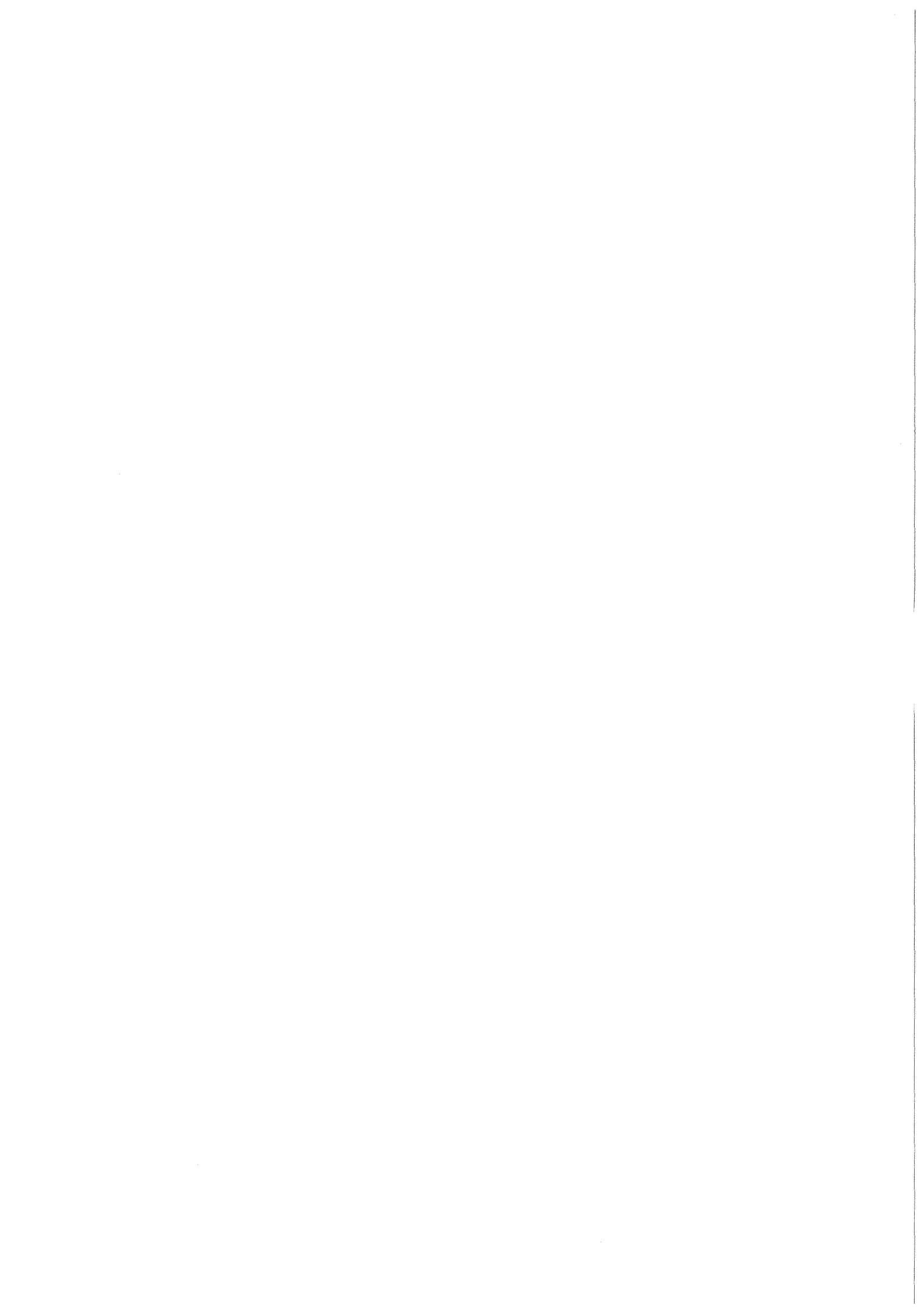


KfK 3371
Juli 1982

Quotientenpyrometer für Temperaturen ab 500°C

W. Rapp
Hauptabteilung für Datenverarbeitung und Instrumentierung

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Hauptabteilung für Datenverarbeitung
und Instrumentierung

KfK 3371

Quotientenpyrometer für Temperaturen
ab 500° C

W. Rapp

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH., Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Die Voraussetzung für den sinnvollen Einsatz von Strahlungs-
pyrometern ist die Harmonie der physikalischen Eigenheiten von Meßobjekt, Meßort und Strahlungs-
meßgerät.

In dieser Arbeit wird versucht, die Grundlagen für diese Zusammenhänge aufzu-
zeigen und anhand der Überlegungen zum Entwurf und Einsatz von Quotientenpy-
rometern zu verdeutlichen.

Es wird das in dem KfK entwickelte Quotienten- bzw. Zweifarbenpyrometer mit
950 nm und 1080 nm Filterwellenlängen und einer Si-Diode als Strahlungsemp-
fänger beschrieben. Dieses Gerät wurde entwickelt, um Temperaturen an Objekten
in Umgebungsmedien mit wechselnden Dichten ab 500 °C messen zu können.

Die Kombination dieser Filter mit einer Si-Diode bietet optimale Eigenschaften
in Bezug auf die untere Temperaturmeßgrenze, die Temperaturempfindlichkeit, die
spektrale Wasserdampfabsorption und die Meßgeschwindigkeit. Der Aufwand der da-
für notwendigen Temperaturstabilisierung der Si-Diode wurde in Kauf genommen.
Durch eine definierte stufenweise Umschaltung der Dämpfung der Strahlungs-
intensität läßt sich das Gerät auch als Spektralpyrometer verwenden.

Eine automatisch an diese Dämpfungsstufen angepaßte Kompensation von "Fremd-
lichteinflüssen" läßt eine fehlerarme Quotientenbildung auch bei großen Inten-
sitätsschwankungen der Temperaturstrahlung zu.

A ratio pyrometer for temperatures of 500 °C and above

The condition for a reasonable use of radiation-pyrometers is the harmony of the physical peculiarities of the object of measurement, the place of measurement and the radiation measurement device.

In this paper the attempt will be made to point out the fundamentals of these interactions and to elucidate them by the considerations about design and application of two wavelength pyrometers.

A ratio pyrometer developed at the KfK with an Si-photodiode as the radiation detector and the two optical wavelengths of 950 nm and 1080 nm will be described. This pyrometer has been designed to measure temperatures of 500 °C and above through environmental media of variable densities.

These optical filters combined with an Si-diode as the radiation sensor are optimum with respect to the lower temperature measurement limit, the resolution of temperature, the speed of measurement and the spectral absorption of water vapour. The need of a very constant temperature of the Si-photodiode has been accepted.

By defined switching of the damping factors of the radiation intensity this pyrometer can be used as a spectral pyrometer.

A suitable compensation of background radiation allows to divide the two spectral radiation intensities with minimum error at high dynamic of the radiation intensity.

Inhaltsverzeichnis

- 1 Zusammenfassung
- 2 Physikalische Grundlagen
 - 2.1 Strahlungsgesetze
 - 2.2 Physikalische Analyse einer Temperaturmeßanordnung
 - 2.2.1 Quotientenmeßtechnik
 - 2.2.2 Einsatzbereich eines Quotientenpyrometers
 - 2.2.3 Auswahl der Farbfilterkombination für ein Quotientenpyrometer
 - 2.2.4 Untersuchung von Detektoren mit einem Interferenzverlauffilter
 - 2.2.5 Eigenschaften von spektralen Filtern
 - 2.2.6 Verschiedene technische Ausführungen von Quotientenpyrometern
 - 2.2.7 Vor- und Nachteile der verschiedenen Verfahren
- 3 Überlegungen zum Entwurf und Einsatz eines Quotientenpyrometers
 - 3.1 Anwendungskriterien
 - 3.2 Graphische Entwurfs- und Beurteilungsmethode
 - 3.3 Zusammenhänge der Eigenschaften von Meßobjekt, Meßort und Quotientenpyrometer
 - 3.4 Eichung eines Quotientenpyrometers
 - 3.5 Fehlerabschätzung
- 4 Quotientenpyrometer für Temperaturen ab 500 °C
 - 4.1 Konzept
 - 4.2 Funktionsbeschreibung
 - 4.3 Eichung
 - 4.4 Betriebsarten
 - 4.4.1 Quotientenmessung
 - 4.4.2 Teilstrahlungsbetrieb
 - 4.4.3 Fremdlichtkompensation
 - 4.4.4 Manuelle Vorwahl des Intensitätsbereiches
 - 4.5 Technische Daten
5. Schlußbemerkung

Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1 Spektrale Strahldichte eines "Schwarzen Strahlers"
- Abb. 2 Einflüsse auf ein Strahlungsmeßgerät
- Abb. 3 Emissionsgrad von Wolfram als Funktion der Wellenlänge
- Abb. 4 Temperaturempfindlichkeit verschiedener Filterwellenlängenpaarungen von 500 °C bis 2500 °C.
- Abb. 5 Kombinationsmöglichkeiten verschiedener Filterwellenlängen bei gleichbleibender Temperaturempfindlichkeit.
- Abb. 6 Meßaufbau zur Darstellung des Produkts aus der Spektralen Strahldichte und der spektralen Empfindlichkeit eines Detektors
- Abb. 7 Fehler von λ an der unteren Nachweisgrenze eines Detektors
- Abb.
8 - 11 Verschiedene technische Ausführungen von Quotientenpyrometern
- Abb. 12 Spektrale Strahldichten eines Temperaturstrahlers bei den Wellenlängen $\lambda_1 = 1080$ nm und $\lambda_2 = 950$ nm
- Abb. 13 Beispiel für die Erarbeitung einer graphischen Lösung einer Meßaufgabe oder einer Pyrometerentwicklung.
- Abb. 14 Zusammenhänge der Eigenheiten von Meßobjekt, Meßort und Quotientenpyrometer
- Abb. 15 Blockschalbild des entwickelten Quotientenpyrometers
- Abb. 16 Signalplan
- Abb. 17 Eichkurve
- Abb. 18 Bedienungsfeld des Quotientenpyrometers
- Abb. 19 Geräte Innenaufbau (Prototyp)

1. Zusammenfassung

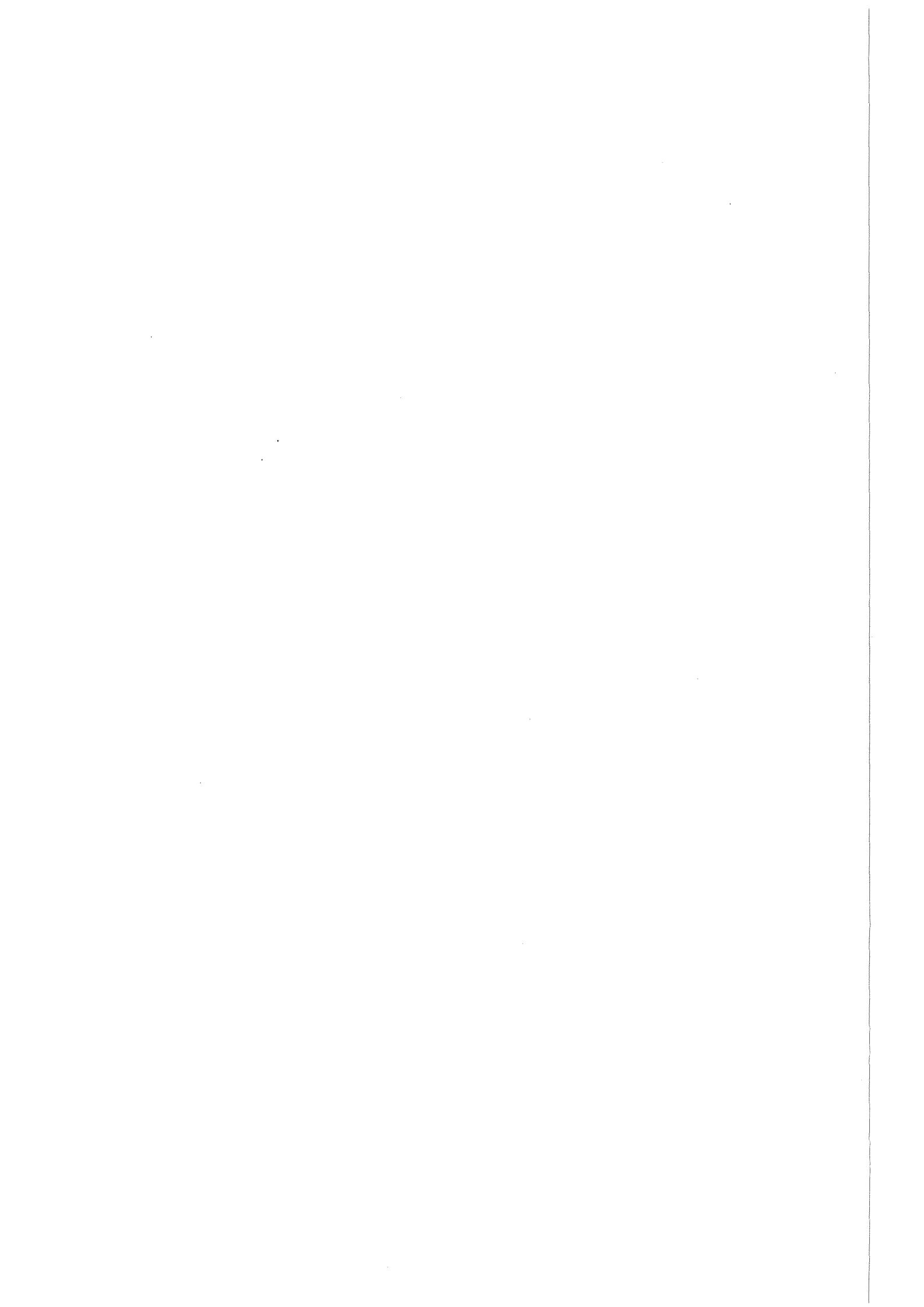
Die Voraussetzung für den sinnvollen Einsatz von Strahlungs-pyrometern ist die Harmonie der physikalischen Eigenheiten von Meßobjekt, Meßort und Strahlungsmeßgerät.

In dieser Arbeit wird versucht, die Grundlagen für diese Zusammenhänge aufzuzeigen und anhand der Überlegungen zum Entwurf und Einsatz von Quotientenpyrometern zu verdeutlichen.

Es wird das in dem KfK entwickelte Quotienten- bzw. Zweifarbenpyrometer mit 950 nm und 1080 nm Filterwellenlängen und einer Si-Diode als Strahlungsempfänger beschrieben. Dieses Gerät wurde entwickelt, um Temperaturen an Objekten in Umgebungsmedien mit wechselnden Dichten ab 500 °C messen zu können.

Die Kombination dieser Filter mit einer Si-Diode bietet optimale Eigenschaften in Bezug auf die untere Temperaturmeßgrenze, die Temperaturempfindlichkeit, die spektrale Wasserdampfabsorption und die Meßgeschwindigkeit. Der Aufwand der dafür notwendigen Temperaturstabilisierung der Si-Diode wurde in Kauf genommen. Durch eine definierte stufenweise Umschaltung der Dämpfung der Strahlungsin-tensität läßt sich das Gerät auch als Spektralpyrometer verwenden.

Eine automatisch an diese Dämpfungsstufen angepaßte Kompensation von "Fremd-lichteinflüssen" läßt eine fehlerarme Quotientenbildung auch bei großen Inten-sitätsschwankungen der Temperaturstrahlung zu.



