

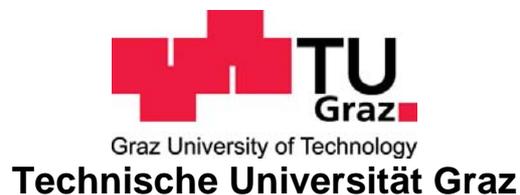
Andreas Sonnberger

Bau eines Infrarotpyrometers zur Bestimmung thermophysikalischer Daten von Aluminium

DIPLOMARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Ingenieur

Diplomstudium Technische Physik



Betreuer:

Ao.Univ.-Prof. Dr.techn. Gernot Pottlacher

Institut für Experimentalphysik

Graz, September 2010

gewidmet
Petra und meinen Eltern

Kurzfassung

Zur Untersuchung thermophysikalischer Daten von Metallen und Legierungen steht dem Institut für Experimentalphysik der Technischen Universität Graz neben einem Puls-kalorimeter und einem Ellipsometer, drei optische Pyrometer zur Verfügung.

Diese Arbeit stellt den Versuch dar, den Messbereich auf größere Wellenlängen einerseits und auf tiefere Temperaturen andererseits zu erweitern. Dazu wurde ein neues Pyrometer mit wahlweise drei Zentrumswellenlängen von 1775 nm, 2100 nm und 2350 nm sowie dreier Neutralsichtfilter gebaut. Zur Überprüfung der Funktionsweise des Pyrometers wurden mehrere Eichkurven an einem Schwarzkörper aufgenommen und einige Parameter des Pyrometers durch Simulationsrechnung überprüft.

Mit dem neuen Pyrometer wurde in Folge Pulsheizexperimente an Aluminium durchgeführt, um die thermophysikalischen Daten von Aluminium im Bereich des Schmelzpunktes zu bestimmen.

Abstract

The Institute of Experimental Physics at the Technical University of Graz owns several different measurement setups in order to determine thermophysical properties of metals and alloys. Such as an ohmic pulse calorimeter and three optical pyrometers.

The present work describes the construction of a new pyrometer to expand the measurability of the wavelength for the near infrared spectrum and the measurability of the temperature for a lower range. To make sure that the best measure range is used the interference filters (1775 nm, 2100 nm und 2350 nm) and three neutral filters can be changed as needed. The new pyrometer was tested at the radiation of a blackbody, and the main parts of the pyrometer were numerically simulated.

Thermophysical data of Aluminum near the melting point have been measured with the new pyrometer using an ohmic pulse heating technique.

1	EINLEITUNG.....	1
1.1	MOTIVATION	1
2	GRUNDLAGEN	2
2.1	ALLGEMEINES	2
2.2	GRUNDLAGEN DER PYROMETRIE	4
2.2.1	<i>Physikalische Grundlagen.....</i>	<i>4</i>
2.2.1.1	Strahlungsgrößen	4
2.2.1.2	Der Schwarze Körper	6
2.2.1.3	Das WIEN'sche Verschiebungsgesetz	7
2.2.1.4	Das PLANCK'sche Strahlungsgesetz	8
2.2.1.5	Strahlung beliebiger Festkörper.....	10
2.2.1.6	Temperaturbestimmung eines Schwarzen Körpers.....	11
2.2.2	<i>Bestimmung der Strahlungstemperatur durch Pyrometrie.....</i>	<i>12</i>
2.2.2.1	Begriffsbestimmung	12
2.2.2.2	Arten objektiver Pyrometer	13
2.2.3	<i>Bisher verwendete Pyrometer.....</i>	<i>14</i>
2.2.3.1	Grundprinzip.....	14
2.2.3.2	Bestimmung der Temperatur	15
2.2.3.3	Kenngößen eines Pyrometers.....	16
2.3	DAS DRAHTEXPLOSIONSEXPERIMENT MIT ALUMINIUM.....	17
2.3.1	<i>Allgemeines.....</i>	<i>17</i>
2.3.2	<i>Messgrößen.....</i>	<i>17</i>
2.3.2.1	Strom	17
2.3.2.2	Spannung	18
2.3.2.3	Die Strahlungstemperatur	19
2.3.3	<i>Berechnete Größen.....</i>	<i>20</i>
2.3.3.1	Enthalpie.....	20
2.3.3.2	Spezifischer elektrischer Widerstand	21
2.3.3.3	Spezifische Wärmekapazität.....	22
3	KONSTRUKTION DES NEUEN PYROMETERS	23
3.1	VORGABEN UND ZIELSETZUNG.....	23
3.2	ÄNDERUNGEN IM VERGLEICH.....	24

3.2.1	<i>Detektor</i>	25
3.2.1.1	Grundsätzliches über Photodetektoren	25
3.2.1.2	Detektorauswahl	29
3.3	LICHTLEITER	31
3.3.1	<i>Vorversuch zur Ermittlung des Strahlenganges</i>	34
3.4	FILTER	36
3.4.1	<i>Neutraldichtefilter</i>	36
3.4.2	<i>Interferenzfilter</i>	36
3.4.2.1	Fehler durch spektrale Breite des Interferenzfilters	37
3.4.2.2	Ausgewählte Interferenzfilter	38
3.5	SPALT	39
3.6	SONSTIGES	40
3.7	JUSTIERUNG DES PYROMETERS	44
4	MESSUNGEN	45
4.1	MESSUNGEN AM SCHWARZKÖRPER	45
4.1.1	<i>Durchführung der Messungen</i>	47
4.1.2	<i>Auswertung der Ergebnisse</i>	47
4.1.3	<i>Ergebnisse der Eichmessung am Schwarzkörper ohne Spalt</i>	48
4.1.4	<i>Ergebnisse der Eichmessung am Schwarzkörper mit Spalt</i>	53
4.1.5	<i>Simulation der Messergebnisse</i>	57
4.1.6	<i>Absorption durch ein Glasfenster</i>	60
4.2	MESSUNGEN AN ALUMINIUM	61
4.2.1	<i>Vorbereiten der Probe</i>	61
4.3	DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS	62
4.4	MESSERGEBNIS	63
4.5	AUSWERTUNG	64
4.5.1	<i>Spezifische Enthalpie</i>	65
4.5.2	<i>Spezifischer elektrischer Widerstand</i>	66
4.5.3	<i>Spezifische Wärmekapazität</i>	67
5	ERGEBNISSE UND UNSICHERHEITSANALYSE	68
5.1	UNSICHERHEIT DER MESSUNGEN AM SCHWARZKÖRPER	68
5.1.1	<i>Unsicherheit der Temperatur des Schwarzkörpers</i>	68
5.1.2	<i>Unsicherheit des gemessenen Signals</i>	68

5.1.3	<i>Unsicherheit bei den Eichmessungen am Schwarzkörper</i>	68
5.1.4	<i>Unsicherheit der berechneten Pyrometerkonstanten</i>	69
5.2	UNSICHERHEIT DER MESSUNGEN AN ALUMINIUM.....	70
5.2.1	<i>Unsicherheit bei der Strommessung</i>	71
5.2.2	<i>Unsicherheit bei der Spannungsmessung</i>	71
5.2.3	<i>Unsicherheit der Temperaturbestimmung</i>	71
5.2.4	<i>Masse der Aluminiumprobe</i>	72
5.2.5	<i>Unsicherheit der Enthalpie</i>	72
5.2.6	<i>Unkorrigierter spezifischer elektrischer Widerstand</i>	72
5.2.7	<i>Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck</i>	73
5.3	ZUSAMMENFASSUNG DER MESSUNSICHERHEITEN	73
6	AUSBLICK	74
7	ANHANG	75
7.1	ANHANG A: KONSTRUKTIONSZEICHNUNGEN DES PYROMETERS	75
7.2	ANHANG B: DATENBLÄTTER.....	75
7.3	ANHANG C: MATLAB-SOURCEN.....	75
8	LITERATURVERZEICHNIS	133

1 Einleitung

1.1 Motivation

Durch Fortschritte im Bereich der Metallurgie, insbesondere bei der Verwendung neuer niederschmelzender und trotzdem hochfester Metalle, ist es erforderlich, ihre thermophysikalischen Daten genau zu kennen. Mit Hilfe dieser Daten lassen sich Fertigungsvorgänge simulieren und optimieren, sowie das Einsatzgebiet dieser Metalle und ihrer Legierungen erweitern. Der Einsatz dieser neuen Werkstoffe führt vor allem zur Gewichtsreduktion z.B. im Motorenbau oder Flugzeugbau und damit zu bedeutenden Kostenreduktionen im laufenden Betrieb.

Um aber die im Allgemeinen teureren und wesentlich komplizierteren Herstellungsprozesse in den Griff zu bekommen, z.B. Gießprozesse, Warmverformungen oder Schweißen, werden thermophysikalische Daten benötigt, um diese Vorgänge zu optimieren.

In der Gruppe „Subsekunden Thermophysik“ am Institut für Experimentalphysik (IEP) an der Technischen Universität Graz war es bisher nur möglich, Daten in der flüssigen Phase von Metallen und Legierungen ab ca. 1000°C zu bestimmen.

Mit dieser Arbeit soll versucht werden, das bisherige Experiment der und der Temperaturbestimmung mittels Pyrometrie so zu erweitern, dass Daten von Aluminium in der flüssigen Phase bestimmt werden können. Insbesondere soll der Temperaturmessbereich im Experiment zu Temperaturen ab 600 °C erweitert werden.

2 Grundlagen

2.1 Allgemeines

Flüssige metallische Proben sind im Allgemeinen mit statischen Versuchsaufbauten nur beschränkt zu untersuchen. Um mechanische Verformungen sowie chemische und metallurgische Umwandlungen zu vermeiden, werden deshalb Kurzzeitexperimente verwendet.

Eine dieser Möglichkeiten ist das OHM'sche Pulsheizexperiment, wie es in der Gruppe „Subsekunden Thermophysik“ schon lange durchgeführt wird. Dabei werden elektrisch leitende Drahtproben durch einen starken Strompuls in wenigen μs so stark aufgeheizt, dass sie am Ende der stabilen flüssigen Phase explodieren. Die dabei erreichten Aufheizraten (zwischen 10^7 und 10^9 K/s bei einer mittleren Gesamtdauer des Experimentes von ca. 50 μs und einer Zeit ab dem Schmelzen der Probe von wenigen μs) gewährleisten eine annähernd konstante Probengeometrie in der flüssigen Phase. Während des gesamten Experimentes werden Strom, Spannung, Intensität der emittierten Strahlung sowie mitunter Probendurchmesser und vier Stokesvektoren zur Bestimmung der normalen spektralen Emisivität bei 684,5 nm gemessen. Mittels dieser Daten lassen sich, wie aus Abbildung 2-1 ersichtlich, weitere thermophysikalische Größen wie Enthalpie oder Wärmeleitfähigkeit und dgl. mehr ableiten.

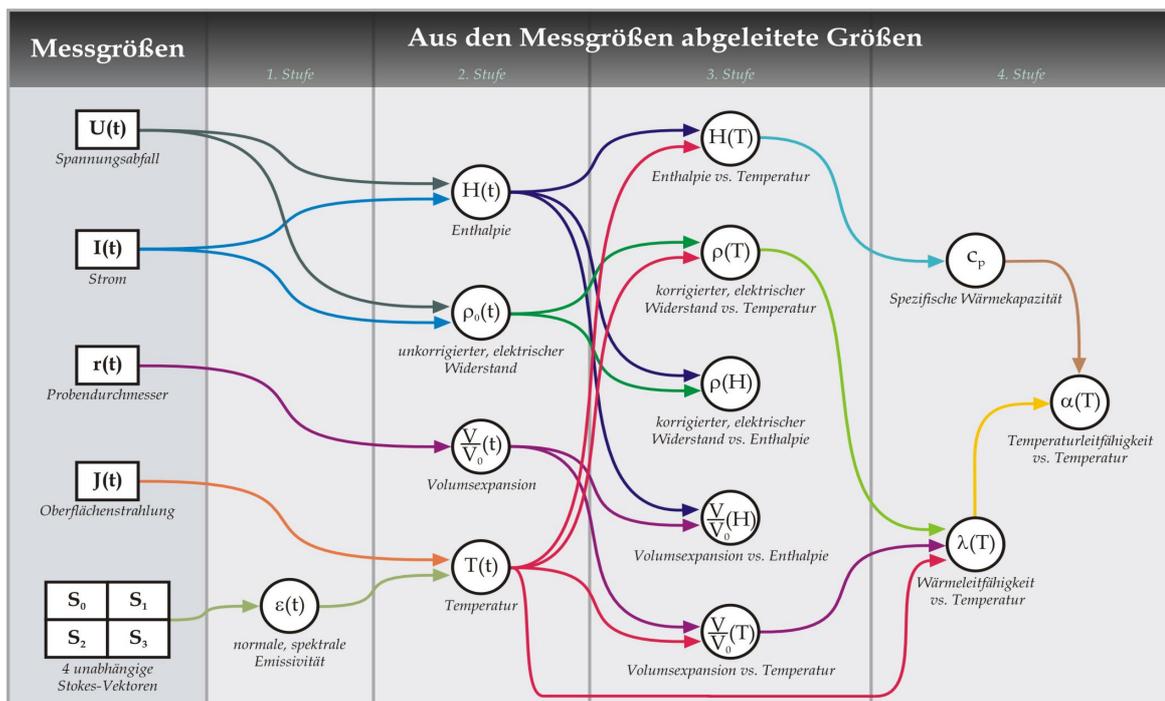


Abbildung 2-1 Messgrößen und daraus abgeleitete Größen[1]

Bei näherer Betrachtung der einzelnen Messgrößen in Abbildung 2-1 erkennt man einen maßgeblichen Einfluss der Temperatur. Eine genaue Messung der Temperatur ist also für die zu berechnenden Daten der Probe notwendig.

Einen Überblick über den experimentellen Aufbau der OHM'schen Pulsheizung zeigt Abbildung 2-2.

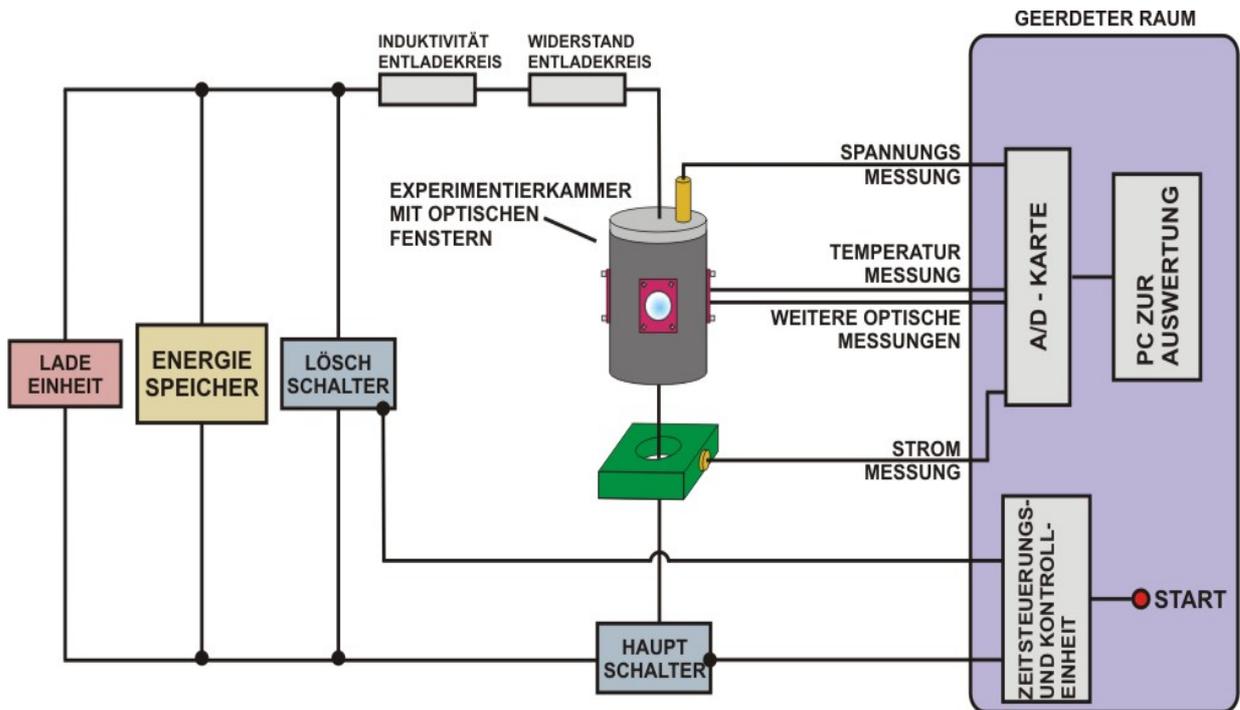


Abbildung 2-2: Experimenteller Aufbau des Drahtexplosionsexperimentes (Überblick: aus [1])

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich hauptsächlich mit der Temperaturbestimmung durch Pyrometrie, deshalb wird an dieser Stelle auf diverse Arbeiten unserer Gruppe verwiesen, die sich mit dem Aufbau und der Problematik des OHM'schen Pulsheizexperimentes eingehender beschäftigen. [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8]

2.2 Grundlagen der Pyrometrie

Unter Pyrometrie versteht man die Temperaturmessung mit Hilfe der von einer Oberfläche ausgesandten Strahlung [9], die dazu verwandten Messinstrumente nennt man Pyrometer¹.

2.2.1 Physikalische Grundlagen

2.2.1.1 Strahlungsgrößen

Als Temperaturstrahlung bezeichnet man die von einer Oberfläche ausgehende elektromagnetische Strahlung, welche nur von der Temperatur und der chemisch-physikalischen Beschaffenheit der Oberfläche des Körpers abhängt. Die einer Beobachtung zugängliche Strahlung ist dabei nur durch die von der Oberfläche durchgelassene Strahlung. Zur Beschreibung dieser Strahlung benötigt man: Die von der Oberfläche des Temperaturstrahlers pro Zeiteinheit abgestrahlte Energie, die Strahlungsleistung bzw. den Strahlungsfluss. Sie wird mit dem Buchstaben ϕ bezeichnet und hat als SI-Leistungseinheit Watt (W).

$$\phi = \frac{dQ}{dt} \quad (2.1)$$

dQ von der Oberfläche abgestrahlte Energie

ϕ Strahlungsfluss oder auch Strahlungsleistung

dt Zeit

Setzt man den Strahlfluss $d\phi$ in Bezug zum durchstrahlten Raumwinkel $d\Omega$, so erhält man die Strahlstärke I mit der SI-Einheit $W \cdot sr^{-1}$.

$$I = \frac{d\phi}{d\Omega} \quad (2.2)$$

I Strahlstärke

$d\Omega$ Raumwinkelement

¹ [griechisch „pyr“ „Feuer“ bzw. „metrein“ „messen“] Gerät zum Messen hoher Temperaturen

Man denke sich ein strahlendes Flächenelement dA im Zentrum einer Kugel mit dem Radius R und betrachte die Strahlungsleistung, welche von dA unter einem Winkel ϑ zur Flächennormalen auf ein Flächenelement dA' auf der Kugeloberfläche gesendet wird, so ergibt sich für den Strahlungsfluss:

$$d^2\phi = L \cdot dA \cdot \cos \vartheta \cdot d\Omega \quad (2.3)$$

L Strahldichte

dA strahlendes Flächenelement im Kugelzentrum

ϑ Winkel zur Flächennormalen

$d\Omega$ Raumwinkelement

mit
$$d\Omega = \frac{dA'}{R^2} \quad (2.4)$$

R Kugelradius

dA' bestrahltes Flächenelement auf der Kugeloberfläche

Die bisher beschriebenen Strahlungsgrößen gelten für das gesamte Strahlungsspektrum. Wird ein endliches Wellenlängenintervall $d\lambda$ betrachtet, kann die Strahldichte auch wie folgt dargestellt werden:

$$L = \int_0^{\infty} L_{\lambda} d\lambda \quad (2.5)$$

L_{λ} spektrale Strahldichte [$\text{Wcm}^{-3}\text{sr}^{-1}$]

λ Wellenlänge

Zur Beschreibung der Strahlungscharakteristik realer Körperoberflächen greift man auf das idealisierte Modell des Schwarzen Körpers zurück.

2.2.1.2 Der Schwarze Körper

Als Schwarzen Körper bezeichnet man eine idealisierte Oberfläche, welche die gesamte auf sie auftreffende Strahlung unabhängig von der Wellenlänge und der Einstrahlungsrichtung absorbiert und vice versa emittiert.

Folgende Eigenschaften werden von einem Schwarzen Körper gefordert:

- Die vom Schwarzen Körper emittierte Strahlung ist richtungsunabhängig.
- Die gesamte auftreffende Strahlung wird unabhängig von Wellenlänge und Einfallrichtung absorbiert.
- Die Strahlungsenergie besitzt ein definiertes Maximum bei bestimmter Temperatur und Wellenlänge.

Ein technischer Schwarzer Körper emittiert Hohlraumstrahlung oder Schwarze Strahlung aus einem Hohlraum, der von absorbierenden und für Strahlung undurchlässigen Wänden konstanter Temperatur umschlossen ist. Diese charakteristische Strahlung steht im thermischen Gleichgewicht mit den Wänden und wird durch eine das Gleichgewicht nicht beeinflussende Öffnung zur Untersuchung nach außen geleitet.

Ein solcher Schwarzer Strahler wird näherungsweise durch einen hohlen, geschwärtzten Zylinder, dessen Höhe mindestens dem zehnfachen Radius entspricht, realisiert. Die Strahlung tritt dabei an einem der beiden Zylinderenden aus, während das andere Ende verschlossen wird [10]. Ein temperaturstabilisierter und geeichter Schwarzer Körper der Firma Raytec (Modell: RAYBB6000A21A), der nach obigem Prinzip arbeitet, befindet sich am Institut für Experimentalphysik und wurde auch bei dieser Arbeit verwendet.

Die spektrale Strahldichte $L_{\lambda,S}(\lambda,T)$ eines Schwarzen Körpers ist nur eine Funktion der Wellenlänge λ und der Temperatur T , dabei bedeutet der Index S dass die Strahldichte unabhängig von der chemisch-physikalischen Beschaffenheit der Wände, wo die Strahlung entsteht, ist – eben ein Schwarzen Körper. Durch Einführung des Begriffes des *spektralen Emissionsgrades* $\varepsilon(\lambda)$ lässt sich die spektrale Strahldichte eines beliebigen Körpers durch die bei gleicher Wellenlänge und Temperatur geltende Strahldichte des Schwarzen Körpers folgendermaßen ausdrücken und kann gleichzeitig als Definitionsgleichung für den spektralen Emissionsgrad angesehen werden:

$$L_{\lambda}(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda) \cdot L_{\lambda, S}(\lambda, T) \quad (2.6)$$

- L_{λ} Strahldichte eines beliebigen Körpers
 $L_{\lambda, S}$ Strahldichte des Schwarzen Körpers
 $\varepsilon(\lambda)$ spektraler Emissionsgrad
 λ Wellenlänge
 T Temperatur

Da der spektrale Emissionsgrad bei realen Körpern immer kleiner als 1 ist, folgt aus Gleichung (2.6), dass die Strahldichte eines realen Körpers immer kleiner ist als die eines Schwarzen Körpers.

2.2.1.3 Das WIEN'sche Verschiebungsgesetz

Einen ersten Zusammenhang der spektralen Strahldichte eines Schwarzen Körpers mit seiner Temperatur und einer bestimmten Wellenlänge wurde durch Wien mit einem empirischen Ansatz hergestellt:

$$L_{\lambda, S}(\lambda, T) = 2 \cdot \bar{c}_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{\bar{c}_2}{\lambda T}} \quad (2.7)$$

- $L_{\lambda, S}$ Strahldichte des Schwarzen Körpers
 λ Wellenlänge
 T Temperatur
 \bar{c}_1, \bar{c}_2 empirisch zu bestimmende Konstanten

Dieser Zusammenhang wird trotz Abweichungen bei höheren Temperaturen sowie im infraroten Strahlungsbereich seiner Einfachheit wegen auch heute noch gerne verwendet.

2.2.1.4 Das PLANCK'sche Strahlungsgesetz

Erst mit der Entwicklung der Quantentheorie gelang eine vollständige Herleitung des Zusammenhanges zwischen spektraler Strahldichte eines Schwarzen Körpers, seiner Temperatur und der betrachteten Wellenlänge. M. Planck konnte durch die Modellvorstellung, dass Oszillatoren in einem Festkörper nur diskrete Energiequanten aufnehmen oder abgeben können, folgende nach ihm benannte Strahlungsformel herleiten:

$$L_{\lambda,S}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\pi \cdot \Omega_0} \cdot \lambda^{-5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad (2.8)$$

- $L_{\lambda,S}$ Strahldichte des Schwarzen Körpers
 λ Wellenlänge
 T Temperatur
 c_1, c_2^2 erste bzw. zweite PLANCK'sche Konstante
 Ω_0 Raumwinkel 1sr

In Abbildung 2-3 ist Gleichung (2.8) grafisch dargestellt, zusätzlich wurde das Maximum³ der Kurvenschar gekennzeichnet. Deutlich erkennt man eine sehr starke Abhängigkeit der spektralen Strahldichte von der Temperatur.

² $c_1 = 2\pi \cdot c^2 \cdot h = (3,7415 \pm 0,0003) \cdot 10^{-12} \text{ Wcm}^2$

$$c_2 = \frac{c \cdot h}{k} = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ mK}$$

c Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,

h PLANCK'sches Wirkungsquantum

k Boltzmannkonstante

³ Das eingezeichnete Maximum entspricht dabei näherungsweise dem WIEN'schen Verschiebungsgesetz: $\lambda_{max} \cdot T = \text{konstant}$, hier wurde allerdings das PLANCK'sche Strahlungsgesetz partiell nach λ abgeleitet und null gesetzt.

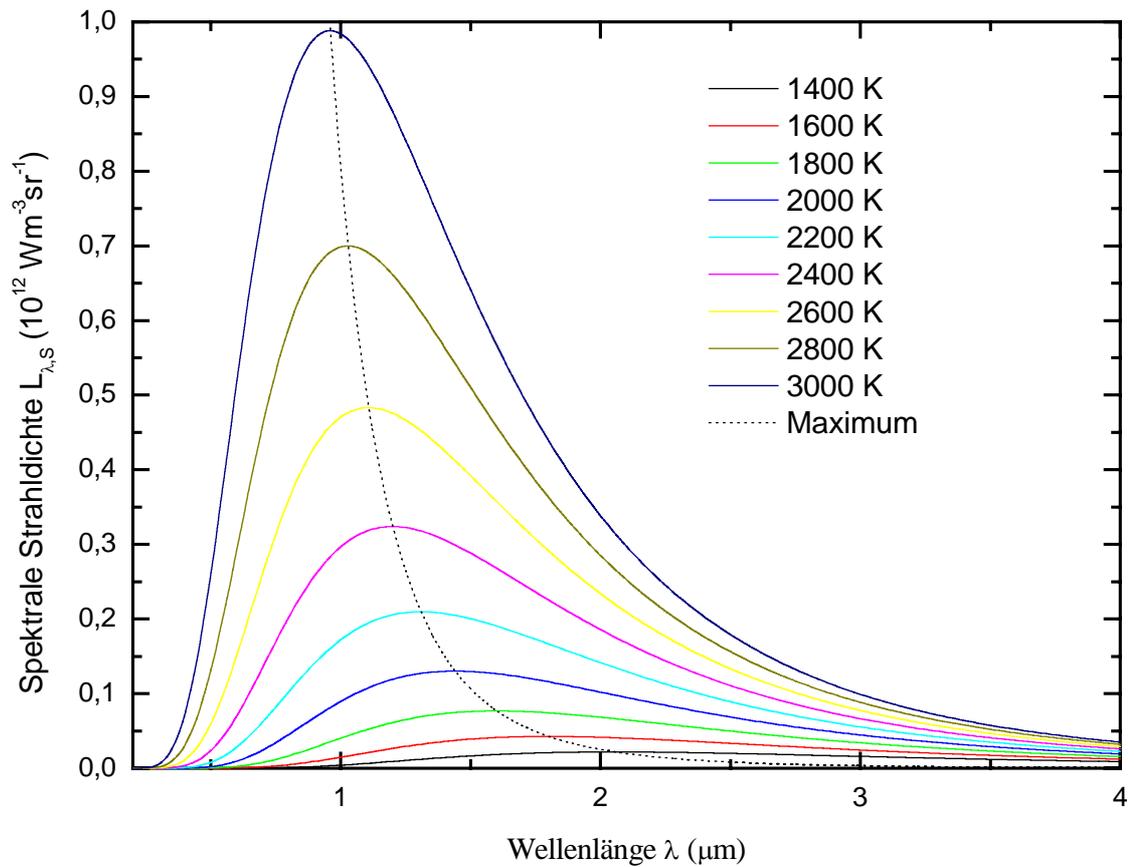


Abbildung 2-3: Spektraler Strahlungsverlauf $L_{\lambda,s}$ eines Schwarzen Körpers in Abhängigkeit von Temperatur T und Wellenlänge λ nach dem PLANCK'schen Gesetz

2.2.1.5 Strahlung beliebiger Festkörper

Im Gegensatz zum Schwarzen Körper lässt sich für einen realen Festkörper kein allgemein gültiges Gesetz, das die spektrale Strahldichte als Funktion von Temperatur T und Wellenlänge λ beschreibt, angeben. Die wahre Temperatur lässt sich aus der Strahldichte allein nicht ableiten, allerdings kann man ihr die Temperatur eines Schwarzen Körpers zuordnen, der bei der Beobachtungswellenlänge die gleiche Strahldichte aufweist wie der reale Strahler. Die so erhaltene Temperatur $T_s(\lambda)$ heißt *Schwarze Temperatur* oder *Strahldichtetemperatur*, es handelt sich dabei nicht um eine thermodynamische Temperatur, sondern um eine sogenannte Pseudotemperatur.

Die Definitionsgleichung der Strahldichtetemperatur lautet:

$$L_\lambda(\lambda, T) = L_{\lambda, S}(\lambda, T_s(\lambda)) \quad (2.9)$$

Durch Berücksichtigung des PLANCK'schen Gesetzes (siehe Gleichung (2.8)) sowie der Gleichung (2.6) folgt aus Gleichung (2.9) die Beziehung (2.10):

$$\frac{1}{T_s(\lambda)} = \frac{1}{T} - \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \varepsilon(\lambda, T) - \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \left[\frac{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_s(\lambda)}}}{1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}} \right] \quad (2.10)$$

$T, T_s(\lambda)$.. wahre, schwarze Temperatur

λ Wellenlänge

$\varepsilon(\lambda)$ spektraler Emissionsgrad

c_2 zweite PLANCK'sche Konstante

Gleichung (2.10) kann durch Verwendung des WIEN'schen Verschiebungsgesetzes noch vereinfacht werden⁴, dies führt zu Gleichung (2.11):

$$\frac{1}{T_s(\lambda)} = \frac{1}{T} - \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \varepsilon(\lambda, T) \quad (2.11)$$

Aus Gleichung (2.11) erkennt man, dass die Strahlungstemperatur eines realen Strahlers immer kleiner ist als die wahre Temperatur (siehe auch Gleichung (2.6)).

⁴ Fehler < 0,1 % bei $\lambda = 650$ nm und $T < 3200$ K [9]

2.2.1.6 Temperaturbestimmung eines Schwarzen Körpers

Nach der internationalen Temperaturskala 1990 [11] (ITS 1990) ist die Temperatur eines Schwarzkörpers durch Verhältnisbildung der spektralen Strahldichte $L_{\lambda,S}(\lambda, T)$ der zu bestimmenden Temperatur T , zur spektralen Strahldichte $L_{\lambda,S}(\lambda, T_{Au})$ bei der Temperatur des erstarrenden Goldes $T_{Au} = 1337,58$ K zu bestimmen. Diese Messvorschrift kann praktisch nicht erreicht werden, da der Spektralbereich, über den gemessen wird, eine gewisse Breite nicht unterschreitet. In der Praxis wird also folgendes Verhältnis bestimmt:

$$Q = \frac{\int L_{\lambda,S}(\lambda, T) \cdot F(\lambda) \cdot d\lambda}{\int L_{\lambda,S}(\lambda, T_{Au}) \cdot F(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (2.12)$$

- Q..... Verhältnis der Strahldichten bezogen auf die erstarrenden Goldes
 $L_{\lambda,S}$ Strahldichte des Schwarzen Körpers
 λ Wellenlänge
 T/T_{Au} unbekannte Temperatur/Erstarrungstemperatur von Gold
 $F(\lambda)$ spektraler Transmissionsgrad des optischen Systems

Kennt man alle Parameter der Gleichung (2.12), so kann man aus dem Verhältnis Q die Temperatur des Schwarzen Körpers bestimmen. Die Berechnung der Integralgleichung (2.12) ist normalerweise sehr aufwendig, durch Einführung der *mittleren effektiven Wellenlänge* sowie einer Substitution des PLANCK'schen Strahlungsgesetzes durch das WIEN'sche Strahlungsgesetz erhält man wesentlich einfacher zu bestimmende Gleichungen.

Unter der mittleren effektiven Wellenlänge zweier Temperaturen T_1 bzw. T_2 versteht man jene Wellenlänge, bei der das Verhältnis Q in Gleichung (2.12) gleich ist dem Verhältnis Q' der spektralen Strahldichten bei $\lambda_{m,eff}$:

$$Q' = \frac{L_{\lambda_{m,eff},S}(\lambda_{m,eff}, T_1) \cdot F(\lambda_{m,eff})}{L_{\lambda_{m,eff},S}(\lambda_{m,eff}, T_2) \cdot F(\lambda_{m,eff})} \quad (2.13)$$

- Q' Verhältnis der spektralen Strahldichten
 $\lambda_{m,eff}$ mittlere effektive Wellenlänge
 T_1/T_2 gesuchte Temperatur/Referenztemperatur

Die Vorgangsweise zur Bestimmung der Temperatur mittels effektiver Wellenlänge ist in der Literatur ausführlich beschrieben [2], [4], [12].

2.2.2 Bestimmung der Strahlungstemperatur durch Pyrometrie

2.2.2.1 Begriffsbestimmung

Grundsätzlich werden Pyrometer, also Instrumente zur optischen Temperaturbestimmung, grob in zwei Hauptarten eingeteilt:

- **Subjektive Pyrometer:** Hier erfolgt die Bewertung der von Körpern ausgehenden Strahlung durch das menschliche Auge. Dabei werden Leuchtdichten oder daraus ableitbare Größen verglichen. Als Messgrößen dienen fotometrische Einheiten, die sich allerdings in Strahlungsgrößen umrechnen lassen. Die Einsatztemperatur liegt durch das Auge beschränkt über 900°C. Bekannte Vertreter sind: das Glühfadenpyrometer, das Spektralpyrometer und das Farbpyrometer. Auf eine genauere Beschreibung wird hier verzichtet und auf entsprechende Literatur verwiesen [13].
- **Objektive Pyrometer:** Anstelle des menschlichen Auges werden hier physikalische Empfänger zur Bewertung der Strahldichtegleichheit verwendet. Ihr Vorteil gegenüber den subjektiven Pyrometern besteht in einer kürzeren Messzeit sowie in einer größeren Empfindlichkeit. Durch entsprechende Wahl des Empfängers ist ein weiterer Temperaturmessbereich gegeben. Im Folgenden werden ausschließlich objektive Pyrometer beschrieben.

2.2.2.2 Arten objektiver Pyrometer

- Gesamtstrahlungspyrometer messen die Strahldichten im Verhältnis zu einem sich auf bestimmter Temperatur befindlichen Vergleichsstrahler. Als Detektor wird dem Begriff „Gesamtstrahlung“ am ehesten ein thermischer Empfänger gerecht, z.B. ein Thermopaar oder Thermosäulen. Dabei wird ein Spektralgebiet von $0,4\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$ bei einer unteren Einsatztemperatur von ca. -40°C erfasst.
- Strahldichtepyrometer besitzen im Gegensatz zum Gesamtstrahlungspyrometer spektrale Filter vor dem Detektor, es wird also nur der vom Spektralfilter durchgelassene Strahlungsanteil bewertet. Die von unserer Arbeitsgruppe verwendeten Pyrometer sind Strahldichtepyrometer. Dabei ist es aber nötig, den Emissionskoeffizienten ε der betrachteten Oberfläche zur genauen Temperaturbestimmung zu kennen.
- Quotientenpyrometer verwenden zwei unterschiedliche Spektralfilter. Durch elektronische Schaltungen werden die Quotienten der einzelnen Strahldichten zur Temperaturbestimmung herangezogen. Der wesentliche Vorteil der Quotientenpyrometer gegenüber Strahldichtepyrometer besteht darin, dass die Genauigkeit der Temperaturmessung eine wesentlich geringere Abhängigkeit vom spektralen Emissionsgrad aufweist.

2.2.3 Bisher verwendete Pyrometer

2.2.3.1 Grundprinzip

Abbildung 2-4 zeigt den Aufbau der bisher verwendeten optischen Strahllichtpyrometer [4], [7]. Abgebildet ist dabei nur der optische Teil ohne Detektor, Verstärker und Messsystem.

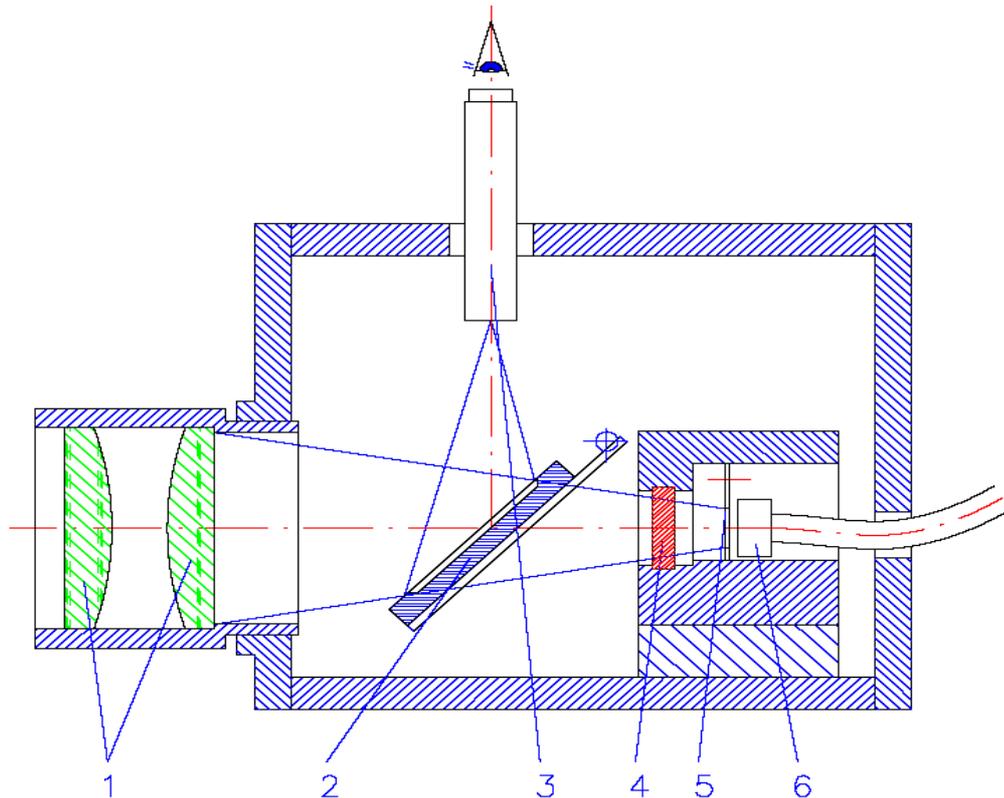


Abbildung 2-4: Schematischer Aufbau der bisher verwendeten Pyrometer

- 1..... achromatisches Linsensystem
- 2..... klappbarer Spiegel
- 3..... Messmikroskop
- 4..... Interferenzfilter
- 5..... Spalt
- 6..... Lichtleiter

Der in Abbildung 2-4 dargestellte Spiegel sowie auch das Mikroskop dienen zum Positionieren des Pyrometers sowie zum Scharfstellen auf die Probenoberfläche. Sie haben auf das Pyrometersignal keinen Einfluss. Der Spalt dient zum Ausblenden eines Teils der Probenoberfläche, der Lichtleiter zum Weiterleiten des Signals auf den Halbleiterdetektor zwecks elektrischer Entkopplung (siehe auch Kap. 3).

2.2.3.2 Bestimmung der Temperatur

Das Spannungssignal $S(T)$ am Verstärkerausgang folgt aus Gerätekonstanten nach den in Gleichung (2.14) beschriebenen Parametern.

$$S(T) = g \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \sigma(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot \varepsilon(\lambda, T) \cdot L_{\lambda}(\lambda, T) \cdot d\lambda \quad (2.14)$$

- $S(T)$ Pyrometersignal
- g Geometriefaktor
- λ Wellenlänge
- $\sigma(\lambda)$ spektrale Empfindlichkeit des Detektors
- $\tau(\lambda)$ Transmissionsgrad des optischen Systems
- $\varepsilon(\lambda, T)$ spektraler Emissionskoeffizient
- $L_{\lambda}(\lambda, T)$... spektrale Strahldichte

Da nur eine genaue Kenntnis aller in Gleichung (2.14) vorkommenden Größen eine absolute Bestimmung des Pyrometersignals erlaubt, kalibriert man das Pyrometer an einer Oberfläche (oder an einem Schwarzkörper), deren Strahlungstemperatur bei der betrachteten Wellenlänge bekannt ist, und umgeht dadurch die unzureichend bekannten Faktoren (g , $\sigma(\lambda)$, $\tau(\lambda)$, $\varepsilon(\lambda, T)$), in Gleichung (2.14). Bei dieser Eichung erhält man den Kalibrationsfaktor K , die Pyrometerkonstante, der eine direkte Bestimmung der Strahlungstemperatur aus dem Pyrometersignal mittels Gleichung (2.15) erlaubt. Es sei aber darauf hingewiesen, dass K im Allgemeinen keine Konstante ist, sondern sich als Folge der Änderung der effektiven Wellenlänge in einem weiten Temperaturbereich ändert. Eine direkte Temperaturbestimmung mit Gleichung (2.15) sollte also nur in der Umgebung der Eichtemperatur erfolgen.

$$T_{rad} = \frac{c_2}{\lambda_{m,eff} \cdot \ln \left(\frac{K}{S(T)} + 1 \right)} \quad (2.15)$$

- T_{rad} Strahlungstemperatur
- c_2 zweite PLANCK'sche Konstante
- $\lambda_{m,eff}$ mittlere effektive Wellenlänge
- K Kalibrationsfaktor des Pyrometers
- $S(T)$ Pyrometersignal

2.2.3.3 Kenngrößen eines Pyrometers

- **Temperaturbereich**

Pyrometer sind nur für einen bestimmten Temperaturbereich spezifiziert; nur in diesem ist eine bestimmte Genauigkeit garantiert. Der Messbereich hängt im Wesentlichen vom verwendeten Detektor sowie vom verwendeten Spektralfilter ab.
- **Spektralbereich**

Der Spektralbereich ist jener Teil des Temperaturstrahlungsspektrums, in dem das Pyrometer Strahlung messen kann. Der Spektralbereich ist abhängig von den optischen Bauelementen des Pyrometers, dem Detektor, aber auch vom Temperaturbereich, in dem das Pyrometer eingesetzt wird (bei Messungen im infraroten Strahlungsspektrum müssen eventuell vorhandene Absorptionsbanden von Gasen oder Wasser berücksichtigt werden). Diese Kenngröße wird zur Korrektur des spektralen Emissionsvermögens herangezogen.
- **Messzeit**

Nicht jedes Pyrometer kann jede gewünschte Messzeit erreichen. Die Messzeit wird vor allem durch Art und Größe des Detektors bestimmt, aber auch Eigenerwärmung des Detektors, Temperaturdrift des verwendeten optischen Systems und der Elektronik, sowie Speichertiefe des Messsignalwandlers begrenzen die Messzeit sowohl nach unten als auch nach oben.
- **Langzeitstabilität**

Die Zeitstabilität ist ein Maß für die Güte des Messsignals, bezogen auf eine Zeitperiode. Abweichungen werden hauptsächlich durch Staubpartikel auf den einzelnen Pyrometerkomponenten sowie durch externe Temperaturschwankungen oder durch mechanische Beanspruchung des Pyrometers hervorgerufen.
- **Dichtheit**

Bei der Dichtheit eines Pyrometers unterscheidet man je nach Einsatzzweck optische, elektrische oder magnetische Dichtheit, welche das erhaltene Signal direkt beeinflussen können. Aber auch eine Staub- oder Gasdichtheit sind möglicherweise wichtig, um eine hohe Langzeitstabilität zu erhalten.

Neben diesen Kennwerten kommen natürlich noch Kenngrößen des Detektors, der Verstärker und der Messelektronik (z.B. Rauschen, Anstiegszeiten, Linearität) hinzu, sie beeinflussen die Güte der Messung mitunter entscheidend.

2.3 Das Drahtexplosionsexperiment mit Aluminium

2.3.1 Allgemeines

Im Wesentlichen wird bei der Drahtexplosionsmethode eine metallische Drahtprobe mittels eines starken Strompulses durch OHM'sche Aufheizung bis zum Verdampfen der Probe erhitzt. Dabei werden der Strom, der durch die Drahtprobe fließt, der Spannungsabfall, verursacht durch den Stromfluss an der Probe, sowie die Strahlungstemperatur an der Drahtoberfläche gemessen. Die Entladungsenergie stammt dabei aus einer Hochspannungskondensatorbatterie, die über einen Entladekreis, definiert über die Probe, entladen wird. Der Entladekreis sowie der experimentelle Aufbau können z.B. in [2], [8], [14] nachgelesen werden, die einzelnen Einstellungen sind in Kapitel 4 angeführt.

2.3.2 Messgrößen

Wie schon bei den bisherigen Anordnungen mussten auch bei dem neu konstruierten Pyrometer Mess- und Versorgungsleitungen in einem Kupferrohr (Durchmesser 20 mm, Wandstärke 1 mm), sowie in einem flexiblen Vakuumschlauch, verbunden durch Muffen und Messingstücke bzw. Vakuumpkupplungen, bis zur Messkabine verlegt werden. Diese Verlegungsart dient zur zusätzlichen Schirmung der Leitungen vor elektrischen Einstrahlungen, welche das Messergebnis verfälschen würden. Die Datenerfassung für Strom, Spannung und Pyrometersignal erfolgt mittels zweier PC-Messkarten (Typ: T1012, Hersteller IMTEC), eingebaut in einen PC. Zur Messkartenansteuerung und Datenverarbeitung wurde das Programm „INSIGHT“ verwendet. Aufgezeichnet wurden 2 x 2 Kanäle mit einer Abtastrate von 10 MHz bei einer Digitalisierung von 12 Bit. Diese Daten wurden im ASCII-Format abgespeichert und anschließend ausgewertet.

2.3.2.1 Strom

Der Strom wird über eine Messspule der Firma Pearson Electronic Inc. welche sich im Probenstromkreis befindet, abgenommen und von den Messkarten aufgezeichnet. Im Prinzip handelt es sich dabei um einen genauen Stromwandler.

2.3.2.2 Spannung

Die an der Probe durch den Stromfluss entstehende Potenzialdifferenz wird an zwei Punkten durch dünne Schneiden abgegriffen und gegen die Erde gemessen. Abbildung 2-5 zeigt einen der beiden Abgriffe an der Probe.

