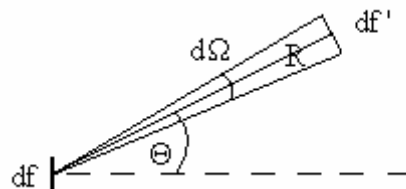


## Temperaturstrahlung

Im Versuch vom 11. Mai 1993 ist die Temperaturstrahlung einer Wolframglühwendel und eines geschwärzten Hohlkörpers untersucht worden. Dabei haben wir unterschiedliche Absichten verfolgt. Im ersten Fall soll die Wendeltemperatur bestimmt werden, im zweiten Fall die abgestrahlte Strahlungsleistung. Damit der Versuchsaufbau und die Versuchsdurchführung verständlicher erscheinen, werden zuvor einige Gesetzmäßigkeiten der Temperaturstrahlung näher erläutert.

### 1. Theoretische Grundlagen

Alle Körper, die eine Temperatur größer 0 Kelvin besitzen, strahlen sich in Form von elektromagnetischer Strahlung gegenseitig Energie zu (Temperaturstrahlung). Dabei werden die wärmeren abgekühlt, die kälteren erwärmt. Betrachten wir diesen Vorgang etwas genauer. Ein kleines glühendes Metallplättchen mit der Fläche  $df$  sendet nach allen Seiten im Zeitintervall  $dt$  die Energie  $dW$  aus. Mit einem Strahlungsmesser der Fläche  $df'$  registrieren wir die Strahlungsleistung:



Nach obiger Abbildung finden wir dann für sie in Richtung von  $\Theta$  :

$$d\dot{W}_\Theta = S^* \cdot df \cdot \cos(\Theta) \cdot \frac{df'}{R^2} = S^* \cdot df_s \cdot d\Omega \quad (1)$$

Die Proportionalitätskonstante  $S^*$  ist charakteristisch für die Strahlungsquelle und wird Strahlungsdichte genannt. Betrachten wir die gesamte Strahlungsleistung von  $df$  in den Halbraum vor seiner Oberfläche, so erhält man :

$$d\dot{W} = \pi \cdot S^* \cdot df \quad \text{mit } E = \pi \cdot S^* \quad (2)$$

$E$  wird Emissionsvermögen genannt und steigt rapide mit wachsender Temperatur  $T$ .  $E$  ist also eine Funktion von  $T$ . Desweiteren ändert sich bei steigender Temperatur die Verteilung des Emissionsvermögens im Spektrum, so daß die Strahlung geheizter Metalldrähte folgende Reihenfolge zeigt: Rotglut, Gelbglut, Weißglut. Außerdem strahlt bei konstanter Temperatur ein lichabsorbierender Körper mehr als ein für Licht durchlässiger. Alle diese experimentellen Tatsachen führen zu dem Kirchhoffschen Gesetz. Dazu betrachten wir kleine Ausschnitte zweier sehr ausgedehnter Körper, die nur in den Raum zwischen ihnen strahlen. Sie sollen aus zwei verschiedenen, aber beliebigen Materialien bestehen. Im stationären Zustand, d.h. beide Körper besitzen dieselbe Temperatur, muß der Körper 1 dem anderen 2 gerade so viel zustrahlen, wie er von diesem an Strahlungsleistung empfängt. Körper 1 sendet seine eigene Strahlungsleistung  $dW_1/dt$  und die von Körper 2 reflektierte aus. Die analoge Überlegung gilt für 2. Im Gleichgewicht gilt dann:

$$A + R = 1 \quad \text{mit}$$

$$A = \frac{\text{absorbierte Strahlungsleistung}}{\text{einfallende Strahlungsleistung}} \quad ; \quad R = \frac{\text{reflektierte Strahlungsleistung}}{\text{einfallende Strahlungsleistung}}$$

$$\Rightarrow \quad \dot{W}_1 + (1 - A_1) \cdot \dot{W}_2 = \dot{W}_2 + (1 - A_2) \cdot \dot{W}_1$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{\dot{W}_1}{A_1} = \frac{\dot{W}_2}{A_2}$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \text{const.} \quad (3)$$

Diese Beziehung gilt für zwei beliebige Körper. Daher muß die Größe  $E/A$  von allen Stoffeigenschaften unabhängig sein und kann lediglich von Größen, wie z.B. der Wellenlänge oder der Temperatur abhängen. Diese Aussage bezeichnet man als **Kirchhoffsches Gesetz**.