2. Physikalische Zusammenhänge

2.1 Strahlungsgesetze

Alle Körper senden ihrer Temperatur entsprechend elektromagnetische Wellen, sogenannte Wärmestrahlung aus. Die spektrale Verteilung der Strahldichte $L(\lambda, T)$ wird durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben. /1/

$$L(\lambda, T) = \frac{c_1}{\pi \Omega_0 \lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad (1)$$

c_1 und c_2 sind universelle Konstanten.

$$c_1 = 2\pi \cdot c^2 \cdot h = (3,7415 \pm 3 \cdot 10^{-4}) \cdot 10^{-12} \text{ Wcm}^2$$

$$c_2 = \frac{c \cdot h}{k} = (1,43879 \pm 1,9 \cdot 10^{-4}) \cdot \text{cmK}$$

Für den Bereich der Wellenlängen um $1 \mu\text{m}$ und der Temperatur bis $\sim 2500^\circ\text{C}$ ist $e^{\frac{c_2}{\lambda T}} \gg 1$. Dies führt zu der vereinfachten Form:

$$L^*(\lambda, T) = \frac{c_1}{\pi \Omega_0 \lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (2)$$

Dieser Zusammenhang zwischen Temperatur und Strahldichte wurde bereits von F. Paschen empirisch gefunden und von W. Wien hergeleitet. Es ist die Wien'sche Strahlungsformel. (2)

Für Werte $\lambda T \gg c_2$, bei sehr hohen Temperaturen, geht die Planck'sche Gleichung über in die Rayleigh'sche Formel:

$$L^{**}(\lambda, T) = \frac{2ckT}{\Omega_0 \lambda^4} \quad (3)$$

In der graphischen Darstellung des Planckschen Strahlungsgesetzes (Abb. 1) erkennt man für steigende Temperaturen eine Verschiebung der Maxima der spektralen Strahldichte zu kürzeren Wellenlängen hin.

Aus $\frac{dL}{d\lambda} = 0$ ergibt sich $\lambda_{\text{max}} \cdot T = (2,8978 \pm 4 \cdot 10^{-4}) \cdot 10^{-1} \text{ cmK}$

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{2,8978 \cdot \text{cmK}}{10 \cdot T} \quad (4)$$

c = Lichtgeschwindigkeit

h = Plank'sches Wirkungsquantum

k = Boltzmann Konstante

$$L(\lambda, T) = \frac{W}{\text{sr} \cdot \text{cm}^2 \cdot \mu\text{m}}$$

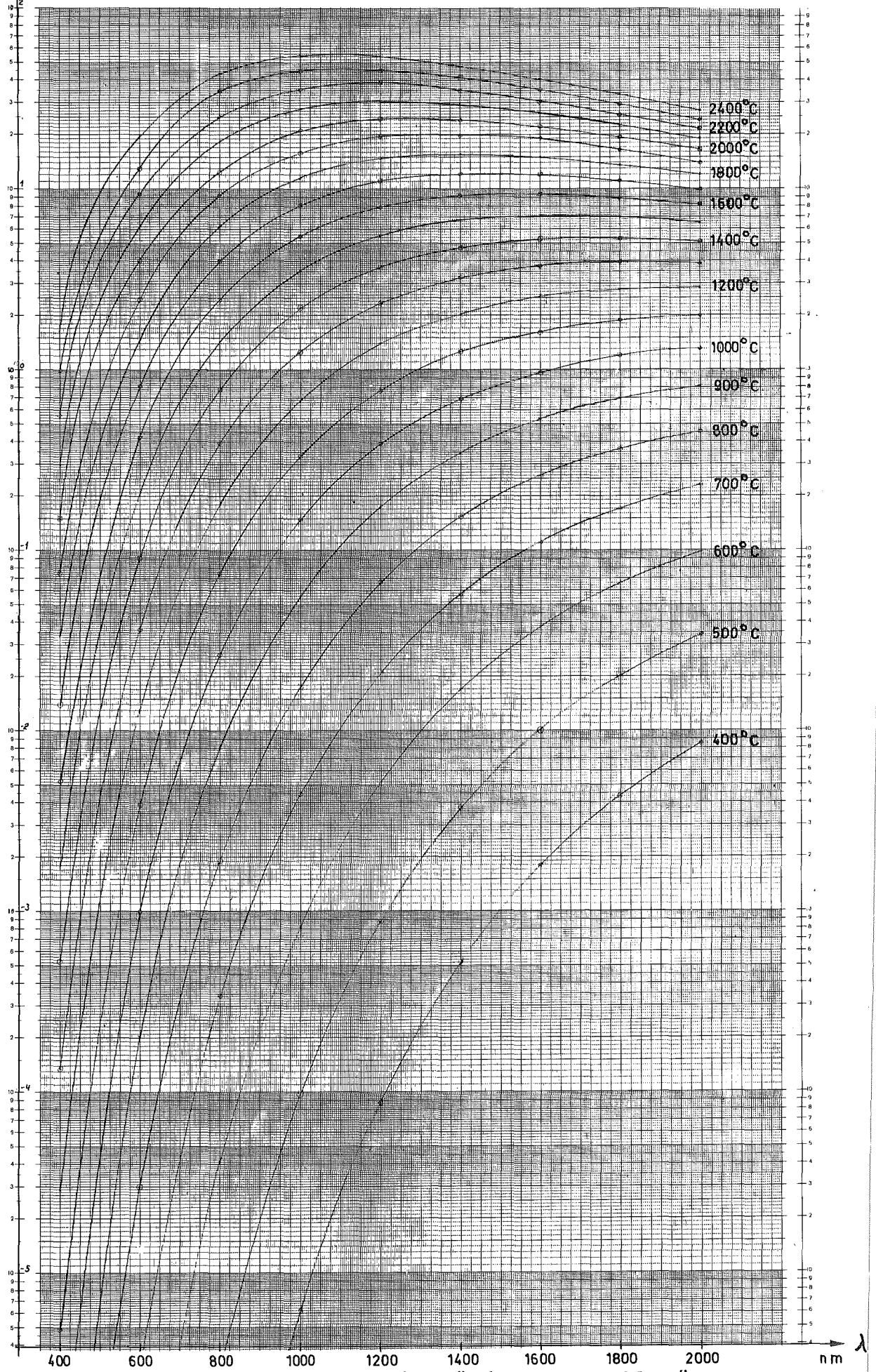


Abb. 1 Spektrale Strahldichte eines "Schwarzen Strahlers"

Diese Gesetze beziehen sich auf die Wärmestrahlung des "Schwarzen Körpers". Reale Materialien haben ein individuelles spektrales Ausstrahlungs-, Transmissions-, und Reflexionsvermögen ("Schwarzer Körper" $\hat{=}$ idealer Hohlraumstrahler).

Es gilt

$$\alpha(\lambda, T) + \tau(\lambda, T) + \rho(\lambda, T) = 1 \quad (5)$$

wobei $\alpha(\lambda, T) = \epsilon(\lambda, T)$ (6)

- ϵ = Emissionsgrad
- τ = Transmissionsgrad
- ρ = Reflexionsgrad
- α = Absorptionsgrad

Bei einem Schwarzen Körper gilt

$$\epsilon(\lambda, T) = 1 \quad (7)$$

Eine einigermaßen zuverlässige Aussage über den spektralen Emissionsgrad eines Materials mit der Temperatur als zusätzlichen Parameter ist nur bei unpolarisierter Strahlung, definierter Oberflächenbeschaffenheit und der Beobachtung unter definiertem Blickwinkel zur Oberflächennormale möglich. /2/

2.2 Physikalische Analyse einer Temperaturmeßanordnung

Die Voraussetzung jeder Temperaturbestimmung eines Meßobjektes über seine Wärmestrahlung ist die sorgfältige Analyse der spektralen Materialeigenschaften, der spektralen Eigenschaften der vorhandenen Medien wie Luft, Rauch, Wasserdampf, Gase und Staub, zum Teil noch als Funktionen der Eigentemperaturen und die Berücksichtigung dieser Erkenntnisse bei der Gestaltung bzw. Auswahl des Meßgerätes. Diagramme über die spektralen Eigenschaften von Materialien als Funktion der Temperatur, z. B. Bild 3, wie sie für die Beurteilung von Strahlungs-pyrometern gebraucht werden, stehen nur sehr selten zur Verfügung. Die gängigen Werte über thermophysikalische Eigenschaften / 2 /, / 3 / geben die spektralen Emissionsgrade von Materialien nur bei einigen ausgewählten Temperaturen an.

Bild 2 zeigt symbolisch die Parameter, welche die beiden Teilstrahlungsintensitäten unterschiedlich beeinflussen können.

Selektive Reflexion der
Temperaturstrahlung an Gegenständen
der Temperatur TG

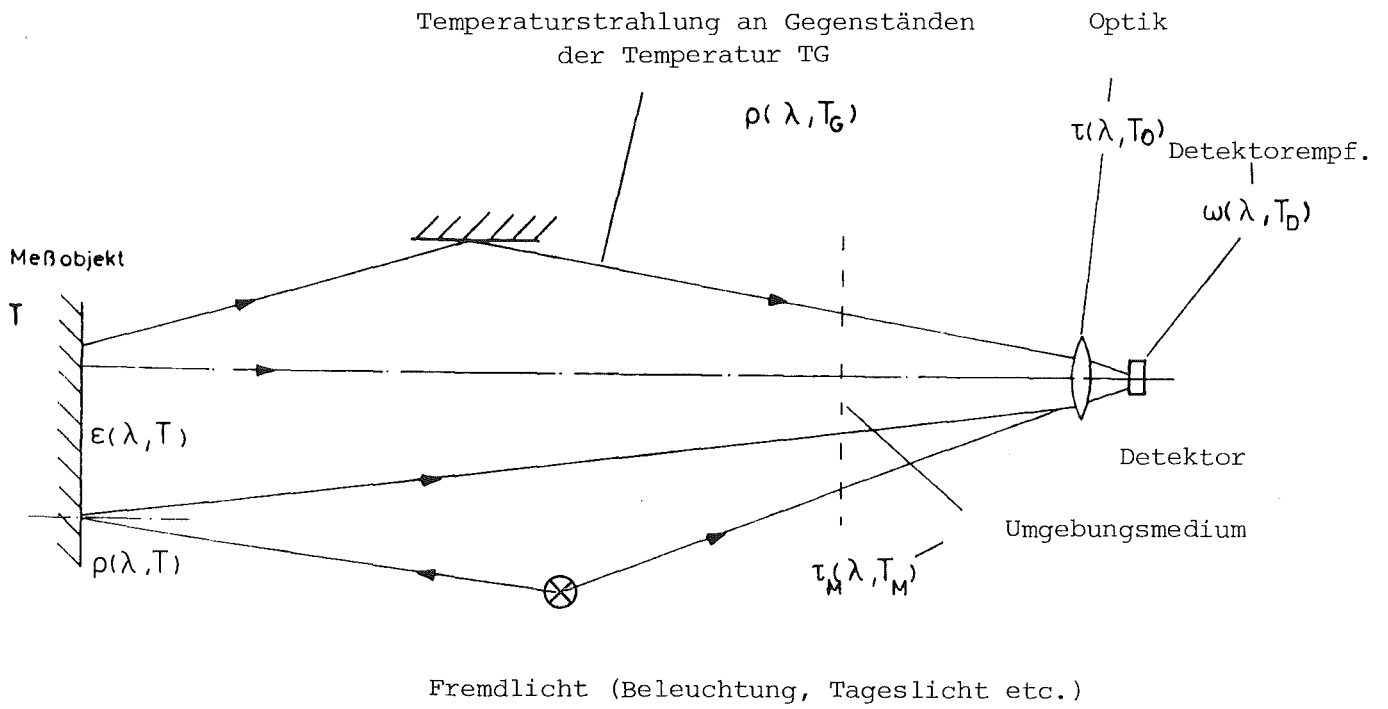


Abb. 2 Einflüsse auf ein Strahlungsmeßgerät

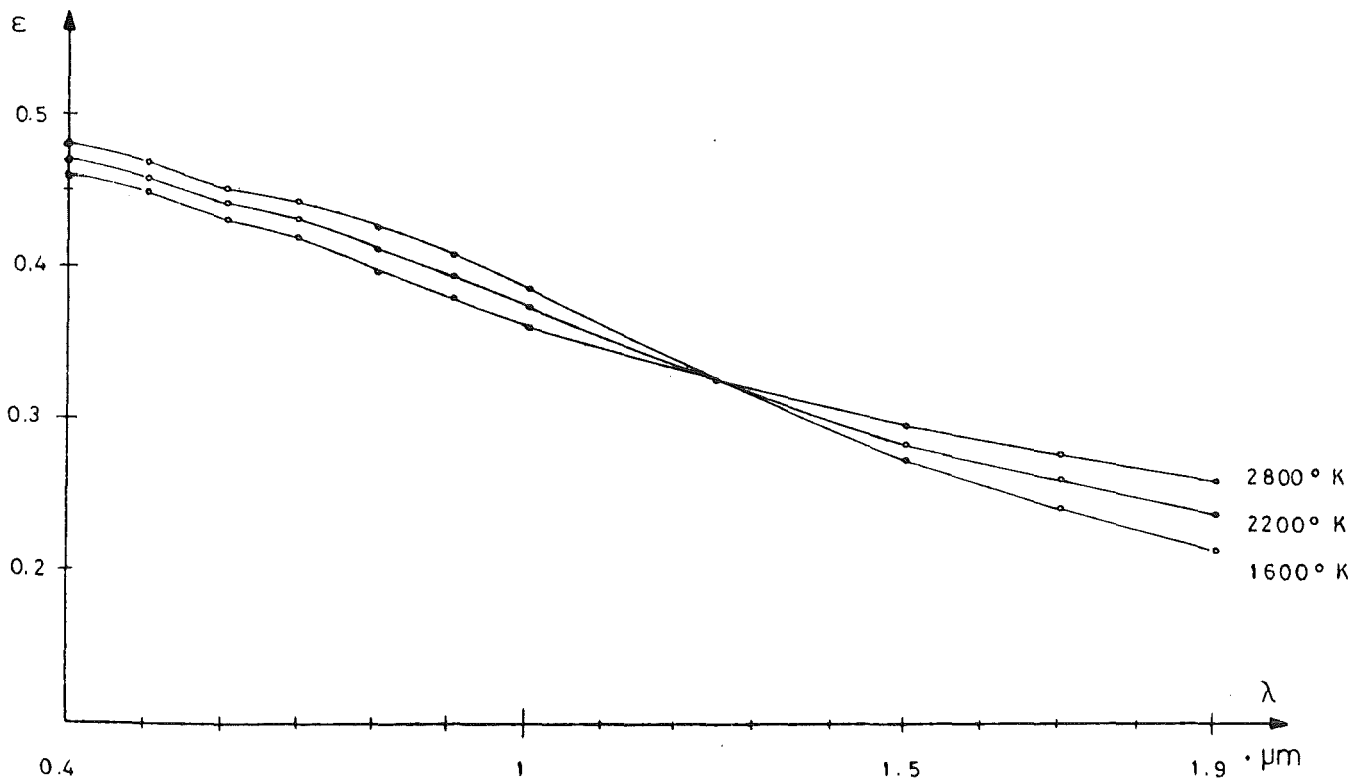


Abb. 3 Emissionsgrad von Wolfram als Funktion der Wellenlänge /4/

Die unüberschaubare Zahl der Parameter, welche bei einer berührungslosen Temperaturmessung auftreten, werden durch die Beschränkung der Messung auf sorgfältig ausgewählte Spektralbereiche reduziert. Die Kriterien für die Auswahl von günstigen Spektralbereichen ergeben sich aus den meßtechnischen Anforderungen und den realen Umgebungsbedingungen am Meßort.

Die meßtechnischen Anforderungen sind gegeben durch

- 1.) Temperaturmeßbereich
- 2.) Temperaturlösung
- 3.) Meßgeschwindigkeit

die Versuchsbedingungen durch

- 1.) Emissionsgrad kleiner 1 und Funktion von λ und T
- 2.) Abstand zum Objekt
- 3.) Größe der Meßfläche
- 4.) Medium zwischen Meßgerät und Objekt mit $\tau_M(\lambda, T_M)$
- 5.) Auf dem Objekt reflektiertes Streulicht; Beleuchtung, Tageslicht $L_F(\lambda, T)$; Heizung bzw. andere Temperaturstrahler
- 6.) Umgebungstemperatur
- 7.) Art des angewendeten Meßverfahrens und die Art des Strahlungsempfängers

Unter Ausschluß von Fremdlicht- und Streulichteinflüssen geht die Gleichung (2) für feste Wellenlängen in

$$L_{\lambda_i}^+ = \epsilon(\lambda_i, T) \cdot \tau_M(\lambda_i, T_M) \cdot \frac{c_1}{\pi \Omega_0 \lambda_i^5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda_i T}} \quad (8)$$

über.

2.2.1 Quotientenmeßtechnik

Unter der Voraussetzung, daß zwei spektrale Bereiche gefunden werden können, für die $\tau_M \cdot \epsilon(\lambda_1, T) \sim \tau_M \cdot \epsilon(\lambda_2, T)$ gilt, kann durch Division der beiden Strahlungsdichten der Einfluß des Emissionsgrades, des Objektes und des Transmissionsgrades der Umgebungsmedien eliminiert werden.

