



Dissertation

Tobias Pohl

Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit von Infrarotdetektoren auf Grundlage des Planck'schen Strahlungsgesetzes



ISSN 2941-1297
ISBN 978-3-944659-41-1

DOI 10.7795/110.20241204

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

Dissertationen

PTB-Diss-9

Braunschweig, Dezember 2024

Tobias Pohl

Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit
von Infrarotdetektoren auf Grundlage des
Planck'schen Strahlungsgesetzes

ISSN 2941-1297

ISBN 978-3-944659-41-1

DOI 10.7795/110.20241204

Empfohlene Zitierweise/recommended citation

Pohl, T., 2024. *Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit von Infrarotdetektoren auf Grundlage des Planck'schen Strahlungsgesetzes*. Dissertation, Technische Universität Berlin.
Braunschweig: Physikalisch-Technische Bundesanstalt.
PTB-Bericht Diss-9. ISBN 978-3-944659-41-1
Verfügbar unter: <https://doi.org/10.7795/110.20241204>

Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt
ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100
38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-30 06

Telefax: (05 31) 592-30 08

www.ptb.de

Zugl.: Berlin, Technische Universität, Diss., 2024

Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit von Infrarotdetektoren auf Grundlage des Planck'schen Strahlungsgesetzes

vorgelegt von

TOBIAS POHL, M. Sc.
ORCID: 0009-0002-3863-4124

an der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing. -
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Clemens Gühmann

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Stephan Völker

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Gerald Gerlach

Gutachter: Dr.-Ing. Jörg Hollandt

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 25. September 2024

Berlin 2024

Kurzfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die auf das Internationale Einheitensystem (SI) rückgeführten Kalibriermöglichkeiten zur Darstellung und Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von Strahlungsdetektoren an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in den Spektralbereich des nahen und mittleren Infraroten erweitert.

Dafür wurde ein neues Primärmessverfahren realisiert, das auf der Nutzung der thermischen Strahlung eines Hohlraumstrahlers ($T_{\text{BB}} \approx 1200 \text{ K}$) basiert: Die radiometrischen Eigenschaften der Hohlraumstrahlung sind gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz berechenbar und die Strahlung wird durch am Fourier-Transform-Spektrometer charakterisierte optische Bandpassfilter spektral selektiert, wodurch Kalibrierungen der spektralen Empfindlichkeit von Detektoren an den Zentralwellenlängen der Bandpassfilter ($1,55 \mu\text{m}$; $2,73 \mu\text{m}$; $3,90 \mu\text{m}$; $10,58 \mu\text{m}$; $13,95 \mu\text{m}$) ermöglicht sind. Weitere Kalibrierwellenlängen lassen sich mit verhältnismäßig geringem Aufwand durch die Charakterisierung weiterer Bandpassfilter realisieren. Die Messunsicherheiten des Kalibrierverfahrens wurden detailliert untersucht und ein umfassendes Messunsicherheitsbudget erstellt. Dabei wurden relative Standardmessunsicherheiten zwischen 5 % und 18 % erzielt und die Messunsicherheit bei der Berücksichtigung von Strahlung außerhalb des Filterbandpasses als dominierende Messunsicherheitskomponente identifiziert.

Die erzielten Kalibrierergebnisse wurden mithilfe eines etablierten, SI-rückgeführten Messplatzes mit einem kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR) validiert. Der CESR-Messplatz wurde dafür durch Implementierung von Laserstrahlungsquellen für die Wellenlängen $3,96 \mu\text{m}$, $9,45 \mu\text{m}$ und $10,45 \mu\text{m}$ in den Spektralbereich des mittleren Infraroten erweitert. Die durchgeführten Detektorkalibrierungen am erweiterten CESR-Messplatz mit relativen Standardmessunsicherheiten von 1,5 % bestätigen die Ergebnisse des neuen Kalibrierverfahrens am Hohlraumstrahler.

In der Praxis eingesetzte Infrarotdetektoren sind häufig halbleiterbasiert und wegen ihrer ausgeprägteren Wellenlängenabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit oder kleineren Empfängerfläche (Durchmesser $\leq 2 \text{ mm}$) nur eingeschränkt zur direkten Kalibrierung mit diesen beiden Primärmessverfahren geeignet. Daher wurden thermische Detektoren mit vergleichsweise größerer Empfängerfläche und einem tendenziell flachen spektralen Verlauf ihrer Empfindlichkeit kalibriert und als hochwertige Transferrnormale für die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit etabliert. Bei den Transferrnormalen handelt es sich um Thermosäulendetektoren des Typs TS-76 (LEIBNITZ-INSTITUT FÜR PHOTONISCHE TECHNOLOGIEN e.V., IPHT) und pyroelektrische Detektoren des Typs

LIE-651 (INFRA TEC GMBH). Beide fensterlosen Detektortypen sind durch die Ausstattung mit Aperturblenden (Durchmesser 5,8 mm für TS-76 bzw. 4,0 mm für LIE-651) und einem speziell entwickelten Gehäuse zur thermischen Stabilisierung und Reduzierung von Streustrahlung als Transferrnormale optimiert.

Da pyroelektrische Detektoren aufgrund ihres Funktionsprinzips zeitliche Änderungen der einfallenden Strahlung detektieren, werden sie üblicherweise mit einem Chopperrad betrieben und das Detektorsignal mit einem Lock-In-Verstärker ausgelesen. Das resultierende Ausgangssignal hängt dann nicht nur von der Amplitude, sondern auch von der Pulsform der gepulsten Strahlung ab. Da diese Pulsform von der Messplatzgeometrie bestimmt wird, müssen bei der Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit Pulsformfaktoren berücksichtigt werden. Für beide Primärnormal-Messplätze wurden mathematische Modelle zur Bestimmung der Pulsformfaktoren entwickelt und die Bedeutung der Pulsform für Strahlungsleistungsmessungen mit pyroelektrischen Detektoren quantitativ analysiert. Zudem fand eine Untersuchung der Phasenlage von Hell- und Dunkelsignal bei der Dunkelsignal-Korrektur statt. Die entwickelten Pulsform-Modelle und Dunkelsignal-Korrekturen wurden durch Detektorkalibrierungen an den beiden Primärnormal-Messplätzen validiert.

Für die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von den etablierten Transferrnormalen TS-76 und LIE-651 an andere Detektoren wurde ein Detektorvergleichsmessplatz entwickelt und aufgebaut. Dieser Messplatz ermöglicht Detektorkalibrierungen an einzelnen Laserwellenlängen und verfügt darüber hinaus über thermische, breitbandige Strahlungsquellen und einen Gitter-Monochromator zur Detektorkalibrierung an beliebigen Wellenlängen im Spektralbereich von 1,5 μm bis 8,5 μm . Es fand eine umfangreiche Untersuchung der Messplatzeigenschaften wie der spektralen Falschstrahlung und des vorliegenden Strahlprofils statt und entsprechende Korrekturfaktoren wurden ermittelt.

Für die Verwendung der Transferrnormale an beliebigen Wellenlängen wurde ein mathematisches Modell für die spektrale Interpolation ihrer spektralen Empfindlichkeit und die Unsicherheit dieser Interpolation entwickelt. Dieses Modell berücksichtigt - basierend auf einer mehrdimensionalen Gesamtmodellgleichung - auch die Korrelationen zwischen den Kalibrierungen an den beiden Primärmessverfahren.

Zur Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von den großflächigen Transferrnormalen an verhältnismäßig kleinflächige Prüflingsdetektoren wurde darüber hinaus ein Messkonzept weiterentwickelt, bei dem die Prüflingsdetektoren das Strahlprofil durch Abrastern weitgehend vollständig erfassen und die spektrale Empfindlichkeit durch numerische Integration über diese Stützstellen ermittelt wird. Das Abrastern erfolgt durch schrittweises Bewegen des Prüflingsdetektors in horizontaler und vertikaler Richtung senkrecht zur Strahlrichtung. Eine *Proof-of-Concept*-Kalibrierung eines kleinflächigen Prüflingsdetektors wurde durch eine unabhängige Vergleichskalibrierung validiert.

Insgesamt konnten so das messtechnische Verständnis und die messtechnischen Möglichkeiten an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt zur Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit von Detektoren im Spektralbereich des nahen und mittleren Infrarot deutlich erweitert werden.

Abstract

The calibration capabilities at the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) for the realisation and dissemination of the spectral responsivity of radiation detectors traceable to the International System of Units (SI) have been extended into the near- and mid-infrared spectral range.

For this purpose, a novel calibration method was developed using the thermal radiation from a cavity radiator ($T_{\text{BB}} \approx 1200 \text{ K}$): Planck's law is used to calculate the radiometric properties of its blackbody radiation. The radiation is spectrally selected by optical bandpass filters that have been characterised using a Fourier-Transform-Spectrometer. By this, calibrations of the spectral responsivity of detectors at the central bandpass wavelengths of the bandpass filters (1.55 μm , 2.73 μm , 3.90 μm , 10.58 μm , 13.95 μm) have been realised. Additional calibration wavelengths can be achieved with relatively little effort by characterising additional bandpass filters. The measurement uncertainties have been analysed in detail and relative standard measurement uncertainties between 5% and 18% were achieved. The dominant measurement uncertainty contribution comes from the of out-of-bandpass-radiation.

The calibration results were validated using an established, SI-traceable measurement facility with a cryogenic, electrical substitution radiometer (CESR). For this purpose, the CESR-based facility was extended for the mid-infrared spectral range by implementing laser radiation sources with wavelengths of 3.96 μm , 9.45 μm and 10.45 μm . The detector calibrations performed at the extended CESR measurement facility with relative standard measurement uncertainties of 1.5% confirm the calibration results of the novel calibration procedure at the blackbody radiator.

Infrared detectors used in practice are often semiconductor-based and, due to their more pronounced wavelength dependence of the spectral responsivity or smaller sensitive area (diameter $\leq 2 \text{ mm}$), their suitability for direct calibration with these two primary measurement methods is limited. Therefore, thermal detectors with a comparatively larger sensitive area and a generally flat spectral response were calibrated and established as high-quality transfer standards for the dissemination of the spectral responsivity. These transfer standards are thermopile detectors of the type TS-76 (LEIBNITZ-INSTITUT FÜR PHOTONISCHE TECHNOLOGIEN e.V., IPHT) and pyroelectric detectors of the type LIE-651 (INFRA TEC GMBH). Both windowless detector types have been optimised as transfer standards by being equipped with apertures (diameter 5.8 mm for TS-76 and 4.0 mm for LIE-651) and a specially developed housing for thermal stabilisation and reduction of stray radiation.

Pyroelectric detectors detect temporal changes in the incident radiation due to their operating principle. Therefore, they are usually used with a chopper and the detector signal

read-out is performed with a lock-in amplifier. The resulting output signal depends not only on the amplitude, but also on the temporal shape of the chopped radiation. It is important to take the temporal shape into account when calibrating the spectral responsivity, as this temporal shape is determined by the geometry of the measurement facility and can vary significantly. Mathematical models have been developed for both primary measurement facilities to determine the temporal shape factors. The significance of the temporal shape for radiant power measurements with pyroelectric detectors was quantitatively analysed. Furthermore, the phase of the signals in both the shutter open and shutter closed situation was analysed when performing background signal corrections. The models developed for the temporal shape and the background signal correction were validated by detector calibrations at the two primary measurement facilities.

A detector comparator facility was developed and set up to disseminate the spectral responsivity from the established transfer standards TS-76 and LIE-651 to other detectors. This measurement facility enables detector calibrations at specific laser wavelengths and also includes thermal, broadband radiation sources and a grating monochromator for detector calibrations at any wavelength in the spectral range from 1.5 μm to 8.5 μm . The facility characteristics, including spectral stray radiation and beam profile, underwent a comprehensive investigation. Corresponding correction factors were determined.

A mathematical model has been developed to spectrally interpolate the spectral responsivity of the transfer standards, allowing the dissemination of the spectral responsivity at arbitrary wavelengths. This interpolation model is based on a multidimensional model equation of the two primary measurement methods and takes into account the covariances between the calibration results. The uncertainty of the interpolation model has been studied.

An additional measurement concept was enhanced in order to disseminate the spectral responsivity from the large-area transfer standards to relatively small-area detectors under test: The detector under test scans the whole beam profile by several individual measurements and the spectral responsivity can be derived by numerical integration over these sampling points. Scanning is performed by moving the detector under test step by step in a horizontal and vertical direction orthogonally to the beam. A proof-of-concept calibration of a small-area detector under test was validated by an independent comparison calibration.

Overall, the metrological understanding and the metrological capabilities at the Physikalisch-Technische Bundesanstalt for calibrating the spectral responsivity of detectors in the spectral range of the near- and mid-infrared has been significantly improved.

Publikationsliste

Teile dieser Promotionsarbeit wurden veröffentlicht:

als rezensierte Publikation in einer Fachzeitschrift

- Pohl, T.; Meindl, P.; Johannsen, U.; Taubert, D. und Werner, L.: Measurement of the absolute spectral responsivity in the mid-infrared based on the cryogenic electrical substitution radiometer and an optimized thermopile detector, *J. Sens. Sens. Syst.*, 8, S. 195-205, <https://doi.org/10.5194/jsss-8-195-2019>, 2019.
- Pohl, T.; Meindl, P.; Werner, L.; Johannsen, U.; Taubert, D.; Monte, C. und Hollandt, J.: Absolute calibration of the spectral responsivity of thermal detectors in the near-infrared (NIR) and mid-infrared (MIR) regions by using blackbody radiation, *J. Sens. Sens. Syst.*, 10, S. 109-119, <https://doi.org/10.5194/jsss-10-109-2021>, 2021.
- Pohl, T.; Meindl, P.; Hollandt, J.; Johannsen, U. und Werner, L.: Particularities of pyroelectric detectors in absolute measurements shown for the example of a spectral responsivity calibration in the near- and mid-infrared spectral range at two primary radiometric standards, *J. Sens. Sens. Syst.*, 11, S. 61-73, <https://doi.org/10.5194/jsss-11-61-2022>, 2022.

auf Konferenzen

- Pohl, T.; Meindl, P.; Johannsen, U.; Werner, L. und Hollandt, J.: Realization and Dissemination of the Spectral Responsivity of Thermal Detectors in the Mid-Infrared Spectral Range at the PTB, Newrad, 2021. - POSTER
- Pohl, T.; Meindl, P.; Werner, L.; Johannsen, U.; Taubert, D.; Monte, C. und Hollandt, J.: Absolute Calibration of the Spectral Responsivity of Thermal Detectors at a High-Temperature Blackbody at the PTB, Newrad, 2021. - POSTER
- Pohl, T.; Meindl, P.; Johannsen, U. und Werner, L.: Radiant Power Measurements with Pyroelectric Detectors and Lock-In Amplifiers with Chopper, Newrad, 2023. - VORTRAG
- Pohl, T.; Johannsen, U.; Meindl, P.; Hesse, S.; Müller, C. und Werner, L.: New PTB Detector Comparator Facility for SI-traceable Detector Calibration in the Near and Mid Infrared Spectral Range, Newrad, 2023. - POSTER

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	iii
Abstract	v
Publikationsliste	vii
1 Einleitung	1
2 Grundlagen der Radiometrie	5
2.1 Strahlungsgrößen	5
2.2 Schwarzer Körper und Planck'sches Strahlungsgesetz	7
2.3 Spektralbereiche und Bedeutung der Infrarotstrahlung	8
2.4 Messung von Infrarotstrahlung	10
2.4.1 Detektoren	10
2.4.2 Detektorparameter	11
3 Entwicklung eines Primärmessverfahrens zur Detektorkalibrierung unter Nutzung eines Hohlraumstrahlers und optischer Bandpassfilter	13
3.1 Hohlraumstrahlungsbasiertes Kalibrierprinzip	14
3.1.1 Der Hohlraumstrahler LABB	14
3.1.2 Filter-Charakterisierung am Fourier-Transform-Spektrometer	15
3.2 Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit	17
3.2.1 Berechnung der Strahlungsleistung im Filterbandpass	17
3.2.2 Korrektur des Detektorsignals	21
3.2.3 Streustrahlungskorrektur	24
3.2.4 Spektrale Empfindlichkeit an der Bandpass-Zentralwellenlänge	24
3.3 Bestimmung der Messunsicherheit	25
3.3.1 Vereinfachtes Modell für die Berechnung der Messunsicherheit	25
3.3.2 Messunsicherheitsbeiträge der Filterparameter	26
4 Erweiterung eines Messplatzes mit kryogenem, elektrischen Substitutionsradiometer zur Validierung des neuen Primärmessverfahrens	29
4.1 Funktionsweise eines kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometers	30
4.2 MIR-Strahlungsquellen und Justage	32
4.2.1 Strahlungsquellen und Strahlengang	32
4.2.2 Justage der optischen Komponenten	33

4.3	Spektrale Empfindlichkeit und Messunsicherheit	34
5	Kalibrierung von Transfernormalen mittels beider Primärmessverfahren	37
5.1	Kalibrierung des Thermosäulendetektors TS-76	38
5.1.1	Der Thermosäulendetektor TS-76	38
5.1.2	Kalibrierergebnisse und Messunsicherheitsbudget	39
5.2	Kalibrierung des pyroelektrischen Detektors LIE-651 mit Chopperrad und Lock-In-Verstärker	44
5.2.1	Der pyroelektrische Detektor LIE-651	44
5.2.2	Spektrale Empfindlichkeit pyroelektrischer Detektoren	45
5.2.3	Bestimmung der Amplitude der Grundfrequenzkomponente der gehoppten Strahlung	47
5.2.4	Bestimmung des Verstärkungsfaktors F	55
5.2.5	Dunkelsignalkorrektur	55
5.2.6	Kalibrierergebnisse und Messunsicherheitsbudget	57
6	Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit am Detektorvergleichsmessplatz	59
6.1	Der Detektorvergleichsmessplatz	60
6.1.1	Aufbau und Strahlengang	60
6.1.2	Zielsetzung für Justage und Komponentenauswahl	63
6.1.3	Beugungsgitter und spektrale Bandbreite am Monochromator	63
6.1.4	Wellenlängenkalibrierung des Monochromators	65
6.1.5	Reduzierung spektraler Falschstrahlung durch Ordnungsfiler	67
6.1.6	Strahlprofilcharakterisierung und Positionierung der Detektoren	70
6.1.7	Charakterisierung der thermischen Strahlungsquellen	73
6.2	Spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit der Transfernormale	76
6.2.1	Strahlprofilkorrektur	76
6.2.2	Entwicklung eines spektralen Interpolationsmodells	78
6.2.3	Gewichtung mit der Kovarianzmatrix	79
6.2.4	Interpolationsmodell und Messunsicherheit	85
6.3	Kalibrierung eines großflächigen Prüflingsdetektors	90
6.3.1	Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit	90
6.3.2	Korrekturfaktoren	91
6.3.3	Bestimmung des Messunsicherheitsbudgets	97
6.3.4	Kalibrierergebnisse	98
6.4	Kalibrierung eines kleinflächigen Prüflingsdetektors	101
6.4.1	Bestimmung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit	101
6.4.2	Bestimmung der Messunsicherheit	103
6.4.3	<i>Proof-of-Concept</i> -Kalibrierung	104
7	Zusammenfassung	109

A	Anhang	113
A.1	Sensitivitätsfaktoren für die Bestimmung der Messunsicherheit der Detektorkalibrierung am Hohlraumstrahler	113
A.1.1	Partielle Ableitungen	114
A.1.2	Partielle Ableitungen der für die spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit erweiterten Modellgleichung	117
A.2	Herleitung des Bandbreitenkorrekturfaktors	120
A.2.1	Monochromator-Durchlassfunktion	120
A.2.2	Bandbreitenkorrekturfaktor	122
A.3	Vielfachreflexionen am Strahlteiler	124
A.4	Analytische Berechnung von $\Psi(x_0, y_0, d)$	126
A.5	Messunsicherheitsbeitrag durch höhere Ordnungen der Taylorreihenentwicklung des Bestrahlungsstärkefeldes für das Raster-Messverfahren	129
Abkürzungsverzeichnis		133
Abbildungsverzeichnis		135
Tabellenverzeichnis		137
Danksagung		139
Bibliografie		141

1

Einleitung

Jeder Körper mit einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunkts ($T > 0\text{ K}$) emittiert elektromagnetische Strahlung. Da Körper mit Raumtemperatur insbesondere Infrarotstrahlung¹ emittieren, haben Detektoren zur Messung von Infrarotstrahlung eine zentrale Bedeutung für Wissenschaft und Industrie, so z. B. für die berührungslose Temperaturmessung zur Prozesskontrolle und -optimierung, für Erdfernerkundungsanwendungen oder bei Applikationen wie der Früherkennung von Waldbränden oder der Bewertung landwirtschaftlichen Ertrags [INO, 2023]. Im Rahmen des Klimaschutzes haben die Messung von Infrarotstrahlung für die Bestimmung klimarelevanter Parameter [Wild, 2017] und die daraus resultierenden wissenschaftlichen Erkenntnisse erheblichen Einfluss auf weitreichende politische und wirtschaftliche Entscheidungen [UN, 2015].

Diese und andere Anwendungen bedürfen hochgenauer und auf das Internationale Einheitensystem (*Système international d'unités*, SI) zurückgeführter Kalibrierungen der Infrarotdetektoren bezüglich ihrer spektralen Empfindlichkeit. Denn mithilfe der spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda)$ kann durch Messung des elektrischen Ausgangssignals des Detektors die einfallende Strahlungsleistung als Funktion der Wellenlänge λ berechnet werden.

Solche SI-rückgeführten Detektorkalibrierungen werden an Nationalen Metrologieinstituten (NMI) wie der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) bereits in einem weiten Spektralbereich von der Röntgenstrahlung, über den UV- und sichtbaren Spektralbereich bis hin zu Wellenlängen von etwa $2,4\text{ }\mu\text{m}$ realisiert, sowie im fernen Infraroten bei Wellenlängen von $60\text{ }\mu\text{m}$ bis $300\text{ }\mu\text{m}$ [Gottwald et al., 2006; Meindl et al., 2006; Noulkow et al., 2009; Steiger et al., 2013; Werner et al., 2000]. Im Spektralbereich des Infraroten ab Wellenlängen von $2,4\text{ }\mu\text{m}$ dagegen gibt es aktuell trotz der hohen Relevanz präziser Infrarotstrahlungsmessungen keine oder nur sehr begrenzte Möglichkeiten der spektral aufgelösten Detektorkalibrierung bezüglich der spektralen Empfindlichkeit. Dies zeigt sich unter anderem daran, dass in sogenannten *Key Comparisons* des *Consultative Committee of Photometry and Radiometry* (CCPR) Validierungsmessungen zwischen verschiedenen NMIs für die spektrale Empfindlichkeit zwar im Spektralbereich von $0,2\text{ }\mu\text{m}$ bis $1,6\text{ }\mu\text{m}$ stattfinden [VSL, 2020] und derzeit eine Pilotstudie

¹Sir Wilhelm Herschel entdeckte im Jahr 1800 die Infrarotstrahlung indem er das Sonnenlicht mit einem Glasprisma zerlegte. Er maß die Erwärmung mithilfe von Thermometern, die er in die spektral aufgefächerte Strahlung legte. Die Wärmestrahlung außerhalb des sichtbaren Bereichs benannte er zunächst *ultrarot* [Budzier und Gerlach, 2010; Hollandt, 2009].

für den Spektralbereich ab 120 μm geplant ist [CCPR, 2022], im Infrarotbereich dazwischen allerdings solche Schlüsselvergleiche aus Ermangelung hochwertiger Kalibrierkapazitäten fehlen.

Die Zielstellung der vorliegenden Arbeit ist daher die Erweiterung der SI-rückgeführten, spektral aufgelösten Kalibriermöglichkeiten zur Darstellung und Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von Strahlungsdetektoren in den Spektralbereich des mittleren Infraroten. Die dafür notwendigen Arbeiten lassen sich in die vier folgenden Abschnitte zusammen fassen:

Entwicklung eines neuen Primärmessverfahrens (Kapitel 3)

Jede Messung muss auf das SI rückgeführt werden und bedarf der Angabe einer Messunsicherheit. Nur so ist die Messung aussagekräftig und vergleichbar. Die Rückführung geschieht mithilfe von *Primärmessverfahren*, welche eine Messgröße ohne Bezug zu einem Normal für eine Messgröße gleicher Art realisieren und als „*highest-level experimental methods used for the realization of units using the equations of physics*“ klassifiziert werden [BIPM, 2019, S. 135]. Nutzt eine Messeinrichtung ein solches Primärmessverfahren zur Realisierung einer Einheit, wird diese Messeinrichtung *Primärnormal* genannt [Brinkmann, 2012].

Primärnormale zur Detektorkalibrierung bezüglich der spektralen Empfindlichkeit müssen die auf den Detektor einfallende Strahlungsleistung mithilfe einer primären Messmethode bestimmen. Zum einen kann dies durch ein Primär*detektor*normal realisiert werden, welches die vorliegende Strahlungsleistung misst. Zum anderen kann die vorliegende Strahlungsleistung eines Primär*quellennormals* mithilfe physikalischer Grundgesetze berechnet werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll ein solches Primärquellennormal realisiert werden, welches auf der Nutzung der nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz berechenbaren thermischen Strahlung eines Hohlraumstrahlers basiert. Zur spektral selektiven Detektorkalibrierung mithilfe des Primärquellennormals sind optische Bandpassfilter an einem Fourier-Transform-Spektrometer auf ihren spektralen Transmissionsgrad zu charakterisieren, die Strahlung im Blockungsbereich der Filter zu berücksichtigen und das Messunsicherheitsbudget aufzustellen.

Validierung des neuen Primärmessverfahrens (Kapitel 4)

Zur unabhängigen Validierung dieses neuen Kalibrierverfahrens soll darüber hinaus ein etablierter Messplatz mit einem kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR) als Primär*detektor*normal durch Implementierung von Laserstrahlungsquellen für den Spektralbereich des mittleren Infraroten erweitert werden.

Kalibrierung von TransfERNormalen mithilfe der Primärnormale (Kapitel 5)

In der Praxis eingesetzte Infrarotdetektoren sind häufig halbleiterbasiert und daher nur eingeschränkt zur direkten Kalibrierung am Hohlraumstrahler oder Substitutionsradiometer geeignet: Aufgrund ihrer ausgeprägteren Wellenlängenabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit genügt die Kalibrierung bei einzelnen Wellenlängen nicht immer, um das spektrale Verhalten des Detektors vollständig zu beschreiben. Außerdem wäre aufgrund ihrer kleineren Empfängerfläche (Durchmesser $\leq 2\text{ mm}$) die von ihnen detektierte Strahlungsleistung am Hohlraumstrahler zu gering für eine Kalibrierung mit gewünschter Messunsicherheit und am CESR-Messplatz wäre eine Unterstrahlung der Detektorapertur zur Kalibrierung bezüglich der spektralen

Leistungsempfindlichkeit mit dem an diesem Messplatz typischerweise vorliegenden Strahlprofil nicht möglich. Folglich ist die Realisierung und Weiterentwicklung der Primärnormale nur in dem Maße sinnvoll, wie auch Weitergabemöglichkeiten der spektralen Empfindlichkeit auf ebenso hohem metrologischem Niveau an in der Praxis eingesetzte Infrarotdetektoren zur Verfügung stehen.

Diese Weitergabe erfolgt mithilfe von TransfERNormalen, welche mit den Primärmessverfahren kalibriert werden. Da sich der Infrarotbereich über einen weiten Wellenlängenbereich erstreckt und die Abstände zwischen einzelnen Kalibrierwellenlängen groß sind, sollen thermische Detektoren als TransfERNormale verwendet werden. Sie zeichnen sich gegenüber halbleiterbasierten Detektoren durch eine tendenziell einfache Handhabung, große Empfängerfläche und dadurch aus, dass ihre spektrale Empfindlichkeit prinzipbedingt nicht oder nur leicht von der Wellenlänge abhängt [Holstenberg et al., 1995]. Im Rahmen dieser Arbeit sollen daher zwei typische Arten thermischer Detektoren, pyroelektrische Detektoren und Thermosäulendetektoren, durch die Ausstattung mit Präzisionsblenden sowie einem speziell entwickelten Gehäuse zur thermischen Stabilisierung und Reduzierung von Streustrahlung optimiert, mithilfe der beiden Primärmessverfahren auf ihre spektrale Empfindlichkeit kalibriert und so als hochwertige TransfERNormale etabliert werden.

Weitergabe am Detektorvergleichsmessplatz (Kapitel 6)

Die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von den TransfERNormalen an andere Detektoren soll an einem Detektorvergleichsmessplatz erfolgen, der Kalibrierungen an Laserwellenlängen und mit monochromatisierter Strahlung thermischer Quellen an beliebigen Wellenlängen in einem möglichst weiten Spektralbereich ermöglicht. Konzeption des Messplatzes und Montage einiger Komponenten erfolgen dabei in Kooperation mit Kollegen der PTB-Arbeitsgruppe Detektorradiometrie. Darüber hinaus bedarf es der Software-gestützten Messplatzansteuerung, Erstellung automatisierter Messroutinen sowie der messtechnischen Charakterisierung der Messplatzeigenschaften wie der spektralen Falschstrahlung und des vorliegenden Strahlprofils zur Bestimmung entsprechender Korrekturfaktoren.

Zur Verwendung der an einzelnen Wellenlängen mit den Primärmessverfahren kalibrierten TransfERNormalen für die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit an beliebigen Wellenlängen muss schließlich ein mathematisches Modell für die spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit über diese Stützwellenlängen entwickelt werden, welches die Korrelationen zwischen den Kalibrierungen mit den beiden Primärmessverfahren berücksichtigt.

Für die Kalibrierung kleinflächiger Prüflingsdetektoren soll zudem ein Messkonzept weiterentwickelt und durch eine unabhängige Vergleichskalibrierung validiert werden, bei welchem das Strahlprofil durch schrittweises Bewegen des Prüflingsdetektors in horizontaler und vertikaler Richtung weitgehend vollständig erfasst und die spektrale Empfindlichkeit dann durch numerische Integration über diese Stützstellen ermittelt wird.

2

Grundlagen der Radiometrie

Die Messung elektromagnetischer Strahlung mithilfe von Detektoren wird als Radiometrie bezeichnet. Im Folgenden werden für diese Arbeit relevante Zusammenhänge und zentrale Größen kurz erläutert, wobei sich die Darstellung und Notation an BUDZIER UND GERLACH [2010], ERB [1989] und ROGALSKI [2011] orientiert, welche die physikalischen Grundlagen der Radiometrie ausführlich beschreiben.

2.1 Strahlungsgrößen

Die Strahlungsleistung (auch: Strahlungsfluss) Φ ist die Energie dQ , die im Zeitintervall dt von einer elektromagnetischen Welle transportiert wird:

$$\Phi = \frac{dQ}{dt}; \quad [\Phi] = \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^3} = \frac{\text{J}}{\text{s}} = \text{W} \quad (2.1)$$

Wenn Strahlung der Strahlungsleistung Φ_0 auf einen Körper bzw. eine Grenzfläche trifft, wird davon wellenlängenabhängig ein Teil $\Phi_\alpha(\lambda)$ absorbiert, ein Teil $\Phi_\tau(\lambda)$ transmittiert und ein Teil $\Phi_\rho(\lambda)$ reflektiert, wodurch Absorptionsgrad $\alpha(\lambda)$, Transmissionsgrad $\tau(\lambda)$ und Reflektionsgrad $\rho(\lambda)$ definiert sind:

$$\alpha(\lambda) = \frac{\Phi_\alpha(\lambda)}{\Phi_0(\lambda)} \quad \rho(\lambda) = \frac{\Phi_\rho(\lambda)}{\Phi_0(\lambda)} \quad \tau(\lambda) = \frac{\Phi_\tau(\lambda)}{\Phi_0(\lambda)} \quad (2.2)$$

Absorptionsgrad $\alpha(\lambda)$, Transmissionsgrad $\tau(\lambda)$ und Reflektionsgrad $\rho(\lambda)$ hängen neben der betrachteten Wellenlänge von dem Material, der Oberflächenbeschaffenheit und der Temperatur des Körpers ab. Nach dem Energieerhaltungssatz folgt, dass $\alpha(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ und $\rho(\lambda)$ für alle Wellenlängen in Summe 1 ergeben müssen.

