtet, so läßt sich die Durchlässigkeit D darstellen durch

$$D = \frac{(1-r)^2 e^{-\alpha d}}{1-r^2 e^{-2\alpha d}}. \quad (12)$$

Hier bedeutet r das Reflexionsvermögen an einer Begrenzungsfläche und $e^{-\alpha d}$ den Bruchteil des in den Körper eindringenden Lichtes, der im Körper nach Durchlaufen der Wegstrecke d übrigbleibt. Das Reflexionsvermögen R der ganzen Platte ist

$$R = \frac{r[1 + (1-2r)e^{-2\alpha d}]}{1-r^2 e^{-2\alpha d}}. \quad (13)$$

Demnach lautet der Ausdruck für das Absorptionsvermögen:

$$A = \frac{(1-r)(1-r e^{-2\alpha d})}{1-r^2 e^{-2\alpha d}} - D. \quad (14)$$

Um die Unbekannten r und α zu erhalten, muß man entweder außer der Durchlässigkeit D noch das Reflexionsvermögen R bestimmen oder man muß die Durchlässigkeit bei verschiedenen starken Schichtdicken messen.

Eine Anwendung der angeführten Formeln haben Henning und Heuse¹⁾ gegeben, die einen zur Glut erhitzten Rubin mit einem Spektralpyrometer untersuchten.

¹⁾ Henning u. Heuse, ZS. f. Phys. **20**, 132, 1923.

Zwölftes Kapitel

Bestimmung der wahren Temperatur gasförmiger Körper

Reflexionsvermögen der Gase. Gegenüber den durchsichtigen festen Körpern tritt bei gasförmigen Stoffen insofern eine Vereinfachung auf, als das Reflexionsvermögen r sehr gering ist, so daß man es oft vernachlässigen kann. In diesem Falle kann man das Absorptionsvermögen α direkt aus der Durchlässigkeit D bestimmen nach $\alpha = 1 - D$.

Bei denjenigen leuchtenden Flammen, die feste Kohlenstoffpartikel als Träger des sichtbaren Lichtes enthalten, ist das Reflexionsvermögen zwar klein, aber dennoch unschwer durch den Versuch zu ermitteln. Betrachtet man beispielsweise die Flammenoberfläche einer gewöhnlichen Kerze mit einem Glühfadenpyrometer (Abb. 47), so beobachtet man eine deutliche Aufhellung, wenn auf die anvisierte Stelle der positive Krater einer Kohlebogenlampe abgebildet wird. Im roten Licht lassen sich auf diese Weise leicht Helligkeitsänderungen von rund 25 % erreichen. Aus der Annahme, daß der auf die Flamme treffende Licht-

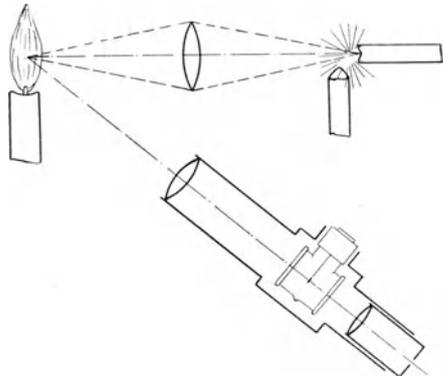


Abb. 47. Messung des Reflexionsvermögens einer Flamme

strom von den fein verteilten Partikeln nach allen Seiten des Raumes reflektiert wird, kann man auf Grund der pyrometrischen Messung leicht das Reflexionsvermögen bestimmen. Messungen dieser Art haben für das Reflexionsvermögen der Kerze im sichtbaren Spektrum unabhängig von der Wellenlänge einen Wert von rund 1 % ergeben.

Bei nicht selbstleuchtenden Flammen, die aber durch Metallsalze gefärbt werden, sind die Träger der Lichterscheinung die Metallatome. Hier ist das Reflexionsvermögen, wie zu erwarten, unmeßbar klein.

Nachweis der Temperaturstrahlung. Die Anwendbarkeit der Strahlungsgesetze auf die Flamme zum Zwecke der Temperaturermittlung setzt voraus, daß die Flammenstrahlung eine reine

Temperaturstrahlung ist. Es ist nachzuweisen, daß die Temperatur eines in der Flamme befindlichen festen Körpers, der sich im thermodynamischen Gleichgewicht mit den umspülenden Flammgasen befindet, dem Temperaturwert gleich ist, den man an derselben Flammenstelle nach Fortnahme des festen Körpers aus rein optischen Messungen erhält. Bei den leuchtenden Kohlenstoffflammen kann man von vornherein annehmen, daß sich die Kohlenstoffpartikel wegen ihrer geringen Größe (Durchmesser $\sim 0,2 \mu$) mit den Flammgasen im thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Hier erhält man die Flammentemperatur also direkt aus der Temperatur der festen Partikel.

An den nicht leuchtenden Flammen vom Typus der Bunsenflamme hat man auf folgenden voneinander unabhängigen Wegen Temperaturmessungen ausgeführt:

1. Ein Metalldraht wird in die Flamme gehalten und durch zusätzliche Heizung in thermodynamisches Gleichgewicht mit der Flamme gebracht. Die Temperatur des Drahtes wird gemessen.

2. Der Metalldraht wird entfernt und die Flamme durch Alkalisalze gefärbt. Nach der später zu besprechenden rein optischen Methode der Spektrallinienumkehr wird die Temperatur für die Stelle bestimmt, wo sich der Draht befand.

3. Im Gebiet der im ultraroten Spektrum gelegenen Eigenstrahlung der frei brennenden, nicht gefärbten Flamme wird ihr Absorptionsvermögen und ihre Emission ermittelt. Aus diesen Daten liefern die Strahlungsgesetze den Temperaturwert.