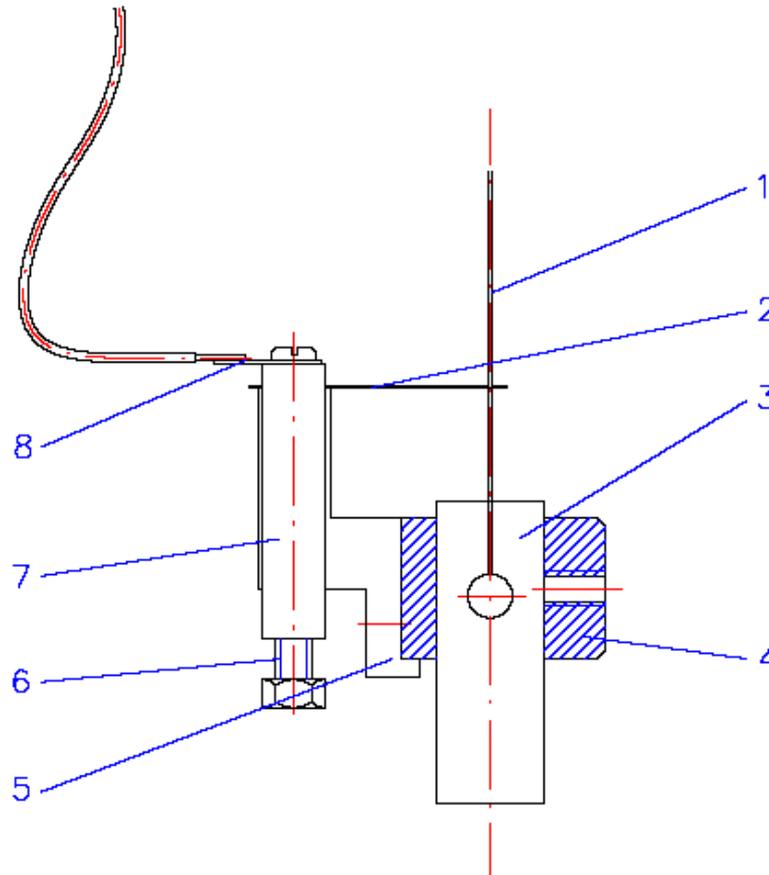


Abbildung 2-5: Drahtklemmung und Spannungsschneiden nach [8] leicht abgewandelt

- 1..... Probendraht aus Aluminium
- 2..... Spannungsschneide aus Tantalblech
- 3..... Probenhalter
- 4..... Klemmring
- 5..... isolierendes Distanzstück aus Pertinax®
- 6..... Klemmschraube
- 7..... Messingbügel
- 8..... Lötöse mit Draht zur Messkarte

Die in Abbildung 2-5 gezeichnete Spannungsschneide besteht aus einer Tantalfolie (Stärke 0,05 mm) mit einem kleinem Loch, durch das die Drahtprobe gesteckt wird. Anschließend wird die Folie gespannt, sodass sie als definierte Schneide wirkt (siehe auch Kapitel 4).

Die mittels Spannungsschneiden gegen Erdpotenzial gemessene Spannung wird durch Spannungsteiler reduziert und von der PC-Messkarte aufgenommen. Die Software errechnet den Spannungsabfall durch Differenzbildung, des Weiteren muss ein induktiver Spannungsanteil abgezogen werden. Der induktive Anteil wird durch Ableitung des Stromverlaufes berechnet und erfolgt durch das Programm HOTWIRE [3].

Der Spannungsschneidenabstand wird durch ein Kathetometer für die jeweilige Probe bestimmt (siehe Kapitel 4.2.1).

2.3.2.3 Die Strahlungstemperatur

Auf den physikalischen Hintergrund der Temperaturmessung mit einem optischen Pyrometer wurde bereits in den vorhergehenden Kapiteln eingegangen. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Festlegung der Temperatur der Probenoberfläche beim Experiment.

Es ist zwar möglich, die Strahlungstemperatur mit Gleichung (2.15) direkt aus dem Signal zu ermitteln, da aber bei dieser Methode die Eichung des Pyrometers an einem Fixpunkt (z.B. Goldpunkt) schon Monate zurückliegen kann und einige andere Einflüsse kaum abgeschätzt werden können (siehe auch Kapitel 5.1), bedient man sich der Schmelztemperatur der Probe als neuem Fixpunkt. Der Schmelzpunkt der Probe ist bekannt, er wird als „neuer Eichpunkt“ zur Bestimmung der Strahlungstemperatur herangezogen. Durch diese Vorgangsweise ist eine wesentlich höhere Genauigkeit der Messung im Bereich des Schmelzpunktes erreichbar als mit einem nur an einem Temperaturfixpunkt geeichten Pyrometer.

2.3.3 Berechnete Größen

2.3.3.1 Enthalpie

Die thermodynamische Zustandsgröße Enthalpie H als Funktion der inneren Energie U , des Druckes p und des Volumens V wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$H = U + p \cdot V \quad (2.16)$$

H..... Enthalpie

U innere Energie

p Druck

V Volumen

Gleichung (2.16) in differentieller Form lautet

$$dH = dU + p \cdot dV + V \cdot dp \quad (2.17)$$

Unter Zuhilfenahme des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik in differentieller Form (mit der differentiellen Wärme δQ):

$$dU = \delta Q - p \cdot dV \quad (2.18)$$

δQ differentielle Wärme

ergibt sich aus Gleichung (2.17):

$$dH = \delta Q + V \cdot dp \quad (2.19)$$

Da es sich beim Drahtexplosionsexperiment um einen isobaren Prozess handelt ($dp = 0$), ist die Änderung der Enthalpie gleich der zu- oder abgeführten Wärmemenge. Also ist hier die Zunahme der Enthalpie gleich der zugeführten elektrischen Energie, die in JOULE'sche Wärme umgesetzt wird (da die Dauer des Experimentes sehr kurz ist, wird die Abstrahlung oder Ableitung von Wärme vernachlässigt). Der Einfachheit halber wird als Nullpunkt der Enthalpie der Normalzustand ($p = 1013 \text{ hPa}$, $T = 298 \text{ K}$) gewählt.

Durch Integration über die Dauer des Experimentes erhält man die spezifische Enthalpie (Enthalpie pro Masseneinheit J kg^{-1}) in folgender Weise:

$$H_{\text{spez}} = \frac{1}{m} \int U_{\text{korr}} \cdot I \cdot dt \quad (2.20)$$

- H_{spez} spezifische Enthalpie
 m Probenmasse, wird mit Gleichung (2.21) bestimmt.
 t Zeit
 U_{korr} korrigierter Spannungsabfall ($U=U(t)$)
 I Strom durch die Probe ($I = I(t)$)

Die Probenmasse wird dabei aus der Dichte (Werte stammen dabei vom Hersteller oder aus der Literatur) sowie aus der bestimmten Probenlänge und dem Durchmesser errechnet:

$$m = \rho_0 \cdot \frac{D_0^2 \cdot \pi}{4} \cdot l \quad (2.21)$$

- m Probenmasse
 ρ_0 Dichte des Probenmaterials bei Raumtemperatur
 D_0 Durchmesser der Probe bei Normaltemperatur
 l vermessene Probenlänge

2.3.3.2 Spezifischer elektrischer Widerstand

Der elektrische Widerstand wird durch Messung von Strom und Spannung durch den fundamentalen Zusammenhang des OHM'schen Gesetzes (2.22) bestimmt. Dabei wird auf die Berücksichtigung von Stromverdrängungseffekten (Skineffekt) verzichtet.

$$R = \frac{U}{I} \quad (2.22)$$

- U Spannungsabfall an der Probe der Länge l
 I Strom durch die Probe
 R elektrischer Widerstand der Probe mit der Länge l und dem Querschnitt A

Der spezifische elektrische Widerstand wird in Folge durch den Zusammenhang (2.23) erhalten, der für homogene Körper konstanter Länge und Querschnittsfläche gilt. Bei unserem Experiment ist die Länge der Probe über die kurze Messzeit annähernd konstant – anders die

Querschnittsfläche des Drahtes. Die temperaturbedingte Änderung der Querschnittsfläche wird üblicherweise durch eine Aufnahme mit einer schnellen CCD-Kamera bestimmt, da diese jedoch defekt ist und die TU-GRAZ seit zwei Jahren keine Mittel zur Reparatur zur Verfügung stellen kann, konnte eine Korrektur der Probengeometrie nicht erfolgen. Es wird somit nur der unkorrigierte spezifische elektrische Widerstand bestimmt.

$$\rho_{unkorr} = \frac{R \cdot A_{unkorr}}{l} \quad (2.23)$$

A_{unkorr} unkorrigierte Querschnittsfläche der Drahtprobe bei Raumtemperatur

l Länge der Drahtprobe

R berechneter elektrischer Widerstand der Probe

ρ_{unkorr} unkorrigierter spezifischer elektrischer Widerstand

2.3.3.3 Spezifische Wärmekapazität

Durch Ableiten der spezifischen Enthalpie nach der Temperatur bei konstantem Druck erhält man die spezifische Wärmekapazität c_p in ($\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$).

$$c_{p_{fest}^{flüssig}} = \left(\frac{\delta H_{spez.}(T)}{\delta T} \right)_{p=const.} \quad (2.24)$$

$c_{p,fest/flüssig}$... spezifische Wärmekapazität im Festen bzw. Flüssigen

$H_{spez.}$ spezifische Enthalpie

T Temperatur

p konstant gehaltener Druck

Aus der Steigung der Geraden der spezifischen Enthalpie wird die spezifische Wärmekapazität erhalten. Dies gilt dabei nur in einem schmalen Temperaturbereich um den Schmelzpunkt, da die spezifische Wärmekapazität nicht konstant ist, sondern von der Temperatur abhängt.

3 Konstruktion des neuen Pyrometers

3.1 Vorgaben und Zielsetzung

Ausgehend von den bisherigen Pyrometern [4] soll ein neues Pyrometer konstruiert werden. Dabei mussten die bisherige Anordnung des Pulsheizexperimentes und die Datenerfassung in der Messkabine ohne Änderung weiter verwendbar bleiben.

Des Weiteren soll der Messbereich im Infraroten auf eine Grenzwellenlänge von über 2300 nm ausgedehnt werden. Der Temperaturmessbereich soll nach unten eine Erweiterung erfahren, sodass die Möglichkeit besteht, Metalle wie Aluminium oder Magnesium mit einer Schmelztemperatur unter 1000 K dem Pulsheizexperiment zugänglich zu machen. Es soll dabei aber dennoch die Möglichkeit bestehen, Temperaturen von über 2500 K zu messen, allerdings bei einer längeren Wellenlänge als bisher.

Das neue Pyrometer soll in seiner experimentellen Handhabung dem bisherigen im Wesentlichen gleichen.

3.2 Änderungen im Vergleich

Das in Abbildung 2-4 dargestellte Pyrometer muss, um obige Ziele zu erreichen, einigen Veränderungen unterworfen werden, diese werden anhand Abbildung 3-1 diskutiert.

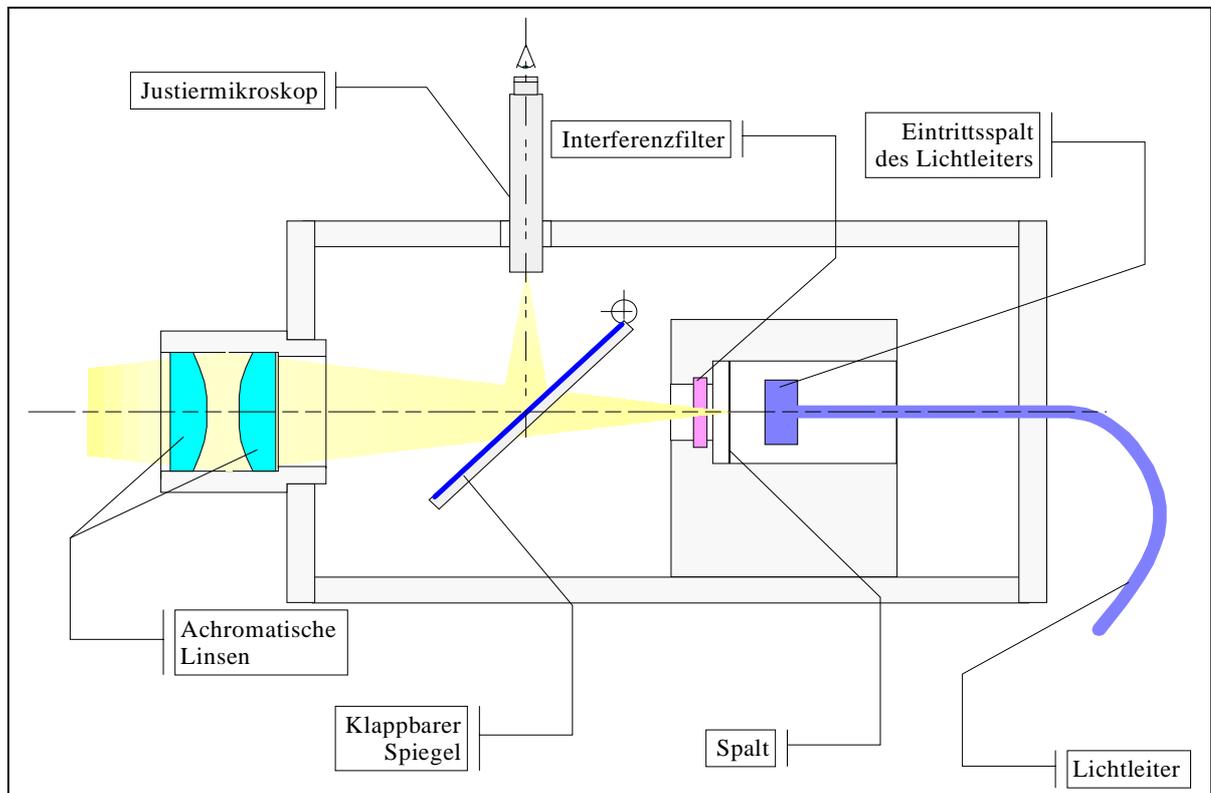


Abbildung 3-1: Wesentliche Komponenten eines optischen Pyrometers unserer Bauart

Teile, die unverändert bleiben (lt. Abbildung 3-1):

- achromatisches Linsenpaar
- klappbarer Spiegel
- Justiermikroskop

Teile, die Änderungen unterworfen wurden:

- Lichtleiter
- Detektor und Spalt
- Interferenzfilter

3.2.1 Detektor

Bisher war es nur möglich, bis 1570 nm als Zentralwellenlänge zu messen, der verwendete Detektor war eine Gallium-Arsenid-Fotodiode (GAP 2000) mit einem aktiven Diodenflächendurchmesser von 2 mm. Mit dieser Diode ist die Vorgabe einer Messbereichserweiterung in den langwelligeren Infrarotbereich nicht erfüllbar, da ihre Grenzwellenlänge bei 1800 nm liegt. Somit muss ein neuer Detektor gefunden werden.

3.2.1.1 Grundsätzliches über Photodetektoren

Um einen Detektor auswählen zu können, bedarf es einiger wichtiger Kenngrößen:

- Spektrale Empfindlichkeit S

Sie gibt jenes Wellenlängenintervall an, in dem auf den Detektor einfallende Strahlung zu einem Ausgangssignal führt. Dabei wird die obere Wellenlänge, bis zu der ein Halbleiterdetektor einsetzbar ist, durch die Absorptionskante des Halbleitermaterials festgelegt, insbesondere durch dessen Bandabstand. Die untere Wellenlänge wird durch die stark ansteigende Absorptionsrate bei kleineren Wellenlängen bestimmt.

Häufig findet man statt der spektralen Empfindlichkeit die relative spektrale Empfindlichkeit $S_{rel}(\lambda)$, sie ist der Quotient des Fotostroms durch die einfallende Lichtleistung. Die relative spektrale Empfindlichkeit macht Detektoren einfacher vergleichbar. So zeigt die Empfindlichkeit des menschlichen Auges im Vergleich zu Germanium- bzw. Silizium-Dioden:

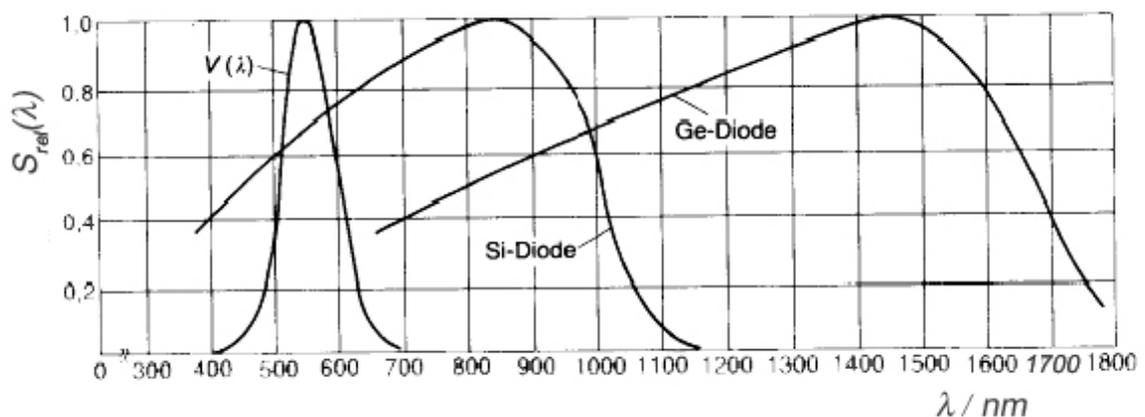


Abbildung 3-2: Relative spektrale Empfindlichkeit $S_{rel}(\lambda)$ des Auges ($V(\lambda)$) bei Tagsicht, Ge- und Si-Diode in Abhängigkeit der Wellenlänge

Die tatsächliche (relative) spektrale Empfindlichkeit wird vom jeweiligen Hersteller des Detektors angegeben.

- Rauschäquivalente Leistung:

Die sogenannte rauschäquivalente Leistung (noise equivalent power NEP) ist ein Maß dafür, welche minimale optische Leistung mit einem Fotoempfänger noch als Signal nachgewiesen werden kann. Sie wird sowohl von der Empfindlichkeit der Diode als auch Rauschstromanteilen bestimmt.

Hier einige Zusammenhänge:

An einem Empfänger mit der Fläche A , der vom Strahlungsstrom ϕ (Gleichung (2.6)) getroffen wird, tritt infolge der Bestrahlung eine (Signal-)Spannung⁵ U auf (Gleichung (2.26)):

$$\phi = E \cdot A \quad (2.25)$$

ϕ Strahlungsstrom
 E Bestrahlungsstärke
 A Fläche des Detektors

$$\varepsilon^* = \frac{U}{\phi} \quad (2.26)$$

ε^* Empfindlichkeit in VW^{-1}
 U Spannung bzw. Signalspannung

⁵ Die hier definierten Größen werden für die Spannung definiert. Ebenso ist es möglich, sie für den Strom zu definieren. Beide Arten sind durchaus üblich, so ist die relative spektrale Empfindlichkeit normalerweise über den Fotostrom definiert, während die spektrale Empfindlichkeit hier über die Spannung definiert wird.

Bei der Abwesenheit anderer Rauschquellen ist die kleinste nachweisbare Spannung \bar{U} gegeben durch

$$\bar{U} = \sqrt{\bar{U}^2} = \sqrt{4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta f} \quad (2.27)$$

k Boltzmann-Konstante

T Temperatur

R Empfängerwiderstand

Δf Frequenzbandbreite des Nachweissystems

\bar{U} kleinste nachweisbare Spannung

Unter dem Signal-Rausch-Verhältnis S^* versteht man weiters:

$$S^* = \frac{\bar{U}}{U} \quad (2.28)$$

S^* Signal-Rausch-Verhältnis

Damit lässt sich die Rauschäquivalente Leistung \overline{NEP} definieren:

$$\overline{NEP} = \frac{\Phi}{S^*} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta f}} = E \cdot A \cdot \frac{\bar{U}}{U} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta f}} \quad (2.29)$$

\overline{NEP} Rauschäquivalente Leistung

Der Parameter \overline{NEP} gibt demnach den kleinsten nachweisbaren Strahlungsstrom an, der bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von 1 und einer Bandbreite $\Delta f = 1$ Hz ermittelt werden kann.

- Detectivity:

Die Detectivity D ist eine der \overline{NEP} gleichwertige Maßzahl, D^* bezieht die Empfängerfläche mit ein:

$$D = \frac{1}{\overline{NEP}} \quad (2.30)$$

D Detectivity

$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{\overline{NEP}} \quad (2.31)$$

D^* Detectivity bei der die Empfängerfläche miteinbezogen ist

Alle hier erwähnten Größen hängen stark von der Wellenlänge der Strahlung ab. Werden die Parameter auf schwarze Strahlung bezogen, so sind damit Mittelwerte über das gesamte Spektrum gemeint.

Von zwei Detektoren ist jener besser geeignet, der eine größere Detectivity oder eine kleinere rauschäquivalente Leistung besitzt.

- Dunkelstrom:

Dunkelstrom ist jener Strom, den die Diode erzeugt, wenn keine Strahlung einfällt. Er ist wichtig zur Verstärkerdimensionierung (Sperrspannung) und zusammen mit dem temperaturabhängigen effektiven Rauschstrom für das im Allgemeinen als „Rauschen“ bezeichnete Verhalten der Diode ohne Lichteinfall kennzeichnend. Dies ist die unterste Grenze, bei der noch ein Signal gemessen werden kann.

- Grenzfrequenz:

Die Grenzfrequenz limitiert den Einsatz des Detektors bei modulierten Signalen und im Pulsbetrieb. Da unsere Messkarten eine Abtastfrequenz von 10 MHz besitzen, muss die Grenzfrequenz (cut off frequency) in jedem Fall höher sein. Die Grenzfrequenz steht im engen Zusammenhang mit der Sperrschichtkapazität der Diode.

- Baugröße:

Ein nicht zu vernachlässigender Faktor war auch die Baugröße des Detektors, da nur durch entsprechende Kleinheit die Verwendung im bisherigen Experiment gegeben ist. Die Baugröße bestimmt die Sperrschichtkapazität der Diode, bei zu großer Fläche ist die Kapazität zu groß und damit ist die Diode für uns zu langsam, d.h. sie kann dem schnellen Anstieg der Beleuchtungsstärke nicht folgen.

3.2.1.2 Detektorauswahl

In Abbildung 3-3 sind die meisten erhältlichen Detektoren angeführt, damit war nach der Wellenlänge und der Detectivity eine grundsätzliche Auswahl des Detektors möglich, weitere oben genannte Parameter mussten den diversen Datenblättern entnommen werden.

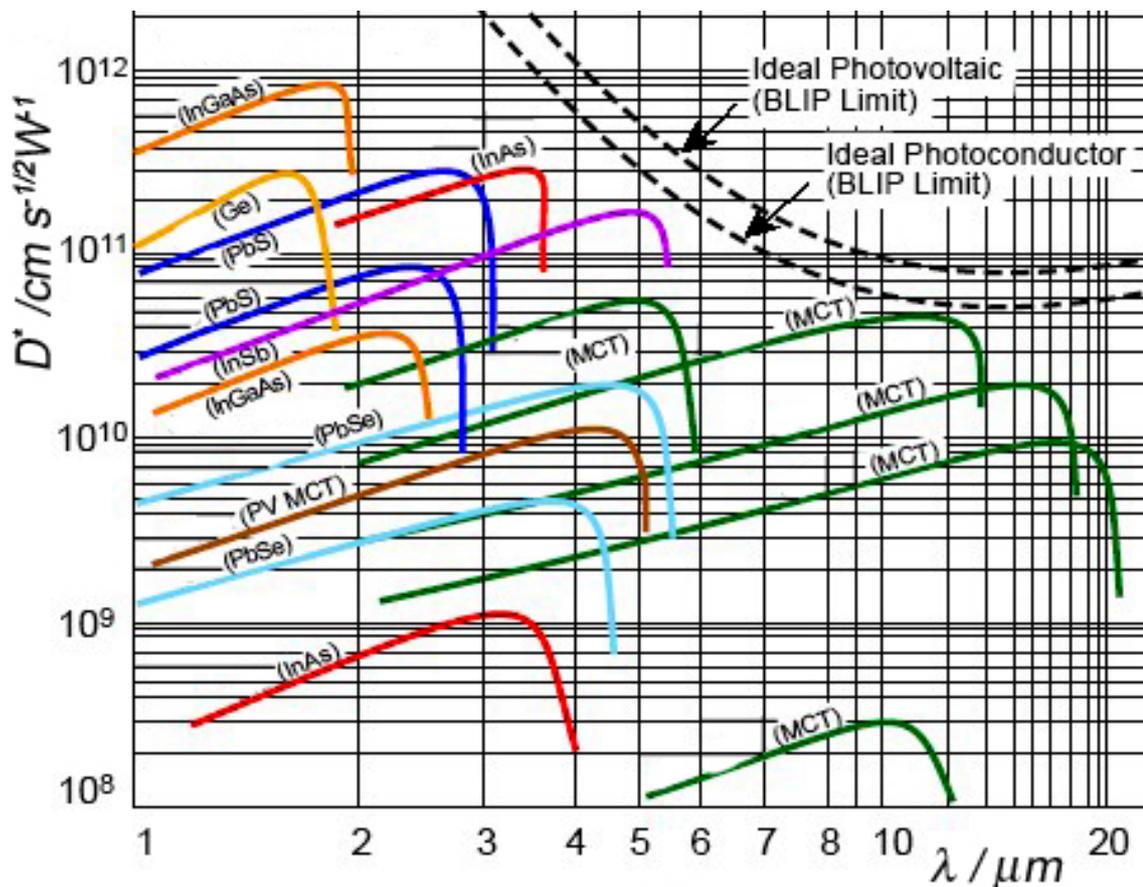


Abbildung 3-3: Unterschiedliche Detektormaterialien mit ihrer Detectivity D^* als Funktion der Wellenlänge λ [15]

Als praktisch einziger Detektor, der eine gewünschte spektrale Empfindlichkeit über 2300 nm und dabei eine Grenzfrequenz von über 10 MHz aufweist und alle anderen obigen Bedingungen im Wesentlichen erfüllte, wurde eine InGaAs⁶-Diode der Firma Hamamatsu Photonics K. K. (Datenblatt im Anhang) gefunden. Dennoch weist auch dieses Halbleiterbauelement einige Schwächen auf:

⁶ Die in Abbildung 3-3 eingezeichnete InGaAs-Diode, welche die allgemein höchste Empfindlichkeit aufweist, ist mit flüssigem Stickstoff gekühlt.

1. im Vergleich zu der bisher verwendeten Ge-Diode eine geringere Detektivität,
2. kleinere aktive Flächendurchmesser als bisher (1 mm anstatt 2 mm)⁷,
3. großes Rauschen,
4. Temperaturinstabilität bei einer Wellenlänge über 2300 nm,
5. hoher Preis gegenüber Ge-Dioden.

Um einige dieser Schwächen zu vermindern, wurden folgende Maßnahmen getroffen:

- Einstufige Kühlung mittels Peltierelement
Eine Kühlung erzwingt eine definierte Temperatur der Diode, Punkt 4 wird somit ausgeschaltet. Zusätzlich werden die Detectivity um einen Faktor 2 erhöht und gleichzeitig der Dunkelstrom wesentlich herabgesetzt. Durch die Kühlung wird auch das Temperaturrauschen vermindert, dies bewirkt mit dem niedrigeren Dunkelstrom ein geringes Rauschen und ermöglicht damit eine höhere Verstärkung des Signals.
- Um das Rauschen zusätzlich zu vermindern, wurde eine Vorspannung (Sperrspannung) der Diode von 0,7 V anstatt von 1 V gewählt.

Diese Maßnahmen reichen aber noch nicht aus, um Temperaturen unter 1000 K im Experiment zu bestimmen, da durch die kleinere Diodenfläche mit der bisherigen Bauweise weniger Licht in ein Signal umgewandelt werden kann.

⁷ Eine großflächigere Diode war wegen der zu niedrigen Grenzfrequenz und des zu hohen Rauschens nicht möglich.

3.3 Lichtleiter

Um elektromagnetische Einkopplung, verursacht von den hohen Strompulsen des Experimentes, zu vermeiden, wurde bisher ein Lichtleiter (Multifaserbündel) dazu benutzt, das hinter dem Spalt austretende Lichtbündel aus dem Pyrometer heraus zu leiten und der Diode samt angeschlossenen Verstärker zuzuführen. Diode und Verstärker waren gesondert geschirmt und vom Experiment weiter entfernt und somit war die Antennenwirkung geringer. Da früher die Messzeit um einen Faktor 10 kleiner war, war dies eine notwendige und sinnvolle Maßnahme, um Störsignale zu reduzieren⁸.

Weiters hat der Lichtleiter eine „Lichtsammelfunktion“, da er von einem rechteckigen Eintrittsspalt auf eine runde Austrittspupille abbildet, allerdings ist die Faserzuordnung willkürlich und somit geht ein Teil des Lichts wieder verloren. Abbildung 3-4 zeigt den Eintrittsspalt mit den gelb gekennzeichneten beleuchteten Fasern des Lichtleiters sowie das Austrittsfenster, welches eine größere Fläche als die der Diode aufweist. Gezeichnet wurde dabei nur die halbe Länge des Eintrittsspalt, während das Austrittsfenster an die Anzahl der Fasern angepasst wurde.

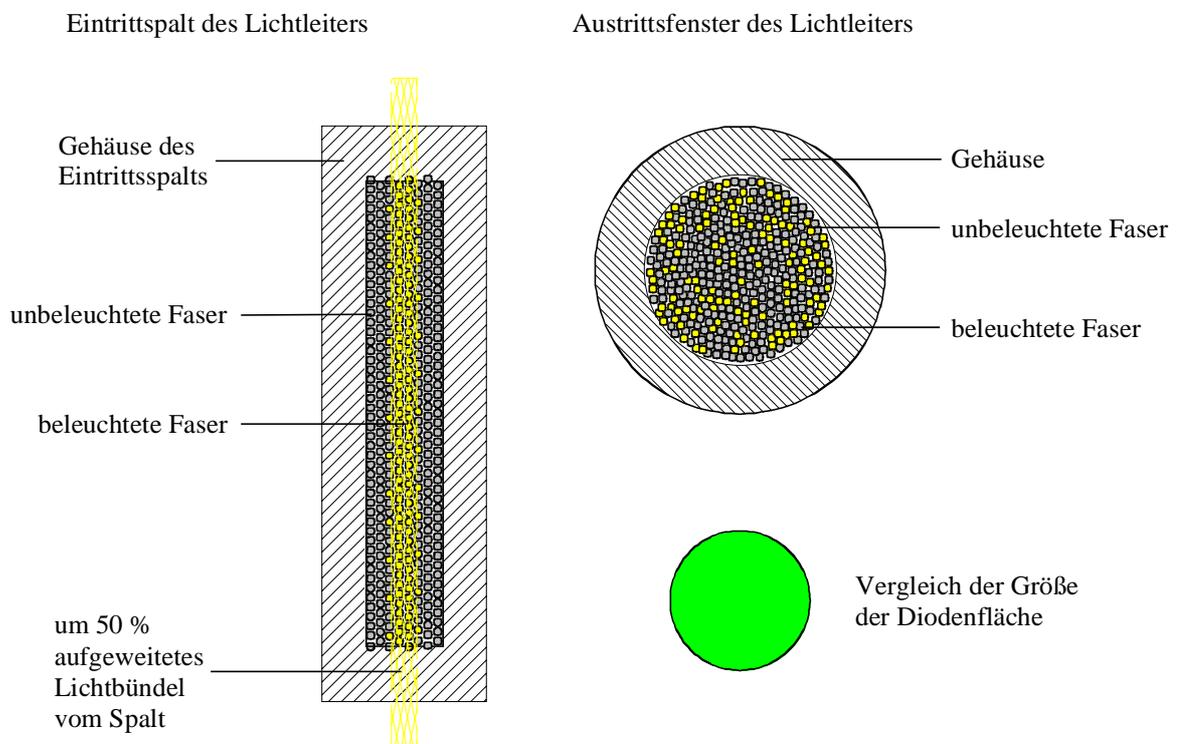


Abbildung 3-4: Aufteilung des Lichts durch die einzelnen Fasern auf die Diodenfläche

⁸ Dies betrifft den Messaufbau wie er von [14], [16] durchgeführt wurde.

Ein weiteres Problem ist die geringe Transmission des Lichtleiters, die bei einer Länge des Lichtleiters von 1 m über den gesamten Transmissionsbereich 50 % nicht übersteigt.

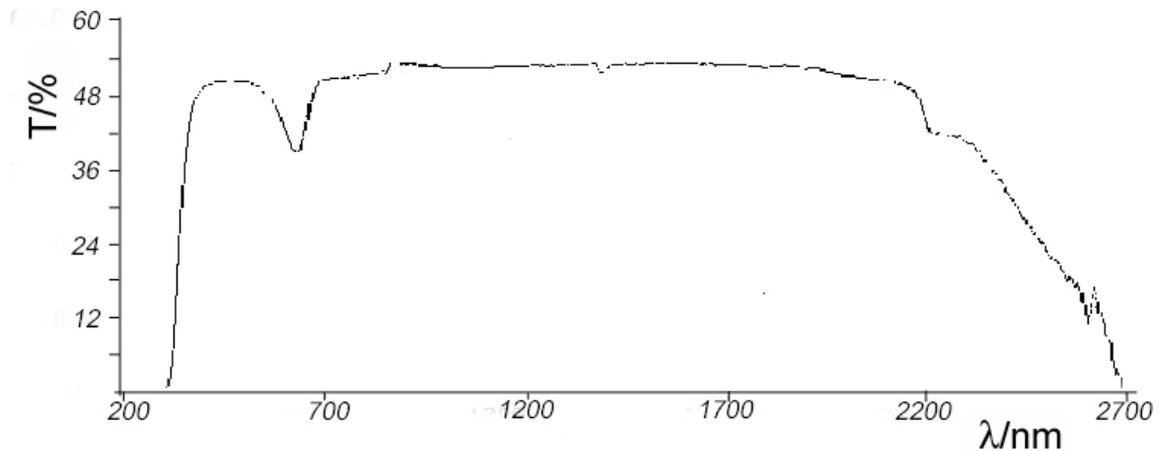


Abbildung 3-5: Transmission T eines 1 m langen aus mehreren Fasern bestehenden NIR-Lichtleiters in Abhängigkeit der Wellenlängen (Aus dem Datenblatt des Herstellers)

Bei der Transmission ist aber noch nicht die Grenzfläche berücksichtigt, d.h. durch die im Normalfall gebrochenen Fasern⁹ wird nicht das gesamte Licht in die Faser eingekoppelt, das Gleiche gilt auch für den Austritt des Lichts.

Tabelle 3-1 listet die obigen Punkte mit einigen anderen auf und quantifiziert die Abschwächung des aus dem Spalt austretenden Lichts durch diese.

Tabelle 3-1: Zusammenstellung der Probleme des Lichtleiters

Bezeichnung des Verlustbringers, kurze Beschreibung	Abschwächung auf %
Aufteilung durch einzelne Fasern (siehe Abbildung 3-4), geringerer Diodendurchmesser als Austrittsfenster unter der Annahme einer jeweiligen Strahlaufweitung von 50 %, berechnet über Zufallverteilung	57
Füllfaktor des Eintrittspaltes mit Fasern (angenommener Faserdurchmesser 0,1 mm, aktive Faserfläche 90 %)	77
Defekte Fasern ca. 25 von 855 Fasern	97
Transmission des Lichtleiters (Abbildung 3-5)	52
Reflexion und Absorption am Eintrittspalt ¹⁰	85
Reflexion und Absorption am Austrittsfenster	85

⁹ Möglicherweise sind die einzelnen Fasern durch einen Schleifprozess abgerundet, dies ändert aber nichts an diesem Verhalten.

¹⁰ Dies ist ein ähnliches Verhalten wie bei Linsen, auch dort gehen ca. 10 % des Lichts verloren. Der hier angenommene Wert einer Abschwächung um 15 % ist eher die untere Grenze.

Aus Tabelle 3-1 ergibt sich damit eine Abschwächung des Lichtes, das durch den Spalt des Pyrometers vom Lichtleiter gesammelt auf die Diode trifft, auf ca. 16 % des ursprünglichen Wertes, der am Spalt austritt. Dies scheint ein sehr hoher Wert zu sein, er relativiert sich aber durch die Sammelwirkung des rechteckigen Spaltes auf die runde Diodenfläche von ca. 500 % gegenüber der Verwendung ohne den Lichtleiter¹¹.

Da mit obigen Überlegungen nicht eindeutig geklärt werden konnte, ob eine direkte Montage der Diode hinter dem Spalt, eine Abbildung durch Linsen, eine Lichtsammlung mittels Lichtleiter oder die Verwendung eines Lichttrichters die größte Signalstärke ergibt, wurde ein Vorversuch durchgeführt.

¹¹ Probleme, die sich durch eine schlechte Ausleuchtung der großflächigen Diode ohne Verwendung des Lichtleiters ergeben würden, sind bei dieser Abschätzung nicht berücksichtigt.

3.3.1 Vorversuch zur Ermittlung des Strahlenganges

Für den Vorversuch zur Bestimmung der besten Anbindung Spalt – Diode, wurde der in Abbildung 3-6 skizzierte Versuchsaufbau verwendet. Die jeweiligen Abstände Spalt – Pyrometer, Signalhöhen und Ströme durch die Wolframbandlampe sind in Tabelle 3-2 zu finden.

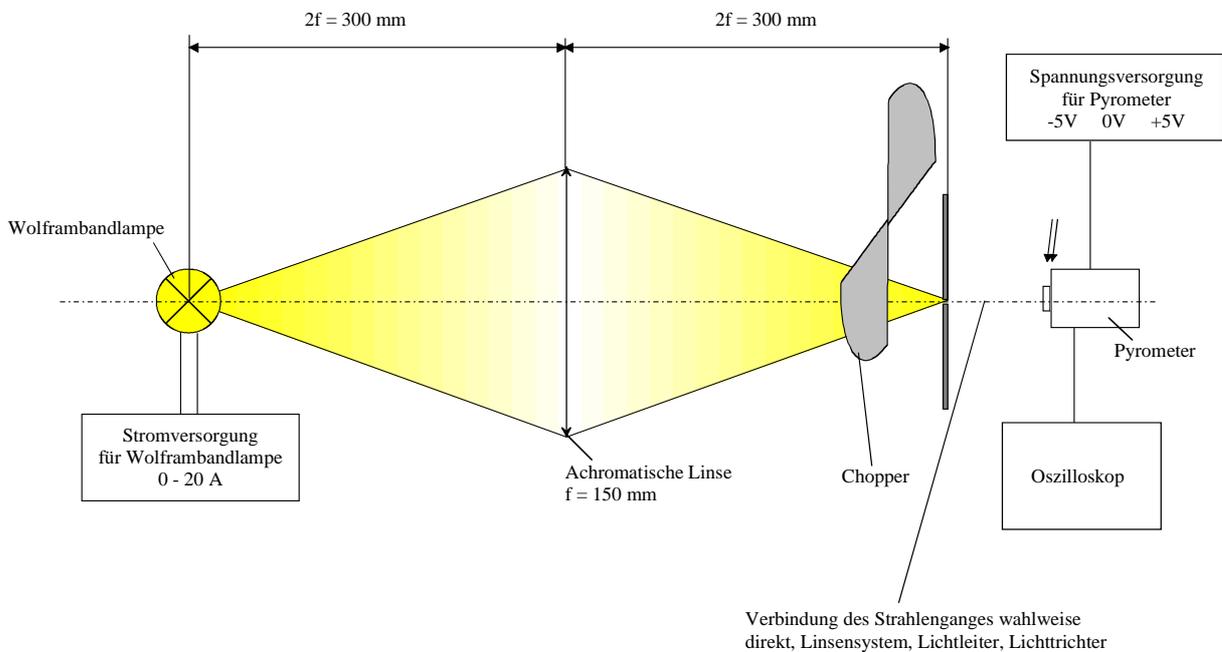


Abbildung 3-6 Versuchsaufbau Vorversuch

Der in Abbildung 3-6 beschriebene Versuch wurde folgendermaßen durchgeführt:

Die nichtgeeichte Wolframbandlampe wurde mit Strom von 6 A bzw. 6,2 A beaufschlagt – dies bedeutet Orangeglut. Der Versuch wurde im gesamten Spektrum durchgeführt. Nach dem Scharfstellen des Wolframbandes auf den Spalt wurde der Chopper hinzugefügt, der bei einer Drehzahl betrieben wurde, dass zwei trapezförmige Signale am Oszilloskop sichtbar waren und somit eine gute Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund gegeben war. Je nach Kopplung wurde eine unterschiedliche Signalhöhe beobachtet. Die einzelnen Messergebnisse sind in Tabelle 3-2 wiedergegeben. Folgende Kopplungen zwischen dem Spalt und dem Pyrometer wurden verwendet:

- Direkt: Das Pyrometer bzw. die Diode wurde direkt mit dem aus dem Spalt austretenden Lichtbündel bestrahlt.
- Linsensystem: Hier wurden unterschiedliche Linsen einzeln und in Kombination ausprobiert (siehe Tabelle 3-2).
- Lichtleiter: Es kamen zwei unterschiedliche Lichtleiter zu Einsatz
- Lichttrichter: siehe unten

Erklärung des Lichttrichters:

Es wurde versucht, eine andere Form der Lichtkonzentration zu finden und einen parabolischen Konzentrator [17] herzustellen. Dazu wurde ein Glasrohr gezogen (siehe Abbildung 3-7 (Durchmesser 8 – 12 mm)), die Enden wurden abgeschnitten und glattgeschliffen. Anschließend wurde die Innenseite mit Aluminium bedampft, sodass eine Spiegelwirkung entstand.

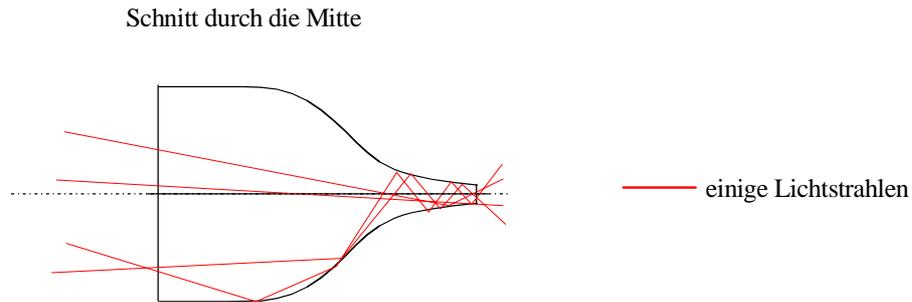


Abbildung 3-7: Verdeutlichung der Funktionsweise des verwendeten Lichttrichters

Als Trichtervergleichsobjekt wurde noch eine Folie aus gebürstetem Eisenblech zu einem Trichter geformt und ebenfalls vermessen. Bei beiden Trichtern sollte geringe Lichtkonzentration erkennbar sein, auch wenn viel Licht durch Mehrfachreflexion verloren geht und die Bedampfung mit Aluminium nicht perfekt ist.

Tabelle 3-2: Ergebnis des Vorversuchs

I_L Lampenstrom

l_s Abstand zum Spalt

l_p Abstand zum Pyrometer

S Signal des Pyrometers

Kopplungsart	l_s	l_p	I_L	S	I_L	S
---	mm	mm	A	mV	A	mV
direkt	---	1	6,0	340	6,2	710
Lichtleiter Alu-Spiral	3	0,5	6,0	300	6,2	580
Lichtleiter PVC-Hülle	3	0,5	6,0	250	6,2	305
1 Sammellinse $f = 40$ mm 2 Sammellinsen $f = 40$ bzw. 60 mm 1 Sammellinse $f = 40$ mm, 1 Zylinderlinse $f = 120$ mm	je nach Abbildung		6,0	max. 160	6,2	max. 200
Kugellinse Inv. Nr. V688/6 (sehr groß)	40	40	6,0	520	6,2	---
bester Lichttrichter Glas			6,0	100	6,2	130
bester Lichttrichter aus Folie	je nach Größe		6,0	170	6,2	210

Aus dem Vorversuch wird somit ersichtlich, dass eine direkte Anordnung der Diode hinter dem Spalt das größte Temperatursignal erwarten lässt. Die weitere Pyrometerkonstruktion muss darauf Rücksicht nehmen.

3.4.2.1 Fehler durch spektrale Breite des Interferenzfilters

Die aus der Gleichung (2.14) zur Bestimmung eines Pyrometersignals erkennbare Abhängigkeit des Signals von der Wellenlänge, insbesondere auch von der Breite des betrachteten Wellenlängenintervalls, lässt darauf schließen, dass bei kleinerer Spektralbreite der Fehler des Signals kleiner wird. Ebenso wird die mittlere effektive Wellenlänge, wie sie zur Temperaturberechnung herangezogen wird (siehe dazu auch die Betrachtungen zur mittleren effektiven Wellenlänge in der Arbeit von Sachsenhofer [3]), einen geringeren Fehler aufweisen. Der im Wesentlichen bestimmende Faktor in Gleichung (2.14) ist die spektrale Strahllichte, sie weist im Allgemeinen die größte Nichtlinearität auf. Diese Nichtlinearität stammt aus dem PLANCK'schen Strahlungsgesetz. Abbildung 3-8 zeigt die spektrale Strahllichte für Temperaturen von 1000 K bis 1500 K:

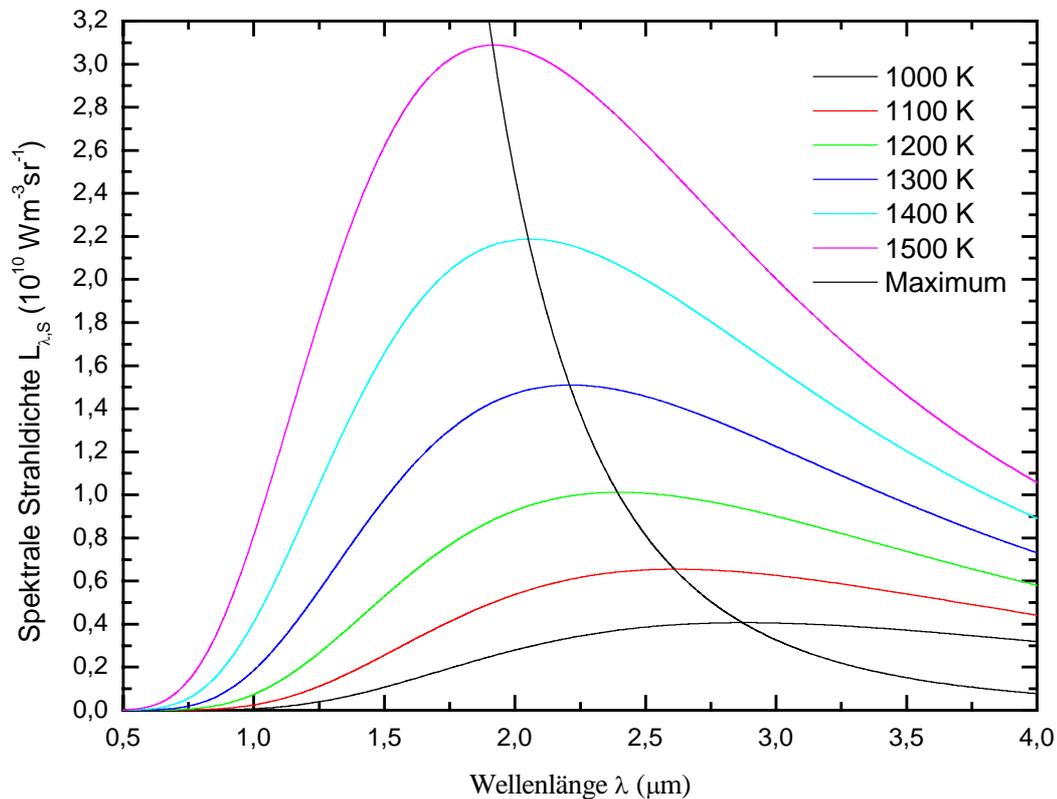


Abbildung 3-8 Spektrale Strahllichte $L_{\lambda,s}$ nach dem PLANCK'schen Strahlungsgesetz in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ

Abbildung 3-8 zeigt, dass der Strahllichteverlauf bei einer Wellenlänge von 2300 nm bei Temperaturen bis 1400 K einen flachen Verlauf aufweist. Daher wird der durch breitere Filter verursachte Fehler gering sein.