Zur Beschreibung der von einem Strahler ausgesendeten Strahlung wird im Rahmen dieser Arbeit die Strahldichte verwendet. Die Strahldichte L ist die Strahlungsleistung je projiziertem Flächenelement des Strahlers und je Raumwinkelelement:

$$L = \frac{d^2\Phi}{dA_{1p} d\Omega}; \quad [L] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{sr}} \quad (2.3)$$

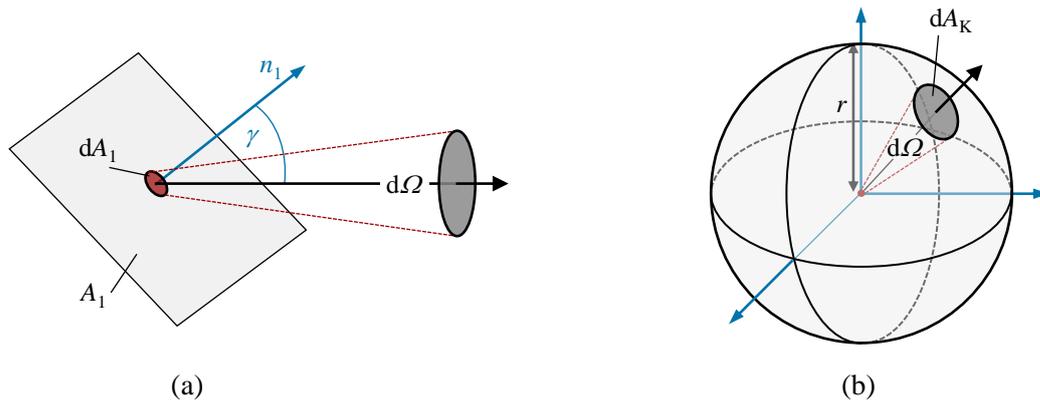


Abbildung 2.1: Veranschaulichung der Geometrie für die Definition des projizierten Flächenelements dA_{1p} (a) und des Raumwinkelements $d\Omega$ (b)

Dabei beschreibt das projizierte Flächenelement dA_{1p} das unter dem Winkel γ betrachtete strahlende Flächenelement dA_1 . Der Winkel γ liegt zwischen der Blickrichtung und der Flächennormalenrichtung n_1 , vergleiche Abb. 2.1 (a).

$$dA_{1p} = \cos(\gamma) dA_1 \quad (2.4)$$

Das Raumwinkelement $d\Omega$ beschreibt das dreidimensionale Ausbreitungsfeld der Strahlung einer Punktquelle und ist definiert durch das Flächenelement dA_K auf der Oberfläche einer Kugel mit dem Radius r , die den Ausbreitungsraum begrenzt, vergleiche Abb. 2.1 (b):

$$d\Omega = \frac{dA_K}{r^2} \Omega_0 \quad (2.5)$$

Dabei ist Ω_0 der Einheitsraumwinkel, welcher wegen $\Omega_0 = 1 \text{ sr} = \frac{1 \text{ m}^2}{1 \text{ m}^2} = 1$ prinzipiell weggelassen werden kann, allerdings im Rahmen dieser Arbeit zur Kennzeichnung der physikalischen Zusammenhänge mit angegeben wird.

Trifft die ausgesendete Strahlung auf eine (Empfänger-)Fläche, wird dies im Rahmen dieser Arbeit mit der Bestrahlungsstärke beschrieben. Die Bestrahlungsstärke E ist die Strahlungsleistung je bestrahltem Element der Fläche A_2 :

$$E = \frac{d\Phi}{dA_2}; \quad [E] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (2.6)$$

Werden die Strahlungsgrößen auf ein Wellenlängenintervall $d\lambda$ bezogen, spricht man von einer *spektralen* Größe [Budzier und Gerlach, 2010, S. 32].¹ So gilt für die spektrale Strahldichte:

$$L_\lambda = \frac{dL}{d\lambda}; \quad [L_\lambda] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ sr } \mu\text{m}} \quad (2.7)$$

¹Dies bezieht sich auf Strahlungsgrößen. Bei anderen Größen, z. B. der spektralen Empfindlichkeit oder dem spektralen Emissionsgrad, weist der Ausdruck *spektral* auf die Wellenlängenabhängigkeit der Größe hin.

2.2 Schwarzer Körper und Planck'sches Strahlungsgesetz

Ein Schwarzer Körper, auch *Blackbody* (BB), Planck'scher oder Schwarzer Strahler, ist ein System, welches alle einfallende elektromagnetische Strahlung bei allen Wellenlängen und Einfallswinkeln absorbiert ($\alpha(\lambda) = 1$). Im Umkehrschluss sendet ein solches System Wärmestrahlung aus, die nur von dessen Temperatur abhängt. Die von einem Schwarzen Körper mit einer Temperatur T_{BB} ausgesendete spektrale Strahldichte $L_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}})$ lässt sich mithilfe des Planck'schen Strahlungsgesetzes berechnen:

$$L_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}}) = \frac{2 h c_0^2}{\Omega_0 n^2 \lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h c_0}{k n \lambda T_{\text{BB}}}} - 1} \quad (2.8)$$

Das Planck'sche Strahlungsgesetz verwendet dabei die Fundamentalkonstanten Planck'sches Wirkungsquantum $h \approx 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, Vakuum-Lichtgeschwindigkeit $c_0 \approx 2,998 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ und Boltzmann-Konstante $k \approx 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ [Tiesinga et al., 2021]. Für die Brechzahl n der Luft gilt unter Standardlaborbedingungen $n \approx 1,0003$ [Kohlrausch, 1996, S. 405], wobei die Messunsicherheit aufgrund möglicher Schwankungen von Luftdruck, -temperatur und -feuchte mithilfe der Edlen-Formel zu $u(n) = 0,00003$ abgeschätzt werden kann [Edlen, 1966].

Der spektrale Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda) \in [0; 1]$ eines Körpers ist definiert als das Verhältnis der emittierten Strahlung dieses Körpers $L_\lambda(\lambda, T)$ im Vergleich zu der emittierten Strahlung eines Schwarzen Körpers $L_{\lambda, \text{BB}}(\lambda, T)$ bei gleicher Temperatur und Wellenlänge:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{L_\lambda(\lambda, T)}{L_{\lambda, \text{BB}}(\lambda, T)} \quad (2.9)$$

Körper, deren Emissionsgrad ε unabhängig von der Wellenlänge, aber kleiner als 1 ist, werden als Graue Strahler bezeichnet. Nichtgraue bzw. selektive Strahler dagegen werden Körper genannt, deren Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ sich mit der Wellenlänge ändert. Nach dem Kirchhoff'schen Gesetz stimmen spektraler Emissionsgrad und spektraler Absorptionsgrad für eine gegebene Wellenlänge und Temperatur überein:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) \quad (2.10)$$

Ein idealer Schwarzer Strahler mit $\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda) = 1$ ist nicht realisierbar, weswegen jeder reale Schwarze Körper eigentlich ein Grauer Strahler mit einem Absorptions- bzw. Emissionsgrad nahe 1 ist. Eine nahezu ideale Realisation eines Schwarzen Körpers stellt ein Hohlraum mit sehr kleiner Öffnung dar. Auch wenn der Absorptionsgrad der Innenoberfläche selbst deutlich kleiner als 1 sein kann, wird einfallende Strahlung durch Vielfachreflexionen im Inneren nahezu vollständig absorbiert und das Gesamtbauteil hat einen Absorptionsgrad nahe 1. Eine solche Einrichtung wird als Hohlraumstrahler bezeichnet und findet als Strahlungsnormal Verwendung [Erb, 1989, S. 29 ; Taubert, 2003]. Die spektrale Strahldichte $L_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}})$ eines solchen Hohlraumstrahlers mit der Temperatur T_{BB} und dem wellenlängenunabhängigen Emissionsgrad ε_{BB} ergibt sich aus Gleichung 2.8 zu:

$$L_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}}) = \varepsilon_{\text{BB}} \frac{2 h c_0^2}{\Omega_0 n^2 \lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h c_0}{k n \lambda T_{\text{BB}}}} - 1} \quad (2.11)$$

2.3 Spektralbereiche und Bedeutung der Infrarotstrahlung

Eine gängige Unterteilung elektromagnetischer Strahlung in verschiedene Spektralbereiche findet sich in Tab. 2.1. Der in der vierten Spalte angegebene Temperaturbereich beschreibt einen Zusammenhang zwischen der Temperatur eines Körpers und dem auftretenden Strahlungsmaximum bei der Wellenlänge λ_{\max} . Dieser Zusammenhang ergibt sich durch Ableitung des Planck’schen Strahlungsgesetzes nach der Wellenlänge und wird als Wien’sches Verschiebungsgesetz bezeichnet [Tiesinga et al., 2021]:

$$\lambda_{\max}(T) \approx \frac{2898 \text{ K } \mu\text{m}}{T} \tag{2.12}$$

Die spektrale Strahldichte $L_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}})$ von Körpern mit unterschiedlicher Temperatur nach dem Planck’schen Strahlungsgesetz nach Gleichung 2.8 und der Zusammenhang zum Wien’schen Verschiebungsgesetz ist in Abb. 2.2 dargestellt. Es lässt sich Folgendes erkennen:

- Mit zunehmender Temperatur steigt die Fläche unter der Planck-Kurve und das Strahlungsmaximum verschiebt sich zu kürzeren Wellenlängen.
- Körper mit einer Temperatur im Bereich der Raumtemperatur emittieren vor allem im Spektralbereich des nahen und mittleren Infraroten.
- Das spektrale Strahlungsmaximum der Sonne liegt im Sichtbaren. Daran ist das menschliche Auge mit seiner maximalen Empfindlichkeit bei $\lambda = 555 \text{ nm}$ optimal angepasst [DIN 5031-03].

Soll durch die Messung der ausgesendeten thermischen Strahlung auf die Temperatur des Objektes rückgeschlossen werden, ist für die Auswahl der zu betrachtenden Wellenlänge nicht nur entscheidend, in welchem Spektralbereich besonders viel Wärmestrahlung vorliegt, sondern auch bei welcher Wellenlänge die Strahlung am stärksten mit der Temperatur variiert. So liegt für einen Körper mit $T = 300 \text{ K}$ die Wellenlänge der höchsten Temperatursensitivität bei etwa $8 \mu\text{m}$ [Rogalski, 2011, S. 13]. Insgesamt zeigt dies die große Bedeutung von Infrarotstrahlung und damit der Infrarot-Radiometrie.

Tabelle 2.1: Einteilung des elektromagnetischen Spektrums [DIN 5031-07; Erb, 1989; Hollandt, 2009]. Der in der vierten Spalte angegebene Temperaturbereich beschreibt die (theoretische) Temperatur eines Körpers nach Gleichung 2.12, bei welcher das spektrale Maximum λ_{\max} der Wärmestrahlung im jeweiligen Spektralbereich liegt.

Spektralbereich		Wellenlänge $\lambda / \mu\text{m}$	Temperatur T / K
Ultraviolett	UV	0,1 ... 0,38	7626 ... 28980
Licht	VIS	0,38 ... 0,78	3715 ... 7626
Nahes Infrarot	NIR	0,78 ... 3	966 ... 3715
Mittleres Infrarot	MIR	3 ... 50	58 ... 966
Fernes Infrarot	FIR	50 ... 1000	3 ... 58

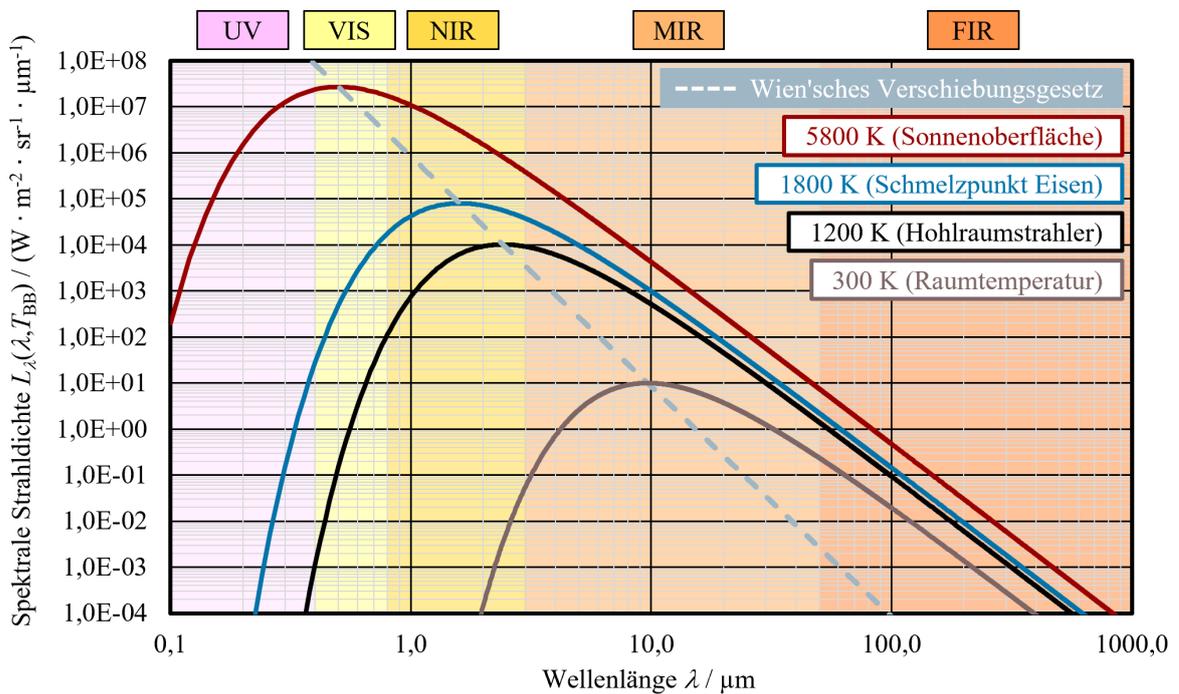


Abbildung 2.2: Spektrale Strahlendichte $L_\lambda(\lambda, T_{BB})$ berechnet nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz in Gleichung 2.8 in doppelt logarithmischer Darstellung für unterschiedliche *Blackbody*-Temperaturen (rot, blau, schwarz, braun) und Wien'sches Verschiebungsgesetz (hellblau). Der Hintergrund ist entsprechend der Spektreinteilung nach Tab. 2.1 eingefärbt. Die angegebene Hohlraumstrahlertemperatur bezieht sich auf das in Kapitel 3 verwendete Exemplar.

2.4 Messung von Infrarotstrahlung

2.4.1 Detektoren

Zur Detektion elektromagnetischer Strahlung wie Infrarotstrahlung dienen Detektoren, die ein zur absorbierten Strahlungsleistung Φ vorzugsweise proportionales, elektrisches Ausgangssignal liefern. Strahlungsdetektoren lassen sich prinzipiell nach ihrem Wirkprinzip in Quantendetektoren und thermische Detektoren unterteilen:

Quantendetektoren werden auch photonische Detektoren oder kurz Photodetektoren genannt. Sie funktionieren auf Grundlage des fotoelektrischen Effekts, bei welchem durch einfallende Photonen Elektronen aus dem Material gelöst werden (äußerer Fotoeffekt, diese Detektoren werden als Photozellen bezeichnet [Erb, 1989, S. 122]) oder aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben werden und Elektronen-Loch-Paare erzeugen (innerer Fotoeffekt). Die so erzeugten Ladungsträger können als Photostrom gemessen werden. Detektoren, welche den inneren Fotoeffekt nutzen, sind halbleiterbasiert und werden als Fotodioden bezeichnet. Es handelt sich bei ihnen um selektive Empfänger, da ihre Empfindlichkeit abhängig von der Wellenlänge der einfallenden elektromagnetischen Strahlung ist. Zudem gibt es eine Grenzwellenlänge, oberhalb derer die Energie der einfallenden Photonen nicht mehr ausreicht um die Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband zu transportieren, sodass die Empfindlichkeit auf 0 abfällt [Budzier und Gerlach, 2010, S. 11].

Bei **thermischen Detektoren** dagegen absorbiert eine Empfängerfläche die einfallende Strahlung, wodurch eine zur absorbierten Strahlung proportionale Temperaturänderung hervorgerufen wird. Diese Temperaturänderung wird durch einen Temperatursensor gemessen und als elektrisches Ausgangssignal ausgegeben. Die Empfindlichkeit ist also nur insofern wellenlängenabhängig, wie die Absorption der einfallenden Strahlung von der Wellenlänge abhängt [Budzier und Gerlach, 2010, S. 10]. Verschiedene Typen thermischer Detektoren werden danach unterschieden, wie die erfolgte Temperaturänderung in ein Ausgangssignal gewandelt wird: So nutzen einige thermische Detektoren die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands (Strahlungsbolometer) oder des Drucks in einem geschlossenen Volumen (Golay-Zellen). Im Rahmen dieser Arbeit kommen thermische Detektoren zum Einsatz, welche die thermische Energie in ein elektrisches Signal umwandeln:

- Thermosäulendetektoren sind thermische Detektoren, bei denen die durch Strahlungsabsorption hervorgerufene Temperaturerhöhung der Empfängerfläche mithilfe in Reihe geschalteter Thermoelemente gemessen wird: Ein Thermoelement besteht aus einem metallischen Leiter des Materials A, welcher mit einem metallischen Leiter des Typs B verbunden ist, vergleiche Abb. 2.3 (a). Der örtliche Temperaturunterschied ΔT zwischen Messstelle („*hot junction*“) mit der Temperatur T_1 und Referenzstelle („*cold junction*“) mit der Temperatur T_2 ruft die thermoelektrische Spannung U_{th} aufgrund des Seebeck-Effekts hervor. Die Thermospannung U_{th} hängt von der Materialpaarung A-B ab und wird durch den Seebeck-Koeffizienten $\alpha_{\text{A-B}}$ beschrieben [Budzier und Gerlach, 2010, S. 183]:

$$U_{\text{th}} = \alpha_{\text{A-B}} (T_1 - T_2) = \alpha_{\text{A-B}} \Delta T \quad (2.13)$$

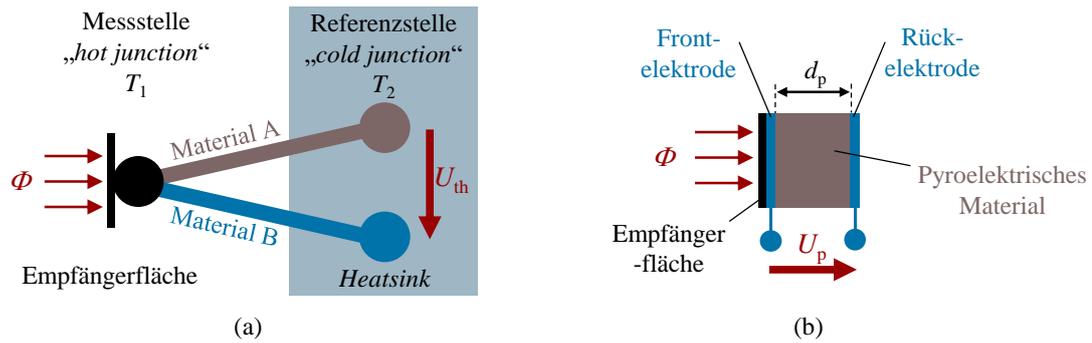


Abbildung 2.3: Thermische Detektoren

(a) Messprinzip eines Thermoelements bei einem Thermosäulendetektor

(b) Messprinzip eines pyroelektrischen Detektors

Die Temperatur T_2 der Referenzstelle sollte möglichst stabil sein und ist daher mit einer *Heatsink* thermisch gekoppelt. Durch absorbierte Strahlung auf der Empfängerfläche kommt es zu einer Erhöhung der Temperatur T_1 .

- Pyroelektrische Detektoren sind thermische Detektoren, bei denen die durch Strahlungsabsorption hervorgerufene Temperaturerhöhung der Empfängerfläche mithilfe des pyroelektrischen Effekts gemessen wird: Dafür wird ein pyroelektrisches Material der Stärke d_p von beiden Seiten mit Elektroden versehen, vergleiche Abb. 2.3 (b). Pyroelektrische Materialien weisen eine Temperaturabhängigkeit der spontanen Polarisation, also des Ausmaßes der gleichen Ausrichtung kleiner elektrisch polarisierter Bereiche, auf. Die durch spontane Polarisation entstehende Ladungstrennung kann in Form der pyroelektrischen Spannung U_p zwischen den Elektroden gemessen werden, welche von dem pyroelektrischen Koeffizienten π_p des verwendeten Materials abhängt [Budzier und Gerlach, 2010, S. 201]:

$$U_p = \frac{\pi_p}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} d_p \Delta T \quad (2.14)$$

Dabei ist $\varepsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ A} \cdot \text{s} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ die elektrische Feldkonstante, ε_r die stoffspezifische Permittivitätszahl und ΔT die zeitliche Temperaturänderung. Aus Gleichung 2.14 wird deutlich, dass nur eine zeitliche Änderung der Temperatur ein Detektorsignal erzeugt, da die Ladungstrennung durch freie Ladungsträger der Umgebung ausgeglichen wird. Aus diesem Grund werden pyroelektrische Detektoren häufig mit einem Chopperrad betrieben, welches die einfallende Strahlung periodisiert.

2.4.2 Detektorparameter

Im Folgenden werden einige der im Rahmen dieser Arbeit relevanten Detektorparameter vorgestellt.

Als Empfängerfläche oder Apertur A wird die strahlungsaufnehmende Fläche oder Öffnungsblende eines Detektors bezeichnet. Insbesondere für die Charakterisierung thermischer Detektoren ist der spektrale Verlauf des Absorptionskoeffizienten $\alpha_A(\lambda)$ der Empfängerfläche von Relevanz.

Die spektrale Empfindlichkeit $s(\lambda)$ eines Detektors ist im Allgemeinen als das wellenlängenabhängige Verhältnis von elektrischem Ausgangssignal zu einfallender Strahlungsleistung $\Phi(\lambda)$ definiert. Ist das Ausgangssignal eine elektrische Spannung U , so gilt:

$$s(\lambda) = \frac{U}{\Phi(\lambda)}; \quad [s(\lambda)] = \frac{\text{V}}{\text{W}} \quad (2.15)$$

Im Rahmen dieser Arbeit ist mit der spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda)$ also die spektrale *Leistungsempfindlichkeit* eines Detektors gemeint, für welche die eintreffende und zu messende Strahlungsleistung $\Phi(\lambda)$ die Detektorapertur unterstrahlen muss. Sofern dies sichergestellt ist, hängt die spektrale Empfindlichkeit nicht von der Aperturgröße ab.

Darüber hinaus kann die spektrale *Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit* $s_E(\lambda)$ eines Detektors definiert werden, bei welcher ein Bestrahlungsstärkefeld die Detektorapertur überstrahlt. Somit ist die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit abhängig von der Detektorapertur. Es gilt:

$$s_E(\lambda) = \frac{U}{E(\lambda)} = s(\lambda) \cdot A; \quad [s_E(\lambda)] = \frac{\text{V} \cdot \text{m}^2}{\text{W}} \quad (2.16)$$

Abweichungen von einer proportionalen Beziehung zwischen elektrischem Ausgangssignal und einfallender Strahlungsleistung in Abhängigkeit von der verwendeten Strahlungsleistung werden als Nichtlinearitäten bezeichnet. Abhängigkeiten der spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda; x, y)$ vom Ort (x, y) der Absorption auf der Empfängerfläche A werden als Inhomogenitäten bezeichnet.

Das zeitabhängige Detektorsignal beim Öffnen eines Shutters kann bei thermischen Detektoren im Allgemeinen mit einer Exponentialfunktion beschrieben werden. Die Signalspannung $U(t)$ setzt sich dabei aus dem Dunkelsignal U_{dunkel} und dem durch die Zeitkonstante τ_{th} definierten ansteigenden Hellsignal U_{hell} zusammen [Erb, 1989, S. 164]:

$$U(t) = U_{\text{dunkel}} + U_{\text{hell}} \cdot \left(1 - \frac{1}{e^{\frac{t}{\tau_{\text{th}}}}} \right) \quad (2.17)$$

Analog gilt für das Schließen des Shutters:

$$U(t) = U_{\text{dunkel}} + U_{\text{hell}} \cdot \left(\frac{1}{e^{\frac{t}{\tau_{\text{th}}}}} \right) \quad (2.18)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde nach dem Öffnen bzw. Schließen des Shutters üblicherweise $10 \cdot \tau_{\text{th}}$ vor der Messwertaufnahme gewartet. Zu diesem Zeitpunkt unterscheidet sich das vorliegende Detektorsignal $U(t)$ um weniger als 0,005 % vom stationären, gesuchten Messsignal U_{dunkel} bzw. $U_{\text{dunkel}} + U_{\text{hell}}$.

3

Entwicklung eines Primärmessverfahrens zur Detektorkalibrierung unter Nutzung eines Hohlraumstrahlers und optischer Bandpassfilter

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird ein neues primäres Kalibrierverfahren realisiert, das auf der Nutzung der thermischen Strahlung eines Hohlraumstrahlers basiert: Die radiometrischen Eigenschaften der Hohlraumstrahlung sind nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz berechenbar. Die spektrale Selektion der Hohlraumstrahlung erfolgt mittels am Fourier-Transform-Spektrometer (FTS) auf ihren spektralen Transmissionsgrad charakterisierten optischen Bandpassfiltern.

Dieses auf einem Strahlungsnormal basierende Messprinzip und die verwendete Messanlage werden in Abschnitt 3.1 erläutert. Die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit von zu kalibrierenden Detektoren an den Zentralwellenlängen der Bandpassfilter wird in Abschnitt 3.2 und die Bestimmung des Messunsicherheitsbudgets in Abschnitt 3.3 beschrieben.

Zur unabhängigen Validierung dieses neuen Kalibrierverfahrens auf Grundlage des Planck'schen Strahlungsgesetzes in Verbindung mit charakterisierten optischen Bandpassfiltern wird anschließend in Kapitel 4 die MIR-Erweiterung eines etablierten und auf einem kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR) basierenden Primärdetektornormalmessplatzes durch die Implementierung zusätzlicher Laserstrahlungsquellen dargestellt.

In dem nachfolgenden Kapitel 5 wird die Kalibrierung von pyroelektrischen Detektoren und Thermosäulendetektoren mittels beider Primärmessverfahren beschrieben. Diese Kalibrierungen dienen der Validierung des neuen Primärmessverfahrens und der Etablierung der kalibrierten Detektoren als hochwertige Transfernormale für die SI-rückgeführte Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit an andere Detektoren. Ein speziell dafür realisierter Messplatz und das Messverfahren zur Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit über Transfernormale werden in Kapitel 6 dargestellt.

3.1 Hohlraumstrahlungsbasiertes Kalibrierprinzip

Der Messaufbau ist in Abb. 3.1 dargestellt. Ein Hohlraumstrahler stellt eine nahezu ideale Realisierung eines Schwarzen Körpers dar und dient als berechenbare Strahlungsquelle, deren spektrale Strahldichte nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz exakt berechnet werden kann, falls Temperatur und Emissionsgrad des Hohlraumstrahlers bekannt sind.

Sofern auch die Geometrie des Aufbaus bekannt ist, kann die Strahlungsleistung berechnet werden, die vom Hohlraumstrahler auf den Detektor trifft. Diese Geometrie ist definiert durch die Größe der Präzisionsaustrittsblende des Hohlraumstrahlers, die Größe der Eintrittsapertur des zu kalibrierenden Detektors und den Abstand und Winkel zwischen diesen beiden Blenden, unter der Bedingung, dass keine anderen optischen Komponenten im Strahlengang stehen.

Um die spektrale Empfindlichkeit der Detektoren spektral aufgelöst messen zu können, wird ein kleiner spektraler Teil der thermischen Strahlung mithilfe von auf ihren spektralen Transmissionsgrad charakterisierten optischen Bandpassfiltern ausgewählt. Für jede Kalibrierwellenlänge kommt eine Kombination aus zwei Bandpassfiltern (im Folgenden Filter A und B bezeichnet) zum Einsatz, wobei der Bandpass von Filter A innerhalb des Bandpass-Spektralbereichs von Filter B liegt. Die beiden Filter eines Paares werden zur Vermeidung von Vielfachreflexionen zwischen den Filtern unter einem Winkel von 6° zueinander positioniert. Der Grund der Nutzung von zwei Filtern und die Anforderungen an die Auswahl der jeweiligen Filterpaare werden ausführlich in Abschnitt 3.2 erläutert.

Durch Messung des Detektorsignals ist unter zusätzlicher Berücksichtigung der atmosphärischen Transmission $\tau_{AT}(\lambda)$ eine Kalibrierung realisiert, welche der Zentralwellenlänge des ausgewählten Filterpaares zugeordnet wird.

3.1.1 Der Hohlraumstrahler LABB

Der im Rahmen dieser Arbeit genutzte Doppelwärmerohr-Hohlraumstrahler mit bekanntem Emissionsgrad $\varepsilon_{BB} = 0,9990$ mit $u(\varepsilon_{BB}) = 0,0010$ wird aufgrund seiner vergleichsweise großen Apertur als *Large-Area Blackbody* (LABB) bezeichnet [Taubert, 2003]. Die Präzisionsapertur mit einem nominellen Radius $r_1 = 10$ mm und ein automatisierter Shutter zur Messung des Dunkelsignals sind mithilfe eines Thermostats auf eine Solltemperatur von $T_{Sh} = 25$ °C temperaturstabilisiert, um eine stabilere Hintergrundstrahlung zu realisieren.

Die Temperatur T_{BB} des LABB wird mit Standard-Platinwiderstandsthermometern (*Standard-Platinum Resistance Thermometer*, SPRT) gemessen, welche an PTB-Fixpunktzellen für Silber ($T_{Ag} = 1234,93$ K), Aluminium ($T_{Al} = 933,47$ K), Zink ($T_{Zn} = 692,68$ K) und Zinn ($T_{Sn} = 505,08$ K) sowie der Wasser-Tripelpunktzelle ($T_{H_2O} = 273,16$ K) kalibriert wurden. Diese Fixpunktzellen ermöglichen als Realisierungen der Internationalen Temperaturskala von 1990 (ITS-90) eine rückgeführte Temperaturmessung mit einer Standardmessunsicherheit von weniger als 10 mK. Die Temperaturstabilität des LABB während eines Messzyklus wurde als besser als 50 mK identifiziert. Zur Berücksichtigung radialer und axialer Temperaturinhomogenitäten der Wärmerohre und einer möglichen Fehlansichtung der optischen Komponenten und des Detektors vor dem Hohlraumstrahler wird die Temperaturmessunsicherheit sehr sicher zu $u(T_{BB}) = 500$ mK abgeschätzt.

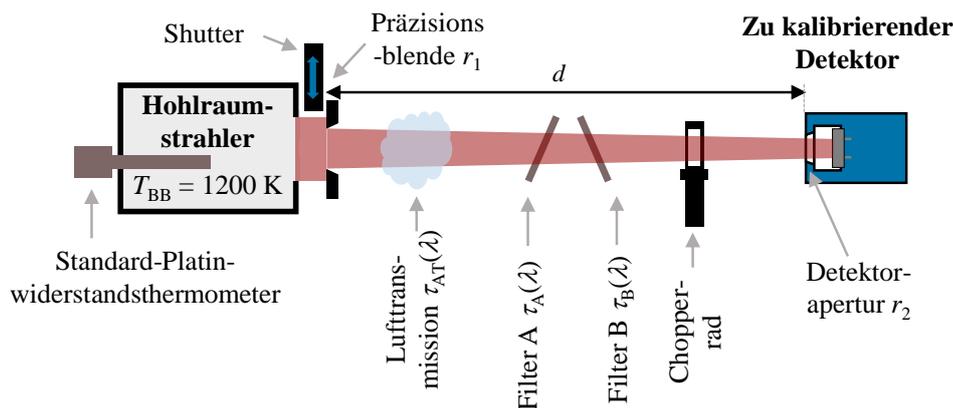


Abbildung 3.1: Messaufbau für die Detektorkalibrierung mithilfe von berechenbarer Hohlraumstrahlung und optischen Bandpassfiltern. Eingezeichnet ist nur die 2D-Projektion des kegelstumpfförmigen Teils des homogenen Bestrahlungsfeldes des Hohlraumstrahlers, der durch die kreisförmige Apertur auf die empfindliche Fläche des Detektors trifft.

Das Messprinzip kann grundsätzlich mithilfe eines jeden vergleichbaren Hohlraumstrahlers realisiert werden. Daher wird im Folgenden allgemein von Hohlraumstrahler bzw. *Blackbody* (BB) gesprochen.

Die Justage des Aufbaus erfolgt mithilfe eines bidirektionalen Justierlasers, welcher zunächst mit der optischen Achse des inneren Wärmerohrs des Hohlraumstrahlers in Deckung gebracht wird, indem die Mitten des Bodens und der Apertur des Hohlraumstrahlers als Fluchtpunkte genutzt werden. Für die Justage auf die Bodenmitte wird eine Stabkamera verwendet, welche durch die Apertur eingeführt werden kann, solange der Hohlraumstrahler noch bei Raumtemperatur ist. Alle optischen Komponenten sind auf einer optischen Bank montiert, können mithilfe von manuellen Mikrometertischen horizontal und vertikal justiert und mithilfe des Justierlasers koaxial auf das Wärmerohr ausgerichtet werden.

Der Abstand d zwischen den Aperturen des Hohlraumstrahlers und des zu kalibrierenden Detektors soll so klein wie möglich gewählt werden, um eine möglichst hohe Strahlungsleistung auf der empfindlichen Fläche des Detektors zu realisieren. Gleichzeitig müssen die optischen Komponenten frei justierbar platziert und ein Mindestabstand zwischen den optischen Filtern zur Vermeidung von Vielfachreflexionen beachtet werden. Daraus ergibt sich ein typischer Abstand von etwa $d = 400$ mm, der mit einer kalibrierten Innenmessschraube bestimmt wird. Die Standardmessunsicherheit der Kalibrierung der Innenmessschraube beträgt $8,5 \mu\text{m}$. Die Standardmessunsicherheit der Bestimmung des Abstandes d wird aufgrund eines möglichen Kippfehlers bei der Abstandsmessung mit $u(d) = 3$ mm sehr sicher abgeschätzt.

3.1.2 Filter-Charakterisierung am Fourier-Transform-Spektrometer

Die breitbandige Hohlraumstrahlung wird mithilfe von optischen Bandpassfiltern spektral selektiert, um die spektrale Empfindlichkeit der Detektoren wellenlängenaufgelöst kalibrieren zu können. Mehrere optische Bandpassfilter wurden ausgewählt und hinsichtlich ihres spektralen Transmissionsgrads mit einem Fourier-Transform-Spektrometer (FTS) und zusätzlich an einem monochromatorgestützten Spektralmessplatz der PTB charakterisiert.