In einigen sehr sauber durchgeführten älteren Arbeiten¹⁾ ist die Gleichheit dieser drei Temperaturen nachgewiesen und damit der Beweis der Temperaturstrahlung für die Flamme geliefert worden. Außerdem wird hierdurch auch noch bewiesen, daß sich die Flammentemperatur durch den Zusatz des Metallsalzes nicht merklich ändert. Diese Messungen bezogen sich auf eine beliebige Stelle der Bunsenflamme oberhalb des blauen Konus. Durch Änderung der Zusammensetzung des brennbaren Gasgemisches (Zusatz von Stickstoff oder Kohlensäure) gelang es, den Nachweis der Temperaturstrahlung für das Gebiet zwischen 1000 und 2073° K zu führen. An Flammen höherer Temperatur (Knallgasflamme, Acetylen-Sauerstoff-Flamme) kann man Messungen dieser Art nicht ausführen, da man schwerlich geeignete feste Körper findet, die den hohen Temperaturen, ohne zu schmelzen oder zu verbrennen, standhalten. Auch diesen hochtemperierten Flammen wird man jedoch den Charakter der Tem-

¹⁾ Schmidt, Ann. d. Phys. **29**, 971, 1909; **42**, 415, 1913; Kohn, ebenda **44**, 749, 1914; Buchwald, ebenda **33**, 928, 1910.

peraturstrahlung für das Gebiet außerhalb des inneren Konus nicht absprechen, da ja hier die chemischen Komponenten denen in der Bunsenflamme ähnlich und die Reaktionen weitgehend abgeschlossen sind.

Die Tatsache, daß die Flammen Temperaturstrahler sind, gibt die Berechtigung, das Kirchhoffsche Gesetz auf die Flamme anzuwenden. Bestimmt man für eine Wellenlänge λ die Intensität der Flammenstrahlung und außerdem das Absorptionsvermögen, so kann man aus dem Quotienten beider Ausdrücke die Temperatur der Flamme berechnen, da ja dieser Quotient die Intensität eines schwarzen Körpers von Flammentemperatur darstellt. Messungen dieser Art sind an leuchtenden und auch an nicht leuchtenden Flammen im Gebiet ihrer Eigenstrahlung ausgeführt worden. Die Temperaturbestimmung an leuchtenden Flammen, die ein kontinuierliches Spektrum aussenden, läßt sich im übrigen in derselben Weise ausführen wie bei den festen Körpern. Wird mit dem optischen Pyrometer die schwarze Temperatur S_λ gemessen, und kennt man außerdem das dazugehörige Absorptionsvermögen $\alpha(\lambda)$, so erhält man die wahre Temperatur T aus

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{S_\lambda} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \alpha(\lambda).$$

Gelegentlich hat man zur Temperaturermittlung auch die Farbtemperatur herangezogen, die durch den relativen Verlauf der Emission im sichtbaren Spektrum bestimmt wird. Durch die Farbtemperatur und durch die Werte des Absorptionsvermögens für wenigstens zwei Wellenlängen ist dann nach Gleichung (12) S. 95 die wahre Temperatur festgelegt.

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß die leuchtenden Kohlenstoffflammen optisch als trübe Medien aufgefaßt werden können. Die durch die Beugung des Lichtes an den festen Kohlenstoffteilchen bedingten optischen Eigenschaften lassen sich weitgehend nach der Theorie der Optik trüber Medien von G. Mie errechnen. An der Hefnerkerze haben Senftleben und Benedikt¹⁾ einen Vergleich der Theorie mit der Erfahrung vorgenommen. Dabei zeigte sich eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den berechneten und den beobachteten Absorptionswerten.

Kurlbaums Methode für leuchtende Flammen. Kurlbaum²⁾ hat für die Temperaturbestimmung an leuchtenden Flammen eine elegante Methode angegeben, welche die Ermittlung des Absorptions-

¹⁾ Senftleben u. Benedict, Ann. d. Phys. **60**, 297, 1919.

²⁾ Kurlbaum, Phys. ZS. **3**, 187, 332, 1902. Eine praktische Ausgestaltung der Methode beschreibt Ribaud, C. R. **205**, 901, 1937.

vermögens umgeht: Das Auge eines Beobachters sei auf einen schwarzen Körper gerichtet, der auf eine bestimmte Temperatur T' einreguliert wird. Stellt man in den Strahlengang eine leuchtende Flamme, so wird eine Helligkeitszunahme beobachtet, wenn die Flamme eine höhere Temperatur hat als der schwarze Körper. Hat die Flamme eine niedrigere Temperatur, so tritt eine Helligkeitsabnahme ein. Bleibt die Helligkeit ungeändert, wenn die Flamme vor den schwarzen Körper gestellt wird, so hat die Flamme unter der Voraussetzung, daß ihr Reflexionsvermögen vernachlässigbar klein ist, die gleiche Temperatur wie der schwarze Körper. Es ist hierbei gleichgültig, ob man den schwarzen Körper durch ein beliebiges Filter der Durchlässigkeit $F(\lambda)$ anvisiert oder ihn mit bloßem Auge betrachtet. Ist T die Flammentemperatur und bedeuten $e(\lambda, T)$, $D(\lambda)$, $\alpha(\lambda)$ bzw. Intensität, Durchlässigkeit, Absorptionsvermögen der Flamme für eine beliebige Wellenlänge λ , so gilt für den Fall gleichbleibender Helligkeit die „Kurlbaumsche Bedingung“:

$$\int E(\lambda, T') A(\lambda) F(\lambda) D(\lambda) d\lambda + \int e(\lambda, T) A(\lambda) F(\lambda) d\lambda \\ = \int E(\lambda, T') A(\lambda) F(\lambda) d\lambda.$$

Setzt man hier $D(\lambda) = 1 - \alpha(\lambda)$ ein, so wird

$$\int e(\lambda, T) A(\lambda) F(\lambda) d\lambda = \int E(\lambda, T') \alpha(\lambda) A(\lambda) F(\lambda) d\lambda.$$

Nach dem Kirchhoffschen Gesetz ist

$$e(\lambda, T) = E(\lambda, T) \cdot \alpha(\lambda).$$

Demnach wird

$$\int E(\lambda, T) \alpha(\lambda) A(\lambda) F(\lambda) d\lambda = \int E(\lambda, T') \alpha(\lambda) A(\lambda) F(\lambda) d\lambda.$$

Diese Gleichung ist dann und nur dann erfüllt, wenn $T = T'$, wenn also die Flammentemperatur gleich der Temperatur des schwarzen Körpers ist.