Für realisierbare Abstände der beiden Spektralbereiche sind die Raumwinkel bzw. die Meßflächen gleich groß, und so ergibt sich für den Quotienten:

$$Q(\lambda, \epsilon, \tau_M, T, T_M) = \frac{L_{\lambda_1}^+}{L_{\lambda_2}^+} = \frac{\epsilon(\lambda_1, T) \cdot \tau_M(\lambda_1, T_M) \cdot \lambda_2^5 \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 T}}}{\epsilon(\lambda_2, T) \cdot \tau_M(\lambda_2, T_M) \cdot \lambda_1^5 \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 T}}}$$

(Ohne Fremdlicht- bzw. Streulichteinflüsse)

$$Q = \text{const.} \cdot \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 e^{\frac{c_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)} \quad (9)$$

Die aus diesem Zusammenhang resultierende Quotientenmeßtechnik wird in der Praxis durch die Tatsache stark eingeschränkt, daß

$$\epsilon(\lambda_1, T) \sim \epsilon(\lambda_2, T) \quad \text{und} \quad \tau_M(\lambda_1, T_M) \sim \tau_M(\lambda_2, T_M)$$

oft nur annähernd gilt.

2.2.2 Einsatzbereich eines Quotientenpyrometers

Strahlungs-pyrometer werden nur dort eingesetzt, wo ein direkter Kontakt mit dem Meßobjekt nicht möglich ist.

Quotientenpyrometer können nur sinnvoll eingesetzt werden, wenn das Emissionsgradverhältnis des Objekts $\frac{\epsilon(\lambda_1, T)}{\epsilon(\lambda_2, T)}$, das Transmissionsgradverhältnis $\frac{\tau(\lambda_1, T_M)}{\tau(\lambda_2, T_M)}$ des Mediums und die Reflektionsanteile des Streulichts $L_F(\lambda_{1,2})$ reflektiert durch das Objekt mit $\rho(\lambda_{1,2}, T)$ bekannt und mit den Spektralbereichen λ_1 und λ_2 des Pyrometers verträglich sind. 3.1

Quotientenpyrometer bringen gegenüber anderen Strahlungs-pyrometern Vorteile, falls sich die Art oder Dichte des opt. Mediums oder die Größe der Meßfläche oder der Abstand zum Meßobjekt während der Messung ändern.

2.2.3 Auswahl der Farbfilterkombination für ein Quotientenpyrometer

Die Empfindlichkeit bzw. Auflösung eines Quotientenpyrometers ist proportional dem Ausdruck

$$S = \frac{c_2}{T} \cdot \left| \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right| \quad (10)$$

Je größer der Abstand von λ_1 und λ_2 und je kleiner λ_1 und λ_2 desto größer ist demnach die Temperaturempfindlichkeit des Quotienten.

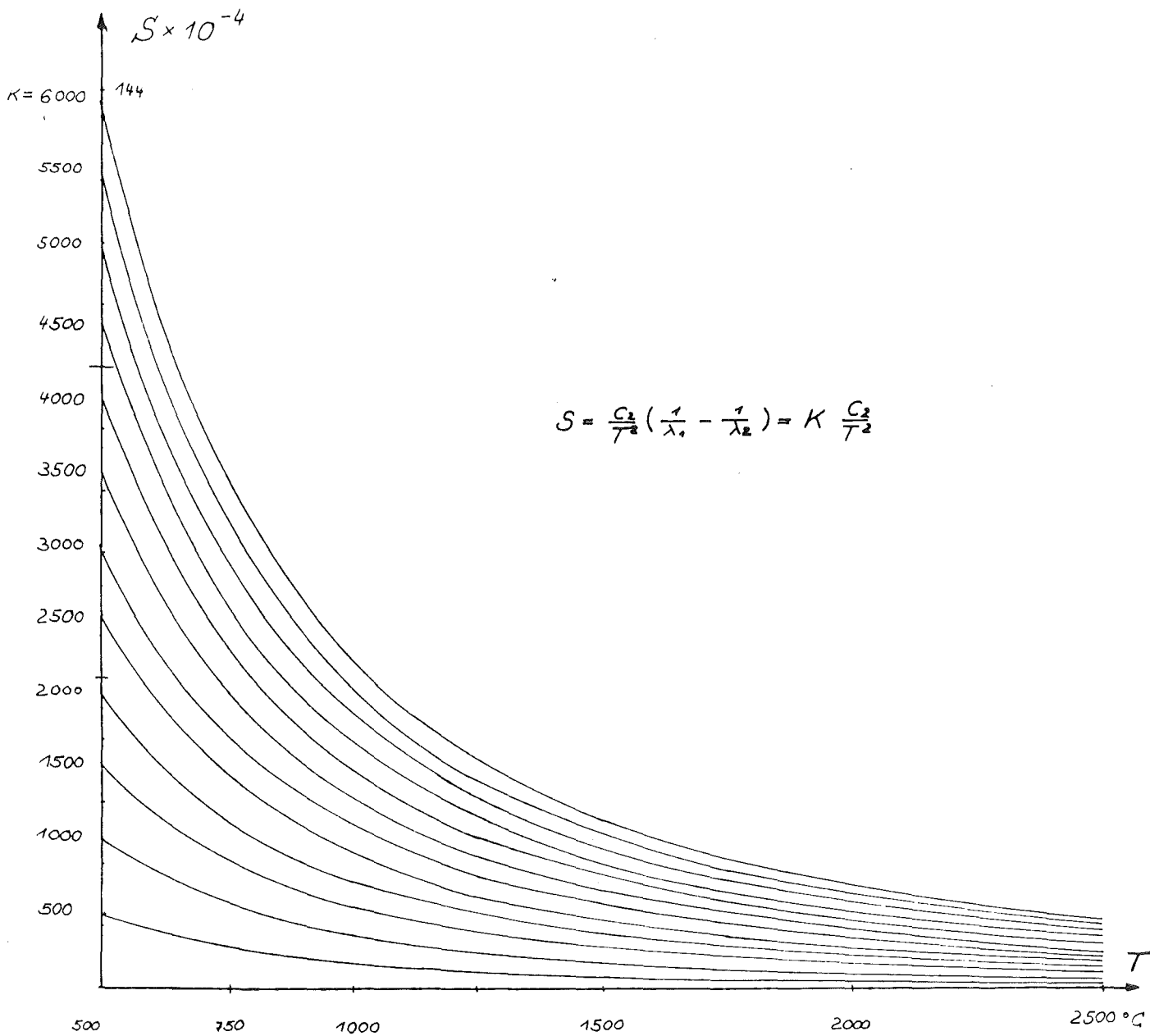


Abb. 4 Temperaturempfindlichkeit verschiedener Filterwellenlängenpaarungen von 500 °C bis 2500 °C.

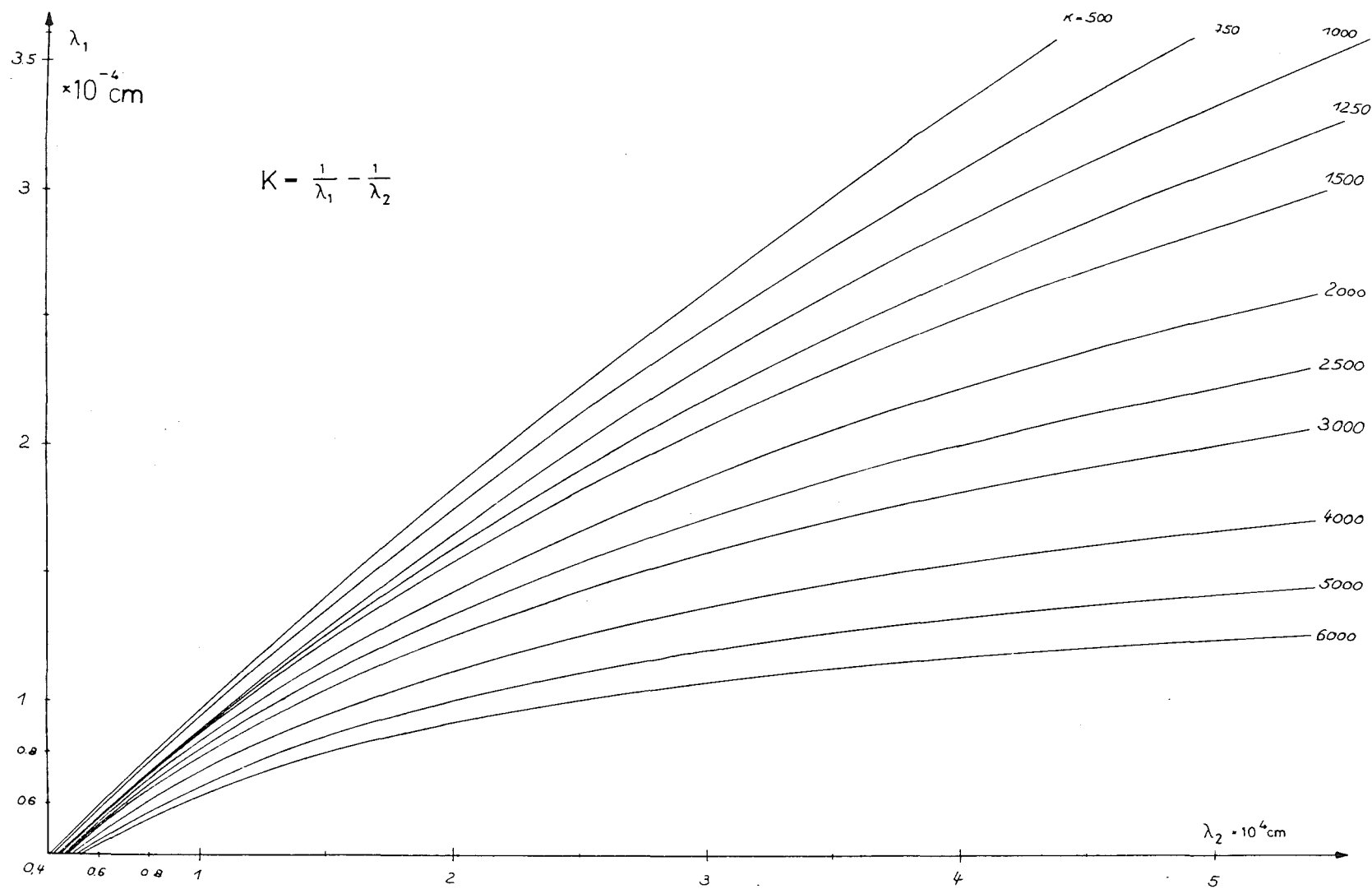


Abb. 5 Kombinationsmöglichkeiten verschiedener Filterwellenlängen bei gleichbleibender Temperaturempfindlichkeit

Die Auswahl der Wellenlängen λ_1 und λ_2 ist bestimmt durch

- 1.) die untere und die obere Temperaturmeßgrenze
- 2.) die geforderte Temperaturempfindlichkeit bzw. Temperaturlösung
- 3.) Meßgeschwindigkeit (Art des Strahlungsempfängers)
- 4.) die spektrale Empfindlichkeit der Detektoren
- 5.) die Verfügbarkeit von optischen Bandfiltern.
- 6.) den spektralen Transmissionsgrad des opt. Mediums am Meßort
 $\tau_M(\lambda, T_M)$ im Hinblick auf $\tau_M(\lambda_1, T_M) \sim \tau_M(\lambda_2, T_M)$
- 7.) den spektralen Emissionsgrad $\epsilon(\lambda, T)$ in Bezug auf die notwendige Bedingung
$$\epsilon(\lambda_1, T) \sim \epsilon(\lambda_2, T)$$
- 8.) die spektrale Zusammensetzung des Streulichtes, welches an der Meßfläche reflektiert wird.

Nach der Auswahl nach den Kriterien 1-4, werden durch Überlagerung von $L(\lambda, T)$ $\epsilon(\lambda, T)$ und $L_F(\lambda) \cdot \rho(\lambda, T)$ die erlaubten Bereiche nach den Kriterien 5-8 ermittelt. In den meisten Fällen zeigt sich, daß in den Punkten 1-3 Kompromisse gefunden werden müssen. Kap. 3.2

2.2.4 Untersuchung von Detektoren mit einem Interferenzverlauffilter

Die wesentlichen Eigenschaften eines Detektortyps und damit die Merkmale für seinen Einsatzbereich, lassen sich durch seine spektrale Empfindlichkeit, sein Eigenrauschen und seine Meßzeitkonstante erfassen. /5/, /6/

Aus der Multiplikation der Isothermen des Plank'schen Strahlungsgesetzes mit der spektralen Empfindlichkeitskurve des Detektors könnte man im Prinzip die untere Temperaturmeßgrenze und die zu erwartende Empfindlichkeit eines Quotientenpyrometers für bestimmte λ_1 und λ_2 ermitteln. Eine anschauliche Möglichkeit ist die Messung des zu erwartenden spektralen Intensitätsverlaufs der Isothermen des gewünschten Temperaturmeßbereichs mittels eines Interferenzverlauffilters. (Abb. 6)

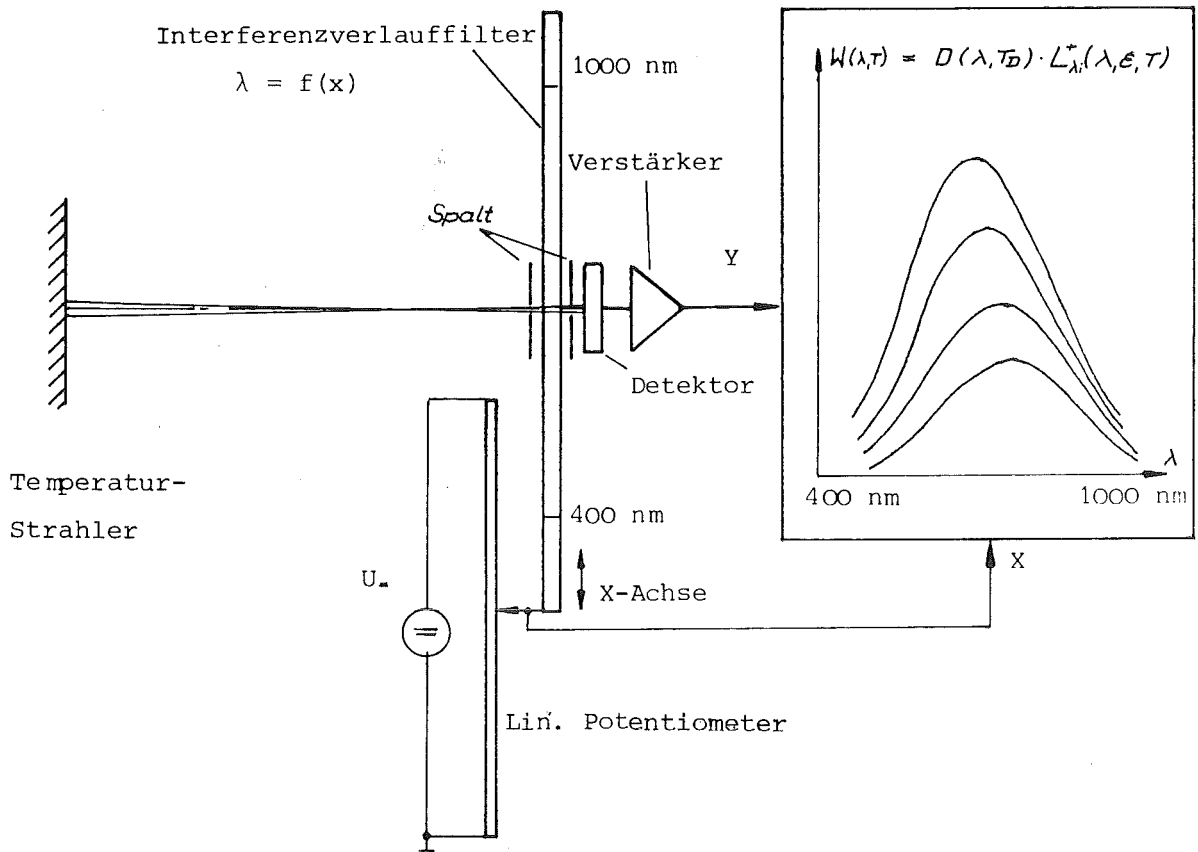


Abb. 6 Meßaufbau zur Darstellung des Produktes aus der spektralen Strahldichte und der spektralen Empfindlichkeit eines Detektors (400 nm - 1000 nm)