Interessiert man sich nur für ein kleines Wellenlängenintervall  $\Delta\lambda$  der Temperaturstrahlung zwischen den Körpern, so wird aus der Strahlungsdichte

$$S^* = \int_0^{\infty} \frac{\partial S^*}{\partial \lambda} d\lambda \quad (4)$$

für dieses Intervall

$$S_{\lambda}^* = \int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} \frac{\partial S^*}{\partial \lambda} d\lambda \quad (5)$$

wobei der Quotient  $\partial S^*/\partial \lambda$  *reduzierte Strahlungsdichte* genannt wird. Für das Kirchhoffsche Gesetz gilt dann:

$$\frac{E_{\lambda,1}}{A_{\lambda,1}} = \frac{E_{\lambda,2}}{A_{\lambda,2}} \quad (6)$$

Hat ein Körper das Absorptionsvermögen  $A_{\lambda,1}=1$ , so nennt man ihn **schwarz** für Wellenlängen  $\lambda$  und es folgt:

$$E_{\lambda,2} = E_{\lambda,1} \cdot A_{\lambda,2} \quad (7)$$

Bei einer thermisch angeregten monochromatischen Strahlung ist das Emissionsvermögen eines beliebigen Körpers gleich dem Emissionsvermögen eines schwarzen Körpers, multipliziert mit dem Absorptionsvermögen des nichtschwarzen Körpers.

In der Natur gibt es keinen absolut schwarzen Körper. Er läßt sich jedoch experimentell in guter Näherung für alle Wellenlängen mit einem kleinem Loch in der Oberfläche eines lichtundurchlässigen Kastens erfüllen. Erhitzt man diesen Kasten, so nennt man das aus dieser Öffnung austretende Glühlicht *schwarze Strahlung*. Die formelmäßige Darstellung des Emissionsvermögens eines schwarzen Körpers ist Max Planck mit der berühmten Strahlungsformel um 1900 gelungen.

Sie lautet:

$$E_s = 2\pi \frac{hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} = 2\pi \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad (8)$$

wobei

h - Plancksche Wirkungsquantum

c - Lichtgeschwindigkeit

k - Boltzmann-Konstante

$c_1 = hc^2 = 5.96 \cdot 10^{-17} \text{ Wm}^2$

$c_2 = hc/k = 1.439 \cdot 10^{-2} \text{ mK}$

Die Verteilung des Emissionsvermögens beim schwarzen Körper auf die verschiedenen Spektralintervalle für verschiedene Temperaturen  $T=2000\text{K}$ ,  $T=3000\text{K}$  und  $T=4000\text{K}$  zeigt das Diagramm 1. Der Bereich des sichtbaren Lichts ist dort schraffiert dargestellt, und für ihn gilt bis zu Temperaturen von  $T = 5000\text{K}$ , daß  $hc/\lambda \gg kT$  ist. Daher kann im Nenner des Strahlungsgesetzes die 1 vernachlässigt werden, und es gilt somit für das sichtbare Licht das *Strahlungsgesetz von Wien*:

$$E_s = 2\pi \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (9)$$

Desweiteren können wir dem Diagramm 1 entnehmen, daß jede Plancksche Isotherme ein Maximum besitzt. Dieses Maximum verschiebt sich bei sinkender Temperatur hin zu größeren Wellenlängen. Aus der Bedingung

$$\frac{\partial E_s}{\partial \lambda} = 0 \quad (10)$$

erhalten wir für die Extremstellen  $\lambda_m$  das sog. *Wien'sche Verschiebungsgesetz*:

$$\lambda_m \cdot T = \frac{c_2}{5} = \text{const.} \quad (11)$$

Lösen wir diese Gleichung nach T auf und setzen in das Plancksche Strahlungsgesetz ein, so erhalten wir für das maximale Emissionsvermögen:

$$E_{s,\text{max}} = \frac{2.63 \cdot 10^{-18} \text{ Wm}^2}{\lambda_m^5}$$

Die Emissionsmaxima liegen also auf einer Hyperbel, die ebenfalls in Diagramm 1 eingezeichnet ist.