Die Bestimmung des spektralen Filtertransmissionsgrads fand am FTS unter Verwendung verschiedener Strahlungsquellen, Strahlteiler und Detektoren im Spektralbereich von

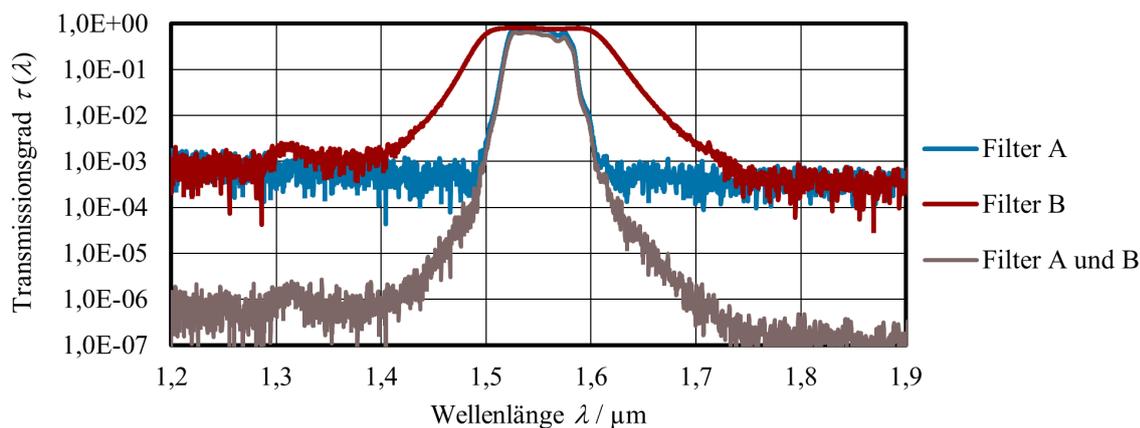


Abbildung 3.2: Filtertransmissionsgrade von Filter A und B für die Kalibrierwellenlänge 1,55 µm, gemessen am Fourier-Transform-Spektrometer (FTS, blau und rot). Die gemessenen Filtertransmissionsgrade im *out-of-bandpass*-Bereich sind dabei aufgrund der Messunsicherheit der FTS-Filtertransmissionsmessung als maximal mögliche Transmission zu interpretieren, vergleiche Abschnitt 3.3.2. Die resultierende Transmission des Filterpaars durch Multiplikation der Transmissionswerte (braun) ist im *out-of-bandpass*-Bereich durch die Kombination der beiden Filter deutlich reduziert.

0,4 µm bis 200 µm statt.¹ Abb. 3.2 zeigt die Messergebnisse der Filter A und B für die Kalibrierwellenlänge 1,55 µm im Bereich um den Bandpass und die resultierende Transmission durch Multiplikation der Transmissionswerte der beiden Filter als Paar. Ähnliche Filterpaare wurden für die Kalibrierwellenlängen 2,73 µm; 3,90 µm; 10,58 µm und 13,95 µm charakterisiert. Bei der Auswahl der Kalibrierwellenlängen wurde auf kommerziell erhältliche Bandpassfilter zurückgegriffen, wobei folgende Überlegungen Berücksichtigung fanden:

- Die Wellenlängen 3,90 µm und 10,58 µm dienen der direkten Validierbarkeit der Detektorkalibrierungen mit am kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR) erzielten Messergebnissen bei beinahe identischen Kalibrierwellenlängen, vergleiche Kapitel 4.
- Die Wellenlänge 1,55 µm ermöglicht die in Abschnitt 6.2 erläuterte spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit bis in einen Spektralbereich, der sich zur Konsistenzprüfung mit etablierten Möglichkeiten der SI-rückgeführten Detektorkalibrierung bezüglich der spektralen Empfindlichkeit an der PTB überlappt.
- Die Wellenlänge 13,95 µm stellt eine Erweiterung des Spektralbereichs hin zu längeren Wellenlängen dar.
- Die Kalibrierwellenlänge 2,73 µm befindet sich in einem Bereich erhöhter atmosphärischer Absorption und dient somit der Untersuchung der Robustheit des Messverfahrens bei solchen Absorptionswellenlängen.

Die verwendeten Filter haben einen nominellen Durchmesser von 25 mm und wurden unter dem Kippwinkel von 6° auf ihren Transmissionsgrad charakterisiert. Die Messunsicherheit der Filtertransmissionsmessung und deren Beitrag zur Gesamtmessunsicherheit der Detektorkalibrierung werden detailliert in Abschnitt 3.3.2 diskutiert.

¹Zur Berücksichtigung des Spektralbereichs außerhalb dieser Grenzen siehe Fußnote 6.

3.2 Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit

Für die Kalibrierung thermischer Detektoren mithilfe dieses neuen Primärmessverfahrens wird die spektrale Empfindlichkeit, die allgemein nach Gleichung 2.15 definiert ist, als konstant über den gemeinsamen Bandpass von Filter A und B betrachtet und die resultierende spektrale Empfindlichkeit der Zentralwellenlänge des Filterpaars zugeordnet. Da Filter A den schmalbandigeren Bandpass aufweist und somit die Bandpasslage des Filterpaars dominiert, wird die spektrale Empfindlichkeit der Zentralwellenlänge $\lambda_{\text{BP-A}}$ des Filters A zugewiesen:²

$$s_{\text{T}}(\lambda_{\text{BP-A}}) = \frac{U_{\text{BP-AB}}}{\Phi_{\text{BP-AB}}} \quad (3.1)$$

Die Berechnung der für diese Definition notwendigen Größen Strahlungsleistung $\Phi_{\text{BP-AB}}$ und Detektorsignal $U_{\text{BP-AB}}$ wird in den beiden folgenden Abschnitten beschrieben.

3.2.1 Berechnung der Strahlungsleistung im Filterbandpass

Die spektrale Strahldichte $L_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}})$ des Hohlraumstrahlers mit der Temperatur T_{BB} und dem wellenlängenunabhängigen Emissionsgrad ε_{BB} ist nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz aus Gleichung 2.11 berechenbar. Der Strahlungstransport vom Hohlraumstrahler mit der Apertur A_1 zum Detektor mit der Apertur A_2 wird durch das fotometrische Grundgesetz beschrieben [Budzier und Gerlach, 2010, S. 55]. Wird der Einfluss der Bandpassfilter- und Lufttransmission zunächst nicht berücksichtigt, gilt für die spektrale Strahlungsleistung $\Phi_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}})$ am Detektor:

$$\Phi_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}}) = \int_{A_1} \int_{A_2} L_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}}) \frac{\cos(\gamma_1) dA_1 \cdot \cos(\gamma_2) dA_2}{d^2} \Omega_0 \quad (3.2)$$

Die Geometrie des Aufbaus wird durch die Distanz d zwischen den Mittelpunkten der Aperturen des Hohlraumstrahlers und des Detektors, die kreisförmigen Aperturen mit den Radien r_1 und r_2 und die Winkel γ_1 bzw. γ_2 zwischen der Strecke entlang von d und den Normalenrichtungen n_1 bzw. n_2 der Aperturen definiert, vergleiche Abb. 3.3. Die Aperturen des Hohlraumstrahlers und des Detektors sind parallel und coaxial, sodass mit $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$ gilt:

$$\Phi_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}}) = \int_{A_1} \int_{A_2} L_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}}) \frac{dA_1 dA_2}{d^2} \Omega_0 \quad (3.3)$$

Die Lösung des Doppelintegrals ist für den vorliegenden Fall zweier paralleler, kreisförmiger Aperturen mit den voneinander unabhängigen Aperturradien r_1 und r_2 analytisch möglich [Budzier und Gerlach, 2010, S. 61; Modest, 2013, S. 844] und ergibt:

$$\Phi_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}}) = \frac{2 \pi r_1^2 \pi r_2^2}{r_1^2 + r_2^2 + d^2 + \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + d^2)^2 - 4r_1^2 r_2^2}} L_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}}) \Omega_0 \quad (3.4)$$

Für $(\frac{r_i}{d})^2 \rightarrow 0$ vereinfacht sich dies zu:

$$\Phi_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}}) = \frac{\pi r_1^2 \cdot \pi r_2^2}{d^2} L_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}}) \Omega_0 \quad (3.5)$$

²Der Index T bezieht sich auf die Verwendung der zu kalibrierenden Detektoren als Transfornormale. Das Messverfahren ist selbstverständlich nicht auf Transfornormale beschränkt.

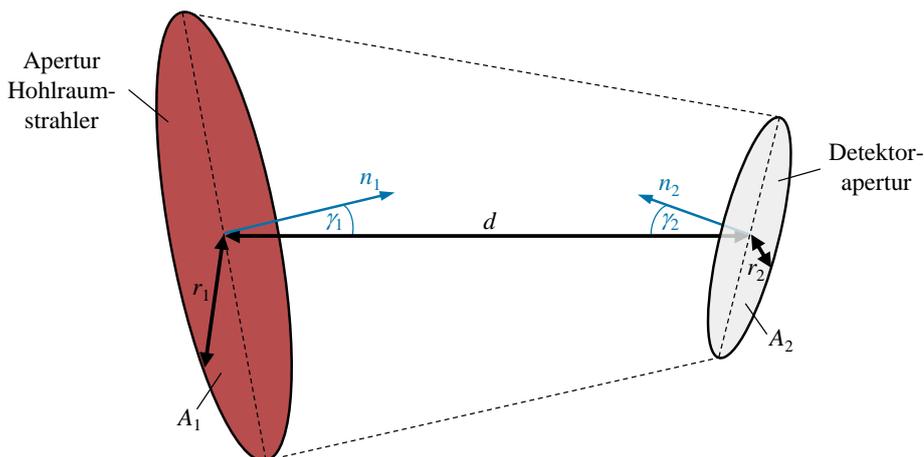


Abbildung 3.3: Veranschaulichung der Geometriegrößen bei der Detektorkalibrierung am Hohlraumstrahler mit der Apertur A_1 des Hohlraumstrahlers mit dem Radius r_1 , der Detektorapertur A_2 mit dem Radius r_2 , dem Abstand d zwischen den Aperturen und den Winkeln γ_1 bzw. γ_2 zwischen der Strecke entlang von d und den Normalenrichtungen n_1 bzw. n_2 der Aperturen.

Die Hohlraumstrahlung wird teilweise durch Wasser-, Sauerstoff- und Kohlendioxidmoleküle in der Luftsäule zwischen Hohlraumstrahler und Detektor absorbiert [Rogalski, 2011, S. 20]. Da der größte Absorptionsanteil in dem für diese Detektorkalibrierung relevanten Spektralbereich durch Wassermoleküle auftritt, wurde die Luftfeuchtigkeit während der Kalibriermessungen überwacht. Die spektrale Absorption wird mithilfe der Software HITRAN berücksichtigt, welche den spektralen Transmissionsgrad $\tau_{AT}(\lambda)$ der Umgebungsatmosphäre anhand eines umfassenden und validierten Datensatzes für die spektrale Absorption von Molekülen für die vorliegende Luftfeuchtigkeit berechnet [Rothman et al., 2013]. Die um den spektralen Transmissionsgrad $\tau_{AT}(\lambda)$ der Umgebungsatmosphäre korrigierte spektrale Strahlungsleistung am Detektor berechnet sich demnach zu:

$$\Phi_{\lambda}(\lambda, T_{BB}) = \frac{\pi r_1^2 \cdot \pi r_2^2}{d^2} \tau_{AT}(\lambda) L_{\lambda}(\lambda, T_{BB}) \Omega_0 \quad (3.6)$$

Der Zusammenhang zwischen spektraler Strahldichte $L_{\lambda}(\lambda, T_{BB})$ des Hohlraumstrahlers mit der Temperatur $T_{BB} = 1200$ K, atmosphärischer Transmission $\tau_{AT}(\lambda)$ und der am Detektor vorliegenden spektralen Strahlungsleistung $\Phi_{\lambda}(\lambda, T_{BB})$ nach Gleichung 3.6 ist in Abb. 3.4 dargestellt. Der nominelle Radius der Hohlraumstrahlerblende ist dabei mit $r_1 = 10$ mm gegeben und der Abstand d zwischen Detektor und Hohlraumstrahler beträgt 400 mm. Die dargestellte spektrale Strahlungsleistung ist berechnet für den Thermosäulendetektor TS-76 mit einer Eingangsblende mit nominellem Radius $r_2 = 2,9$ mm.

Die braunen Pfeile in Abb. 3.4 markieren die Zentralwellenlängen der für die Detektorkalibrierung verwendeten Filterpaare. Um Kalibrierungen mit möglichst geringen Messunsicherheiten zu erreichen, muss die Strahlungsleistung Φ_{BP-AB} im Wellenlängenbereichen des Filterbandpasses möglichst hoch und die Strahlungsleistung im zu blockenden Spektralbereich so gering wie möglich sein. Dieses Verhältnis aus gewünschter *bandpass*-Strahlung und ungewünschter *out-of-bandpass*-Strahlung wird hauptsächlich durch die Kalibrierwellenlänge und die Filtereigenschaften bestimmt:

Kalibrierwellenlängen

- Das Maximum der spektralen Strahldichte bei der *blackbody*-Temperatur von 1200 K liegt im Wellenlängenbereich um 2,5 μm , woraus sich ein relativ hoher Strahlungsleistungsanteil im Bereich des Bandpasses und eine vergleichsweise geringe *out-of-bandpass*-Strahlungsleistung bei den drei niedrigeren Kalibrierwellenlängen ergibt. So beträgt die Strahlungsleistung im *out-of-bandpass*-Bereich das etwa 40-fache der *bandpass*-Strahlung im Fall der Kalibrierwellenlänge 3,90 μm (ohne Berücksichtigung der Filtertransmission). Bei der Kalibrierwellenlänge 2,73 μm gilt es zu beachten, dass diese in einem Bereich erhöhter atmosphärischer Absorption liegt.
- Bei den Kalibrierwellenlängen 10,58 μm und 13,95 μm hingegen ist die *bandpass*-Strahlungsleistung deutlich geringer und gleichzeitig muss der überwiegende Teil der emittierten Wärmestrahlung von den Filtern geblockt werden. Das Verhältnis *out-of-bandpass*- zu *bandpass*-Strahlungsleistung beträgt beispielhaft für die Kalibrierwellenlänge 13,95 μm (ohne Berücksichtigung der Filtertransmission) fast 400, ist also 10-fach ungünstiger als im Fall der Kalibrierwellenlänge 3,90 μm .
- Eine Verbesserung des Verhältnisses der gewünschten *bandpass*- zur ungewünschten *out-of-bandpass*-Strahlung durch Verschiebung des spektralen Maximums ins Langwelligere durch Reduzierung der Hohlraumstrahlertemperatur T_{BB} (vergleiche Abb. 2.2 und Gleichung 2.12) für die Kalibrierwellenlängen 10,58 μm und 13,95 μm würde zu einer Minderung der gewünschten *bandpass*-Strahlungsleistung $\Phi_{\text{BP-AB}}$ unter die Nachweisgrenze der Detektoren führen, welche typischerweise bei etwa 0,5 μW liegt.

Filtereigenschaften

- Der Transmissionsgrad τ_{BP} im Bandpass und die Bandpassbreite $\Delta\lambda$ sollten prinzipiell so groß wie möglich sein, um eine hohe *bandpass*-Strahlungsleistung zu realisieren. Bei der Filterauswahl wurde die maximale Bandpassbreite jedoch auf etwa 1 μm begrenzt, um sicherzustellen, dass eine mögliche Ungleichförmigkeit der spektralen Empfindlichkeit $s_{\text{BP-A}}(\lambda)$ innerhalb des Bandpasses vernachlässigt werden kann.
- Der Transmissionsgrad τ_{BL} der Filter im *out-of-bandpass*-Bereich sollte so gering wie möglich sein, um eine möglichst starke Blockung der Strahlung außerhalb des Bandpasses im weiten Spektralbereich vom VIS bis zum FIR zu erzielen. Die Filtertransmission im Spektralbereich zwischen 2 μm und 10 μm ist in diesem Fall von besonderer Bedeutung weil die spektrale Strahlungsleistung $\Phi_{\lambda}(\lambda, T_{\text{BB}})$ in diesem Spektralbereich ihr Maximum erreicht, siehe Abb. 3.4. Zur weiteren Reduzierung der *out-of-bandpass*-Strahlung wird wie bereits beschrieben eine Kombination aus zwei Filtern mit nahezu identischen Bandpass-Zentralwellenlängen verwendet, wobei sich der resultierende Transmissionsgrad τ_{BL} des Filterpaars als Produkt der Einzeltransmissionsgrade $\tau_{\text{BL-A}}$ und $\tau_{\text{BL-B}}$ ergibt.
- Die gleichzeitige Verwendung von drei oder mehr Filtern ist nicht geeignet, da die Strahlungsleistung im *bandpass*-Wellenlängenbereich aufgrund der begrenzten Transmission der Filter im Durchlassbereich die Nachweisgrenze der Detektoren unterschreiten und damit zu einem nicht sinnvollen Signal-Rausch-Verhältnis führen würde. Mit den gewählten Filterkombinationen aus je zwei Filtern wird eine *bandpass*-Strahlungsleistung $\Phi_{\text{BP-AB}}$ im Bereich zwischen 2 μW und 20 μW erreicht.

Entwicklung eines Primärmessverfahrens zur Detektorkalibrierung unter Nutzung eines Hohlraumstrahlers und optischer Bandpassfilter

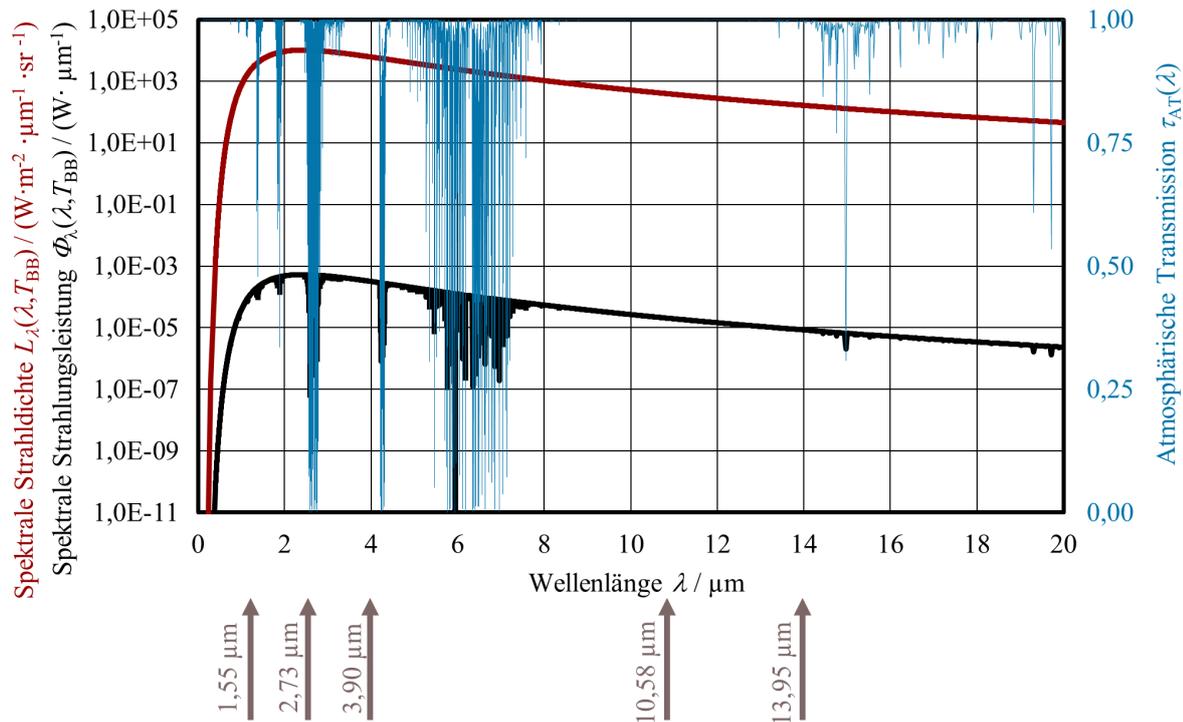


Abbildung 3.4: Spektrale Strahllichte $L_\lambda(\lambda, T_{BB})$ des Hohlraumstrahlers mit der Temperatur $T_{BB} = 1200\text{ K}$ nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz, Gleichung 2.11, (rot), atmosphärische Transmission $\tau_{AT}(\lambda)$ für eine Weglänge von $d = 400\text{ mm}$ (blau) und die aufgrund der Geometrie und atmosphärischen Absorption am Detektor auftreffende spektrale Strahlungsleistung $\Phi_\lambda(\lambda, T_{BB})$ nach Gleichung 3.6 (schwarz). Die Pfeile (braun) markieren die Wellenlängen, bei denen mithilfe von auf ihren spektralen Transmissionsgrad charakterisierten optischen Bandpassfiltern Kalibrierwellenlängen realisiert wurden.

Die Gesamtstrahlungsleistung $\Phi(T_{BB})$, die den Detektor erreicht, berechnet sich unter Berücksichtigung der verwendeten optischen Filter mit den Transmissionsgraden $\tau_A(\lambda)$ und $\tau_B(\lambda)$ durch Integration über alle Wellenlängen über das Produkt aus spektraler Strahlungsleistung nach Gleichung 3.5 und Filter- und Atmosphäretransmissionen:

$$\Phi(T_{BB}) = \frac{\pi r_1^2 \cdot \pi r_2^2}{d^2} \int_0^\infty \tau_A(\lambda) \tau_B(\lambda) \tau_{AT}(\lambda) L_\lambda(\lambda, T_{BB}) \Omega_0 d\lambda \quad (3.7)$$

Für die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda_{BP-A})$ ist der Teil Φ_{BP-AB} der Strahlungsleistung gesucht, der den Detektor im Wellenlängenbereich des Bandpasses von Filter A mit der Zentralwellenlänge λ_{BP-A} und Bandbreite $\Delta\lambda_A$ bestrahlt:

$$\Phi_{BP-AB} = \frac{\pi r_1^2 \cdot \pi r_2^2}{d^2} \int_{\lambda_{BP-A} - \frac{1}{2}\Delta\lambda_A}^{\lambda_{BP-A} + \frac{1}{2}\Delta\lambda_A} \tau_A(\lambda) \tau_B(\lambda) \tau_{AT}(\lambda) L_\lambda(\lambda, T_{BB}) \Omega_0 d\lambda \quad (3.8)$$

Folglich muss das gemessene Detektorsignal U_{mess} , welches durch die komplette Strahlungsleistung $\Phi(T_{BB})$ über alle Wellenlängen hervorgerufen wird, um den Signalanteil, der durch *out-of-bandpass*-Strahlungsleistung hervorgerufen wird, korrigiert werden, wie im folgenden Abschnitt erläutert wird.

3.2.2 Korrektur des Detektorsignals

Im Folgenden wird die Korrektur des gemessenen Detektorsignals hinsichtlich der *out-of-bandpass*-Strahlung, der Umgebungsstrahlung und der thermischen Strahlung des Shutters beschrieben.

Obwohl die Strahlung am Detektor überwiegend im schmalen Spektralbereich des Bandpasses der verwendeten Filter liegt, gibt es auch einen signifikanten Strahlungsleistungsanteil aus dem weiten *out-of-bandpass*-Spektralbereich aufgrund der verbleibenden Resttransmission im Blockungsbereich der Filter. Diese *out-of-bandpass*-Strahlungsleistung erzeugt den Detektorsignalanteil $U_{\text{unblocked}}$ und erfordert eine Korrektur des Detektorsignals. Der Signalanteil $U_{\text{unblocked}}$ ist abhängig von der Strahlungsleistung, die im *out-of-bandpass*-Bereich auf den Detektor trifft, und der spektralen Empfindlichkeit des zu kalibrierenden Detektors im *out-of-bandpass*-Bereich. Diese spektrale Empfindlichkeit muss zunächst als unbekannt angesehen werden, da der Detektor bezüglich der spektralen Empfindlichkeit kalibriert werden soll und zudem zur Korrektur der *out-of-bandpass*-Strahlung die Empfindlichkeit in einem sehr weiten Wellenlängenbereich gesucht ist. Um dennoch die notwendige Korrektur vornehmen zu können, wird zur Beschreibung der spektralen Empfindlichkeit wie folgt vorgegangen:

- Da es sich um thermische Detektoren handelt, wird die spektrale Empfindlichkeit näherungsweise als wellenlängenunabhängig, also konstant, angesehen. Diese Abschätzung ist allerdings in verschiedenen Spektralbereichen unterschiedlich sicher. Daher werden die betragsmäßig identischen Parameter $s_A = s_B = s_C$ verwendet, denen unterschiedliche Messunsicherheiten zugewiesen werden, vergleiche Abb. 3.5 (a).
- Die Bestimmung von s_A , s_B und s_C kann in einem iterativen Verfahren erfolgen: Dabei wird der Wert für s_A , s_B und s_C schrittweise so gewählt, dass er identisch mit der resultierenden, kalibrierten spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda_{\text{BP-A}})$ ist. Damit ist die Kalibrierung am Hohlraumstrahler ein unabhängiges Primärmessverfahren.
- Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kalibrierungen wird für s_A , s_B und s_C der über die drei Laserkalibrierwellenlängen gebildete Mittelwert der Messergebnisse am kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR) verwendet.³ Damit liegt eine leichte Abhängigkeit zwischen der Kalibrierung am Hohlraumstrahler und der am CESR vor, welche im Abschnitt 6.2 ausführlich untersucht wird. Den Parametern werden folgende Messunsicherheiten zugeordnet: Für den Wellenlängenbereich bis $15\ \mu\text{m}$ sei $u_{\text{rel}}(s_A) = 25\ \%$ aufgrund der vorliegenden Kalibrierungen am CESR. Im Wellenlängenbereich $15\ \mu\text{m}$ bis $25\ \mu\text{m}$ sei für den Thermosäulendetektor TS-76 $u_{\text{rel}}(s_B) = 50\ \%$, da in diesem Wellenlängenbereich Untersuchungen des Spektralverhaltens der Absorberschicht vorliegen, vergleiche Abschnitt 6.2. Bei Kalibrierung der pyroelektrischen Detektoren LIE-651 gilt $u(s_B) = s_B$. Im Wellenlängenbereich ab $25\ \mu\text{m}$ sei $u(s_C) = s_C$.

³Die Kalibrierung am CESR wird ausführlich in Kapitel 4 beschrieben. Da die Strahlprofile zwischen Hohlraumstrahler und CESR verschieden sind, können sich die Detektorsignale trotz identischer absorbierten Strahlungsleistung bei einer inhomogenen Verteilung der spektralen Empfindlichkeit über die sensitive Detektorfläche leicht unterscheiden. Diesbezüglich wurde eine Korrektur analog zu dem in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen Vorgehen vorgenommen. Für den TS-76 beträgt der ermittelte Strahlprofilkorrekturfaktor $K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}}$ etwa 1,019. Für den LIE-651 ist keine Inhomogenität bekannt, daher gilt $K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}} = 1$.

Entwicklung eines Primärmessverfahrens zur Detektorkalibrierung unter Nutzung eines Hohlraumstrahlers und optischer Bandpassfilter

Diese Korrektur des durch *out-of-bandpass*-Strahlung erzeugten Detektorsignals ist ein maßgeblicher Einflussfaktor bei der Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit und deren Messunsicherheit. Der Einfluss von s_A , s_B und s_C auf die Korrektur ist dabei im Vergleich zu dem Einfluss der Filtertransmissionsgrade im *out-of-bandpass*-Bereich verhältnismäßig gering. Daher sind die sehr großen Messunsicherheiten $u(s_A)$, $u(s_B)$ und $u(s_C)$ verträglich mit den insgesamt erzielten Messunsicherheiten, vergleiche Tab. 5.2.

Der zu korrigierende Detektorsignalanteil $U_{\text{unblocked}}$ berechnet sich mit der Strahlungsleistung $\Phi_{ij, \text{BB}}$ des Hohlraumstrahlers, die im Spektralbereich⁴ λ_i bis λ_j für die Hohlraumtemperatur T_{BB} an den Detektor gelangt, dann zu:

$$U_{\text{unblocked}} = s_A \Phi_{13, \text{BB}} + s_A \Phi_{46, \text{BB}} + s_B \Phi_{67, \text{BB}} + s_C \Phi_{79, \text{BB}} \quad (3.9)$$

$$\Phi_{ij, \text{BB}} = \frac{\pi r_1^2 \cdot \pi r_2^2}{d^2} \varepsilon_{\text{BB}} \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \tau_A(\lambda) \cdot \tau_B(\lambda) \cdot \tau_{\text{AT}}(\lambda) \cdot \frac{2h c_0^2}{n^2 \lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc_0}{kn\lambda T_{\text{BB}}}} - 1} d\lambda \quad (3.10)$$

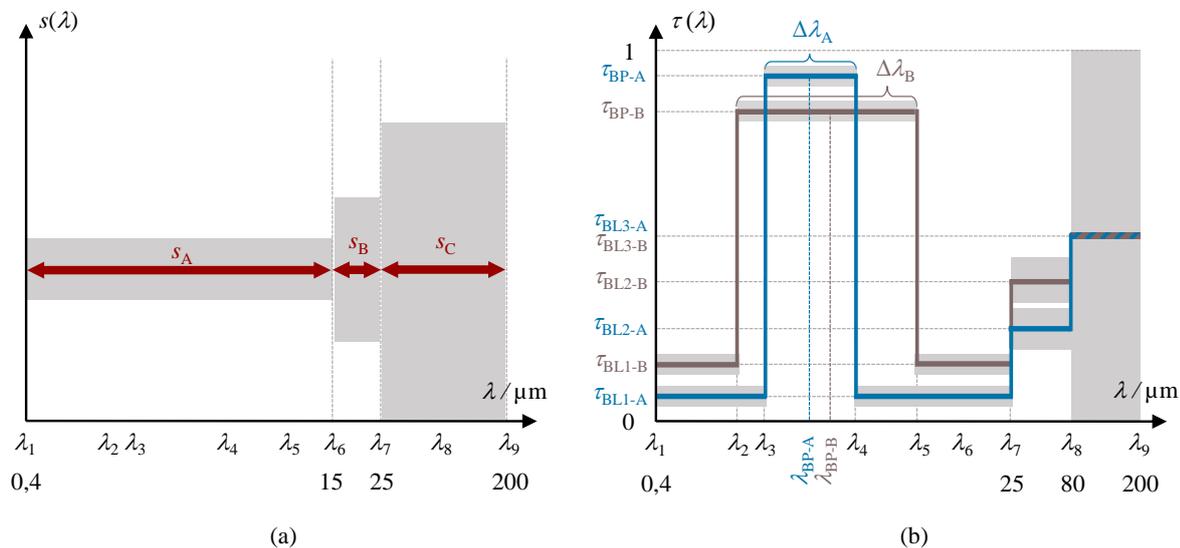


Abbildung 3.5:

- (a) Modellbildung für die spektrale Empfindlichkeit (rot) und der jeweils angenommenen Messunsicherheit (grau) des zu kalibrierenden Detektors zur Korrektur des Detektorsignals.
 (b) Modellbildung und Parametrisierung des Transmissionsgrads für Filter A und B (blau und braun) und der jeweiligen Messunsicherheit (grau). Diese Modellbildung wird nur für die Bestimmung der Messunsicherheit der Detektorkalibrierung und nicht für die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit selbst verwendet, siehe Abschnitt 3.3.