Bemerkungen:

Aus Abbildung 3-8 lassen sich aber noch zwei weitere wichtige Punkte erkennen:

- Das Maximum der Strahldichte bei Temperaturen im angegebenen Temperaturintervall ist bei Wellenlängen von 2000 nm bis 3000 nm zu finden. Damit sollten Filter gewählt werden, die ebenso in diesem Bereich durchlässig sind, um ein gutes Messsignal zu erhalten.
- Ein Vergleich von Abbildung 2-3 und Abbildung 3-8 zeigt, dass die spektralen Strahldichten um einen Faktor 100 unterschiedlich sind, dies resultiert aus der starken Abhängigkeit des PLANCK'schen Strahlungsgesetzes von der Temperatur. Damit ist ein geringeres Signal bei gleicher Detektorempfindlichkeit unausweichlich. Weiters ist die Empfindlichkeit auf Temperaturänderungen geringer, da die Strahldichten bei unterschiedlichen Temperaturen im Infraroten weniger von einander abweichen.

3.4.2.2 Ausgewählte Interferenzfilter

Um den oben besprochenen Fakten Rechnung zu tragen, wurden Interferenzfilter mit größerer Halbwertsbreite gekauft als jene, die bisher zu Einsatz kamen.

Die Interferenzfilter sind wie die Neutraldichtefilter in Filterrädern montiert und können während des Betriebes von außen gewechselt werden.

Folgende drei Filter wurden von der Firma Spectrogon (siehe auch Datenblätter im Anhang) bezogen, ihre wichtigsten Daten sind in Tabelle 3-3 aufgelistet.

Tabelle 3-3: Daten der gekauften Bandpassfilter

Zentrumswellenlänge	Halbwertsbreite	Durchschnittliche Transmission
nm	nm	%
1775 ± 15	100 ± 15	81,53
2100 ± 10	90 ± 15	76,78
2350 ¹³ ± 15	110 ± 20	80,28

¹³ Bei diesem Filter könnte es bei hohen Temperaturen noch eine maßgebliche Transmission bei einer Wellenlänge um 1200 nm durch ein Nebenmaximum des Filters kommen, dort weist die Diode aber nur noch eine geringe Empfindlichkeit auf. Dieser Effekt wird auch in [18] für ein Filter mit einer Zentrumswellenlänge von 1575 nm überprüft, wird aber hier vernachlässigt.

3.5 Spalt

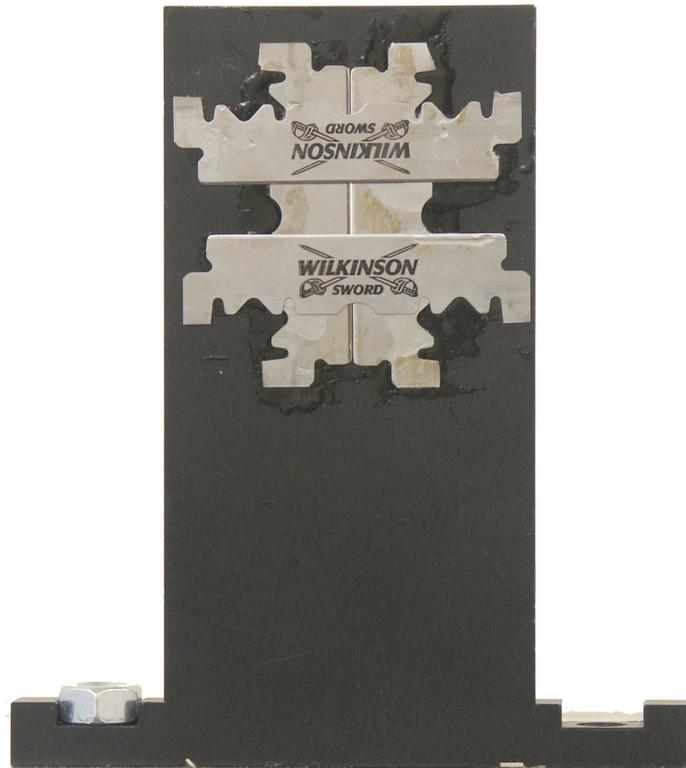
Bei den bisherigen Pyrometern wurde in ein Stahlblech ein Rechteckspalt elektroerodiert. Diese Möglichkeit der Spaltherstellung stand aber nicht mehr zur Verfügung, deshalb wurden Rasierklingen in den Spalthalter geklebt. Der Klebevorgang und die Justierung ins Zentrum des Spalthalters erfolgten unter dem Mikroskop.

Der Rechteckspalt hat eine Breite von $(0,165 \pm 0,005)$ mm bei einer Höhe von $(6,0 \pm 0,1)^{14}$ mm.

Damit ist eine genaue Vermessung von Drahtproben mit einem Probendurchmesser größer als 0,5 mm möglich. Abbildung 3-9 zeigt Fotos des Spalts: Die dabei zu erkennenden Verfärbungen stammen vom Klebstoff bzw. handelt es sich dabei um Rostspuren, die aber nicht auf dem eigentlichen Spalt zu finden sind.



Objektivseite, stark vergrößert



Spalt und Spalthalter, Diodenseite

Abbildung 3-9: Aus Rasierklingen hergestellter Spalt auf den eigentlichen Spalthalter aufgeklebt

¹⁴ Die Spaltlänge kann nicht genauer angegeben werden, da die begrenzenden Klingen nicht in der gleichen Ebene wie die des restlichen Spalts liegen. Die Spaltlänge ist aber bei der Anordnung Spalt – Diode unwesentlich.

3.6 Sonstiges

- **Objektiv:**

Die Halterung der zwei achromatischen Linsen darf diese nur wenig verdecken, um den erfassten Raumwinkel und damit das Signal zu maximieren. Das Objektiv wurde also in einer möglichst kurzen Bauweise ausgeführt.
- **Spiegel:**

Als Klappspiegel wurde ein Dünnspiegel mit einer Stärke von 1 mm verwendet.
- **Linsen:**

Um nach dem Spalt ein Parallelstrahlbündel zu erzeugen, damit die Filter nicht von einem schrägen Lichtbündel durchstrahlt werden, wurden zwei gefasste Linsen (LINOS PHOTONICS $d = 11,5$ mm, $f = 12,5$ mm; Material BK7, CI Fassung, Bestellnr. 063032) angeschafft. Bei der Justierung stellte sich aber heraus, dass diese Linsen das Licht zu sehr schwächen, deshalb wurde auf einen Einbau verzichtet.
- **Spannungsversorgung, Temperaturregelung, Vorverstärker:**

Die Elektronik, die zum Betrieb des Pyrometers nötig war, wurde von der Elektronikabteilung des Instituts für Experimentalphysik unter Neureiter, Friedrich und Dämon entwickelt und gebaut. Dabei befindet sich der Vorverstärker samt Empfängerdiode in einem isoliert angebrachten Aluminiumgehäuse hinter dem Spalt. Die Versorgungsleitungen werden über Filter aus dem Gehäuse herausgeführt und mit der Spannungsversorgungsschaltung sowie der Temperaturregelung für das Peltier-Element der Diode steckbar verbunden. Diese Schaltungen befinden sich in einem eigenen Mehrzweckgehäuse im Pyrometer. Die dafür nötigen Versorgungsleitungen sowie die Signalleitung aus dem Dioden-Vorverstärkergehäuse werden geschirmt in die Messkabine geführt. Versorgt wird das Pyrometer aus einem eigenen Netzgerät in der Messkabine.

- **Messmikroskop:**
Es stammt wie bisher von Edmund Industrie Optics.
- **Lagerung und Justierbarkeit aller optischen Teile:**
Da es sich bei diesem Pyrometer um ein experimentelles Gerät handelt, bei dem einzelne optische Teile auch in ihrer Reihenfolge veränderbar sein mussten, wurden die Lager für die Filtrräder, der Spalt, Linsenhaltungen und Diodengehäuse auf Rollen eines Nadellagers in Montagerillen geführt. Durch diese Maßnahme erhält man nach der Fixierung durch Schrauben eine exakte Höhe auf der optischen Achse.
- **Fertigung:**
Die einzelnen Teile des Pyrometers wurden in der Werkstätte des Instituts für Experimentalphysik nach meinen Konstruktionszeichnungen gefertigt. Als Material kam vorwiegend Aluminium zum Einsatz. Um Fremdlicht und Reflexionen im Inneren des Pyrometers zu reduzieren, wurde das Aluminium schwarz eloxiert. Da durch diese Behandlung die Kontaktflächen elektrisch isolieren, mussten diese Flächen im Nachhinein noch blank gefräst werden, damit die Abschirmung von elektrischen Wellen wieder hergestellt war. Somit liegt das gesamte Außengehäuse auf gleichem elektrischen Potenzial.
- **Lagerung der Wellen für die Filtrräder:**
Hier wurde beim Zusammenbau herausgefunden, dass eine Lagerung mit nur einem Filterhalter anstatt mit zwei wegen einer Ungenauigkeit bei der Durchführung der Welle nach außen günstiger ist.

Folgende Abbildungen zeigen einige Ansichten des Pyrometers von außen und innen.

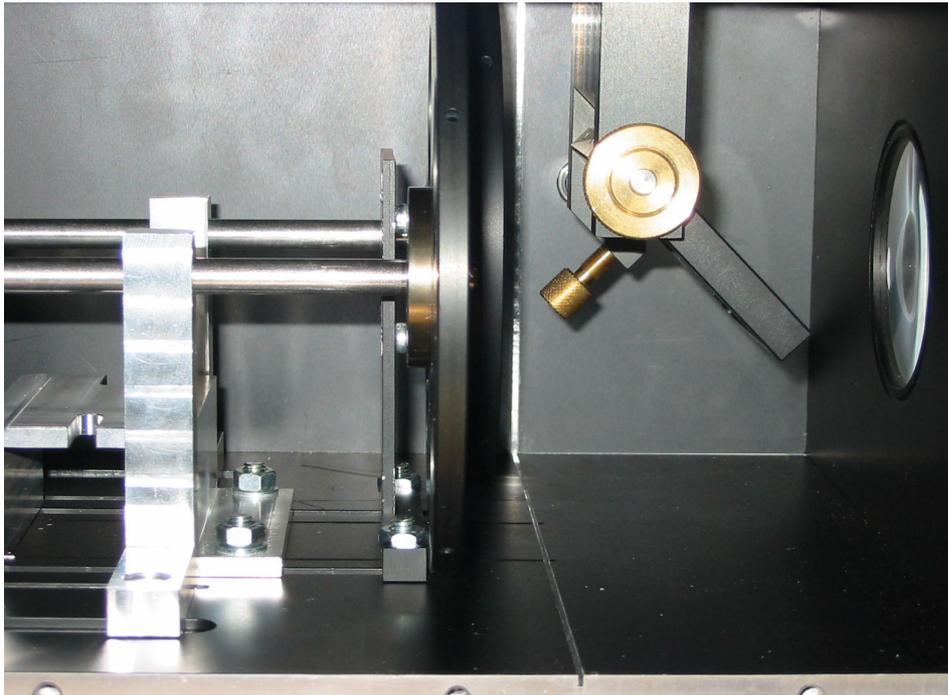


Abbildung 3-10: Pyrometerinnenansicht (v.l.n.r.): Halterung für Dioden-Verstärker-Box, Lagerung der Filterräder, Spalt, Filterräder, Klappspiegel, Objektiv

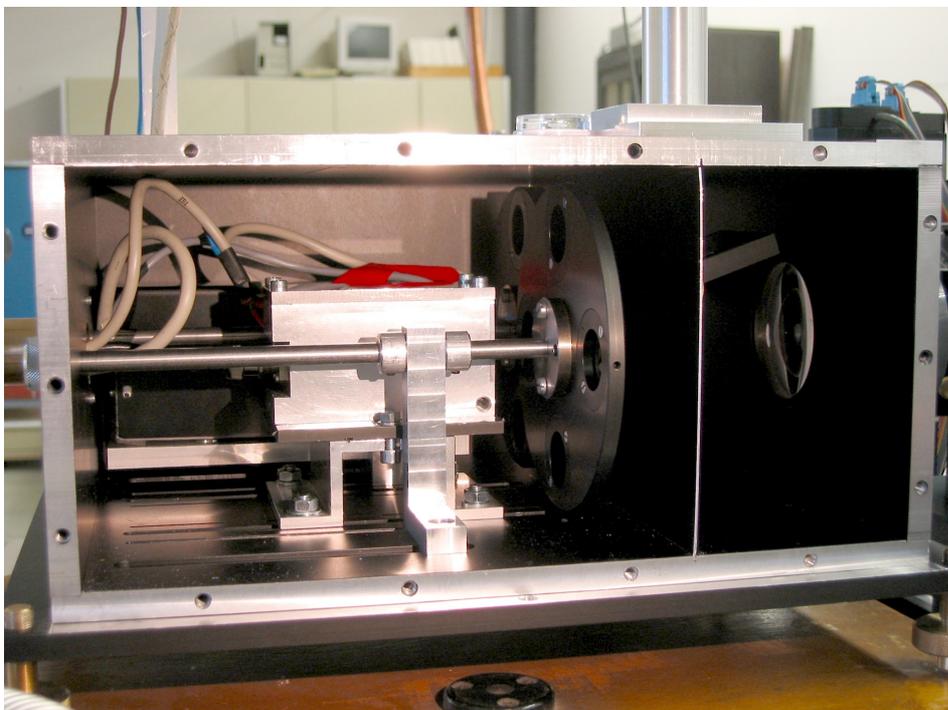


Abbildung 3-11 Fertiges Pyrometer von innen

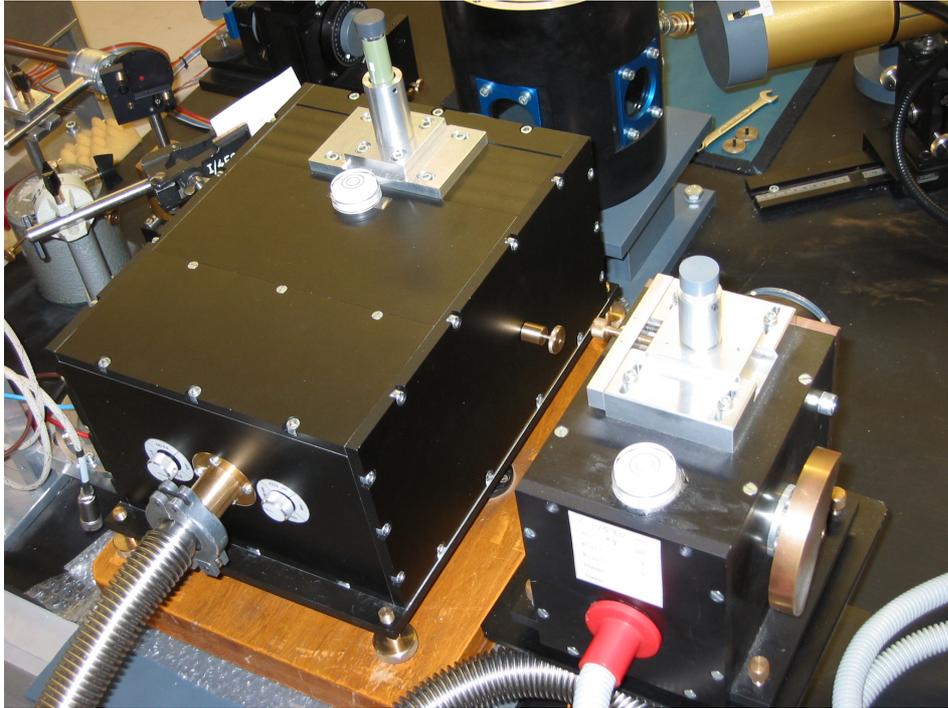


Abbildung 3-12 Größenvergleich und Außenansicht: links neues Pyrometer, rechts bisheriges Pyrometer

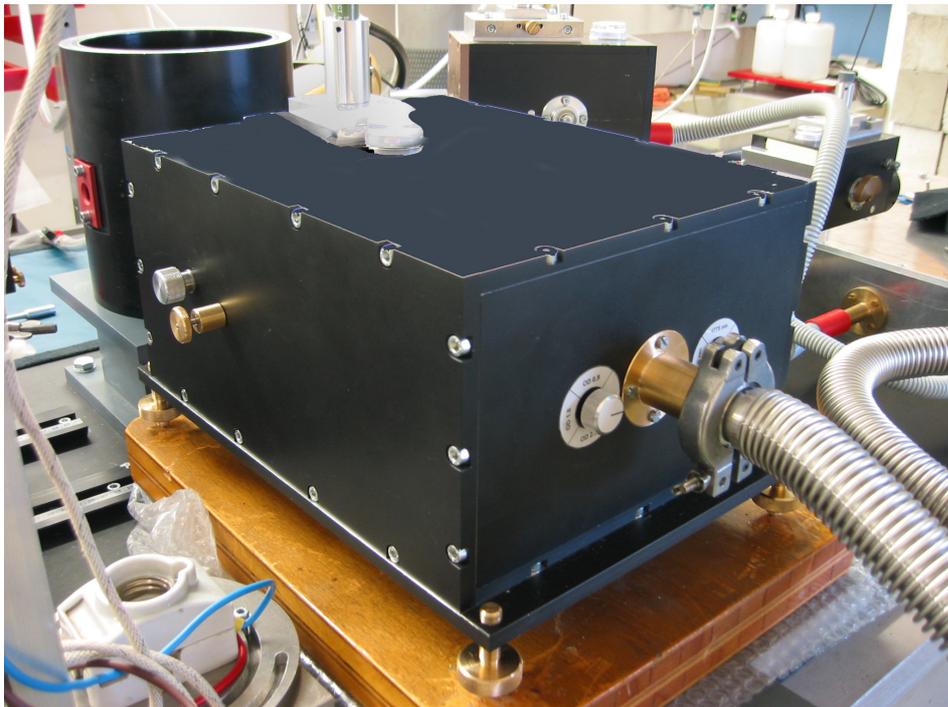


Abbildung 3-13 Pyrometer von hinten, seitlich der Aluminium-Drehknopf für den Klappspiegel sowie die Fixierung eines Filterrades aus Messing, hinten ein Drehknopf zum Wechsel der Filter

3.7 Justierung des Pyrometers

Nach dem Zusammenbau der Einzelteile und dem Anschluss der elektrischen Komponenten wurde das Pyrometer an einem drehbaren Spalt (auf Grund der Verwechslungsgefahr mit dem internen Spalt hier Blende genannt) vorjustiert. Dabei stellte sich – wie bereits erwähnt – heraus, dass der Betrieb mit zwei Linsen hinter dem Spalt¹⁵ wegen des zu geringen Signals nicht zielführend war. Im Folgenden wird das Pyrometer also nur noch mit dem Spalt und der gleich daran anschließender Diode bzw. dem Dioden-Verstärkergehäuse betrieben.

Die Justierung im Einzelnen:

- Abbilden eines auf die Blende geklebten, transparenten Klebestreifens auf den Spalt, dabei ist besonders auf die horizontale Achse zu achten. Durch das Klebeband wurde eine höhere Genauigkeit beim Scharfstellen erreicht.
- Betrieb ohne Filter
- Einstellen des Dioden-Verstärkergehäuses auf ein maximales Signal. Dabei muss das Signal bei jeder Position des drehbaren Spaltes (Blende) konstant bleiben.
- Grobes Einstellen des Spiegels mittels Stellschraube.
- Justierung des Mikroskops auf ein scharfes Bild – dabei ist der Spiegel nachzustellen.

Obige Punkte waren anfangs mehrmals zu wiederholen, um ein optimales Ergebnis zu erzielen.

Nach der Justierung kann das Pyrometer geschlossen werden, wobei eine Trennwand zwischen dem Klappspiegel und den Filterrädern einzusetzen ist (siehe Abbildung 3-11). Diese Trennwand wurde zusätzlich eingefügt, um Reflexionen und Streulicht zu reduzieren.

¹⁵ Dabei ist die Anordnung Spalt – Linse – die zwei Filterräder im Parallelstrahl – Linse – Diode gemeint.

4 Messungen

4.1 Messungen am Schwarzkörper

Die erste Messung mit dem neuen Pyrometer war eine Eichmessung direkt am Schwarzkörper. Der Messaufbau ist in Abbildung 4-1 skizziert.

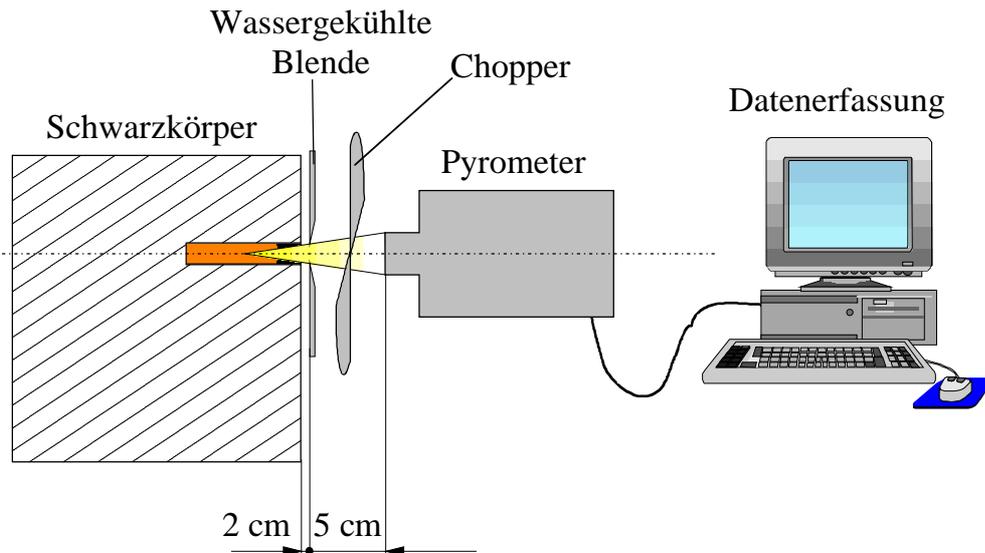


Abbildung 4-1: Messaufbau zur Eichung des Pyrometers am Schwarzkörper

Der in Abbildung 4-1 gezeigte Aufbau ist sehr empfindlich, schon eine geringfügige Abweichung von den eingezeichneten Abständen hat durch die Änderung des Raumwinkels eine große Änderung des gemessenen Signals zur Folge. Um das Pyrometer möglichst in der zentralen Achse des Schwarzkörpers zu justieren, wurde dieser auf 1300 °C aufgeheizt und das Pyrometer wurde so justiert, dass die geringfügigen Reflexionen, hervorgerufen durch die Interferenzfilter, durch die wassergekühlte Blende wieder durch die Öffnung des Schwarzkörpers trafen.

Der Motor des Choppers wurde so eingestellt, dass bei einer Abtastzeit von 10 μ s der Messkarte (die gesamte Messzeit beträgt damit 40,96 ms) zwei vollständige trapezförmige Verläufe zu sehen sind. Abbildung 4-2 zeigt einen solchen Verlauf, der Messbeginn ist willkürlich durch die Triggerung in der Messkabine festgelegt. Man erkennt bereits in Abbildung 4-2 eine beträchtliches Rauschen des Signals, das einerseits von der Diode, andererseits aber auch von der Messkarte stammt.

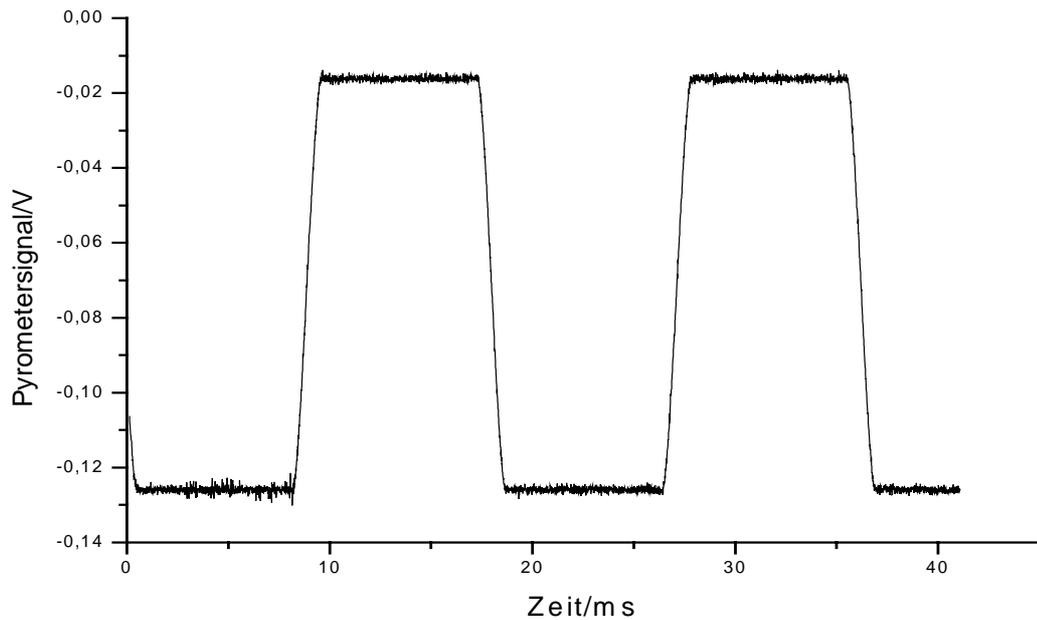


Abbildung 4-2 Typischer Signalverlauf bei der Eichmessung als Funktion der Zeit

Nun wurden Messreihen für die meisten möglichen Filterkombinationen in Abhängigkeit der Temperatur des Schwarzkörpers durchgeführt. Tabelle 4-1 zeigt alle möglichen Kombinationen mit jener Temperatur des Schwarzkörpers, ab der eine Messung sinnvoll war, die Maximaltemperatur war durch den Schwarzkörper mit 1400 °C bzw. durch Diodensättigung begrenzt.

Tabelle 4-1 Filterkombination und Einsatztemperatur am Schwarzkörper

Neutraldichtefilter	Interferenzfilter Zentrumswellenlänge nm	Temperatur des Schwarzkörpers bei Messbeginn/°C	
		ohne Spalt	mit Spalt
ohne	ohne	500	550
	1775	500	700
	2100	600	700
	2350	600	700
$10^{-0,9}$	ohne	Auf diese Messungen wurde verzichtet, da die Messungen mit eingebautem Spalt ein genauerer Ergebnis liefern.	550
	1775		1000
	2100		1000
	2350		1000
$2 \cdot 10^{-0,9}$	ohne		700
	1775		1350
	2100		1350
	2350		1350
$10^{-2,5}$	ohne		700
	1775		1350
	2100	1350	
	2350	1350	

4.1.1 Durchführung der Messungen

Die Durchführung der Einzelmessungen gestaltete sich einfach, aber zeitaufwändig, da nach jedem Einstellen eines neuen Temperatursollwertes am Schwarzkörper je nach Temperatur eine Zeit bis zu ca. 30 min verstreichen musste, um eine stabile Temperatur des Schwarzkörpers zu gewährleisten. Nach dem Erreichen der Temperatur wurde der Klappspiegel des Pyrometers in Messposition geklappt¹⁶. Die Einzelmessung wurde durchgeführt und der Spiegel wieder heruntergeklappt. Auf die Betriebsvorschriften des Schwarzkörpers ist zu achten (siehe Datenblatt und Betriebsanleitung).

4.1.2 Auswertung der Ergebnisse

Durch die immense Datenmenge, die bei diesen Messungen entstand, ist eine tabellarische Auflistung der Einzelmessungen nicht mehr möglich, auch die Auswertung musste mittels EDV automatisiert werden. Die dazu benötigten Programme wurden in MathLab geschrieben, die Codezeilen sind unter Anhang C zu finden.

Hier eine Funktionsbeschreibung:

Die erhaltenen Messpunkte wurden im ASCII-Format gespeichert und je nach Bedarf wurde Punkt durch Komma mit einem Editor ersetzt.

Die vor und nach jedem Messtag aufgenommenen Null-Files zur Bestimmung des Pyrometersignals bei geschlossener Blende wurden gemittelt, dieser Wert ist bereits in das Auswerteprogramm eingefügt. Der Untergrund wurde mit -0,1272 V bestimmt und automatisch bei jeder Messung abgezogen¹⁷.

Durch Erstellen eines Text-Indexfile wurden die zu bearbeitenden Files bestimmt, die einzelnen Eingabepfade wurden durch Dialog-Boxen abgefragt.

¹⁶ Diese Maßnahme ist nötig, um eine Beschädigung der Diode und der Filter, sowie eine Verfälschung des Messergebnisses durch die beträchtliche Wärmestrahlung, hervorgerufen durch den Schwarzkörper, auszuschließen.

¹⁷ Trotz Schwankungen des Einzelmittelwertes der Einzeluntergrundmessung um bis zu 2 mV ist es gerechtfertigt, einen Fixwert zu benennen, da diese Schwankungen auch bei nachfolgenden Messungen auftreten und hauptsächlich von der Messkarte verursacht werden. Der dadurch entstehende Fehler ist bei einem Messwert über 100 mV jedoch gering.

Die Berechnung eines Signalwertes aus einem Messfile (siehe z.B. Abbildung 4-1) erfolgt in mehreren Schritten:

- Ausschneiden aller Einzelwerte, die kleiner als ein Maximalwert eines Untergrundfiles sind. Dies bedeutet: Kein Wert, der möglicherweise zum Untergrund gehört, kann das Ergebnis beeinflussen.
- Ausschneiden der Flanken des trapezförmigen Anstieges bei einer Halbwertsbreite eines Trapezpeak von 400 Einzelwerten.
- Überprüfung und Herausnahme von Messwerten, die sich vom momentanen Mittelwert um mehr als 10 mV^{18} unterscheiden. Diese Werte entstehen durch Speicherfehler in der Messkarte oder am PC.
- Sichtkontrolle und die Möglichkeit, eine kleine Halbwertsbreite für diesen Messpunkt zu wählen.
- Berechnung des Mittelwertes und der Standardabweichung für den Einzelpunkt.
- Speicherung der Ergebnisse und eines möglichen Fehlerfile.

In den folgenden Tabellen und Abbildungen sind die einzelnen Ergebnisse zusammengefasst.

4.1.3 Ergebnisse der Eichmessung am Schwarzkörper ohne Spalt

Als Erstes wurden Messungen mit dem Pyrometer ohne den eingebauten Spalt am Schwarzkörper durchgeführt. Dabei wurde nur mit den Interferenzfiltern und nicht mit Neutraldichtefiltern gemessen. Diese Messungen würden nur bei entsprechend hohen Temperaturen ein Ergebnis liefern, wo aber bereits mit eingebautem Spalt ein genaueres Ergebnis erreicht werden kann.

¹⁸ Die Rauschspannung weicht um maximal $\pm 3 \text{ mV}$ vom Mittelwert ab, somit wird das Ergebnis nicht beeinflusst.

Tabelle 4-2 Pyrometersignal in Abhängigkeit der Temperatur des Schwarzkörpers und der verwendeten Filter, Betrieb ohne Spalt, Pyrometerkonstante

T Temperatur des Schwarzkörpers

λ Zentralwellenlänge des verwendeten Filters

S Signal am Pyrometer mit Fehler ΔS

K Pyrometerkonstante

T	$\lambda = 1775 \text{ nm}$			$\lambda = 2100 \text{ nm}$			$\lambda = 2350 \text{ nm}$		
	S	ΔS	K	S	ΔS	K	S	ΔS	K
°C	V	mV	V	V	mV	V	V	mV	V
650	5,8	$\pm 0,5$	22,8	11,2	$\pm 1,7$	10,5	11,3	$\pm 0,5$	4,62
675				13,9	$\pm 1,8$	10,5	13,8	$\pm 0,6$	4,64
700				16,7	$\pm 1,9$	10,3	16,5	$\pm 0,6$	4,61
675	7,4	$\pm 0,5$	22,8	20,0	$\pm 2,0$	10,1	19,7	$\pm 0,6$	4,62
700	9,5	$\pm 0,6$	22,7	23,8	$\pm 2,1$	10,0	23,3	$\pm 0,6$	4,63
725	12,1	$\pm 0,6$	22,9	28,1	$\pm 2,1$	9,9	27,2	$\pm 0,6$	4,62
750	15,7	$\pm 0,7$	23,9	33,0	$\pm 2,2$	9,8	32,0	$\pm 0,6$	4,67
775	19,2	$\pm 0,7$	23,8	43,0	$\pm 2,4$	10,9	36,6	$\pm 0,6$	4,63
800	23,6	$\pm 0,7$	23,9	50,2	$\pm 2,6$	10,9	41,8	$\pm 0,6$	4,62
825	28,2	$\pm 0,8$	23,7	57,9	$\pm 2,8$	10,9	47,3	$\pm 0,6$	4,59
850	34,0	$\pm 0,8$	23,8	66,6	$\pm 2,9$	10,9	53,2	$\pm 0,6$	4,56
850	40,3	$\pm 0,8$	23,8	77,1	$\pm 3,2$	11,1	63,9	$\pm 0,6$	4,86
875	47,5	$\pm 0,9$	23,8	86,6	$\pm 3,3$	11,0	69,0	$\pm 0,6$	4,69
925	56,9	$\pm 1,0$	24,4	98,3	$\pm 3,6$	11,0	77,0	$\pm 0,6$	4,69
950	66,0	$\pm 1,0$	24,3	111	± 4	11,0	85,4	$\pm 0,6$	4,69
975	75,2	$\pm 1,1$	24,0	123	± 4	11,0	94,5	$\pm 0,6$	4,69
1000	86,1	$\pm 1,1$	23,9	137	± 4	10,9	104	± 1	4,68
1025	98,5	$\pm 1,2$	24,0	152	± 5	11,0	114	± 1	4,68
1050	112	± 1	24,0	168	± 5	10,9	124	± 1	4,67
1075	125	± 1	23,7	184	± 5	10,9	135	± 1	4,67
1100	141	± 1	23,8	201	± 6	10,9	147	± 1	4,66
1125	159	± 2	23,9	219	± 6	10,8	159	± 1	4,65
1150	177	± 2	23,9	239	± 6	10,8	171	± 1	4,65
1175	196	± 2	23,7	259	± 7	10,8	184	± 1	4,65
1200	216	± 2	23,7	281	± 7	10,8	198	± 1	4,65
1225	239	± 2	23,7	303	± 8	10,8	213	± 1	4,66
1250	263	± 2	23,7	327	± 8	10,8	227	± 1	4,65
1250	288	± 3	23,7	351	± 9	10,8	242	± 1	4,65
1275	314	± 3	23,7	377	± 9	10,8	258	± 1	4,65
1325	346	± 3	23,9	404	± 10	10,8	274	± 1	4,65
1350	372	± 3	23,7	430	± 11	10,8	292	± 1	4,66
1375	402	± 3	23,6	460	± 11	10,8	309	± 1	4,67
1400	435	± 4	23,6	488	± 12	10,8	326	± 1	4,66

In Tabelle 4-2 fällt auf, dass die Pyrometerkonstante – anders als angenommen – doch nur geringfügig bei dieser Betriebsart schwankt.

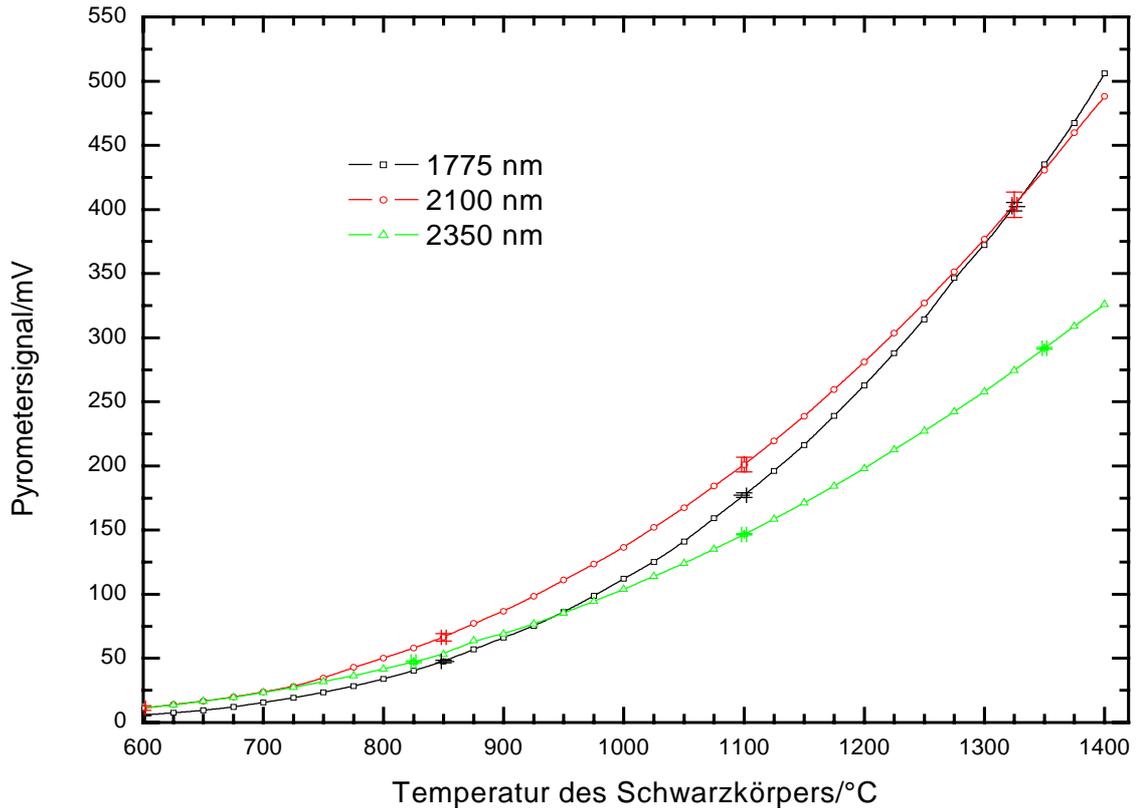


Abbildung 4-3 Pyrometersignal in Abhängigkeit der Temperatur des Schwarzkörpers bei unterschiedlichen Interferenzfiltern, Pyrometerbetrieb ohne Spalt

Abbildung 4-3 zeigt die Signalverläufe bei der Verwendung der einzelnen Filter. Auffällig ist, dass die Kurven einander schneiden. Der Grund dafür ist, dass die Intensität des Lichts nach dem PLANCK'schen Strahlungsgesetz stark von der Wellenlänge abhängt.

Als empfindlichste Betriebsart des Pyrometers wurde auch ein Betrieb ohne Filter vorgesehen. Die Eichmessung ist in Tabelle 4-1 bzw. in Abbildung 4-4 dargestellt. Die Angabe der Pyrometerkonstante ist dabei nur noch eingeschränkt gültig. Da kein schmalbandiges Filter mehr benutzt wurde, sondern die Wellenlänge nur noch durch die Empfindlichkeitskennlinie der Diode beschränkt war, ist die Bestimmung der Pyrometerkonstanten nach Gleichung (2.15) streng genommen ungültig. Bei einer Unsicherheitsanalyse zeigt sich auch, dass die Pyrometerkonstante mit Unsicherheiten von mehr als 25 % behaftet ist (bei einer Zentrumswellenlänge von 2050 nm und einer geschätzten Abweichung von 50 nm von der Zentrumswellenlänge). Die Pyrometerkonstante ist hier somit keineswegs konstant, es kann nur eine Temperaturbestimmung mittels einer Eichkurve (z.B. Abbildung 4-4) stattfinden.

Tabelle 4-3 Empfindlichste Betriebsart, ohne Filter, mit und ohne Spalt

T Temperatur des Schwarzkörpers

 λ Zentralwellenlänge des verwendeten FiltersS Signal am Pyrometer mit Fehler ΔS K Pyrometerkonstante¹⁹

	ohne Spalt			mit Spalt		
T	S	ΔS	K	S	ΔS	K
°C	V	V	V	V	V	V
550	33,4	$\pm 0,8$	108	10,4	$\pm 0,6$	19
575	44,7	$\pm 0,9$	108	12,8	$\pm 0,6$	18
600	57,9	$\pm 0,9$	108	16,4	$\pm 0,6$	19
625	73	± 1	106	20,3	$\pm 0,7$	18
650	92	± 1	105	24,8	$\pm 0,7$	18
675	115	± 1	105	30,4	$\pm 0,7$	18
700	141	± 2	104	36,6	$\pm 0,8$	18
725	170	± 2	103	43,8	$\pm 0,8$	18
750	206	± 2	103	52,6	$\pm 0,9$	18
775	250	± 2	104	62,2	$\pm 0,9$	19
800	293	± 3	103	73	± 1	19
825	351	± 3	105	84	± 1	18
850	413	± 4	105	98	± 1	19
875	472	± 4	104	112	± 1	19
900	-	-	-	129	± 1	19
925	-	-	-	147	± 2	19
950	-	-	-	166	± 2	19
975	-	-	-	188	± 2	19
1000	-	-	-	211	± 2	19
1025	-	-	-	237	± 2	19
1050	-	-	-	264	± 2	20
1075	-	-	-	293	± 2	20
1100	-	-	-	327	± 3	20
1125	-	-	-	359	± 3	20
1150	-	-	-	395	± 3	20
1175	-	-	-	433	± 4	20
1200	-	-	-	471	± 4	20
1225	-	-	-	510	± 4	20

¹⁹ Auf die Angabe des Fehlers der Pyrometerkonstante wird verzichtet, da die Voraussetzungen zur Berechnung der Konstanten nicht voll gegeben sind.