Werden die Beobachtungen durch Vorschalten eines Filters in einem engen Spektralbereich ausgeführt, so ist es vorteilhaft, ein Glühfadenpyrometer zu verwenden. Man wird dann auch den schwarzen Körper durch einen leichter zu handhabenden Temperaturstrahler ersetzen. Ist jetzt die Kurlbaumsche Bedingung erfüllt, dann ist die Flammentemperatur gleich der schwarzen Temperatur des Vergleichsstrahlers für die durch das Filter bestimmte wirksame Wellenlänge.

Es sei betont, daß die Kurlbaumsche Methode nur dann Vorteile bietet, wenn das Reflexionsvermögen $r(\lambda)$ der Flamme vernachlässigt werden kann. Ist die Vernachlässigung nicht zulässig, so erhält man aus den Messungen in einem engen Wellenlängenbereich

folgende Beziehung zwischen der Flammentemperatur T und der Temperatur T' des schwarzen Körpers:

$$E(\lambda, T) = \left(1 + \frac{r(\lambda)}{\alpha(\lambda)}\right) \cdot E(\lambda, T').$$

In der folgenden Zahlentafel sind für die Hefnerkerze und für die Acetylenflamme die Fehler $T - T'$ angegeben, die durch die Vernachlässigung des Reflexionsvermögens entstehen. Dabei ist angenommen, daß die Messungen im roten Licht ($\lambda = 0,66 \mu$) ausgeführt sind.

	T'	$\alpha(\lambda)$	$r(\lambda)$	$T - T'$
Hefnerkerze	1700° K	0,15	0,01	8°
Acetylenflamme	2070	0,064	0,01	29

Methode der Spektrallinienumkehr. Entgegen seiner ursprünglichen Bedeutung hat das Kurlbaumsche Verfahren dadurch großen Wert erlangt, daß es sich auf nicht selbstleuchtende Flammen übertragen läßt, die durch Metallsalze zur Aussendung sichtbarer

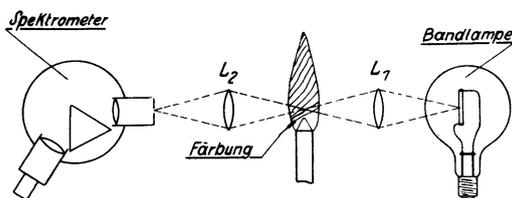


Abb. 48. Temperaturmessung nach der Methode der Spektrallinienumkehr

Strahlung gebracht werden. Diese Strahlung hat im Gegensatz zum Licht der leuchtenden Flammen diskontinuierlichen Charakter, da sie nur die Wellenlängen der ausgesandten Spektrallinien umfaßt. Die erste Anwendung des Kurlbaumschen Verfahrens auf solche gefärbten Flammen stammt von Féry¹⁾. Diese Methode der Temperaturermittlung ist seither unter dem Namen Methode der Spektrallinienumkehr allgemein bekannt geworden.

Die Versuchsanordnung für die Methode der Spektrallinienumkehr ist in Abb. 48 dargestellt. Ein kontinuierlicher Vergleichsstrahler (Bandlampe, Nernst-Brenner, Krater der Bogenlampe od. dgl.) wird durch die Linse L_1 auf diejenige gefärbte Flammenstelle abgebildet, deren Temperatur gemessen werden soll. Eine zweite Linse L_2 bildet dann dieses Bild und den Flammenort auf den Spalt

¹⁾ Féry, C. R. 137, 909, 1903.

eines Spektrometers ab. Diese Anordnung kann auch in der Weise modifiziert werden, daß die Strahlen zwischen den Linsen L_1 und L_2 , also in der zu messenden Zone, parallel verlaufen. Der Beobachter bemerkt die Spektrallinien in dem kontinuierlichen Spektrum des Vergleichsstrahlers im allgemeinen als helle oder dunkle Linien. Die Helligkeit der Vergleichslampe muß nun so einreguliert werden, daß die zur Temperaturbestimmung herangezogene Spektrallinie auf dem Umkehrpunkt zwischen Hell und Dunkel verschwindet. Dann ist die schwarze Temperatur S der durch die Linse L_1 geschwächten Vergleichsstrahlung bei der Wellenlänge der Spektrallinie gleich der wahren Flammentemperatur T . Bedeutet λ eine beliebige Wellenlänge im Intervall der Spektrallinie, so lautet die Bedingungsgleichung für das Verschwinden der Spektrallinie:

$$E(\lambda, S) \cdot D(\lambda) + e(\lambda, T) = E(\lambda, S).$$

Wird hier das Absorptionsvermögen $\alpha(\lambda)$ mittels $D(\lambda) = 1 - \alpha(\lambda)$ eingeführt, so erhält man $\frac{e(\lambda, T)}{\alpha(\lambda)} = E(\lambda, S)$. Die linke Seite dieser

Gleichung ist nach dem Kirchhoffschen Gesetz gleich der Intensität $E(\lambda, T)$ eines schwarzen Körpers der Temperatur T . Demnach ist also $T = S$.