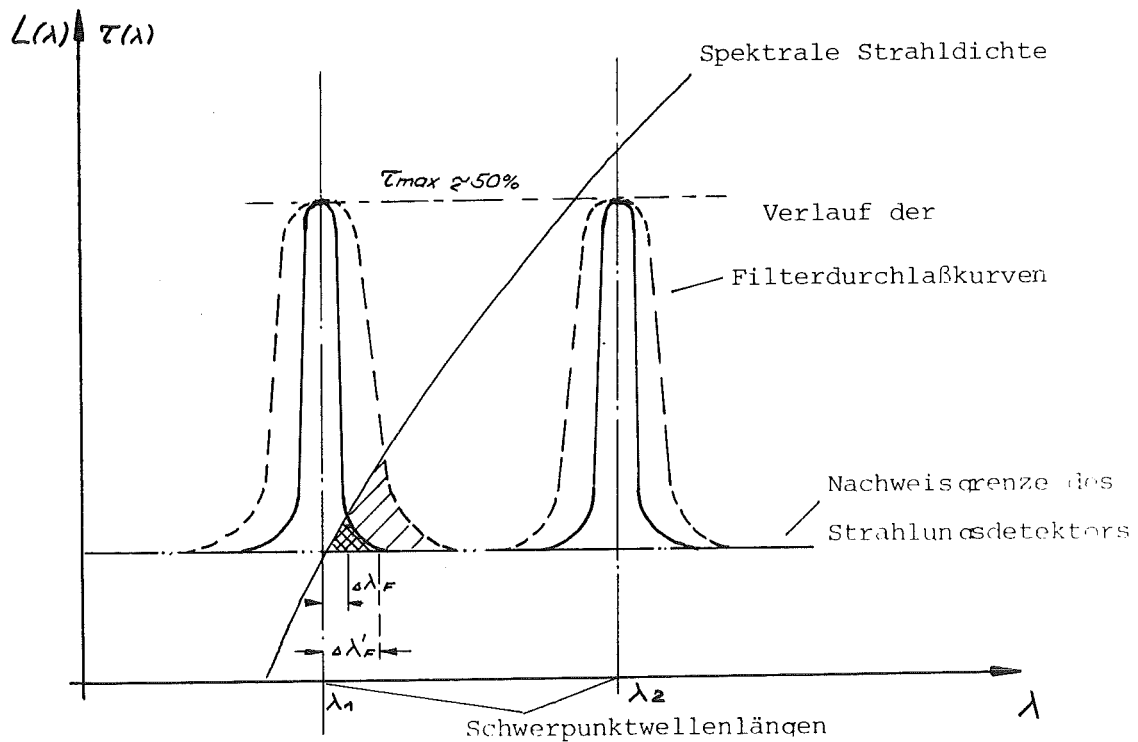


Abb. 7 Fehler von λ an der unteren Nachweisgrenze eines Detektors

Unter Berücksichtigung der Kriterien für die Auswahl von λ_1 und λ_2 können aus den so gemessenen Isothermen praktische Hinweise auf die untere Meßgrenze, die Temperaturempfindlichkeit $\frac{dQ}{dT}$ und den Wellenlängenbereich für λ_1 und λ_2 für einen bestimmten Dektektortyp gewonnen werden. Der Temperaturverlauf der spektralen Empfindlichkeit von Strahlungsempfängern ist vom Empfängermaterial abhängig. Bei Si-Dioden beträgt der Empfindlichkeitsfehler etwa 1 %/°C bei 1080 nm und 23 °C Eigentemperatur.

2.2.5 Eigenschaften von spektralen Filtern

Für die Auswahl bestimmter spektraler Bereiche aus dem Gesamtspektrum der Wärmestrahlung werden Interferenzbandfilter eingesetzt. Die Breite der Durchlaßkurve ist bei gegebener Halbwertsbreite im wesentlichen durch den Abstand der beiden Spektralanteile λ_1 und λ_2 begrenzt, andererseits spielt die untere Nachweisgrenze des Photo- bzw. Infrarotdetektors auch hierbei eine gewisse Rolle. Betrachtet man die Isothermen des Plank'schen Strahlungsgesetzes durch die Durchlaßkurve eines Interferenzfilters an der unteren Temperaturnachweisgrenze des Detektors, Abb. 7, so ist es zu erkennen, daß durch größere Halbwertsbreite der Filter zwar ein besseres Signal-zu-Rauschverhältnis erreicht wird, daß aber der effektive Abstand der beiden Schwerpunktwellenlängen kleiner wird. Da aber die untere Nachweisgrenze auch vom Abstand und der Größe der Meßfläche abhängt, würde die Verringerung des Abstandes der Schwerpunktwellenlängen auch noch vom Abstand und der Größe der Meßfläche abhängen und gleichfalls den Meßwert verfälschen. Optimal sind Filter mit quasi rechteckigen spektralen Durchlaßkurven /7/.

Entscheidend für die Stabilität eines Quotientenpyrometers über den gesamten Umgebungstemperaturbereich ist die Stabilität der Durchlaßkurven der Interferenzfilter und der spektralen Empfindlichkeit der Detektoren. Für gängige Interferenzfilter wurden Abweichungen in der Transmission bei Temperaturänderungen von 40 °C im Prozentbereich gemessen. Es empfiehlt sich daher, Filter und Detektoren auf konstanter Umgebungstemperatur zu halten.

2.2.6 Verschiedene technische Ausführungen von Quotientenpyrometern

Ohne Einrichtungen zur Bestimmung des Emissionsgrades /8/, /9/

In den folgenden Darstellungen ist mit der Strahlungsintensität I_{λ_x} eines Farbkanals das Integral der spektralen Strahlungsdichte $L(\lambda_x, T)$ im Durchlaßbereich des Interferenzfilters mit der Mittenfrequenz λ_x gemeint.

A.) Quotientenpyrometer mit getrennten Empfängern für λ_1 und λ_2

1.) Anordnung ohne Unterbrechung der Strahlungen

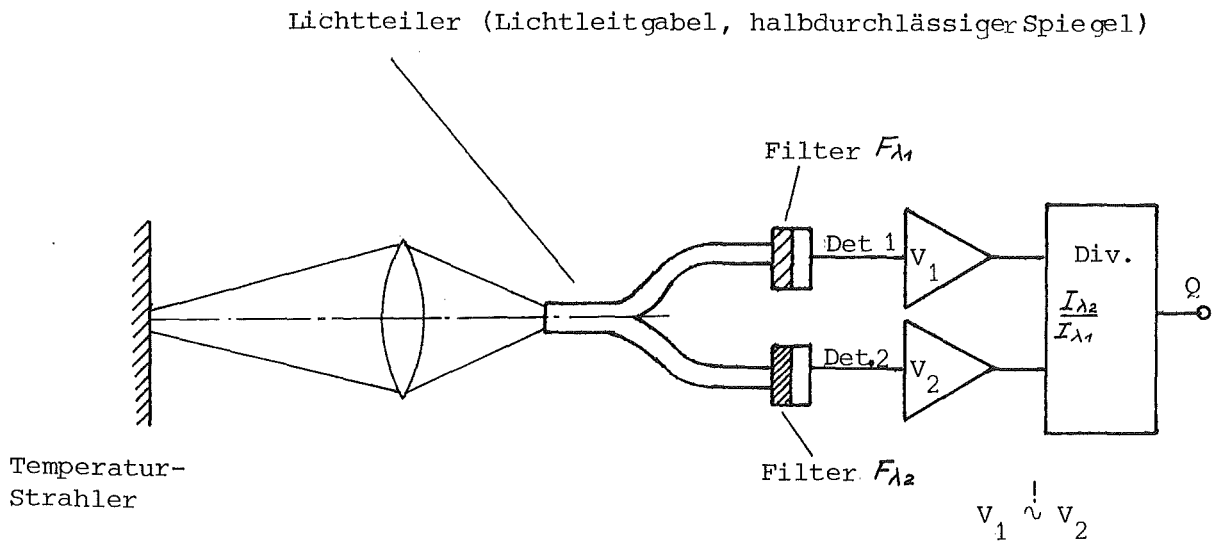


Abb. 8

2.) Ausführung mit periodischer Unterbrechung des Strahlenganges zur Einstellung der Dunkelwerte der Meßkanäle

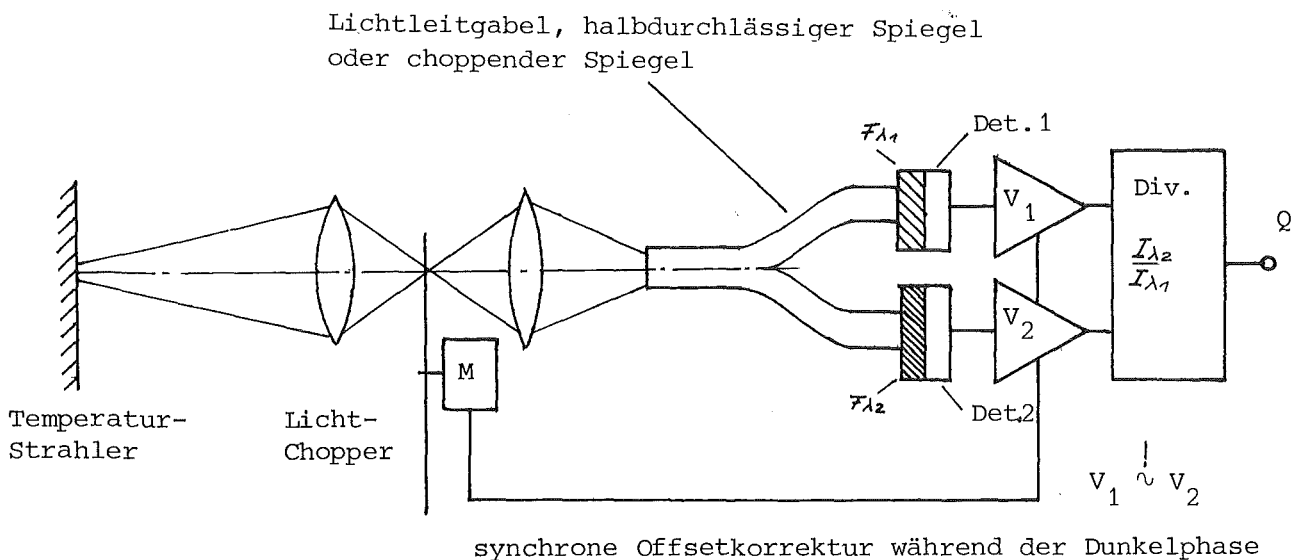


Abb. 9

B) Quotientenpyrometer mit einem Strahlungsempfänger für I_{λ_1} und I_{λ_2}

1) Anordnung mit feststehenden Filtern

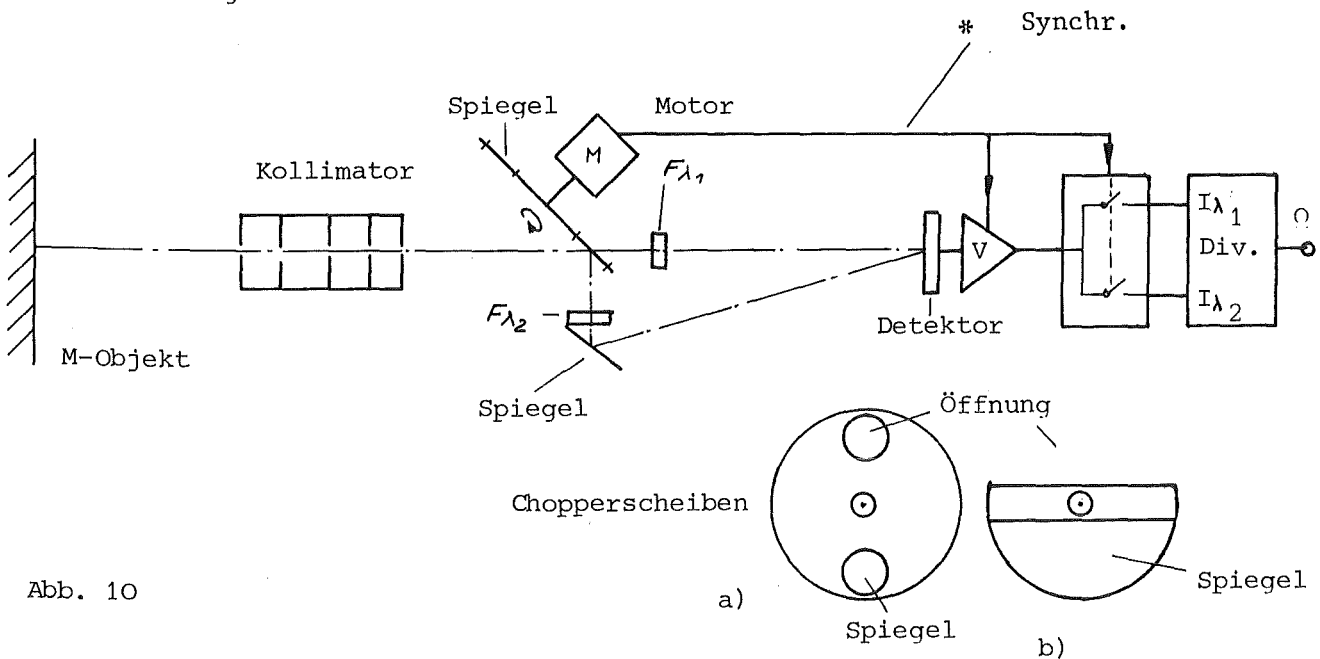


Abb. 10

* Synchrone Offsetkorrektur während der Dunkelphase und Kanaltrennung

2) Ausführung mit rotierenden Filtern

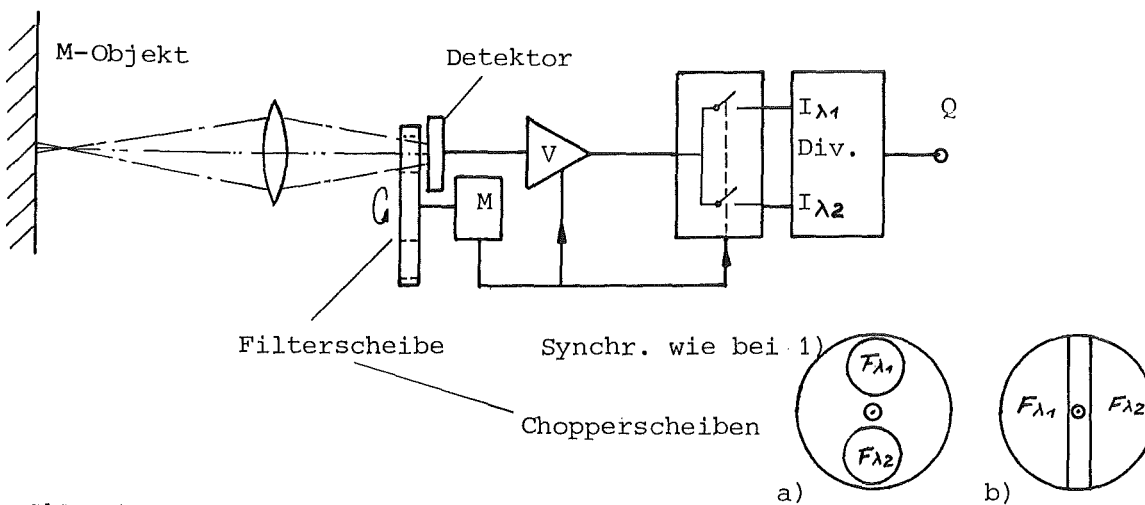


Abb. 11

Chopperscheiben der Ausführung b) erlauben eine höhere Ausnützung des Strahlungssignals

2.2.7 Vor- und Nachteile der verschiedenen Verfahren

Pyrometer mit getrennten Strahlungsempfängern für die beiden Farbkanäle stellen hohe Anforderungen an die Konstanz ihrer spektralen Empfindlichkeit, ihrer Linearität und Verstärkung. Darüber hinaus muß das verfügbare Licht auf zwei Kanäle aufgeteilt werden, was einen doppelt so großen Meßfleck, bei gleicher unterer Temperaturgrenze wie mit einer Ein-Empfänger-Version notwendig macht. Sie haben den Vorteil, zu jedem Zeitpunkt das aktuelle Strahlungssignal zur Quotientenbildung anzubieten und eignen sich dadurch besonders für die Beobachtung von schnellen Temperaturänderungen.