Abschließend möchten wir noch die gesamte ausgesandte Strahlungsleistung pro Fläche eines schwarzen Körpers berechnen. Dazu müssen wir nach Gleichung 1 über das Emissionsvermögen integrieren, und erhalten das *Stefan-Boltzmann-Gesetz*:

$$\frac{\dot{W}}{F} = \int_0^{\infty} E_{s,\lambda} d\lambda = \sigma T^4 \quad \text{mit} \quad \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{K}^{-4} \quad (12)$$

## 2. Versuchsaufbau und -durchführung

Der Versuch „Temperaturstrahlung“ besteht aus zwei Teilen. Erstens soll mit einem Teilstrahlpyrometer die Wendeltemperatur einer Wolframglühwendel bei verschiedenen Betriebsspannungen bestimmt werden. Anschließend - im zweiten Versuchsteil - wird die

von einem geschwärztem Hohlkörper ausgehende Strahlungsleistung für verschiedene Temperaturen bestimmt, und mit der eines schwarzen Körper verglichen.

## 2.1 Teilstrahlpyrometer

Pyrometer dienen zur optischen Temperaturmessung. Sie nutzen die Gesetze der Temperaturstrahlung und sind besonders zur Messung von sehr hohen Temperaturen ( $T > 1000\text{K}$ ) geeignet. Sie beruhen auf folgendem Prinzip. Man vergleicht in dem gleichen engen Spektralbereich - bei uns um  $660\text{ nm}$  durch einen Rotfilter verwirklicht - das Emissionsvermögen  $E_\lambda$  des Körpers von unbekannter Temperatur mit dem Emissionsvermögen  $E_{\lambda,s}$  eines schwarzen Körpers von bekannter Temperatur  $T$ . Man verändert die bekannte Temperatur des schwarzen Körpers und macht dadurch sein Emissionsvermögen gleich dem des zu messenden. Die vom menschlichen Auge registrierte Helligkeit eines Temperaturstrahlers ist proportional zu seinem Emissionsvermögen im betrachteten Spektralbereich. Dann definiert man die wahre Temperatur des schwarzen Körpers als die „schwarze“ Temperatur des zu messenden. Die schwarze Temperatur  $T_s$  eines Körpers bedeutet also: In einem bestimmten, stets anzugebendem Spektralbereich strahlt der Körper mit demselben Emissionsvermögen wie ein schwarzer Körper bei der wahren Temperatur  $T_s$ . Die wahre Temperatur eines Körpers muß immer höher liegen als seine schwarze. Unter Verwendung der Gleichung (7) bei gleicher Helligkeit von Meßobjekt ( $E_\lambda$ ) und schwarzen Körpers des Pyrometers (bei uns Wolframfaden + Eichung) ( $E_{\lambda,s}$ ), gilt:

$$E_\lambda(T_w) = A \cdot E_{\lambda,s}(T_w) = E_{\lambda,s}(T_s) \Rightarrow A = \frac{E_{\lambda,s}(T_s)}{E_{\lambda,s}(T_w)} \quad (13)$$

Einsetzen von Gleichung (9) in (13) ergibt:

$$A = e^{\left(\frac{c_2}{\lambda T_w} - \frac{c_2}{\lambda T_s}\right)} \Rightarrow \ln(A) = \frac{c_2}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{T_w} - \frac{1}{T_s}\right) \Rightarrow \frac{1}{T_w} - \frac{1}{T_s} = \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln(A) \quad (14)$$

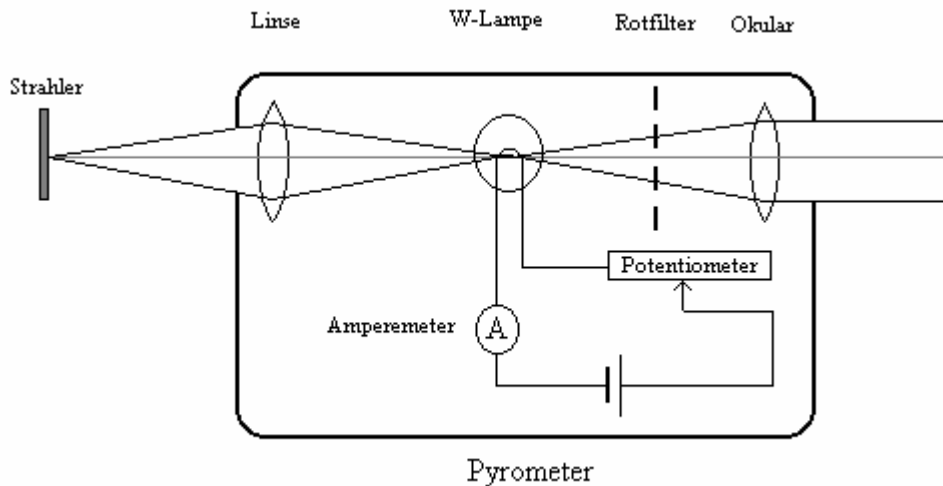
Diese Gleichung gilt mit hinreichender Genauigkeit auch für Metalle und somit ebenfalls für die Wendel der Wolframglühlampe. Umformen von (14) nach  $T_w$  ergibt:

$$T_w = T_s \cdot \frac{1}{1 + T_s \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln(A)} = T_s \cdot k(T_s) \quad (14)$$

Für den Korrekturfaktor  $k(T_s)$  der Wolframglühlampe gilt (Tab.1):

$T_s$ in K	$k(T_s)$	$T_s$ in K	$k(T_s)$	$T_s$ in K	$k(T_s)$
800	1.028	1600	1.063	2400	1.103
1000	1.036	1800	1.073	2600	1.114
1200	1.045	2000	1.083	2800	1.125
1400	1.054	2200	1.092	3000	1.136

Den Aufbau des Pyrometers zeigt die folgende Abbildung:



Das Pyrometer besteht aus einem Fernrohr, in dessen Zwischenebene sich eine Wolframglühlampe befindet. Ihre Helligkeit hängt von der Größe des Stromes  $I$  ab, der mit dem Amperemeter gemessen und mit dem Potentiometer geregelt werden kann. Der zu untersuchende Strahler wird in der Glühfadenebene abgebildet, und der Strom solange variiert bis die Helligkeit der W-Glühlampe mit der des Strahlers übereinstimmt. Um das Bild des Strahlers und die Lampe mit dem Auge beobachten zu können, befindet sich noch ein Okular im Pyrometer. Der Rotfilter wird verwandt, damit nur ein enger Spektralbereich kurzwelliger Strahlung genutzt wird, für den das Wiensche Strahlungsgesetz gilt (Teilstrahlpyrometer). Man eicht das Pyrometer vor der Fläche eines schwarzen Körpers und vermerkt die wahren Temperaturen des schwarzen Körpers auf der Skala des Strommessers. Dies ist für unser Pyrometer schon geschehen.

Der erste Versuchsteil wird nun folgendermaßen durchgeführt. Der zu untersuchende Strahler ist eine Wolframglühlampe, deren Leistungsaufnahme durch Strom- und Spannungsmeßgeräte ermittelt werden kann. Ihre Betriebsspannung wird in 0.5V-Schritten von 0 - 6V variiert. Die Messung der Wendeltemperatur erfolgt mit dem oben beschriebenen Teilstrahlpyrometer. Dazu wird die Wendel der zu messenden W-Lampe in die Glühfadenebene des Pyrometers abgebildet und fokussiert. Danach wird über das Potentiometer die Helligkeit der Pyrometerlampe verändert, bis sie mit der Helligkeit der zu vermessenden übereinstimmt (Abgleich). Auf der Skala des Strommessers des Pyrometers kann man dann direkt die Temperatur  $t_s$  in  $^{\circ}\text{C}$  ablesen. Indem man einen Graufilter in den Strahlengang des Pyrometers bringt, kann der Meßbereich erweitert werden. Für jede Betriebsspannung der Wolframglühlampe wird der Abgleich dreimal vorgenommen und daraus der Mittelwert für die schwarze Temperatur  $t_s$  bestimmt. Um die wahre Temperatur  $T_w$  des Strahlers zu ermitteln, wird der Korrekturfaktor  $k(T_s)$  durch Interpolation der Werte aus Tabelle 1 ermittelt, und  $T_w$  nach Gleichung (14) berechnet.