Anwendungen. In zahlreichen Arbeiten sind Flammentemperaturen nach der Methode der Linienumkehr bestimmt worden. So hat man ganz systematisch die Flammentemperaturen ermittelt, die bei der Verbrennung von Luft mit den Kohlenwasserstoffgasen¹⁾ auftreten. Auch über die Flammen reiner Sauerstoff-Gasmischungen²⁾

Leuchtende Flammen		Nicht leuchtende Flammen	
Hefnerkerze	1710 ⁰ K	Bunsenflamme	2073 ⁰ K
Acetylenflamme	2100	Knallgasflamme	2933
		Acetylen-Sauerstoffflamme	3400

sind einige Untersuchungen angestellt worden. Den beobachteten Temperaturen hat man oft die durch Rechnung aus den Gasgleichgewichten erhaltenen Temperaturen gegenübergestellt. Dabei hat sich im allgemeinen herausgestellt, daß die berechneten Temperaturen höher liegen als die beobachteten. Dieser Befund wird hauptsächlich dadurch erklärt, daß in der thermodynamischen Berechnung die

¹⁾ Jones, Lewis, Friauf u. Perrot, Journ. Amer. Chem. Soc. **53**, 869, 1931.

²⁾ Henning u. Tingwaldt, ZS. f. Phys. **48**, 805, 1928; Lurie u. Sherman, Ind. Eng. Chem. **25**, 404, 1933.

Strahlungsverluste nicht berücksichtigt werden. Ein weiteres Eingehen auf die thermodynamischen Rechenmethoden würde den Rahmen dieses Buches überschreiten.

In der vorstehenden Zahlentafel sind die Höchsttemperaturen einiger bekannter Flammen zusammengestellt.

Auch für Temperaturmessungen bei Gasexplosionen in einem geschlossenen Raum hat man die Methode der Linienumkehr erfolgreich angewendet. Die ersten Messungen von Höchsttemperaturen haben hier wohl Griffiths und Awbery¹⁾ ausgeführt. Ihre Anordnung ist dann von anderen²⁾ dahin erweitert worden, daß der vollständige Temperaturverlauf während der Explosion untersucht werden kann. Abb. 49 zeigt eine Anordnung für die Untersuchung des Temperaturverlaufs in dem Verbrennungsraum eines Benzin-

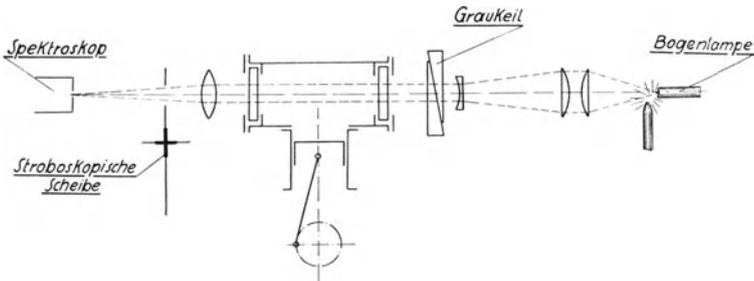


Abb. 49. Temperaturmessung an einem Benzinmotor durch Spektrallinienumkehr

motors. Hier durchsetzen die Strahlen des positiven Kraters einer Bogenlampe in parallelem Bündel den durch Quarzfenster abgeschlossenen Verbrennungsraum und werden dann durch die eine Linse auf den Spalt eines Spektroskops vereinigt. Zwischen Spalt und Linse ist eine stroboskopische Scheibe angeordnet, die mit dem Kolben des Motors derart gekoppelt ist, daß das Licht durch eine Öffnung der rotierenden Scheibe nur für einen bestimmten Abschnitt des Explosionsvorganges auf den Spektroskopspalt fällt. Zur Färbung der Gase wird dem Brennstoff eine Salzlösung (z. B. Natriumäthylat in Alkohol) in geringer Menge zugesetzt. Die für das Verschwinden der Spektrallinien erforderliche Schwächung der Bogenlampenintensität wird durch einen verstellbaren Graukeil zwischen Vergleichsstrahler und Explosionsraum hervorgebracht. Messungen von Lloyd-Evans

¹⁾ Griffiths u. Awbery, Proc. Roy. Soc. London (A) **123**, 401, 1929.

²⁾ Hersley u. Paton, Engineering **137**, 623, 1934; Lloyd-Evans u. Watts, Proc. Phys. Soc. **46**, 444, 1934.

und Watts lieferten für die Höchsttemperatur im Verbrennungsraum rund 2460° K.

Die hier beschriebene Anordnung läßt sich auch leicht objektiv¹⁾ gestalten. Das wird beispielsweise erreicht, wenn als Empfänger im Austrittsspalt des Spektralapparates ein photographischer Film angeordnet ist. Die stroboskopische Scheibe wird dadurch überflüssig, daß man den Film um eine drehbare Trommel spannt und die Trommel — etwa durch eine biegsame Welle — mit dem Motor koppelt.

Einwände gegen die Methode der Linienumkehr. In neuerer Zeit sind von David²⁾ Zweifel an der Richtigkeit der nach der Linienumkehr erhaltenen Temperaturen geäußert worden. Diese Angriffe haben in der Folge zu einer Kontroverse zwischen David³⁾ einerseits und Lewis und von Elbe⁴⁾ andererseits geführt. Aus den von David gegen die Linienumkehr vorgebrachten Argumenten möge hier nur die eine Tatsache angeführt werden, daß in manchen Fällen die Linienumkehr höhere Temperaturen liefert als die theoretischen Temperaturen, die „auf der Grundlage normaler Wärmekapazitäten“ berechnet sind. Für diese Tatsache geben Lewis und von Elbe folgende Erklärung: Die bei der Verbrennung frei gewordene Energie verteilt sich in verschiedenen Beträgen auf die Freiheitsgrade des Systems. Im Falle des thermodynamischen Gleichgewichts sind die verschiedenen Energiebeträge lediglich Funktionen der Temperatur. Die frei gewordene thermische Energie wird nun zunächst eine Änderung der Schwerpunktsbewegung der Moleküle hervorrufen, d. h. eine Vergrößerung der kinetischen Energie der Translation. Erst in der Folgezeit kann durch Zusammenstöße mit anderen Molekülen dieser Energiezuwachs in dem dem Gleichgewichtszustand entsprechenden Maße in Schwingungsenergie umgesetzt werden. Entsprechend dem Zuwachs an kinetischer Energie wird die Temperatur zunächst einen höheren Wert annehmen als im Gleichgewichtszustand. In der Flamme setzt nun die Verbrennung in der Grenzschicht des inneren Konus ein. Die verschiedenen Zeitabstände bis zur Erreichung des Gleichgewichts sind bei der Flamme räumlich voneinander getrennt. Es ist also durchaus möglich, besonders wenn die Flammengeschwindigkeit groß ist, daß in einer geringen Entfernung vom Konus der stationäre Zustand noch nicht erreicht ist und hier Temperaturen gemessen werden, die höher liegen als die

¹⁾ Brevoort, Rev. Scient. Instr. **7**, 342, 1936.