Pyrometer mit einem gemeinsamen Strahlungsempfänger müssen ebenfalls für beide Farbkanäle konstante Eigenschaften besitzen. Diese Eigenschaft ist bei Si-Dioden nur bei konstanter Detektortemperatur gegeben (Bild 13 e).

Der eingesparte Strahlungsempfänger muß durch einen erhöhten optischen und mechanischen Aufwand bezahlt werden. Darüber hinaus ist die Veränderung der optischen Eigenschaften bei rotierenden Filtern durch Randeffekte nicht unproblematisch. Da die beiden Farbsignale nacheinander ausgewertet werden, ist wechselweise jeweils ein Farbsignal veraltet. Dies führt bei sich ändernden Temperaturen zu einer um die tatsächliche Temperatur oszillierenden Anzeige. Dieser Effekt kann vermieden werden, wenn die beiden aufeinander folgenden Farbsignale eines Kanals gemittelt und mit dem dazwischenliegenden Signalwert des anderen Farbkanals der Quotient gebildet wird.

Durch den zwischenzeitlich sinkenen Preis, die gute Linearität $< 1 \%$ und die gute Langzeitstabilität $\leq 0,5 \%/6 \text{ Monate} /10/$ von Si-Dioden sind Quotientenpyrometer mit zwei Strahlungsempfängern vorzuziehen. Bei Pyrometern mit Photomultipliern ist jedoch wegen der nach wie vor schlechten Langzeitstabilität und geringerer Linearität $\leq 2 \%$ die Einröhrenversion überlegen.

3. Überlegungen zum Entwurf und Einsatz eines Quotientenpyrometers

3.1 Anwendungskriterien

Allgemein sollten Strahlungs- und Teilstrahlungs- pyrometer nur dort eingesetzt werden, wo eine direkte Berührung mit dem Meßobjekt nicht möglich oder sinnvoll ist. Für Quotientenpyrometer gilt wegen des größeren Aufwandes und der geringeren Temperaturempfindlichkeit, daß sie nur dort einen Vorteil bieten können, wo andere Strahlungs- und Teilstrahlungs- pyrometerarten keine vernünftigen Ergebnisse liefern. Abb. 12 verdeutlicht den Unterschied zwischen der Temperaturentauflösung eines Teilstrahlungs- pyrometers und eines Quotientenpyrometers. Während sich das Ausgangssignal des Teilstrahlungs- pyrometers im Bereich zwischen 500 °C und 2500 °C um 6 Dekaden ändert, bewegt sich der Quotient aus den Teilstrahlungsintensitäten für denselben Temperaturbereich innerhalb einer Dekade. Quotientenpyrometer leisten gute Dienste, wenn der Abstand oder die Größe des Meßfeldes sich während der Messung ändern, und wenn sich $\epsilon(\lambda_1, T) \sim \epsilon(\lambda_2, T)$ verhält.

3.2 Graphische Entwurfs- und Beurteilungsmethode

Durch sorgfältige Analyse des Meßortes und des Meßobjektes und der Anpassung der Verhältniswellenlängen an diese Gegebenheiten können darüberhinaus die Einflüsse der Emissionsgradänderungen des Objektes, der Umgebungsmedien und des Fremdlichtes auf ein Minimum reduziert werden. Eine Möglichkeit, dieses Problem graphisch zu lösen, ist die Zusammenstellung der spektralen Eigenschaften aller signifikanten Parameter wie z. B. in Abb. 13.

Sind die Verhältniswellenlängen aufgrund der vorliegenden Daten und der technischen Möglichkeiten für eine bestimmte Meßaufgabe gefunden, so handelt es sich zumeist um Kompromisse auf Kosten einer oder mehrerer Einschränkungen der ursprünglich gewünschten Eigenschaften. Die in Abb. 14 gezeigten Zusammenhänge der Eigenschaften eines Meßaufbaus sollen helfen, eine geeignete Kompromißlösung für eine gestellte Meßaufgabe zu finden.

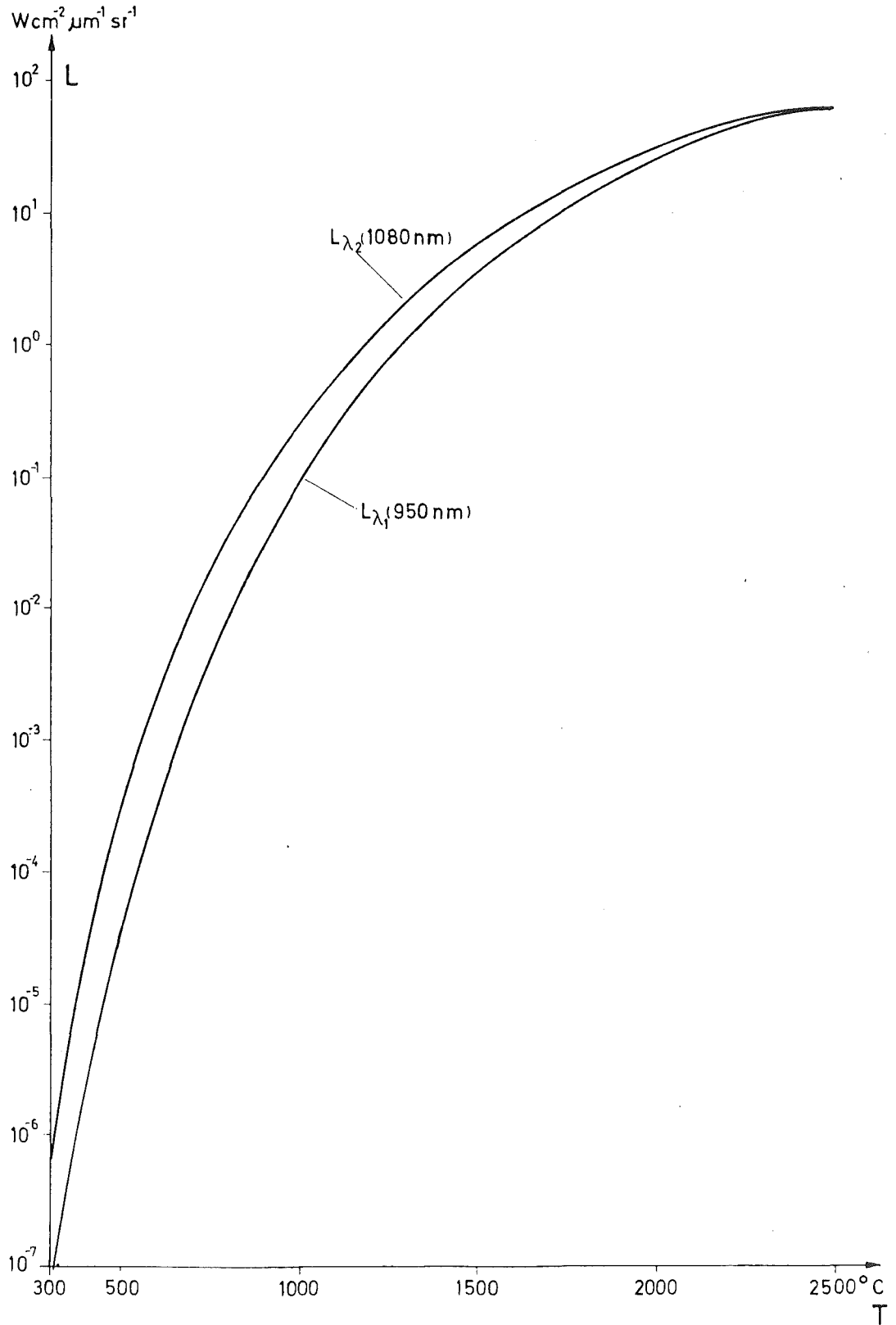


Abb.12 Spektrale Strahldichte eines Temperaturstrahlers bei den Wellenlängen $\lambda_1=1080 \text{ nm}$ und $\lambda_2=950 \text{ nm}$

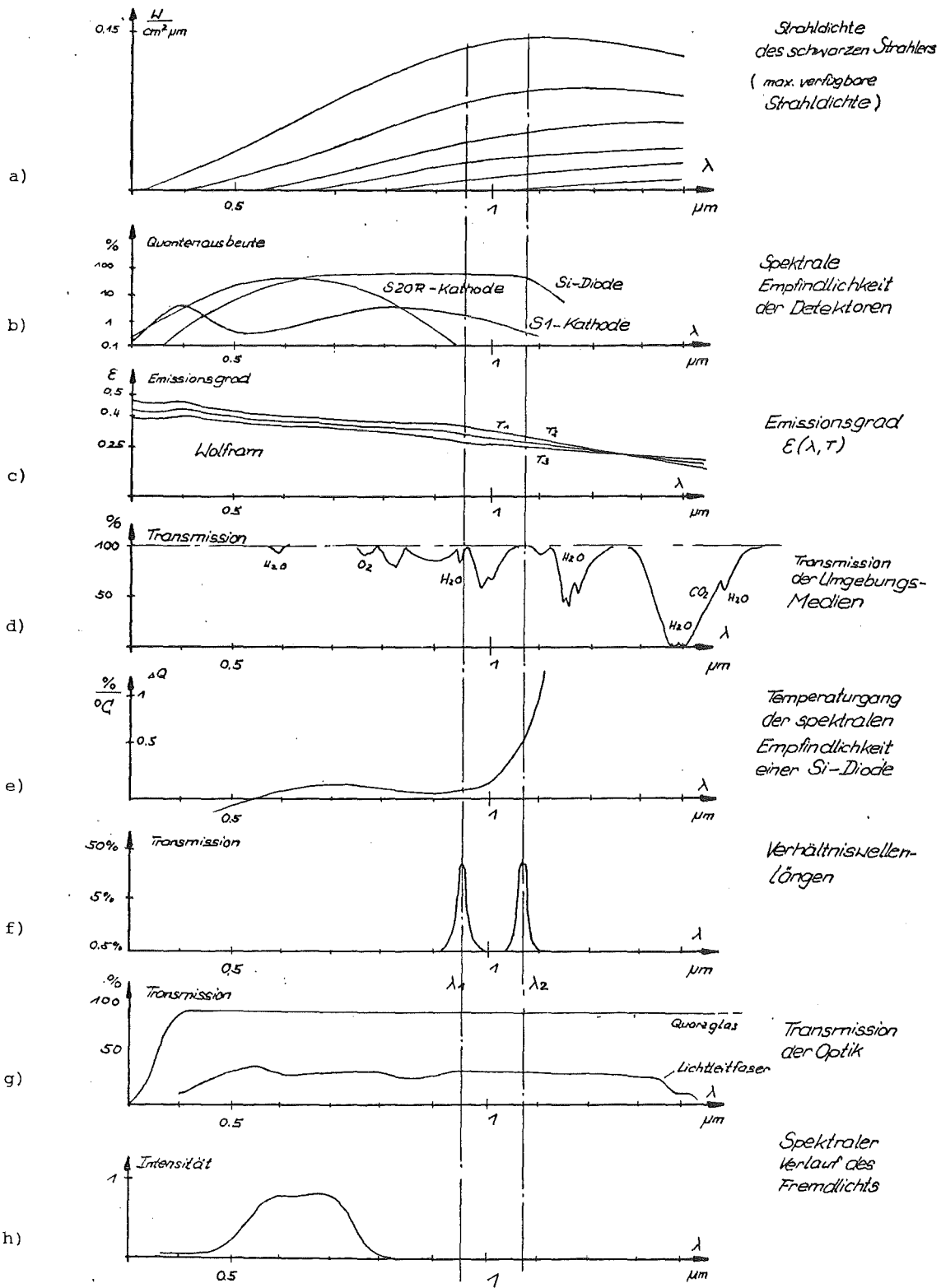
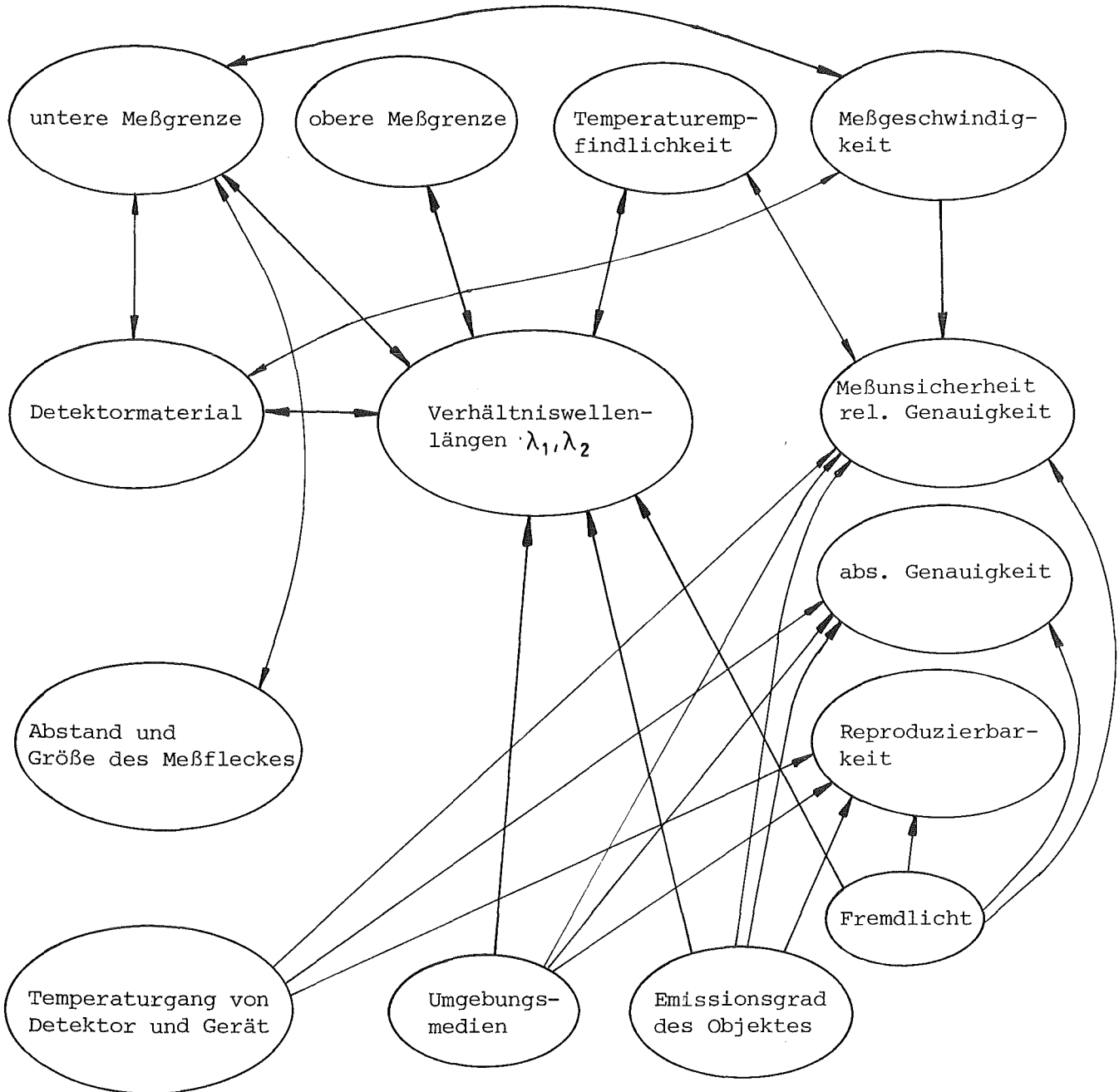


Abb. 13 Beispiel für die Erarbeitung einer graphischen Lösung einer Meßaufgabe oder einer Pyrometerentwicklung

3.3 Abb. 14 Zusammenhänge der Eigenschaften von Meßobjekt, Meßort und Quotientenpyrometer



3.4 Eichung eines Quotientenpyrometers

Der Quotient aus den Strahlungsintensitäten zweier benachbarter Spektralbereiche eines "Schwarzen Strahlers" ist

$$Q = a \cdot e^{b \cdot \frac{1}{T}} = K \cdot \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \cdot e^{\frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)} \quad (11)$$

wobei b durch die Wellenlängen der optischen Filter und deren eventuellen Verschiebung durch die spektrale Empfindlichkeit des Fotoempfängers bestimmt wird. Der Faktor a beinhaltet die Transmissionsunterschiede der optischen Filter, die unterschiedliche spektrale Empfindlichkeit des Fotoempfängers, die unterschiedlichen Transmissionseigenschaften der Strahlungsaufnehmer (Optik, Lichtleiter, Lichtleitstäbe), die unterschiedlichen Verstärkungseinstellungen der einzelnen Farbkanäle im Gerät und das Verhältnis $(\lambda_2/\lambda_1)^5$. Durch Logarithmieren und Umformen der Gleichung (9) entsteht für die Temperatur folgender Ausdruck:

$$T = \frac{b}{\ln Q_{\text{gem}} - \ln a} \quad (12)$$

$Q_{\text{gem}} \hat{=}$ gemessener Quotient

d. h. es müssen für die Eichung eines Quotientenpyrometers die Größen a und b in (11) ermittelt werden, um so durch die Verknüpfung mit dem Meßwert $\ln Q_{\text{gem}}$ in (12) eine lineare Aussage über die Temperatur zu erhalten.