Außerdem muss bei der Kalibrierung von infrarotsensitiven Detektoren in einer Umgebung mit Raumtemperatur eine sogenannte Dunkelsignalkorrektur durchgeführt werden, da die Umgebung nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz ihr Strahlungsmaximum bei etwa $10 \mu\text{m}$ hat und somit zu einem signifikanten Detektorsignal U_{Umgebung} führt. Eine Dunkelsignalkorrektur dient zudem der Kompensation möglicher Offset-Signale U_{Offset} der Detektoren und Verstärkerelektronik und erfolgt mithilfe eines Shutters (Sh), welcher aus Sicht des Detektors

⁴Die Einteilung von Spektralbereichen durch die Wellenlängengrenzen λ_2 bis λ_5 anhand der Flanken der Bandpassfilter A und B zeigt Abb. 3.5 (b). Die Wellenlängengrenze λ_6 dient der Unterteilung zwischen s_A und s_B , also Spektralbereichen mit unterschiedlicher Unsicherheit der Abschätzung der spektralen Empfindlichkeit der zu kalibrierenden Detektoren im *out-of-bandpass*-Bereich. Die Bedeutung von λ_7 und λ_8 zur sinnvollen Unterteilung des langwelligen Blockungsbereichs wird in Abschnitt 3.3 erläutert.

hinter der Präzisionsblende des Hohlraumstrahlers liegt. Die Detektorsignale bei geöffnetem Shutter ("Hellmessung", h) bzw. geschlossenem Shutter ("Dunkelmessung", d) setzen sich folgendermaßen zusammen:

$$U_{\text{mess,h}} = U_{\text{BB}} + U_{\text{Umgebung}} + U_{\text{Offset}} \quad (3.11)$$

$$U_{\text{mess,d}} = U_{\text{Sh}} + U_{\text{Umgebung}} + U_{\text{Offset}} \quad (3.12)$$

Die Indizes „BB“, „Sh“ und „Umgebung“ bezeichnen dabei die Objekte, welche durch ihre Wärmestrahlung die jeweilige Signalkomponente hervorrufen. Die Dunkelsignalkorrektur erfolgt dann durch Differenzbildung $U_{\text{mess,h}} - U_{\text{mess,d}}$ wodurch die Signalanteile U_{Umgebung} und U_{Offset} eliminiert werden. Zur Berücksichtigung möglicher zeitlicher Driften der Umgebungsstrahlung wird zudem das Dunkelsignal $U_{\text{mess,d,v}}$ vor und das Dunkelsignal $U_{\text{mess,d,n}}$ nach einer Hellmessung aufgenommen. Das dunkelsignalkorrigierte Detektorsignal U_{mess} ergibt sich dann mit einem linearen Modell der Dunkelsignaldrift zu:

$$U_{\text{mess}} = U_{\text{mess,h}} - \frac{1}{2}U_{\text{mess,d,v}} - \frac{1}{2}U_{\text{mess,d,n}} \quad (3.13)$$

Dies erfordert die Korrektur des in der Differenzbildung $U_{\text{mess,h}} - U_{\text{mess,d}}$ subtrahierten Signalanteils U_{Sh} . Der Signalanteil U_{Sh} ist abhängig von der spektralen Empfindlichkeit des zu kalibrierenden Detektors, welche wie oben dargestellt mit der Abschätzung $s(\lambda) = s_A = s_B = s_C$ beschrieben wird, und der Wärmestrahlungsleistung Φ_{Sh} , die aufgrund der vom Shutter emittierten Wärmestrahlung an die Detektorapertur gelangt. Diese Strahlungsleistung wird unter Annahme eines wellenlängenunabhängigen Emissionsgrads $\varepsilon_{\text{Sh}} = 0,8$ mit $u(\varepsilon_{\text{Sh}}) = 0,2$ für die Shuttertemperatur $T_{\text{Sh}} = 25^\circ\text{C}$ mit $u(T_{\text{Sh}}) = 1\text{ K}$ berechnet.⁵ Für die Wärmestrahlung $\Phi_{ij,\text{Sh}}$ des Shutters, die im Spektralbereich λ_i bis λ_j für die Shuttertemperatur T_{Sh} an die Detektorapertur gelangt, gilt analog zu Gleichung 3.7:

$$\Phi_{ij,\text{Sh}} = \frac{\pi r_1^2 \cdot \pi r_2^2}{d^2} \varepsilon_{\text{Sh}} \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \tau_A(\lambda) \cdot \tau_B(\lambda) \cdot \tau_{\text{AT}}(\lambda) \cdot \frac{2 h c_0^2}{n^2 \lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h c_0}{k n \lambda T_{\text{Sh}}}} - 1} d\lambda \quad (3.14)$$

Damit gilt für den Signalanteil U_{Sh} :

$$U_{\text{Sh}} = s_A \Phi_{16,\text{Sh}} + s_B \Phi_{67,\text{Sh}} + s_C \Phi_{79,\text{Sh}} \quad (3.15)$$

Das für die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda_{\text{BP-A}})$ gesuchte Detektorsignal $U_{\text{BP-AB}}$ berechnet sich mit diesen Korrekturen dann folgendermaßen:

$$U_{\text{BP-AB}} = \frac{U_{\text{mess}}}{F_T} - U_{\text{unblocked}} + U_{\text{Sh}} \quad (3.16)$$

Der Verstärkungsfaktor F_T ist dabei von der jeweils verwendeten Ausleseelektronik des zu kalibrierenden Detektors abhängig. Er beschreibt das Verhältnis zwischen dem von der Ausleseelektronik angezeigten Messsignal U_{mess} und dem eigentlichen Detektorsignal, welches gesucht ist, um die spektrale Empfindlichkeit des Detektors unabhängig von der verwendeten Ausleseelektronik zu bestimmen.

⁵Trotz dieser Abschätzung von ε_{Sh} und T_{Sh} mit verhältnismäßig großen Unsicherheiten resultiert nur ein geringer bis vernachlässigbarer Beitrag im Messunsicherheitsbeitrag, vergleiche Tab. 5.2.

Entwicklung eines Primärmessverfahrens zur Detektorkalibrierung unter Nutzung eines Hohlraumstrahlers und optischer Bandpassfilter

- Bei der Kalibrierung von Thermosäulendetektoren wird typischerweise ein Spannungsverstärker mit nominellem Verstärkungsfaktor $F_T = 1000$ verwendet, siehe Abschnitt 5.1.1.
- Die Bestimmung von F_T für die Kalibrierung pyroelektrischer Detektoren mit Chopperrad und Lock-In-Verstärker wird ausführlich in Abschnitt 5.2.4 beschrieben.
- Wird eine Fotodiode kalibriert, wird dessen Ausgangssignal typischerweise mit einem Strom-Spannungs-Wandler ausgelesen und F_T ergibt sich aus dessen Rückkoppelwiderstand.

3.2.3 Streustrahlungskorrektur

Bei der Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit des Prüflingsdetektors ist Streustrahlung zu berücksichtigen, die auf zwei verschiedene Weisen auftritt:

1. Ein kleiner Teil der Hohlraumstrahlung kann durch Vielfachreflexionen an den optischen Komponenten und deren Haltern an den optischen Bandpassfiltern vorbei auf die sensitive Fläche des zu kalibrierenden Detektors gelangen. Daher wurden zusätzliche Streustrahlungsblenden am Messaufbau implementiert, um das Sichtfeld des Detektors einzuschränken. Die Öffnung der Streustrahlungsblenden ist so klein wie möglich, um die verbleibende Streustrahlung zu minimieren, jedoch noch groß genug, sodass der eigentliche Strahlungsweg zwischen Hohlraumstrahlerapertur und Detektorapertur nicht beeinträchtigt wird. Umfangreiche Validierungsmessungen mit Aluminiumscheiben ($\tau(\lambda) = 0$), anstatt der Bandpassfilter, konnten zeigen, dass dieser erste Streustrahlungsanteil durch Verwendung der Streustrahlungsblenden auf ein vernachlässigbar geringes Maß minimiert wurde.
2. Für die Detektorkalibrierung wird ein großflächiges Bestrahlungsstärkefeld verwendet, und somit die Öffnung der Detektorblende überstrahlt. Durch diesen Messansatz entsteht zusätzliche Streustrahlung durch Mehrfachreflexionen zwischen dem Blendenmaterial und den davor montierten optischen Komponenten, die zum Teil vom Detektor nachgewiesen wird. Diese Streustrahlung kann durch geeignete Anordnung der optischen Komponenten etwas reduziert, jedoch nicht gänzlich vermieden werden, insbesondere, weil ein möglichst geringer Abstand zwischen Hohlraumstrahler und Detektor erforderlich ist.

Daher wird ein Korrekturfaktor a_{SR} verwendet, wobei $(1 - a_{SR})$ den relativen Anteil des durch Streustrahlung hervorgerufenen Detektorsignals am gesamten Detektorsignal beschreibt. Basierend auf Charakterisierungsmessungen mit verschiedenen Streustrahlungsblenden wird der Korrekturfaktor auf $a_{SR} = 0,98$ abgeschätzt und mit einer Messunsicherheit von $u(a_{SR}) = 0,02$ versehen.

3.2.4 Spektrale Empfindlichkeit an der Bandpass-Zentralwellenlänge

Die vollständige Modellgleichung für die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit der zu kalibrierenden Transferdetektoren an der Zentralwellenlänge λ_{BP-A} lautet:

$$s_T(\lambda_{BP-A}) = a_{SR} \cdot \frac{U_{BP-AB}}{\Phi_{34,BB}} = \frac{a_{SR}}{\Phi_{34,BB}} \cdot \left(\frac{U_{mess}}{F_T} + s_A \Phi_{16,Sh} + s_B \Phi_{67,Sh} + s_C \Phi_{79,Sh} - s_A \Phi_{13,BB} - s_A \Phi_{46,BB} - s_B \Phi_{67,BB} - s_C \Phi_{79,BB} \right) \quad (3.17)$$

3.3 Bestimmung der Messunsicherheit

Im Folgenden wird die Berücksichtigung der Filtertransmission bei der Messunsicherheitsbestimmung der Detektorkalibrierung am Hohlraumstrahler beschrieben. Alle anderen Messunsicherheitsbeiträge sowie das vollständige Messunsicherheitsbudget finden sich in Kapitel 5.

Für die Bestimmung der Messunsicherheit muss nach den Regeln des *Guide to the expression of uncertainty in measurement* (GUM) für jede Eingangsgröße X_i bzw. deren Schätzwert x_i der Sensitivitätskoeffizient $\frac{\partial s_T(\lambda_{BP-A})}{\partial x_i}$ durch partielle Ableitung der Modellgleichung 3.17 nach der jeweiligen Eingangsgröße bestimmt werden [JCGM, 2010]. Dabei sind die Filtertransmissionsgrade $\tau_A(\lambda)$ und $\tau_B(\lambda)$ wellenlängenabhängig und somit Teil der Integrale in den Gleichungen 3.14 und 3.10, weswegen sich die Bestimmung der partiellen Ableitungen $\frac{\partial s_T(\lambda_{BP-A})}{\partial \tau_i(\lambda)}$ sehr aufwändig gestalten würde.

Um diesen mathematischen Aufwand zur Berechnung der Messunsicherheit zu reduzieren, wurde ein vereinfachtes Modell zur Berücksichtigung der Filtertransmission in der Unsicherheitsberechnung entwickelt: In diesem Modell wird angenommen, dass die Filtertransmission in bestimmten Spektralbereichen abschnittsweise wellenlängenunabhängig ist, siehe Abb. 3.5 (b), und somit die Filtertransmissionsgrade in den Gleichungen 3.10 und 3.14 vor das Integral gezogen werden können.

Diese vereinfachte Betrachtung des Filtertransmissionsgrads wird allerdings nur für die Messunsicherheitsberechnung, nicht für die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit nach Abschnitt 3.2 selbst verwendet!

3.3.1 Vereinfachtes Modell für die Berechnung der Messunsicherheit

Der Transmissionsgrad der Bandpassfilter wird in dem für die Messunsicherheitsberechnung verwendeten vereinfachten mathematischen Modell als abschnittsweise konstant angenommen und für jeden Filter mit den folgenden Parametern beschrieben: der Zentralwellenlänge λ_{BP} , der Bandbreite $\Delta\lambda$, dem Transmissionsgrad τ_{BP} im Bandpass und den Transmissionsgraden τ_{BL1} , τ_{BL2} und τ_{BL3} in verschiedenen *out-of-bandpass*-Spektralbereichen, siehe Abb. 3.5 (b). Jedem Parameter wird in Abschnitt 3.3.2 ein spezifischer Messunsicherheitsbeitrag zugewiesen.

Die Aufteilung der Filtertransmission im *out-of-bandpass*-Spektralbereich in die Transmissionsgrade τ_{BL1} , τ_{BL2} und τ_{BL3} anhand der Wellenlängengrenzen λ_7 und λ_8 wurde gewählt, um die unterschiedlichen Messunsicherheiten der Filtertransmissionsmessungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen am FTS zu berücksichtigen. Außerdem berücksichtigt das Modell die Korrelation zwischen der Verschiebung der oberen und unteren Bandpasskante, z. B. durch Kippen, da eine Verschiebung der Zentralwellenlänge sich sowohl auf die obere als auch auf die untere Bandpasskante auswirkt.

Die sich unter Nutzung dieses Modells mit abschnittsweise wellenlängenunabhängigen Transmissionsgraden aus Gleichung 3.17 ergebende Modellgleichung für die spektrale Empfindlichkeit für die Bestimmung der Messunsicherheit vereinfacht sich erheblich zu:

$$\begin{aligned}
 s_T(\lambda_{BP-A}) = & \frac{a_{SR}}{\tau_{BP-A} \tau_{BP-B} K_{34,BB}} \cdot \left(\frac{U_{mess}}{F_T} + \tau_{BP-A} \tau_{BP-B} s_A K_{34,Sh} \right. \\
 & + \tau_{BL1-A} \tau_{BL1-B} s_A (K_{12,Sh} + K_{56,Sh} - K_{12,BB} - K_{56,BB}) \\
 & + \tau_{BL1-A} \tau_{BL1-B} s_B (K_{67,Sh} - K_{67,BB}) \\
 & + \tau_{BL1-A} \tau_{BP-B} s_A (K_{23,Sh} + K_{45,Sh} - K_{23,BB} - K_{45,BB}) \\
 & + \tau_{BL2-A} \tau_{BL2-B} s_C (K_{78,Sh} - K_{78,BB}) \\
 & \left. + \tau_{BL3-A} \tau_{BL3-B} s_C (K_{89,Sh} - K_{89,BB}) \right) \quad (3.18)
 \end{aligned}$$

Dabei gilt für $K_{ij,Sh}$ und $K_{ij,BB}$ in Analogie zu den Gleichungen 3.10 und 3.14:

$$K_{ij,Sh} = \frac{\pi r_1^2 \cdot \pi r_2^2}{d^2} \cdot \varepsilon_{Sh} \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \tau_{AT}(\lambda) \frac{2 h c_0^2}{n^2 \lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h c_0}{k n \lambda T_{Sh}}} - 1} d\lambda \quad (3.19)$$

$$K_{ij,BB} = \frac{\pi r_1^2 \cdot \pi r_2^2}{d^2} \cdot \varepsilon_{BB} \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \tau_{AT}(\lambda) \frac{2 h c_0^2}{n^2 \lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h c_0}{k n \lambda T_{BB}}} - 1} d\lambda \quad (3.20)$$

Die zur Berechnung der Messunsicherheit notwendigen partiellen Ableitungen sind in Abschnitt A.1 zu finden. Die resultierende Gesamtstandardmessunsicherheit $u_c(s_T(\lambda_{BP-A}))$ kann dann für die n Eingangsgrößen X_i mit den jeweiligen Schätzwerten x_i und der vereinfachten Modellfunktion $s_T(x_1, x_2, \dots, x_n)$ aus Gleichung 3.18 bestimmt werden [JCGM, 2010]:

$$u_c(s_T(\lambda_{BP-A})) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial s_T}{\partial x_i} \cdot u(x_i) \right)^2 + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \frac{\partial s_T}{\partial x_i} \frac{\partial s_T}{\partial x_j} r(x_i, x_j) u(x_i) u(x_j)} \quad (3.21)$$

Dabei ist $r(x_i, x_j)$ jeweils der Korrelationskoeffizient für die Eingangsgrößen x_i und x_j . Da die spektrale Empfindlichkeit des zu kalibrierenden Detektors zur Korrektur des Detektorsignals in Abschnitt 3.2.2 für den gesamten Spektralbereich als konstant abgeschätzt wird ($s_A = s_B = s_C$), gilt für die dazugehörigen Korrelationskoeffizienten $r(s_A, s_B) = r(s_A, s_C) = r(s_B, s_C) = 1$. Die Korrelation zwischen den übrigen Eingangsgrößen wird, wie in Abschnitt 6.2.3 erläutert, als vernachlässigbar klein abgeschätzt: $r(x_i, x_j) \approx 0$.

3.3.2 Messunsicherheitsbeiträge der Filterparameter

Weil die unvollständige Blockung der *out-of-bandpass*-Strahlung den dominierenden Beitrag für die Messunsicherheit der spektralen Empfindlichkeit darstellt, wurden im Besonderen die Messunsicherheitsbeiträge der Filtertransmissionsmessung untersucht. Die hier beschriebenen Beiträge sind im Messunsicherheitsbudget am Beispiel der Kalibrierung des Thermosäulendetektors TS-76 in Abschnitt 5.1.2 übersichtlich dargestellt.

Die Messunsicherheit der Bestimmung des Filtertransmissionsgrads am FTS ist im *out-of-bandpass*-Bereich vor allem auf Streustrahlung zurückzuführen. Diese wurde mithilfe von Messungen mit einer Aluminiumscheibe ($\tau(\lambda) = 0$) statt eines optischen Bandpassfilters im FTS quantifiziert. Für Wellenlängen unterhalb von 25 μm gilt $u(\tau_{BL1}) = 0,005$ und von 25 μm bis 80 μm gilt $u(\tau_{BL2}) = 0,015$. In dem Wellenlängenbereich des Bandpasses gilt $u(\tau_{BP}) = 0,015$.

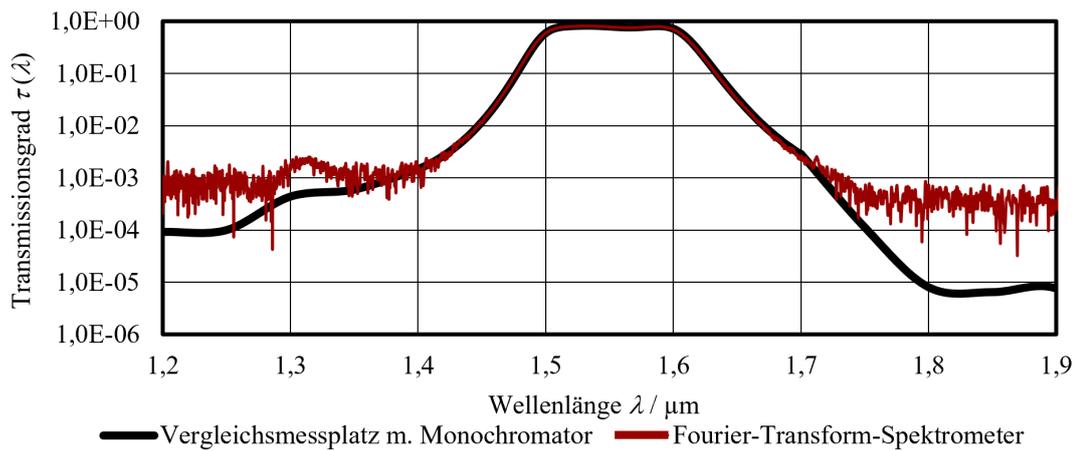


Abbildung 3.6: Transmissionsgrad eines Bandpassfilters für die Kalibrierwellenlänge $1,55 \mu\text{m}$, gemessen am Fourier-Transform-Spektrometer (rot) und an einem monochromatorgestützten Vergleichsmessplatz (schwarz). Es liegt im Rahmen der Messunsicherheiten eine Übereinstimmung vor.

Die Strahlungsleistung im Spektralbereich von $0,4 \mu\text{m}$ bis $80 \mu\text{m}$ ist nach Gleichung 3.6 mehr als 13 500 mal größer als die Strahlungsleistung in dem Spektralbereich $80 \mu\text{m}$ bis $200 \mu\text{m}$. Daher wird der Transmissionsgrad der Filter bei Wellenlängen größer als $80 \mu\text{m}$ als $\tau_{\text{BL3}} = 0,50$ mit $u(\tau_{\text{BL3}}) = 0,50$ abgeschätzt. Aufgrund der relativ geringen Strahlungsleistung im Spektralbereich ab $80 \mu\text{m}$ hat der Messunsicherheitsbeitrag $u(\tau_{\text{BL3}}) = 0,50$ keinen relevanten Beitrag für die Gesamtmessunsicherheit $u_c(s_T(\lambda_{\text{BP-A}}))$ der Detektorkalibrierung.⁶

Für ausgewählte Filter wurden die FTS-Messergebnisse an einem monochromatorgestützten Vergleichsmessplatz der PTB mit Messunsicherheiten $u(\tau) < 0,0001$ [Taubert, 2003b] im Spektralbereich $0,3 \mu\text{m}$ bis $2,5 \mu\text{m}$ bezüglich des Transmissionsgrads im *out-of-bandpass*-Bereich und des Verlaufs der Bandpasstransmission validiert. Abb. 3.6 zeigt die Messdaten beider Messplätze für Filter B bei der Kalibrierwellenlänge $1,55 \mu\text{m}$ im Bereich um den Bandpass. Im Rahmen der angegebenen Messunsicherheiten stimmen der Transmissionsgrad und die Lage des Bandpasses für beide Messverfahren überein.

Weitere Validierungsmessungen in Bezug auf lokale Inhomogenitäten, Alterungseffekte und die Stabilität bei Verkipfung fanden für ausgewählte Filter am FTS statt: Zur Ermittlung des Messunsicherheitsbeitrags aufgrund von kleinen Abweichungen des Filterkippwinkels zwischen der Messung am FTS und der Nutzung am Hohlraumstrahler wurden mehrere Filter unter Nutzung von verschiedenen Probenhaltern unter unterschiedlichen Neigungswinkeln am FTS charakterisiert. Die Kippung der Filter führt zu einer Verschiebung der Zentralwellenlänge und einer geringfügigen Änderung des Transmissionsgrads im Bandpass. Abb. 3.7 zeigt die Ergebnisse für einen Filter für die Kalibrierung bei $10,58 \mu\text{m}$, wobei Kippwinkeländerungen von $\pm 2^\circ$ zu Änderungen des Transmissionsgrads τ_{BP} von weniger als $0,015$ und einer Wellenlängenunaufigkeit von weniger als 15 nm führen. Die spektrale Form des Filterbandpasses ändert sich durch Verkipfung nicht und die Variation der Bandbreite $\Delta\lambda$ ist vernachlässigbar.

⁶Die Charakterisierung der optischen Bandpassfilter am FTS fand im Spektralbereich $0,4 \mu\text{m}$ bis $200 \mu\text{m}$ statt. Die Strahlungsleistung im Wellenlängenbereich $\lambda < 0,4 \mu\text{m}$ und $\lambda > 200 \mu\text{m}$ ist nach Gleichung 3.6 über 50 000 mal kleiner als im betrachteten Spektralbereich $0,4 \mu\text{m}$ bis $200 \mu\text{m}$ und wird daher als im Rahmen der erzielten Messunsicherheit vernachlässigbar klein betrachtet.

Entwicklung eines Primärmessverfahrens zur Detektorkalibrierung unter Nutzung eines Hohlraumstrahlers und optischer Bandpassfilter

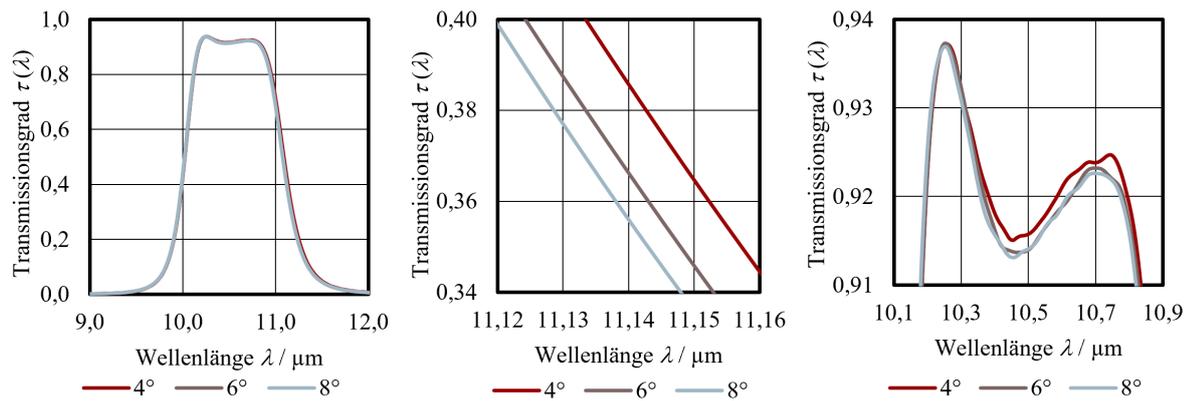


Abbildung 3.7: Filtertransmissionsgrad eines Filters für die Kalibrierwellenlänge $10,58\ \mu\text{m}$, gemessen am Fourier-Transform-Spektrometer zur Untersuchung des Einflusses des Kippwinkels auf die Filtertransmission. Der am Hohlraumstrahler verwendete Kippwinkel beträgt 6° . Gezeigt ist dieselbe Messung in verschiedenen Ausschnitten.

Für die Untersuchung auf lokale Inhomogenitäten aufgrund der großflächigen und eventuell leicht außermittigen Verwendung der Bandpassfilter am Hohlraumstrahler wurden ausgewählte Filter an verschiedenen Positionen auf ihren Transmissionsgrad charakterisiert. Abb. 3.8 zeigt die Ergebnisse für einen Filter für die Kalibrierung bei $1,55\ \mu\text{m}$, wobei der Transmissionsgrad τ_{BP} weniger als $0,015$ und die Zentralwellenlänge λ_{BP} weniger als $15\ \text{nm}$ variieren. Die spektrale Form des Filterbandpasses ist auch hier konsistent, wobei die Änderung der Bandbreite $\Delta\lambda$ geringer als $3\ \text{nm}$ ist.

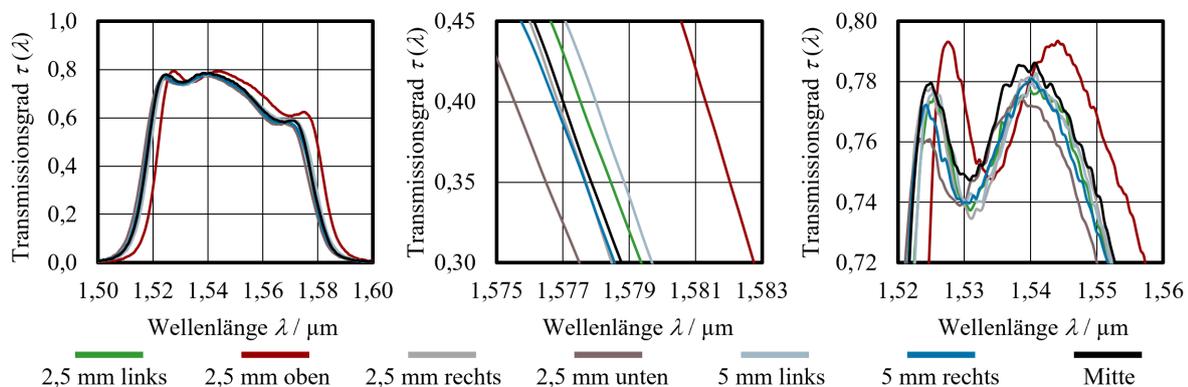


Abbildung 3.8: Filtertransmissionsgrad eines Filters für die Kalibrierwellenlänge $1,55\ \mu\text{m}$, gemessen am Fourier-Transform-Spektrometer an verschiedenen Positionen auf dem Filter zur Untersuchung auf lokale Inhomogenitäten der Filtertransmission. Die angegebenen Positionen sind Variationen zur Mittenposition. Gezeigt ist dieselbe Messung in verschiedenen Ausschnitten.

Eine Überprüfung der Filtertransmission an einem Bandpassfilter vor und nach dem Einsatz am Hohlraumstrahler zur Detektorkalibrierung zeigte im Rahmen der genannten Messunsicherheiten keine Alterungseffekte.

4

Erweiterung eines Messplatzes mit kryogenem, elektrischen Substitutionsradiometer zur Validierung des neuen Primärmessverfahrens

Das in Kapitel 3 entwickelte neue Primärmessverfahren zur Detektorkalibrierung mithilfe von nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz berechenbarer Hohlraumstrahlung in Verbindung mit charakterisierten optischen Bandpassfiltern soll durch Vergleich der Kalibrierergebnisse mit einem kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (*cryogenic, electrical substitution radiometer*, CESR) validiert werden. Ein CESR misst die einfallende und durch einen nahezu schwarzen Absorber quasi vollständig absorbierte Strahlungsleistung durch Substitution der dadurch am Absorber entstehenden Erwärmung mit elektrischer Heizleistung. Die Heizleistung wird mittels PTB-Realisierungen der Maßeinheiten für die elektrischen Messgrößen Spannung und Widerstand bestimmt. Damit stellt das CESR ein Primärdetektornormal für die Messung von Strahlungsleistung dar und wird als solches bereits seit mehreren Jahrzehnten weltweit auf höchstem metrologischen Niveau eingesetzt [Martin et al., 1985].

Die allgemeine Funktionsweise eines CESR wird in Abschnitt 4.1 und die Erweiterung einer bestehenden Messanlage für den Spektralbereich des MIR durch Implementierung zusätzlicher Laserstrahlungsquellen in Abschnitt 4.2 beschrieben. Abschnitt 4.3 stellt die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit und des Messunsicherheitsbudgets dar.

Anschließend wird in Kapitel 5 die Kalibrierung von Thermosäulendetektoren und pyroelektrischen Detektoren mittels beider Primärmessverfahren beschrieben. Diese Kalibrierungen dienen der Validierung des neuen Primärmessverfahrens und der Etablierung der kalibrierten Detektoren als hochwertige Transfernormale für die SI-rückgeführte Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit an andere Detektoren. Ein speziell dafür aufgebauter Messplatz und das Messverfahren zur Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit über Transfernormale werden in Kapitel 6 dargestellt.

4.1 Funktionsweise eines kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometers

Zentraler Bestandteil eines elektrischen Substitutionsradiometers ist ein konusförmiger Hohlraumabsorber (*Cavity*), der thermisch an eine Wärmesenke gekoppelt ist und durch eine elektrische Heizung auf eine Soll-Temperatur leicht oberhalb der Temperatur der Wärmesenke geheizt wird. Die elektrische Heizleistung P_{Heiz} wird so geregelt, dass die mittels eines Widerstandstemperaturfühlers bestimmte *Cavity*-Temperatur T_{Cavity} konstant gehalten wird (① in Abb. 4.1).

Trifft optische Strahlung in die *Cavity*, wird diese dort nahezu vollständig absorbiert (② in Abb. 4.1) und es kommt aufgrund des zusätzlichen Energieeintrags zu einer Erwärmung, sodass die elektrische Heizleistung reduziert werden muss, um die Konstanz der *Cavity*-Temperatur zu gewährleisten (③ in Abb. 4.1). Wenn die gesamte Strahlung in der *Cavity* absorbiert wird ($\alpha_{\text{Cavity}}(\lambda) = 1$), ist die zu messende Strahlungsleistung äquivalent zu der notwendigen Reduzierung der elektrischen Heizleistung ΔP_{Heiz} , welche durch die Messung der Heizspannung U_{Heiz} und des Heizstroms bestimmt werden kann. Dieser Heizstrom kann durch den Spannungsabfall $\Delta U_{R_{\text{Norm}}}$ über einen sich im Heizstromkreis befindenden Normalwiderstand R_{Norm} gemessen werden. Die gemessene Strahlungsleistung ergibt sich zu:

$$\Phi_{\text{CESR}} = \Delta P_{\text{Heiz}} = \Delta U_{\text{Heiz}} \frac{\Delta U_{R_{\text{Norm}}}}{R_{\text{Norm}}} \quad (4.1)$$

Durch Betrieb eines elektrischen Substitutionsradiometers bei kryogenen¹ Temperaturen wird aufgrund der Materialeigenschaften der Kupfer-*Cavity* die Sensitivität des Radiometers wesentlich erhöht und die Messunsicherheit reduziert:

- Die thermische Leitfähigkeit ist bei kryogenen Temperaturen um mehr als eine Größenordnung höher als bei Raumtemperatur [Powell et al., 1966], wodurch sich eine homogenere Temperaturverteilung der *Cavity* ergibt. Die Messunsicherheit der Strahlungsleistungsmessung aufgrund von lokalen Inhomogenitäten ist dadurch reduziert.
- Die spezifische Wärmekapazität ist bei kryogenen Temperaturen um mehr als zwei Größenordnungen geringer als bei Raumtemperatur [Holste et al., 1972; Kohlrausch, 1996, S. 363], wodurch die zu messende, absorbierte Strahlungsleistung zu einer stärkeren Temperaturänderung führt. Dies erhöht die Sensitivität des CESR.

Die kryogene Temperatur wird zweistufig realisiert: Die Wärmesenke wird mithilfe von flüssigem Helium ($T_{\text{LHe}} \approx 4,2 \text{ K}$) gekühlt und die äußere thermische Hülle des CESR mit flüssigem Stickstoff ($T_{\text{LN}} \approx 77 \text{ K}$).

Um eine Vereisung der *Cavity* durch den in der Luft vorhandenen Wasserdampf zu vermeiden, wird das CESR unter Vakuum betrieben. Da dies den Wärmeaustausch mit der Umgebung durch Konvektion fast vollständig verhindert und dieser damit fast nur noch durch Wärmestrahlung möglich ist, die Umgebung bei kryogenen Temperaturen allerdings

¹Unter Kryogenik wird die Untersuchung physikalischer Erscheinungen im Bereich tiefer Temperaturen bezeichnet [Duden, 2023].

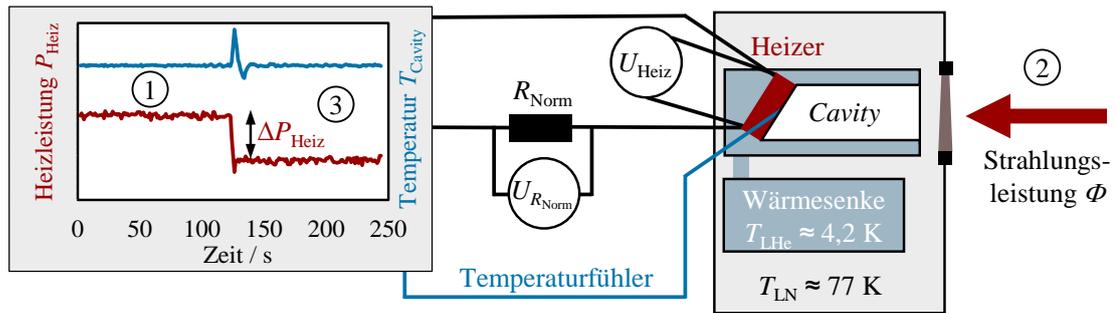


Abbildung 4.1: Funktionsprinzip eines kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometers (CESR)

nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz sehr wenig Wärmestrahlung emittiert, erhöht sich die thermische Stabilität des CESR durch den Vakuumbetrieb zusätzlich.