²⁾ David u. Jordan, Phil. Mag. **18**, 228, 1934; David, Engineering **138**, 475, 1934.

³⁾ David, Engineering **139**, 195, 1935.

⁴⁾ Lewis u. v. Elbe, Engineering **139**, 168, 1935; **140**, 203, 1935.

für den Gleichgewichtszustand berechneten Temperaturen. Das von David angeführte Argument liefert demnach kein Beweismittel gegen die Richtigkeit der Methode der Linienumkehr.

Andere Methoden der Temperaturmessung. Die nach der Linienumkehr ermittelbaren Flammentemperaturen sind nach oben hin durch die Höhe der erreichbaren schwarzen Temperatur des Vergleichsstrahlers begrenzt. Im allgemeinen wird man die schwarze Temperatur von 3800° K (Krater des Kohlebogens) nicht überschreiten können. Temperaturen von solcher Höhe, wie sie beispielsweise in der Entladungsbahn des Lichtbogens auftreten, kann man daher nicht mehr nach der Linienumkehr ermitteln¹⁾. Für Gasstrahler solcher hohen Temperatur sind eine Reihe anderer Verfahren entwickelt worden, denen nicht mehr das Kirchhoffsche Gesetz zugrunde liegt und die auch nicht zu dem eigentlichen Gebiet der Pyrometrie gehören. Diese Verfahren seien zum Schluß kurz gestreift. Dabei beschränkt sich der Überblick nur auf solche Methoden, die bei Temperaturmessungen in der Gassäule eines Lichtbogens angewendet sind. Absichtlich werden die bei anderen gasförmigen Strahlern sehr hoher Temperatur (Unterwasserfunken, explodierende Drähte usw.) benutzten Meßmethoden nicht erwähnt, da hier die Ergebnisse noch nicht gesichert genug erscheinen. Auch kann hier nicht auf die wichtigen Überlegungen eingegangen werden, welche nach Saha die Regeln des chemischen Gleichgewichts mit der Bohrschen Theorie der Spektrallinien verknüpfen und welche für Bestimmungen von extrem hohen Temperaturen so große Bedeutung gewonnen haben.

In der Gassäule eines Lichtbogens sind außer neutralen Gas-molekülen auch noch angeregte Moleküle und Atome sowie freie Ionen und Elektronen vorhanden. Die mittlere kinetische Energie der Teilchen ist ein Maß für ihre Temperatur. Den Teilchen der verschiedenen Gruppen kommen hier im allgemeinen verschieden große mittlere kinetische Energien zu. Es besteht also kein thermodynamisches Gleichgewicht. Die „Gastemperatur“ stimmt daher nicht mit der „Iontemperatur“ oder der „Elektronentemperatur“ überein. Die voneinander abweichenden „Temperaturen“ sind am gleichen Orte vorhanden. Dieser Tatsache muß man sich stets bewußt bleiben, wenn man die Ergebnisse von nach verschiedenen Methoden angestellten Untersuchungen miteinander vergleicht.

¹⁾ Nur bei dem Wechselstromlichtbogen, dessen Temperatur bei dem Stromdurchgang Null durch ein Minimum läuft, hat man mit Erfolg die Linienumkehr anwenden können, um die Temperaturen in der Nähe dieses Minimums zu bestimmen (Richter, ZS. f. Phys. 81, 539, 1933).

Die wahre Gastemperatur kann man aus der Dichteänderung bestimmen, die durch die hohe Temperatur in der Entladungsbahn hervorgerufen wird. Die Gasdichte hat man aus der Absorption von durch die Achse des Bogens hindurchgeführten Röntgenstrahlen¹⁾ oder α -Strahlen²⁾ oder Elektronenstrahlen³⁾ ermittelt. Aus der Dichte läßt sich dann mit Hilfe der idealen Gasgleichung die Temperatur berechnen. An diesen Temperaturwert ist allerdings noch eine erhebliche Korrektur anzubringen, die durch die Dissoziation der Gase bei den hohen Temperaturen hervorgerufen wird. Ohne auf die Rechnung einzugehen, sei nur das Ergebnis für den Gleichstromlichtbogen zwischen Kohleelektroden nach von Engel und Steenbeck⁴⁾ angeführt. Im folgenden bedeutet T_{id} die nach der idealen Gasgleichung erhaltene Temperatur, T_{diss} die hieraus und aus dem vollständigen Dissoziationsgleichgewicht berechnete Temperatur und T die wahre Gastemperatur, die wegen des unvollkommenen thermodynamischen Gleichgewichts nicht genau mit T_{diss} übereinstimmt.

	T_{id}	T_{diss}	T
Luftlichtbogen	$5270 \pm 300^{\circ} \text{K}$	4400°K	$4600 \pm 350^{\circ} \text{K}$
Stickstofflichtbogen	5460 ± 320	5200	5300 ± 350

Ebenfalls die wahre Gastemperatur liefert ein von Suits⁵⁾ beschriebenes Verfahren. Hier wird die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Temperatur benutzt, um durch Schallgeschwindigkeitsmessungen im Lichtbogen dessen Temperatur zu bestimmen. Die eigentliche Gastemperatur ergibt sich wieder erst durch eine Rechnung, in welche die Gleichgewichtskonstanten der Gasdissoziation eingehen.