Aus den Meßwerten werden mit folgenden Gleichungen die Werte a und b ermittelt; die Größe r^2 ist die Kontrolle, wie genau die Meßwerte dieser e-Funktion gehorchen.

$$b = \frac{\sum \left(\frac{1}{T_i}\right)_i \cdot \ln Q_i - \frac{1}{n} \left(\sum \frac{1}{T_i}\right) \left(\sum \ln Q_i\right)}{\sum \left(\frac{1}{T_i}\right)^2 - \frac{1}{n} \left(\sum \frac{1}{T_i}\right)^2} \quad (13)$$

$$a = \exp \left[\frac{\sum \ln Q_i}{n} - b \frac{\sum \frac{1}{T_i}}{n} \right] \quad (14)$$

$$r^2 = \frac{\left[\sum \frac{1}{T_i} \ln Q_i - \frac{1}{n} \sum \frac{1}{T_i} \cdot \sum \ln Q_i \right]^2}{\left[\sum \left(\frac{1}{T_i}\right)^2 - \frac{\left(\sum \frac{1}{T_i}\right)^2}{n} \right] \left[\left(\sum \ln Q_i\right)^2 - \frac{\left(\sum \ln Q_i\right)^2}{n} \right]} \quad (15)$$

Die erforderliche Meßbereichspreizung und Verschiebung kann durch Einführung der Parameter X und Y erreicht werden, so daß aus (2)

$$T = X \cdot \frac{b}{\ln Q_{gem} - \ln a} + Y \quad (16)$$

wird.

Mit Y wird der gewünschte Anfangspunkt festgelegt, z. B. 500 °C $\hat{=}$ 500 mV; mit X wird die Eichung in Spannung pro °C, z. B. 1 mV $\hat{=}$ 1 °C eingestellt. Auf diese Weise läßt sich eine Digitalanzeige so eichen, daß der Betrag der angezeigten Spannung in Millivolt der Temperatur in °C entspricht.

/HP 97 STD-03/

3.5 Fehlerabschätzung

Aus den Quotienten der gemessenen Teilstrahlungsintensitäten unter idealen Bedingungen (schwarzer Temperaturstrahler, kein Fremdlicht) wurden aus mehreren Messungen bei verschiedenen Temperaturen die Größen "a" und "b" ermittelt. Die Temperaturfehler bei der Auswertung der Gleichung

$$T = \frac{-b}{\ln a - \ln Q_{\text{gem.}}} \quad (12)$$

entstehen durch $Q_{\text{gem}} \neq Q_{\text{ideal}}$ da ($Q_{\text{ideal}} \Rightarrow a, b$). In dem Ausdruck für Q_{gem} auf Seite 26 sind die verschiedenen Einflußmöglichkeiten auf den gemessenen Quotienten dargestellt. Eine Abschätzung der Auswirkungen der einzelnen Komponenten ist durch die Ableitung der Temperatur nach jedem dieser Einflüsse F_i möglich.

$$\frac{\delta T}{\delta F_i} = \frac{b}{(\ln a - \ln Q_{\text{gem.}})^2} \cdot \frac{1}{Q_{\text{gem.}}} \cdot \frac{dQ_{\text{gem.}}}{dF_i} \quad (17)$$

$$= \frac{1}{b} \cdot T^2 \cdot \frac{1}{Q_{\text{gem.}}} \cdot \frac{dQ_{\text{gem.}}}{dF_i}$$

$$\text{Rel. Fehler in \% : } \frac{\Delta T \cdot 100}{T} = \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \frac{1}{Q_{\text{gem.}}} \cdot \frac{dQ_{\text{gem.}}}{dF_i} \quad (18)$$

Ableitungen der Temperatur Gleichung (12) nach den Fehlereinflüssen F_i

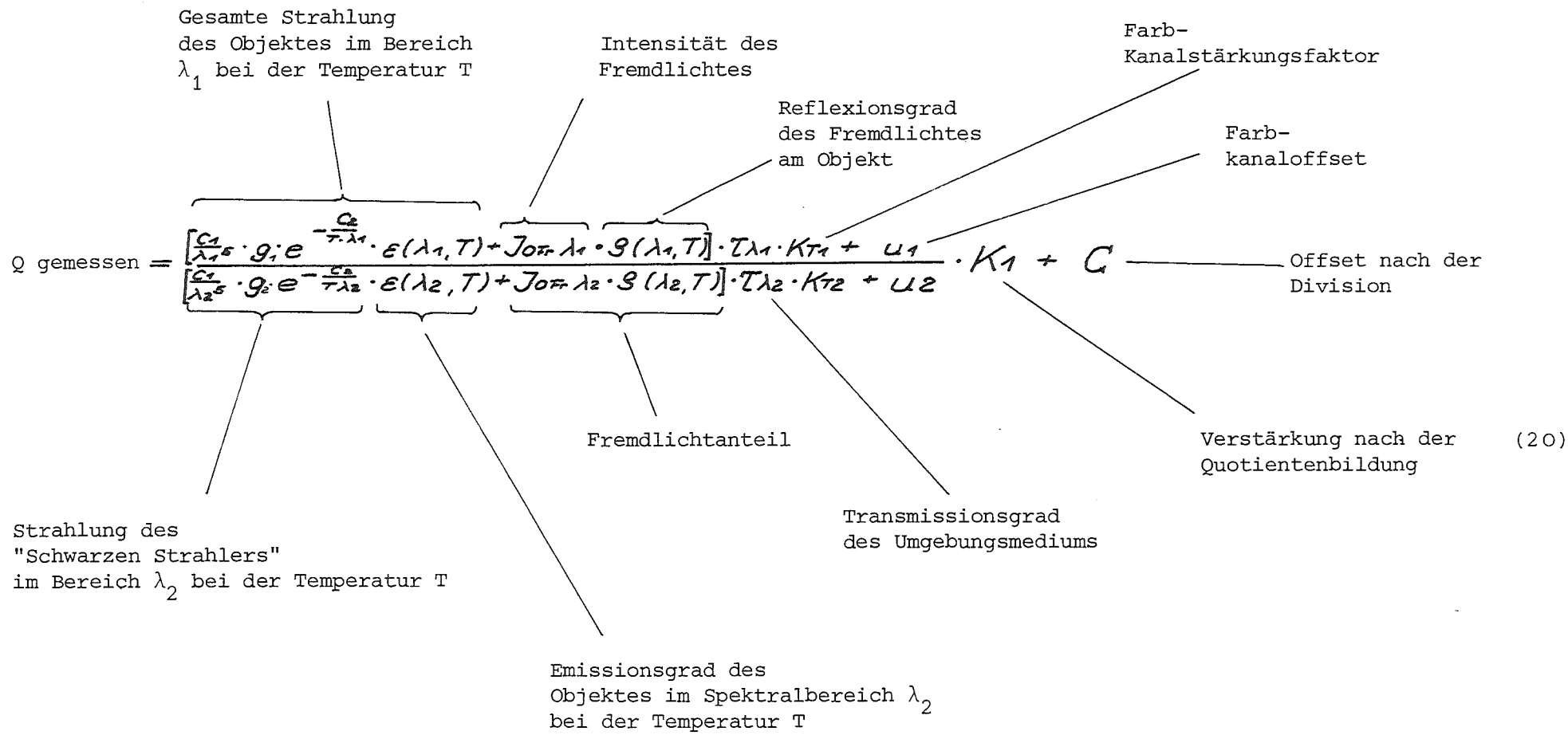
1. Abweichungen der Emissionsgrade $\epsilon(\lambda_{1,2}, T)$

$$\epsilon(\lambda_1, T): \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \approx \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \frac{(I_{S\lambda_1} - I_{OF\lambda_1}) \cdot \Delta \epsilon_1}{\epsilon_1 I_{S\lambda_1} + (1 - \epsilon_1) I_{OF\lambda_1}} \quad (19)$$

$$\epsilon(\lambda_2, T): \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \approx \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \frac{(I_{S\lambda_2} - I_{OF\lambda_2}) \cdot \Delta \epsilon_2}{\epsilon_2 I_{S\lambda_2} + (1 - \epsilon_2) I_{OF\lambda_2}}$$

$$I_{S\lambda_i} = g_i \frac{c_1}{\lambda_i^5} \cdot e^{-\frac{c_2}{T\lambda_i}}$$

$I_{FO\lambda_{1,2}}$ = Intensität des bei $\lambda_{1/2}$ wirksamen Fremdlichtes



Zusammensetzung des gemessenen Quotienten aus den beiden Teilstrahlungsintensitäten eines Temperaturstrahlers mit einem Quotientenpyrometer, wie z. B. in Abb. 15 gezeigt, unter Einfluß von an der Meßfläche reflektiertem Fremdlicht I_{OF} . Die Faktoren g_1 und g_2 sind Gerätekonstanten, die sich in ihren Fehlereinflüssen wie ϵ_1 und ϵ_2 verhalten.

2. Verschiebungen der Filterdurchlaßkurven λ_1, λ_2

$$\lambda_1: \quad \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \sim - \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \left(\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T} - 5 \right) \cdot \frac{\Delta \lambda_1}{\lambda_1} \quad (21)$$

$$\lambda_2: \quad \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \sim \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \left(\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T} - 5 \right) \cdot \frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_2}$$

3. Fremdlichtkompensationsfehler $I_{OF\lambda_{1,2}}$

$$I_{OF\lambda_1}: \quad \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \sim \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \frac{\rho(\lambda_1, T) \cdot K_{T1} \cdot K_1}{I_{K1} + C \cdot I_{K2}} \cdot \Delta I_{OF\lambda_1} \quad (22)$$

$$I_{OF\lambda_2}: \quad \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \sim - \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \frac{\rho(\lambda_2, T) \cdot K_{T2}}{I_{K2}} \cdot \Delta I_{OF\lambda_2}$$

4. Offsetfehler des Gerätes nach der Division

$$C: \quad \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \sim - \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \frac{1}{Q_{gem.}} \cdot \Delta C \quad (23)$$

5. Fehler in der Verstärkung " K_1 " nach der Division

$$K_1: \quad \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \sim - \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \Delta K_1 \quad (24)$$

6. Kanaloffset u_1, u_2 (vor der Division)

$$u_1: \quad \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \sim \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \frac{\Delta u_1}{I_{\lambda_1} + I_{F\lambda_1}} \quad (25)$$

$$u_2: \quad \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \sim - \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \frac{\Delta u_2}{I_{\lambda_2} + I_{F\lambda_2}}$$

7. Abweichungen in der Kanalverstärkung K_{T1} , K_{T2}

$$K_{T1} \quad \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \sim \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \frac{\Delta K_{T1}}{K_{T1}} \quad (26)$$

$$K_{T2} \quad \frac{\Delta T \cdot 100}{T} \sim \frac{T \cdot 100}{b} \cdot \frac{\Delta K_{T2}}{K_{T2}}$$

Zusammenfassung:

Alle Fehlereinflüsse nehmen mit T^2 bzw. ihre relativen Einflüsse mit T zu. Die Einflüsse der Offsetfehler bzw. des Fremdlichtes nehmen mit zunehmendem Betrag des Nutzsignals ab. Die entscheidendste Fehlerquelle ist die Unsicherheit über den tatsächlichen Emissionsgrad des Meßobjektes. Ein bemerkenswerter Zusammenhang zwischen Fremdlicht und Emissionsgradänderung besteht, wenn die auf den Meßfleck eingestrahlte Intensität des Fremdlichtes I_{OF} gleich dem Strahlvermögen eines Schwarzen Strahlers ist.

$$I_S \epsilon(\lambda, T) + I_{OF} \underbrace{(1 - \epsilon(\lambda, T))}_{\rho(\lambda, T)} = I_S \quad (27)$$

Dieser Sachverhalt ist eine mögliche Grundlage für emissionsgradunabhängige Pyrometer.

4. Quotientenpyrometer für Temperaturen ab 500 °C

4.1 Konzept

Für den Temperaturbereich ab 500 °C eignen sich, bezogen auf die spektrale Strahldichte des schwarzen Körpers, S_{20} Kathoden im Wellenlängenbereich von 650 bis 900 nm, S_1 Kathoden von 850 bis 1100 nm und Siliziumdioden von 930 bis 1080 nm. Die Kriterien für den Einsatz einer Siliziumdiode anstelle eines Photovervielfaches als Strahlungsempfänger waren die bessere Linearität, das Fehlen einer Hochspannung, die Zuverlässigkeit, die Baugröße und die Art des Rauschens.

Die gewählten Verhältniswellenlängen 950 und 1080 nm liegen beide in Bereichen etwa gleichgroßer Wasserdampfabsorptionen. Obwohl die 1080 nm nahe an der Bandkante des Siliziums liegt und damit eine starke Temperaturabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit des Detektors einhergeht, ist durch eine gute Temperaturstabilisierung des Detektors eine zufriedenstellende Anordnung entstanden. Bild 12 zeigt den zu erwartenden Intensitätsverlauf der gewählten Teilstrahlungsintensitäten. Während der Strahlungsintensitätsbereich von 500 °C bis 2400 °C sich über 6 Dekaden erstreckt, ändert sich der gebildete Quotient aus $\frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}}$ um etwa 1 : 8. Die Vereinfachung der Gleichung (9)

$$Q = a \cdot \exp\left(b \frac{1}{T}\right) = \frac{I_{\lambda_2}}{I_{\lambda_1}} \quad (28)$$

entspricht dem Quotienten der gemessenen Teilstrahlungsintensitäten

Die durch Eichung gefundenen Gerätekonstanten a und b erlauben es, aus dem gemessenen Quotienten die Temperatur zu berechnen.

$$T = \frac{-b}{\ln a - \ln Q_{\text{gem.}}} \quad (12)$$

In dem realisierten Gerät wurde auf diese Linearisierung der Temperaturanzeige wegen des erhöhten Aufwandes verzichtet. Es kann der Quotient oder der Logarithmus des Quotienten als Temperatursignal mit den entsprechenden Eichpunkten $U_i \hat{=} T_i$ verwendet werden. Zwischen den Eichpunkten kann näherungsweise linear interpoliert werden.

4.2 Funktionsbeschreibung (Abb. 15)

Die Temperaturstrahlung gelangt über einen flexiblen Lichtleiter zum Strahlungsempfänger. Im Strahlengang zwischen Lichtleiter und IR-Empfängerdiode rotiert ein Filterrad nach Bild 11a. Dies führt dazu, daß abwechselnd sich entweder F_1 oder F_2 im Strahlengang befindet, oder der Strahlengang ganz unterbrochen ist. Eine Kodierung am Umfang der Filterscheibe liefert über eine Lichtschranke die Information wie lange und welches Filter sich gerade im Strahlengang befindet an die Steuerkarte.

Die Filterscheibe wird von einem Synchronmotor mit 3000 U/min angetrieben. Das Ausgangssignal der IR-Diode mit nachgeschaltetem Stromverstärker ist in Abb. 16 dargestellt. Durch die verwendeten runden Filter ist im Gegensatz zu Filterhalbscheiben das Ausgangssignal nur für sehr kurze Zeit konstant, so daß zur Bestimmung der Strahlungsintensität über den vollen Bereich eines Filterdurchlaufes durch den Strahlengang integriert werden muß.