Abschließend soll noch die Gültigkeit des Stefan-Boltzmann-Gesetzes (Gl. 12) überprüft werden. Dabei gehen wir von der Annahme aus, daß die aufgenommene elektrische Leistung der Lampe in Form von Strahlung abgegeben wird, und ihr Absorptionsvermögen unabhängig von der Wellenlänge und der Temperatur ist. Wir ermitteln die aufgenommenen elektrische Leistung  $P_{\text{elektr}}$  und vergleichen sie mit der wahren Temperatur  $T_w$ .  $P_{\text{elektr}}$  muß dann proportional zu  $T_w^4$  sein. Wir überprüfen das mit folgendem Ansatz:

$$P_{\text{elektr.}} = a \cdot T_w^n \quad \Rightarrow \quad \ln(P_{\text{elektr.}}) = \ln(a \cdot T_w^n) = n \cdot \ln(T_w) + \text{const}$$

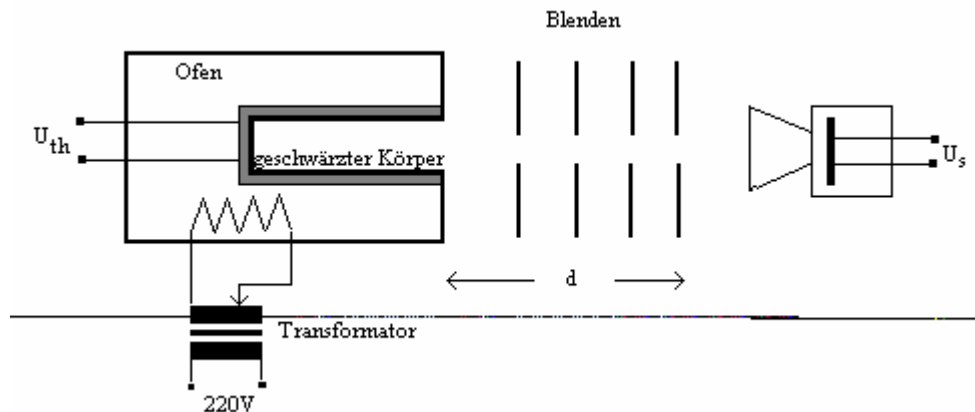
Mit zwei willkürlich festgelegten Einheitsgrößen folgt:

$$\ln\left(\frac{P_{\text{elektr.}}}{P_0}\right) = n \cdot \ln\left(\frac{T_w}{T_1}\right) + \text{const} \quad (15)$$

Dies ist eine Geradengleichung. Bei logarithmischer Auftragung kann somit aus der Steigung der Geraden der Exponent  $n$  bestimmt werden. Gilt das Stefan-Boltzmann-Gesetz so muß  $n=4$  sein.

## 2.2 Strahlung des geschwärzten Körpers

Zur Messung der Gesamtstrahlungsleistung des geschwärzten Hohlkörpers verwenden wir folgenden Versuchsaufbau:



Ein mit Ruß geschwärzter Hohlzylinder wird in einem elektrisch beheizbaren Ofen auf Temperaturen zwischen 20 und 400°C erhitzt. Die Temperatur kann mit dem Transformator stufenlos verändert werden. Die Temperatur des Hohlzylinders wird anhand der Thermospannung  $U_{\text{th}}$  eines entsprechend plazierten Thermoelements über eine Eich-tabelle bestimmt. Aus der offenen Seite des Hohlzylinders tritt die Strahlung aus. Der Strahl wird durch vier Blenden begrenzt und trifft dann auf einen Empfänger. Dort wird wiederum eine Thermospannung  $U_s$  abgegriffen. Der Empfänger ist gerade so konstruiert, daß im Gleichgewicht für kleine Temperaturdifferenzen gilt:

$$U_s = c \cdot \dot{W} \quad \text{mit} \quad c = 0.16 \frac{\text{mV}}{\text{mW}} \quad (16)$$

Aufgrund der Kalibrierung und der Offsetspannung der Thermoelemente lesen wir jedoch Spannungen  $U'_{\text{th}}$  und  $U'_s$  ab. Die Temperatur  $t$  des geschwärzten Körpers in °C kann mit folgender Beziehung berechnet werden:

$$t = t_0 + 24.4 \frac{^\circ\text{C}}{\text{mV}} \cdot U'_{\text{th}} \quad (17)$$

wobei  $t_0$  die Raumtemperatur ist.

Der Versuch wird nun folgendermaßen durchgeführt. Der Hohlzylinder wird mit Hilfe des Ofens in 20°C-Schritten (d.h.  $\Delta U'_{th} \approx 0.8 \text{ mV}$ ) bis 400°C erhitzt und jeweils die Spannung  $U'_s$  notiert. Danach wird der Ofen abgeschaltet und die Messungen in gleichen Intervallen bis 200°C fortgesetzt. Danach wird noch der Abstand  $d$  gemessen.