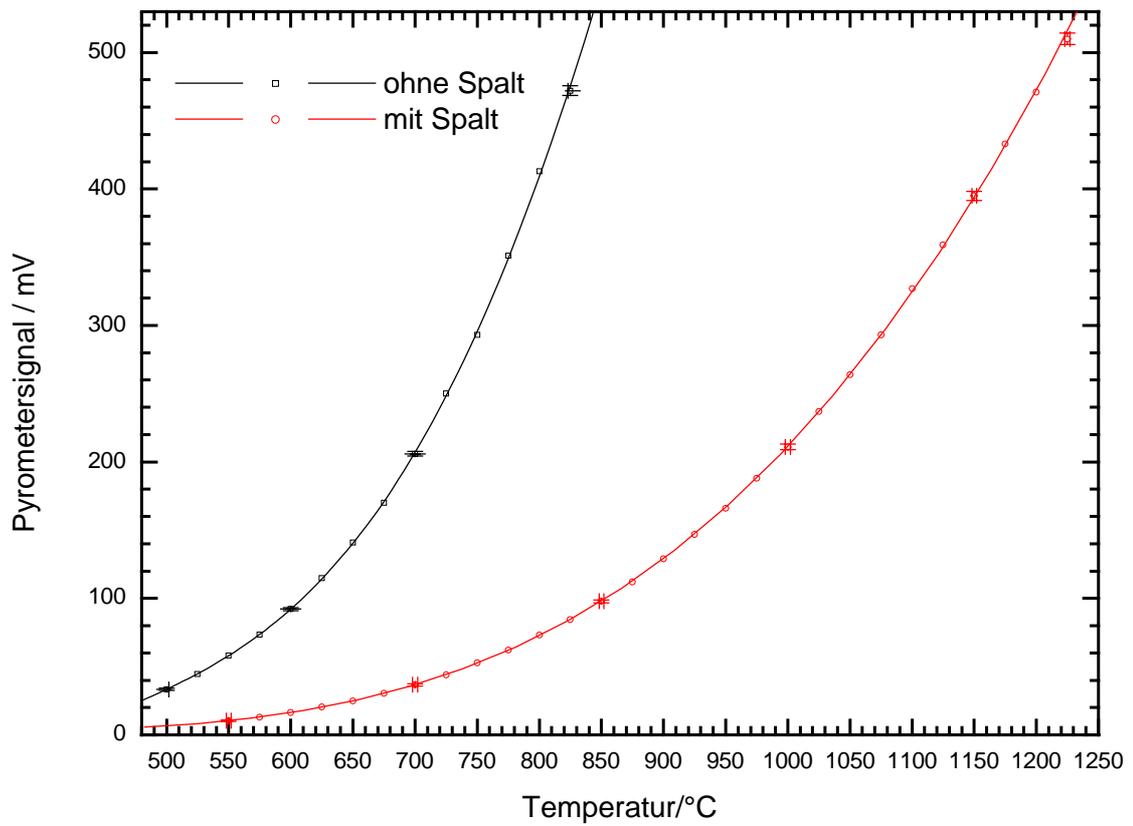


Abbildung 4-4 Pyrometersignal in Abhängigkeit der Schwarzkörpertemperatur:
Pyrometerbetrieb ohne Filter

4.1.4 Ergebnisse der Eichmessung am Schwarzkörper mit Spalt

Tabelle 4-4 Eichmessung am Schwarzkörper mit eingebautem Spalt ohne Neutraldichtefilter

T Temperatur des Schwarzkörpers

 λ Zentralwellenlänge des verwendeten FiltersS Signal am Pyrometer mit Fehler ΔS K Pyrometerkonstante mit Fehler ΔK

T	$\lambda = 1775 \text{ nm}$				$\lambda = 2100 \text{ nm}$				$\lambda = 2350 \text{ nm}$			
	S	ΔS	K	ΔK	S	ΔS	K	ΔK	S	ΔS	K	ΔK
$^{\circ}\text{C}$	mV	mV	V	V	mV	mV	V	V	mV	mV	V	V
800	6,9	$\pm 0,5$	4,9	$\pm 0,12$	4,7	$\pm 0,5$	1,9	$\pm 0,1$	4,4	$\pm 0,5$	0,9	$\pm 0,1$
850	8,9	$\pm 0,6$	4,5	$\pm 0,10$	6,9	$\pm 0,5$	2,0	$\pm 0,1$	6,2	$\pm 0,5$	0,91	$\pm 0,09$
900	11,4	$\pm 0,6$	4,23	$\pm 0,09$	9,3	$\pm 0,6$	2,0	$\pm 0,1$	8,1	$\pm 0,6$	0,90	$\pm 0,07$
950	14,6	$\pm 0,6$	4,11	$\pm 0,07$	11,7	$\pm 0,6$	1,9	$\pm 0,1$	9,9	$\pm 0,6$	0,85	$\pm 0,06$
975	16,6	$\pm 0,6$	4,08	$\pm 0,07$	14,5	$\pm 0,6$	1,8	$\pm 0,1$	11,9	$\pm 0,6$	0,81	$\pm 0,05$
1000	18,5	$\pm 0,7$	4,01	$\pm 0,06$	18,0	$\pm 0,6$	1,76	$\pm 0,05$	14,4	$\pm 0,6$	0,79	$\pm 0,05$
1025	20,9	$\pm 0,7$	4,00	$\pm 0,06$	19,9	$\pm 0,7$	1,75	$\pm 0,04$	15,4	$\pm 0,6$	0,77	$\pm 0,04$
1050	23,5	$\pm 0,7$	4,00	$\pm 0,06$	22,0	$\pm 0,7$	1,73	$\pm 0,04$	17,2	$\pm 0,6$	0,77	$\pm 0,04$
1075	26,2	$\pm 0,7$	3,98	$\pm 0,05$	24,3	$\pm 0,7$	1,72	$\pm 0,04$	18,7	$\pm 0,7$	0,77	$\pm 0,04$
1100	29,2	$\pm 0,7$	3,98	$\pm 0,05$	26,9	$\pm 0,7$	1,72	$\pm 0,03$	20,6	$\pm 0,7$	0,77	$\pm 0,04$
1125	32,3	$\pm 0,7$	3,95	$\pm 0,05$	29,5	$\pm 0,7$	1,72	$\pm 0,03$	22,3	$\pm 0,7$	0,77	$\pm 0,03$
1150	35,4	$\pm 0,8$	3,91	$\pm 0,05$	32,3	$\pm 0,7$	1,72	$\pm 0,03$	24,2	$\pm 0,7$	0,77	$\pm 0,03$
1175	38,9	$\pm 0,8$	3,89	$\pm 0,04$	35,0	$\pm 0,8$	1,70	$\pm 0,03$	26,0	$\pm 0,7$	0,76	$\pm 0,03$
1200	42,3	$\pm 0,8$	3,85	$\pm 0,04$	37,9	$\pm 0,8$	1,69	$\pm 0,03$	27,9	$\pm 0,7$	0,76	$\pm 0,03$
1225	46,1	$\pm 0,8$	3,83	$\pm 0,04$	41,1	$\pm 0,8$	1,69	$\pm 0,03$	29,9	$\pm 0,7$	0,76	$\pm 0,03$
1250	50,2	$\pm 0,9$	3,81	$\pm 0,04$	44,1	$\pm 0,8$	1,67	$\pm 0,03$	31,9	$\pm 0,7$	0,75	$\pm 0,03$
1275	54,5	$\pm 0,9$	3,80	$\pm 0,04$	47,6	$\pm 0,8$	1,67	$\pm 0,03$	34,0	$\pm 0,8$	0,75	$\pm 0,02$
1300	59,2	$\pm 0,9$	3,79	$\pm 0,04$	51,0	$\pm 0,9$	1,66	$\pm 0,02$	36,1	$\pm 0,8$	0,74	$\pm 0,02$
1325	64,1	$\pm 1,0$	3,79	$\pm 0,04$	54,6	$\pm 0,9$	1,66	$\pm 0,02$	38,4	$\pm 0,8$	0,74	$\pm 0,02$
1350	69,1	$\pm 1,0$	3,78	$\pm 0,04$	58,6	$\pm 0,9$	1,65	$\pm 0,02$	40,8	$\pm 0,8$	0,74	$\pm 0,02$
1375	74,5	$\pm 1,0$	3,78	$\pm 0,03$	62,1	$\pm 0,9$	1,64	$\pm 0,02$	43,4	$\pm 0,8$	0,74	$\pm 0,02$
1400	80,2	$\pm 1,1$	3,78	$\pm 0,03$	66,8	$\pm 1,0$	1,65	$\pm 0,02$	46,0	$\pm 0,8$	0,74	$\pm 0,02$

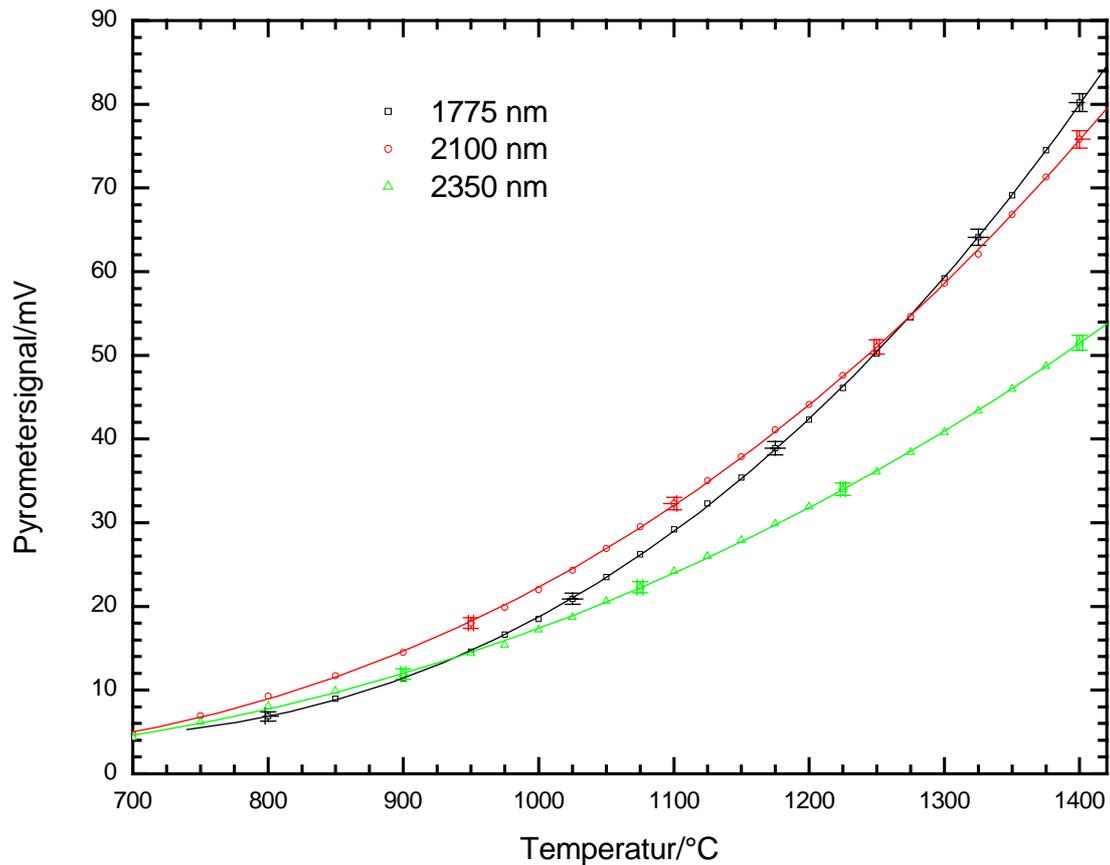


Abbildung 4-5 Pyrometersignal in Abhängigkeit der Schwarzkörpertemperatur, Pyrometerbetrieb mit Spalt

Die in Tabelle 4-5 angeführten Werte für die optisch dichteren Neutraldichtefilter sind nur der Vollständigkeit halber angeführt, da durch die Beschränkung des Schwarzkörpers auf eine Maximaltemperatur von 1400 °C nur noch zwei Messpunkte aufgenommen werden konnten. Die Angabe der Pyrometerkonstante ist dabei ebenso nur ein Wert, der sich auf die beiden Messpunkte bezieht, aber nichts über die Qualität der Konstanten über einen größeren Temperaturbereich aussagt (siehe Abbildung 4-7).

Tabelle 4-5 Eichmessung am Schwarzkörper mit eingebautem Spalt ohne Neutralfilter

T Temperatur des Schwarzkörpers

 λ Zentralwellenlänge des verwendeten FiltersS Signal am Pyrometer mit Fehler ΔS K Pyrometerkonstante mit Fehler ΔK

NF Neutralfilter

$\lambda = 1775 \text{ nm}$												
NF	$10^{-0,9}$				$2 \cdot 10^{-0,9}$				$10^{-2,5}$			
T	S	ΔS	K	ΔK	S	ΔS	K	ΔK	S	ΔS	K	ΔK
°C	mV	mV	V	V	mV	mV	V	V	mV	mV	V	V
1000	6,1	$\pm 0,5$	1,3	$\pm 0,1$	-	-	-	-	-	-	-	-
1050	7,9	$\pm 0,6$	1,3	$\pm 0,1$	-	-	-	-	-	-	-	-
1100	9,9	$\pm 0,6$	1,3	$\pm 0,1$	-	-	-	-	-	-	-	-
1150	11,7	$\pm 0,6$	1,3	$\pm 0,1$	-	-	-	-	-	-	-	-
1200	13,6	$\pm 0,6$	1,2	$\pm 0,1$	-	-	-	-	-	-	-	-
1250	15,7	$\pm 0,6$	1,2	$\pm 0,1$	-	-	-	-	-	-	-	-
1300	18,4	$\pm 0,6$	1,18	$\pm 0,04$	-	-	-	-	-	-	-	-
1375	22,4	$\pm 0,7$	1,14	$\pm 0,04$	-	-	-	-	-	-	-	-
1350	22,0	$\pm 0,7$	1,20	$\pm 0,04$	7,7	$\pm 0,6$	0,42	$\pm 0,08$	11,1	$\pm 0,6$	0,61	$\pm 0,06$
1400	24,7	$\pm 0,7$	1,16	$\pm 0,03$	8,6	$\pm 0,6$	0,40	$\pm 0,07$	11,5	$\pm 0,6$	0,54	$\pm 0,05$
$\lambda = 2100 \text{ nm}$												
1000	7,6	$\pm 0,6$	0,6	$\pm 0,1$	-	-	-	-	-	-	-	-
1050	10,8	$\pm 0,6$	0,7	$\pm 0,1$	-	-	-	-	-	-	-	-
1100	13,2	$\pm 0,6$	0,70	$\pm 0,05$	-	-	-	-	-	-	-	-
1150	15,4	$\pm 0,6$	0,69	$\pm 0,04$	-	-	-	-	-	-	-	-
1200	17,6	$\pm 0,6$	0,67	$\pm 0,04$	-	-	-	-	-	-	-	-
1250	20,0	$\pm 0,7$	0,65	$\pm 0,04$	-	-	-	-	-	-	-	-
1300	22,9	$\pm 0,7$	0,65	$\pm 0,03$	-	-	-	-	-	-	-	-
1350	26,1	$\pm 0,7$	0,64	$\pm 0,03$	-	-	-	-	-	-	-	-
1375	28,6	$\pm 0,7$	0,66	$\pm 0,03$	10,5	$\pm 0,6$	0,26	$\pm 0,06$	14,3	$\pm 0,6$	0,35	$\pm 0,04$
1400	29,5	$\pm 0,7$	0,64	$\pm 0,03$	11,8	$\pm 0,6$	0,26	$\pm 0,05$	16,1	$\pm 0,6$	0,35	$\pm 0,04$
$\lambda = 2350 \text{ nm}$												
1000	6,8	$\pm 0,5$	0,31	0,08	-	-	-	-	-	-	-	-
1050	9,2	$\pm 0,6$	0,35	0,06	-	-	-	-	-	-	-	-
1100	11,1	$\pm 0,6$	0,35	0,06	-	-	-	-	-	-	-	-
1150	12,6	$\pm 0,6$	0,34	0,05	-	-	-	-	-	-	-	-
1200	14,1	$\pm 0,6$	0,33	0,04	-	-	-	-	-	-	-	-
1250	15,7	$\pm 0,6$	0,32	0,04	-	-	-	-	-	-	-	-
1300	17,7	$\pm 0,6$	0,32	0,04	-	-	-	-	-	-	-	-
1350	19,9	$\pm 0,7$	0,32	0,03	-	-	-	-	-	-	-	-
1375	22,0	$\pm 0,7$	0,33	0,03	9,0	$\pm 0,6$	0,14	$\pm 0,06$	12,8	$\pm 0,6$	0,21	$\pm 0,05$
1400	22,2	$\pm 0,7$	0,32	0,03	9,8	$\pm 0,6$	0,14	$\pm 0,06$	14,2	$\pm 0,6$	0,20	$\pm 0,04$

Anmerkung zu Tabelle 4-5 bzw. Abbildung 4-6: Bei dieser Messung macht sich die Interferenz zwischen den beiden Neutralfiltern bemerkbar, das gemessene Signal ist bei den hintereinander gestellten Filtern mit einer Transmission von $2 \cdot 10^{-0,9}$ kleiner als bei dem Filter mit $10^{-2,5}$ trotz der eigentlich geringeren Schwächung des Lichts.

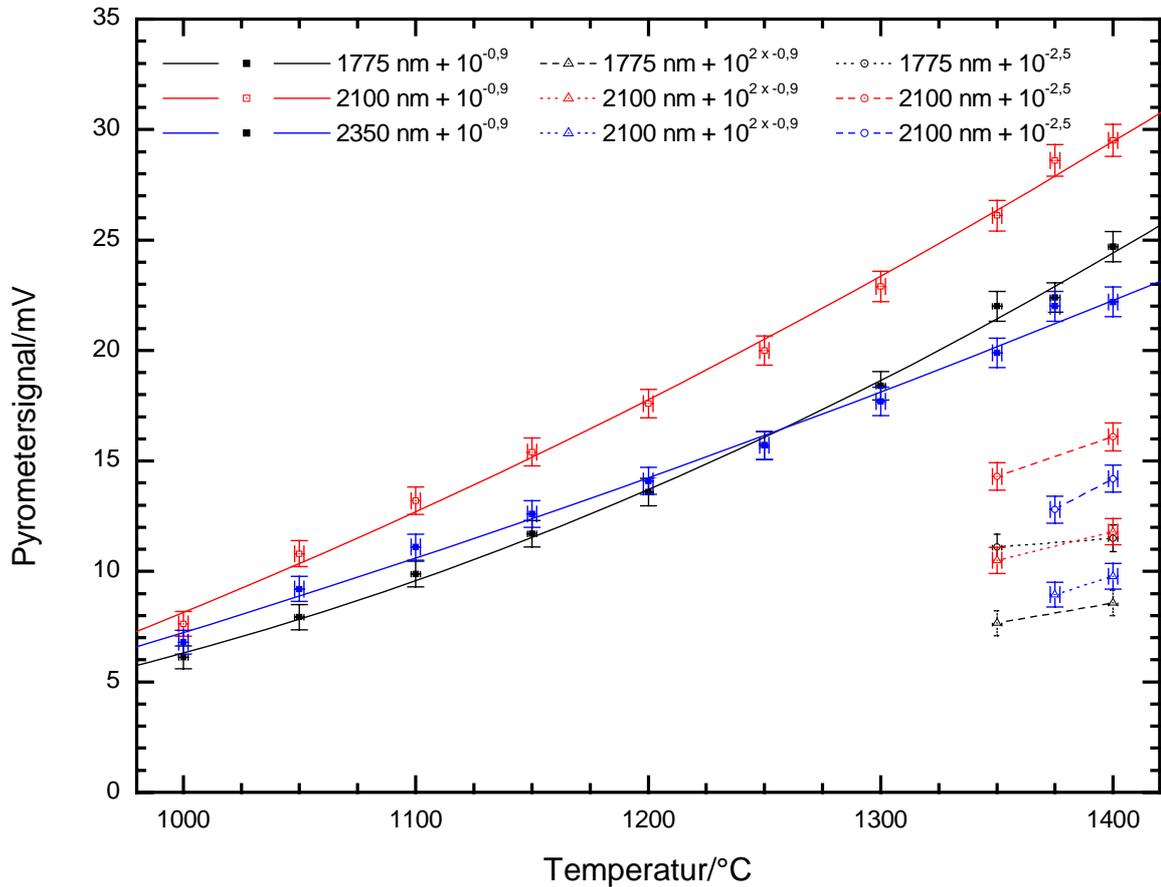


Abbildung 4-6 Pyrometersignal in Abhängigkeit der Schwarzkörpertemperatur, Pyrometerbetrieb mit Spalt und den angegebenen Filtern

Um eine Aussage über die erhaltene Qualität der Pyrometerkonstante bei eingebautem Spalt und unterschiedlichen Filter zu erhalten, wurden die Konstanten den einzelnen Tabellen entnommen und in Abbildung 4-7 dargestellt. Dabei erkennt man, dass im Bereich kleinerer Temperaturen von einer Konstanten nicht mehr gesprochen werden kann. Der Fehler der Pyrometerkonstante nimmt zwar bei kleiner werdender Temperatur ebenso zu, trotzdem wird das Abweichen der Pyrometerkonstante nicht erklärt. Vielmehr liegt hier eine Nichtlinearität des Pyrometers vor, verstärkt durch die Abhängigkeit vom PLANCK'schen Strahlungsgesetz (siehe auch Kapitel 2.2.1.6).

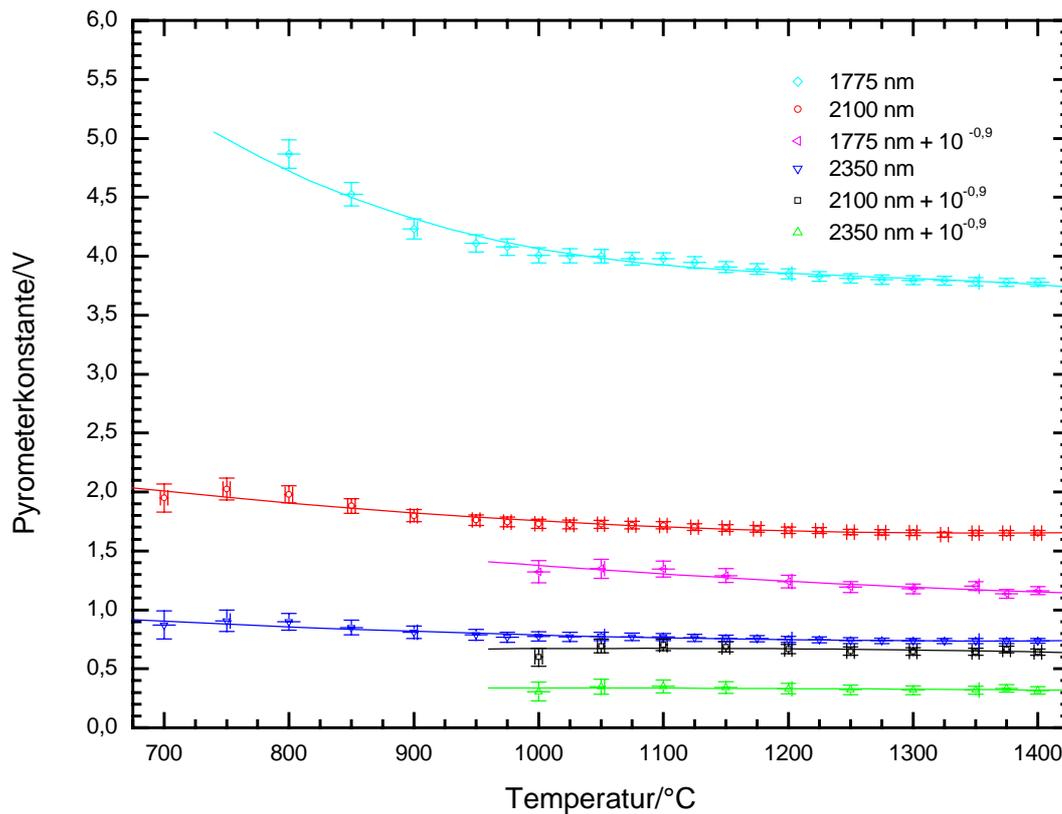


Abbildung 4-7 Pyrometerkonstante in Abhängigkeit der Temperatur und unterschiedlicher Interferenz sowie Neutralsichtfilter

4.1.5 Simulation der Messergebnisse

Der Zusammenhang zwischen den Messungen mit dem Pyrometer am Schwarzkörper wurde numerisch überprüft. Dazu wurden die Diodenempfindlichkeit als auch die Transmission der Interferenzfilter aus den Herstellerangaben (siehe Anhang) herausgemessen.

Durch punktweise Multiplikation der Intensitäten aus dem PLANCK'schen Strahlungsgesetz mit der Diodenempfindlichkeit bzw. der Diodenempfindlichkeit und der Transmission der Filter und anschließender numerischer Integration über die Wellenlänge erhält man eine Zahl in Abhängigkeit der Temperatur. Diese Zahl ist bei hinreichend genauer Kenntnis der Diodenempfindlichkeit sowie der Filtertransmission proportional dem gemessenen Signal, sofern es in der Messkette keine anderen nichtlinearen Faktoren mehr gibt.

Die Berechnung wurde mit dem Programm SIMPLANCK durchgeführt (Sourcecode im Anhang).

Abbildung 4-8 zeigt das Ergebnis der Simulationsrechnung für das Pyrometer mit Spalt, aber ohne Filter. Das Ergebnis ist zwar keine Konstante (durch die ungenaue Kenntnis der Diodenkennlinie sowie durch den Fehler bei der Berechnung der „Konstante“ – eine Unsicherheitsangabe ist deshalb auch nicht möglich). Die in Abbildung 4-8 eingezeichnete Ausgleichsgerade ist als Parallele zur Achse zu interpretieren, da die Werte kaum um einen Wert von 5,3 streuen. Das bedeutet, dass bei dieser Betriebsart die Empfindlichkeit des Pyrometers praktisch ausschließlich von der Diode beeinflusst wird. Andere Teile des Pyrometers wie die Linsen, Spalt oder der Vorverstärker haben kaum einen Einfluss.

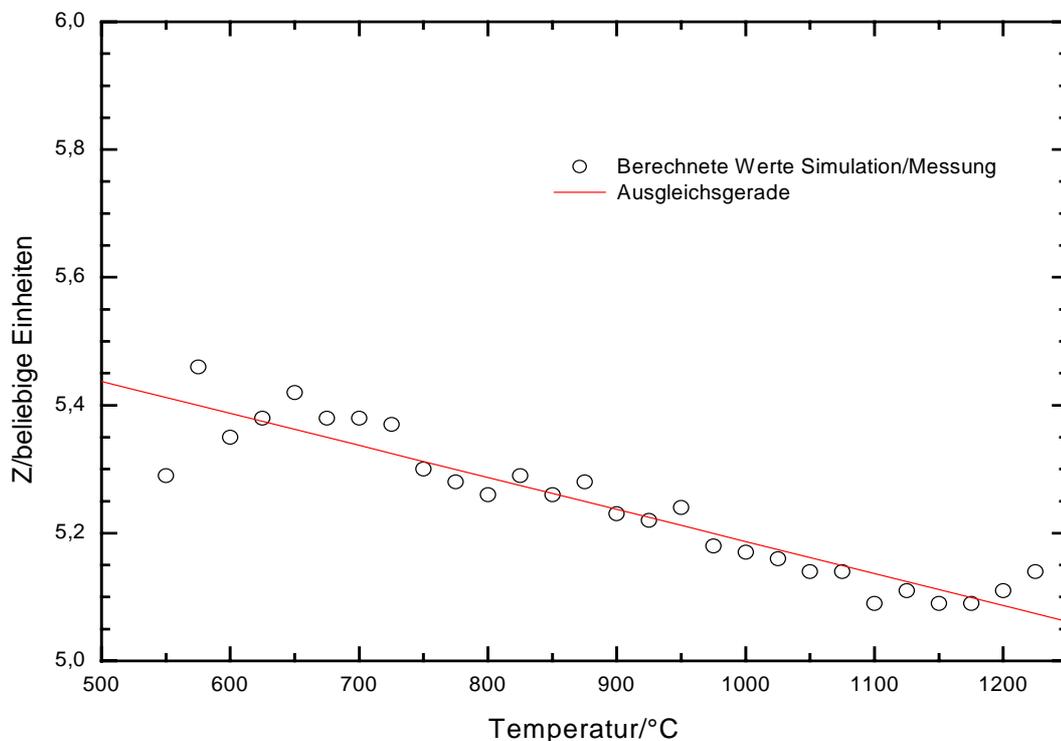


Abbildung 4-8 Verhältniszahl Z (Simulation – Messung) in Abhängigkeit zur Temperatur für das Pyrometer mit eingebautem Spalt in der Betriebsart ohne Filter

Im Gegensatz zur Simulationsrechnung ohne Filter (Abbildung 4-8) ist die Rechnung bei Verwendung eines Interferenzfilters nicht mehr erfolgreich. Der Grund dafür ist in der Empfindlichkeit auf andere Faktoren (Absorption an den Linsen und am Diodeneintrittsfenster, Reflexionen am Spalt und an den Linsen, Nichtlinearität des Verstärkersystems, Absorptionen in der Raumluft z.B. durch Wasserdampf, sowie die jetzt durch die

geringe spektrale Breite noch ungenauere Diodenempfindlichkeit). In Abbildung 4-9 ist das Simulationsergebnis dargestellt, das Ergebnis ist keine Konstante, sondern näherungsweise ein exponentieller Abfall. Da dieses Ergebnis die Erwartungen nicht erfüllte, wurde auf die Simulationsrechnung bei anderen Interferenzfiltern verzichtet.

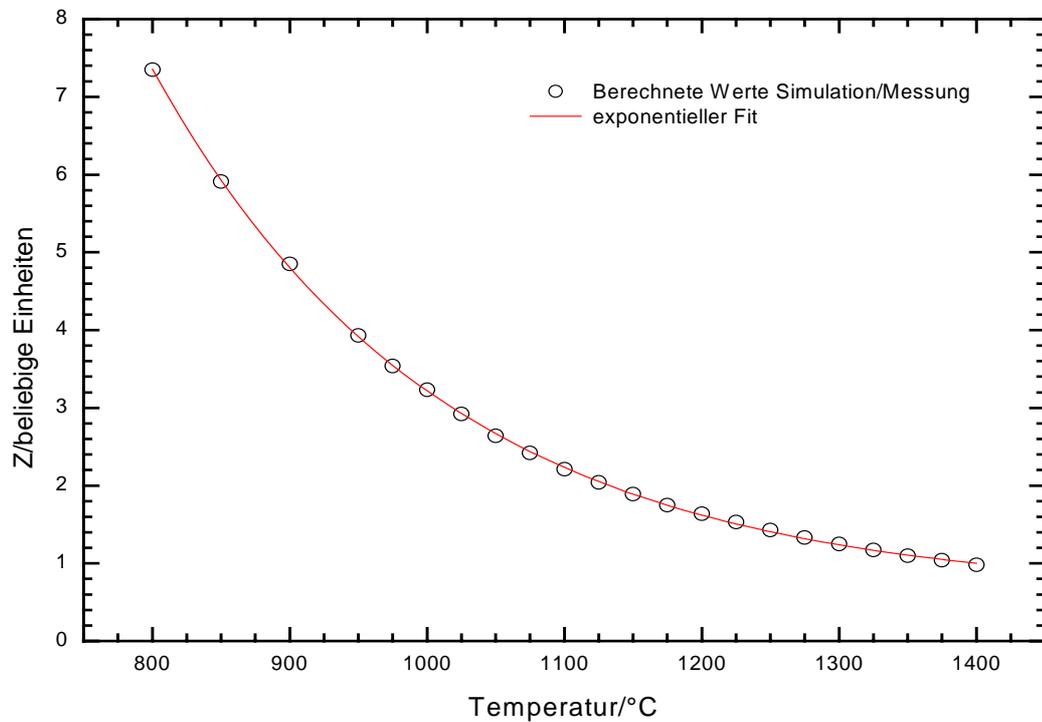


Abbildung 4-9 Verhältniszahl Z (Simulation – Messung) in Abhängigkeit zur Temperatur für das Pyrometer mit eingebautem Spalt und Filter mit der Zentrumswellenlänge von 1775 nm

4.1.6 Absorption durch ein Glasfenster

Um dem Pulsheizexperiment näher zu kommen, wurde noch eine Messreihe (bei den vorhergehenden waren es drei Messreihen) jetzt aber mit einem Glasfenster, wie es beim Probengefäß (in Abbildung 2-2 zu sehen) oder beim Pulsheizexperiment zum Einsatz kommt, durchgeführt. Dieses Glasfenster wurde zwischen der gekühlten Blende und dem Chopper (siehe Abbildung 4-1) eingefügt. Gemessen wurde dabei ohne Spalt und ohne Filter ab einer Temperatur des Schwarzkörpers von 450 °C. Abbildung 4-10 zeigt einen Vergleich der Signale mit bzw. ohne Glasfenster, es ist dabei eine beträchtliche konstante Absorption von 25 % zu beobachten.

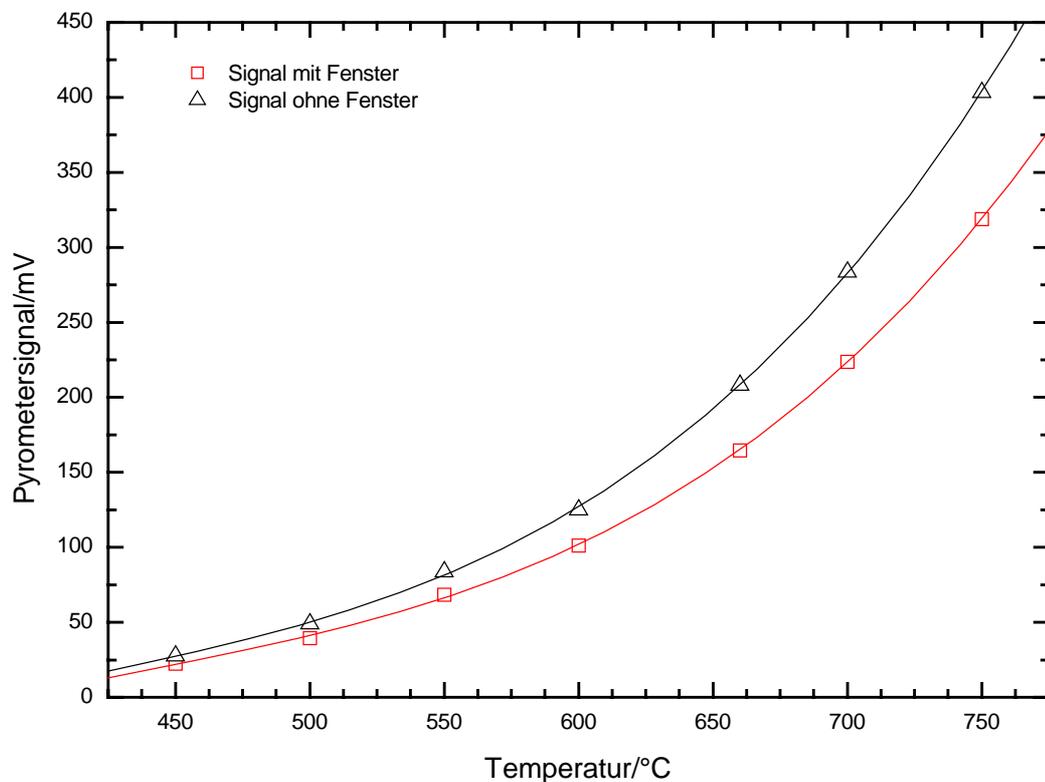


Abbildung 4-10 Vergleich der Pyrometersignale bei einer Eichmessung am Schwarzkörper ohne bzw. mit Glasfenster in Abhängigkeit von der Temperatur

4.2 Messungen an Aluminium

Da Aluminium bereits bei 939 °C [19] schmilzt, musste das Pyrometer ohne Spalt und Filter betrieben werden, um noch Daten aus der festen Phase messen zu können.

4.2.1 Vorbereiten der Probe

Um ein optimales Messergebnis zu erhalten, ist es notwendig, die Aluminium-Runddrahtprobe (Durchmesser 0,5 mm) für das Experiment vorzubereiten. Dazu sind folgende Arbeitsschritte durchzuführen:

- Befreien der Drahtoberfläche von Schmutz und anderen Verunreinigungen und Herstellung einer einheitlichen Rauheit der Drahtoberfläche. Der Draht wird mit feinem Schleifpapier (Körnung 4000) kurz mit geringem Druck abgezogen, bis ein gleichmäßiger metallischer Glanz entsteht. Der Materialabtrag sollte dabei gering bleiben, um den Probendurchmesser von 0,5 mm nicht zu verändern.
- Reinigen der Drahtprobe von Schleifresten und Entfetten mittels weichem, in Aceton getränktem Papier z.B. weiche Küchenrolle.
- Einspannen des Drahtes in dem in Abbildung 2-5 dargestellten Probenhalter. Dabei wird zuerst ein Drahtende eingespannt, die (durch ein leicht aufgeweitetes, mit einem Federdraht gestochenes Loch) Tantalspannungsschneiden (Maße L; B; H ca. 40 mm; ca. 4 mm 0,15 mm) werden vorsichtig über den Draht gefädelt und anschließend wird das zweite Drahtende fixiert. Danach werden der Draht und die Spannungsschneiden vorsichtig gespannt (die Spannung ist dabei ein Erfahrungswert), sodass beide Spannungsschneiden guten elektrischen Kontakt zur Drahtprobe haben, ohne die Probe einer wesentlichen Querschnittsverminderung oder Gefügeverletzung auszusetzen.
- Bestimmung der Drahtlänge zwischen den beiden Spannungsschneiden unter dem Kathetometer.

4.3 Durchführung des Experiments

Der Probenhalter mit dem eingespannten Aluminiumdraht wird in das Entladegefäß eingebaut und elektrisch kontaktiert. Das Entladegefäß wird anschließend mit Stickstoff gespült, um den vorhandenen Sauerstoff (dieser würde das schmelzende Aluminium sofort oxidieren) zu verdrängen, danach wird das Entladegefäß mit einem Druck von ca. 1,3 bar beaufschlagt.

Nun wird die Kondensatorbatterie geladen und danach wird durch einen Triggerpuls das Experiment durchgeführt. In Tabelle 4-6 sind typische Einstellungen und Werte für Aluminium aufgelistet.

Tabelle 4-6 Typische Experimentierwerte für Aluminium

Ladespannung:	nach Teilung 23 V	entspricht 6,348 kV	
Trigger:	32 μ s		
Vorwiderstand:	0,5 Ω		
Atmosphäre:	N ₃	bei 1,3 bar	
Teiler:	Strom: 1/60	Spannung heiß: 1/1000	Spannung kalt: 1/300

Nach dem Experiment wurden der Entladekreis durch Kurzschluss gegen Erdpotential entladen (Sicherheitsmaßnahme) und das Entladegefäß nochmals gespült, um giftige Metaldämpfe in Wasser zu lösen. Nach dem Ausbau des Entladegefäßes wird dieses mit Alkohol von den Metallresten gereinigt. Die Messingteile der Drahtklemme werden abgeschliffen und eine neue Probe kann eingespannt werden.

Anmerkung zur Dauer des Experiments:

Die eigentliche Pulsheizung wird zum Zeitpunkt $t = 200 \mu$ s gestartet, die Zeit davor wird zum Zünden eines Blitzlichts (Zünden bis das Blitzlicht eine annähernd konstante Lichtintensität liefert) benötigt, um bei der Aufnahme des Probendurchmessers mit der CCD-Kamera mindestens ein Bild der Probe bei Raumtemperatur zu erhalten.

4.4 Messergebnis

Der zeitliche Verlauf des Stromes, des „heißen“ und des „kalten“ Spannungssignals sowie die von der Probe ausgehende Strahlung als Funktion der Zeit sind in Abbildung 4-11 zu sehen. Der Abfall des Stromes nach ca. 234 μs ist durch das Kurzschließen des Entladekreises bedingt.

Ab etwa 240 μs ändern sich die Spannungssignale sehr stark, da es zu Gasentladungen kommt und die Probe bereits in den Plasmazustand übergeht.

Die vom Pyrometer aufgezeichnete Temperatur weist hier ein gut zu erkennendes Schmelzplateau bei 228 μs auf und steigt dann rasch weiter bis zur Diodensättigung. Der Messbereich wurde dabei so gewählt, dass die Temperatur in der flüssigen Phase so lange wie möglich bestimmt werden konnte.

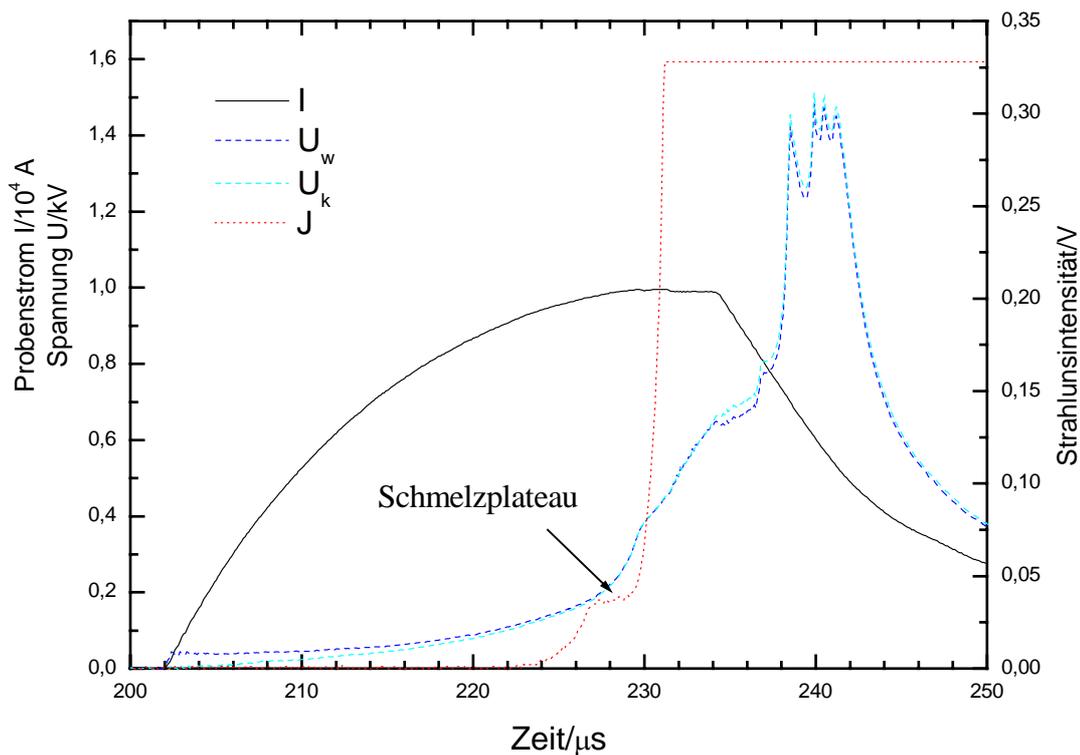


Abbildung 4-11 Erhaltener Messdatensatz für ein typisches Pulsheizexperiment an Aluminium in Abhängigkeit von der Zeit

- I Probenstrom
- U_w Spannung an der „heißen“ Spannungsschneide gegen Erde
- U_k Spannung an der „kalten“ Spannungsschneide gegen Erde
- J Temperaturstrahlungssignal des Pyrometers

4.5 Auswertung

Sachsenhofer hat im Rahmen seiner Diplomarbeit [3] ein Auswerteprogramm, basierend auf dem Softwarepaket MATLAB, geschrieben, welches als Eingangsdaten die vier Messsignale des Pulsheizexperiments benötigt. Zusätzlich benötigt dieses Programm noch die spezifischen Parameter des Experiments wie den K-Faktor des Pyrometers, die Dichte und den Schmelzpunkt des untersuchten Metalls sowie den Abstand der beiden Spannungsschneiden. Dieses Programm ermöglicht auf einfache Art die Korrektur des induktiven Spannungsanteils. Alle Zusammenhänge sind bereits in Kapitel 2 beschrieben worden.

Tabelle 4-7 zeigt die typischen Werte, die das Programm benötigt, um auswerten zu können.

Folgende Ausgabegrößen werden vom Programm in eine Datei abgespeichert:

- Strahlungstemperatur
- wahre Temperatur
- spezifische Enthalpie
- spezifischer elektrischer Widerstand (ohne Korrektur der Volumszunahme)

Tabelle 4-7 Typische Eingabewerte für das Programm HOTWIRE

Drahtdurchmesser	0,5 mm	Drahtlänge	30 mm bis 40 mm
Dichte von Aluminium	2700 kg/m ³ [19]	Schmelzpunkt	933,4 K [19]
Zentrumswellenlänge	2100 nm	K-Faktor ²⁰	80
Ladespannung	6348 V	Stromkalibrationsfaktor	4868,15 A/V
Spannungsteiler „heiß“	1033,6	Spannungsteiler „kalt“	307,42

Es wurden insgesamt elf Proben vermessen, von denen aber nur sieben ein befriedigendes Ergebnis brachten und in der Folge weiter bearbeitet wurden.

²⁰ Der K-Faktor wird intern noch korrigiert. Er muss hier einen um ca. 25 % kleineren Wert haben als bei Tabelle 4-3 bedingt durch die Absorption durch das Fenster.

4.5.1 Spezifische Enthalpie

Abbildung 4-12 zeigt den erhaltenen spezifischen Enthalpieverlauf über die Temperatur. Der gemessene Verlauf zeigt eine starke Abweichung vom idealen Verlauf am Ende des Schmelzens, diese Abweichung kommt vermutlich durch Oxide an der Oberfläche zustande. In Tabelle 4-8 sind Literaturwerte den Werten dieser Arbeit gegenübergestellt.

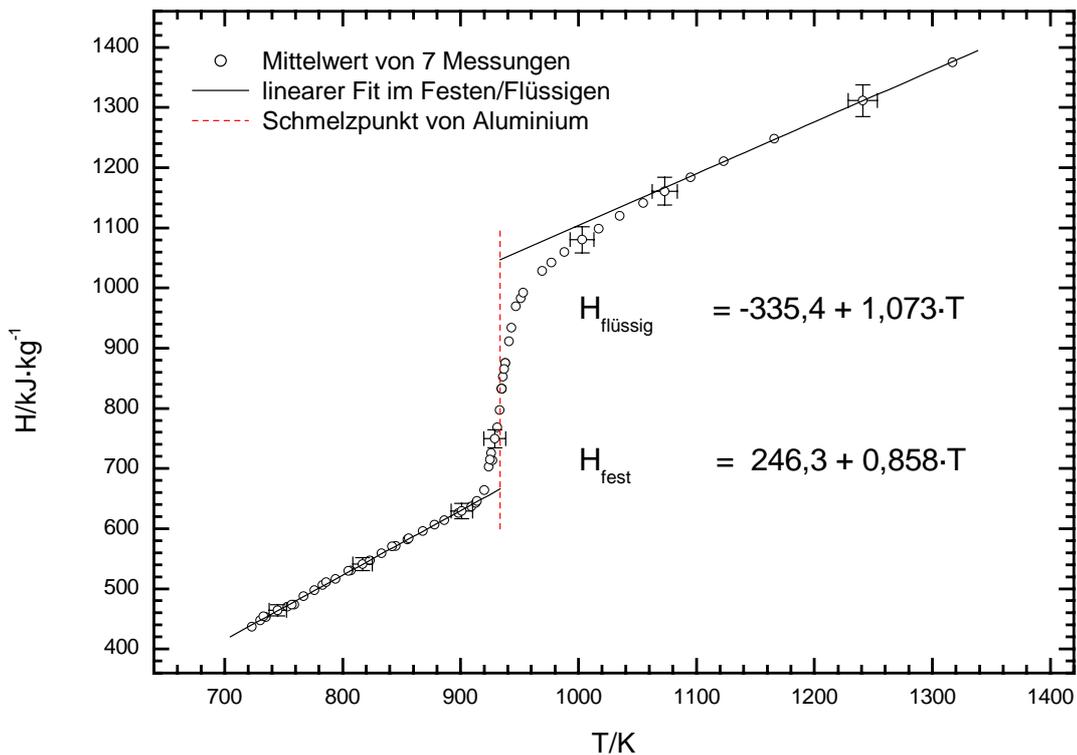


Abbildung 4-12 Abhängigkeit der spezifischen Enthalpie H von der Temperatur T für Aluminium mit den linearen Fits für $H_{\text{flüssig}}$ und H_{fest}

Tabelle 4-8 spezifische Enthalpie H von Aluminium vor und nach dem Schmelzen im Vergleich zu Literaturwerten

ΔH spezifische Schmelzenthalpie

Autor	Temperatur	H_{fest}	$H_{\text{flüssig}}$	ΔH
	K	$\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$	$\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$	$\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$
diese Arbeit	--- ²¹	666	1047	381
[20]	933	-	1068	-
[19]	933,4	-	-	388
[21]	933,6	670	1063	392

²¹ Wert durch den Fixwert von 933,4 K ([19]) am Schmelzplateau festgelegt und nicht absolut bestimmt.

4.5.2 Spezifischer elektrischer Widerstand

Abbildung 4-1 zeigt den Verlauf des unkorrigierten spezifischen elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit zur Proben temperatur. Unkorrigiert bedeutet dabei, dass die Volumsausdehnung nicht berücksichtigt wurde, da keine Daten über diese gemessen wurden. In Tabelle 4-1 ist der aus den Least-Squares-Fit erhaltene spezifische Widerstand Literaturwerten gegenübergestellt.

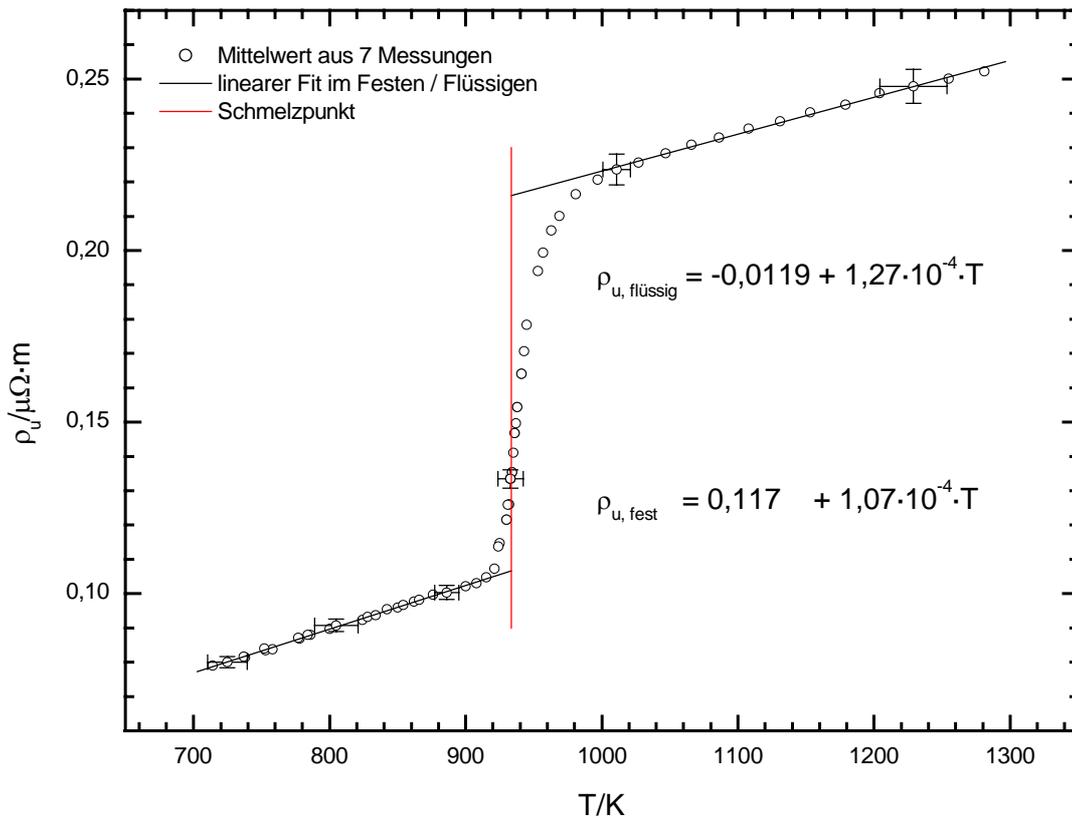


Abbildung 4-13 Unkorrigierter elektrischer Widerstand ρ_u in Abhängigkeit von der Temperatur T für Aluminium, mit den linearen Fits für $\rho_{u, \text{flüssig}}$ und $\rho_{u, \text{fest}}$

Tabelle 4-9 Spezifischer elektrischer Widerstand ρ vor und nach dem Schmelzen im Vergleich zu Literaturwerten

Autor	Temperatur	ρ_{fest}	$\rho_{\text{flüssig}}$	$\Delta\rho$
	K	$\mu\Omega\cdot\text{m}$	$\mu\Omega\cdot\text{m}$	$\mu\Omega\cdot\text{m}$
diese Arbeit	---	0,107	0,216	110
[20]	933	-	0,261	-

4.5.3 Spezifische Wärmekapazität

Die spezifische Wärmekapazität wurde aus der Steigung des Least-Squares-Fits der spezifischen Enthalpie (Abbildung 4-12) bestimmt. Die sich daraus ergebenden Werte sind in Literaturwerten gegenübergestellt.