Dieser Integrationsvorgang beginnt nachdem an der zweiten Verstärkerstufe des Analogteiles, während der Unterbrechung des Strahlenganges vom Lichtleiter zur IR-Diode, der Dunkelphase, der Offsetstrom der IR-Diode zu "Null" geregelt wurde, und ist beendet, wenn die nächste Dunkelphase beginnt. Die Integrationswerte I_{λ_1} , I_{λ_2} werden durch die Kanalselektionssignale S_1 und S_2 auf die zugehörigen Speicherkondensatoren übernommen. Im Anschluß an jede Übernahme wird der Integrator durch Kurzschluß des Integrationskondensators zu "Null" gesetzt. Die entsprechenden Steuersignale von der Steuerkarte sortieren die über die rotierenden und somit abwechselnd wirksamen Filter F_1 und F_2 von einer IR-Diode aufgenommene Strahlungsintensität auf zwei getrennte Kanäle K_{λ_1} und K_{λ_2} , den sogenannten Farbkanälen bzw. Teilstrahlungskanälen des Temperaturstrahlers, gesehen durch die Filterdurchlaßkurven F_{λ_1} und F_{λ_2} (λ_1 u. $\lambda_2 \hat{=}$ Mittenfrequenzen). Der Analog-Dividierer bildet den Quotienten Q aus den Integrationswerten I_{λ_2} und I_{λ_1} . Das Ausgangssignal von 10 V entspricht dem Ergebnis "eins" bei $I_{\lambda_1} = I_{\lambda_2}$. Diese Einstellung wird durch den Balance-Regler für jedes Strahlmaterial gesondert eingestellt.

Da I_{λ_1} mit steigender Temperatur schneller wächst als I_{λ_2} (Planck'sches Strahlungsgesetz) werden mit $Q = \frac{I_{\lambda_2}}{I_{\lambda_1}}$ alle Q -Werte bei höheren Temperaturen kleiner 10 V haben. Der darauf folgende Logarithmierer ermöglicht die Darstellung $Q \sim \frac{1}{T}$. Das Ausgangssignal des Logarithmierers ist bei einem Quotienten von 10 V ebenfalls 10 V, bei 1 V jedoch auf 0 V eingestellt. Durch Invertierung und Subtraktion auf der Meßwertumformerkarte wird der Bereich von 500 °C bis etwa 2400 °C durch ein Ausgangssignal von 0 bis ca. 10 Volt dargestellt.

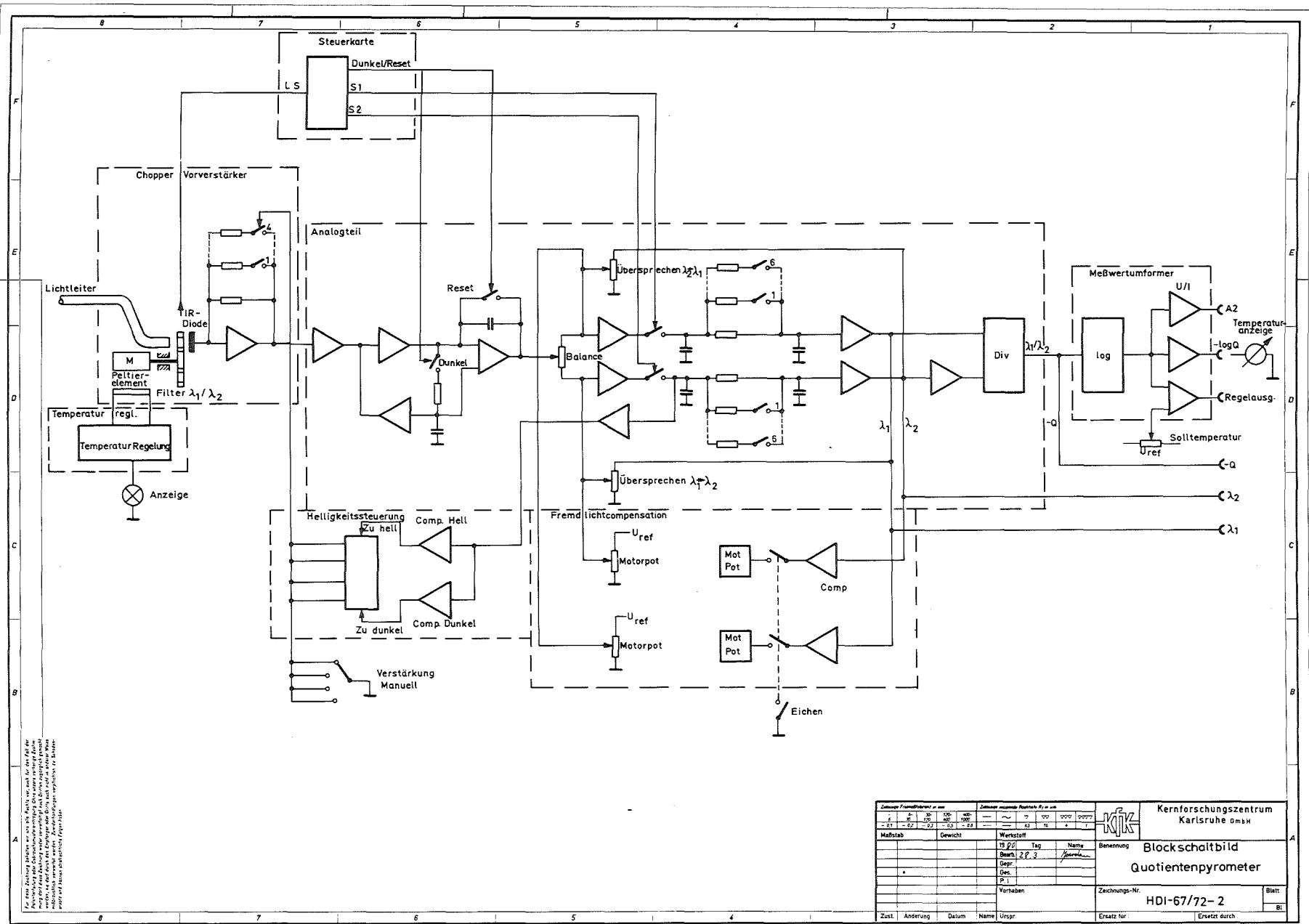


Abb. 15 Blockschaltbild des entwickelten Quotientenpyrometers

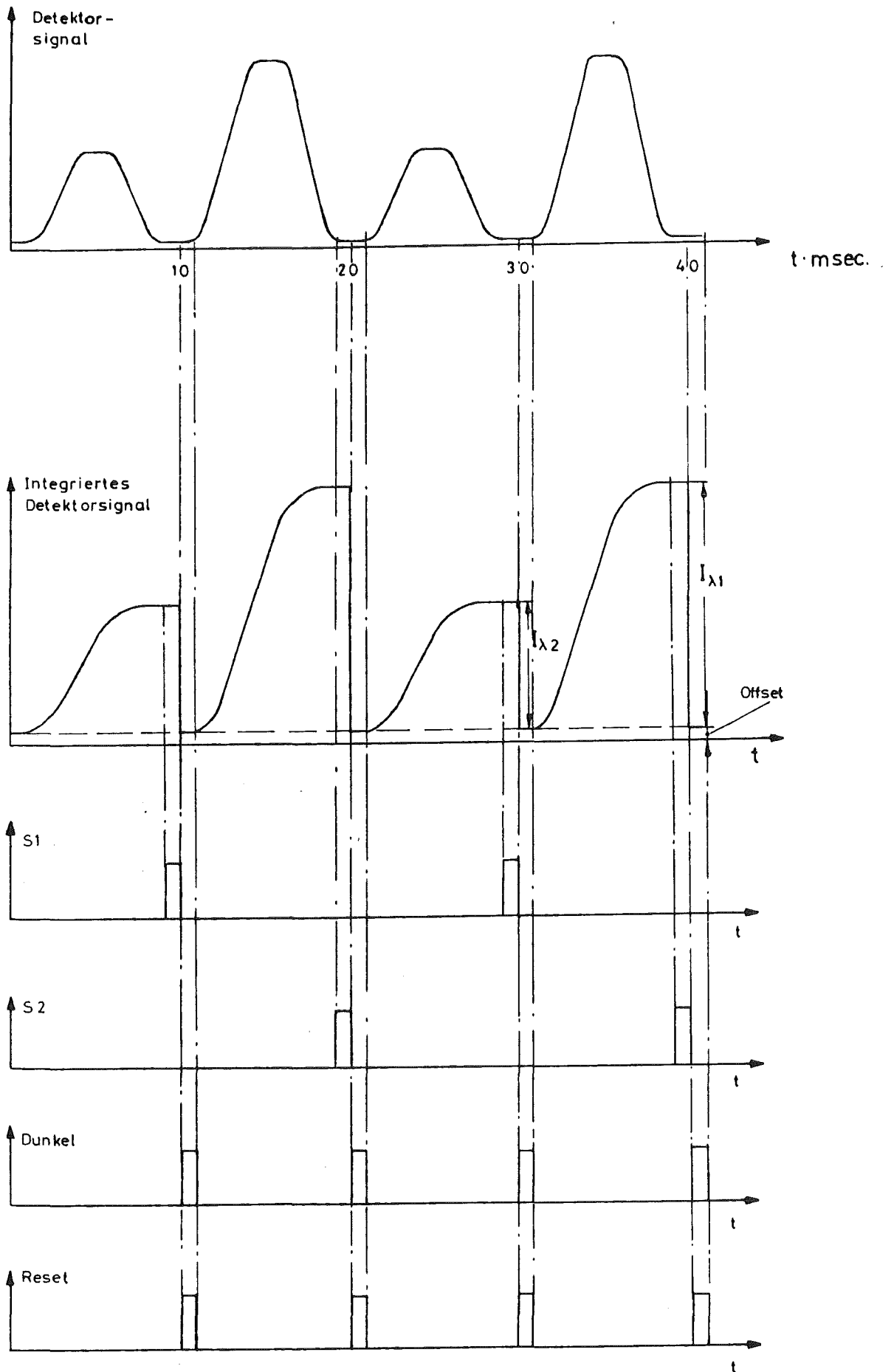


Abb. 16 Signalplan

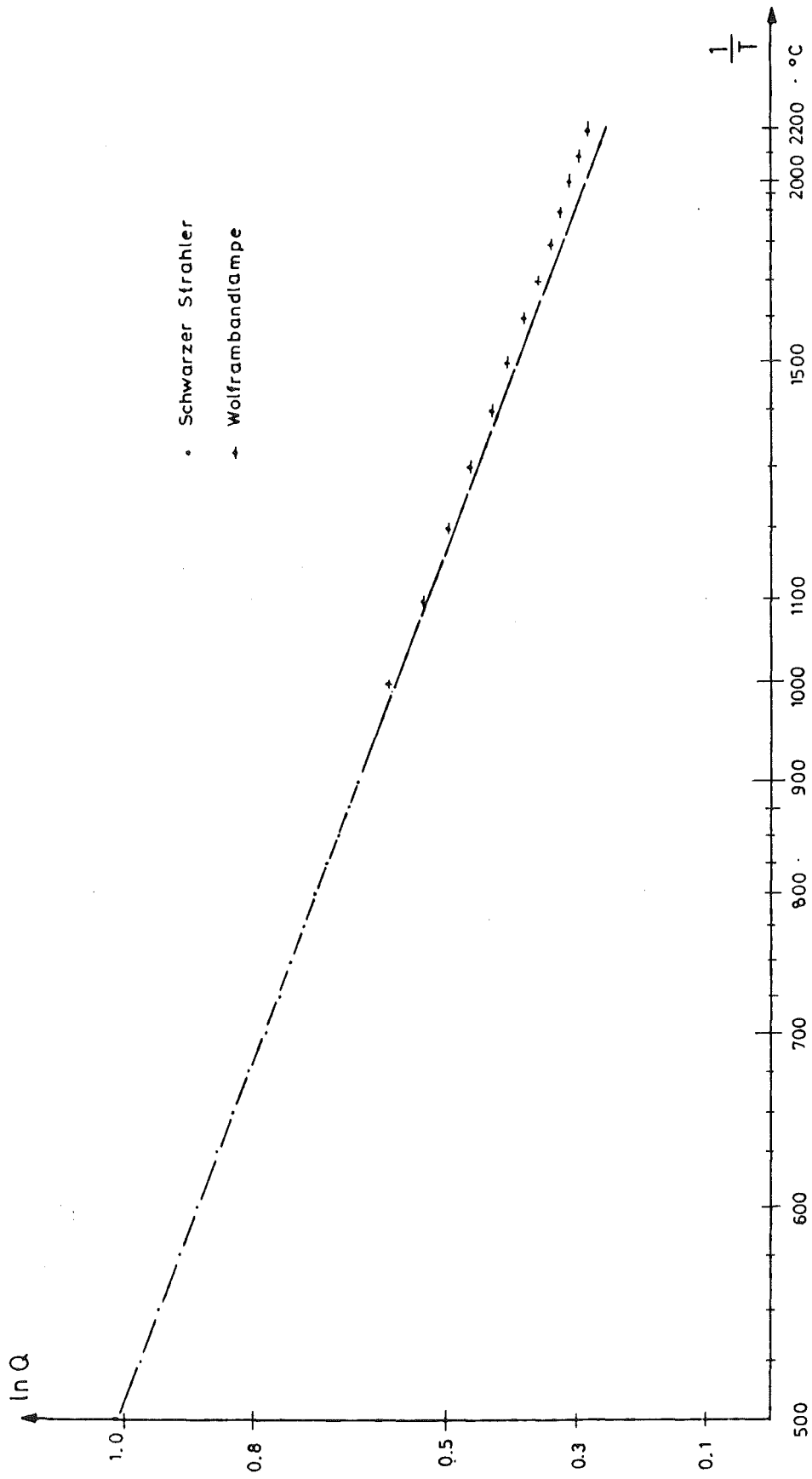


Abb. 17 Eichkurve

4.3 Eichung

Zur Eichung eines Strahlungs-pyrometers stehen hauptsächlich schwarze Strahler und Wolframbandlampen (Vakuum oder gasgefüllt) zur Verfügung. Darüber hinaus kann die Temperatur einer Materialprobe mit einem geeichten Thermoelement gemessen und so als Eichstrahler für dieses spezielle Material verwendet werden.

Das entwickelte Gerät wurde im Bereich von 500 bis 1000 °C mit einem schwarzen Strahler geeicht (Abb. 17). Als Strahlungsaufnehmer wurde ein Quarzlichtleiter verwendet /11/. Im Bereich von 1000 bis 2400 °C wurde die extrapolierte Eichkurve mit der bei 950 °C normierten Eichkurve einer gasgefüllten Wolframbandlampe verglichen (Abb. 17). Durch den Verlauf des spektralen Emissionsgrades von Wolfram (Abb. 3) zeigt ein auf einen schwarzen Strahler geeichtes Verhältnispyrometer für Wolfram zu hohe Temperaturwerte an, da die kurzwellige Vergleichswellenlängenintensität ein größeres Emissionsvermögen als die langwellige hat. Durch eine Parallelverschiebung der Eichkurve der Wolframbandlampe um diese Temperaturdifferenz wird noch ein anderer Effekt deutlich, der sich ebenfalls durch Abb. 3 erklären läßt. Mit steigenden Temperaturen nimmt der spektrale Emissionsgrad bei $\lambda_1 = 950$ nm proportional stärker ab als bei $\lambda_2 = 1080$ nm. Dies bewirkt einen mit steigenden Temperaturen zunehmenden negativen Temperaturfehler. Die Berechnung der Temperaturfehler zwischen wahrer Temperatur und Farbtemperatur für verschiedene Materialien sind in /12/ S 20 gegeben. Für eine absolute Temperaturanzeige ist die Eichung auf das zu messende Material mit einem speziell geeichten Thermoelement unter realen Meßbedingungen erforderlich.

Ein auf eine Bandlampe oder schwarzen Strahler geeichtes Q-Pyrometer läßt, wenn überhaupt, nur relativ genaue Temperaturmessungen zu, da der Meßfehler über das angenommene Emissionsgradverhältnis $\frac{\epsilon(\lambda_1, T)}{\epsilon(\lambda_2, T)}$ bestimmt wird.

Im übrigen erfüllt der Verlauf der Eichkurve die gestellten Erwartungen. Die Meßpunkte der logarithmierten Quotienten liegen aufgetragen über $1/T$ auf einer Geraden.