Ein spektroskopisches Verfahren, welches die Temperatur der angeregten Moleküle liefert, haben Ornstein⁶⁾ und Mitarbeiter angegeben. Es besteht darin, daß man mit einer leistungsfähigen spektralen Anordnung die Linien des Rotationsschwingungsspektrums eines gasförmigen Bestandteils im Bogen auflöst und die Intensitäten der einzelnen Linien mißt. Die Intensität $I(n)$ einer der Quanten-

¹⁾ v. Engel u. Steenbeck, *Wissensch. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz.* **10** (2), 155, 1931.

²⁾ v. Engel u. Steenbeck, *ebenda* **12** (1), 74, 1933.

³⁾ Ramsauer, *Elektrotechn. u. Maschinenbau* **51**, 189, 1933.

⁴⁾ v. Engel u. Steenbeck, *Wissensch. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz.* **12** (1), 89, 1933.

⁵⁾ Suits, *Physics* **6**, 315, 1935.

⁶⁾ Ornstein, *Phys. ZS.* **32**, 517, 1931.

zahl n zugeordneten Linie ist proportional mit $n \cdot e^{-\frac{\hbar^2 n^2}{8 \pi^2 k R T}}$, wo R das Trägheitsmoment bedeutet¹⁾. Wird $\ln \frac{I(n)}{n}$ als Funktion von n^2 aufgetragen, so erhält man eine gerade Linie mit der Neigung $\frac{\hbar^2}{8 \pi^2 k R} \cdot \frac{1}{T}$, aus welcher T berechnet werden kann. Aus dem Intensitätsverlauf im Spektrum der CN-Banden erhielt Ornstein für die Bogenmitte im Luftlichtbogen eine Temperatur von 5000° K. Die Temperatur der angeregten Moleküle ist also hier nahezu gleich der Temperatur der neutralen Gasmoleküle.

¹⁾ Für den Übergang der Rotationsquantenzahl von n auf $n - 1$ liefert die Quantenmechanik im Exponenten $n(n + 1)$ statt n^2 .

Anhang

Internationale Werte der Augenempfindlichkeit $A(\lambda)$

λ	$A(\lambda)$	λ	$A(\lambda)$	λ	$A(\lambda)$	λ	$A(\lambda)$
0,40 μ	0,0004	0,49 μ	0,208	0,58 μ	0,870	0,67 μ	0,032
0,41	0,0012	0,50	0,323	0,59	0,757	0,68	0,017
0,42	0,0040	0,51	0,503	0,60	0,631	0,69	0,008 2
0,43	0,0116	0,52	0,710	0,61	0,503	0,70	0,004 1
0,44	0,023	0,53	0,862	0,62	0,381	0,71	0,002 1
0,45	0,038	0,54	0,954	0,63	0,265	0,72	0,001 05
0,46	0,060	0,55	0,995	0,64	0,175	0,73	0,000 52
0,47	0,091	0,56	0,995	0,65	0,107	0,74	0,000 25
0,48	0,139	0,57	0,952	0,66	0,061	0,75	0,000 12

Strahlungseigenschaften von Wolfram

$T^{\circ} \text{K}$	ε_{λ}		ε_{θ}	$\varepsilon_{G^1)}$	S_{λ} $\lambda=0,66 \mu$	θ	$T_G^1)$
	$\lambda=0,66 \mu$	$\lambda=0,54 \mu$					
1000	0,458	0,474	0,399	0,114	966	1006	581
1500	0,447	0,464	0,385	0,192	1421	1517	991
2000	0,437	0,454	0,370	0,260	1858	2033	1428
2500	0,426	0,445	0,354	0,303	2276	2557	1857
3000	0,415	0,436	0,340	0,334	2676	3094	2286

Strahlungseigenschaften von Molybdän

$T^{\circ} \text{K}$	ε_{λ}		ε_{θ}	$\varepsilon_{G^1)}$	S_{λ} $\lambda=0,66 \mu$	θ
	$\lambda=0,66 \mu$	$\lambda=0,54 \mu$				
1000	0,390	0,441	0,294	0,096	958	1004
1500	0,376	0,424	0,290	0,156	1404	1530
2000	0,363	0,407	0,286	0,210	1830	2046
2500	0,352	0,390	0,284	0,257	2230	2562

Strahlungseigenschaften von Tantal

$T^{\circ} \text{K}$	ε_{λ}		$\varepsilon_{G^1)}$	S_{λ} $\lambda=0,66 \mu$	θ
	$\lambda=0,66 \mu$	$\lambda=0,54 \mu$			
1000	0,461	0,499	—	966	—
1500	0,439	0,475	0,184	1419	1532
2000	0,419	0,450	0,232	1852	2075
2500	0,401	0,425	0,278	2262	2601
3000	0,383	—	—	2650	—

¹⁾ T_G = Gesamtstrahlungstemperatur, ε_G = Gesamtemissionsvermögen (S. 21).

Emissionsvermögen ϵ_λ verschiedener Körper

T° K	Eisen	Gold		Kohle		Kupfer		Nickel		Platin	
	$\epsilon_{0,66}$	$\epsilon_{0,66}$	$\epsilon_{0,54}$								
1000	—	0,11	0,41	0,92	0,92	0,11	0,40	0,38	0,42	0,29	0,32
1300	0,39	0,16	0,44	0,91	0,91	0,11	0,40	0,38	0,42	0,30	0,32
1600	0,37	0,21*	0,40*	0,90	0,90	0,15*	0,38*	0,38	0,42	0,30	0,33
2000	0,35*			0,87	0,87			0,39*	0,44*	0,31	0,35

* Bezieht sich auf den flüssigen Aggregatzustand.

Relative Intensität $E(\lambda, T)$ des schwarzen Körpers
nach den Tabellen des Bureau of Standards

$E(\lambda, T)$ ist aus der Planckschen Strahlungsformel berechnet, wobei die Konstante $c_2 = 14350$ gesetzt ist. Die Intensitätswerte, bezogen auf den jetzt festgesetzten Wert $c_2 = 14320$, unterscheiden sich nur unwesentlich von den hier mitgeteilten. Für $\lambda = 0,56 \mu$ ist die Intensität = 100 gesetzt.