Tabelle 4-10 Spezifische Wärmekapazität c_p vor und nach dem Schmelzen von Aluminium im Vergleich zu Literaturwerten

Autor	Temperatur	$c_{p \text{ fest}}$	$c_{p \text{ flüssig}}$
	K	$\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	$\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
diese Arbeit	--- ²²	1,07	0,858
[21]	750	1,118	1,170

Die beträchtliche Abweichung der gemessenen Werte im Vergleich zu Literaturwerten für die spezifische Wärmekapazität lässt sich folgendermaßen erklären:

Für die Temperaturmessung mittels Pyrometer wird dieses am Schmelzplateau als Temperaturfixpunkt bei jeder Messung geeicht. Je weiter man sich nun von der Schmelztemperatur entfernt, um so größer wird die Unsicherheit der gemessenen Temperatur. Somit weist die durch den Least-Squares-Fit berechnete Steigung – und damit die spezifische Wärmekapazität eine große Unsicherheit auf (siehe auch Fehlerbalken in Abbildung 4-13). Bei der Berechnung der spezifischen Enthalpie ist diese Unsicherheit weniger von Bedeutung, da durch die Integralbildung (siehe (2.20)) ein „gemütlicheres Verhalten“ der spezifischen Enthalpie zu erwarten ist (deshalb auch die sehr guten Werte für die spezifische Schmelzenthalpie in Tabelle 4-8).

²² Wert durch den Fixwert von 933,4 K ([19]) am Schmelzplateau festgelegt und nicht absolut bestimmt.

5 Ergebnisse und Unsicherheitsanalyse

5.1 Unsicherheit der Messungen am Schwarzkörper

5.1.1 Unsicherheit der Temperatur des Schwarzkörpers

Der Temperaturunsicherheit bei den Schwarzkörpermessungen ist mit $\pm 1^\circ\text{C}$ abgeschätzt worden, tatsächlich ist der Unsicherheit aber laut Eichschein aber geringer.

5.1.2 Unsicherheit des gemessenen Signals

Der Unsicherheit des Messsignals wurde bereits bei den jeweiligen Messungen angegeben. Die Unsicherheit für das Messsignal als Wert für die Temperatur des Schwarzkörpers setzt sich zusammen aus den Unsicherheiten der jeweils drei Einzelmessungen, die ihrerseits Unsicherheiten aufweisen.

Der Unsicherheit des Temperatursignals einer Einzelmessung setzt sich wie folgt zusammen:

- Statische Unsicherheit:
 - Standardabweichung des ausgewerteten Messsignals
 - Standardabweichung der verwendeten Untergrundmessung
- Unsicherheit durch den Schwarzkörper:
 - Er wird durch die Unsicherheit der Temperatur des Schwarzkörpers verursacht, durch die Temperaturschwankung ergibt sich eine Änderung der Strahldichte und damit des detektierbaren Signals.

5.1.3 Unsicherheit bei den Eichmessungen am Schwarzkörper

Durch mehrmalige Einzelmessung pro Temperatur wurde der Mittelwert der Einzelunsicherheiten als Gesamtunsicherheit verwendet. Die jeweiligen Unsicherheiten der Signale sind in den Tabellen für die Eichmessungen angegeben und in den Abbildungen eingezeichnet. Für die Temperaturunsicherheit wurde die Unsicherheit des Schwarzkörpers von $\pm 1^\circ\text{C}$ verwendet.

5.1.4 Unsicherheit der berechneten Pyrometerkonstanten

Der Unsicherheit der Pyrometerkonstanten ist ebenfalls in den entsprechenden Tabellen enthalten (Ausnahme: bei den Messungen ohne Filter, da dort eine Unsicherheitsangabe nicht sinnvoll erscheint, da keine zufriedenstellende Angabe über die mittlere effektive Wellenlänge gemacht werden kann). Die Unsicherheit der Pyrometerkonstante ergibt sich aus der Unsicherheit der Einzelgrößen, die in Gleichung (2.15) eingehen. Dabei wurde als mittlere effektive Wellenlänge die Zentrumswellenlänge der verwendeten Filter (siehe Anhang B) mit einer Unsicherheit der Zentrumswellenlänge von ± 2 nm angenommen.

In Tabelle 5-1 sind die erhaltenen Pyrometerkonstanten in einem eingeschränkten Temperaturbereich eingetragen (die Pyrometerkonstante ist von der Temperatur abhängig).

Tabelle 5-1: Pyrometerkonstanten der einzelnen Filterkombination und ihre Gültigkeit
 T Pyrometerkonstante ab dieser Temperatur gültig
 K/ Δ K.... Pyrometerkonstante mit Unsicherheit

Interferenzfilter	1775 nm		2100 nm		2350 nm	
	Neutralsichtfilter	-	$10^{-0,9}$	-	$10^{-0,9}$	-
T/°C	1300	1300	1000	1000	1000	1000
K/V	3,79	1,19	1,68	0,66	0,75	0,33
Δ K/V	0,04	0,08	0,06	0,07	0,04	0,06

5.2 Unsicherheit der Messungen an Aluminium

Da das gebaute Pyrometer die Schmelztemperatur von Aluminium nur in der Betriebsart ohne eingebauten Filter und Spalt auflösen konnte, ist eine Unsicherheit lediglich abschätzbar.

Folgende Faktoren machen dies deutlich:

- die ungenau bekannte effektive Wellenlänge bei dieser Betriebsart;
- die stark unsicherheitbehaftete Pyrometerkonstante;
- die Strahlungstemperatur weicht von der wahren Proben­temperatur durch den unbekannt­en Emissionskoeffizienten immer stärker ab, je weiter man von der Schmelztemperatur abweicht (der Emissionskoeffizient ist von der Wellenlänge abhängig und das Pyrometer erfasst durch das Nichtverwenden eines Interferenzfilters einen sehr großen Wellenlängenbereich);
- durch den Fixpunkt beim Schmelzen der Probe weicht die aus dem Pyrometersignal berechnete Temperatur immer stärker vom tatsächlichen Wert ab je weiter man sich vom Schmelzpunkt entfernt (siehe 4.5.3.);
- das Rauschen der Pyrometer-Messdatenerfassung erschwert eine Auswertung.

Diese Faktoren verursachen natürlich in allen Daten, bei denen das Temperatursignal eingeht, eine Unsicherheit, die damit, sobald die Temperatur von der Schmelztemperatur von Aluminium abweicht, nur mehr abgeschätzt werden kann.

5.2.1 Unsicherheit bei der Strommessung

Der Unsicherheit des Stromes ergibt sich im Wesentlichen durch die Unsicherheit der Strommesssonde, er wird vom Hersteller angegeben:

$$\frac{\Delta i}{i} = \pm 1\%$$

5.2.2 Unsicherheit bei der Spannungsmessung

Dieser Unsicherheit wird vor allem durch die Reduktion der Spannung durch Spannungsteiler verursacht. Die Standardmessunsicherheit für die Spannung beträgt:

$$\frac{\Delta u}{u} = \pm 1\%$$

5.2.3 Unsicherheit der Temperaturbestimmung

Auf die Probleme, die das Pyrometer bei der Aluminiummessung verursacht, wurde bereits oben eingegangen. Die Unsicherheit wurde in zwei Bereichen angegeben, die wie folgt abgeschätzt wurden:

im Bereich des Schmelzplateaus von Aluminium zu

$$900 \text{ K} < T < 1000 \text{ K} \quad \frac{\Delta T}{T} = \pm 3\%$$

alle anderen Temperaturwerte:

$$\frac{\Delta T}{T} = \pm 5\%$$

5.2.4 Masse der Aluminiumprobe

Der verwendete Aluminiumdraht wurde gezogen, sein Durchmesser weicht somit kaum vom angegebenen Wert ab, seine Länge wird durch das Kathetomer bestimmt (Unsicherheit bei der Längenbestimmung $\pm 0,1$ mm), der Wert für die Dichte ist sehr genau bekannt und damit ist die Dichteunsicherheit zu vernachlässigen. Somit sind alle Größen bekannt, die zur Berechnung der Drahtmasse nach Gleichung (2.21) benötigt werden, und damit ergibt sich die Unsicherheit zu:

$$\frac{\Delta m}{m} = \pm 1\%$$

5.2.5 Unsicherheit der Enthalpie

Nach Gleichung (2.20) setzt sich die spezifische Enthalpie aus Strom, Spannung und Probenmasse zusammen. Wärmeverluste durch Wärmestrahlung und Wärmeleitung können wegen der sehr kurzen Messzeit vernachlässigt werden. Da sich durch die Integration die Gesamtunsicherheit erhöht, wird die Standardmessunsicherheit der Enthalpie abgeschätzt zu

$$\frac{\Delta H}{H} = \pm 3\%$$

Für die Schmelzwärme von Aluminium verdoppelt sich dieser Wert durch die Differenzbildung auf

$$\frac{\Delta(\Delta H)}{H} = \pm 6\%$$

5.2.6 Unkorrigierter spezifischer elektrischer Widerstand

Der unkorrigierte spezifische elektrische Widerstand (Gleichung (2.23)) weist Standardmessunsicherheit der Strom-, der Spannungsmessung sowie der Längenbestimmung auf. Damit ergibt sich für die Standardmessunsicherheit des unkorrigierten spezifischen Widerstands:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \pm 2\%$$

5.2.7 Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck

Die spezifische Wärmekapazität (Gleichung (2.24)) ist mit den Messunsicherheiten der Enthalpie und der Temperatur behaftet. Die Ausgleichsgerade, mit der die spezifische Wärmekapazität ermittelt wurde, weist selbst eine statistische Messunsicherheit von 1 % auf, durch die große Unsicherheit der Temperatur, je weiter man sich vom Schmelzpunkt entfernt wird die Unsicherheit der Steigung auf 6 % erhöht (dies ist ein geschätzter Wert). Damit erhält man durch Fehlerfortpflanzung folgende Unsicherheit für die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck:

$$\frac{\Delta c_p}{c_p} = \pm 10\%$$

Dieser Wert ist durch die hohe Unsicherheit bei der Temperaturmessung als zu niedrig zu bewerten.

5.3 Zusammenfassung der Messunsicherheiten

Tabelle 5-2 Messunsicherheiten bei den Aluminiummessungen

Strom I	$\pm 1 \%$
Spannung U	1 %
Probentemperatur T	900 K < T < 1000 K $\pm 3 \%$ $\pm 5 \%$ sonst
Probenmasse m	$\pm 1 \%$
Enthalpie	$\pm 3 \%$
Schmelzwärme der Probe ΔH	$\pm 6 \%$
unkorrigierter spezifischer elektrischer Widerstand ρ_{unkorr}	$\pm 2 \%$
spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p	$\pm 10 \%$

6 Ausblick

Das neue Pyrometer hat es ermöglicht, flüssiges Aluminium einer Untersuchung mit unserem Pulsheizexperiment zugänglich zu machen. Durch das neue Pyrometer ist es damit möglich, Temperaturen ab ca. 550°C trotz der sehr kurzen Gesamtmessdauer aufzulösen. Als Nachteil soll aber die dabei verminderte Genauigkeit der Ergebnisse nicht unerwähnt bleiben.

Durch die Möglichkeit, den Aufbau des Pyrometers aber auch im Nachhinein noch zu ändern, ist es durch Einbau eines speziell an unser Problem angepassten Lichttrichters einerseits und durch stärkere Kühlung (z.B. mit flüssigem Stickstoff) andererseits die Temperaturempfindlichkeit noch so weit zu steigern, dass Messungen ab 900 K mit eingebautem Interferenzfilter möglich sind und dabei eine Temperaturmessgenauigkeit zu erreichen ist, wie es uns mit den bisherigen Pyrometern möglich war.

Weiters wäre eine Adaption der bisherigen Pyrometer auf einen Betrieb ohne den mechanisch empfindlichen und stark absorbierenden Lichtleiter wünschenswert.

Durch Temperaturstabilisierung und Kühlung der Empfängerdiode, wie sie bei dieser Arbeit erstmals zur Anwendung kamen, sollte es möglich sein, eine bessere Auflösung des Signals zu erhalten, sofern auch die Messdatenerfassung erneuert wird.

Ein zweites Metall, welches eine ähnliche Schmelztemperatur wie Aluminium aufweist ist Magnesium. Eine Untersuchung von Magnesium sollte in ähnlicher Weise wie in dieser Arbeit mit Aluminium möglich sein. Leider haben einige Vorversuche mit Magnesium starke Entladungen, welche die Messungen unbrauchbar machen, in der Entladekammer gezeigt. Sollte es gelingen, diese zu vermeiden, kann Magnesium vermessen werden.

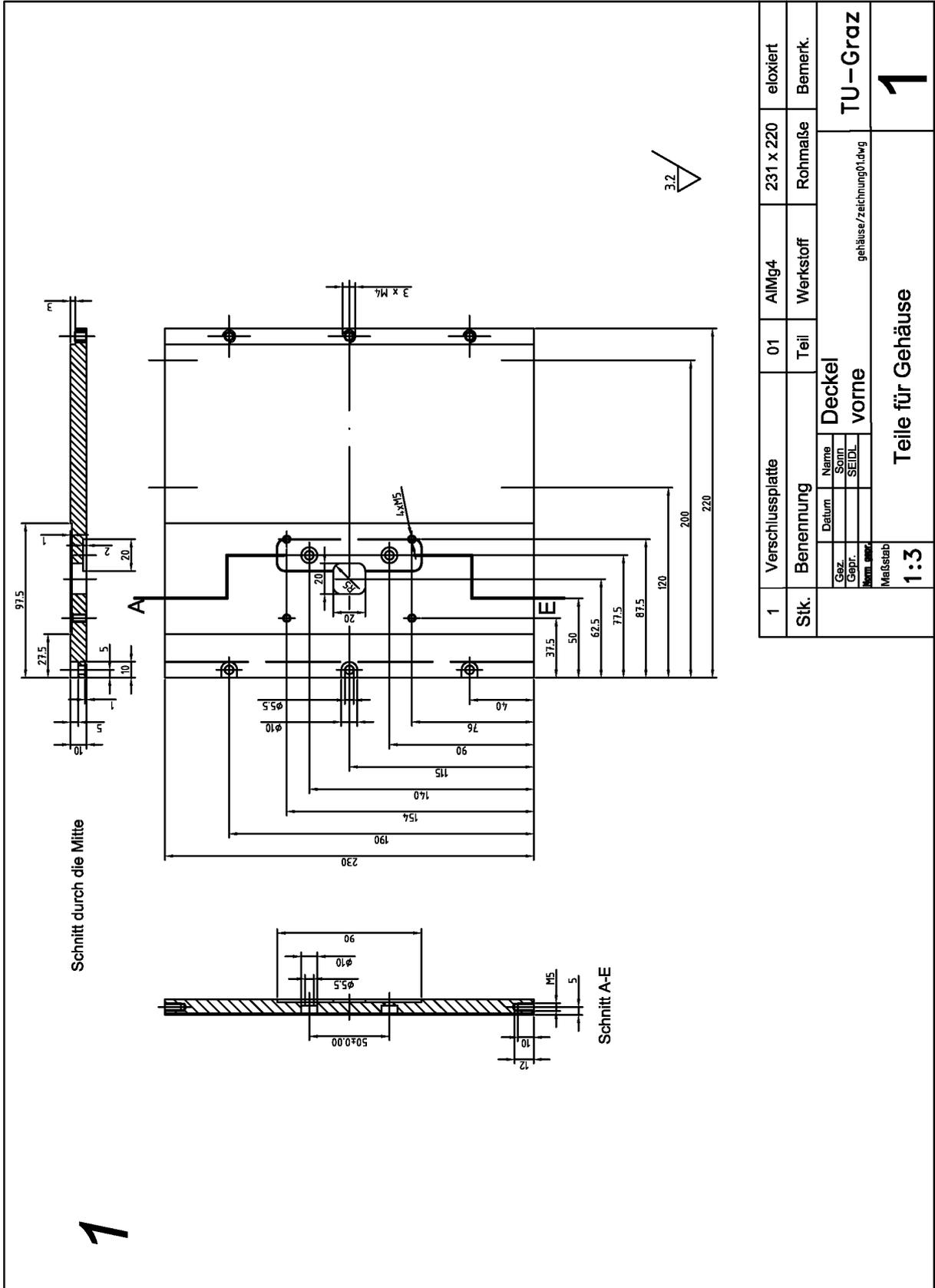
Eine eingehende Untersuchung nach GUM (Guide to Uncertainty in Measurement) [19] sollte zeigen, wo man bei einer Verbesserung der Genauigkeit ansetzen muss bzw. mit welchen messtechnischen oder konstruktiven Methoden eine Genauigkeitssteigerung erreicht werden kann. Der in dieser Arbeit kurz begonnene Weg einer Modellrechnung für das optische System des Pyrometers kann noch wesentlich verfeinert werden und sollte ebenfalls die Genauigkeit erhöhen.

7 Anhang

7.1 Anhang A: Konstruktionszeichnungen des Pyrometers

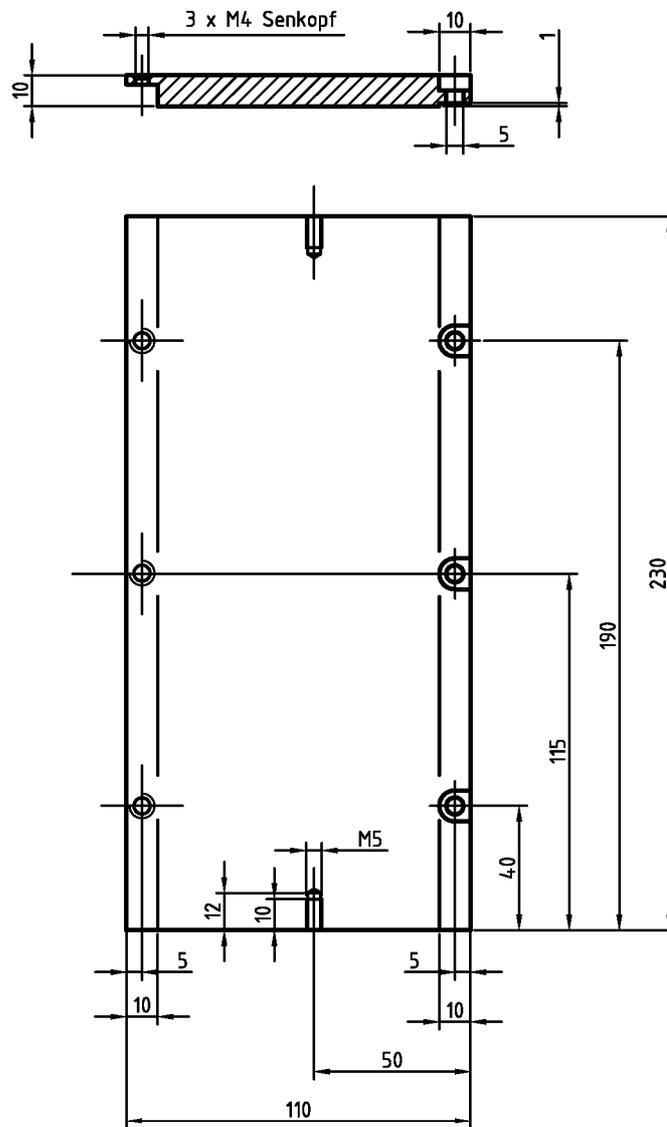
7.2 Anhang B: Datenblätter

7.3 Anhang C: MATLAB-Sourcen

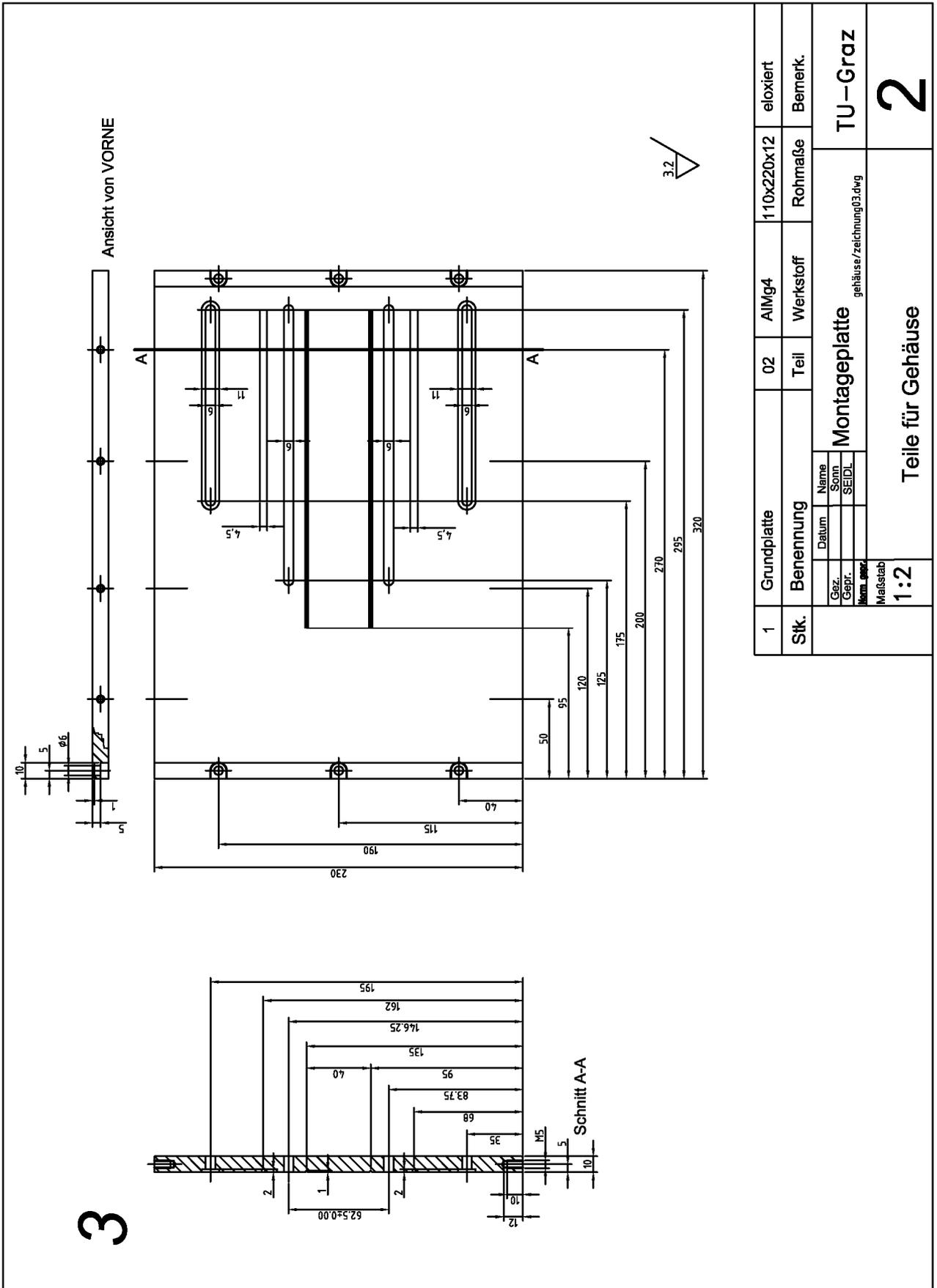


2

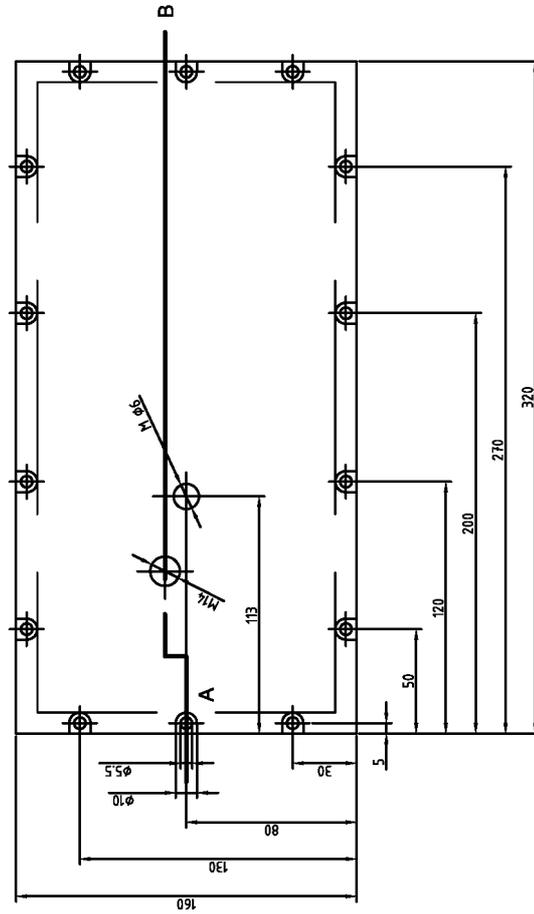
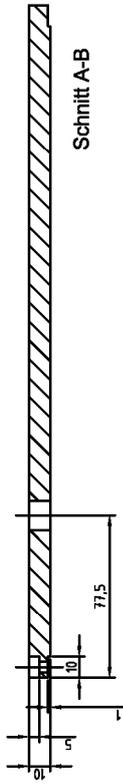
Schnitt durch die Mitte



1	Verschlussplatte	2	AlMg4	110x230x10	eloxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Deckel hinten gehäuse/Zeichnung02		TU-Graz
Gez.		Sonn			
Gepr.		SEIDL			
Norm. geopr.					
Maßstab	Teile für Gehäuse				4
1:2					



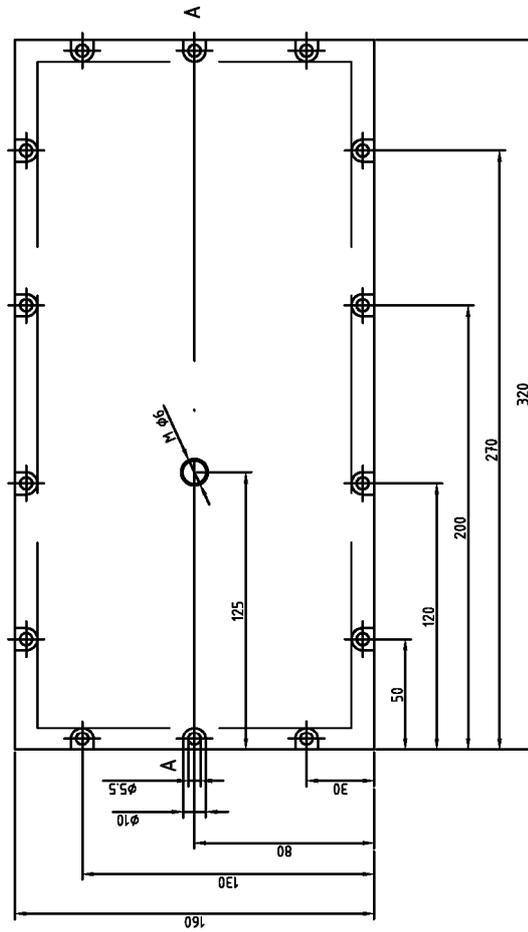
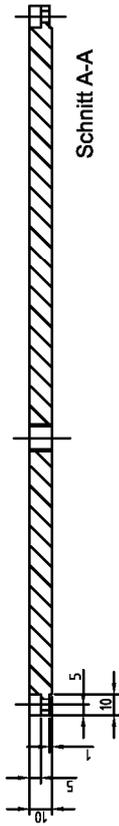
4



alle Kanten 0.5x45° brechen

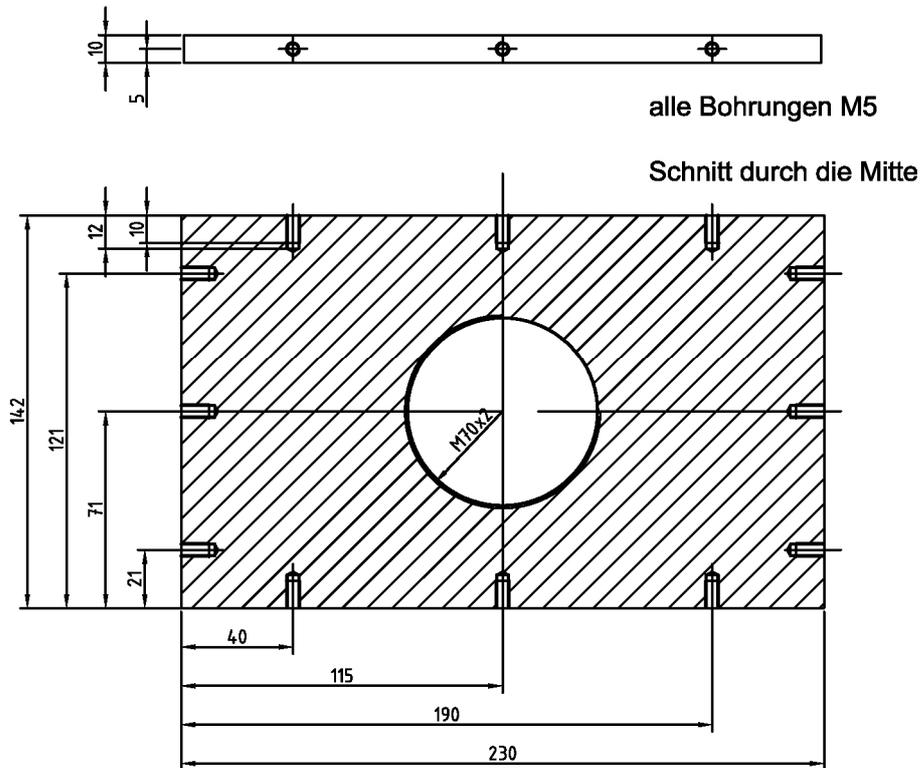
1	Seitenplatte	4	AlMg4	320x160x10	eloxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
Gez.	Datum	Name	gehäuse/zeichnung04.dwg		
Gepr.		SEIDL			
Techn. Zeich.					
Maßstab	Teile für Gehäuse				
1:2	4				

5



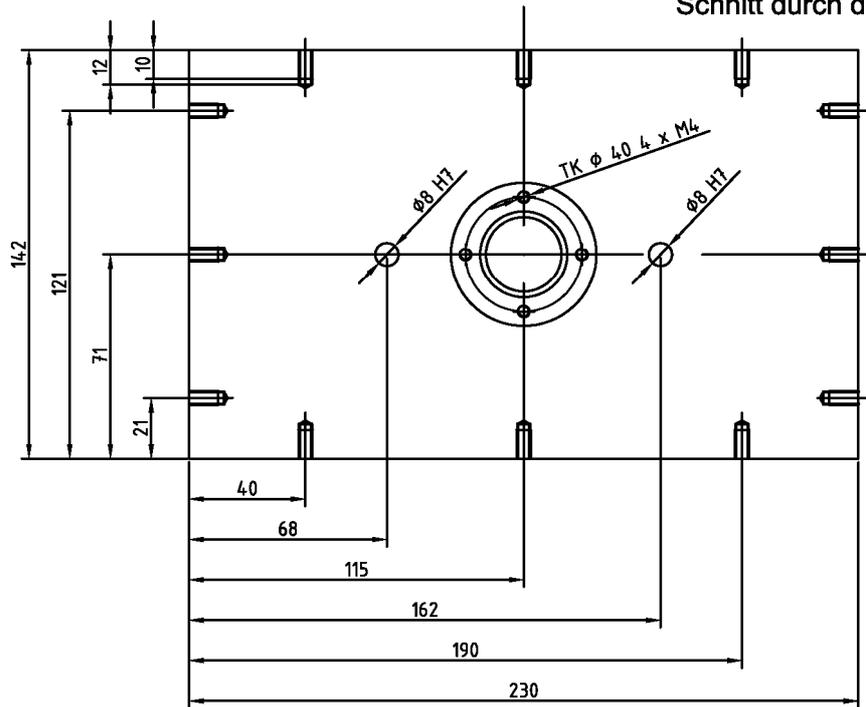
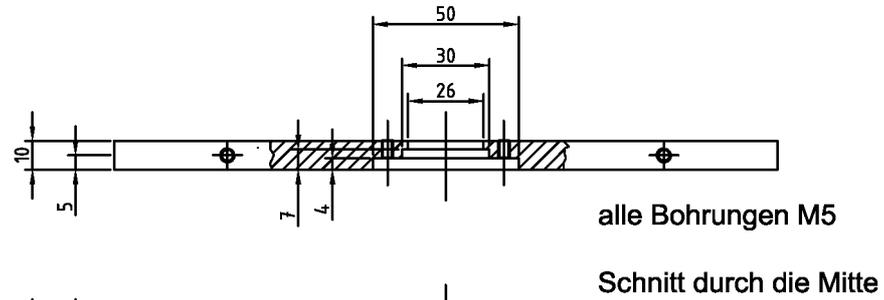
1	Seitenplatte	5	AlMg4	320x160x10	eoxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
		linke			TU-Graz
		Seitenplatte		gehäuse/zeichnung05.dwg	
		Teile für Gehäuse			5
		1:2			

6

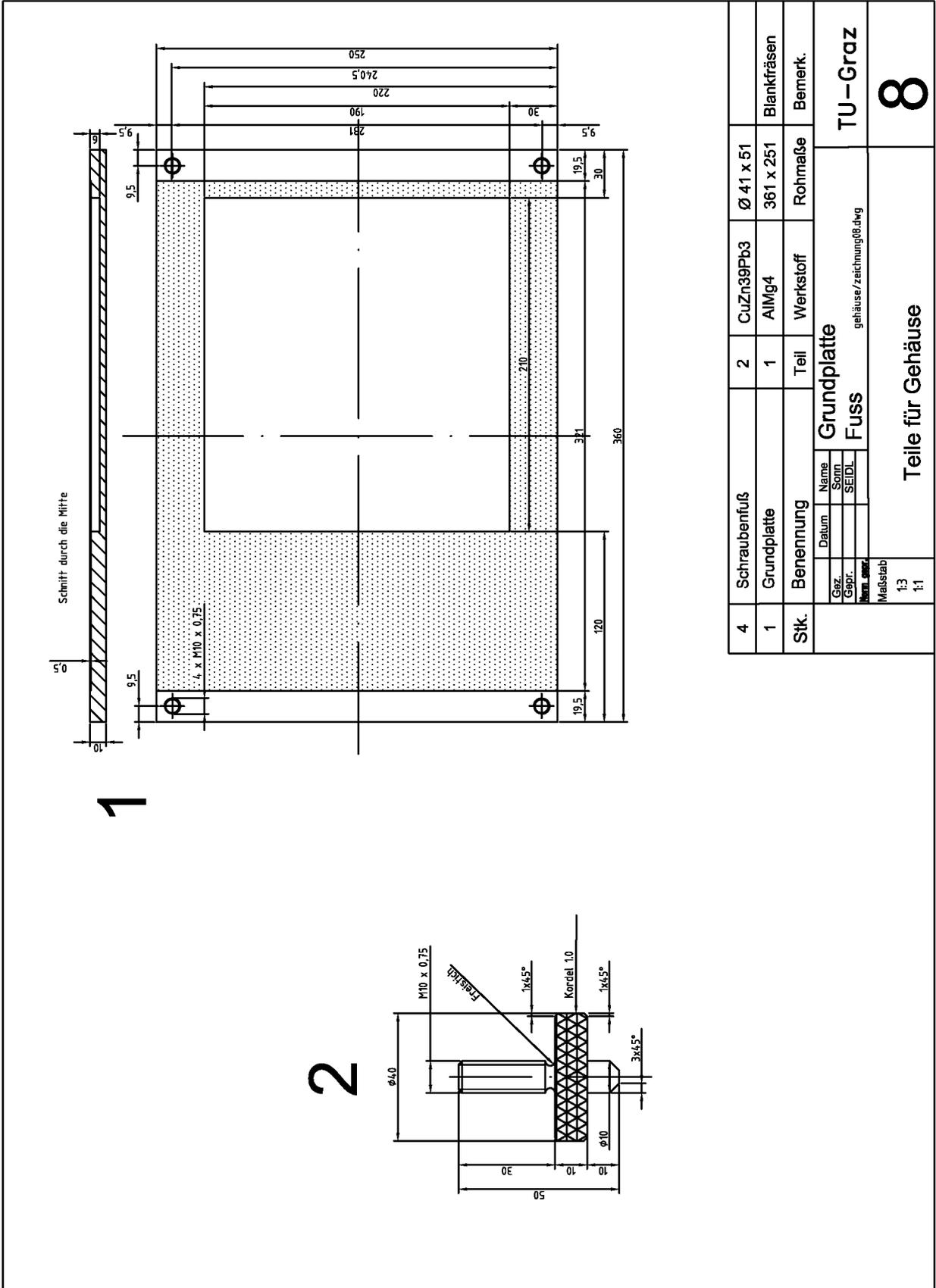


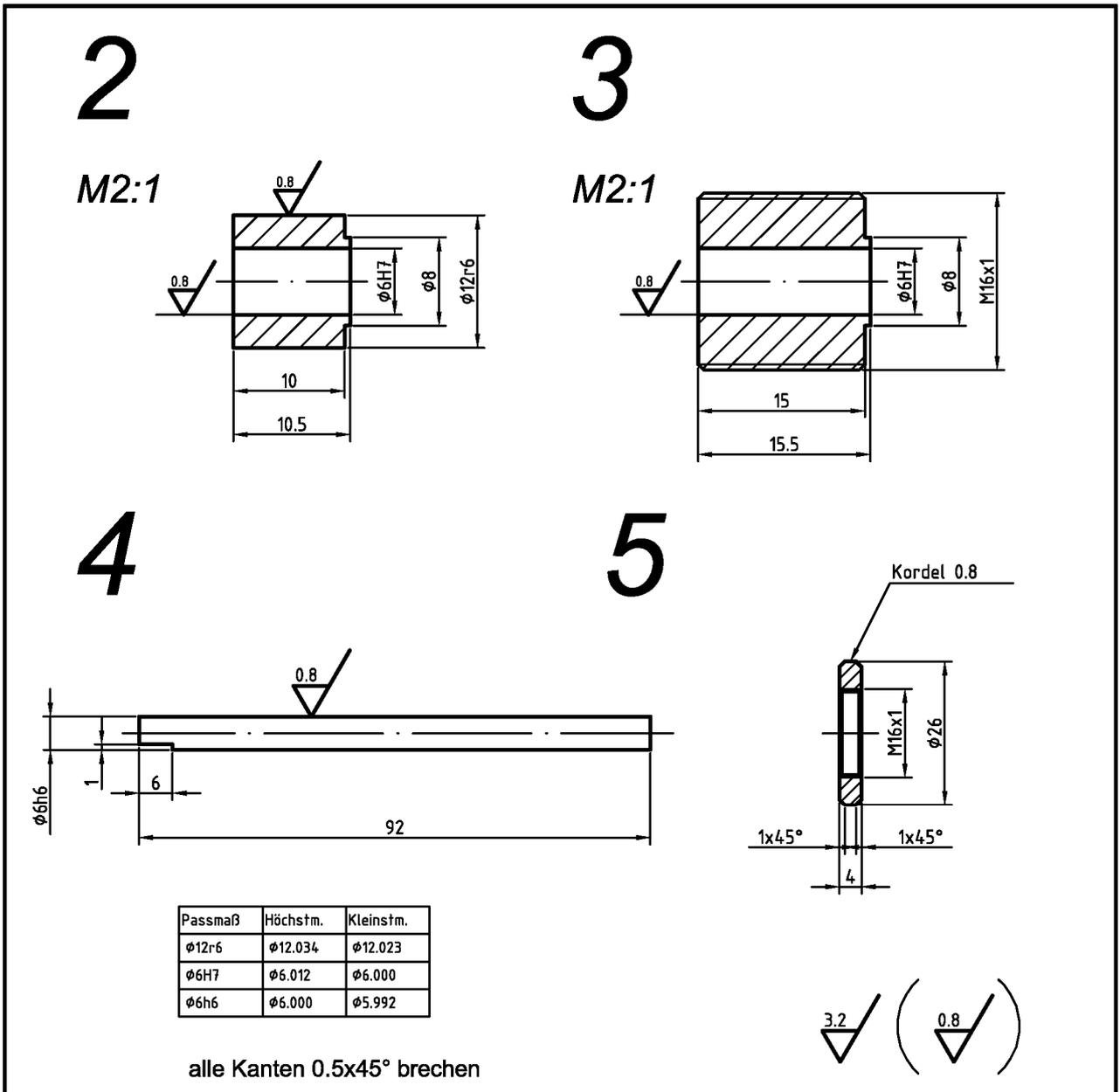
1	Seitenplatte	6	AlMg4	230x150x12	eloxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Frontplatte		TU-Graz
Gez.		Sonn	gehäuse/zeichnung06.dwg		
Gepr.		SEIDL			6
Norm gepr.					
Maßstab	Teile für Gehäuse				
1:2					

7



1	Seitenplatte	8	AlMg4	230x150x12	eloxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Rückwand Gehäuse/zeichnung08.dwg		TU-Graz
Gez.		Sonn			
Gepr.		SEIDL			
Norm. gepr.					
Maßstab	Teile für Gehäuse				7
1:2					



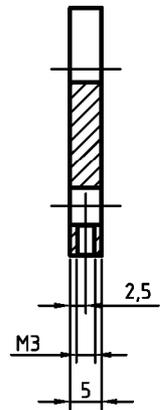


1	Kontermutter	05	CuZn39Pb3	Ø27x5	
1	Achse	04	S235JR	Ø7x63	
1	Gewindebuchse	03	CuZn39Pb3	Ø17x16	
1	Lagerbuchse	02	CuZn39Pb3	Ø13x11	
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.