Für die Darstellung des Quotienten auf der internen Temperaturskala wurde der Quotient logarithmiert.

4.4 Betriebsarten

4.4.1 Quotientenmessung

Das Spannungssignal des logarithmierten Quotienten ist auf der Temperaturskala des Anzeigeninstrumentes in Grad Celsius geeicht. Die exakten Temperaturen können aus der Eich-tabelle des Gerätes entnommen werden.

4.4.2 Teilstrahlungsbetrieb

Ohne auf die besonderen Probleme von Teilstrahlungs-pyrometern einzugehen, bietet sich dieses Gerät durch die definierten Verstärkungsstufen seiner automatischen Intensitätsanpassung als Teilstrahlungsmeßgerät in den beiden Verhältnisswellenlängenbereichen λ_1 und λ_2 an. Die Temperatureichung muß zusammen mit einer Optik mit festem Öffnungswinkel gemacht werden.

4.4.3 Fremdlichtkompensation

Das Fremdlicht ist der Strahlungsanteil, welcher durch Umfeldstrahlung wie Tageslicht, Beleuchtung etc. von dem Pyrometer zusätzlich zur gemessenen Temperaturstrahlung aufgenommen wird. Ist das Meßfeld des Pyrometers durch das Meßobjekt ganz ausgefüllt, so ist das Fremdlicht dem Reflexionsgrad $\rho(\lambda, T)$ des Meßobjektes unterworfen. Füllt das Objekt das Meßfeld nicht vollständig aus (Heizwendel, Drahtgitter etc.), so entspricht ein zusätzlicher Teil des Fremdlichtes den Umfeldbedingungen, welche durch entsprechenden Aufwand konstant gehalten werden können. Während dieser Anteil des gesamten Fremdlichtes konstant bleibt, ändert sich der an der Meßfläche reflektierte Anteil durch $\rho(T)$ mit der Temperatur des Meßobjektes.

Das durch eine "Kaltmessung" (Temperaturstrahlungsintensität I_K des Meßobjektes unterhalb der Nachweisempfindlichkeit des Detektors) bestimmte Fremdlicht $I_{F\lambda,2}$ wird durch die Fremdlichtkompensationsschaltung von den Strahlungsintensitäten $I_{ges,\lambda,2}$ des Objektes bei der Temperatur T kanalweise subtrahiert. Der dabei auftretende Fehler durch $I_{OF\lambda_i} \cdot \rho(\lambda_i, T) = I_{F\lambda_i}$ bei $T > T_k$ wird dadurch und ebenso durch die Relation $\epsilon(\lambda, T) = 1 - \rho(\lambda, T)$ (Siehe Fehlerabschätzung) in jedem Fall wesentlich kleiner als ohne Fremdlichtkorrektur.

Die Fremdlichtkorrektur ist jedoch nur bei annähernd gleichbleibender Meßfeldgröße und konstanten Umfeldbedingungen sinnvoll.

4.4.4 Manuelle Vorwahl des Intensitätsbereichs

Die Temperatur eines Meßobjektes, welches plötzlich im Meßfeld erscheint, kann erst nach der automatischen Intensitätsbereichswahl bestimmt werden. Falls der zu erwartende Temperaturbereich eines solchen Meßobjektes bekannt ist, kann der passende Intensitätsbereich manuell vorgewählt und somit die Einstellzeit umgangen werden.

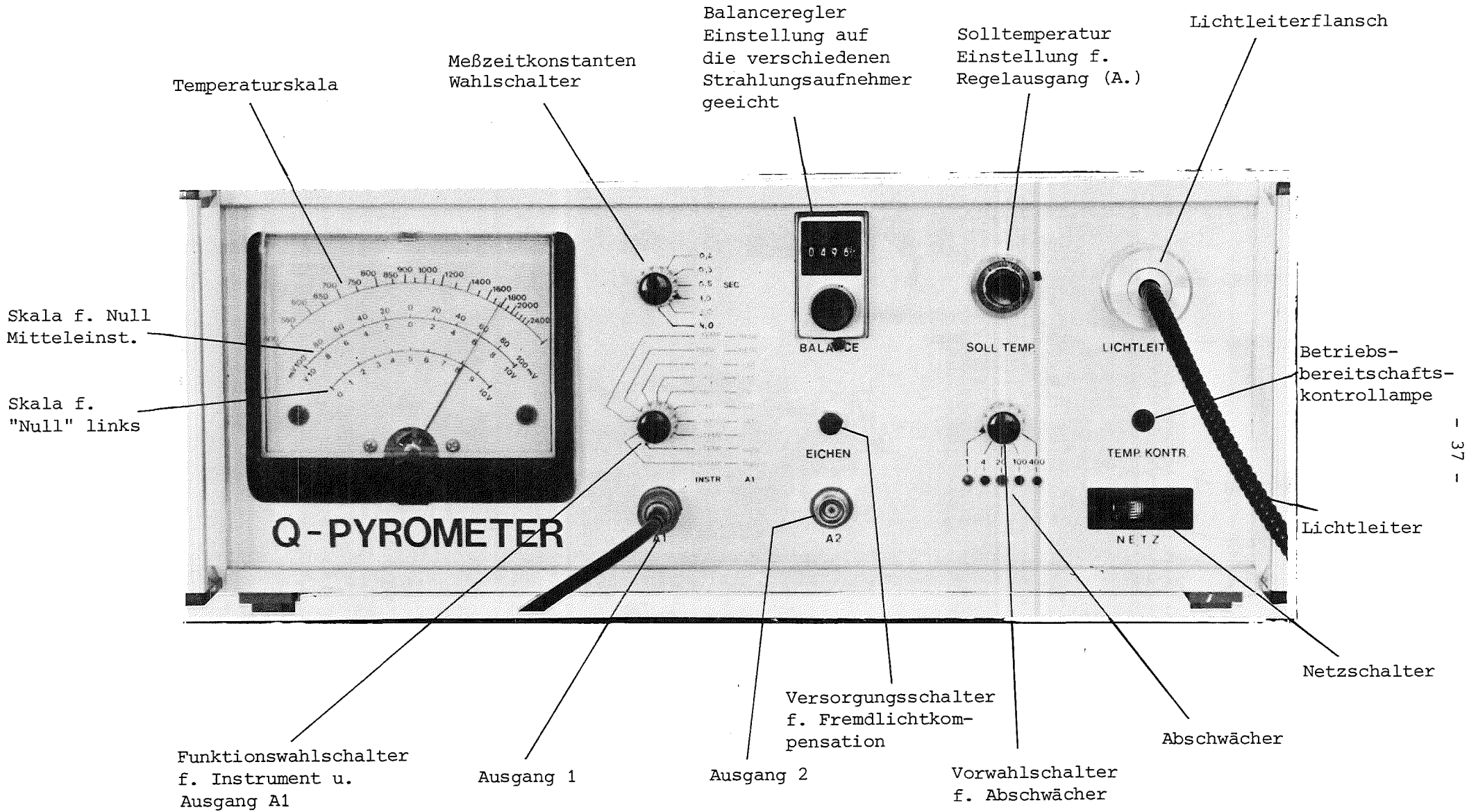


Abb. 18 Bedienungsfeld des Quotientenpyrometers

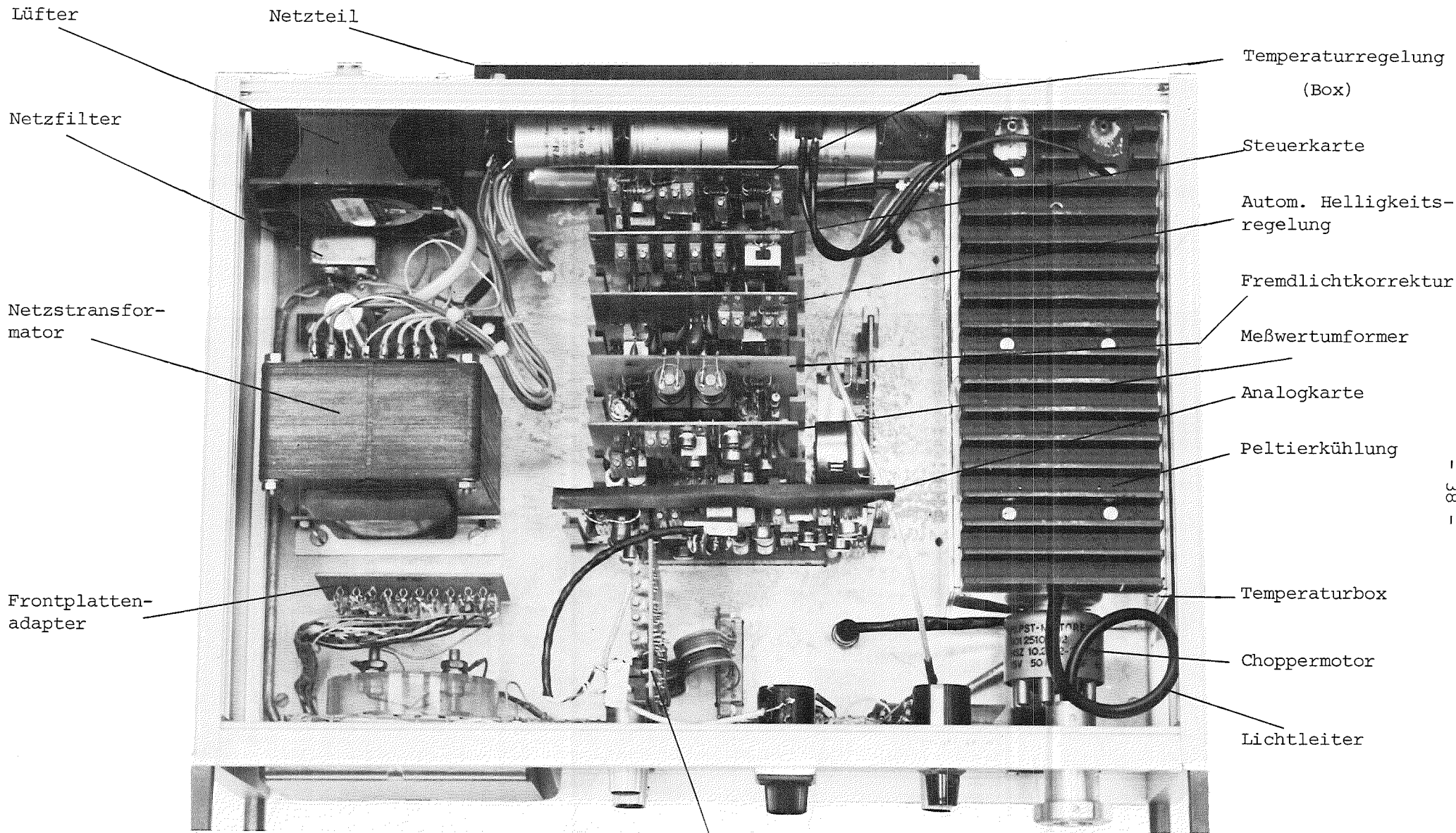


Abb. 19 Geräte Innenaufbau (Prototyp)

Funktionswahlschalterplatine

4.4 Technische Daten

Meßbereich 500°C bis ca. 2400°C

Verhältnisswellenlängen = 950 nm

= 1060 nm

Halbwertsbreite der

Filterdurchlaßkurven : 50 nm

Automatische Intensitätsanpassung 1 : 400

Meßtyp: Rotierende Filter mit einem Strahlungsempfänger

Rotationsfrequenz: 50 Hz

Meßzeitkonstante: Wahlweise $x \cdot 20$ msec

Strahlungsempfänger: Temperaturstabilisierte Si-Diode $T < 0,1^{\circ}\text{C}$

Quotientenbildung mit BB Dividierer 4291 K

Logarithmierung BB Log. Amp 4127 K

Temperaturempfindlichkeit:

$500^{\circ}\text{C} \sim 25 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$ $1600^{\circ}\text{C} \sim 1 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$

$600^{\circ}\text{C} \sim 15 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$ $1800^{\circ}\text{C} \sim 0,8 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$

$900^{\circ}\text{C} \sim 5 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$ $2400^{\circ}\text{C} \sim 0,5 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$

Zulässige Umgebungstemperatur $+ 15^{\circ}\text{C} \rightarrow + 40^{\circ}\text{C}$

Umschaltbare Ausgangssignale

<u>Instrument</u>	<u>Ausgang A1</u>
1. Solltemperatur für Regelausgang (A1)	log des Quotienten log (Q)
2. Temperatur (log Q)	log (Q)
3. Temp.	Regelausgang $\pm 400 \text{ mA max.}$

<u>Instrument</u>	<u>Ausgang A1</u>
4. Regelausgang; \pm Abweichung in Volt	Regelausgang
5. λ_1	λ_2
6. λ_2	λ_1
7. Quotient Q	Quotient Q
8. Temperatur der Si-Diode	Temperatur Si-Diode 100 mV/ $^{\circ}$ C

Nullabgleich der beiden Farbkanäle durch Drücken der Eich Taste.

5. Schlußbemerkung

Wenngleich das Quotientenverfahren bei der Temperaturmessung die beschriebenen Vorteile bringt, ist das Problem des sich mit der Temperatur ändernden Emissionsgrades noch offen, da das Verhalten der spektralen Emissionsgrade in Bezug auf die Materialtemperatur für gängige Materialien und Oberflächenstrukturen nur sehr lückenhaft verfügbar ist. Die Möglichkeiten, durch verschiedene Maßnahmen, z. B. durch Mehrfachreflexion der Temperaturstrahlung des Objektes zurück auf die Meßfläche oder durch eine zusätzliche Strahlungsquelle gleicher Temperatur, das Meßobjekt als Schwarzen Strahler erscheinen zu lassen, sind nur sehr eingeschränkt anwendbar. Der Zusammenhang zwischen der Temperaturstrahlung und der wirklichen Temperatur eines Meßobjektes bleibt daher nach wie vor relativ unsicher.

Literaturnachweis

- /1/ Henning, F.; Moser, H.
Temperaturmessung. S. 123-139
Berlin (usw.): Springer 1977
- /2/ Touloukian, Y.S.; DeWitt, D.P.
Thermal radiative properties. Metallic elements and
alloys.
Thermophysical properties of matter. Vol. 7
New York (usw.): Plenum Press 1970
- /3/ Goldsmith, A.; Waterman, Th.E; Hirschorn, H.J.
Handbook of thermophysical properties of solid
materials.
Vol.II: Alloys.
Oxford: Pergamon Press 1961
- /4/ Landolt-Börnstein.
Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie,
Geophysik und Technik.
IV. Band Technik, 4. Teil Wärmetechnik. Bandteil a, S. 82
Berlin (usw.): Springer 1967
- /5/ Warnke, G.F.
Commercial pyrometers.
Temperature. Its measurement and control in science
and industry. Vol. 4, Part 1, S. 503-517
Pittsburgh: Instrument Society of America 1972
- /6/ Keyes, R.J.
Optical and infrared detectors.
Topics in applied physics. Vol. 19, S. 7-19
Berlin (usw.): Springer 1977
- /7/ Righini, F.; Rosso, A.; Ruffino, G.
Temperature dependence of effective wavelength in
optical pyrometry.
Temperature. Its measurement and control in science
and industry Vol. 4, Part 1, S. 413-421
Pittsburgh: Instrument Society of America 1972
- /8/ Kunz, H.
On the state of ratio pyrometry with laser absorption
measurements.
Billings, B.F; Quinn, T.J.
Temperature measurement, 1975. European Conference on
temperature measurement held at the National Physical
Laboratory, Teddington, 9 - 11 April 1975.
Institute of Physics Conference Series. No. 26, S. 273-277
London (usw.): Institute of Physics 1975

- /9/ Gardner, J.L.; Jones, T.P.
Multi-wavelength radiation pyrometry where reflectance
is measured to estimate emissivity
Journal of physics E. Scientific Instruments Vol. 13 (1980)
S. 306-310
- /10/ Wendland, P.H.
Solid state combo senses light well enough to vie with tubes.
Electronics Vol. 44 (1971) Nr. 11, S. 50-54
- /11/ Rapp, W.
Lichtleitstab
DE-GM 8015 838.9 (11.9.1980)
- /12/ Euler, J.; Ludwig, R.
Arbeitsmethoden der optischen Pyrometrie.
Karlsruhe: Braun 1960