λ	1300° K	1500° K	1800° K	2000° K	2400° K	3000° K	4000° K
0,40 μ	0,2026	0,5790	1,808	3,194	7,512	17,66	41,39
0,41	0,3510	0,9176	2,601	4,374	9,551	20,87	45,54
0,42	0,5907	1,417	3,660	5,878	12,00	24,44	49,70
0,43	0,9674	2,140	5,063	7,781	14,85	28,33	53,92
0,44	1,546	3,164	6,882	10,14	18,16	32,52	58,13
0,45	2,412	4,584	9,194	13,01	21,95	36,99	62,26
0,46	3,683	6,519	12,11	16,49	26,25	41,78	66,31
0,47	5,513	9,108	15,72	20,63	31,07	46,81	70,32
0,48	8,092	12,53	20,14	25,52	36,45	52,08	74,20
0,49	11,67	16,98	25,50	31,24	42,39	57,54	77,93
0,50	16,56	22,69	31,94	37,85	48,95	63,22	81,63
0,51	23,12	29,90	39,52	45,40	56,03	69,11	85,11
0,52	31,81	38,93	48,46	54,03	63,67	75,08	88,42
0,53	43,14	50,02	58,82	63,70	71,92	81,23	91,55
0,54	57,80	63,69	70,81	74,49	80,72	87,43	94,50
0,55	76,49	80,18	84,45	86,57	90,04	93,71	97,33
0,56	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
0,57	129,4	123,4	117,4	114,5	110,4	106,3	102,4
0,58	165,6	151,2	137,1	130,5	121,2	112,7	104,7
0,59	210,0	183,5	158,9	147,7	132,6	119,0	106,8
0,60	263,5	221,0	182,9	166,3	144,2	125,3	108,7
0,61	328,5	264,4	209,5	186,3	156,4	131,5	110,4
0,62	405,1	313,9	238,5	207,7	168,9	137,5	111,9
0,63	495,9	370,3	270,0	230,2	181,7	143,4	113,2
0,64	602,8	433,8	303,9	254,3	194,7	149,3	114,5
0,65	727,8	505,2	340,7	279,4	208,1	155,0	115,5
0,66	871,9	585,0	380,2	306,0	221,8	160,5	116,3
0,67	1038	673,5	422,2	334,0	235,5	166,0	117,1
0,68	1228	771,5	467,0	362,9	249,3	171,2	117,7
0,69	1444	897,5	514,6	393,1	263,1	176,3	118,2
0,70	1690	997,7	564,8	424,7	277,2	181,2	118,5
0,71	1966	1127	618,0	456,8	291,1	185,8	118,7
0,72	2272	1267	672,9	490,1	305,2	190,1	118,7

Namen- und Sachverzeichnis

Absorptionsvermögen 4, 118.
Agte 102.
Albedo 109.
Alterthum, Fehse und Pirani 101.
Angell 103.
Ångström 89.
Ardometer 27.
Auge, Grundempfindungskurven 82.
—, spektrale Empfindlichkeit 32, 130.

Bandlampe 13.
Benedikt und Senftleben 121.
Beugungserscheinungen 49.
Bimetallspirale 30.
Bioptix 96.
Bohrlochmethode 101.
Bolometer 25, 27.
Braun 27.
Brevoort 126.
Brodhun und Hoffmann 12.
Buchwald 120.
Burgess und Waltenberg 105.

Caldwell, Roeser und Wensel 18.
Cosinusgesetz 5.
—, Abweichung vom 48, 117.
Crova-Wellenlänge 63.
Cunnold 51.

David 126, 127.
— und Jordan 126.
Davies und Gibson 93.
Differentielle Farbtemperatur 92.
Drahtschmelzmethode 15.
Durchlässigkeit 4, 118.
—, Gesamt- 64.
—, physiologische 60.
—, spektrale 59, 77.
Durchsichtige feste Körper 117.

Eintauchmethode 17, 99.
v. Elbe und Lewis 126.
Emissionsvermögen 4, 117.
—, Farb- 23, 96, 102, 130.
—, Gesamt- 21, 30, 130.
—, spektrales 22, 103, 115, 130, 131.
v. Engel und Steenbeck 128.

Fairchild und Hoover 49.
Farbangleichung 80.
Farbanomalien 33.
Farbemissionsvermögen 23, 96, 102, 130.
Farbendreieck, Maxwellsches 82.
Farbfilter 59.
Farbpyrometer 96.
Farbtemperatur 23, 80, 94, 130.
—, differentielle 92.
Farbtemperaturfilter 93.
Farbtemperaturskale 92.
Féry 28, 29, 30, 123.
Fixpunkte 9, 10, 92.
Fleckenmethode 107.
Foote 63.
Forsythe 60, 86, 92, 94.
—, Cady und Hyde 68, 74, 81.
— und Worthing 114.
Fresnelsche Formeln 115.

Gage 93.
— und Estey 93.
Gesamtstrahlung 3, 5.
Gesamtstrahlungs-pyrometer 13, 25.
Gesamtstrahlungstemperatur 20, 21, 25, 130.
Glühfadenpyrometer 45, 52.
—, Eichung 56.
— mit spektr. Zerlegung 53.
—, Verschwinden des Fadens 49.
Goldhammer 115.
Goldschmelzpunkt 9, 10, 15, 17.
Griffiths und Awbery 125.
de Groot 71.
Grube und Knabe 106.