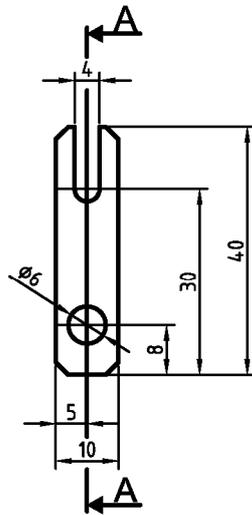
Gez. Gepr. Norm. gepr.	Datum	Name	Kleinteile Kippspiegel/Zeichnung02	TU-Graz
		Sonn		
		SEIDL		
Maßstab	Teile für Spiegelhalter			2

bei Teil 6 und 7 nichtbemaßte Kanten 2x45° abschrägen

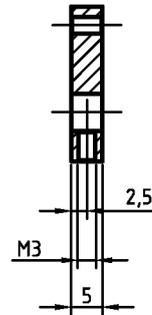
6



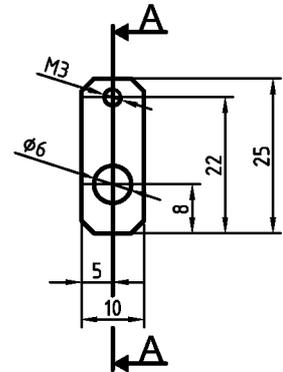
Schnitt A-A



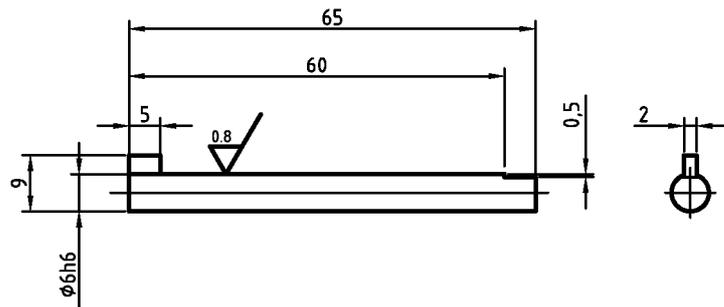
7



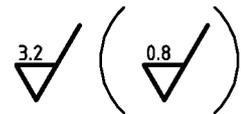
Schnitt A-A



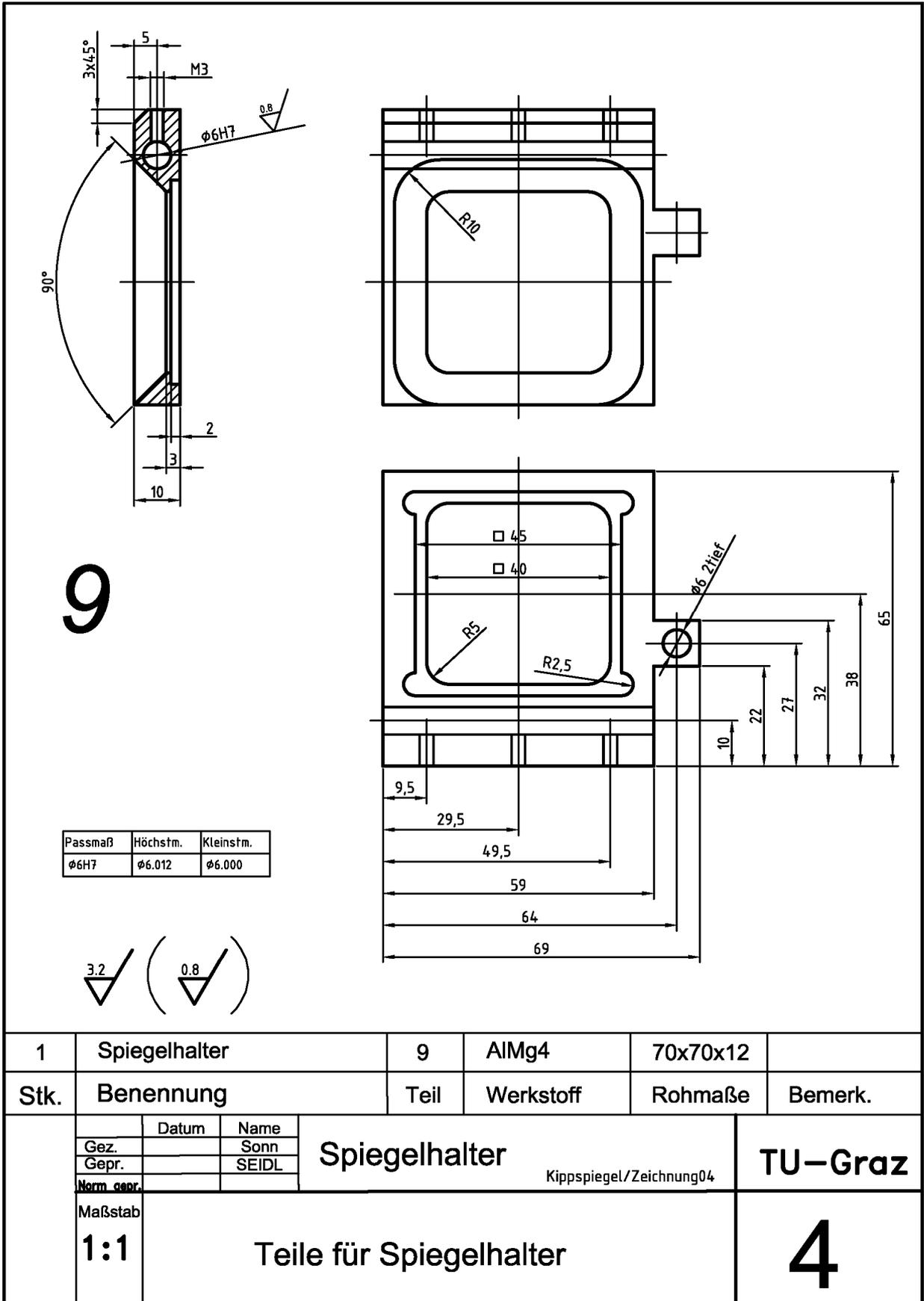
8

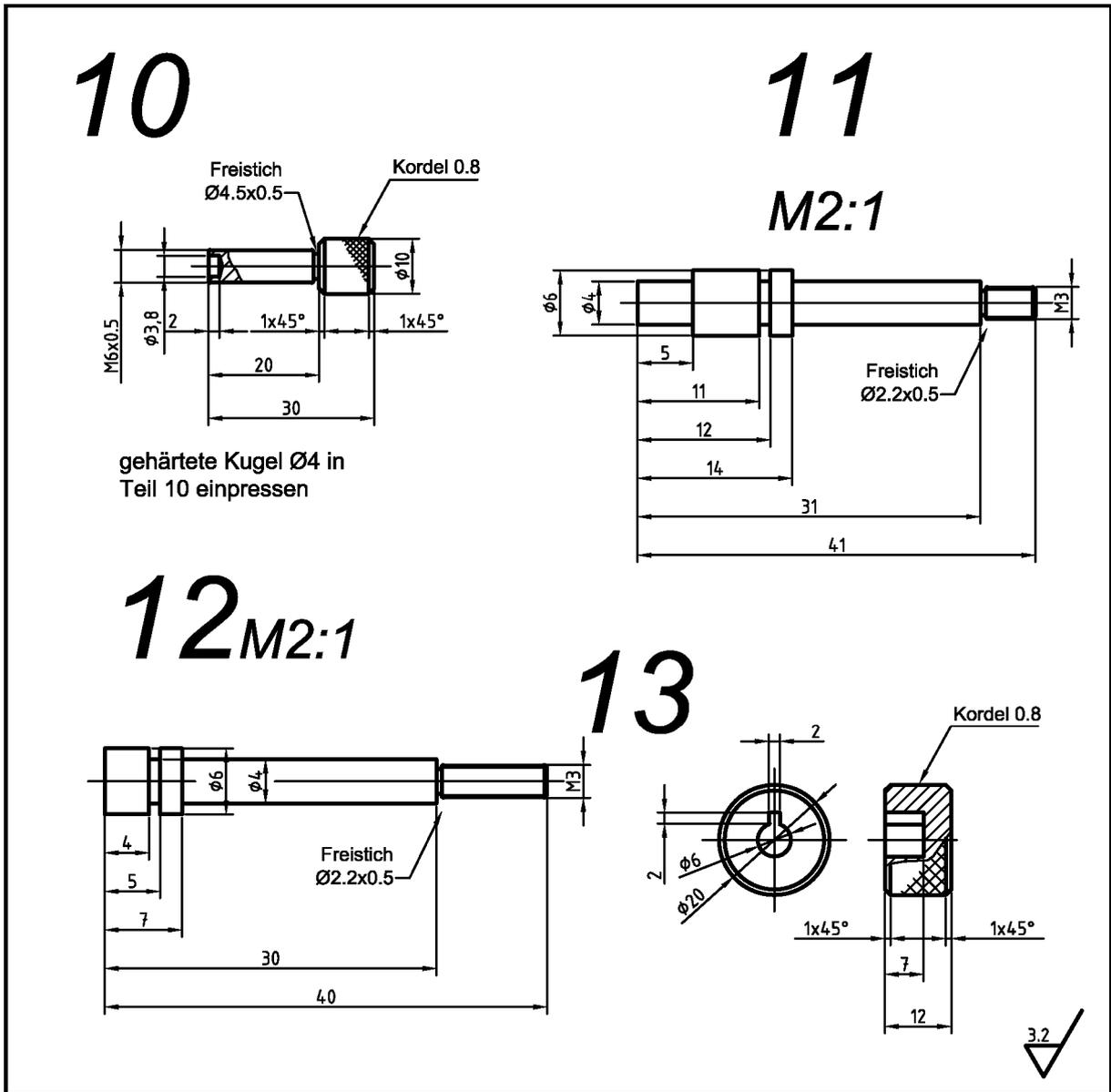


Passmaß	Höchstm.	Kleinstm.
φ6h6	φ6.000	φ5.992



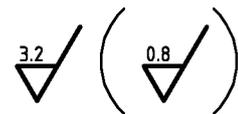
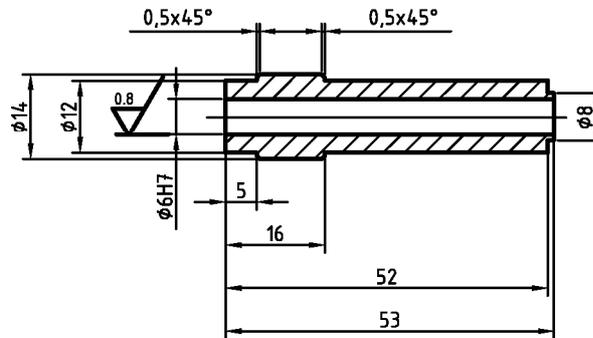
1	Achse	08	S235JR	Ø10x32	
1	Hebel kurz	07	AlMg4	11x26x6	eloxiert
1	Hebel lang	06	AlMg4	11x42x6	eloxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Gez.	Datum	Name	Hebel, Welle Kippspiegel/Zeichnung03	
	Gepr.		Sonn		
	Norm. gepr.		SEIDL		
	Maßstab	Teile für Spiegelhalter			TU-Graz
	1:1				3



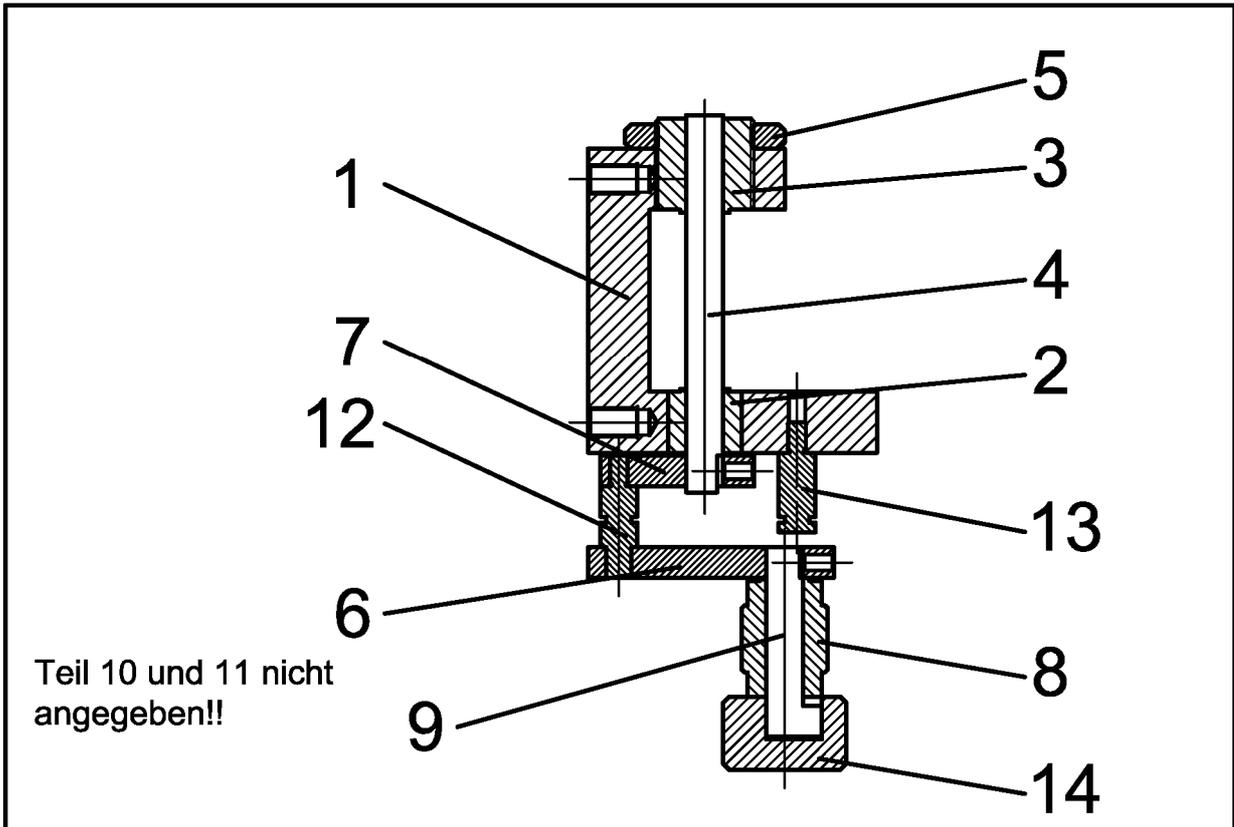


1	Stellmutter	14	AlMg4	$\text{\O}22 \times 13$	eloxiert
1	Federhalter	13	AlMg4	$\text{\O}8 \times 42$	eloxiert
1	Abstandshalter	12	AlMg4	$\text{\O}8 \times 42$	eloxiert
1	Stellschraube	11	AlMg4	$\text{\O}11 \times 32$	eloxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Kleinteile Kippspiegel/Zeichnung05		TU-Graz
Gez.		Sonn			
Gepr.		SEIDL			
Norm. gepr.					
Maßstab	Teile für Spiegelhalter				5
1:1					
2:1					

14

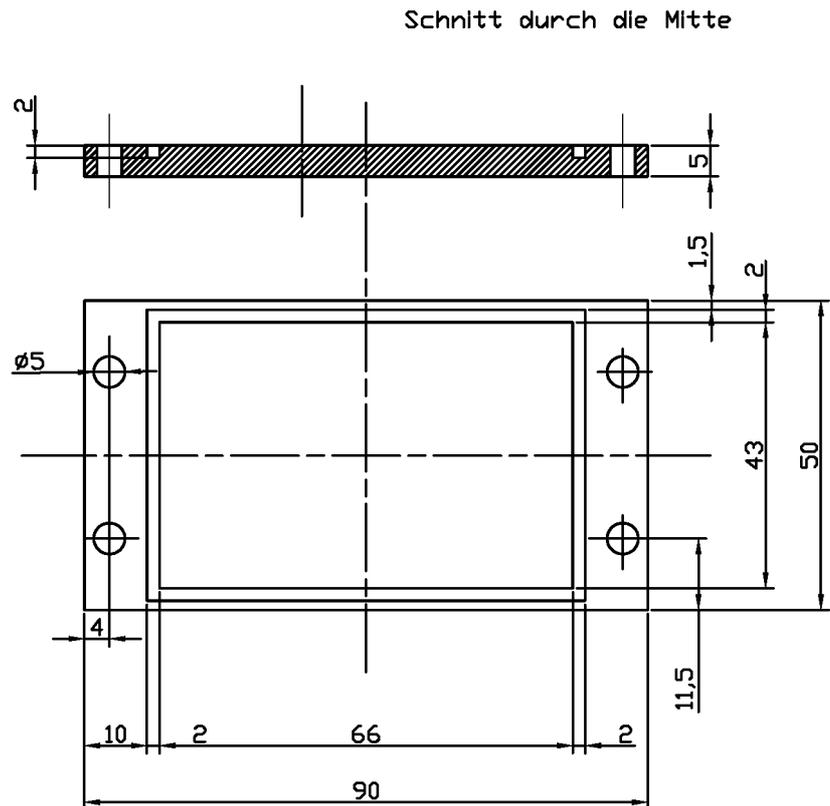


1	Lagerbuchse	14	S235JR	Ø15x55	
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Lager Kippspiegel/Zeichnung06		TU-Graz
Gez.		Sonn			
Gepr.		SEIDL			
Norm. gepr.					
Maßstab	Teile für Spiegelhalter				6
1:1					

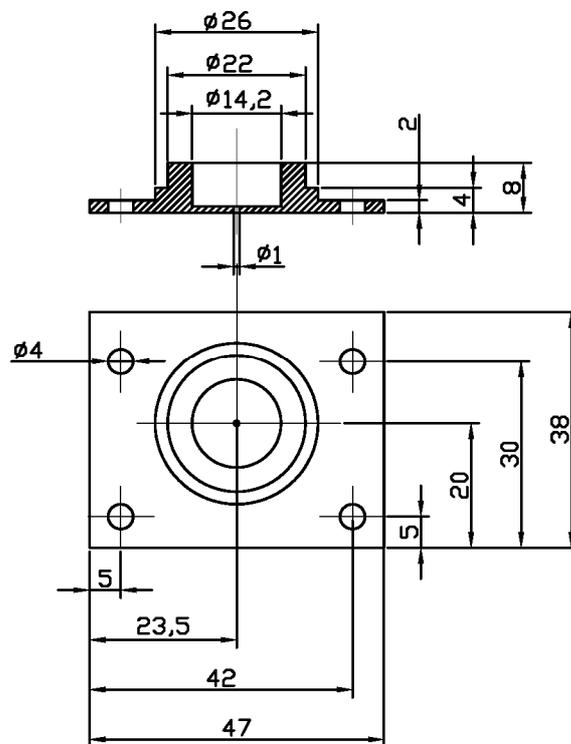


1	Stellmutter	14	AlMg4	Ø22x13	
1	Federhalter	13	S235JR	Ø15x20	
1	Abstandshalter	12	S235JR	Ø8x22	
1	Achse	09	S235JR	Ø9x32	
1	Lagerbuchse	08	CuZn39Pb3	Ø15x20	
1	Hebel kurz	07	AlMg4	11x26x6	
1	Hebel lang	06	AlMg4	11x42x6	
1	Kontermutter	05	CuZn39Pb3	Ø27x5	
1	Achse	04	S235JR	Ø7x63	
1	Gewindebuchse	03	CuZn39Pb3	Ø17x16	
1	Lagerbuchse	02	CuZn39Pb3	Ø13x11	
1	Aufnahmehalter	01	AlMg4	52x50x22	eloxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.

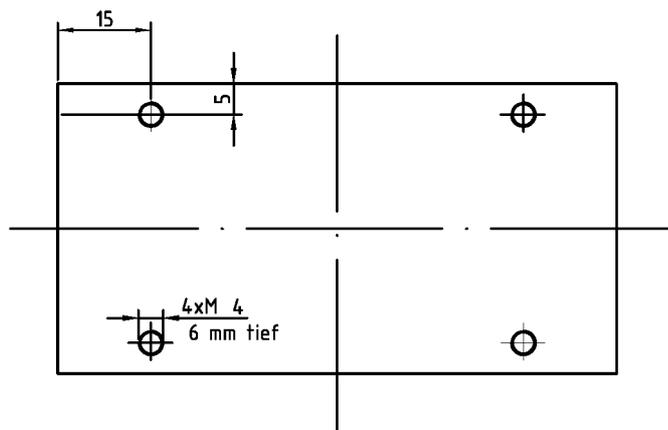
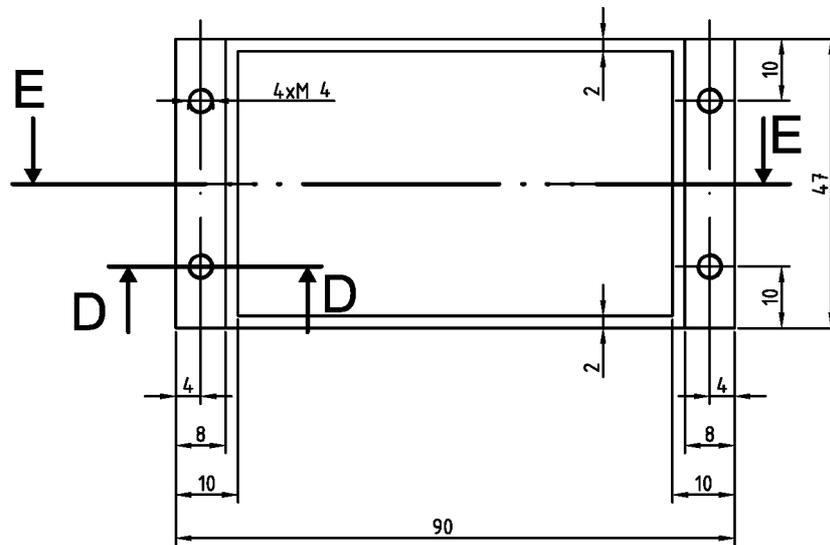
	Datum	Name	Klappspiegel/zusammenstellung	TU-Graz
	Gez.	Sonn		
	Gepr.	SEIDL		
	Norm. gepr.			
Maßstab	Zusammenstellung vom Spiegelhalter			7
1:1				



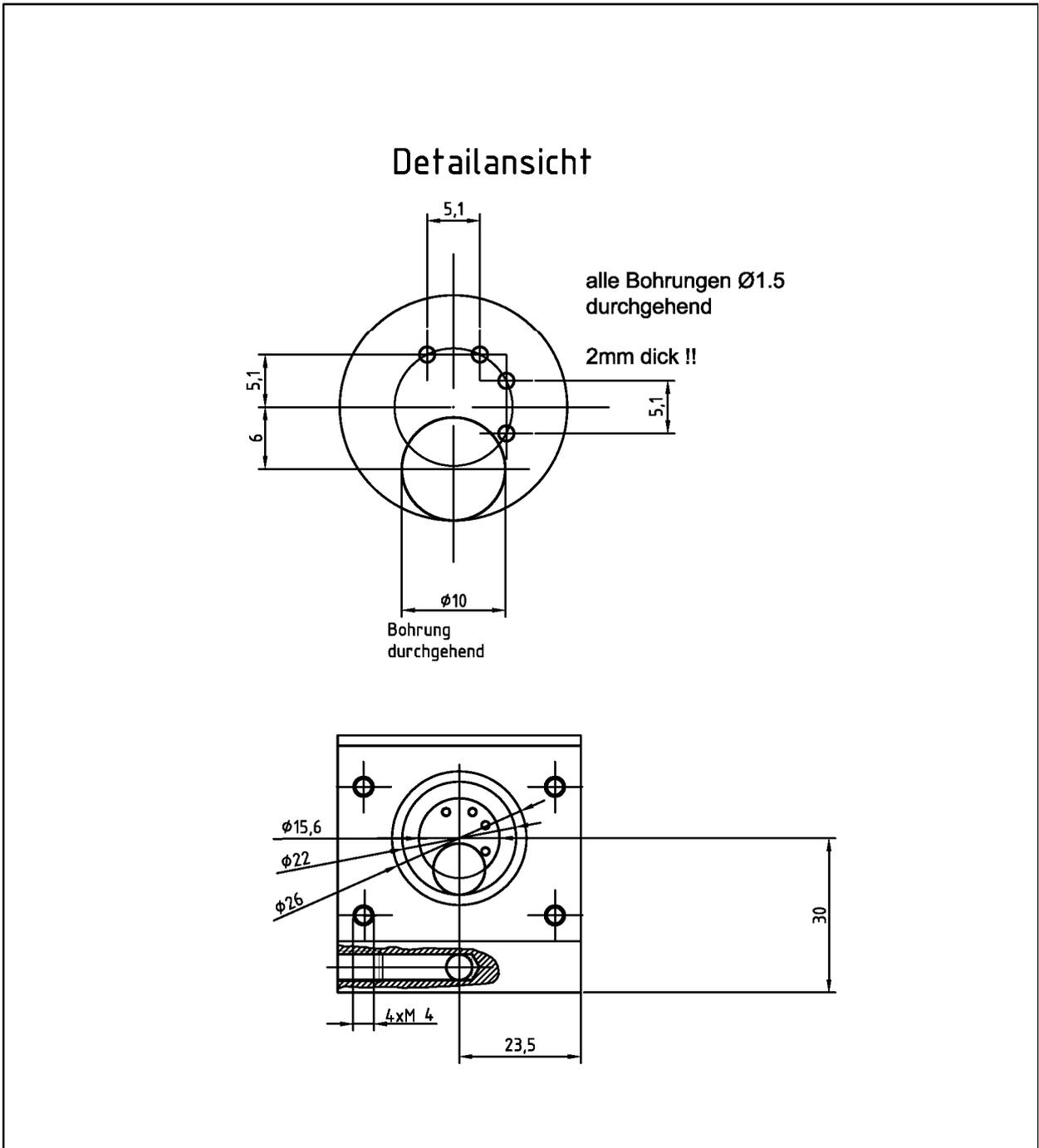
1	Gehäusedeckel	03	Alu	95x55x6	
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name			TU-Graz
	Gez.	Sonn			
	Gepr.				
	Norm gepr.		Deckel.drw		
	Maßstab	Deckel des Vorverstärkergehäuses			1
	1:1				



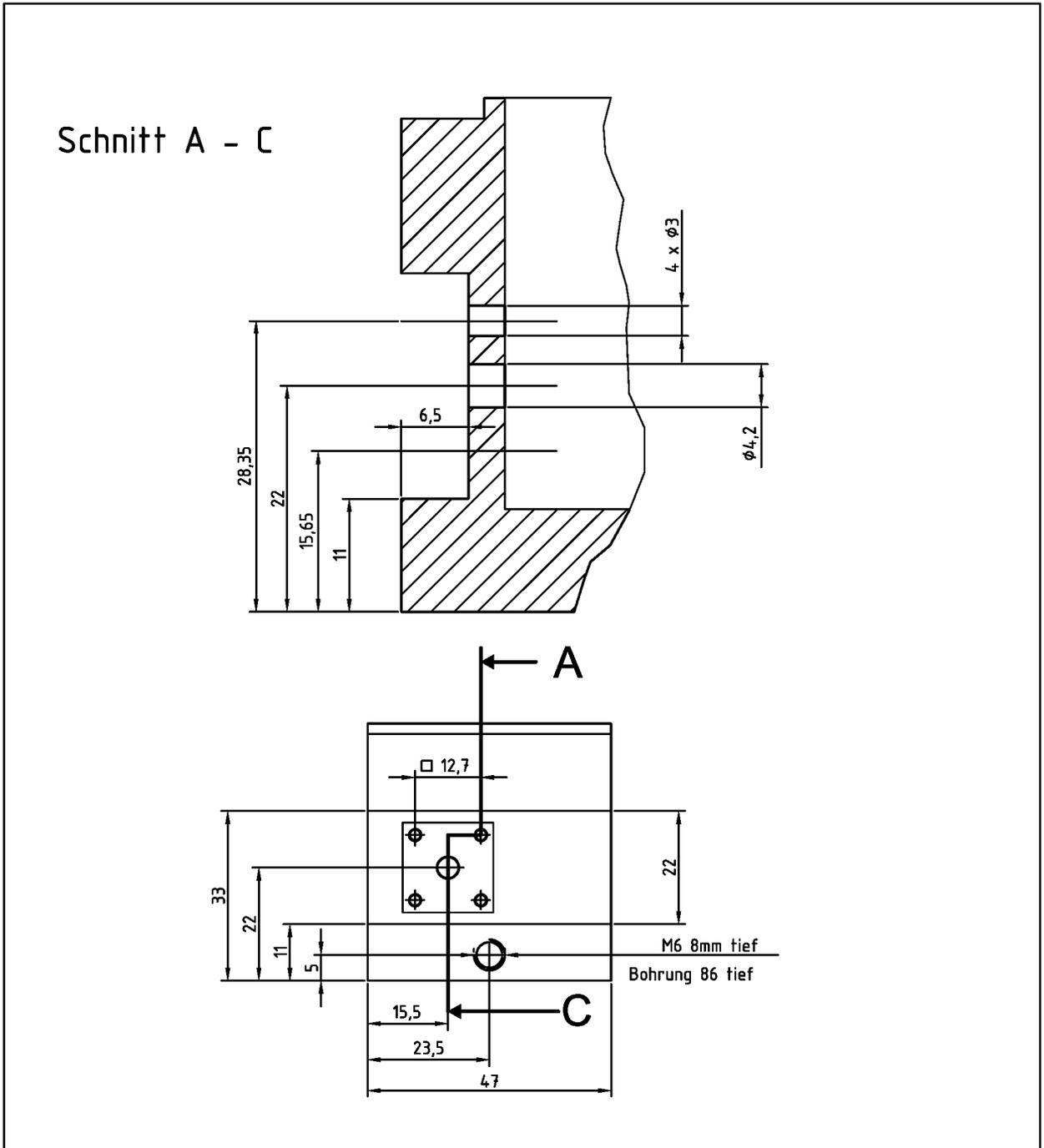
2	Diodenabdeckung	02	Alu	50x40x10	
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Gez.	Datum	Name	TU-Graz	
	Gep.		Sonn		
	Norm gepr.		Diodenhut.drw		
	Maßstab	Schirmung der Diode (Hut)			2
	1:1				



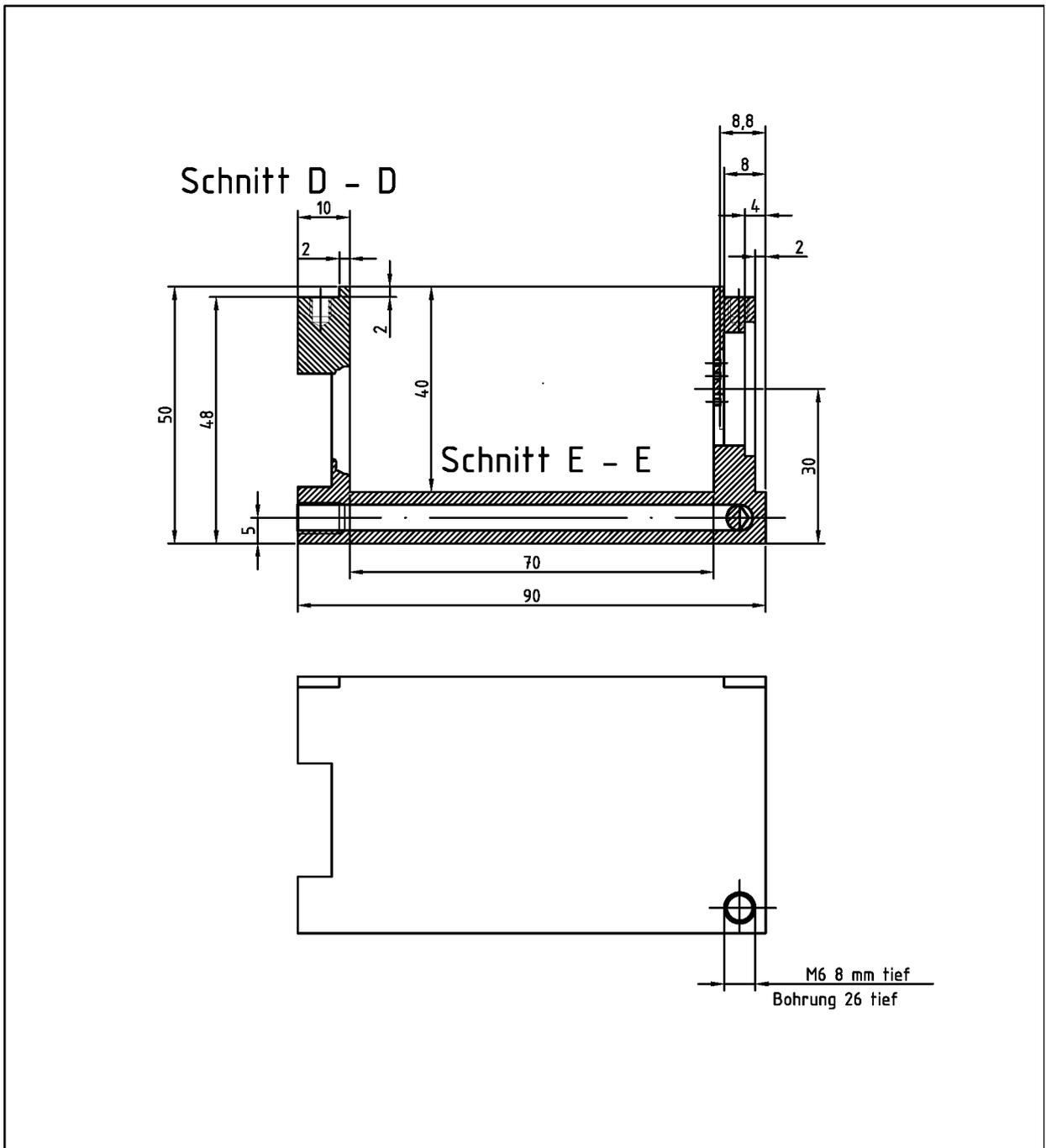
			01			
Stk.	Benennung		Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Ansicht oben/unten			TU-Graz
	Gez.	Sonn				
	Gepr.		Vorverst/Zzeichnung01			
	Norm. gepr.					
	Maßstab	Vorverstaerkergehaeuse				1
	1:1					



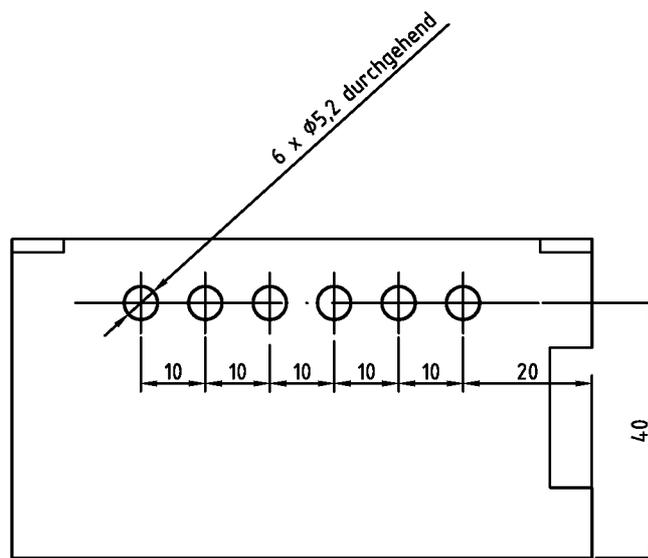
				01		
Stk.	Benennung		Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Gez.	Datum	Name	Ansicht		TU-Graz
	Gepr.		Sonn	Diodenseite		
	Norm gepr.			Vorverst/Zeichnung02		
	Maßstab	Vorverstaerkergehaeuse				2
	1:1 2:1					



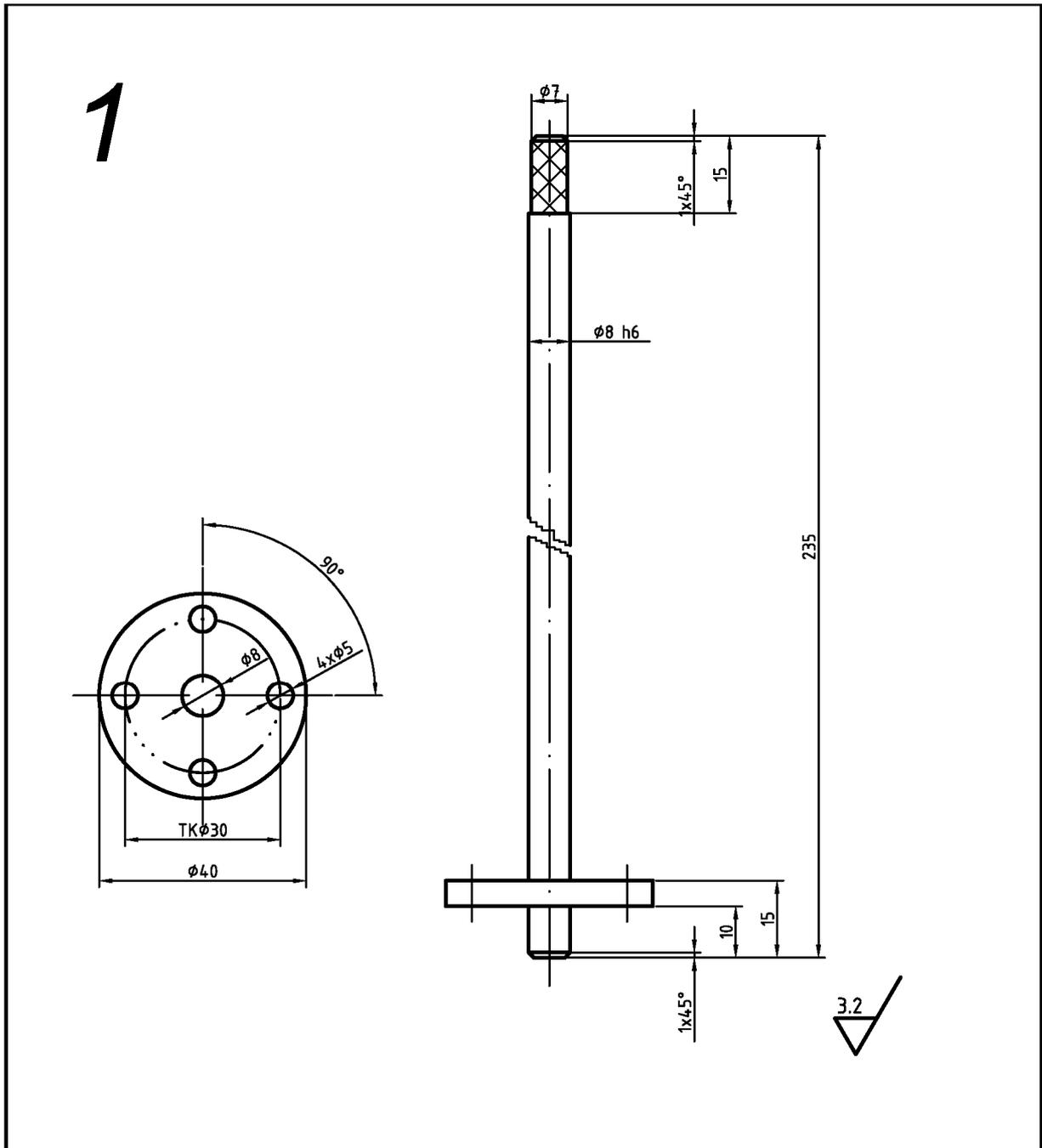
			01			
Stk.	Benennung		Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Gez.	Datum	Name	Ansicht		TU-Graz
	Gepr.		Sonn	Rückseite		
	Norm gepr.			Vorverst/Zeichnung03		
	Maßstab	Vorverstaerkergehaeuse				3
	1:1 2:1					



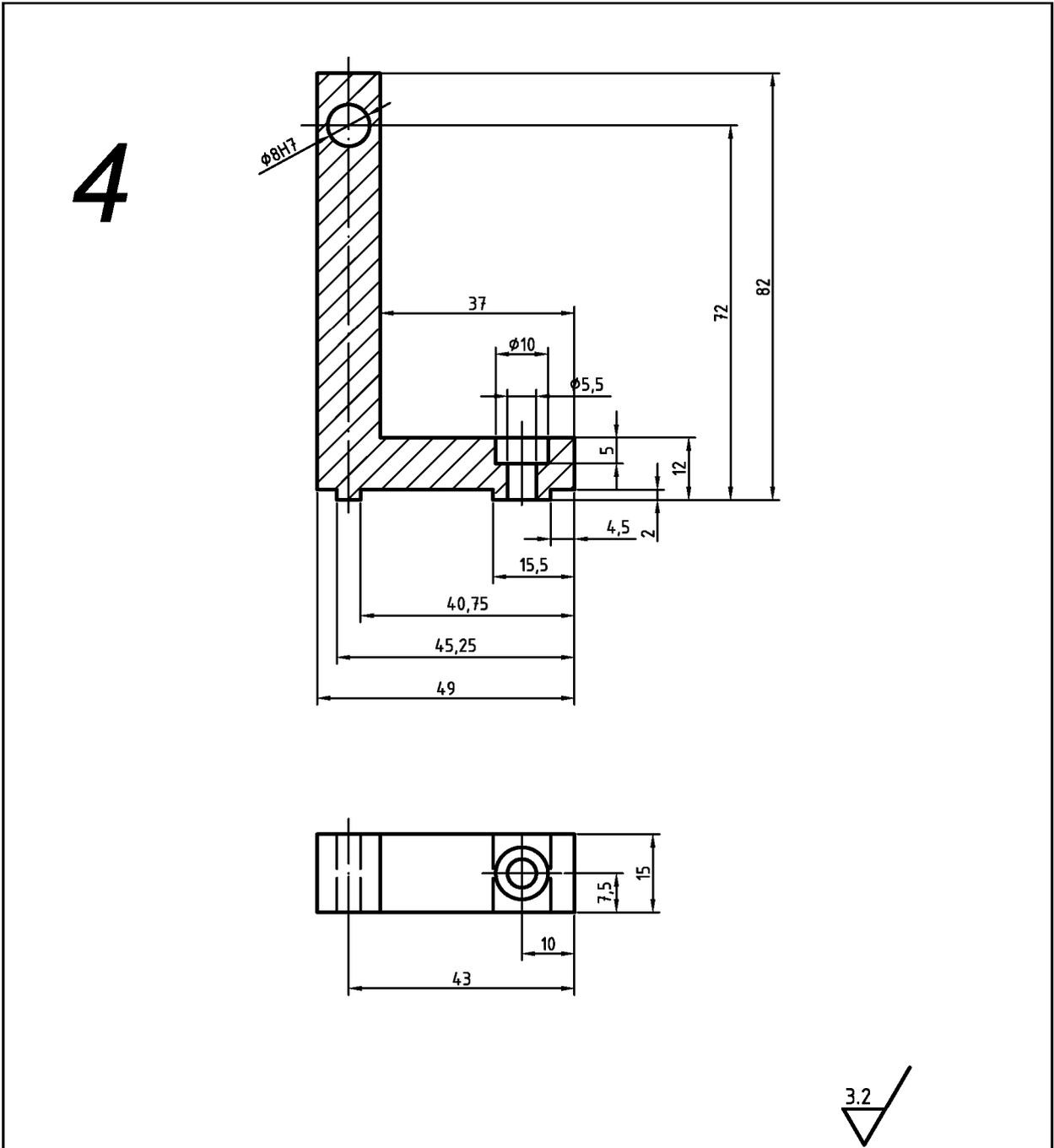
			01		
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Ansicht Vorne		TU-Graz
	Gez.	Sonn	Schnitte		
	Gepr.		Vorverst/Zeichnung04		
	Norm gepr.				
	Maßstab	Vorverstaerkergehäuse			4



			01			
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.	
	Datum	Name	Ansicht			TU-Graz
	Gez.	Sonn	Filterseite (hinten) Vorverst/Zzeichnung05			
	Gepr.					
	Norm gepr.					
1:1	Vorverstaerkergehaeuse				5	

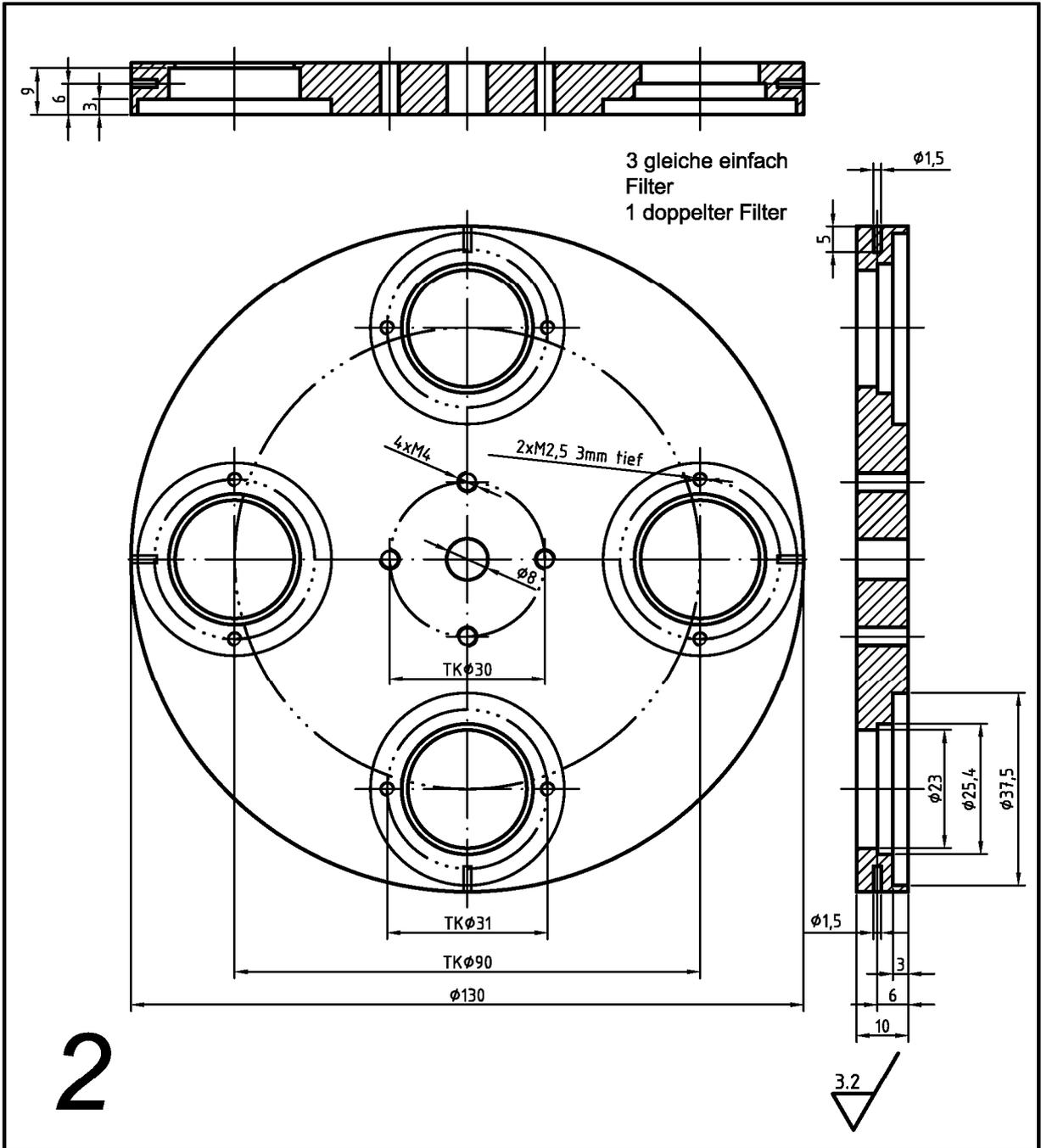


2	Gewindeachse	01	S235JRG2	Ø41x250	
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Filterwelle		TU-Graz
Gez.	23.07.02	Sonn			
Gep.		SEIDL	Filter/Zeichnung01		
Norm. gepr.					
Maßstab	Teile für Filter				1
1:1					



3.2 ✓

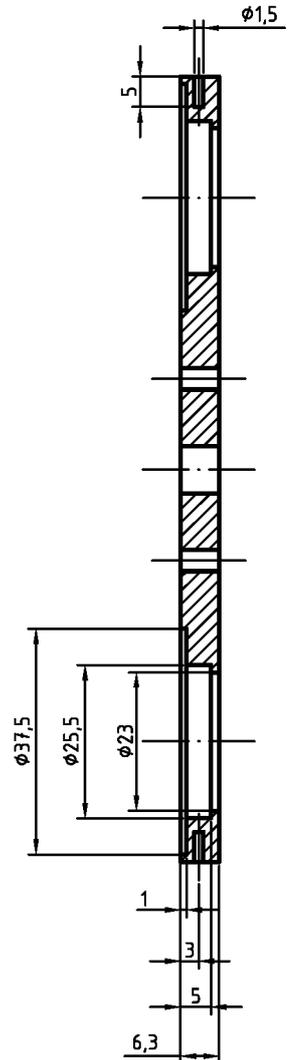
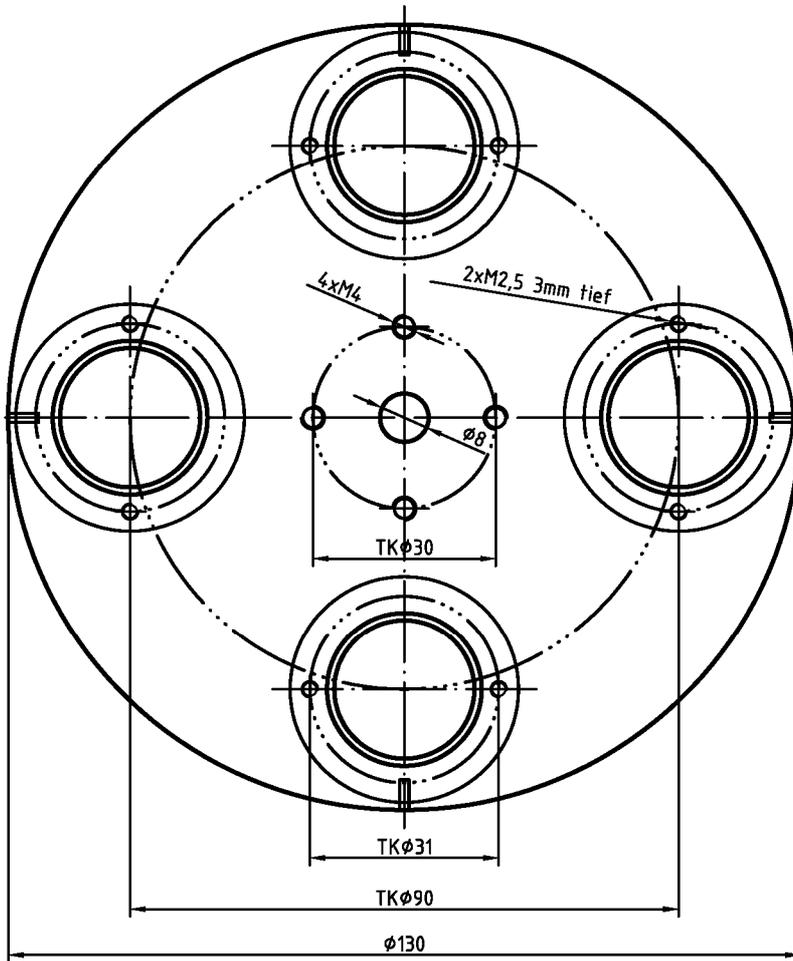
4	Achshalter	04	Alu elox.	50x85x16	
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Wellenhalter		TU-Graz
	Gez.	Sonn	Filter/Zeichnung04		
	Gepr.	SEIDL			
	Norm. gespr.				
	Maßstab	Teile für Filter			4
	1:1				