Aufgrund des Betriebs des CESRs unter Vakuum ist die Verwendung eines Eintrittsfensters nötig, da der Rest des Messplatzes wie Strahlungsquellen und die zu kalibrierenden Detektoren nicht unter Vakuum betrieben werden. Zur Vermeidung störender Effekte durch Interferenzen am Eintrittsfenster insbesondere bei Verwendung spektral schmalbandiger Strahlung (Laserstrahlung) wird ein gekeiltes Fenster mit einem Keilwinkel von $3,0^\circ$ verwendet. Als Fenstermaterial für den Einsatz im MIR dient Zinkselenid, welches im Spektralbereich von ca. $0,5 \mu\text{m}$ bis $15 \mu\text{m}$ einen nahezu wellenlängenunabhängigen Transmissionsgrad von etwa 0,7 aufweist [Erb, 1989, S. 104].

Da der genaue Wert der Transmission nicht bekannt ist und eine Messung aufwändig sowie mit einer relevanten Messunsicherheit verbunden wäre, wird ein baugleiches Keilfenster auch vor dem zu kalibrierenden Detektor positioniert, sodass lediglich das Verhältnis der Transmissionsgrade der beiden baugleichen Fenster für jede Kalibrierwellenlänge gemessen werden muss. Dieses Transmissionsverhältnis wird dann zur Korrektur der spektralen Empfindlichkeit verwendet.

Wegen der Keilung entsteht eine Ablenkung des Messstrahls durch Brechung am Fenster. Zur Gewährleistung einer axialen Ausrichtung des CESR und der Detektoren im Strahl wird zur Kompensation ein weiteres baugleiches Keilfenster in um 180° gedrehter Orientierung in den Strahlengang gesetzt.

4.2 MIR-Strahlungsquellen und Justage

4.2.1 Strahlungsquellen und Strahlengang

Ein bestehender CESR-Messplatz für den sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich [Meindl et al., 2006] wurde für die Kalibrierung von Detektoren im Spektralbereich des mittleren Infraroten durch die Implementierung von Lasern erweitert. Bei den Laserstrahlungsquellen handelt es sich um einen Quantenkaskadenlaser und einen CO₂-Laser:

- Durch zwei Wellenlängenmodule des Quantenkaskadenlasers (*Quantum Cascade Laser*, QCL) des Typs MirCat-1400 der Firma DAYLIGHT SOLUTIONS² wurden die Kalibrierwellenlängen 3,96 µm und 9,45 µm realisiert.³ Ein Faraday-Isolator⁴ dient der Vermeidung von Rückreflexen in den QCL und einer damit einhergehenden möglichen Beschädigung des Lasers.
- Der CO₂-Laser des Typs Lasy-3 der Firma ACCESSLASER COMPANY wird für die nominelle Wellenlänge 10,45 µm verwendet.

Die Anordnung der optischen Komponenten, siehe Abb. 4.2, ist so konzipiert, dass der schraffiert dargestellte Messplatzteil reproduzierbar demontiert und wahlweise am CESR- oder am Detektorvergleichsmessplatz, siehe Abschnitt 6.1.1, genutzt werden kann.

Mithilfe reproduzierbar justierbarer goldbeschichteter Planspiegel kann die Strahlung des QCL, des CO₂-Lasers oder eines HeNe-Pilotlasers zur Justage in den Strahlengang eingekoppelt werden. Ein Abschwächer des Typs 102H der Firma LASNIX ermöglicht die Reduzierung der Strahlungsleistung, um Schäden an Detektoren zu vermeiden und für Messungen mit verschiedener optischer Leistung, insbesondere zur Verifikation der Linearität von Detektoren. Es lassen sich durch Kombination der einzelnen Stufen Abschwächungsfaktoren bis ca. 3400 und somit Strahlungsleistungen am Detektor von unter 1 µW bis über 1 mW realisieren. Ein Shutter für die automatisierte Messung des Dunkelsignals ist vor dem Abschwächer positioniert.

Eine ZnSe-Linse ($f = 500$ mm) bildet ein Pinhole mit einem nominellen Durchmesser von 2,2 mm leicht vergrößert auf die Empfängerfläche der Detektoren ab. Der ZnSe-Strahlteiler dient der Auskopplung eines Strahlungsleistungsanteils von ca. 50 %, der auf einen Monitordetektor im gleichen Abstand wie die Prüflingsdetektoren zum Strahlteiler abgebildet wird. Mithilfe des Monitordetektors können Instabilitäten in der Laserstrahlungsleistung bei der Auswertung korrigiert werden. Für die Kalibrierung pyroelektrischer Detektoren mit Lock-In-Technik wird

²In dieser Arbeit werden Hersteller nur zu Identifikationszwecken genannt. Eine solche Nennung bedeutet weder eine PTB-Empfehlung, noch, dass diese notwendigerweise die besten für den jeweiligen Zweck sind.

³Der eingesetzte QCL bietet eine Wellenlängendurchstimmbarkeit um die Zentralwellenlänge eines Wellenlängenmoduls im Bereich von ca. 1 µm. Da die Zielstellung die Kalibrierung thermischer Detektoren mit einer im Durchstimmbereich des Lasers vernachlässigbaren Wellenlängenabhängigkeit der Empfindlichkeit ist, wurde auf die Variation der Wellenlänge um die jeweilige Zentralwellenlänge des Moduls verzichtet. Weitere zur Verfügung stehende Wellenlängenmodule wurden aufgrund der atmosphärischen Absorption nicht eingesetzt, da der Messplatz unter Luft betrieben wird. Das Hauptproblem von Luftabsorption sind nur mit großer Unsicherheit korrigierbare Messfehler, da beim CESR ein Teil des Strahlengangs im Vakuum liegt, beim zu kalibrierenden Detektor jedoch in Luft. Des Weiteren ist die Wellenlängenstabilität in Bereichen atmosphärischer Transmission eine Herausforderung, da es sich um einzelne Absorptionslinien handelt und sich der Lufttransmissionsgrad somit stark mit der Wellenlänge ändert. Aus diesen Gründen wurden im Rahmen dieser Arbeit nur die QCL-Module verwendet, die Strahlung in Spektralbereichen atmosphärischer Fenster liefern.

⁴Optisches Instrument aus einem Faraday-Rotator und zwei um 45° zueinander gedrehten Eingangs- bzw. Ausgangspolarisationsfiltern. Abhängig von der Durchstrahlungsrichtung wird die Polarisation der Strahlung im Faraday-Rotator gedreht. Durch Justage des Drehwinkels der Polarisationsfilter zueinander ist ein Faraday-Isolator für elektromagnetische Strahlung nur in eine Richtung durchlässig [Kohlrausch, 1996, S. 280].

zusätzlich ein Chopperrad verwendet, das sich aus Sicht der Detektoren unmittelbar hinter dem Pinhole befindet; zur Standortwahl des Chopperrads vergleiche Abschnitt 5.2.3.

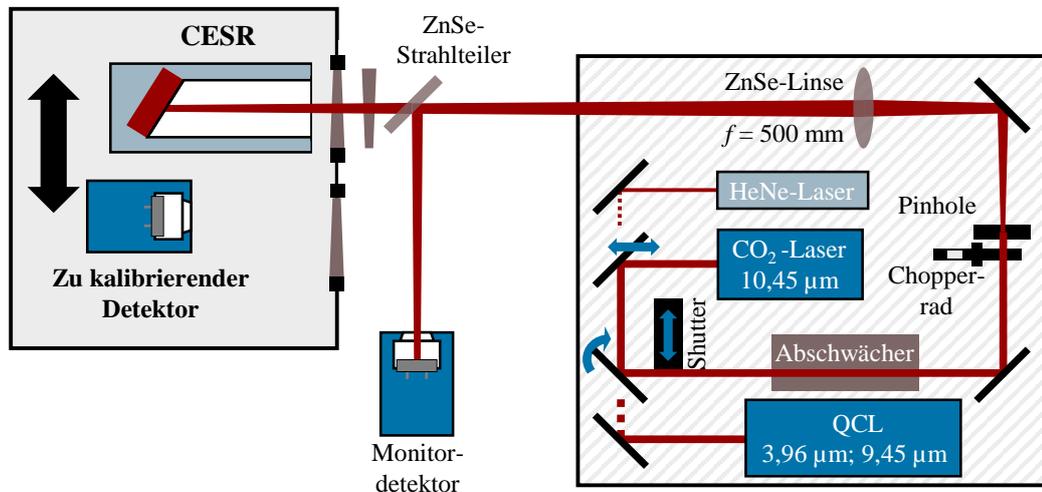


Abbildung 4.2: Prinzipskizze des für das MIR erweiterten Messplatzes mit einem kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR). Das CESR und der zu kalibrierende Detektor befinden sich auf einem gemeinsamen automatisierten Lineartisch.

4.2.2 Justage der optischen Komponenten

Das Ziel der Justage für Detektorkalibrierungen mit möglichst geringen Messunsicherheiten ist ein Strahlprofil, das eine möglichst scharfe Abbildung des Pinholes in die Detektorebene darstellt und die Apertur des zu kalibrierenden Detektors unterstrahlt. Dafür werden zunächst alle Spiegel und der Abschwächer mithilfe des Pilotlasers so positioniert, dass der Strahlengang realisiert ist und die Komponenten mittig getroffen werden. Besondere Beachtung findet hierbei die Positionierung des Abschwächers, der aufgrund seiner Länge von 350 mm mit verhältnismäßig geringen ein- und ausgangsseitigen Öffnungsdurchmessern von 11 mm ein strenges Kriterium für den Strahlengang darstellt.

Anschließend kann der gewünschte Infrarotlaser mithilfe der jeweils ersten beiden Spiegel auf den zuvor definierten Strahlengang des Pilotlasers justiert werden. Danach werden das Pinhole und dann die ZnSe-Linse in den Strahlengang eingesetzt und mittig justiert, indem jeweils kontrolliert wird, dass sich die Strahlage in der Detektorebene nicht ändert. Als Hilfsmittel zur Justage der unsichtbaren Infrarotstrahlung dienen eine Wandlerkarte, welche auftreffende Infrarotstrahlung durch orts aufgelöste Verfärbung aufzeigt, und eine Infrarotkamera des Typs PI160 der Firma OPTRIS, welche die lokale Erwärmung durch absorbierte Infrarotstrahlung, beispielsweise eines schwarzen Kartons, orts aufgelöst sichtbar macht. Nicht-strahlbegrenzende Irisblenden dienen der zusätzlichen Kontrolle des Strahlengangs.

Die CESR-Apertur gibt die Höhe des Strahlengangs vor. Alle optischen Komponenten wurden in dieser Höhe justiert, und der Gesamtaufbau so ausgerichtet, dass das CESR axial getroffen wird. Die horizontale CESR-Position und die des zu kalibrierenden Detektors werden durch einen Strahlprofilscan⁵ ermittelt. Die vertikale Positionierung des zu kalibrierenden Detektors und die Justage des Monitor-detektors erfolgen mittels manueller Mikrometertische.

⁵Die Durchführung und Auswertung eines solchen Strahlprofilscans wird in Abschnitt 6.1.6 beschrieben.

4.3 Spektrale Empfindlichkeit und Messunsicherheit

Die spektrale Empfindlichkeit $s_T(\lambda_0)$ des zu kalibrierenden Detektors ergibt sich für die vorliegende Wellenlänge λ_0 zu:⁶

$$s_T(\lambda_0) = K_{\text{ges}}(\lambda_0) \cdot \frac{U_T(\lambda_0)}{\Phi_{\text{CESR}}(\lambda_0)} \cdot \frac{U_{\text{M-CESR}}(\lambda_0)}{U_{\text{M-T}}(\lambda_0)} \cdot \frac{1}{F_T} \quad (4.2)$$

Dabei ist Φ_{CESR} die nach Gleichung 4.1 mit dem CESR ermittelte Strahlungsleistung und U_T das von der Ausleseelektronik angezeigte Messsignal. Der Verstärkungsfaktor F_T ergibt sich wie in Abschnitt 3.2.2 erläutert je nach verwendeter Detektorart und Ausleseelektronik. Um eine mögliche Drift der Laserstrahlungsleistung zwischen den Messungen mit dem CESR und der Detektormessung zu korrigieren, wird während beider Messungen jeweils simultan das Signal $U_{\text{M-CESR}}$ bzw. $U_{\text{M-T}}$ des Monitordetektors gemessen und bei der Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit berücksichtigt. Durch Dunkelsignalmessungen können die Werte bzgl. Hintergrundstrahlung und möglicher Detektor-Offsets korrigiert werden.

Der Korrekturfaktor K_{ges} berücksichtigt folgende zu korrigierende Einflussgrößen:

- Die Korrektur bzgl. des Absorptionsgrads $\alpha_{\text{Cavity}}(\lambda)$ der CESR-*Cavity* beträgt $K_\alpha = 0,99984$ mit der Messunsicherheit $u(K_\alpha) = 0,00003$ [Meindl, 2015].
- Bei unterschiedlichen Aperturgrößen zwischen CESR und zu kalibrierendem Detektor kommt es zu einer unterschiedlichen Bewertung des vorliegenden Strahlprofils, wenn dieses z. B. vom CESR vollständig und vom Detektor nur teilweise erfasst wird. Die Thermosäulendetektoren TS-76 wurden hinsichtlich ihrer Apertur an das CESR mit einer Aperturblende mit nominellem Durchmesser von 5,8 mm angepasst, um diesen Effekt zu vermeiden. Im Allgemeinen ist eine Korrektur nötig. Die Bestimmung des Korrekturfaktors K_{Apertur} und der beigeordneten Messunsicherheit wird ausführlich in Abschnitt 6.3.2 beschrieben.⁷
- Auch eine Abweichung in der Positionierung des zu kalibrierenden Detektors bzw. CESR im Strahlprofil muss korrigiert werden. Da die Richtung der Abweichung nicht bekannt ist, wird $K_{\text{Pos}} = 1$ angenommen und eine Messunsicherheit beigeordnet, vergleiche Abschnitt 6.3.2.
- Der Korrekturfaktor K_{Fenster} aufgrund der unterschiedlichen Transmissionsgrade des Fensters vor dem zu kalibrierenden Detektor (Fenster-D) und des Fensters vor dem CESR (Fenster-CESR) ist wellenlängenabhängig und wird in einer unabhängigen Messung bestimmt. Dafür wird die Strahlungsleistung hinter beiden Fenstern einzeln mit einem Detektor gemessen und jeweils auf das Monitordetektorsignal normiert, wodurch sich je Fenster der Quotient $V_{\text{Fenster-D}}$ bzw. $V_{\text{Fenster-CESR}}$ ergibt. Alle Detektorsignale werden dabei jeweils um das Dunkelsignal korrigiert. Der Korrekturfaktor K_{Fenster} berechnet sich dann zu:

⁶Der Index T bezieht sich auf die Verwendung der zu kalibrierenden Detektoren als Transfernormale. Das Messverfahren ist selbstverständlich nicht auf Transfernormale beschränkt.

⁷Die Parameter zur Beschreibung des Strahlprofils am CESR für die Bestimmung der Korrekturfaktoren K_{Apertur} und K_{Pos} wurden wie in Abschnitt 6.3.2 beschrieben bestimmt. Da am CESR-Messplatz lediglich automatisierte Strahlprofilscans in horizontaler Richtung möglich sind, wurden vereinfacht kreissymmetrische Strahlprofilanteile angenommen und folgende Parameter identifiziert: $h_F \approx 0,17$; $h_K \approx 0,45$; $h_G \approx 0,38$; $r_F \approx 1,30$ mm; $r_K \approx 1,32$ mm; $r_G \approx 1,14$ mm; vergleiche Tab. 6.3 für das am Detektorvergleichsmessplatz vorliegende Strahlprofil monochromatisierter Strahlung.

$$K_{\text{Fenster}} = \frac{V_{\text{Fenster-CESR}}}{V_{\text{Fenster-D}}} \quad (4.3)$$

Die Messung wird mehrfach wiederholt und der Mittelwert gebildet. Die Messunsicherheit ergibt sich aus der statistischen Streuung über die Wiederholungsmessungen.

- Die Wellenlängenunsicherheit der Laser wird durch den Korrekturfaktor zur Wellenlängendifferenz berücksichtigt. Da die Richtung der Wellenlängendifferenz nicht bekannt ist, gilt $K_{\lambda_{\text{diff}}} = 1$, und es wird eine Messunsicherheit zugeordnet, siehe Abschnitt 6.3.2.
- Die Bandbreite der Laserstrahlung und spektrale Falschstrahlung wird als vernachlässigbar gering angesehen, sodass diesbezüglich keine Korrektur nötig ist.

Der Korrekturfaktor $K_{\text{ges}}(\lambda_0)$ ergibt sich als Multiplikation der einzelnen Korrekturfaktoren:

$$K_{\text{ges}}(\lambda_0) = K_{\alpha} \cdot K_{\text{Apertur}} \cdot K_{\text{Pos}} \cdot K_{\text{Fenster}}(\lambda_0) \cdot K_{\lambda_{\text{diff}}}(\lambda_0) \quad (4.4)$$

Für die Messunsicherheit des Korrekturfaktors gilt:

$$u(K_{\text{ges}}(\lambda_0)) = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial K_{\text{ges}}(\lambda_0)}{\partial K_i(\lambda_0)} \cdot u(K_i) \right)^2} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{K_{\text{ges}}(\lambda_0)}{K_i(\lambda_0)} \cdot u(K_i) \right)^2} \quad (4.5)$$

Die resultierende Gesamtmessunsicherheit $u_c(s_{\text{T}}(\lambda_0))$ der Detektorkalibrierung am CESR wird unter der Annahme vernachlässigbarer Korrelationen⁸ zwischen den Eingangsgrößen für die n Eingangsgrößen X_i mit deren Schätzwerten x_i und der Modellfunktion $s_{\text{T}}(x_1, x_2, \dots, x_n)$ in Gleichung 4.2 bestimmt [JCGM, 2010]:

$$u_c(s_{\text{T}}(\lambda_0)) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial s_{\text{T}}}{\partial x_i} \cdot u(x_i) \right)^2} \quad (4.6)$$

Das resultierende Messunsicherheitsbudget mit den jeweiligen Beiträgen der Eingangsgrößen wird in Kapitel 5 ausführlich dargestellt, wobei sich die Sensitivitätsfaktoren $\frac{\partial s_{\text{T}}}{\partial x_i}$ durch partielle Ableitung ergeben:

$$\frac{\partial s_{\text{T}}}{\partial K_{\text{ges}}} = \frac{s_{\text{T}}}{K_{\text{ges}}} \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial s_{\text{T}}}{\partial U_{\text{T}}} = \frac{s_{\text{T}}}{U_{\text{T}}} \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial s_{\text{T}}}{\partial \Phi_{\text{CESR}}} = -\frac{s_{\text{T}}}{\Phi_{\text{CESR}}} \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial s_{\text{T}}}{\partial U_{\text{M-CESR}}} = \frac{s_{\text{T}}}{U_{\text{M-CESR}}} \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial s_{\text{T}}}{\partial U_{\text{M-T}}} = -\frac{s_{\text{T}}}{U_{\text{M-T}}} \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial s_{\text{T}}}{\partial F_{\text{T}}} = -\frac{s_{\text{T}}}{F_{\text{T}}} \quad (4.12)$$

⁸Die Korrelationen zwischen den elektrischen Messgrößen sind im Rahmen der Messunsicherheit vernachlässigbar gering, vergleiche Abschnitt 6.2.

5

Kalibrierung von Transfornormalen mittels beider Primärmessverfahren

In Kapitel 3 wurde die Entwicklung eines neuen Primärverfahrens zur Detektorkalibrierung bezüglich der spektralen Empfindlichkeit im Infraroten beschrieben, welches nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz berechenbare Hohlraumstrahlung und optische Bandpassfilter nutzt. Zur unabhängigen Validierung dieses Messverfahrens wurde ein etablierter Messplatz mit einem kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR) als Primärdetektornormal für Kalibrierungen im IR erweitert (Kapitel 4).

In diesem Kapitel werden nun die Messergebnisse und das Messunsicherheitsbudget der Kalibrierung von Thermosäulendetektoren des Typs TS-76 (Abschnitt 5.1) und pyroelektrischer Detektoren des Typs LIE-651 (Abschnitt 5.2) mithilfe beider Primärmessverfahren beschrieben. Für die Kalibrierung der pyroelektrischen Detektoren wird außerdem ein mathematisches Modell zur korrekten Ermittlung des Detektorsignals unter Berücksichtigung der zeitlichen Pulsform der gepulsten Strahlung entwickelt.

Diese Kalibrierungen dienen zum einen der Validierung des neu realisierten Primärmessverfahrens am Hohlraumstrahler durch Vergleich mit den Kalibrierergebnissen am CESR und bestätigen die neu geschaffenen SI-rückgeführten Kalibriermöglichkeiten im IR. Darüber hinaus werden die kalibrierten thermischen Detektoren mit verhältnismäßig großer Empfängerfläche und spektral gleichförmiger spektraler Empfindlichkeit als Transfornormale¹ für die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit etabliert. Die thermischen Detektoren wurden für diese Verwendung durch die Ausstattung mit Aperturblenden und einem speziell entwickelten Gehäuse zur thermischen Stabilisierung und Reduzierung von Streustrahlung optimiert.

Im nachfolgenden Kapitel 6 wird die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von den Transfornormalen an in der Praxis eingesetzte Infrarotdetektoren beschrieben. Diese sind häufig halbleiterbasiert und wegen ihrer ausgeprägteren Wellenlängenabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit oder kleineren Empfängerfläche nur eingeschränkt zur direkten Kalibrierung mit den beiden Primärmessverfahren geeignet.

¹Im Rahmen dieser Arbeit wird der Begriff *Transfornormal* verwendet und damit ein Normal bezeichnet, das durch Kalibrierung gegen ein Primärnormal für die Größe der gleichen Art geschaffen ist und als Zwischenträger dieser Größe zur Weitergabe an andere Messinstrumente dient. Fachbegriffe mit ähnlicher Bedeutung sind *Transfermesseinrichtung* und *Sekundärnormal* [Brinkmann, 2012]

5.1 Kalibrierung des Thermosäulendetektors TS-76

5.1.1 Der Thermosäulendetektor TS-76

Der verwendete Thermosäulendetektor des Typs TS-76 ist ein vom LEIBNITZ-INSTITUT FÜR PHOTONISCHE TECHNOLOGIEN e.V. (IPHT) entwickelter thermischer Detektor für Anwendungen in der Radiometrie. Namensgebend sind die 76 in Reihe geschalteten BiSb-Sb-Thermoelemente, welche kreisförmig um die sensitive Fläche mit einem nominellen Durchmesser von 7 mm angeordnet sind, um Änderungen der Absorbertemperatur mit hoher Empfindlichkeit messen zu können. Der Seebeck-Koeffizient $\alpha_{\text{BiSb-Sb}}$ dieser Materialpaarung beträgt etwa $135 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ [Budzier und Gerlach, 2010, S. 184].

Die sensitive Fläche des TS-76 besteht aus einer etwa 800 nm starken Membran, welche mit Silberschwarz als Absorbermaterial beschichtet ist. Unterhalb der Absorberfläche befindet sich eine $2,8 \mu\text{m}$ starke thermische Ausgleichsschicht aus Silber [Müller et al., 1999], die der Verbesserung der homogenen Verteilung der spektralen Empfindlichkeit über die Empfängerfläche dient. Die Referenzstellen der Thermoelemente sind mit dem Siliziumrand verbunden, welcher als *Heatsink* dient. Die Temperatur der *Heatsink* kann mithilfe eines integrierten Thermistors überwacht werden. Die verwendeten Exemplare sind fensterlos und haben eine Zeitkonstante τ_{th} von etwa 0,5 s [Holstenberg et al., 1995].

Zur thermischen Stabilisierung und Reduzierung des Einflusses von Streustrahlung wurden die Detektoren in ein Gehäuse eingesetzt, vergleiche Abb. 5.1. Dieses besteht aus einem äußeren Aluminiumgehäuse zur thermischen Abschirmung und einem inneren Gehäuse, das thermisch vom äußeren Teil isoliert ist, sodass thermische Flüsse vom Absorber zur *Heatsink*, die zu einem Detektorsignal führen, möglichst nur durch eingestrahlte Messstrahlung und nicht durch Schwankungen der Umgebungstemperatur verursacht werden [Pohl, 2018; Pohl et al., 2019]. Das äußere Gehäuse weist einen Pt100-Temperatursensor auf und kann mithilfe eines Thermostats temperiert werden. Das TS-76-Sensorelement befindet sich hinter einer Staffel aus drei Blenden mit einem Öffnungswinkel von 7° im inneren Gehäuse. Die strahlbegrenzende Aperturblende hat einen nominellen Durchmesser von 5,8 mm. Mit diesem Aufbau konnte die Dunkelsignalstabilität um mehr als zwei Größenordnungen verbessert werden.

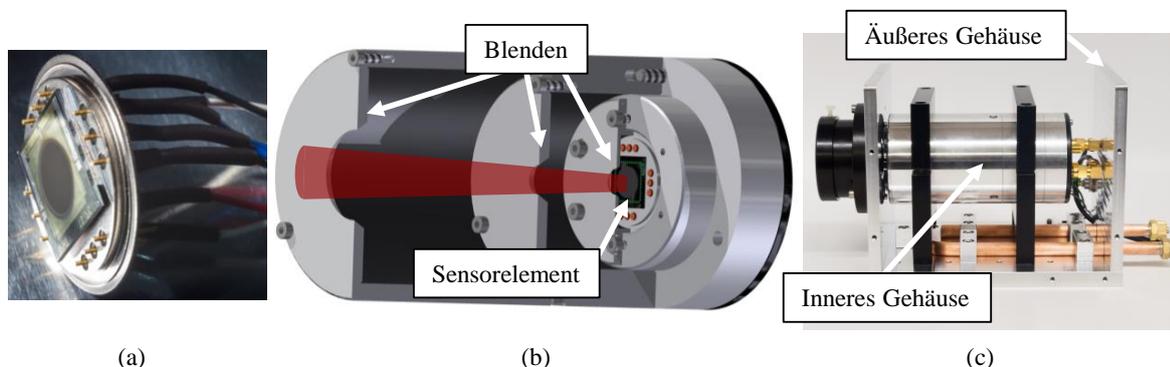


Abbildung 5.1: Thermosäulendetektor TS-76

(a) Sensorelement

(b) Inneres Gehäuse mit Blendenstaffel, CAD-Darstellung, halbseitig als Innenansicht

(c) Gesamtaufbau mit äußerem Gehäuse (Außenabdeckblech demontiert) und innerem Gehäuse

Das Detektorsignal des TS-76 wird mithilfe eines Spannungsverstärkers der Firma ELEKTRONIK MANUFAKTUR MAHLSDORF mit dem nominellen Verstärkungsfaktor $F = 1000$ verstärkt. Die verwendeten Spannungsverstärker wurden mithilfe eines rückgeführten Multifunktionskalibrators des Typs 5730A der Firma FLUKE als Präzisionsquelle für elektrische Gleichspannung kalibriert und die identifizierten Verstärkungsfaktoren konnten den nominellen Wert im Rahmen der Standardmessunsicherheit von $u(F) \approx 12$ bestätigen. Das verstärkte Spannungssignal wird mit einem Digitalvoltmeter des Typs 3458A der Firma AGILENT TECHNOLOGIES gemessen. Die Messunsicherheit des Digitalvoltmeters ist im Rahmen der Messunsicherheit der Detektorkalibrierungen vernachlässigbar gering.

5.1.2 Kalibrierergebnisse und Messunsicherheitsbudget

Es wurden 4 Thermosäulendetektoren TS-76 bezüglich ihrer spektralen Empfindlichkeit am neu entwickelten Primärmessverfahren mit berechenbarer Hohlraumstrahlung und am erweiterten Primärdetektornormal CESR kalibriert. Die Ergebnisse sind exemplarisch für einen TS-76 in Abb. 5.2 dargestellt. Die Werte für die spektrale Empfindlichkeit bei einer Wellenlänge ergeben sich jeweils als Mittelwert über mehrere Wiederholungsmessungen an einem Messplatz, wobei die statistische Streuung zwischen Einzelmessung klein gegenüber der angegebenen Standardmessunsicherheit ist.

Alle Eingangsgrößen und deren Beiträge zum Messunsicherheitsbudget für die Kalibrierung am Hohlraumstrahler sind exemplarisch für die Kalibrierwellenlänge $\lambda_0 = 10,58 \mu\text{m}$ in Tab. 5.1 aufgelistet. Die Beiträge der Eingangsgrößen für alle realisierten Kalibrierwellenlängen und die erzielten relativen Standardmessunsicherheiten sind in Tab. 5.2 angegeben. Eine graphische Übersicht über die Messunsicherheitsbeiträge bei allen Kalibrierwellenlängen am Hohlraumstrahler zeigt Abb. 5.3, wobei deutlich wird:

- Die Messunsicherheiten der Emissionsgrade ε_{BB} und ε_{Sh} , der Temperaturen T_{BB} und T_{Sh} sowie des Luftbrechungsindex' n sind weitestgehend vernachlässigbar gering (gelb).
- Die Messunsicherheiten der Geometriedaten r_1 , r_2 und d (schwarz) des Aufbaus, der Streustrahlungskorrektur a_{SR} (hellgrau), der Auslesung des Detektorsignals U_{mess} mit dem Verstärkungsfaktor F_{T} (grün) sowie der *bandpass*-Filtertransmission $\tau_{\text{BP-A}}$ bzw. $\tau_{\text{BP-B}}$ (orange) führen unabhängig von der Kalibrierwellenlänge jeweils zu einem relevanten, allerdings für sich betrachtet nicht dominierenden Beitrag zur Gesamtmessunsicherheit.
- Die Überlegungen zur Filterauswahl in Abschnitt 3.2.1 werden bestätigt: Bei längeren Kalibrierwellenlängen nimmt der Einfluss der *out-of-bandpass*-Filtertransmission (grau) und der Einfluss der spektralen Empfindlichkeiten s_{A} , s_{B} und s_{C} (blau) stark zu und stellt die dominierenden Unsicherheitsbeiträge dar. Aufgrund des spektralen Verlaufs der Hohlraumstrahlung nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz für die gegebene Temperatur $T_{\text{BB}} \approx 1200 \text{ K}$ nimmt bei kürzeren Kalibrierwellenlängen die spektrale Lage und Bandbreite des Filterbandpasses (rot) an Einfluss auf die Gesamtmessunsicherheit zu.
- Die atmosphärische Transmission im Wellenlängenbereich um $2,73 \mu\text{m}$ erhöht die Messunsicherheit bei dieser Kalibrierwellenlänge signifikant, ist aber bei den anderen Kalibrierwellenlängen vernachlässigbar.

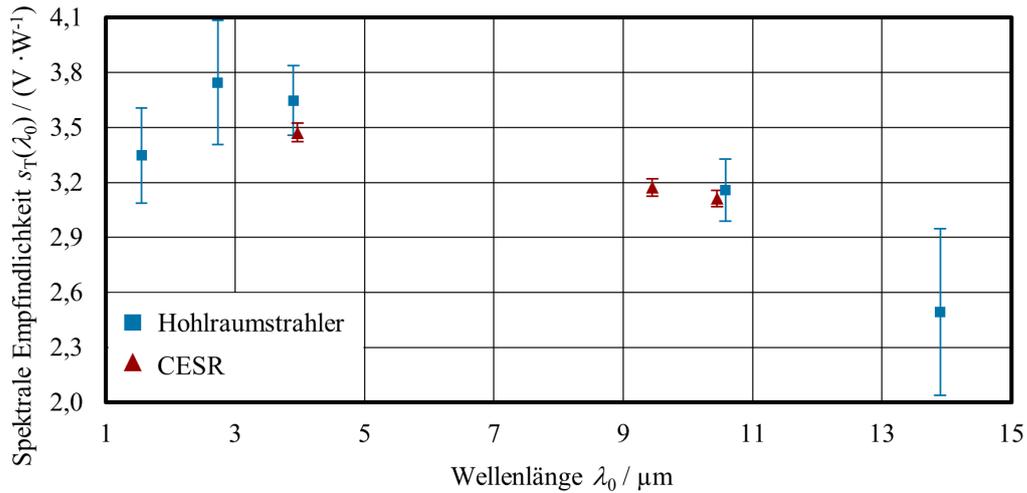


Abbildung 5.2: Spektrale Empfindlichkeit $s_T(\lambda_0)$ des Thermosäulendetektors TS-76 kalibriert am Hohlraumstrahler mit Bandpassfiltern (blau) und am kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR, rot). Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der erzielten und dargestellten Standardmessunsicherheiten überein.