Es wird die Gültigkeit des Stefan-Boltzmann-Gesetzes überprüft, indem man die Spannung  $U'_s$  als Funktion von  $T^4$  in einem Diagramm aufträgt. Die Ausgleichsgerade durch die Meßpunkte lautet:

$$U'_s = s \cdot T^4 - \text{const} \quad (18)$$

Für die angezeigte Thermospannung  $U'_s$  gilt:

$$U'_s = U_s(t) + U_1 \quad , \quad U_1 - \text{Offsetspannung} \quad (19)$$

Vergleich von (18) und (19) liefert:

$$U_s(T) = s \cdot T^4 \quad (20)$$

Für die Strahlungsleistung folgt dann mit Gleichung (16):

$$\dot{W} = \frac{s}{c} \cdot T^4 \quad \text{mit} \quad c = 0.16 \frac{\text{mV}}{\text{mW}} \quad (21)$$

Zuletzt soll noch die Strahlungsleistung, die bei der Körpertemperatur  $T=273.15\text{K}$  auf den Empfänger treffen würde mit der Strahlungsleistung des Hohlkörpers als idealer grauer Strahler ( $A < 1$ ) nach Gleichung (12) verglichen werden. Es gilt dann:

$$\dot{W}_0 = \frac{s}{c} \cdot T^4 = \dot{W}_g = A \cdot F \cdot \frac{\Omega}{\pi} \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (22)$$

F - Fläche der Hohlkörperöffnung

A - Absorptionsvermögen

$F_B$  - Öffnung der letzten Blende

$\Omega = F_B/d^2$

### 3. Auswertung

#### 3.1 Teilstrahlpyrometer

Unsere Messungen ergaben für die Betriebsspannung U, den Strom I und die schwarze Temperatur  $t_s$ :

U in V	I in A	$P_{\text{elektr}}=U \cdot I$ in W	$\langle t_s \rangle = \frac{1}{3} \cdot \sum_{i=1}^3 t_{s,i}$ in °C	$T_s = \langle t_s \rangle + 273.15$ in K
0.81	1.55	1.2555	852.67	1125.82
1.06	1.75	1.855	969.00	1242.15
1.61	2.10	3.381	1302.33	1575.48
2.07	2.40	4.968	1360.33	1633.48
2.62	2.70	7.074	1880.00	2153.15
3.10	3.00	9.300	1993.33	2266.48
3.63	3.30	11.979	2263.33	2536.48
4.02	3.45	13.869	2286.67	2559.82
4.57	3.70	16.909	2380.00	2653.15
5.11	3.95	20.185	2513.33	2786.48
5.53	4.10	22.673	2681.67	2954.82
6.00	4.30	25.800	2906.67	3179.82

Um aus den Werten  $T_s$  der schwarzen Temperatur die wahren Temperaturen der Glühwendel nach Gl. (14) ermitteln zu können, führen wir mit den Werten aus Tabelle 1 eine lineare Regression durch. Wir erhalten für den Funktionsterm der Ausgleichsgeraden:

$$k(T_s) = 4.9196 \cdot 10^{-5} \cdot T_s \cdot \frac{1}{\text{K}} + 0.98586 \quad (23)$$

Damit können wir  $T_w$  berechnen und erhalten:

$T_s = \langle t_s \rangle + 273.15$ in K	$T_w$ in K	$T_s = \langle t_s \rangle + 273.15$ in K	$T_w$ in K
1125.82	1172.25	2536.48	2817.13
1242.15	1300.49	2559.82	2845.99
1575.48	1675.31	2653.15	2961.94
1633.48	1741.65	2786.48	3129.06
2153.15	2350.78	2954.82	3342.57
2266.48	2487.15	3179.82	3632.29



Wir wollen nun das Stefan-Boltzmann-Gesetz überprüfen. Dazu berechnen wir nach Gleichung (15) mit  $P_0=1\text{W}$  und  $T_0=1\text{K}$  folgende Werte:

$\ln\left(\frac{P_{\text{elektr.}}}{P_0}\right)$	$\ln\left(\frac{T_w}{T_1}\right)$	$\ln\left(\frac{P_{\text{elektr.}}}{P_0}\right)$	$\ln\left(\frac{T_w}{T_1}\right)$
0.228	7.067	2.483	7.943
0.618	7.170	2.630	7.954
1.218	7.424	2.828	7.994
1.603	7.463	3.005	8.048
1.956	7.763	3.121	8.114
2.230	7.819	3.250	8.198

Auch für diese Werte führen wir eine lineare Regression durch und erhalten:

$$\ln\left(\frac{P_{\text{elektr.}}}{P_0}\right) = 2.628 \ln\left(\frac{T_w}{T_1}\right) - 18.26 \Rightarrow n = 2.628$$

Die Funktionswerte und die Ausgleichsgerade sind in Diagramm 2 graphisch dargestellt.

#### b) Strahlung des schwarzen Hohlkörpers

Raumtemperatur:  $t_0 = 20^\circ\text{C}$

Abstand Öffnung-Blende:  $d = 21\text{ cm}$

Wir bestimmen nun aus der Thermospannung  $U'_{\text{th}}$  die Temperatur des Strahlers mit Gl.(17). Unsere Messungen ergeben:

$U'_{\text{th}}$ in mV	$t$ in $^\circ\text{C}$	$T$ in K	$T^4$ in $10^9\text{ K}^4$	$U'_s$ in mV
0.847	40.67	313.82	9.70	0.015
1.635	59.89	330.04	12.30	0.026
2.435	79.41	352.56	15.45	0.033
3.203	98.15	371.30	19.01	0.044
4.103	120.11	393.26	23.92	0.059
4.906	139.71	412.86	29.05	0.075
5.700	159.08	432.23	34.90	0.095
6.505	178.72	451.87	41.69	0.114
7.302	198.17	471.32	49.35	0.139
8.101	217.66	490.81	58.03	0.165
8.900	237.16	510.31	67.82	0.188
9.700	256.68	529.83	78.80	0.230
10.550	277.42	550.57	91.89	0.271
11.400	298.16	571.31	106.53	0.316
12.210	317.92	591.07	122.06	0.362
13.000	337.20	610.35	138.78	0.409
13.900	359.16	632.31	159.85	0.474
14.700	378.68	651.83	180.53	0.534
15.330	394.05	667.20	198.17	0.587

Beim Abkühlen ergibt sich:

$U'_{th}$ in mV	$t$ in °C	$T$ in K	$T^4$ in $10^9 K^4$	$U'_s$ in mV
14.72	379.17	652.32	181.07	0.543
13.90	359.16	632.31	159.85	0.483
13.00	337.20	610.35	138.78	0.423
12.25	318.90	592.05	122.87	0.375
11.41	298.40	571.55	106.72	0.357
10.57	277.91	551.06	92.21	0.309
9.77	258.39	531.54	79.82	0.266
8.98	239.11	512.26	68.86	0.228

Die Gültigkeit des Stefan-Boltzmann-Gesetzes wird überprüft, indem man  $U'_s$  als Funktion von  $T^4$  aufträgt. Dies ist in Diagramm 3 geschehen. Die Ausgleichsgerade wird wiederum durch lineare Regression ermittelt und ist ebenfalls eingezeichnet. Für sie gilt:

$$U'_s = s \cdot T^4 + \text{const} = 3.068 \cdot 10^{-12} \frac{\text{mV}}{\text{K}^4} \cdot T^4 - 7.65 \cdot 10^{-3} \text{ mV}$$

$$\Rightarrow s = 3.068 \cdot 10^{-12} \frac{\text{mV}}{\text{K}^4}$$

Das Stefan-Boltzmann-Gesetz ist hier also sehr gut erfüllt!

Mit Gleichung (21) können wir nun die Strahlungsleistung bei verschiedenen Temperaturen berechnen:

$T$ in K	$\dot{W}$ in mW	$T$ in K	$\dot{W}$ in mW	$T$ in K	$\dot{W}$ in mW
313.82	0.186	490.81	1.113	667.20	3.800
330.04	0.228	510.31	1.300	652.32	3.472
352.56	0.296	529.83	1.511	632.31	3.065
371.30	0.364	550.57	1.762	610.35	2.661
393.26	0.459	571.31	2.043	592.05	2.356
412.86	0.557	591.07	2.340	571.55	2.046
432.23	0.669	610.35	2.661	551.06	1.768
451.87	0.799	632.31	3.065	531.54	1.531
471.32	0.946	651.83	3.462	512.26	1.320