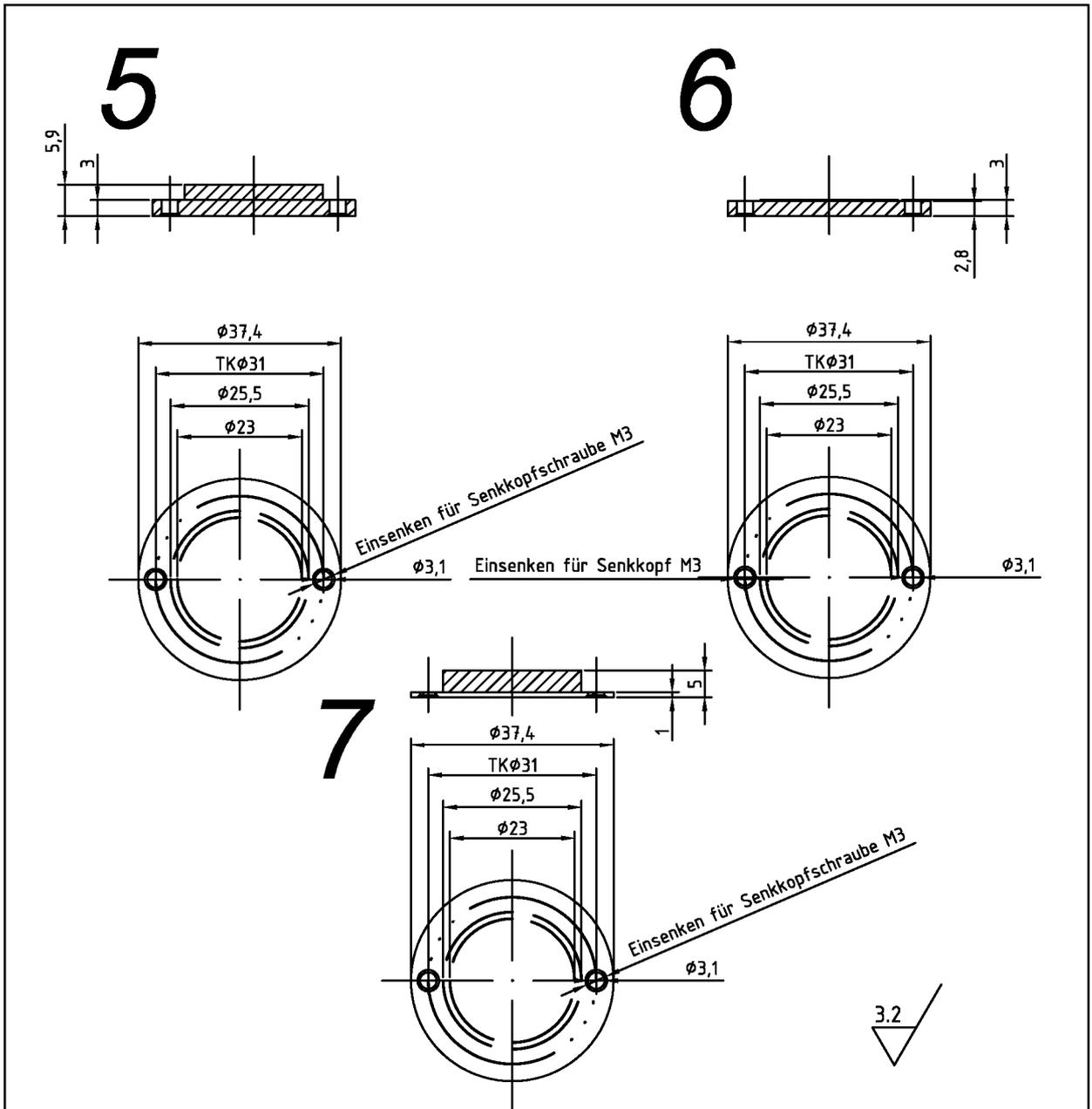
2

1	Filterrad	04	Alu elox.	Ø135x11	
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Normaldichtefilterrad Filter/Zeichnung02		TU-Graz
Gez.		Sonn			
Gepr.		SEIDL			
Norm. gepr.					
Maßstab	Teile für Filter				2
1:1					

3

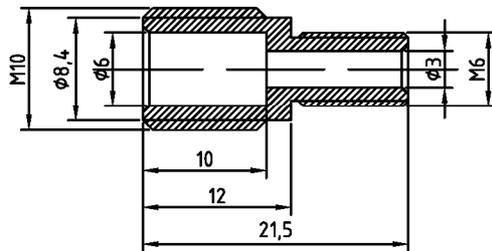


1	Filterrad	03	Alu elox.	$\phi 135 \times 7$	
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Interferenzfilterrad <small>Filter/Zeichnung03</small>		TU-Graz
Gez.		Sonn			
Gepr.		SEIDL			
Norm. gepr.					
Maßstab	1:1 Teile für Filter				3

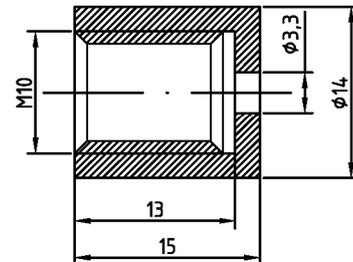


4	Filterzentrierung	07	Alu elox.		
1	Filterzentrierung	06	Alu elox.		
3	Filterzentrierung	05	Alu elox.		
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Filterzentrierungen Filter/Zeichnung05		TU-Graz
	Gez.	Sonn			
	Gepr.	SEIDL			
	Norm gepr.				
Maßstab	Teile für Filter			3	
1:1					

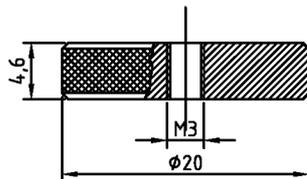
5



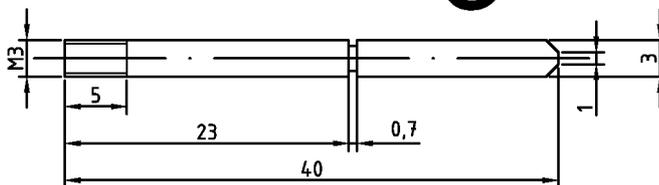
6



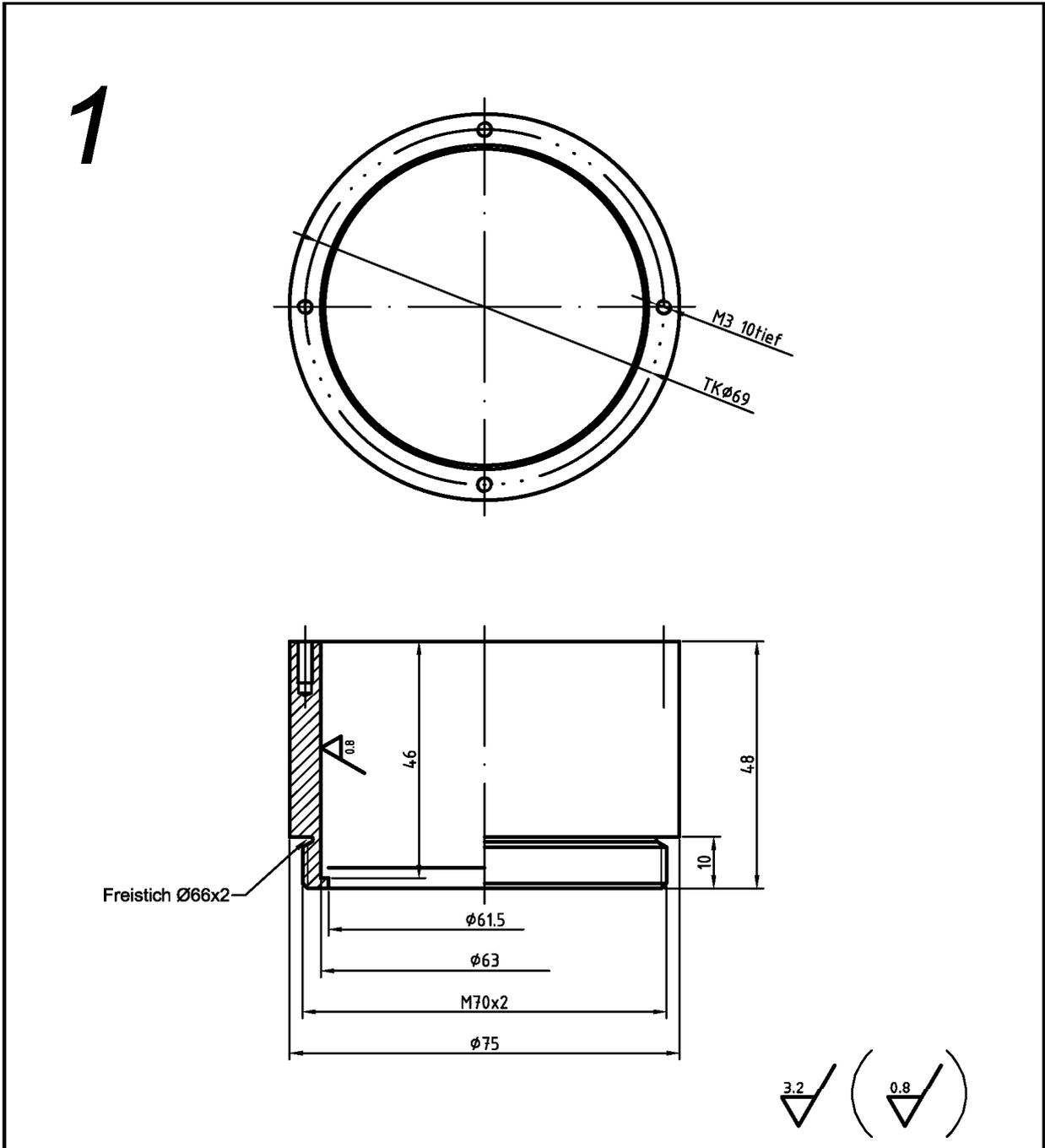
7



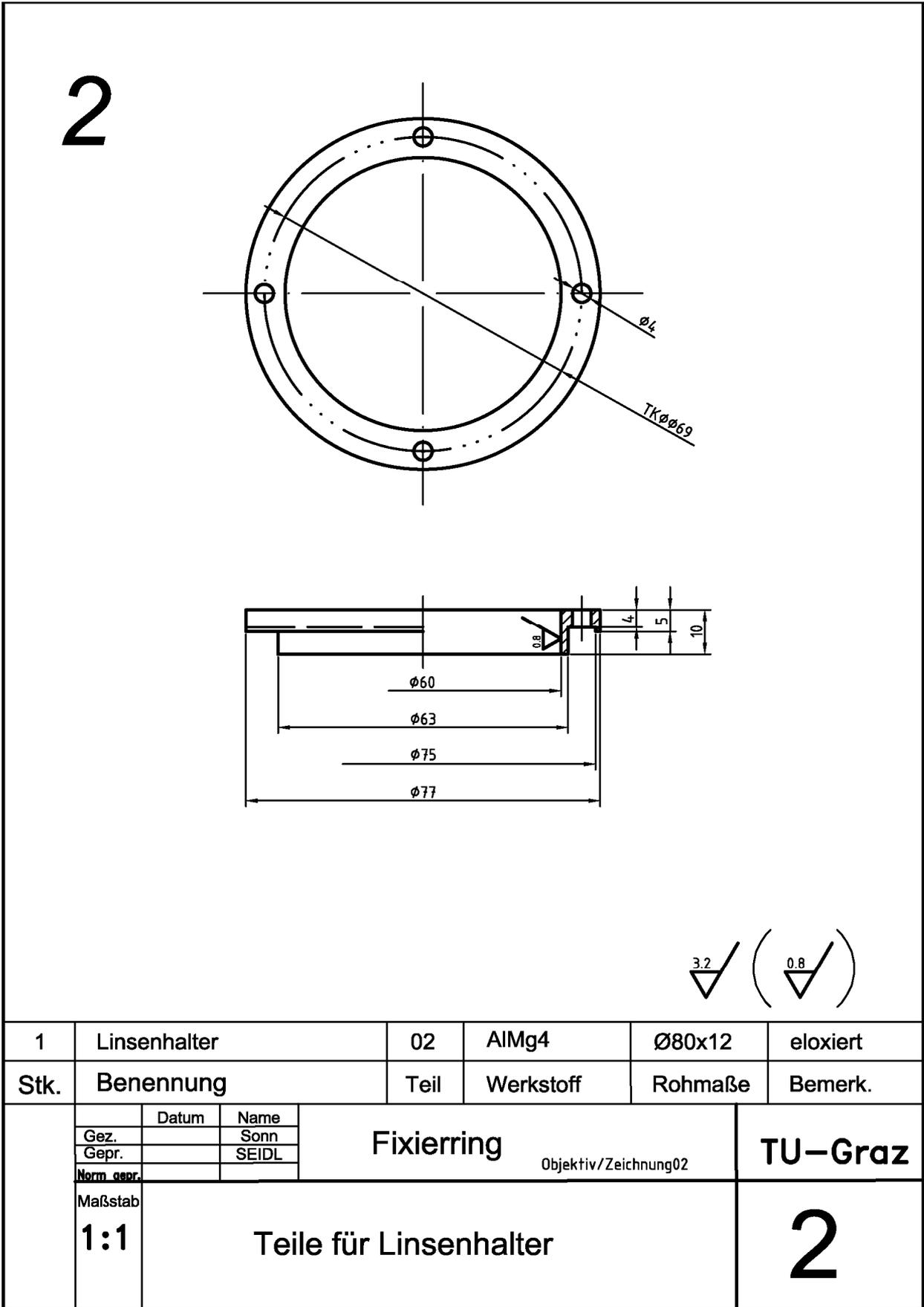
8

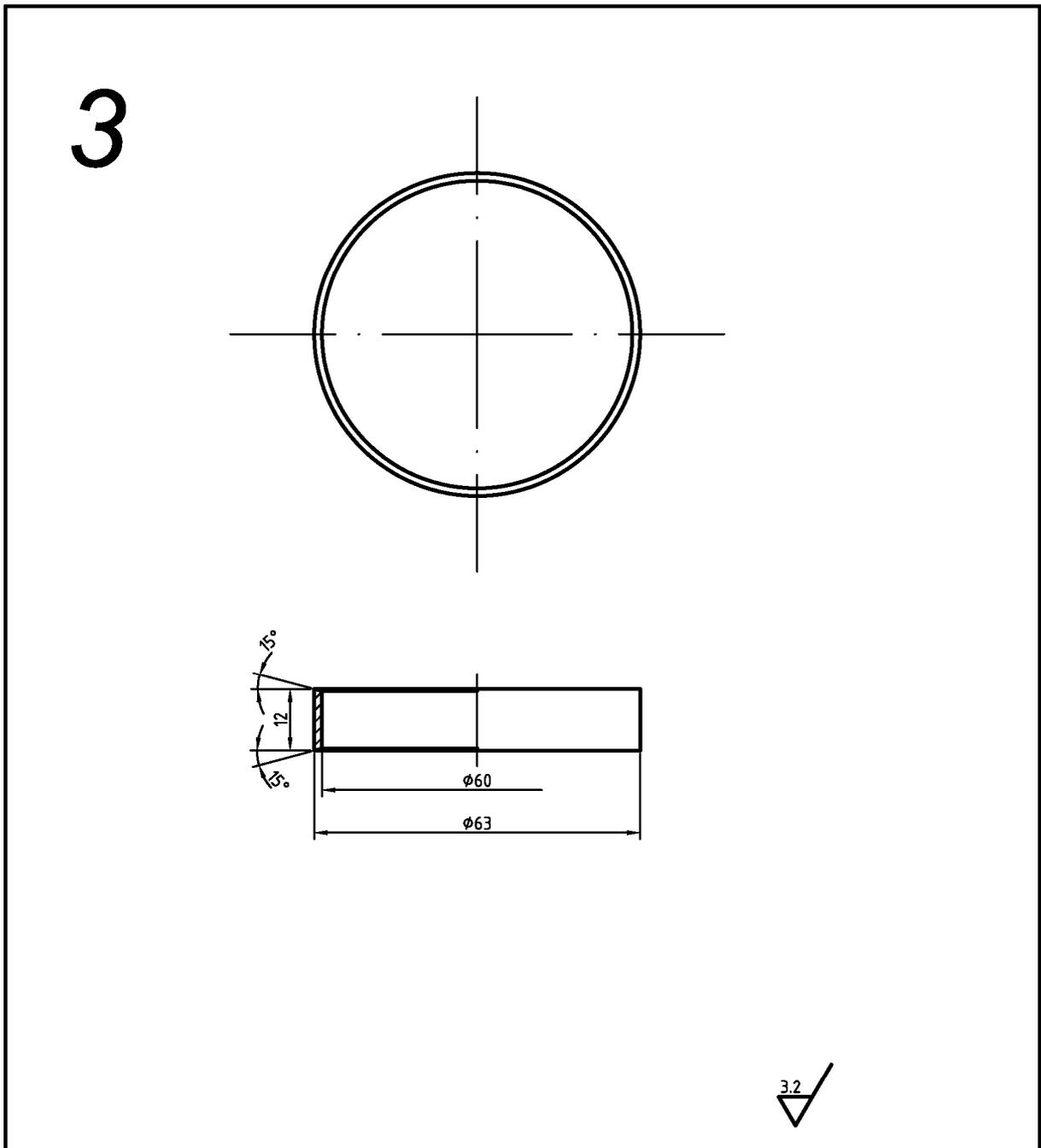


2	Stellstift	08	S235JRG2	Ø41 x 4	
2	Stellknopf	07	CuZn39Pb3	Ø21 x 5	
2	Buchsenverschluss	06	CuZn39Pb3	Ø15 x 16	
2	Fixierbuchse	05	CuZn39Pb3	Ø12 x 22	
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Filterradpositionsfixierung <small>Filter/Zeichnung05</small>		TU-Graz
	Gez.	Sonn			
	Gepr.	SEIDL			
	Norm. gepr.				
	Maßstab	Teile für Filter			3
	1:1				

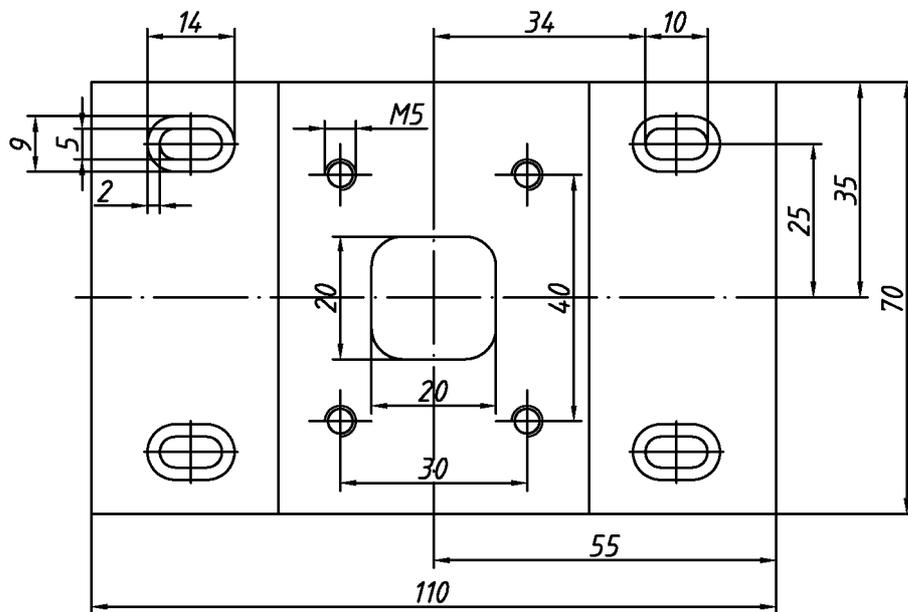
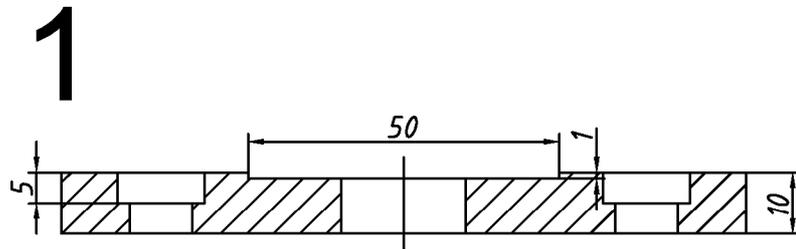


1	Linsefassung	01	AlMg4	Ø75x50	eloxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Gez.	Datum	Name	Objektiv Objektiv/Zeichnung01	
	Gepr.	27.06.02	Sonn		
	Norm. gesr.		SEIDL		
	Maßstab	Teile für Linsehalter			TU-Graz
	1:1				1



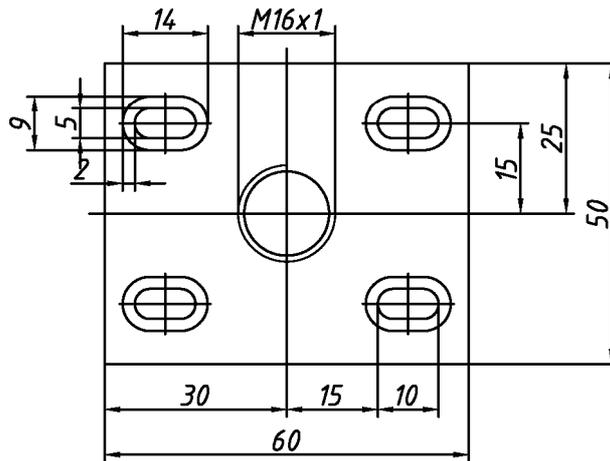
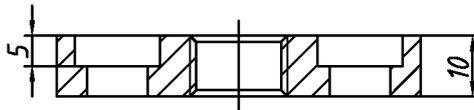


1	Abstandsring	03	Trovidur	Ø65x14	
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Abstandsring		TU-Graz
	Gez.	Sonn	Objektiv/Zeichnung03		
	Gepr.	SEIDL			
	Norm. gepr.				
	Maßstab	Teile für Linsenhalter			3
	1:1				

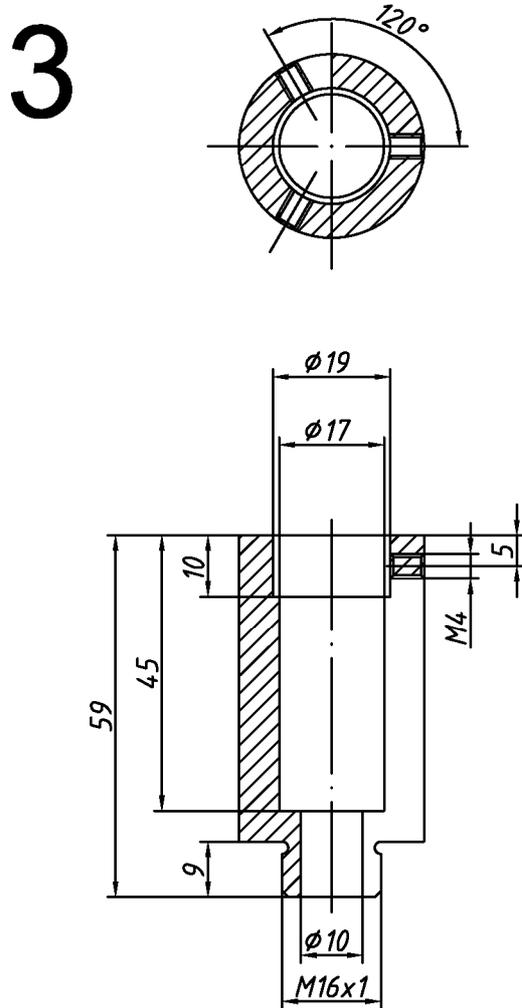


1	Justierplatte	01	Alu		
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Justierplatte		TU-Graz
Gez.		Sonn	Querachse		
Gepr.		SEIDL	Mikroskop/Zeichnung01		
Norm gepr.					
Maßstab	Mikroskophalter				1
1:1					

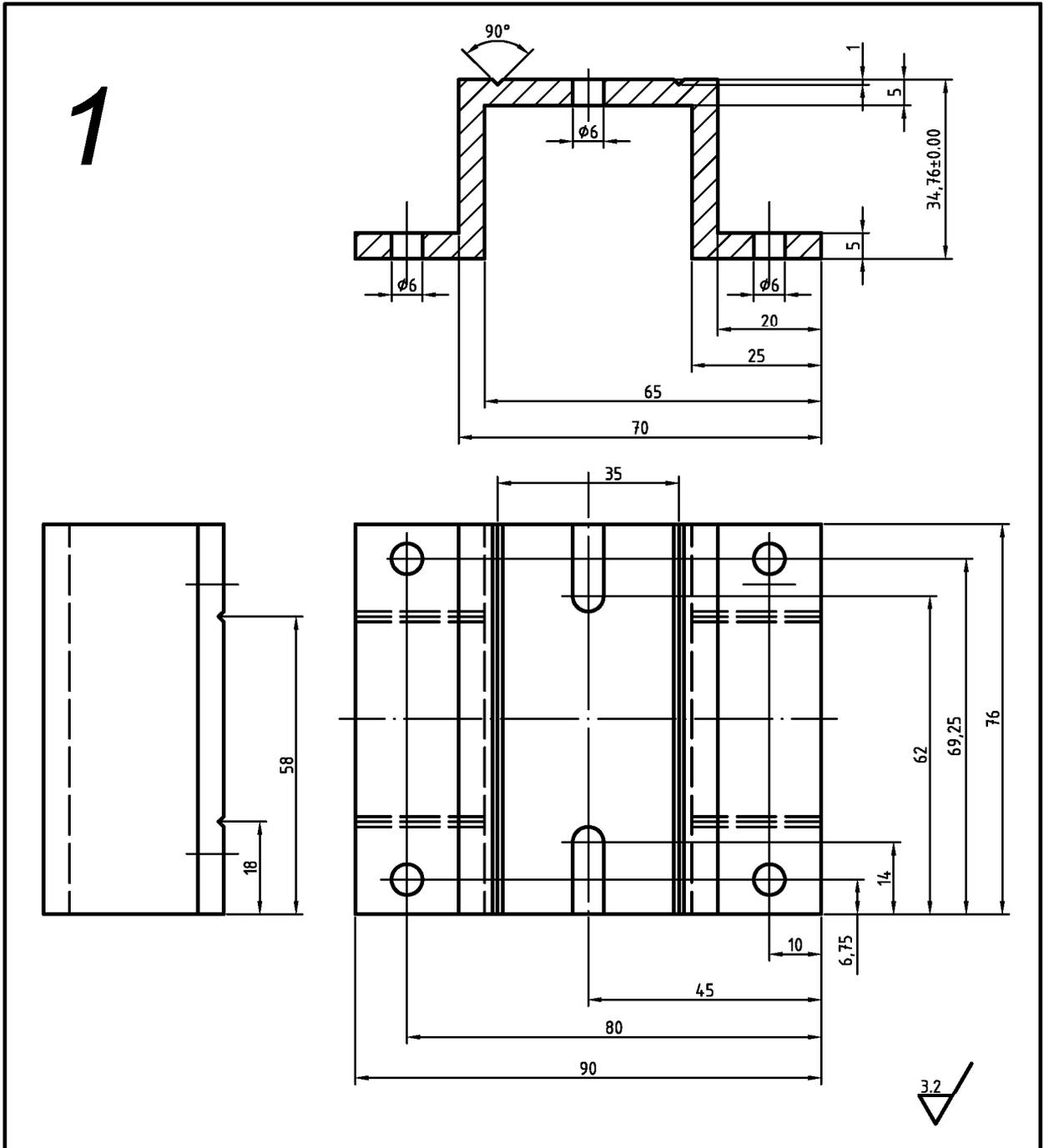
2



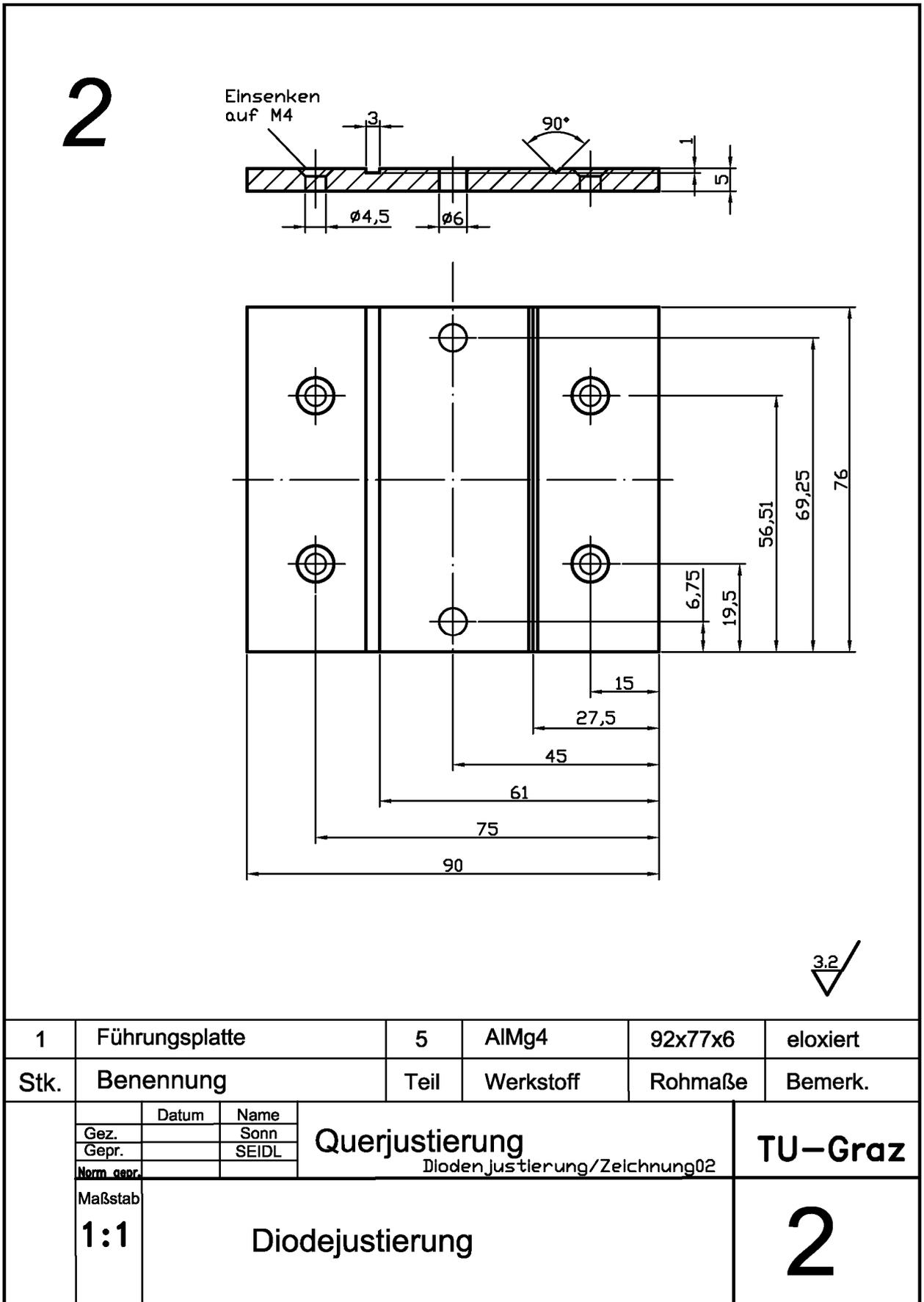
1	Justierplatte	02	Alu		
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Justierplatte		TU-Graz
	Gez.	Sonn	Längsachse		
	Gepr.	SEIDL	Mikroskop/Zeichnung02		
	Norm. gepr.				
	Maßstab	Mikroskophalter			2
	1:1				

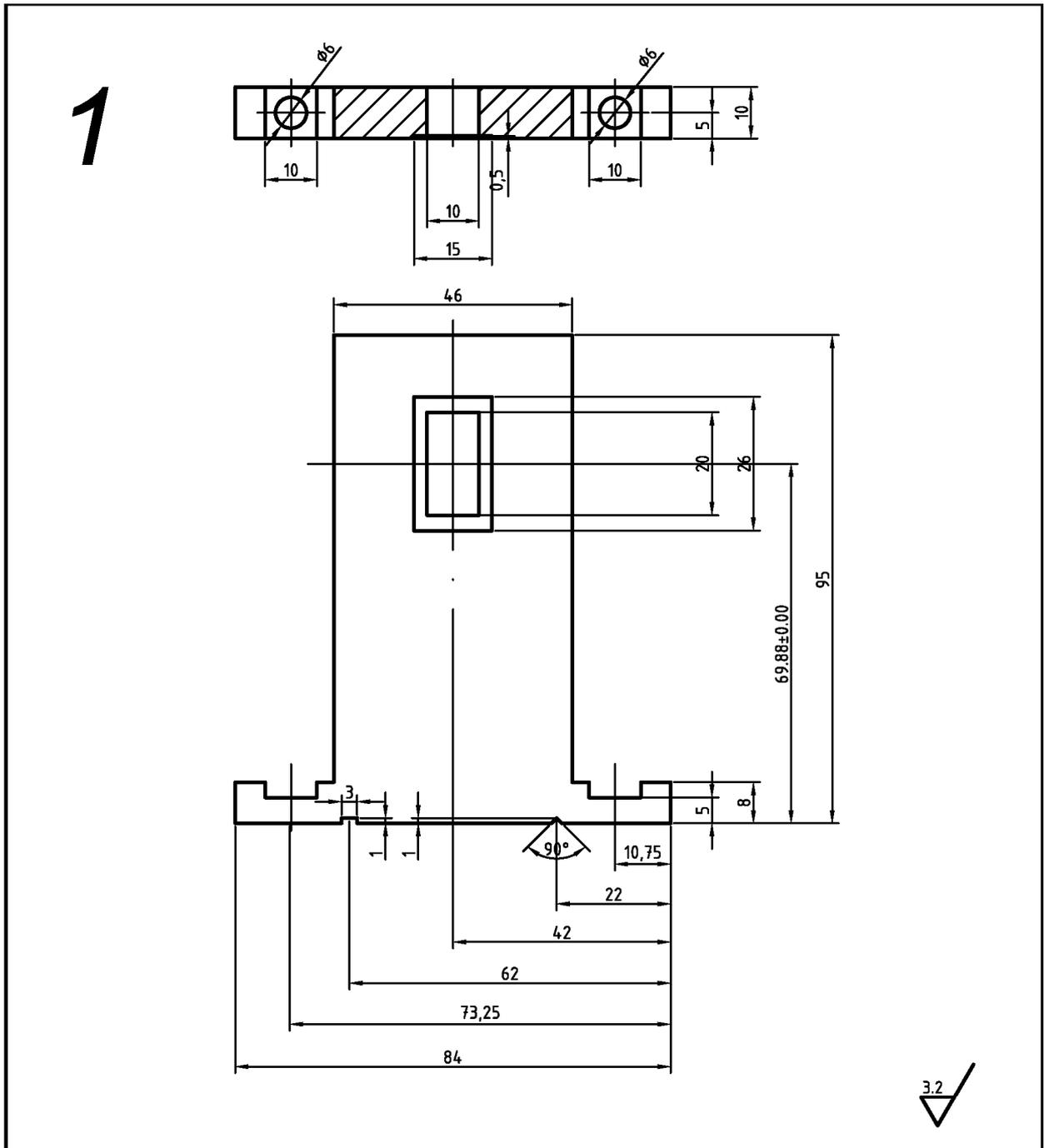


1	Mikroskophalter	03	Alu		
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
		Datum	Name	Mikroskophalter Z-Achse Mikroskop/Zeichnung03	
	Gez.		Sonn		
	Gepr.		SEIDL		
	Norm. gepr.			TU-Graz	
	Maßstab				
	1:1	Mikroskophalter			3



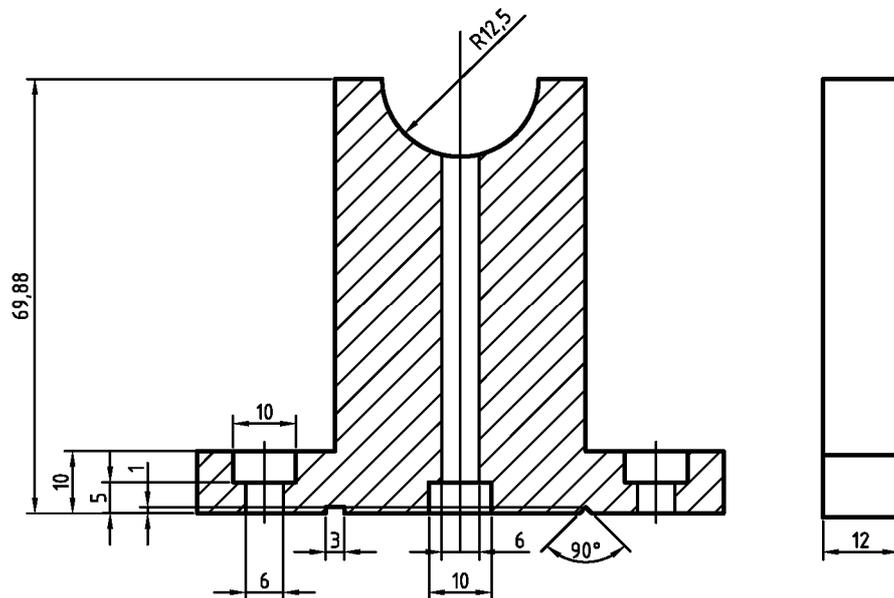
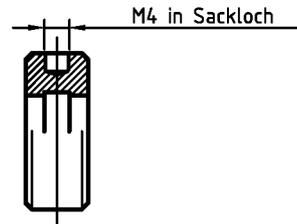
1	Führungsplatte	1	AlMg4	92x77x35	eloxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Längsjustierung Diodenjustierung/Zeichnung01		TU-Graz
	Gez.	Sonn			
	Gepr.	SEIDL			
	Norm. gepr.				
	Maßstab	Diodejustierung			1
	1:1				





1	Spaltführung	01	AlMg4	105x63x10	eloxiert
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Spalthalter Spalt / Zeichnung01		TU-Graz
Gez.		Sonn			
Gepr.		SEIDL			
Norm. gepr.					1
Maßstab	Teile für Spalt				
1:1					

Linse gefasst vorhanden - nur Gewinde bohren!



2	Linsenhalter		Alu elox.		
Stk.	Benennung	Teil	Werkstoff	Rohmaße	Bemerk.
	Datum	Name	Linsenhalter Linsen/Zeichnung01		TU-Graz
Gez.		Sonn			
Gepr.		SEIDL			
Norm. gepr.					
Maßstab	Linsenhalter				1
1:1					

TO: HPD/TU GRAZ (A)					<Y> 2002 <M> 4 <D> 16		
FINAL INSPECTION SHEET					HAMAMATSU PHOTONICS K. K. SOLID STATE DIVISION		
Type No.	G5853-11			Approved by <i>H. Tanikawa</i>			
Quantity	2 pcs.			Inspected by <i>M. Nakamura</i>			
Note							
Test Condition	Isc: Short Circuit Current (Light Source: 100lx, 2856K)						
	ID: Dark Current (at Vr=1V)						
	Rsh: Shunt Resistance (at Vr=10mV)						
	T E Cooling: Thermo Element Current (at Td=-10°C)						
	Element Temperature is Controlled by C1103-04						
Parameter	Isc	ID	Rsh	Rt	T E Cooling	Element Temperature	
Unit	μ A	μ A	kΩ	kΩ	A	°C	
Spec.	Min. 1.8	Max. 60	Min. 0.5	8.1~9.9		25	
		Max. 6	Min. 5		Max. 1.0	-10	
154	2.0	17.1	2.24	9.42		25	
		1.71	26.8		OK	-10	
155	2.3	3.92	14.7	8.89		25	
		0.68	133		OK	-10	
Date Inspected: <Y> 2002 <M> 4 <D> 8 25 °C							

HAMAMATSU
HAMAMATSU PHOTONICS K.K.

KQC-B61033B-E

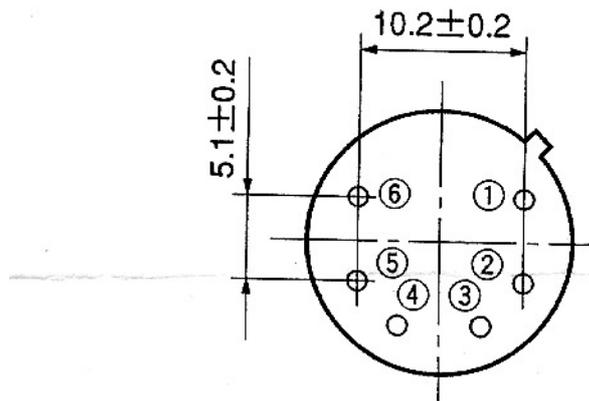
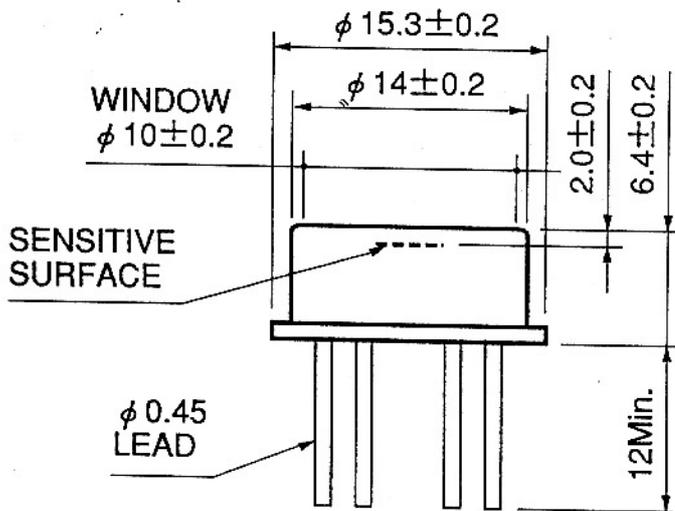
Precautions of the detector with 1 Stage Thermoelectric Cooler,

The detector having the thermoelectric cooler is to cool the detector's chip and/or to keep its temperature constantly. The supply current of the thermoelectric cooler requires much higher current than the maximum allowable current of the thermistor and detector's chip. Once the supply current of the thermoelectric cooler applies to the detector's chip or to the thermistor even in the short period of the time, the detector's chip and the thermistor will be destroyed. The caution is necessary.

Handling Method,

- (1) Use a heat-sink having the thermal resistance less than $3^{\circ}\text{C}/\text{W}$. The heat-sink requires the mount type of the metal can package. If the thermal radiation is not enough, the detector's chip gives a permanent damages.
- (2) Make the thermal resistance as small as possible between the heat-sink and the metal package. Use the silicone grease for making a coupling efficiency better. If the thermal resistance is a big enough, the thermal radiation becomes poor, and the detector's chip gives a permanent damages.
- (3) Be sure to connect the plus and minus of the thermal pins of the thermoelectric cooler correctly. Reversing the connections will lead a permanent damages.
- (4) Don't supply the current more than 1.5A which is listed on the maximum ratings to the thermoelectric cooler. Excessively high current will lead a permanent damages. Recommend to use the current less than the value listed on the maximum ratings. For long stable operation, it is a recommendable to use the current less than 1.0A.
- (5) In case of the thermistor located inside of the detector, don't exceed the rating of the thermistor (0.2mW). Recommended condition is less than 0.03mW .
- (6) When the temperature control is used, set an optimum level that takes into consideration of the thermoelectric cooler capability. Don't apply the current more than the maximum ratings of the thermoelectric cooler.
- (7) Exceeded shock or drop, and vibration may lead a permanent damages.
- (8) When the detector is mounted on the heat-sink, pay much attention not having any exceeded stress or any bending of the case or housing. These causes may lead the crack or leakage of the case or the housing.
- (9) Don't apply any strong stress to the lead pins (specially the base of the lead pin) when the detector is handled. The glass located around the lead pins on the bottom of the metal package may crack and lead the air leakage. Then it gives poor performance.