- Grünfilter, spektr. Durchlässigkeit 60.
 Grüß und Haase 52.
- Halteelement** 15.
 Haltepunkt 17.
 Hamaker 111, 117.
 Hase 29.
 Hefnerlampe 89.
 Helligkeit 8, 33, 42, 59.
 Helmholtz 14.
 Helmholtzsches Reziprozitätsgesetz 112.
 Henning 54, 55, 68, 74, 96, 102.
 — und Heuse 19, 102, 118.
 — und Holborn 107.
 — und Tingwaldt 124.
 — und Wensel 18.
 Hersley und Paton 125.
 Hild 107.
 Hoffmann 16.
 — und Brodhun 12.
 — und Meißner 17.
 — und Tingwaldt 18, 105.
 Hohlraumstrahler 5.
 Holborn und Kurlbaum 31, 45.
 Hoppe 107.
 Hyde 79, 80, 94.
 —, Cady und Forsythe 68, 74, 81.
- Indikatrix** 111.
 Intensität, spezifische 2.
 — des schwarzen Körpers 6, 131.
 Isochromate, Gleichung der 39.
 Isochromatenmethode 88.
 Isotherme, Gleichung der 39.
 Isothermenmethode 88.
 Ives 19, 101.
- Jones, Lewis, Friauf und Perrot** 124.
 Judd, Roeser und Wensel 92.
- Keinath** 29.
 Kirchhoffsches Gesetz 4, 115, 121.
 Kohle, Strahlung 48, 94.
 Kohn 120.
- Kontaktmethode 106.
 Konvergenzpunkt 39.
 Konvergenzwinkel 39.
 Korte 93.
 König-Martens 34, 37, 78.
 Kreuzfadenpyrometer 52.
 Kurlbaum 110, 121, 123.
 Kurlbaumsche Bedingung 122.
 — Methode für leuchtende Flammen 121.
 — und Schulze 53.
- Laue und Martens** 115.
 Lichtschwächung durch Magnesia-schirm 110.
 — — Prismen 45.
 — — Rauchglas 45, 64.
 — — rot. Sektor 14.
 —, neutrale 56.
 Liebmann 107.
 Lloyd-Evans und Watts 125.
 Lummer und Kurlbaum 11.
 — und Pringsheim 5.
 Lurie und Sherman 124.
- Magnesiaschirm** 110.
 Maxwell'sches Farbendreieck 82.
 Mendousse 71.
 Mie 121.
 Monochromatisch 21, 56.
- Naeser** 87, 96.
 Nichols und Merrit 79.
 Nicholsches Prisma 35.
- Objektiv eines Glühfadenpyrometers** 50.
 Okular eines Glühfadenpyrometers 50.
 Optische Konstanten 115, 116.
 Ornstein 128.
 Öffnungswinkel 46.
- Palladiumschmelzpunkt** 10, 17.
 Pearson und Pleasance 89.
 Psychès 71.
 Pirani 106, 111.
 —, Alterthum und Fehse 101.
 Platinschmelzpunkt 10, 18, 101.

Polarisationsgrad 116.
 Polarisationspyrometer von Wanner 34.
 Polarisierungsschwächung 35.
 Priest 82, 90, 93.
 Pyrometer, Gesamtstrahlungs- 13 25.
 —, Glühfaden- 45, 52.
 —, Spektral- 53.
 —, Teilstrahlungs- 31, 45, 52.
 —, Wanner 31, 34.
 Pyrometrische Schwächung 57.
 Pyropto 52.
 Pyrradio 29.

 Quasimonochromatisch 31.

 Ramsauer 128.
 Rauchglas, Gesamtdurchlässigkeit 64, 78.
 —, spektr. Durchlässigkeit 77, 78.
 Reflexion an beliebiger Oberfläche 111.
 —, diffuse 108.
 —, reguläre 107.
 Reflexionsvermögen 4, 100.
 —, Gesamt- 109, 112.
 —, spezifisches 112.
 —, Teil- 109.
 Rekristallisation 117.
 Ribaud 101, 104, 121.
 Richter 127.
 Ritzow 107.
 Rot-Blau-Verhältnis 86.
 Rotfilter, spektr. Durchlässigkeit 59.
 Rotierender Sektor 14.

 Saha 127.
 Schmelzelement 16.
 Schmelzpunkte, siehe Fixpunkte.
 Schmidt 30 120.
 Schubert 117.
 Schwarzer Körper 3, 5, 11.
 — Eichung 15.
 — Strahlungsgesetze 5.
 — Strahlungsintensität 6, 131.
 Schwarze Temperatur 20, 21, 62, 64, 130.

Schwerpunktswellenlänge 90.
 Selektivität 96.
 Senfleben und Benedikt 121.
 Sharp und Little 111.
 Shofield 18.
 Skaupy 107.
 Spaltbreitenkorrektur 40, 87.
 Spektrallinienumkehr 123.
 Spektralphotometer von König-Martens 37, 78.
 Spektralpyrometer von Henning 54.
 Strahlungsgesetze 5.
 Strahlungsthermoelement 25, 28.
 Suits 128.

 Talbotsches Gesetz 14.
 Temperatur, Farb- 23, 80, 94, 130.
 — Gesamtstrahlungs- 20, 21, 25.
 — leuchtender Flammen 121, 124.
 — nicht leuchtender Flammen 123, 124, 126.
 —, schwarze 20, 21, 62, 64, 130.
 —, wahre 20, 22, 95, 130.
 Temperaturskala 9.
 Temperaturstrahlung 1, 119.
 Thermolement 9, 25, 28.
 Tingwaldt und Henning 124.
 — und Hoffmann 18, 105.

 Vergrößerung, maximale 50.
 Verschmelzungsfrequenz 15.
 Verschwinden des Glühfadens 49.

 Wannerpyrometer 31, 34.
 Wensel, Judd und Roeser 92.
 Weiß bei Emission 1, 83.
 — bei Reflexion 109.
 Wiegand 106.
 Wilsing 57.
 Wirksame Grenzwellenlänge 63.
 — Wellenlänge 43, 63, 72.
 Wolframbandlampe 13.
 Wolfram, Strahlung 7, 48, 94, 130.
 Wollastonprisma 34.
 Worthing 48, 101, 103, 104, 106, 108, 116.

 Zwickler 116.