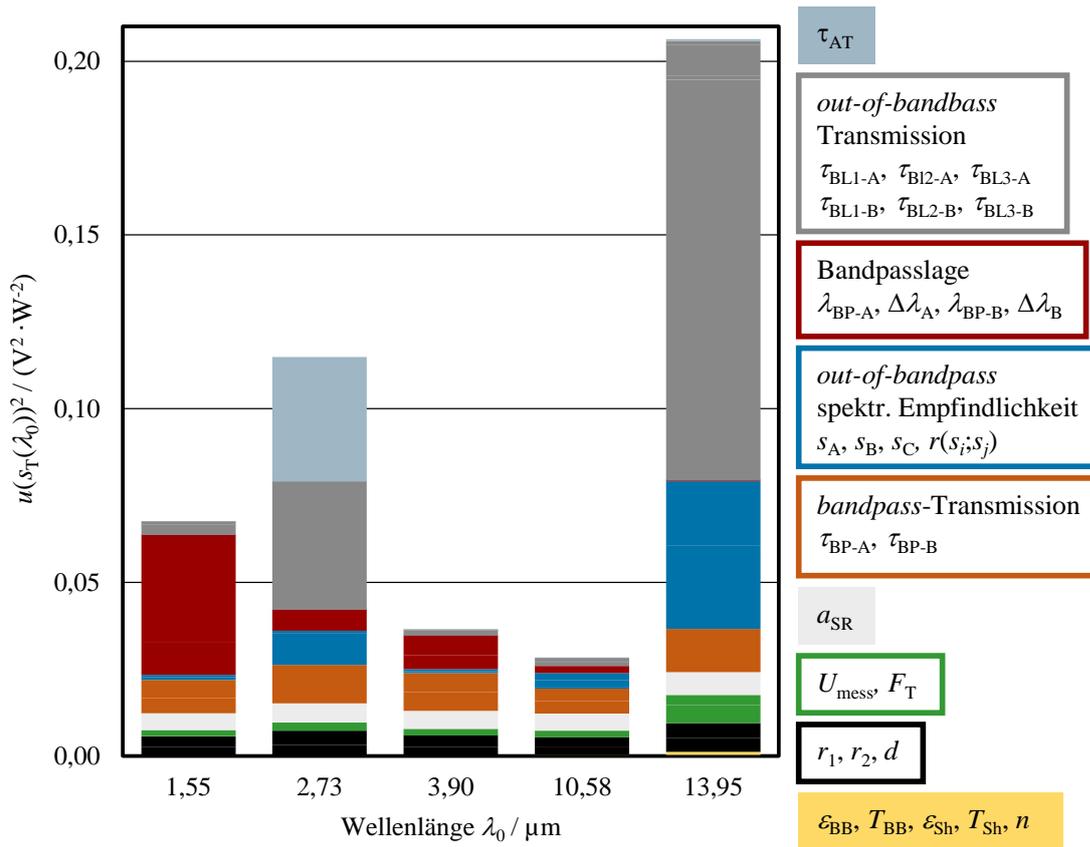


Abbildung 5.3: Zusammensetzung des jeweiligen Messunsicherheitsbudgets bei der Kalibrierung des Thermosäulendetektors TS-76 am Hohlraumstrahler für die verschiedenen Kalibrierwellenlängen λ_0 . Für jeden Schätzwert x_i der Eingangsgrößen ist der Messunsicherheitsbeitrag $\left(\frac{ds_T(\lambda_0)}{dx_i} u(x_i)\right)^2$ und für die Korrelation zwischen s_A , s_B und s_C die Summe $2 \cdot \sum r(s_i, s_j) u(s_i) u(s_j)$ aufgetragen. Die Gesamthöhe stellt das Quadrat der Standardmessunsicherheit $u_c(s_T(\lambda_0))$ durch Summierung der einzelnen Beiträge dar. Das Farbschema wird in Tab. 5.1 und 5.2 aufgegriffen.

Tabelle 5.1: Liste aller Eingangsgrößen X_i , deren Schätzwerte x_i und Standardmessunsicherheiten $u(x_i)$ am Beispiel der Kalibrierung eines Thermosäulendetektors TS-76 am Hohlraumstrahler mit optischen Bandpassfiltern mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_0 = 10,58 \mu\text{m}$. In der 4. Spalte ist der jeweilige Beitrag zur relativen Gesamtmessunsicherheit $u_{c,\text{rel}}(s_T(\lambda_0))$ nach Gleichung 3.21 angegeben. Das Farbschema wird in Abb. 5.3 und Tab. 5.2 aufgegriffen.

Eingangsgröße X_i	Schätzwert x_i	$u(x_i)$	Beitrag
Emissionsgrad Hohlraumstrahler ε_{BB}	0,9990	0,0010	0,1 %
Temperatur Hohlraumstrahler T_{BB}	1206,70	0,50 K	0,1 %
Emissionsgrad Shutter ε_{Sh}	0,8	0,2	0,5 %
Temperatur Shutter T_{Sh}	298 K	1 K	< 0,1 %
Brechungsindex Luft n	1,00030	0,00003	< 0,1 %
Hohlraumstrahleraperturradius r_1	10,0059 mm	0,0043 mm	0,1 %
Detektoraperturradius r_2	2,902 mm	0,020 mm	1,6 %
Abstand d	413,8 mm	3,0 mm	1,6 %
Streustrahlungskorrektur a_{SR}	0,980	0,020	2,2 %
Detektorsignal U_{mess}	61,58 mV	0,11 mV	0,2 %
Verstärkungsfaktor F_{T}	999,5	12,0	1,4 %
<i>bandpass</i> -Transmission Filter A $\tau_{\text{BP-A}}$	0,850	0,015	1,9 %
<i>bandpass</i> -Transmission Filter B $\tau_{\text{BP-B}}$	0,860	0,015	1,9 %
Spektrale Empfindlichkeit s_A	$3,31 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1}$	$0,83 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1}$	0,6 %
Spektrale Empfindlichkeit s_B	$3,3 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1}$	$1,7 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1}$	< 0,1 %
Spektrale Empfindlichkeit s_C	$3,3 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1}$	$3,3 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1}$	1,5 %
rel. Beitrag von $2 \sum r(s_i, s_j) u(s_i) u(s_j)$			1,4 %
Zentralwellenlänge Filter A $\lambda_{\text{BP-A}}$	10,580 μm	0,015 μm	1,4 %
Bandbreite Filter A $\Delta\lambda_A$	1100,0 nm	3,0 nm	0,4 %
Zentralwellenlänge Filter B $\lambda_{\text{BP-B}}$	10,620 μm	0,015 μm	< 0,1 %
Bandbreite Filter B $\Delta\lambda_B$	1200,0 nm	3,0 nm	< 0,1 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transmission Filter A $\tau_{\text{BL1-A}}$	0,020	0,005	1,1 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transmission Filter A $\tau_{\text{BL2-A}}$	0,200	0,015	0,1 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transmission Filter A $\tau_{\text{BL3-A}}$	0,50	0,50	0,2 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transmission Filter B $\tau_{\text{BL1-B}}$	0,020	0,005	1,0 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transmission Filter B $\tau_{\text{BL2-B}}$	0,200	0,015	0,1 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transmission Filter B $\tau_{\text{BL3-B}}$	0,50	0,50	0,2 %
Korrektur atmosphärische Transmission τ_{AT}	1,0066	0,0051	0,2 %
Rel. Standardgesamtmessunsicherheit $u_{c,\text{rel}}(s_T(\lambda_0 = 10,58 \mu\text{m}))$			5,3 %

Für die Kalibrierung am kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer ist das Messunsicherheitsbudget exemplarisch für die Wellenlänge $\lambda_0 = 10,45 \mu\text{m}$ in Tab. 5.3 aufgelistet. Für die anderen Wellenlängen ergibt sich ein nahezu identisches Messunsicherheitsbudget. Der dominierende Unsicherheitsbeitrag ist detektorseitig der verwendete Spannungsverstärker.

Die Ergebnisse der beiden unabhängigen Primärmessverfahren stimmen im Rahmen der erzielten Standardmessunsicherheiten überein und stellen damit eine Validierung des neuen Kalibrierverfahrens am Hohlraumstrahler dar.

Es gilt zu beachten, dass zwischen den beiden verschiedenen Messplätzen ein systematischer Unterschied bezüglich der Bestrahlung der Detektoren besteht: Die sensitive Fläche ist am Hohlraumstrahler ganzflächig und homogen bestrahlt, wohingegen am CESR die Laserstrahlung vorrangig nur das Zentrum der sensitiven Fläche trifft. Bei einer inhomogenen Verteilung der spektralen Empfindlichkeit über die sensitive Fläche führt dies zu einem systematischen

Kalibrierung von Transfernormalen mittels beider Primärmessverfahren

Tabelle 5.2: Typische Beiträge der Eingangsgrößen X_i zur relativen Gesamtmessunsicherheit $u_{c,rel}(s_T(\lambda_0))$ für die Kalibrierung eines Thermosäulendetektors TS-76 am Hohlraumstrahler mit optischen Bandpassfiltern für die Kalibrierwellenlängen λ_0 . Das Farbschema wird in Abb. 5.3 und Tab. 5.1 aufgegriffen.

Eingangsgröße X_i	Kalibrierwellenlänge λ_0				
	1,55 μm	2,73 μm	3,90 μm	10,58 μm	13,95 μm
Emissionsgrad Hohlraumstr. ε_{BB}	0,2 %	0,1 %	0,1 %	0,2 %	2,9 %
Temperatur Hohlraumstr. T_{BB}	0,4 %	0,2 %	0,1 %	0,1 %	0,1 %
Emissionsgrad Shutter ε_{Sh}	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	0,5 %	1,4 %
Temperatur Shutter T_{Sh}	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	0,1 %
Brechungsindex Luft n	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %
Hohlraumstr.-Aperturradius r_1	0,1 %	0,1 %	0,1 %	0,1 %	0,2 %
Detektoraperturradius r_2	1,4 %	1,5 %	1,4 %	1,6 %	2,5 %
Abstand d	1,7 %	1,7 %	1,6 %	1,6 %	2,6 %
Streustrahlungskorrektur a_{SR}	2,1 %	2,0 %	2,0 %	2,2 %	3,3 %
Detektorsignal U_{mess}	0,2 %	0,1 %	0,1 %	0,2 %	2,9 %
Verstärkungsfaktor F_T	1,3 %	1,3 %	1,2 %	1,4 %	2,2 %
<i>bandpass</i> -Transmission $\tau_{\text{BP-A}}$	2,1 %	1,7 %	2,0 %	1,9 %	2,8 %
<i>bandpass</i> -Transmission $\tau_{\text{BP-B}}$	2,0 %	2,2 %	2,0 %	1,9 %	3,5 %
Spektrale Empfindlichkeit s_A	0,8 %	2,6 %	0,5 %	0,6 %	5,7 %
Spektrale Empfindlichkeit s_B	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	0,1 %
Spektrale Empfindlichkeit s_C	0,3 %	0,1 %	0,4 %	1,5 %	2,5 %
$2 \sum r(s_i, s_j) u(s_i) u(s_j)$	0,7 %	0,7 %	0,6 %	1,4 %	5,4 %
Zentralwellenlänge $\lambda_{\text{BP-A}}$	2,9 %	0,1 %	1,8 %	1,4 %	0,5 %
Bandbreite $\Delta\lambda_A$	5,2 %	2,1 %	2,0 %	0,4 %	0,6 %
Zentralwellenlänge $\lambda_{\text{BP-B}}$	0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	0,1 %
Bandbreite $\Delta\lambda_B$	0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transm. $\tau_{\text{BL1-A}}$	1,6 %	5,1 %	1,1 %	1,1 %	13,6 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transm. $\tau_{\text{BL2-A}}$	< 0,1 %	< 0,1 %	< 0,1 %	0,1 %	0,4 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transm. $\tau_{\text{BL3-A}}$	0,3 %	0,1 %	0,1 %	0,2 %	1,3 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transm. $\tau_{\text{BL1-B}}$	0,8 %	0,1 %	0,3 %	1,0 %	3,8 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transm. $\tau_{\text{BL2-B}}$	< 0,1 %	< 0,1 %	0,1 %	0,1 %	0,2 %
<i>out-of-bandpass</i> -Transm. $\tau_{\text{BL3-B}}$	0,3 %	0,1 %	0,1 %	0,2 %	1,3 %
Korrektur atm. Transm. τ_{AT}	< 0,1 %	5,1 %	< 0,1 %	0,2 %	0,9 %
$u_{c,rel}(s_T(\lambda_0))$	7,8 %	9,1 %	5,2 %	5,3 %	18,2 %

Unterschied der Kalibrierergebnisse zwischen den beiden Messplätzen.² Die in Abb. 5.2 dargestellten Kalibrierergebnisse sind diesbezüglich nicht korrigiert.

Der prinzipielle Verlauf mit einer zu längeren Wellenlängen hin abnehmenden spektralen Empfindlichkeit bestätigt die Erwartung, da Untersuchungen der Absorberschicht der TS-76 eine Zunahme des gerichteten Reflexionsgrads ergeben, vergleiche Abschnitt 6.2.

Auffällig ist, dass bei der Kalibrierwellenlänge um 10,5 μm die Messergebnisse der beiden Primärverfahren nahezu identisch sind, bei etwa 4 μm allerdings das Messverfahren am Hohlraumstrahler die spektrale Empfindlichkeit tendentiell überschätzt. Bei den insgesamt vier kalibrierten Exemplaren des Thermosäulendetektors TS-76 sind bei diesen beiden

²Die bekannte Zunahme der spektralen Empfindlichkeit von 5% zum Rand des Thermosäulendetektors TS-76 [Holstenberg et al., 1995] führt zu einer systematisch höheren spektralen Empfindlichkeit von etwa 1,9% bei der Kalibrierung am Hohlraumstrahler. Diese Systematik wird ausführlich in Abschnitt 6.2.1 dargestellt und mithilfe des Strahlprofilkorrekturfaktors $K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}}$ quantifiziert.

Tabelle 5.3: Liste aller Eingangsgrößen X_i , deren Schätzwerte x_i und Standardmessunsicherheiten $u(x_i)$ für die Kalibrierung eines Thermosäulendetektors TS-76 am kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer bei der Laserwellenlänge von $\lambda_0 = 10,45 \mu\text{m}$. In der 4. Spalte ist der jeweilige Beitrag zur relativen Gesamtmessunsicherheit $u_{c,\text{rel}}(s_{\text{T}}(\lambda_0))$ nach Gleichung 4.6 angegeben.

Eingangsgröße X_i	Schätzwert x_i	$u(x_i)$	Beitrag
Korrekturfaktor K_{ges} mit den Einzelfaktoren:	1,007	0,007	0,7 %
K_{α}	0,99984	0,00003	
K_{Apertur}	1	0	
K_{Pos}	1,000	0,006	
K_{Fenster}	1,007	0,001	
$K_{\lambda_{\text{diff}}}$	1,000	0,004	
Detektorsignal U_{T}	96,78 mV	0,19 mV	0,2 %
Verstärkungsfaktor F_{T}	999,5	12,0	1,2 %
Strahlungsleistung Φ_{CESR}	31,21 μW	< 0,01 μW	< 0,1 %
Monitordetektorsignal $U_{\text{M-T}}$	189,09 mV	0,38 mV	0,2 %
Monitordetektorsignal $U_{\text{M-CESR}}$	189,14 mV	0,19 mV	0,1 %
Rel. Standardgesamtmessunsicherheit $u_{c,\text{rel}}(s_{\text{T}}(\lambda_0 = 10,45 \mu\text{m}))$			1,4 %

Vergleichswellenlängen mehrfach Abweichungen in unterschiedliche Richtung zwischen den beiden Kalibrierverfahren zu beobachten. Diese Abweichungen, also welches Kalibrierverfahren bei welcher Kalibrierwellenlänge die spektrale Empfindlichkeit unter- bzw. überschätzt, zeigen allerdings keine Systematik, sodass eine grundsätzliche Fehlersystematik in einem der Kalibrierverfahren für bestimmte Kalibrierwellenlängen nicht abgeleitet werden kann.³

Es ist anzumerken, dass die Kalibrierungen am Hohlraumstrahler für die Wellenlängen $1,55 \mu\text{m}$, $2,73 \mu\text{m}$ und $3,90 \mu\text{m}$ innerhalb einer Messkampagne und für die Wellenlängen $10,58 \mu\text{m}$ und $13,95 \mu\text{m}$ in einer späteren Messkampagne stattfanden. Zwischen den getrennten Messkampagnen können systematische Unterschiede bestehen, wie die Neujustage der optischen Komponenten, das erneute Heizen des Hohlraumstrahlers oder die erneute manuelle Bestimmung des Abstandes d . Auch die Charakterisierung der optischen Bandpassfilter fand in zwei getrennten Messkampagnen in den genannten Wellenlängengruppen an zwei verschiedenen Fourier-Transform-Spektrometern statt. Bei der Kalibrierung am CESR gilt es zu berücksichtigen, dass für die Kalibrierungen zwei verschiedene Laser (QCL für $3,96 \mu\text{m}$ und CO_2 -Laser für $10,45 \mu\text{m}$) genutzt wurden, sodass zwischen den Kalibrierungen eine Neujustage der optischen Komponenten und der Detektorpositionierung stattfand, welche systematische Unterschiede zwischen den Kalibrierungen darstellen. Diese etwaigen systematischen Effekte sind dabei im Rahmen der angegebenen Messunsicherheiten berücksichtigt.

Eine weitere mögliche Ursache könnte eine Degradierung der Absorberschicht der kalibrierten Thermosäulendetektoren TS-76 sein, die zu einer zeitlichen Änderung der spektralen Empfindlichkeit führt. Da die Detektoren keine Fenster haben, ist die Absorberschicht direkt der Luftatmosphäre ausgesetzt. Durch Absorption von Wassermolekülen kann es wellenlängenabhängig zu einer Reduzierung der spektralen Empfindlichkeit kommen. Derartige Degradierungseffekte der Schwarzschrift einzelner fensterloser Thermosäulendetektoren sind prinzipiell bekannt [Zieger, 2019].

³Vergleiche auch Abb. 5.12 zu den Kalibrierergebnissen des pyroelektrischen Detektors.

5.2 Kalibrierung des pyroelektrischen Detektors LIE-651 mit Chopperrad und Lock-In-Verstärker

Neben Thermosäulendetektoren sollen auch pyroelektrische Detektoren zur Validierung des neuen Primärmessverfahrens verwendet und als Transfernormale für die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit an Prüflingsdetektoren etabliert werden. Da pyroelektrische Detektoren funktionsbedingt nur zeitliche Änderungen der absorbierten Strahlungsleistung messen, werden sie typischerweise mit einem Chopperrad betrieben, welches die einfallende kontinuierliche Strahlung periodisiert, und das Detektorsignal mit einem Lock-In-Verstärker ausgelesen.

Diese Kombination aus pyroelektrischem Detektor mit Chopperrad und Lock-In-Verstärker ermöglicht die Messung von - im Vergleich zu Thermosäulendetektoren - geringeren Strahlungsleistungen, was einen entscheidenden Vorteil im IR-Spektralbereich mit teilweise limitierter verfügbarer Strahlungsleistung darstellt und diese Detektoren für die Nutzung als Transfernormale prädestiniert. Die Kalibrierung pyroelektrischer Detektoren mit beiden Primärnormalen ist somit eine wichtige Bestätigung der Anwendungsmöglichkeiten und eine zusätzliche Validierung der realisierten Messmöglichkeiten.

Im Folgenden werden der zu kalibrierende pyroelektrische Detektor LIE-651 vorgestellt (Abschnitt 5.2.1) und die allgemeine Definition der spektralen Empfindlichkeit für die Kombination aus pyroelektrischem Detektor mit Chopperrad und Lock-In-Verstärker spezifiziert (Abschnitt 5.2.2). Für die Messung von Strahlungsleistung mit bzw. die Kalibrierung von pyroelektrischen Detektoren ist die Berücksichtigung der Pulsform der gepulsten Strahlung notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit wird dafür ein mathematisches Modell für diese messplatzspezifische Korrektur für beide Primärnormale entwickelt (Abschnitt 5.2.3). Außerdem wird untersucht, wie die Dunkelsignalkorrektur an beiden Primärnormal-Messplätzen bei Verwendung eines Lock-In-Verstärkers korrekt durchzuführen ist (Abschnitt 5.2.5). Durch die Anwendung dieser Korrekturen ergeben sich konsistente Messergebnisse im Rahmen der Messunsicherheiten (Abschnitt 5.2.6).

5.2.1 Der pyroelektrische Detektor LIE-651

Bei den kalibrierten pyroelektrischen Detektoren handelt es sich um den fensterlosen Typ LIE-651 der INFRA TEC GMBH. Das pyroelektrische Material dieses Detektortyps ist Lithiumtantalit (LiTaO_3), welches mit einer schwarzen Metallschicht überzogen ist [InfraTec, 2015]. LiTaO_3 ist ein Standardmaterial für pyroelektrische Detektoren mit dem Vorteil, dass der pyroelektrische Koeffizient $\pi_p \approx 170 \mu\text{C} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ bei Raumtemperatur nur eine geringe Abhängigkeit von der Temperatur von etwa $0,15 \% \cdot \text{K}^{-1}$ aufweist [InfraTec, 2004; Budzier und Gerlach, 2010, S. 193]. Die Detektoren wurden mit einer Aperturblende mit einem nominellen Durchmesser von 4 mm ausgestattet und - wie in Abschnitt 5.1.1 für den Thermosäulendetektor TS-76 beschrieben - in ein Gehäuse zur thermischen Stabilisierung und Reduzierung von Streustrahlung eingesetzt.

Die typische Chopperfrequenz für diesen Detektortyp beträgt 10 Hz, welche mit einem Chopperrad und einem Controller des Typs SR540 der Firma STANFORD RESEARCH SYSTEMS realisiert wird. Das Chopperrad ist gleichmäßig in sechs jeweils 30° offene bzw. geschlossene

Segmente aufgeteilt, sodass die Drehfrequenz des Rades ein Sechstel der Chopperfrequenz beträgt. Die offenen und geschlossenen Segmente weisen ein Verhältnis von 1:1 auf.

Das Signal der pyroelektrischen Detektoren wird mit einem Lock-In-Verstärker des Typs SR860 von STANFORD RESEARCH SYSTEMS ausgelesen. Die Chopperfrequenz wird durch den Lock-In-Verstärker SR860 gesteuert, der einen internen Frequenzzähler mit einer Messunsicherheit von 25 ppm verwendet [Stanford Research Systems, 2016]. Da die spektrale Empfindlichkeit von der Chopperfrequenz abhängig ist, wurde zur Überprüfung der Frequenzstabilität die Chopperfrequenz mithilfe des Lock-In-Verstärkers über einen Zeitraum von mehreren Minuten aufgezeichnet und es konnte gezeigt werden, dass die Frequenzabweichung vernachlässigbar gering ist und Frequenzschwankungen nur statistischer Natur sind.

5.2.2 Spektrale Empfindlichkeit pyroelektrischer Detektoren

Im Folgenden wird die allgemeine Definition der spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda)$ als das wellenlängenabhängige Verhältnis zwischen dem Ausgangssignal U des Detektors und der auftreffenden Strahlungsleistung Φ nach Gleichung 2.15 für die Kalibrierung pyroelektrischer Detektoren spezifiziert.

Aufgrund ihres Funktionsprinzips messen pyroelektrische Detektoren nur zeitliche Änderungen der eingehenden Strahlungsleistung Φ_{Input} und werden daher typischerweise mit einem Chopperrad zur Periodisierung der einfallenden Strahlung betrieben. Das Ausgangssignal des pyroelektrischen Detektors ist daher ein AC-Signal, welches meist mit einem Lock-In-Verstärker gemessen wird. Die einzelnen Größen der Messkette sind in Abb. 5.4 visualisiert.

Der Lock-In-Verstärker fungiert als phasenempfindlicher Gleichrichter und wandelt das AC-Signal des pyroelektrischen Detektors bei der Chopperfrequenz phasensensitiv in ein DC-Ausgangssignal um. Diese phasensensitive Gleichrichtung geschieht, indem das AC-Signal mit einem sinusförmigen Referenzsignal multipliziert wird und dieses Produkt einen Tiefpassfilter durchläuft. Die DC-Ausgangsspannung $U_{\text{Lock-In}}$ des Lock-in-Verstärkers ist im Allgemeinen der Effektivwert⁴ der Amplitude der sinusförmigen Grundfrequenzkomponente des AC-Ausgangssignals des pyroelektrischen Detektors.

Für den verwendeten Lock-In-Verstärker des Typs SR860 wurde die Ausgabe der Lock-In-Ausgangsspannung $U_{\text{Lock-In}}$ durch die Kalibrierung des Lock-In-Verstärker-Faktors $F_{\text{Lock-In}}$ überprüft. Dafür wurde mithilfe eines rückgeführten Multifunktionskalibrators des Typs 5730A der Firma FLUKE als Präzisionsquelle für elektrische Wechselspannung eine bekannte sinusförmige AC-Spannung der Amplitude $U_{\text{Kalibrator}}$ am Lock-In-Eingang angeschlossen und der Frequenzgenerator des Lock-In-Verstärkers als Referenzfrequenzgeber verwendet. Es gilt dann:

$$F_{\text{Lock-In}} = \frac{\sqrt{2} \cdot U_{\text{Lock-In}}}{U_{\text{Kalibrator}}} \quad (5.1)$$

Der resultierende Lock-In-Verstärker-Faktor ergibt sich durch Mittelwertbildung über n Messungen bei verschiedenen Werten für $U_{\text{Kalibrator}}$ für den verwendeten Lock-In-Verstärker

⁴Je nach verwendetem Gerät kann auch die Amplitude selbst der Ausgabewert sein. Wird wie im Fall des SR860 der Effektivwert ausgegeben, entspricht dies der Amplitude geteilt durch $\sqrt{2}$.

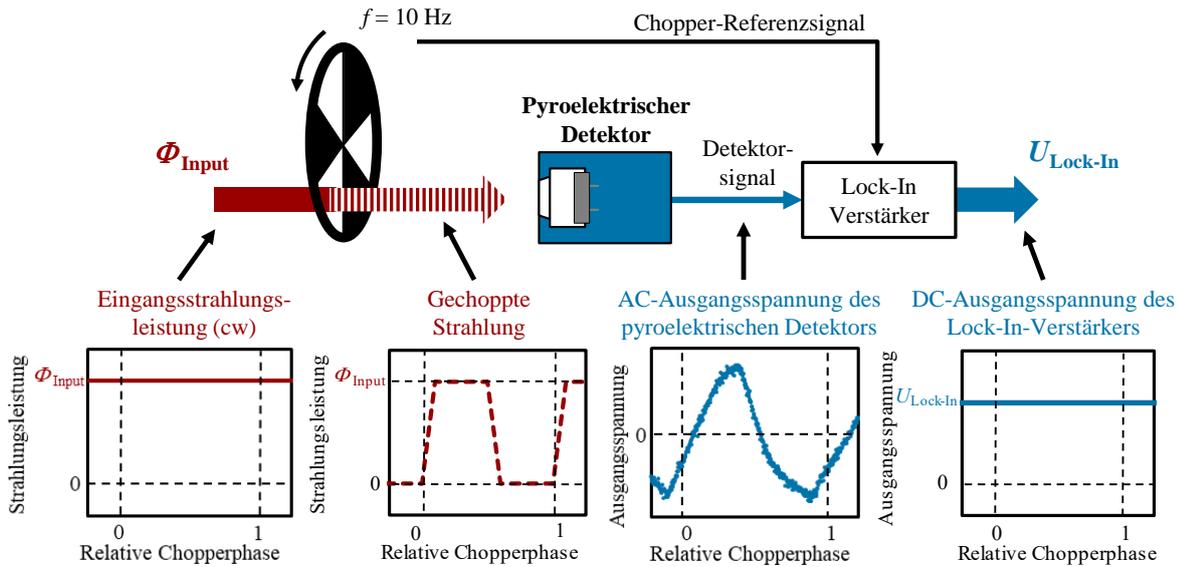


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Eingangsgrößen (rot) und Ausgangssignale (blau) bei der Messung der eingehenden Strahlungsleistung Φ_{Input} mit einem pyroelektrischen Detektor unter Nutzung eines Chopperrads und Lock-In-Verstärkers.

zu $F_{\text{Lock-In}} = 0,997$. Die Standardmessunsicherheit ergibt sich aus der Standardabweichung über die Messungen bei verschiedenen Spannungen zu $u(F_{\text{Lock-In}}) = 0,002$. Die Messunsicherheit der Kalibratorausgangsspannung $u(U_{\text{Kalibrator}})$ sowie die Frequenzunsicherheiten von Lock-In-Verstärker und Multifunktionskalibrator sind vernachlässigbar klein.

Für die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda)$ des pyroelektrischen Detektors bedeutet dies erstens, dass die Lock-In-Ausgangsspannung $U_{\text{Lock-In}}$ mit $\sqrt{2}$ multipliziert werden muss, um die Amplitude aus dem Effektivwert zu bestimmen, und zweitens durch den Lock-In-Verstärker-Faktor $F_{\text{Lock-In}}$ geteilt wird.

Drittens muss dieses Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers auf die Amplitude $\tilde{\Phi}_0$ der Grundfrequenzkomponente der gepulsten Eingangsstrahlung bezogen werden, da nur diese Grundfrequenzkomponente der gepulsten Strahlung Einfluss auf die Grundfrequenzkomponente des AC-Signals des pyroelektrischen Detektors und somit Einfluss auf das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers hat. Signalkomponenten der gepulsten Strahlung mit anderen Frequenzen als der Chopperfrequenz haben keine Auswirkung auf die Grundfrequenzkomponente des AC-Ausgangssignals des pyroelektrischen Detektors und werden daher vom Lock-In-Verstärker nicht berücksichtigt. Es folgt demnach:

$$s(\lambda) = \frac{\sqrt{2}}{F_{\text{Lock-In}}} \cdot \frac{U_{\text{Lock-In}}}{\tilde{\Phi}_0} \tag{5.2}$$

Im Folgenden wird die Bestimmung der Amplitude $\tilde{\Phi}_0$ der Grundfrequenzkomponente der gepulsten Eingangsstrahlung zunächst allgemein und dann konkret an den beiden Primärnormal-Messplätzen erläutert.

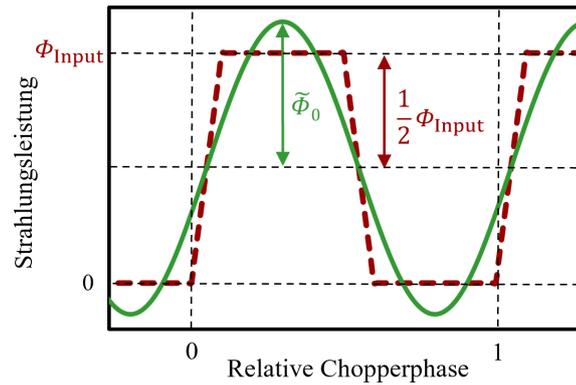


Abbildung 5.5: Darstellung der Grundfrequenzkomponente und deren Amplitude $\tilde{\Phi}_0$ (grün) für eine zeitliche Pulsform mit Trapezform (rot). Die Pulsform weist die *Peak-to-Peak*-Amplitude Φ_{Input} und die Amplitude $\frac{1}{2}\Phi_{\text{Input}}$ auf.

5.2.3 Bestimmung der Amplitude der Grundfrequenzkomponente der gepchoppen Strahlung

Die Amplitude $\tilde{\Phi}_0$ der Grundfrequenzkomponente der gepchoppen Strahlung ist zum einen von der Strahlungsleistung Φ_{Input} , die auf das Chopperrad gegeben wird, abhängig:

- Bei der Kalibrierung mittels Hohlraumstrahlung wird Φ_{Input} mithilfe des Planck'schen Strahlungsgesetzes für die gegebene Hohlraumstrahlertemperatur T_{BB} unter Berücksichtigung der Geometrie des optischen Aufbaus und der Filter- und Lufttransmission berechnet.
- Bei der Kalibrierung am kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer wird Φ_{Input} durch das CESR als Primärdetektornormal gemessen.⁵

Zum anderen beeinflusst die zeitliche Pulsform der gepchoppen Strahlung die Amplitude $\tilde{\Phi}_0$ der Grundfrequenzkomponente, da unterschiedliche Pulsformen unterschiedliche Fourierkompositionen aufweisen. Die sinusförmige Amplitude $\tilde{\Phi}_0$ der Grundfrequenzkomponente entspricht dem Fourierkoeffizienten der Fourierreihe in der Grundfrequenz, welche hier die Chopperfrequenz ist.⁶ Die zeitliche Pulsform ist abhängig von der Position des Chopperrades im Strahlengang bzw. dem Strahldurchmesser am Ort des Chopperrades und der Flügelbreite des Chopperrades.

Zur Bestimmung der Amplitude $\tilde{\Phi}_0$ der Grundfrequenzkomponente wird ein Pulsformfaktor k eingeführt, der als das Verhältnis zwischen der Amplitude $\tilde{\Phi}_0$ der Grundfrequenzkomponente und der Amplitude der gepchoppen Strahlung definiert ist. Für den einfachen Fall einer trapezförmigen zeitlichen Pulsform sind die Größen in Abb. 5.5

⁵Um einen frequenzstabilen Betrieb des Chopperrades zu gewährleisten, wird das Chopperrad in Dauerbetrieb verwendet. Aufgrund der Position des Chopperrades, vergleiche Abb. 4.2, wird daher auch gepchoppte Strahlung mit dem CESR gemessen. Da das verwendete Chopperrad ein Verhältnis von 1:1 zwischen Flügelradbreite und Breite der offenen Segmente aufweist und das CESR verhältnismäßig thermisch träge ist, kann die gemessene Strahlungsleistung mit 2 multipliziert werden, um die vor dem Chopperrad vorliegende Strahlungsleistung Φ_{Input} zu bestimmen.