Dimensional Outline



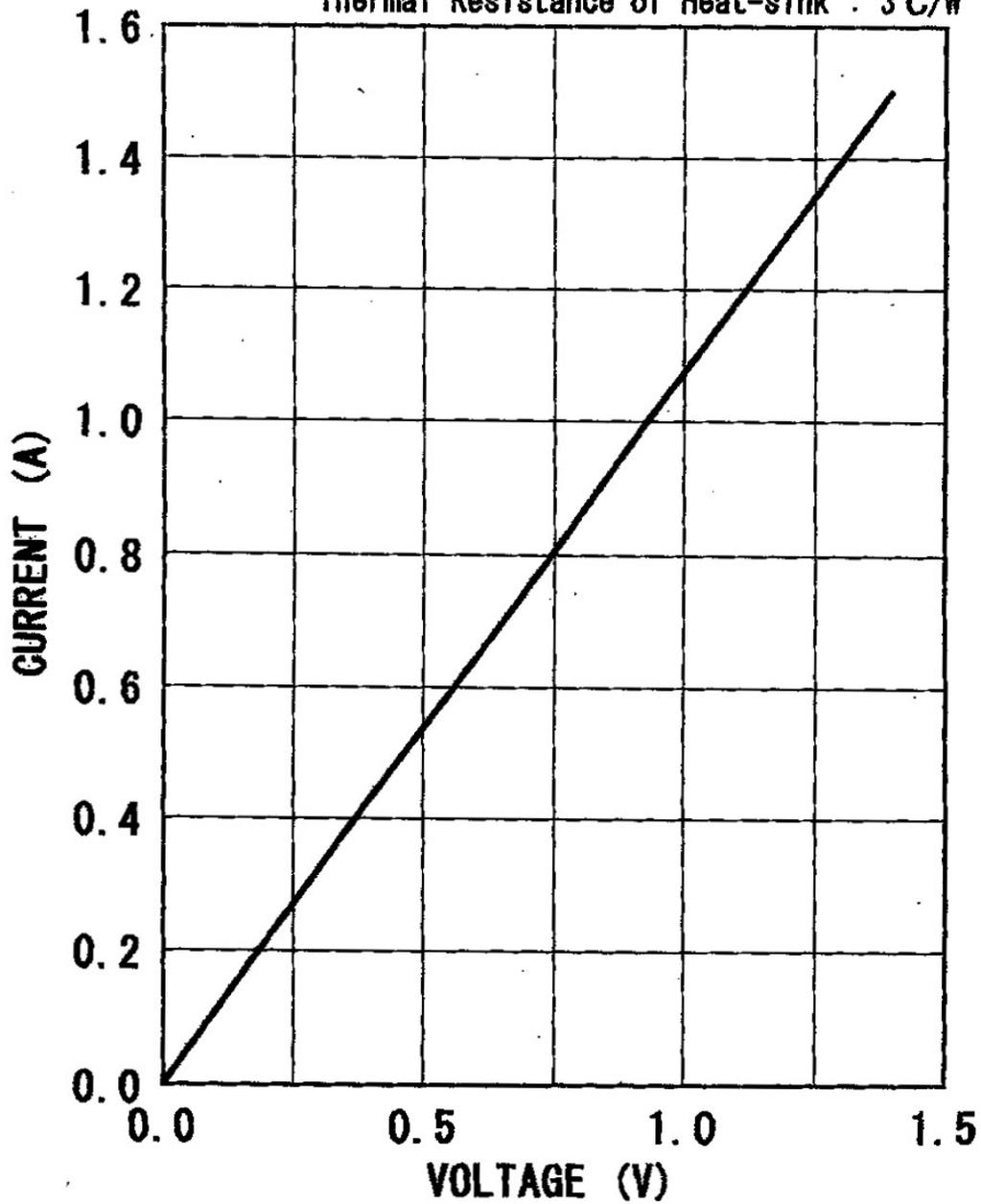
- PIN No.
- ① DETECTOR (ANODE)
 - ② DETECTOR (CATHODE)
 - ③ COOLER (-)
 - ④ COOLER (+)
 - ⑤⑥ THERMISTOR

V-I Characteristics of Typical Thermoelectric Cooler

ONE-STAGE TYPE

Ambient Temperature : 25°C

Thermal Resistance of Heat-sink : 3°C/W

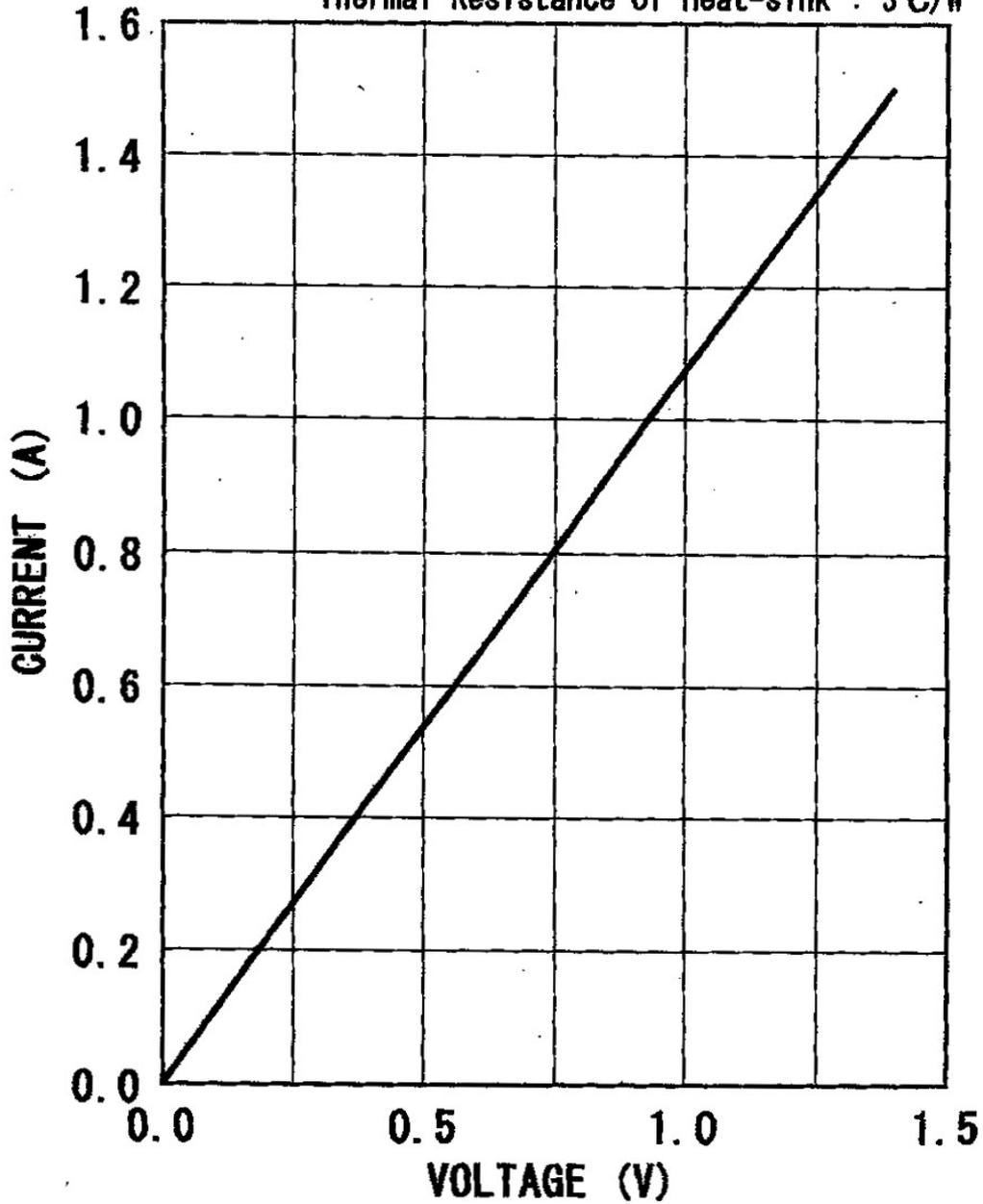


V-I Characteristics of Typical Thermoelectric Cooler

ONE-STAGE TYPE

Ambient Temperature : 25°C

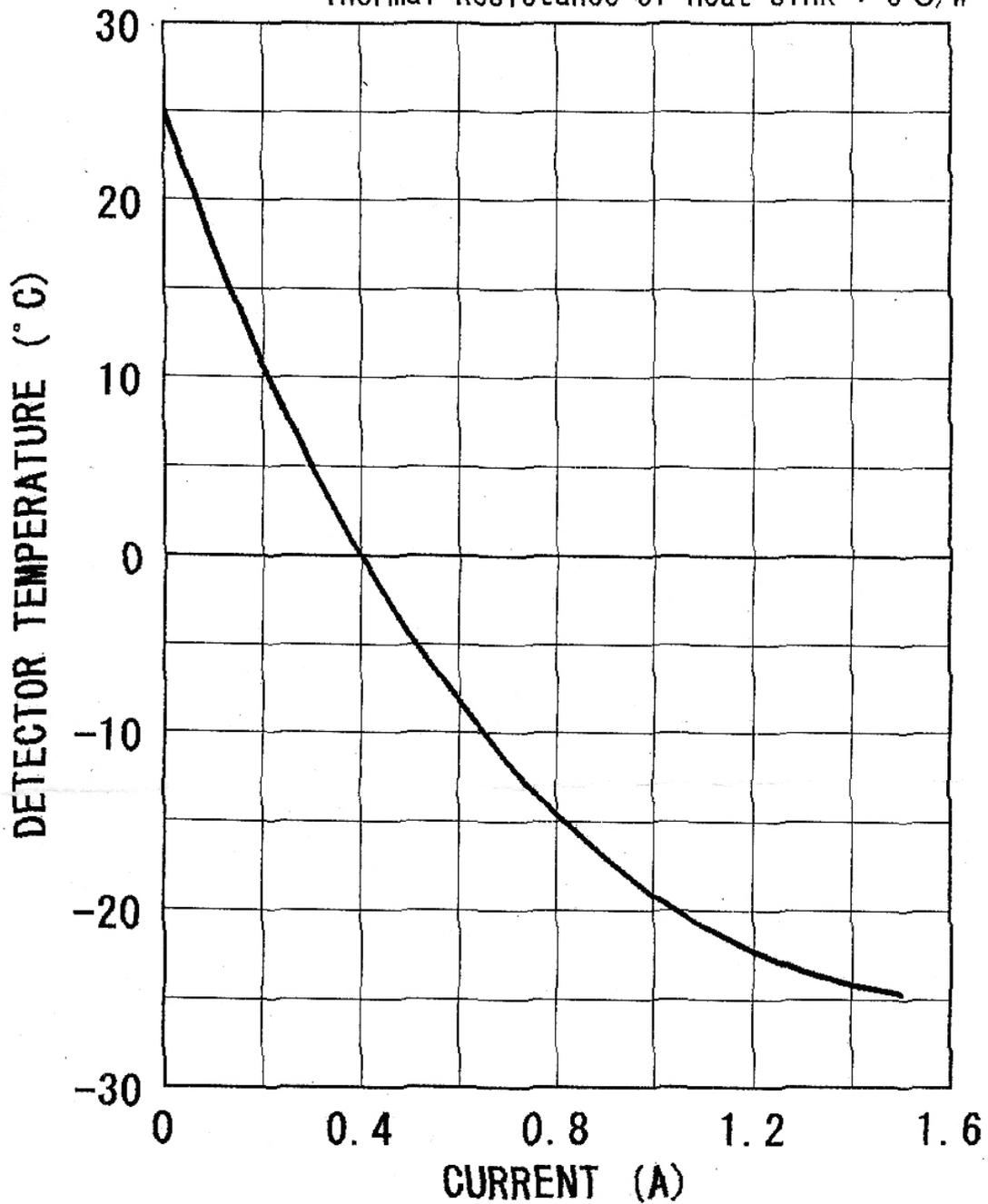
Thermal Resistance of Heat-sink : 3°C/W



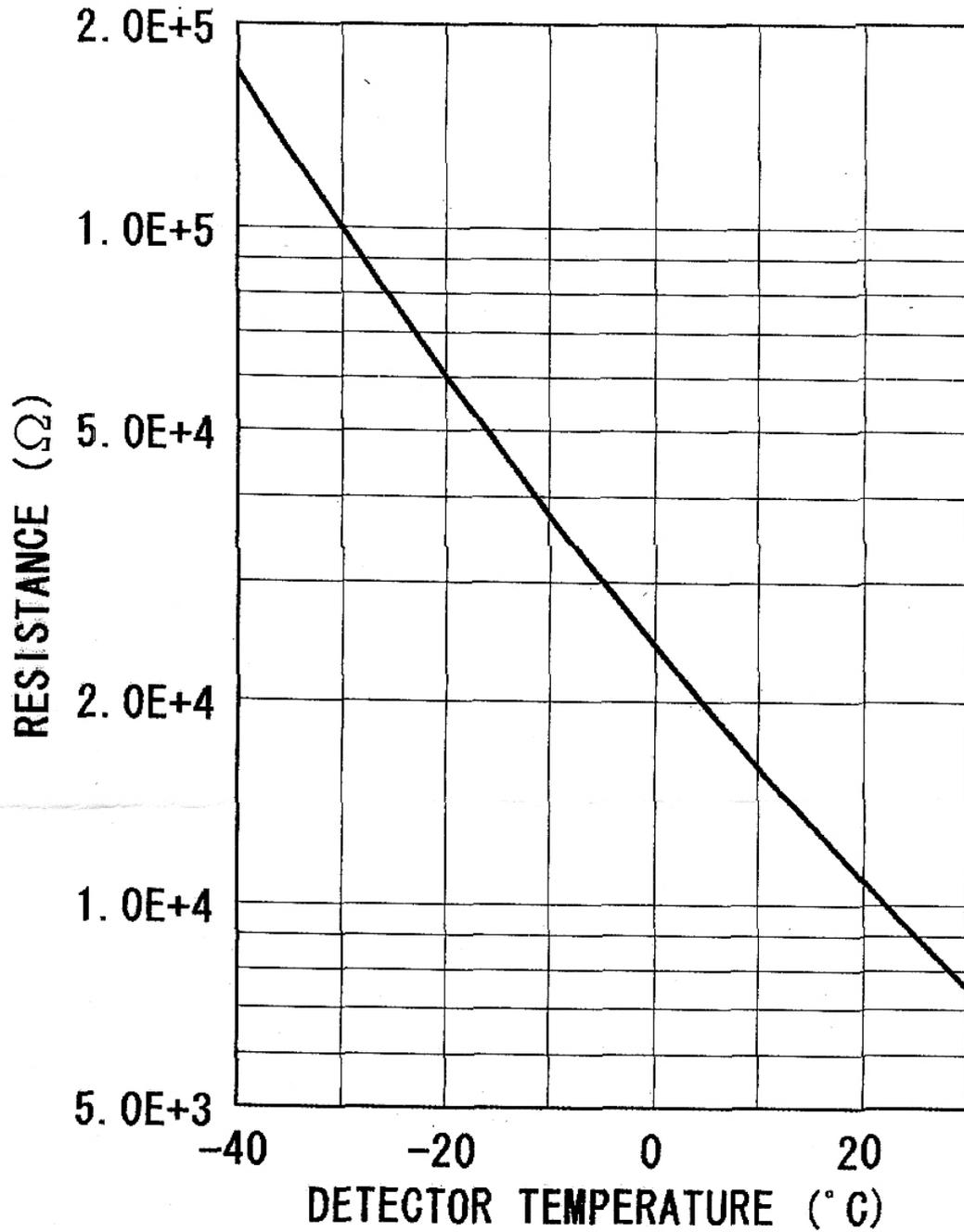
Cooling Characteristics of Typical Thermoelectric Cooler

ONE-STAGE TYPE

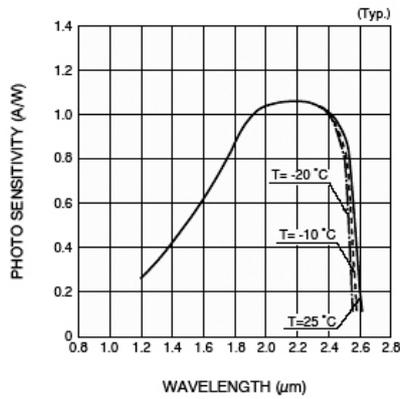
Ambient Temperature : 25°C
Thermal Resistance of Heat-sink : 3°C/W



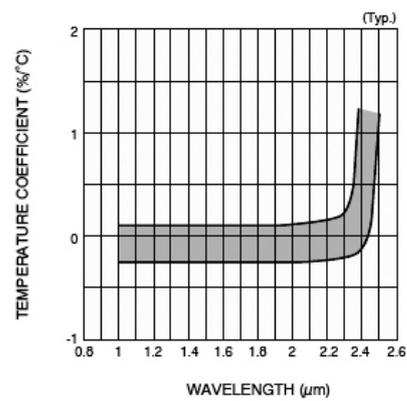
Typical Temperature Characteristics of Thermistor



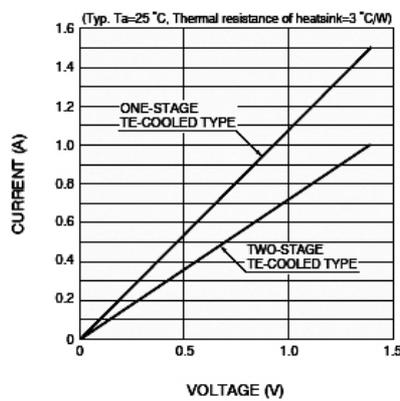
■ Spectral response



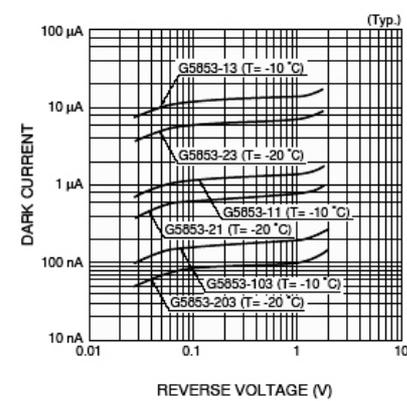
■ Photo sensitivity temperature characteristic



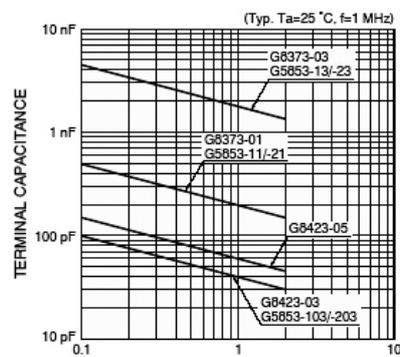
■ Current vs. voltage characteristics of TE-cooler



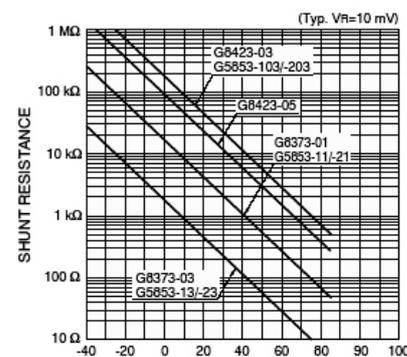
■ Dark Current



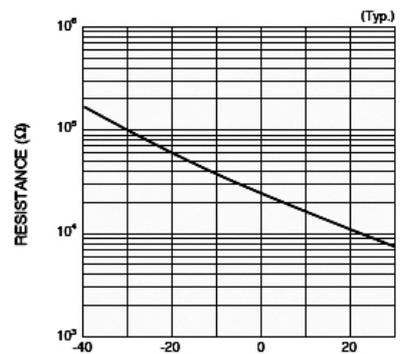
■ Terminal capacitance vs. reverse voltage



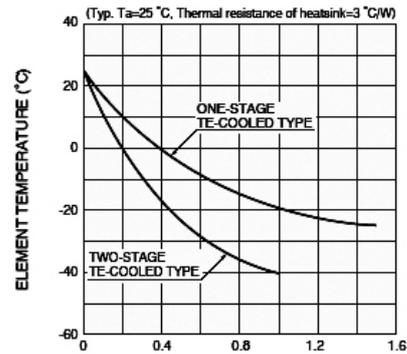
■ Shunt resistance vs. element temperature



■ Thermistor temperature characteristic



■ Cooling characteristics of TE-cooler



Spectrogon

Date: 2002-04-04 12:22

Operator :

Filter specification :
Type : BP (Bandpass)

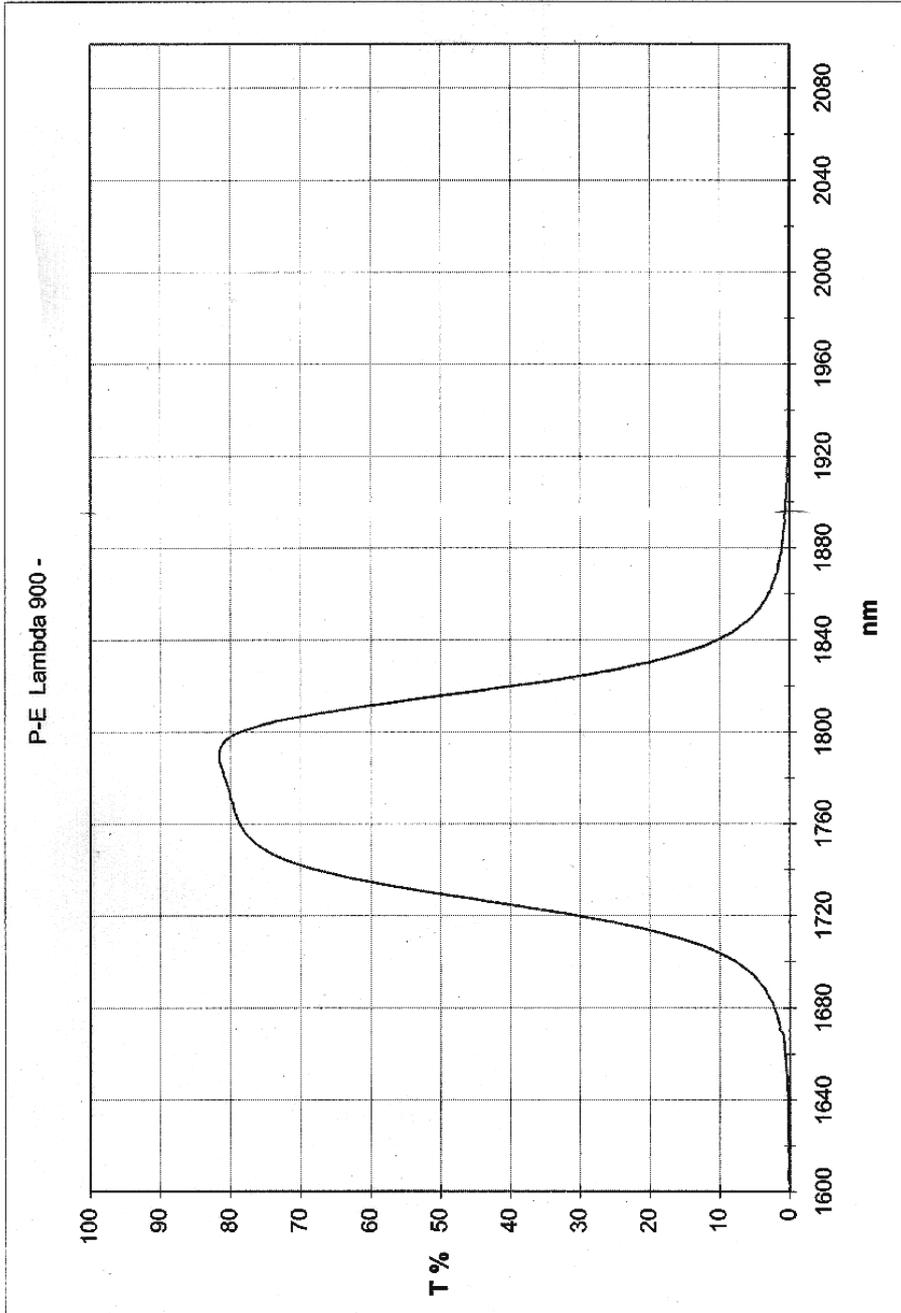
CWL = 1775 +/- 15 nm
HW = 100 +/- 15 nm
Tmin. = 70 %
Left Slope : 5 %
Right Slope : 5 %
Blocking : UV to 3500

Size : 25,4x1,0 mm

Qty : 1 pc

Spectrogon
Art.nr : 713
Batch nr :
Order nr : 02.10484

Customer
Part nr :
P.O. nr :



Actual sample values : Data collection range : 1600 to 2100 nm Diagram range : 1600 to 2099 nm

Left Slope : 2,62 % OK
Right Slope : 2,27 % OK

Spectrogon

Date: 2002-04-04 12:54

Operator: 

Filter specification:
Type: BP (Bandpass)

CWL = 2100 +/- 10 nm
HW = 90 +/- 15 nm
Tmin. = 70 %
Left Slope : 5 %
Right Slope : 5 %
Blocking : uv to 3500

Size : 25,4X1,0 mm

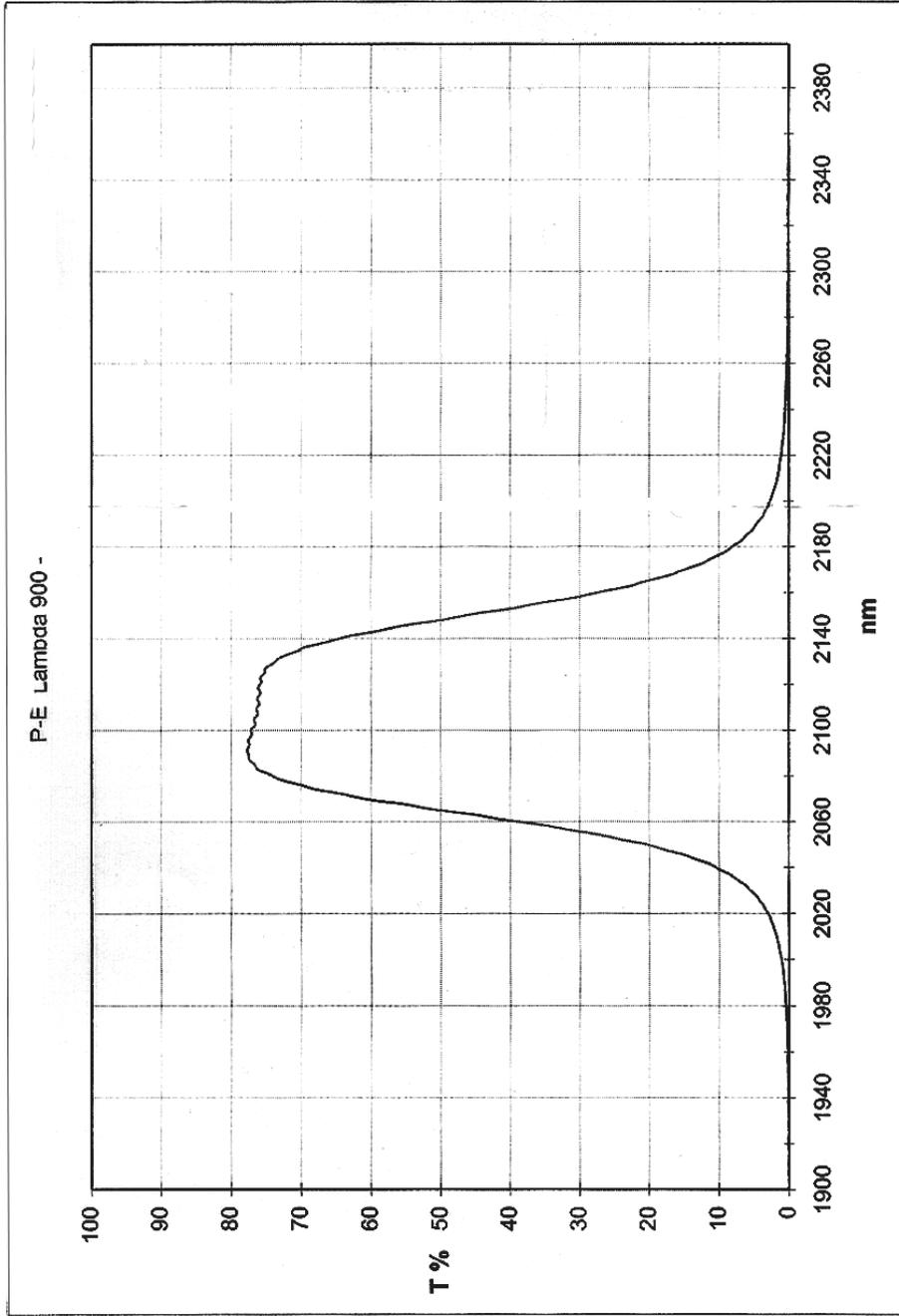
Qty : 1 pc

Spectrogon
Art.nr : 713
Batch nr :
Order nr : 02.10484

Customer
Part nr :
P.O. nr :

SPECTROGON

Optical filters • Coatings • Gratings



Actual sample values : Data collection range : 1900 to 2400 nm Diagram range : 1900 to 2399 nm

CWL = 2106,7 nm OK
HW = 94 nm 4,46 % OK
Cuton 5% = 2028,7 nm
Cutoff 5% = 2187,8 nm
Tmin. = 76 % OK
Tpeak = 77,75 %
Tave. = 76,78 %

Left Slope : 2,07 % OK
Right Slope : 2,09 % OK

Spectrogon

Date: 2002-04-04 12:58

Operator: 

Filter specification :
Type : BP (Bandpass)

CWL = 2350 +/- 15 nm
HW = 110 +/- 20 nm
Tmin. = 70 %
Left Slope : 5 %
Right Slope : 5 %
Blocking : UV to 4000

Size : 25,4x1,0 mm

Qty : 1 pc

Spectrogon

Art.nr : 713

Batch nr :

Order nr : 02.10484

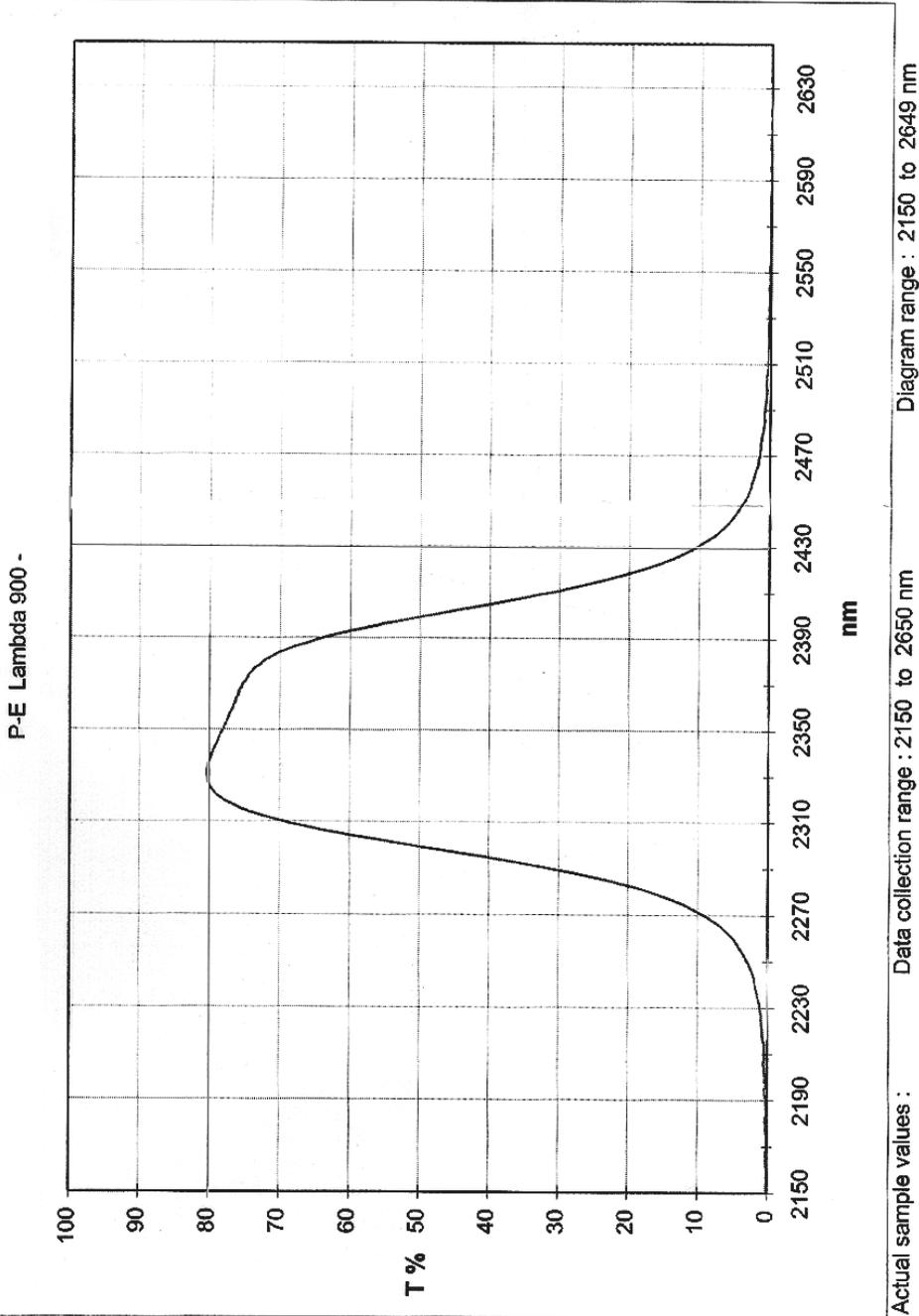
Customer

Part nr :

P.O. nr :

SPECTROGON

Optical filters • Coatings • Gratings



Actual sample values :

CWL = 2349,5 nm OK
HW = 110 nm 4,68 % OK
Cutoff 5% = 2260,1 nm
Cutoff 5% = 2443,5 nm
Tmin. = 80,2 % OK
Tpeak = 80,33 %
Tave. = 80,28 %

Left Slope : 2,05 % OK
Right Slope : 2,21 % OK

Programm Stat.m

```
%Programm stat.m zur automatischen Bestimmung der Mittelwerte und der Standardabweichung
%aus den Eichmessungen am Schwarzkörper

clear all;
close all;
fileerror{1}='0';

%Eingabefenster für die Textdatei die die Dateiliste enthält
[fname,pname]=uigetfile('*.txt','select dateiliste');
[hpath,hfile,hext,hvers]=fileparts(fname);

%Eingabe einer Nulllinie die zu den zu bearbeitenden Files gehört
[%nulname,nulpath]=uigetfile('*.asc','null file');
[%npath,nulfile,nulext,nulvers]=fileparts(nulname);
%arbeit=(fullfile(nulpath,nulname));
rausch=load('c:\auswertung\null.asc');

%Eingabe des in Excel berechneten Nullpunktes für die zu bearbeitenden Files
%nullpunkt=inputdlg('nullpunkt','eingabe des gemittelten Nullpunktes');
%nullpkt=str2num(nullpunkt{1});
nullpkt=-0.127231451;

filezahler=1;
datlist=textread(fullfile(pname,[hfile '.txt']),'%s');
filezahl=size(datlist,1);
mit=fopen(fullfile(pname,'mittel.txt'),'w');

for z=1:filezahl
    fehler=0;

    arbeit=(fullfile(pname,[datlist{z}]));
    dat=load(arbeit);

    %Bestimmung des Rauschwerte
    r1=find(dat(:,3)>max(rausch(:,1)));

    %Ausschneiden der Rauschwerte - Anpassen auf mV
    re=dat(r1,3)/1000;

    %Ausschneiden aller Werte unterhalb des momentanten Mittelwertes
    r1=find(re>mean(re));
    res=re(r1);

    %Ausschneiden der Trapezanstiege sowie fehlerhafter Punkte
    fehler=0;
    [messwert,fehler]=messwert(res,fehler);
    messwert=messwert-nullpkt;
```

```

if fehler==1
    fileerror{filezahler}=arbeit;
    filezahler=filezahler+1;
end

%Überprüfung - wahlweise zu Aktivieren
%for z=1:filezahl-2
%plot(messwert,'blue');
%hold on;
%end

%Speicherung der korrigierten Messwerte
save(fullfile(pname,[strrep(datlist{z},'.asc','.dat')]),'messwert','-ascii','-tabs');

%Speicherung des Mittelwertes und der Standardabweichung
fprintf(mit,'%s',datlist{z});
fprintf(mit,'%s',' ');
fprintf(mit,'%e',mean(messwert));
fprintf(mit,'%s',' ');
fprintf(mit,'%e',std(messwert));
fprintf(mit,'\n');

end
fclose(mit);

%Schreiben eines Fehlerfiles
if filezahler > 0
    fid=fopen(fullfile(pname,'fehlerdate.txt'),'w');
    for z=1:size(fileerror,2)
        fprintf(fid,'%s',fileerror{z});
        fprintf(fid,'\n');
    end
    fclose(fid);

end
close all;

```

Funktion Messwert (für Stat.m)

```

function [mess,fehl] = messwert(res,fehl)
%Funktion zur Datenreduktion bei den Eichmessungen am Schwarzkörper;
%nur verwertbare Datenpunkte bleiben übrig, verwendet von stat.m

problempunkt=1;

halbwertbreite=360;          %typischer Wert 450 - 300

```

```

%Überprüfung der Halbwertbreite
while halbwertbreite>(size(res,1)/4-10)
    halbwertbreite=halbwertbreite-10;
end

%Bestimmung des Zentrumspeaks
peakcent=round(size(res,1)/4)-1;
peakcent1=peakcent;
peakcent2=peakcent*3;
halbwertsbreite=400;
while problempunkt
    punkte=res;
    %Zusammenfügen der restlichen Messwerte

    messwert1=punkte(peakcent1-halbwertbreite:peakcent1+halbwertbreite);
    messwert2=punkte(peakcent2-halbwertbreite:peakcent2+halbwertbreite);
    messwert=[messwert1;messwert2];

    %Auffinden eines fehlerhaften Messwertes
    %fehlerhafte Messwerte können durch Überspannungen oder unkorrekte A/D Wandlung,
    %Einstreuungen, Festplattenfehler (eine alte Festplatte hatte Schreibfehler)
    %Softwarefehler und dgl. entstehen

    mittel=mean(messwert);
    fehler=find((abs(messwert-mittel))<0.01);

    if size(fehler,1) < size(messwert,1)
        messwert=messwert(fehler);

        %kurzer Plot des fehlerhaften Ergebnisses
        figure;
        h=gcf;
        plot(res,'red');
        hold on;
        plot(messwert,'blue');

        ok=questdlg('Ist das Ergebnis richtig','ja','nein');
        if strcmp(ok,'No')
            %Versuch einer neuen Halbwertsbreite
            ok=questdlg('Soll eine kleinere Halbwertbreite versucht werden?','ja','nein');
            if strcmp(ok,'No')
                fehl=1;
                problempunkt=0;
            else
                halbwert=inputdlg(strcat('alte Breite=',int2str(halbwertbreite),' neue
Halbwertbreite=?'),'Eingabe einer kleineren Halbwertbreite');
                halbwertbreite=str2num(halbwert{1});
            end
        else
            problempunkt=0;
        end
    end
    hold off;

```

```
        close(h);
    else
        break
    end
end
end

mess=messwert;
```

Funktion Planckdiode

```
function planckdiode()
%Funktion zum Vergleich zwischen dem Planck'schen Strahlungsgesetz und dem
%Diodensignal unter Einbeziehung der Diodenempfindlichkeit

clc;
close all;

%Definition der Konstanten
c2 = 0.014388;                %2.planck'sche konstante
Tb=475;
Tend=1400;
l=(Tend-Tb)/25;
j=[1:1];
temp=475+j*25;

%Offen der Files planck.txt - enthält die Intensitätswerte für die angegebenen Temperatur
mit=fopen('c:\exelauswertung\planck.txt','w');

%Laden der Empfindlichkeit
diode=load('c:\exelauswertung\empf.txt','%s');
werte=size(diode,1);
lambda=diode(:,1);
lambda=lambda.*1e-6
intens=diode(:,2);

%diese Abbildung enthält einen Vergleich zwischen den Planck'schen Intensitätskurven und
%jenen die ein idealer Strahlungsempfänger durch ein Filter mit der Diodenempfindlichkeit
sieht
fig1=figure('MenuBar','none','NumberTitle','off','Name','PLANCK');
clf;

%Integration über jede Temperatur/Intensitätskurve
for i=1:l
    T=Tb+273.15+25*i;
    I = 1e-28./lambda.^5.*(1./(exp(c2./(lambda*T))-1));
    plot(lambda*1e6,I);
```

```
hold on;
plot(lambda*1e6,I.*intens,'r');
hold on;
x(i)=trapz(lambda,I.*intens);
%formatierte Ausgabe in ein File
fprintf(mit,'%10.0f %12.8e\n',T-273.15,x(i));
xx(i)=trapz(lambda,I);
end

title('Planck's radiation - Diodensignal ','FontSize',14);
xlabel('Wellenlänge \lambda / \mu m','FontSize',12);
ylabel('Gesamtstrahlung / beliebige Einheiten','FontSize',12);
fig2=figure;
plot(temp,x);
hold on;
%Ausgabe eines Intensitätsvergleichs
plot(temp,xx,'r');
title('Intensitätsvergleich','FontSize',14);
xlabel('Temperatur / \mu m','FontSize',12);
ylabel('Gesamtstrahlung / beliebige Einheiten','FontSize',12);
%z=[temp;x]';
fclose(mit);
hold on;
```

Funktion Planckdiodefiter:

```

function planckdiodefiter()
%Funktion zum Vergleich zwischen dem Planck'schen Strahlungsgesetz und dem
%Diodensignal unter Einbeziehung der Diodenempfindlichkeit und der Interferenzfilter

clc;
close all;

%definition of constants
c2 = 0.014388; %2.Planck'sche Konstante
Tb=775;
Tend=1400;
l=(Tend-Tb)/25;
j=[1:1];
temp=475+j*25;

%Öffnen der Files planck.txt - enthält die Intensitätswerte für die angegeben Temperatur
mit=fopen('c:\exelauswertung\simulation der Filter\planck2100.txt','w');

%laden der Empfindlichkeit der Diode
diode=load('C:\exelauswertung\simulation der Filter\empfd2100.txt','%s');

werte=size(diode,1);
lambda=diode(:,1);
lambda=lambda.*1e-6
intens=diode(:,2);

%fig1 zeigt einen Vergleich der Strahlungsintensität des Planck'schen Strahlungsgesetzes
%und den Intensität die durch die Diodenempfindlichkeit und des Interferenzfilters auf einen
%idealen Strahlungsempfänger träge
fig1=figure('MenuBar','none','NumberTitle','off','Name','PLANCK');
clf;

%Integration über jede Temperatur/Intensitätskurve
for i=1:l
    T=Tb+273.15+25*i;
    I = 1e-28./lambda.^5.*(1./(exp(c2./(lambda*T))-1));
    plot(lambda*1e6,I*100);
    hold on;
    plot(lambda*1e6,I.*intens,'r');
    hold on;
    x(i)=trapz(lambda,I.*intens);
    %formatierte Ausgabe in ein File
    fprintf(mit,'%10.0f %12.8e\n',T-273.15,x(i));
    xx(i)=trapz(lambda,I);
end

title('Planck - Diodensignal','FontSize',14);
xlabel('Wellenlänge \lambda / \mu m','FontSize',12);
ylabel('spektrale Strahldiche / beliebige Einheiten','FontSize',12);

```

```
%Ausgabe eines Intensitätsvergleichs
fig2=figure;
plot(temp,x,'r');
hold on;
plot(temp,xx*100,'b');
title('Intensitätsvergleich','FontSize',14);
xlabel('T /°C','FontSize',12);
ylabel('spektrale Strahldichte / beliebige Einheiten','FontSize',12);%z=[temp;x]';
fclose(mit);
hold on;
```

8 Literaturverzeichnis

- [1] C. Cagran, *Untersuchung des Emissionsverhaltens flüssiger Metalle mittels Photopolarimetrie und Mehrwellenlängenpyrometrie*, Dissertation, Technische Universität Graz, 2004
- [2] K. Boboridis, *Application of single-wavelength radiation thermometry and high-speed laser polarimetry to thermophysical property measurements on pulse-heated-metals*. Dissertation, Technische Universität Graz, 2001
- [3] F. Sachsenhofer, *Data evaluation for pulse heating experiments with emissivity measurements using a division-of-amplitude photopolarimeter*. Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2000
- [4] J. Ruprechter, *Entwicklung und Kalibration eines Submikrosekunden-Pyrometers*. Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2000
- [5] C. Cagran, *Thermal Conductivity and Thermal Diffusivity of Liquid Copper*, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2000
- [6] W. Obendrauf, *Strahlungsmessung an stossaufgeheizten Drahtproben*, Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 1991.
- [7] P. Reiter, *Entwicklung eines Millisekunden Pulsheizsystems zur Messung Thermophysikalischer Daten von Metallen*. Dissertation, Technische Universität Graz, 2001.
- [8] A. Seifert, *Bestimmung des normalen spektralen Emissionskoeffizienten von flüssigen pulsgeheizten Metallen mittels eines schnellen Photopolarimeters*. Dissertation, Technische Universität Graz, 2001
- [9] Bergmann-Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik – Band 1 – 10. Auflage* (de Gruyter, 1990)
- [10] F. Henning, *Temperaturmessung*. Springer Verlag, Heidelberg, Berlin, New York, 3. Auflage, 1977.
- [11] H. Preston-Thomas: *The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90)*. Metrologia, 27(3-10) und 27(107), 1990.
- [12] P. Saunders, *Uncertainty Arising from the Use of the Mean Effective Wavelength in Realizing ITS-90*, Temperature: Its measurement and control in science and industry, Volume 7, pp. 639 – 644

- [13] Neumann-Stecher, *Temperaturmessung - 2. Auflage* (Akademie-Verlag Berlin, 1987)
- [14] E. Kaschnitz, *Bestimmung thermophysikalischer Daten verschiedener Metalle bei ohmscher Pulsaufheizung im Mikrosekundenbereich*. Dissertation, Technische Universität Graz, 1992.
- [15] LOT-Oriel GmbH & Co. KG web Seite, Detectors Technical discussion, http://www.lot-oriel.com/pdf/all/detectors_discussion_en.pdf
- [16] G. Pottlacher, *Bestimmung thermophysikalischer Daten von Metallen bis in den Überhitzungsbereich der flüssigen Phase*, Dissertation, Technische Universität Graz, 1987
- [17] W. T. Welford and R. Winston, *High collection nonimaging Optics*, San Diego: Academic Press, 1989
- [18] A. Pinter: *Einfluss von mittlerer effektiver Wellenlänge und Size-of-Source Effekt auf die Messgenauigkeit eines Pyrometers*. Diplomarbeit, Technische Universität Graz, 2004.
- [19] Goodfellow Camebridge Limited web-Seite, Technische Daten von Aluminium, http://www.goodfellow.com/csp/active/gfMaterialInfo.csp?text=*A&MATID=AL00&material=1
- [20] G. R. Gathers, *Thermophysical Properties of Liquid Copper and Aluminum*, Int. J. Thermophysics, 4(3), pp. 209 – 226, 1983
- [21] P. D. Desai, *Thermodynamic Properties of Aluminum*, Int. J. Thermophysics, 8(5), pp. 621 – 638, 1987
- [22] European co-operation for Accreditation, EA-4/02, *Expression of the uncertainty of measurement in calibration*. <http://www.european-accreditation.org/pdf/EA-4-02ny.pdf>, 1999.

DANKSAGUNG

Diese Arbeit wurde am Institut für Experimentalphysik der Technischen Universität Graz unter der Leitung meines Betreuers Herrn Ao. Univ. Prof. Dr. Gernot Pottlacher durchgeführt. Ihm verdanke ich neben einer interessanten Aufgabenstellung auch den wissenschaftlichen Hintergrund und die apparative Möglichkeit diese Arbeit durchführen zu können.

Für seinen Einsatz und die fruchtbringenden Gespräche, die in diese Arbeit eingeflossen sind, aber auch für seine Geduld und Nachsicht bei diversen Problemen sei ihm an dieser Stelle herzlich gedankt.

Weiters möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Instituts für die gute Zusammenarbeit bedanken, insbesondere bei Institutsvorstand Herrn Univ. Prof. Dr. Wolfgang Ernst für die Bereitstellung der Infrastruktur. Der Elektronikgruppe des Instituts, allen voran Herrn DI Christian Neureiter sowie Ing. Reinhard Dämon und Josef Friedrich, sei an dieser Stelle nochmals für die Entwicklung und Bau der Pyrometerschaltung gedankt. Ein weiterer Dank ergeht an die mechanische Institutswerkstätte, die meine Werkstättenzeichnungen prompt und mit Nachsicht umgesetzt haben und mir mit neuen Ideen einen gangbaren Weg gewiesen haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Kollegen DI Claus Cagran und DI Boris Wilthan, mit denen ich in den letzten Jahren im Labor zusammengearbeitet habe, die immer gute Diskussionspartner mit neuen Ideen waren. Allen voran sei Adrian Pinter erwähnt, der nicht nur Kollege sondern vielmehr ein guter Freund ist. Kritische Anmerkungen und Anregungen zur rechten Zeit haben humorvoll mein Diplomantendasein ergänzt, auch wenn der dabei genossene Automatenkaffe meine Magenschleimhaut mitunter gereizt hat. Dankenswert erwähnen möchte ich auch DI Peter Reiter, der mir seine Erfahrungen im Pyrometerbau zur Verfügung gestellt hat.

Ein weiterer Dank ergeht an meine beiden Familien (Sonnberger und Posratschnig), meine Freunde, im besonderen Frau Mag. Michaela Falkenberg, die versuchte, die Rechtschreibfehler dieser Arbeit ans Tageslicht zu bringen und alle, die mir über die Jahre weitergeholfen haben, wenn es notwendig war.

Last but not least ergeht ein besonderes Dankeschön an meine Lebensgefährtin Petra. Ihr Ehrgeiz und ihre Zielstrebigkeit sind mir Vorbild, ihre Geduld und Ausdauer wurden hart auf die Probe gestellt und ihre Nachsicht und Hilfe haben diese Arbeit erst ermöglicht.

Andreas Sonnberger

*Diese Arbeit wurde vom Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung(FWF),
Projekt(P15055) unterstützt.*