Zuletzt vergleichen wir noch nach Gl.(22)  $dW_o/dt$  mit  $dW_g/dt$  bei  $T=273.15K$ . Durch Umformen nach  $A$  können wir das Absorptionsvermögen berechnen, und erhalten:

$$A = \frac{\pi \cdot s}{c \cdot \sigma \cdot \Omega \cdot F} = \frac{\pi \cdot s \cdot d^2}{c \cdot \sigma \cdot F \cdot F_B} = \pi \cdot \frac{3.068 \cdot 10^{-12} \cdot 441 \cdot 10^5 \text{ m}^2 \text{K}^4 \text{cm}^2 \text{mV}}{0.16 \cdot 2 \cdot 5.67 \cdot 7.1 \cdot 10^{-4} \text{ Wm}^2 \text{cm}^2 \text{K}^4 \text{mV}} \approx 0.33$$

Dieser Wert scheint wesentlich zu klein zu sein.

## 4.Fehlerdiskussion

### 4.1 Teilstrahlpyrometer

Wie wir unseren Ergebnissen entnehmen können, ist das Stefan-Boltzmann-Gesetz für die Wolframglühwendel nur sehr schlecht erfüllt. Statt des erwarteten Wertes  $n_{th}=4$  haben wir für den Exponenten  $n$  lediglich  $n_{Mess} = 2.628$  gemessen. Wodurch wird diese Abweichung verursacht ?

1. Wir sind von der Hypothese ausgegangen, daß die gesamte aufgenommene elektrische Energie in Form von Strahlung wieder abgegeben wird. Dies ist jedoch nicht der Fall. Ein Teil der Energie wird durch Wärmeleitung abgeführt, und kann somit mit dem Pyrometer nicht mehr nachgewiesen werden.
2. Die Temperaturmessung der Wendel zeigt, daß Werte über 3000K erreicht werden. Bei so hohen Temperaturen verdampft immer ein Teil des Wendelmaterials. Dazu wird die Verdampfungswärme benötigt, die somit auch fehlt.
3. Die Kabel der Versuchsanordnung besitzen einen elektrischen Widerstand. Ein erheblicher Teil der elektrischen Leistung geht durch ihre Erwärmung verloren.
4. Wir haben bei der Herleitung der Formeln angenommen, daß Wolfram ein idealer grauer Strahler ist. Dies gilt für Metalle jedoch nur näherungsweise. Die spektrale Verteilung des Emissionsvermögens kann sich bei Wolfram also während der Versuchsdurchführung verändert haben, was zu ungenauen Ergebnissen führt.
5. Zuletzt sei noch erwähnt, daß der Helligkeitsabgleich mit dem Auge natürlicherweise ziemlich ungenau werden kann. Desweiteren unterlaufen auch noch Ablesefehler an den Instrumenten.

Verstärken sich alle oben genannten Fehlerquellen - wie das bei uns offensichtlich der Fall ist -, so wird die große Abweichung vom theoretischen Wert  $n_{th}=4$  verständlich.

### 4.2 Geschwärtzter Hohlkörper

Hier konnte das Stefan-Boltzmann-Gesetz sehr gut bestätigt werden. Jedoch scheint das Absorptionsvermögen mit  $A = 0,33$  doch zu klein zu sein. Dies hat wohl seine Ursache darin, daß die Steigung  $s$  der Ausgleichsgeraden bei seiner Berechnung mit eingeht -  $s$  ist also vermutlich zu klein. Das bedeutet wiederum, daß nicht genügend Strahlungsleistung den Empfänger erreicht. Woran liegt das ? Bei der Temperaturstrahlung des Hohlkörpers handelt es sich um ein divergierendes Strahlenbündel. Da dieses jedoch durch Blenden gebündelt wird, erreicht ein Teil der Strahlung nicht den Empfänger. Desweiteren kann der Empfänger niemals alle auftreffende Strahlung in Wärme umwandeln, die von dem Thermoelement ja gemessen wird. Auch hier liegt eine Fehlerquelle. Ausschlaggebend ist jedoch bei uns ein Fehler in der Versuchsdurchführung. So haben wir am Ende der Messung bemerkt, daß der Empfänger schief zur Ausbreitungsrichtung stand. Dies führt natürlich zu einem erheblichen Meßfehler !