⁶Diese Definition der spektralen Empfindlichkeit bezogen auf die sinusförmige Grundfrequenzkomponente findet sich z. B. bei BUDZIER UND GERLACH [Budzier und Gerlach, 2010, S. 110]. Diese Definition hat den entscheidenden Vorteil, dass sie äquivalent zu einer Detektorkalibrierung ohne Chopperrad und Lock-In-Verstärker ist. Es gilt allerdings anzumerken, dass die spektrale Empfindlichkeit pyroelektrischer Detektoren auch für andere Pulsformen angegeben werden kann, z. B. wird eine vorliegende Trapez-Pulsform dann näherungsweise als Rechteckpuls angesehen und dafür die spektrale Empfindlichkeit angegeben [Gentile et al., 1997; Alberding et al., 2021]. Diese Angabe gilt allerdings nur für diese konkrete Pulsform und nicht allgemein.

dargestellt. Da Φ_{Input} die *Peak-to-Peak*-Amplitude der gepoppten Strahlung ist, gilt für die Amplitude $\frac{1}{2}\Phi_{\text{Input}}$ und somit für den Pulsformfaktor:

$$k = \frac{\tilde{\Phi}_0}{\frac{1}{2}\Phi_{\text{Input}}} \quad (5.3)$$

Zur Bestimmung des Pulsformfaktors k der gepoppten Strahlung und dessen Messunsicherheit $u(k)$ werden folgende Schritte vollzogen:

- I. Analyse des Strahlprofils am Ort des Chopperrades.
- II. Erstellung eines mathematischen Modells für die zeitliche Pulsform der gepoppten Strahlung am pyroelektrischen Detektor in Abhängigkeit des geometrischen Aufbaus.
- III. Validierung des mathematischen Modells durch Messung der zeitlichen Pulsform der gepoppten Strahlung: Dafür wird das Chopperrad manuell in kleinen Winkelschritten (z. B. $0,5^\circ$) gedreht und bei jeder Drehposition das dunkelsignalkorrigierte Detektorsignal bestimmt. Diese Messung erfolgt mit einem Thermosäulendetektor TS-76, welcher im Unterschied zum pyroelektrischen Detektor funktionsbedingt die kontinuierliche, unperiodisierte Strahlung messen kann.
- IV. Fourierzerlegung der mithilfe des mathematischen Modells bestimmten zeitlichen Pulsform und Identifikation des Verhältnisses k zwischen der Amplitude der Grundfrequenzkomponente und der Amplitude der Pulsform.
- V. Bestimmung der Messunsicherheit $u(k)$.

Dieses Vorgehen wurde an beiden Primärnormalmessplätzen durchgeführt und wird im Folgenden beschrieben. Da die Bestimmung des Pulsformfaktors k am CESR im Verhältnis weniger aufwändig ist, wird dies zunächst geschildert und anschließend die Analyse der Pulsform am Hohlraumstrahler beschrieben.

Zeitliche Pulsform der gepoppten Strahlung am CESR

- I. Das Chopperrad am CESR-Messplatz steht aus Sicht der Detektoren unmittelbar hinter dem kreisförmigen Pinhole mit einem nominellen Durchmesser von 2,2 mm und wird homogen ausgestrahlt. Dies definiert den Durchmesser des relevanten Strahlprofils am Chopperrad.
- II. Das Chopperrad wird in einem Abstand von ca. 82 mm von der Drehachse durchstrahlt. Aufgrund der Aufteilung des Chopperrades in jeweils 6 gleiche Hell- und Dunkelsegmente beträgt die Breite jedes offenen Segments und jedes Flügelsegments daher ca. 21,5 mm am Ort des Laserstrahls und es ergibt sich die Weglänge auf dem Chopperrad einer Periode zu $P_{\text{total}} \approx 43$ mm. Weil der Strahldurchmesser im Verhältnis dazu klein ist, wird die zeitliche Pulsform näherungsweise als Trapez modelliert, wobei die Flankenbreite δ durch das Verhältnis von Strahldurchmesser zu P_{total} gegeben ist.

$$\delta = \frac{2,2 \text{ mm}}{43 \text{ mm}} \approx 0,051 \quad (5.4)$$

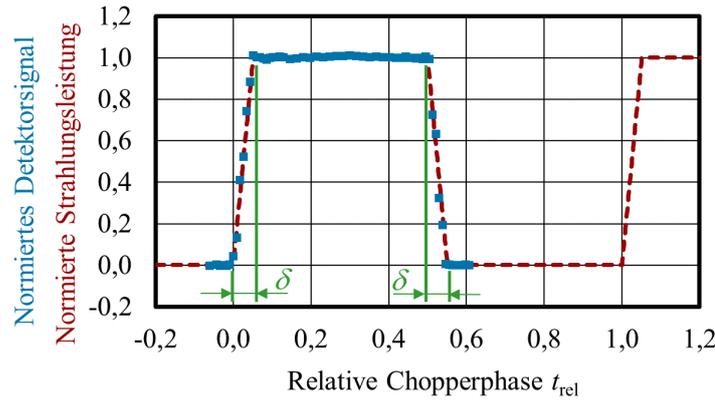


Abbildung 5.6: Mathematisches Modell für die zeitliche Pulsform am CESR als Trapez (rot) und Validierung des Modells durch Messungen des dunkelsignalkorrigierten Detektorsignals für einzelne, manuell eingestellte Chopperrad-Drehpositionen (blau). δ ist das Maß für die Flankensteilheit (grün).

Wird die Pulsform auf die eingehende Strahlungsleistung Φ_{Input} normiert und für die relative Chopperphase $t_{\text{rel}} \in [0; 1]$ dargestellt, gilt für die Pulsform $f_{\text{CESR}}(t_{\text{rel}})$ mit $\delta \in [0; 0,5]$ näherungsweise:

$$f_{\text{CESR}}(t_{\text{rel}}) = \begin{cases} \frac{t_{\text{rel}}}{\delta} & ; 0 \leq t_{\text{rel}} < \delta \\ 1 & ; \delta \leq t_{\text{rel}} < \frac{1}{2} \\ \frac{1-2t_{\text{rel}}}{2\delta} + 1 & ; \frac{1}{2} \leq t_{\text{rel}} < \frac{1}{2} + \delta \\ 0 & ; \frac{1}{2} + \delta \leq t_{\text{rel}} < 1 \end{cases} \quad (5.5)$$

III. Die Messung der zeitlichen Pulsform am CESR mithilfe eines Thermosäulendetektors TS-76 und manuellen Drehens des Chopperrades ist gemeinsam mit dem mathematischen Modell aus Gleichung 5.5 in Abb. 5.6 dargestellt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung und damit Bestätigung des mathematischen Modells. Leichte Abweichungen sind auf Fertigungstoleranzen des Pinholes, Fehler beim manuellen Drehen des Chopperrades, Inhomogenitäten der Ausstrahlung und die kreisförmige Geometrie des Pinholes zurückzuführen und werden in der Messunsicherheit $u(k)$ berücksichtigt.

IV. Für einfache zeitliche Pulsformen wie die einer Trapezfunktion ist die analytische Darstellung als Fourierreihe möglich. Für eine Trapezfunktion gilt [Bartsch, 1986, S. 493]:

$$\tilde{f}(t) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi^2 \delta} \left(\frac{1}{1^2} \sin(\pi \delta) \cdot \sin(2\pi t) + \frac{1}{3^2} \sin(3\pi \delta) \cdot \sin(6\pi t) + \dots \right) \quad (5.6)$$

Die Grundfrequenzkomponente ist also gegeben durch:

$$\tilde{f}_0(t) = \frac{1}{2} + \frac{2 \sin(\pi \delta)}{\pi^2 \delta} \cdot \sin(2\pi t) \quad (5.7)$$

Für den Pulsformfaktor k als das Verhältnis zwischen der Amplitude der Grundfrequenzkomponente und der Amplitude der Pulsform gilt demnach:

$$k = \frac{4 \sin(\pi \delta)}{\pi^2 \delta} \approx 1,268 \quad (5.8)$$

- V. Der Pulsformfaktor ließe sich für den theoretischen Fall eines Strahldurchmessers von 0 und dem dann vorliegenden Rechteckpuls ($\delta \rightarrow 0$) zu $k = \frac{4}{\pi} \approx 1,273$ als geometrische Konstante bestimmen. Daher wurde die Position des Chopperrades am CESR-Messplatz direkt am Pinhole gewählt, da hier der kleinstmögliche Strahldurchmesser vorliegt und somit die Pulsform der eines Rechtecks am nächsten kommt und der Pulsformfaktor nur um weniger als 0,5 % von dem des Rechteckpulses abweicht. Aufgrund dieser Überlegung wird dem Pulsformfaktor am CESR eine Standardmessunsicherheit von $u(k) = 0,005$ zugewiesen.

Zeitliche Pulsform der gepoppten Strahlung des Hohlraumstrahlers

- I. Von der großflächig emittierten Hohlraumstrahlung trifft ein Teil auf die empfindliche Fläche des Detektors im Abstand d . Dieser relevante Teil der Strahlung hat die Form eines Kegelstumpfs, vergleiche Abb. 3.1, in welchem das Chopperrad im Abstand a von der empfindlichen Fläche des Detektors steht, vergleiche Abb. 5.7. Aufgrund der Geometrie des Aufbaus mit der Aperturblende des Hohlraumstrahlers mit dem nominellen Radius $r_1 = 10$ mm und der Aperturblende des zu kalibrierenden pyroelektrischen Detektors mit nominellem Radius $r_2 = 2$ mm ergibt sich der Radius r_3 des Strahlkegelstumpfes am Chopperrad zwischen 2 mm und 10 mm in Abhängigkeit von der Position a :

$$r_3 = \frac{a(r_1 - r_2)}{d} + r_2 \quad (5.9)$$

- II. Der Strahldurchmesser am Ort des Chopperrads ist in Relation zur Weglänge $P_{\text{total}} \approx 43$ mm auf dem Chopperrad also deutlich größer als am CESR. Aufgrund der kreisförmigen Aperturen und der auftretenden Teilabschattungen des großflächigen Strahls ist ein Trapezfit nicht ausreichend, um die zeitliche Pulsform der gepoppten Strahlung des Hohlraumstrahlers am pyroelektrischen Detektor zu beschreiben. Im Folgenden wird ein geeigneteres mathematisches Modell für die zeitliche Pulsform hergeleitet.

Sofern kein Chopperrad verwendet wird, kann das Doppelintegral $\int_{A_1} \int_{A_2} dA_1 dA_2$ im fotometrischen Grundgesetz, Gleichung 3.3, zur Berechnung der spektralen Strahlungsleistung $\Phi_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}})$ am Detektor einfach ausgeführt werden und führt zu Gleichung 3.5. Bei der Verwendung des Chopperrades zwischen Hohlraumstrahler und Detektorapertur kommt es allerdings zu einer periodischen Teilabschattung des Strahlengangs, sodass das Doppelintegral im fotometrischen Grundgesetz in Abhängigkeit von der Chopperphase gelöst werden muss. Dafür wird die kreisförmige Chopperbewegung als lineare Bewegung vereinfacht und die Chopperphase durch die zeitabhängige Koordinate $p(t)$ beschrieben, vergleiche Abb. 5.7.

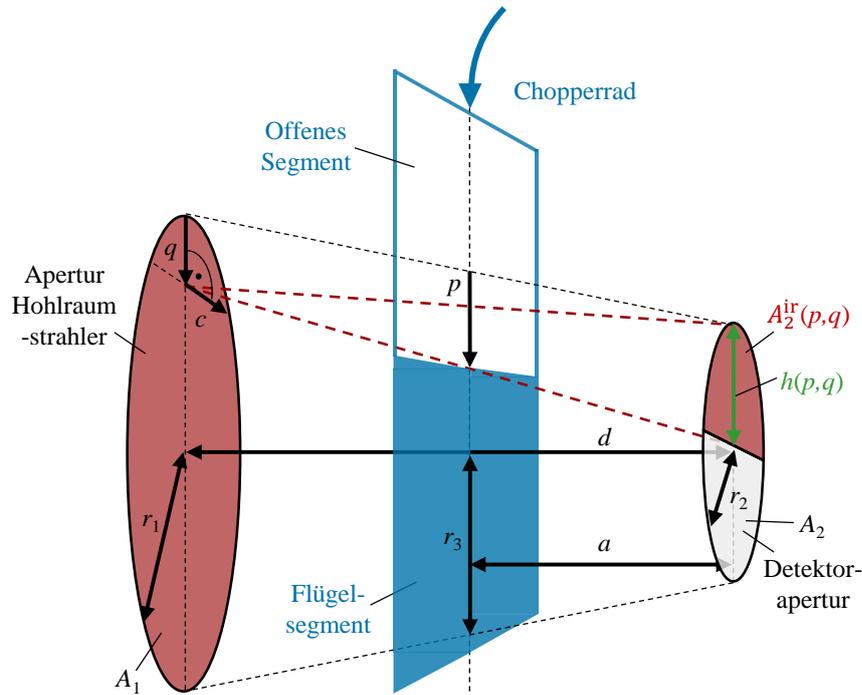


Abbildung 5.7: Veranschaulichung der Teilabschattung durch das Chopperrad (blau) zwischen Hohlraumstrahler (links) und Detektor (rechts). Die vertikale Position p des Flügelsegments des Chopperrads definiert die Größe der Teilfläche $A_2^{\text{ir}}(p, q)$ der Detektorapertur A_2 , welche von einem Punkt der vertikalen Position q auf der Hohlraumstrahlerapertur bestrahlt wird. Die Teilfläche $A_2^{\text{ir}}(p, q)$ hat die Höhe $h(p, q)$ (grün). Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu, insbesondere ist das Flügelsegment des Chopperrads mit $P_{\text{total}}/2 \approx 21,5 \text{ mm}$ im Verhältnis zum Radius r_3 deutlich größer als dargestellt.

Die volle Weglänge während einer Periode beträgt $P_{\text{total}} \approx 43 \text{ mm}$ und bei der Chopperfrequenz von 10 Hz ergibt sich die Dauer einer Chopperperiode zu $T_{\text{total}} = 0,1 \text{ s}$.

$$\frac{p}{P_{\text{total}}} = \frac{t}{T_{\text{total}}} \quad (5.10)$$

Im Folgenden wird die spektrale Strahlungsleistung $\Phi_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}}, p)$ am Detektor in Abhängigkeit von der Chopperposition p durch Lösung des Doppelintegrals $\int_{A_1} \int_{A_2} dA_1 dA_2$ im fotometrischen Grundgesetz unter Berücksichtigung der Teilabschattung durch das Chopperrad bestimmt.

Für die Integration $\int_{A_2} dA_2$ wird ein infinitesimal kleiner Punkt an der vertikalen Position q auf der Hohlraumstrahlerapertur betrachtet, welcher die Teilfläche $A_2^{\text{ir}}(p, q)$ der Detektorapertur A_2 bestrahlt. Die Größe der bestrahlten Fläche $A_2^{\text{ir}}(p, q)$ hängt von der Chopperposition $p \in [0; 2r_3]$ und der Position $q \in [0; 2r_1]$ des betrachteten Punktes ab. Grundsätzlich müssen 3 Fälle unterschieden werden, vergleiche Gleichung 5.11:

- Gilt für die Chopperposition $p \geq 2r_2 \frac{d-a}{d}$, so bestrahlen alle Punkte an der Position $q \leq \frac{d}{a} \left(p - 2r_2 \frac{d-a}{d} \right)$ die komplette Detektorapertur und es gilt $A_2^{\text{ir}}(p, q) = A_2 = \pi r_2^2$. Für $p < 2r_2 \frac{d-a}{d}$ allerdings existieren keine Punkte, die die komplette Detektorapertur bestrahlen, was mit der Fallunterscheidung in Gleichung 5.13 berücksichtigt wird, sodass Fall 1 in Gleichung 5.11 dann nicht zur Anwendung kommt.

- Gilt für die Chopperposition $p \leq 2r_1 \frac{a}{d}$, so bestrahlen alle Punkte an der Position $q \geq \frac{dp}{a}$ die Detektorapertur gar nicht und es gilt $A_2^{\text{ir}}(p, q) = 0$. Für $p > 2r_1 \frac{a}{d}$ allerdings existieren nur Punkte, die zumindest einen Teil der Detektorapertur bestrahlen, was mit der Fallunterscheidung in Gleichung 5.14 berücksichtigt wird, sodass Fall 3 in Gleichung 5.11 dann nicht zur Anwendung kommt.
- Alle sonstigen Punkte an der Position q der Hohlraumstrahlerapertur bestrahlen eine Teilfläche der Detektorapertur in Abhängigkeit von der Chopperposition p . Dies ist Fall 2 in Gleichung 5.11.

$$A_2^{\text{ir}}(p, q) = \begin{cases} \pi r_2^2 & ; 0 \leq q \leq m_1 \\ r_2^2 \arccos\left(\frac{r_2-h}{r_2}\right) - (r_2-h) \sqrt{r_2^2 - (h-r_2)^2} & ; m_1 < q \leq m_2 \\ 0 & ; m_2 < q \leq 2r_1 \end{cases} \quad (5.11)$$

Gleichung 5.11 verwendet die Höhe $h(p, q)$ der bestrahlten Teilfläche $A_2^{\text{ir}}(p, q)$, vergleiche Abb. 5.7, und die Grenzwerte m_1 und m_2 für die Fallunterscheidung:

$$h = h(p, q) = \frac{pd - qa}{d - a} \quad (5.12)$$

$$m_1 = \begin{cases} \frac{d}{a} \left(p - 2r_2 \frac{d-a}{d} \right) & ; p \geq 2r_2 \frac{d-a}{d} \\ 0 & ; p < 2r_2 \frac{d-a}{d} \end{cases} \quad (5.13)$$

$$m_2 = \begin{cases} \frac{dp}{a} & ; p \leq 2r_1 \frac{a}{d} \\ 2r_1 & ; p > 2r_1 \frac{a}{d} \end{cases} \quad (5.14)$$

Für die Integration $\int_{A_1} dA_1$ werden die kartesischen Koordinaten $q \in [0; 2r_1]$ und $c \in [-\sqrt{2r_1 q - q^2}; \sqrt{2r_1 q - q^2}]$ verwendet und es gilt:

$$dA_1 = dc dq \quad (5.15)$$

Somit kann die Integration in Gleichung 3.3 ausgeführt und die spektrale Strahlungsleistung $\Phi_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}}, p)$ am Detektor in Abhängigkeit von der Chopperposition p für die steigende Flanke unter der Annahme, dass die bestrahlte Fläche A_2^{ir} bei der vertikalen Höhe q auf der Hohlraumstrahlerapertur unabhängig von der Koordinate c ist, berechnet werden:

$$\Phi_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}}, p) = \frac{L_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}}) \Omega_0}{d^2} \int_0^{2r_1} \int_{-\sqrt{2r_1 q - q^2}}^{\sqrt{2r_1 q - q^2}} A_2^{\text{ir}}(p, q) dc dq \quad (5.16)$$

$$\Phi_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}}, p) = \frac{L_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}}) \Omega_0}{d^2} \int_0^{2r_1} 2\sqrt{2r_1 q - q^2} A_2^{\text{ir}}(p, q) dq \quad (5.17)$$

Der relative Verlauf wird durch Normierung auf die spektrale Strahlungsleistung $\Phi_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}})$ am Detektor bei geöffnetem Shutter nach Gleichung 3.5 bestimmt:

$$f_{\text{BB},1}(p) = \frac{\Phi_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}}, p)}{\Phi_\lambda(\lambda, T_{\text{BB}})} = \frac{2}{\pi r_1^2 \pi r_2^2} \int_0^{2r_1} \sqrt{2r_1 q - q^2} A_2^{\text{ir}}(p, q) dq \quad (5.18)$$

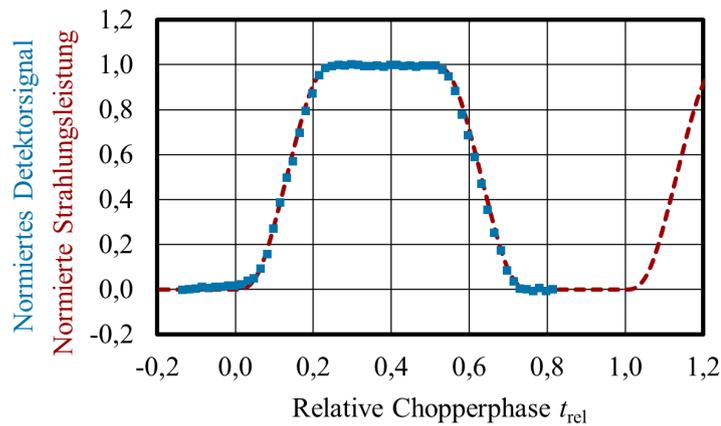


Abbildung 5.8: Mathematisches Modell für die zeitliche Pulsform am Hohlraumstrahler nach Gleichung 5.20 (rot) und Validierung des Modells durch Messungen des dunkelsignalkorrigierten Detektorsignals für einzelne, manuell eingestellte Chopperrad-Drehpositionen (blau).

Die entsprechende Funktion für die fallende Flanke ergibt sich zu

$$f_{BB,2}(p) = f_{BB,1}\left(\frac{1}{2}P_{\text{total}} + 2r_3 - p\right) \quad (5.19)$$

Die zeitliche Pulsform der gepulsten Strahlung am Hohlraumstrahler folgt mit:

$$f_{BB}(p) = \begin{cases} f_{BB,1}(p) & ; 0 \leq p < 2r_3 \\ 1 & ; 2r_3 \leq p < \frac{1}{2}P_{\text{total}} \\ f_{BB,2}(p) & ; \frac{1}{2}P_{\text{total}} \leq p < \frac{1}{2}P_{\text{total}} + 2r_3 \\ 0 & ; \frac{1}{2}P_{\text{total}} + 2r_3 \leq p < P_{\text{total}} \end{cases} \quad (5.20)$$

III. Die Messung der zeitlichen Pulsform am Hohlraumstrahler mithilfe eines Thermosäulendetektors TS-76 und manuelles Drehen des Chopperrades ist gemeinsam mit dem theoretischen Verlauf entsprechend dem mathematischen Modell⁷ aus Gleichung 5.20 in Abb. 5.8 dargestellt. Es zeigt sich auch hier eine sehr gute Übereinstimmung und damit Bestätigung des mathematischen Modells. Leichte Abweichungen sind auf Fehler beim manuellen Drehen des Chopperrades, Justageungenauigkeiten und Inhomogenitäten der Empfindlichkeit über die sensitive Fläche des Detektors, welche im mathematischen Pulsformmodell nicht berücksichtigt werden, zurückzuführen und werden in der Messunsicherheit $u(k)$ berücksichtigt.

IV. Da die zeitliche Pulsform der gepulsten Strahlung des Hohlraumstrahlers keiner einfachen mathematischen Funktion folgt, wird die Fourierzerlegung für Gleichung 5.2.3 mithilfe einer Fast-Fourier-Transformation numerisch realisiert. Damit kann die Amplitude $\tilde{\Phi}_0$ der Grundfrequenzkomponente bestimmt werden und es ergibt sich für die bei der Detektorkalibrierung verwendeten Geometriedaten $d \approx 400$ mm und $a \approx 70$ mm der Pulsformfaktor zu $k \approx 1,253$.

⁷Die Integration wurde numerisch gelöst und die Umrechnung auf die relative Chopperphase $t_{\text{rel}} \in [0; 1]$ erfolgt über den Zusammenhang $p = t_{\text{rel}} \cdot P_{\text{total}}$. Die Messung erfolgte für die Geometriedaten $d \approx 375$ mm und $a \approx 145$ mm und mit der größeren Detektorapertur des TS-76 ($r_2 = 2,9$ mm). Es gilt zu beachten, dass diese Messung also nicht der Bestimmung der zeitlichen Pulsform für den pyroelektrischen Detektor ($r_2 = 2$ mm) selbst dient, sondern der Validierung des mathematischen Modells.

V. Das mathematische Modell für die Bestimmung der zeitlichen Pulsform zeigt die zentrale Bedeutung der Berücksichtigung der Pulsform bei der absoluten Messung von Strahlungsleistung mit pyroelektrischen Detektoren unter Verwendung von Chopperrad und Lock-In-Verstärker. So ergäbe sich der Pulsformfaktor zu $k \approx 1,222$, wenn die zeitliche Pulsform am Hohlraumstrahler durch eine Trapezfunktion für den Strahlradius r_3 analog zum CESR modelliert worden wäre. Dies entspricht einem Fehler von 2,5 %.

Das mathematische Modell zeigt außerdem die starke Abhängigkeit des Pulsformfaktors k von der Chopperposition a . Für drei exemplarische Positionen a sind in Abb. 5.9 die sich jeweils ergebenden Pulsformen und die mittels Fourierzerlegung bestimmten Grundfrequenzkomponenten dargestellt: Steht das Chopperrad nah am Detektor ($a = 10$ mm), ergibt sich eine Pulsform ähnlich einer Trapezfunktion und der Pulsformfaktor ist dem theoretischen Wert eines Rechteckpulses ($k = \frac{4}{\pi} \approx 1,273$) nahe. Mit steigendem Abstand a zwischen Chopperrad und Detektor steigt der Radius r_3 des Strahlprofils am Chopperrad, die Pulsform wird abgerundeter, ähnelt weniger einem Trapez und der Pulsformfaktor k sinkt. Aus Abb. 5.10 kann ferner die optimale Position des Chopperrades für eine Minimierung der Messunsicherheit abgelesen werden: So ist der Pulsformfaktor bei kleinen Abständen a weniger sensitiv bezüglich der Position a . Für die Detektorkalibrierung wurde daher der kürzestmögliche Abstand $a \approx 70$ mm gewählt, welcher noch die Positionierung und Justage aller Komponenten ermöglicht.

Die theoretische Berechnung des Pulsformfaktors k wurde für verschiedene Abstände a messtechnisch validiert, siehe Abb. 5.10. Dafür wurden sonstige optische Komponenten wie Bandpassfilter und Streustrahlungsblenden entfernt, um das Chopperrad zwischen Hohlraumstrahler und Detektor an verschiedene Werte für a flexibel positionieren zu können. Für verschiedene Positionen a wurde das dunkelsignalkorrigierte Signal des Lock-In-Verstärkers gemessen und so der relative Verlauf des Pulsformfaktors k in Übereinstimmung zum berechneten Verlauf bestimmt.⁸

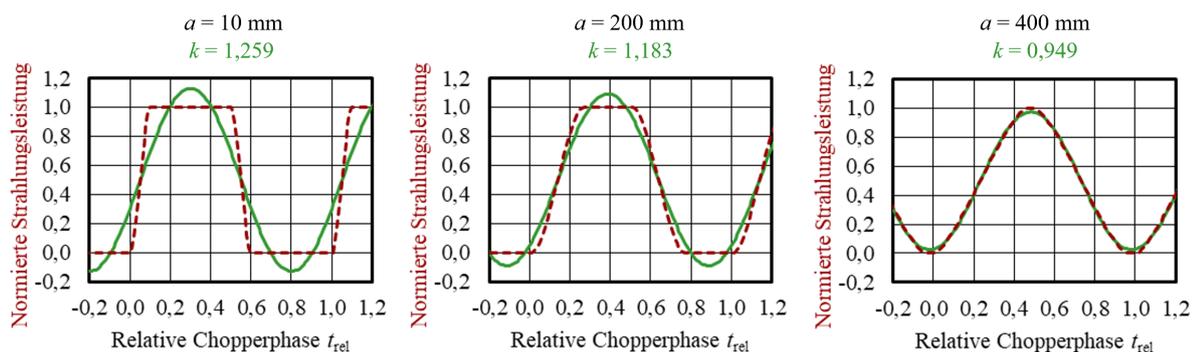


Abbildung 5.9: Zeitliche Pulsform nach Gleichung 5.2.3 der gechoppten Hohlraumstrahlung (rot) in Abhängigkeit von dem Abstand a zwischen Chopperrad und Detektor. Aufgrund der unterschiedlichen zeitlichen Pulsformen ergeben sich unterschiedliche Amplituden $\hat{\Phi}_0$ der Grundfrequenzkomponente (grün) und damit Pulsformfaktoren k .

⁸Während der Messungen kann die Strahlungsleistung des Hohlraumstrahlers als stabil angesehen werden; außerdem wurden die Abstände in randomisierter Reihenfolge gewählt. Es ist anzumerken, dass die Breite der Flügelsegmente des verwendeten Chopperrades nicht groß genug waren um die Hohlraumstrahlung für Positionen $a > 250$ mm vollständig abzudecken. Trotzdem zeigt sich klar die relative Änderung des Pulsformfaktors mit der Verschiebung des Chopperrades.

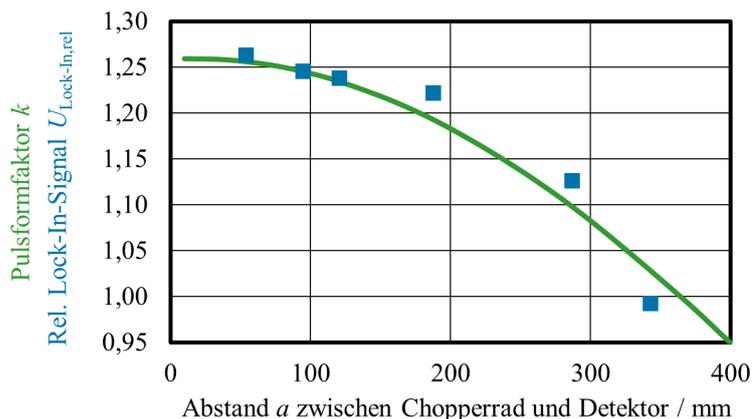


Abbildung 5.10: Pulsformfaktor k in Abhängigkeit von der Chopperposition a zwischen Hohlraumstrahler und Detektor (grün). Dieses mathematische Modell wurde durch die Messung des dunkelsignalkorrigierten Lock-In-Verstärker-Signals $U_{\text{Lock-In,rel}}$ für verschiedenen Positionen a des Chopperrades validiert (blau).

Aufgrund dieser Untersuchungen und der Validierungsmessungen des mathematischen Modells wird die Standardmessunsicherheit des Pulsformfaktors am Hohlraumstrahler zu $u(k) = 0,01$ abgeschätzt.

5.2.4 Bestimmung des Verstärkungsfaktors F

Ausgehend von der Definition der spektralen Empfindlichkeit für pyroelektrische Detektoren mit Chopperrad und Lock-In-Verstärker in Gleichung 5.2 und der Bestimmung der Amplitude $\tilde{\Phi}_0$ der Grundfrequenzkomponente der gepulsten Strahlung mithilfe des Pulsformfaktors k aus Gleichung 5.3 ergibt sich die resultierende spektrale Empfindlichkeit:

$$s(\lambda) = \frac{U_{\text{Lock-In}}}{\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot F_{\text{Lock-In}} \cdot \tilde{\Phi}_0} = \frac{U_{\text{Lock-In}}}{\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot F_{\text{Lock-In}} \cdot k \cdot \frac{1}{2} \Phi_{\text{Input}}} \quad (5.21)$$

Daraus ergibt sich der in den Modellgleichungen 3.17, 4.2 und 6.51 für die Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit zu verwendende Verstärkungsfaktor F :

$$F = \frac{1}{2\sqrt{2}} \cdot k \cdot F_{\text{Lock-In}} \quad (5.22)$$

Die Standardmessunsicherheit berechnet sich zu:

$$u(F) = \sqrt{\frac{1}{8} \left(F_{\text{Lock-In}}^2 u(k)^2 + k^2 u(F_{\text{Lock-In}})^2 \right)} \quad (5.23)$$

5.2.5 Dunkelsignalkorrektur

Neben der Berücksichtigung der zeitlichen Pulsform der gepulsten Strahlung ergibt sich bei der Verwendung von Lock-In-Verstärkern eine Besonderheit bei der Dunkelsignalkorrektur. Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, handelt es sich bei der Dunkelsignalkorrektur um den Vergleich zweier Messwerte, des Hell- und des Dunkelsignals.

Es muss berücksichtigt werden, dass es sich bei dem Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers um eine komplexe Größe aus dem Betrag R und der Phase Θ handelt. Die Phase Θ ist dabei

die Phasendifferenz zwischen dem AC-Ausgangssignal des pyroelektrischen Detektors und dem Chopper-Referenzsignal, vergleiche Abb. 5.4. Prinzipiell muss daher die Dunkelsignalkorrektur unter Berücksichtigung der Phasenlage als Subtraktion zweier komplexer Zahlen erfolgen. Mit $X = R \cos(\Theta)$ und $Y = R \sin(\Theta)$ berechnet sich das dunkelsignalkorrierte Ausgangssignal:

$$U_{\text{Lock-In}} = \sqrt{(X_h - X_d)^2 + (Y_h - Y_d)^2} \quad (5.24)$$

Dabei bezeichnet der Index h eine Hellmessung mit geöffnetem Shutter und der Index d eine Dunkelmessung mit geschlossenem Shutter. Nur für den Ausnahmefall, wenn zwischen Hell- und Dunkelmessung keine Phasenänderung vorliegen sollte ($\Theta_h = \Theta_d$), dürfte die folgende Vereinfachung angewendet werden:

$$U_{\text{Lock-In}} = R_h - R_d = \sqrt{X_h^2 + Y_h^2} - \sqrt{X_d^2 + Y_d^2} \quad (5.25)$$

Dunkelsignalkorrektur am Hohlraumstrahler

Bei der Detektorkalibrierung am Hohlraumstrahler kann eine Änderung der Phasenlage zwischen Hell- und Dunkelsignal durch Hintergrundstrahlung entstehen, die an den Flügelsegmenten des Chopperrades reflektiert oder schräg durch das Chopperrad auf den Detektor trifft und somit eine andere Phasenlage als die Messstrahlung des Hohlraumstrahlers hat. Auch die Temperaturstrahlung des Chopperrades kann einen Einfluss haben, da dieser sehr nah am pyroelektrischen Detektor steht. So führt eine Erwärmung der Chopperrades auf eine Temperatur über der Temperatur des Shutters zu einem Phasensprung zwischen Θ_h und Θ_d von 180° .

Alle diese Beiträge der Hintergrundstrahlung addieren sich zu einem Dunkelsignal mit der Phasenlage Θ_d . Bei den Detektorkalibrierungen wurden Phasenänderungen zwischen Θ_h und Θ_d von 20° bis 175° festgestellt [Pohl et al., 2022]. Es wurde beobachtet, dass die Phasenänderung während eines Messzyklus', der typischerweise aus 20 Hellmessungen und 21 Dunkelmessungen innerhalb von etwa 5 Minuten besteht, weitgehend konstant sind. Dies bestätigt die stabilen Messbedingungen.

Aufgrund der beobachteten Phasenänderungen ist es zwingend erforderlich, die Phasenlage bei der Dunkelsignalkorrektur nach Gleichung 5.24 zu berücksichtigen. Da Dunkelsignale R_d in der Größenordnung von $\frac{1}{10}R_h$ gemessen wurden, kann die Vernachlässigung der Phasenlage bei der Dunkelsignalkorrektur nach Gleichung 5.25 zu Messfehlern von bis zu etwa 20 % führen.

Dunkelsignalkorrektur am CESR

Da sich das Chopperrad am CESR in einem größeren Abstand zum Detektor befindet, werden die Dunkelsignalkomponenten X_d und Y_d nicht durch gehoppte, auf den Detektor treffende Hintergrundstrahlung, sondern nur durch statistisches Rauschen des Detektors und seiner Messelektronik verursacht, vergleiche Abb. 5.11. Die Phasenlagen Θ_d sind gleichverteilt zwischen -180° und 180° . Das zeitlich gemittelte Dunkelsignal beträgt also $X_d = Y_d = R_d = 0$.

Bei Anwendung der Dunkelsignalkorrektur nach Gleichung 5.24 wird dies korrekt berücksichtigt: Bei einer Einzelmessung wird zwar ein Dunkelsignal addiert oder subtrahiert,

über die Zeit gemittelt allerdings gilt $U_{\text{Lock-In}} = \sqrt{X_h^2 + Y_h^2}$. In Gleichung 5.25 dagegen würde fälschlicherweise bei jeder Messung ein Dunkelsignal abgezogen, da gilt: $R_d = \sqrt{X_d^2 + Y_d^2} \geq 0$.

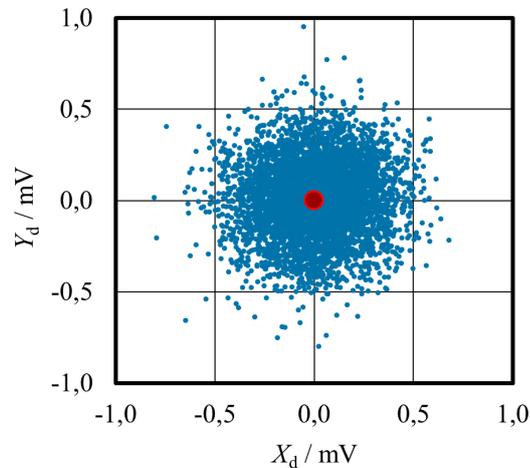


Abbildung 5.11: Messung der Dunkelsignalkomponenten X_d und Y_d (blau) am kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR) über mehrere Stunden. Die Phasenlagen Θ_d sind gleichverteilt zwischen -180° und 180° und die Mittelwerte für X_d und Y_d betragen näherungsweise 0 (rot), der Mittelwert für R_d hingegen ist größer null.

5.2.6 Kalibrierergebnisse und Messunsicherheitsbudget

Die Kalibrierergebnisse eines pyroelektrischen Detektors LIE-651 bezüglich seiner spektralen Empfindlichkeit am neu entwickelten Primärquellennormal mit berechenbarer Hohlraumstrahlung und am erweiterten Primärdetektornormal CESR unter Berücksichtigung der in diesem Kapitel hergeleiteten Pulsformkorrektur sind in Abb. 5.12 dargestellt. Die Werte für die spektrale Empfindlichkeit bei einer Wellenlänge ergeben sich wie in Abschnitt 5.1.2 jeweils als Mittelwert über mehrere Wiederholungsmessungen an einem Messplatz, wobei die statistische Streuung zwischen Einzelmessungen klein gegenüber der angegebenen Messunsicherheit ist.

Auf die Darstellung des ausführlichen Messunsicherheitsbudgets wird an dieser Stelle verzichtet, da es quasi identisch zur Kalibrierung des Thermosäulendetektors TS-76 ist, vergleiche Abb. 5.3, Tab. 5.1 und 5.3.

Ein zusätzlicher Unsicherheitsbeitrag bei der Kalibrierung pyroelektrischer Detektoren tritt aufgrund der Abhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit von der Chopperfrequenz auf. Zur Untersuchung dieser Abhängigkeit fanden weitere Messungen bei unterschiedlichen Chopperfrequenzen statt und es wurde eine Sensitivität der spektralen Empfindlichkeit von ca. 8 % pro Hertz bei der Chopperfrequenz von 10 Hz identifiziert. Der daraus resultierende Unsicherheitsbeitrag der spektralen Empfindlichkeit ist bei der Unsicherheit des Frequenzzählers des Lock-In-Verstärkers von 25 ppm vernachlässigbar klein ($< 0,1\%$).

Die Messergebnisse stimmen auch hier im Rahmen der Messunsicherheit überein. Unabhängige Daten bezüglich des spektralen Verhaltens der Absorbierschicht des pyroelektrischen Detektors LIE-651 zur Einordnung der beobachteten Zunahme der spektralen Empfindlichkeit bei längeren Wellenlängen liegen nicht vor. Der in Abschnitt 5.1.2 beschriebene systematische Unterschied zwischen der Aperturbestrahlung am CESR und Hohlraumstrahler, der bei einer inhomogenen Verteilung der spektralen Empfindlichkeit über die empfindliche Fläche

des Detektors zu einem systematischen Unterschied des Kalibrierergebnisses führt, kann für die pyroelektrischen Detektoren nicht quantifiziert werden, da keine Informationen über Inhomogenitäten vorliegen.

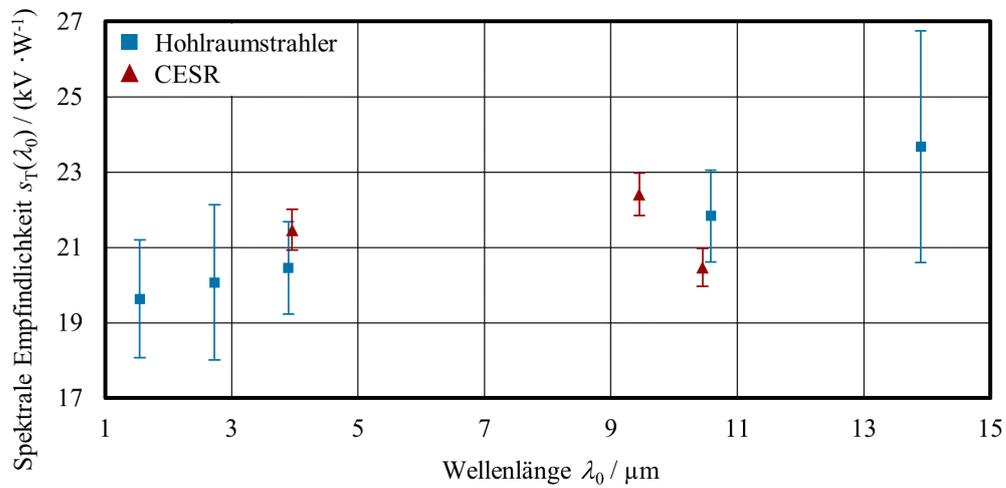


Abbildung 5.12: Spektrale Empfindlichkeit $s_T(\lambda_0)$ des pyroelektrischen Detektors LIE-651 kalibriert am Hohlraumstrahler mit Bandpassfiltern (blau) und am kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR, rot). Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der erzielten und dargestellten Standardmessunsicherheiten überein.

6

Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit am Detektorvergleichsmessplatz

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Primärmessverfahren auf Grundlage von berechenbarer Hohlraumstrahlung und optischen Bandpassfiltern entwickelt und gegen ein etabliertes kryogenes, elektrisches Substitutionsradiometer (CESR) validiert (Kapitel 3 und 4). Thermosäulendetektoren TS-76 und pyroelektrische Detektoren LIE-651 wurden mit beiden Primärmessverfahren bezüglich ihrer spektralen Empfindlichkeit kalibriert und damit als hochwertige Transfernormale für die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit etabliert (Kapitel 5).

In der Praxis verwendete Infrarotdetektoren sind häufig halbleiterbasiert und haben eine stärkere Wellenlängenabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit. Kalibrierungen an ausgewählten Wellenlängen - wie bei den beiden Primärmessverfahren durch Bandpassfilter bzw. Laserwellenlängen realisiert - genügen daher nicht immer zur Charakterisierung des spektralen Antwortverhaltens des Detektors.

Deswegen wird ein Detektorvergleichsmessplatz entwickelt und aufgebaut, welcher die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von den Transfernormalen an andere Detektoren bei Laserwellenlängen und bei beliebigen Wellenlängen mithilfe monochromatisierter Strahlung thermischer Quellen ermöglicht [Pohl et al., 2023] (Abschnitt 6.1). Für die Transfernormale wird ein mathematisches Modell für die spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit entwickelt (Abschnitt 6.2). In Abschnitt 6.3 wird die Validierungskalibrierung eines Detektors mit bekannter spektraler Empfindlichkeit und die Bestimmung der notwendigen Korrekturfaktoren und des Messunsicherheitsbudgets beschrieben.

Halbleiterbasierte Infrarotdetektoren haben zudem häufig eine verhältnismäßig kleine Empfängerfläche, sodass das vorliegende Strahlprofil die Detektorapertur überstrahlt. Daher wird ein Messkonzept, bei welchem das Strahlprofil durch schrittweises Bewegen des Prüflingsdetektors in horizontaler und vertikaler Richtung weitgehend vollständig erfasst und die spektrale Empfindlichkeit durch numerische Integration ermittelt wird, weiterentwickelt und durch eine unabhängige Vergleichskalibrierung validiert (Abschnitt 6.4).

6.1 Der Detektorvergleichsmessplatz

Der Detektorvergleichsmessplatz ist in den Abb. 6.1 und 6.2 zu sehen und befindet sich in einem klimatisierten Reinraum. Im Folgenden werden die Merkmale des Messplatzes und der einzelnen Messplatzkomponenten beschrieben.

6.1.1 Aufbau und Strahlengang

Als Strahlungsquellen dienen sowohl schmalbandige IR-Laser als auch breitbandige Strahlungsquellen, deren Strahlung mithilfe eines Monochromators spektral selektiert wird.

Bei den Laserstrahlungsquellen handelt es sich um den Quantenkaskadenlaser (QCL) und CO₂-Laser, welche auch am CESR-Messplatz zum Einsatz kommen. Die Beschreibung der Laser und des realisierten Strahlengangs befinden sich in Abschnitt 4.2. Der Detektorvergleichsmessplatz wurde in der Art konzipiert, dass der in Abb. 6.1 schraffiert dargestellte Messplatzteil mittels weniger und einfacher Handgriffe reproduzierbar demontiert und wahlweise am Detektorvergleichsmessplatz oder am kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer genutzt werden kann.

Als breitbandige Strahlungsquellen wurden am Detektorvergleichsmessplatz ein thermischer Strahler des Typs 6363IR der Firma ORIEL INSTRUMENTS und eine Xenon-Bogenlampe des Typs EX300 der Firma EXCELITAS TECHNOLOGIES implementiert. Eine ausführliche Beschreibung und ein Vergleich dieser Strahlungsquellen befinden sich in Abschnitt 6.1.7.

Durch einen Planspiegel wird die Strahlung der breitbandigen Quellen umgelenkt und anschließend durch einen *Off-axis*-Parabolspiegel (OAP) auf den Eintrittsspalt des Monochromators des Typs MS257 der Firma ORIEL INSTRUMENTS fokussiert. Durch einen weiteren OAP wird die Strahlung am Austritt des Monochromators wieder kollimiert. Bei den beiden OAPs handelt es sich um goldbeschichtete Spiegel des Typs MPD2103-M01 der Firma THORLABS GMBH mit einem Durchmesser von ca. 50 mm, deren Brennweite auf die Brennweite im Monochromator abgestimmt ist. Die Brennweiten der im Monochromator eingebauten abbildenden Spiegel betragen eingangsseitig $f_{\text{in}} = 220$ mm und ausgangsseitig $f_{\text{out}} = 257,4$ mm [Oriol, 2012]. Die Auswahl und Charakterisierung der Monochromatorkomponenten werden in Abschnitt 6.1.3 beschrieben.

Das kollimierte Strahlenbündel trifft über drei goldbeschichtete Planspiegel auf einen goldbeschichteten OAP der Firma LT ULTRA mit einer nominellen Brennweite von $f = 1000$ mm. Hierfür wurde ein OAP mit einem Durchmesser von ca. 75 mm verwendet, sodass auch bei etwaigen Justageungenauigkeiten das komplette Strahlenbündel auf den Spiegel trifft. Die beiden OAPs nach dem Monochromator bilden die Austrittsöffnung des Monochromators im Verhältnis 4:1 auf die empfindliche Fläche des Detektors ab.

Die Einkopplung der unterschiedlichen Strahlungsquellen wird durch reproduzierbar bewegliche Spiegelhalter und Verfahrtsche realisiert. Sowohl für den Strahlengang auf Monochromator- als auch auf Laserseite dient jeweils ein HeNe-Laser als Pilotlaser für die Kontrolle des Strahlengangs und die Justage der optischen Komponenten bei Umbauarbeiten. Je ein via Software ansteuerbarer Shutter auf der Monochromator- und der Laserseite dienen der automatisierten Messung des Dunkelsignals.

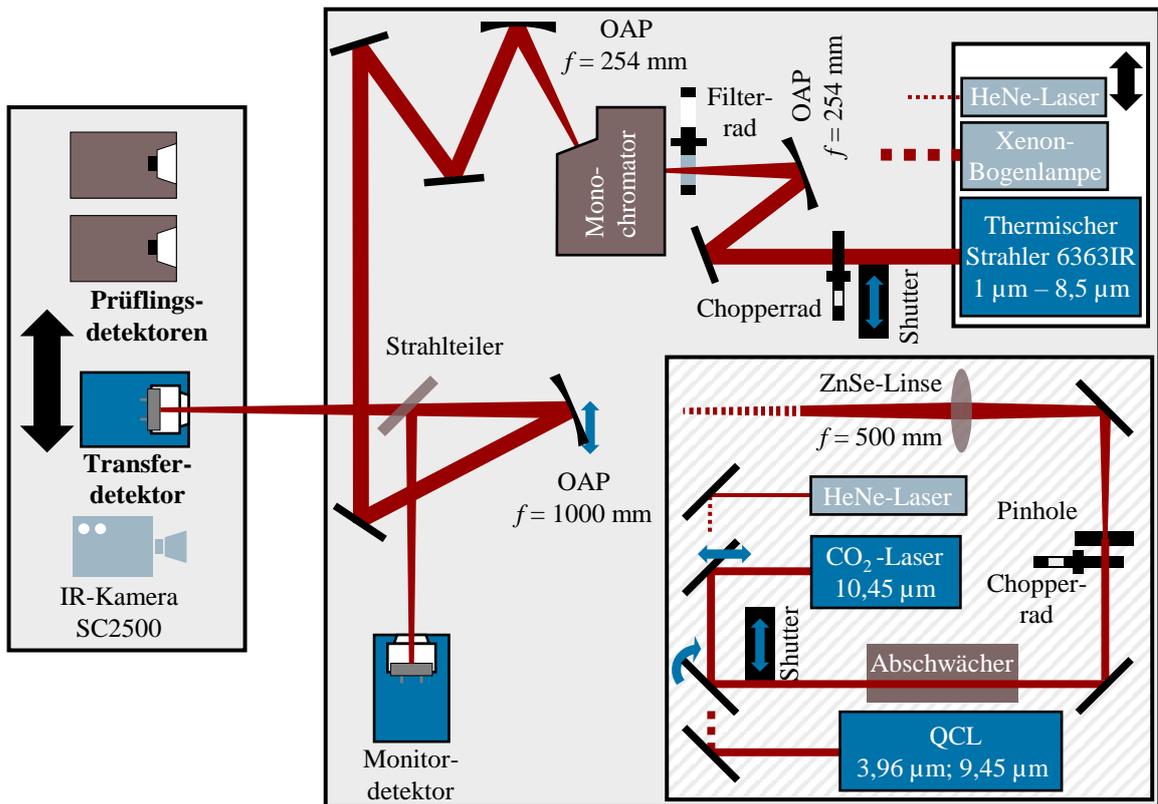


Abbildung 6.1: Prinzipskizze des Detektorvergleichsmessplatzes

Wie auch am CESR-Messplatz wird ein Teil der Strahlungsleistung mit einem Strahlteiler ausgekoppelt und zur Identifikation und Korrektur von Strahlungsleistungsschwankungen auf einen im gleichen Abstand wie die Transfer- und Prüflingsdetektoren befindlichen Monitordetektor gelenkt. Um sowohl am Prüflings- als auch am Monitordetektor ausreichend Strahlungsleistung zu erzielen, ist ein Strahlteilverhältnis von etwa 1:1 erstrebenswert. Für den Strahlteiler des Typs BSW520 der Firma THORLABS GMBH aus Calciumfluorid wurde messtechnisch untersucht, dass dieser von 1 μm bis 9 μm zum Einsatz kommen kann, wobei bei Wellenlängen kürzer als ca. 1,8 μm etwa doppelt soviel Strahlung transmittiert wie reflektiert wird und im sonstigen Spektralbereich das Strahlteilverhältnis bei ungefähr 1:1 liegt. Für den Spektralbereich ab 9 μm wird ein Strahlteiler des Typs BSW720 aus Zinkselenid verwendet.

Bei der Verwendung von Strahlteilern gilt es zu beachten, dass es durch Vielfachreflexionen innerhalb des Strahlteilers zu zusätzlichen Strahlen in Reflexion und Transmission höherer Ordnung kommt. Bei einem planparallelen Strahlteiler verlaufen diese zusätzlichen Strahlen kollinear, sodass es wellenlängenabhängig zu destruktiver oder konstruktiver Interferenz schmalbandiger Strahlung kommen kann. Insbesondere bei einer Wellenlängeninstabilität des Lasers während der Messung würde dies zu Messfehlern und damit zusätzlichen Messunsicherheiten führen. Zur Vermeidung dieser Interferenzen wird ein Strahlteiler mit einem Keilungswinkel $\alpha = 0,5^\circ$ verwendet. Es wurde überprüft, dass der Abstand zwischen den Strahlen höherer Ordnung und dem Nutzstrahl in der Ebene der Detektoren groß genug ist, sodass die Strahlen höherer Ordnung nicht die empfindliche Fläche der Detektoren treffen, vergleiche Abschnitt A.3. Strahlteiler und Monitordetektor werden mittels manueller Mikrometertische vertikal und horizontal im Strahlengang justiert.

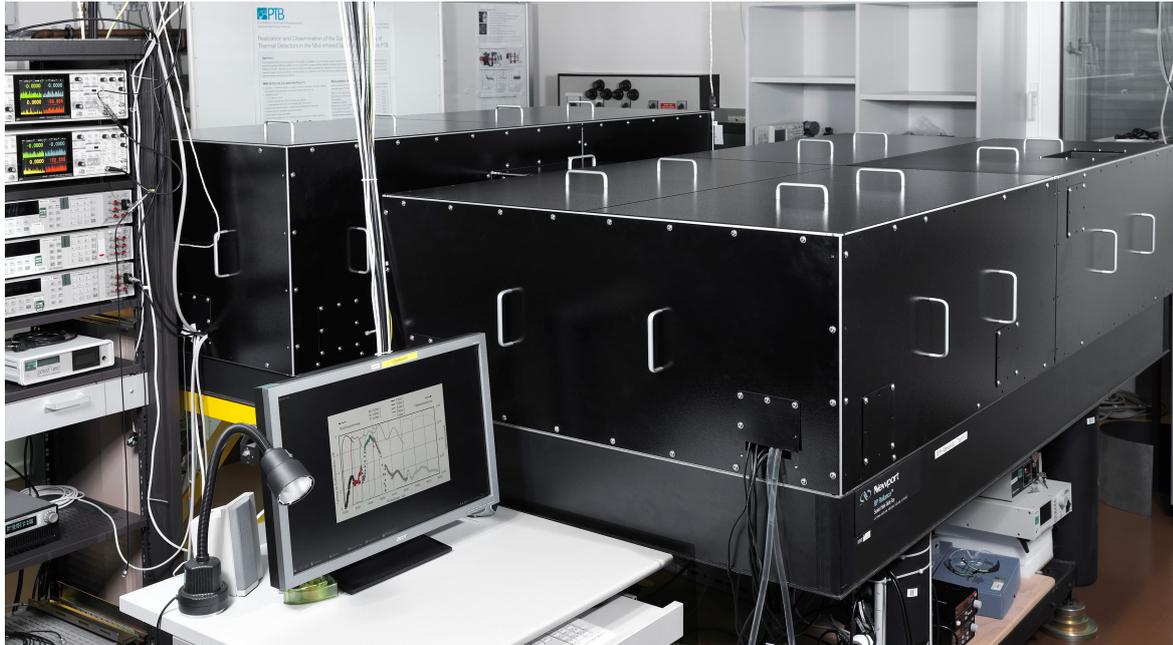


Abbildung 6.2: Detektorvergleichsmessplatz mit Einhausung

Die Detektoren sind jeweils auf einem von fünf automatisierten Hubtischen des Typs HVM 100N-30-HiDS der Firma OWIS GMBH mit einem nominellen vertikalen Verfahrweg von 30 mm montiert. Diese Hubtische befinden sich auf einem gemeinsamen automatisierten Lineartisch des Typs LMS-270KMAX der Firma PHYSIK INSTRUMENTE GMBH & CO. KG mit einem nominellen horizontalen Verfahrweg von 1000 mm. Die Berücksichtigung der Positioniergenauigkeit der Verfahrtische im Messunsicherheitsbudget wird in den Abschnitten 6.3.2 und 6.4.2 erläutert.

Ein Messstellenumschalter des Typs 34970A der Firma AGILENT TECHNOLOGIES dient der automatisierten Schaltung zwischen verschiedenen Detektoren zur Auslesung des jeweiligen Signals via Digitalvoltmeter. Das Monitordetektorsignal wird zeit-synchron mit einem weiteren Digitalvoltmeter ausgelesen. Die Ansteuerung der Messgeräte und Messplatzkomponenten sowie die Ausführung automatisierter Messroutinen erfolgt über dafür programmierte LabVIEW-VIs.

Der gesamte Messaufbau befindet sich auf zwei Labormesstischen, die jeweils mit einer Messplatzeinhausung versehen sind, vergleiche Abb. 6.2, welche mit einem Tunnel verbunden sind. Die Messplatzeinhausung dient in erster Linie der Stabilisierung der thermischen Messbedingungen durch weitgehende Unterbindung von Konvektion und Abschirmung von Gegenständen mit sich schnell ändernder Temperatur in der Umgebung. Dieser Effekt wurde beispielhaft durch die Bestimmung des Spannungsverhältnisses \bar{V} zwischen zwei Thermosäulendetektoren TS-76 nach Gleichung 6.52 untersucht. Bereits das Öffnen der oberseitigen Deckplatten der Messplatzeinhausung erhöht die statistisch bedingte Messunsicherheit $u(\bar{V})$ nach Gleichung 6.99, um den Faktor 3.

Außerdem stellt die Messplatzeinhausung eine Arbeitssicherheitsmaßnahme gegen Gefahren, die von der verwendeten Laserstrahlung ausgehen, dar. Darüber hinaus ist prinzipiell durch Spülung der Messkammer mit trockener Luft eine Reduzierung von Strahlungsabsorption durch Wassermoleküle in der Luft möglich.

6.1.2 Zielsetzung für Justage und Komponentenauswahl

Die Erstinbetriebnahme oder Justagearbeiten nach Umbauten erfolgen mithilfe der sichtbaren Strahlung des HeNe-Pilotlasers: alle optischen Komponenten werden nacheinander so positioniert, dass der HeNe-Laser sie und die Detektoren mittig trifft. Anschließend werden die IR-Strahlungsquellen in den Strahlengang eingekoppelt, sodass der Strahlenverlauf identisch zum Verlauf des Pilotlasers ist. Die Positionierung der Detektoren erfolgt anschließend mithilfe der IR-Kamera und durch horizontale und vertikale Strahlprofilscans, vergleiche Abschnitt 6.1.6.

Ziel der Komponentenauswahl und -justage ist es, Detektorkalibrierungen in einem möglichst weiten Spektralbereich mit möglichst geringen Messunsicherheiten zu ermöglichen. Dafür ist Folgendes sicherzustellen:

- Die am Prüflings- bzw. Transferdetektor und am Monitordetektor vorliegende Strahlungsleistung muss zeitlich möglichst konstant sein und mindestens etwa $0,5 \mu\text{W}$ betragen. Dieser Wert stellt die Nachweisgrenze der typischerweise verwendeten Detektoren dar. Bei der Verwendung der thermischen Quellen ist eine Herausforderung, dass die an den Detektoren vorliegende Strahlungsleistung nur geringfügig über dieser Nachweisgrenze liegt. Ein Ziel der Komponentenauswahl und -justage ist somit die Maximierung der Strahlungsleistung.¹
- Das Strahlprofil soll eine möglichst scharfe Abbildung der Monochromatoraustrittsblende darstellen und der Anteil von (Streu-)Strahlung außerhalb dieses definierten Strahlflecks möglichst gering sein, um den Unsicherheitsbeitrag von Detektorpositionierungsfehlern und einer anzuwendenden Streustrahlungskorrektur auf das Kalibrierergebnis zu verringern.
- Die vorliegende Strahlung bei einer Kalibrierwellenlänge λ_0 soll möglichst spektral rein sein, das heißt, innerhalb eines bekannten, möglichst schmalbandigen Spektralbereichs mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ (spektrale Bandbreite) liegen und der Anteil an Strahlung außerhalb dieses Spektralbereichs möglichst gering sein.

Die Justage und Komponentenauswahl der Laserstrahlungsquellen und ihrer Peripherie in Bezug auf diese Zielsetzung wurde bereits in Abschnitt 4.2 und die Wellenlängenunsicherheit der Laserquellen in Abschnitt 4.3 diskutiert. Im Folgenden wird die Auswahl der Beugungsgitter und Ordnungsfiler für die Monochromatisierung der Strahlung sowie die Charakterisierung der thermischen Strahlungsquellen erläutert. Das Vorgehen zur Positionierung der Detektoren im Strahlengang und die Charakterisierung des Strahlprofils wird anschließend beispielhaft für die Nutzung der monochromatisierten Strahlung geschildert.

6.1.3 Beugungsgitter und spektrale Bandbreite am Monochromator

Der Monochromator verwendet Reflexionsgitter, deren Furchenbreite in der Größenordnung der Wellenlänge der reflektierten Strahlung liegt, wodurch Beugung auftritt. Die Gitterkonstante g definiert dabei die Gitterperiode, also den Abstand zwischen den Talpunkten zweier benachbarter Furchen. Die durch Beugung entstehenden Wellenfronten nebeneinanderliegender Gitterfurchen, vergleiche Abb. 6.3, haben einen Gangunterschied Δ und es kommt somit zu destruktiver und konstruktiver Interferenz. Da die Vorzeichen des Eintrittswinkels α und

¹Im Kontrast dazu muss die Laserstrahlung abgeschwächt werden, um Schäden an den Detektoren zu vermeiden, vergleiche Abschnitt 4.2.

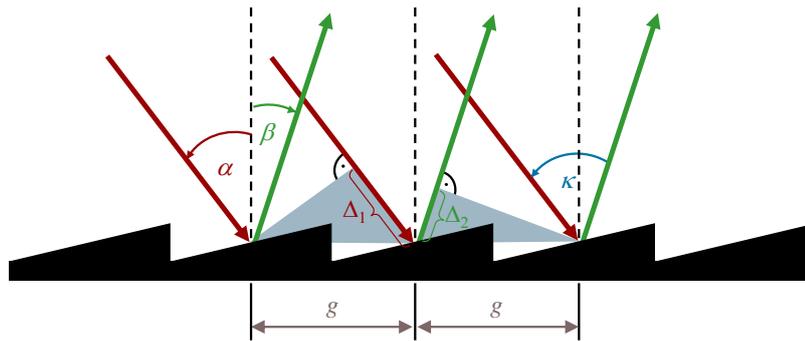


Abbildung 6.3: Beugung am Reflexionsgitter. Die parallel unter dem Winkel α einfallende Strahlung (rot) wird an den Furchen des Abstandes g gebeugt. Die entstehenden Wellenfronten (grün) zweier benachbarter Furchen unter dem Austrittswinkel β haben einen Gangunterschied Δ . Der Öffnungswinkel κ ist durch die Geometrie des Monochromators vorgegeben. Dargestellt ist Fall 1 in Gleichung 6.1.

Austrittswinkels β gegen den Uhrzeigersinn positiv definiert sind [Erb, 1989, S. 198], ist für die Berechnung des Gangunterschieds Δ eine Fallunterscheidung notwendig:

$$\Delta = \begin{cases} \Delta_1 - \Delta_2 & ; \beta \leq 0^\circ \\ \Delta_1 + \Delta_2 & ; \beta > 0^\circ \end{cases} \quad (6.1)$$

Wenn dieser Gangunterschied Δ der Wellenlänge λ der eingehenden Strahlung oder einem Vielfachen m davon entspricht,² tritt unter dem Beobachtungswinkel β konstruktive Interferenz auf. Mit $\Delta_1 = g \sin(\alpha)$ bzw. $\Delta_2 = g \sin(\beta)$ und wegen der Punktsymmetrie der Sinusfunktion ergibt sich für beide Fälle die identische Lösung als Gittergleichung:

$$\Delta = g \sin(\alpha) + g \sin(\beta) = m \cdot \lambda \quad (6.2)$$

Der Zusammenhang zwischen Eintrittswinkel α und Austrittswinkel β ist durch die Geometrie des Monochromators mit dem festen Öffnungswinkel $\kappa = \alpha - \beta$ vorgegeben. Mithilfe des Sinus-Additionstheorems vereinfacht sich die Gittergleichung 6.2 somit zu:

$$2g \cos\left(\frac{\kappa}{2}\right) \sin\left(\beta + \frac{\kappa}{2}\right) = m \cdot \lambda \quad (6.3)$$

Konstruktive Interferenz tritt demnach für verschiedene Wellenlängen unter verschiedenen Winkeln β auf. Durch Drehung des Gitters liegt am ortsfesten Monochromatoraustritt quasimonochromatische Strahlung einer gewünschten Wellenlänge vor, die über eine gewisse spektrale Breite verfügt. Im Fall des hier verwendeten Monochromators lässt sich die spektrale Verteilung am Monochromatoraustritt näherungsweise mit einer Trapezfunktion mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ (im folgenden als spektrale Bandbreite bezeichnet) beschreiben, vergleiche Abschnitt A.2. Bei einem einstufigen Monochromator gilt für die spektrale Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{out}}$ am Austritt der Breite Δx_{out} eines mit Luft gefüllten Monochromators für die Wellenlänge λ in der Ordnung $m = 1$, wobei f_{out} die Brennweite des abbildenden Spiegels im Monochromator ist [Erb, 1989, S. 225]:

²Für $m > 1$ spricht man von Strahlung höherer Ordnung.

$$\Delta\lambda_{\text{out}} = \frac{\Delta x_{\text{out}} \cdot g \cdot \cos(\beta)}{f_{\text{out}}} \quad (6.4)$$

Die spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ der am Monochromator tatsächlich durchgelassenen Strahlung hängt allerdings von Ein- und Austrittsbreite des Monochromators ab. Dafür wird der Monochromator vom Austritt her rückwärts betrachtet und analog zu Gleichung 6.4 die spektrale Bandbreite des Eintritts $\Delta\lambda_{\text{in}}$ berechnet. Für die realisierte spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ am Monochromator gilt dann [Erb, 1989, S. 226]:

$$\Delta\lambda = \text{MAX}(\Delta\lambda_{\text{in}}, \Delta\lambda_{\text{out}}) \quad (6.5)$$

Durch die Gleichungen 6.4 und 6.5 zeigt sich, dass bei Verbreiterung des Ein- bzw. Austritts und bei den Gittern für längere Wellenlängen die spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ zunimmt. Eine notwendige Bandbreitenkorrektur wird in Abschnitt 6.3.2 erläutert. Da auch die Strahlungsleistung am Detektor bei größer werdendem Ein- und Austrittsspalt des Monochromators zunimmt, wurde der Eintrittsspalt des Monochromators auf die baubedingt maximal mögliche horizontale Breite von ca. $\Delta x_{\text{in}} = 4 \text{ mm}$ eingestellt. Die vertikale Höhe ist auf ca. 8 mm begrenzt. Diese Eintrittsöffnung wird von den Strahlungsquellen mithilfe des abbildenden Spiegels vollständig und homogen ausgeleuchtet.

Die Größe der Monochromatoraustrittsöffnung wird durch die Größe der Empfängerfläche der Detektoren begrenzt, da die 4:1-Abbildung auf die Detektorfläche feststeht³ und die Detektorfläche weitgehend unterstrahlt werden soll, um eine Kalibrierung bezüglich der spektralen Leistungsempfindlichkeit zu realisieren und den Unsicherheitsbeitrag durch Streustrahlungskorrekturen zu minimieren. Für die Transferdetektoren TS-76 mit nominellem Aperturdurchmesser von 5,8 mm wurde daher der Monochromatoraustritt $\Delta x_{\text{out}} = 1,3 \text{ mm}$ gewählt (Standard-Setup) und mit einer kreisförmigen Blende realisiert, welche ein möglichst kreisförmiges und horizontal wie vertikal definiertes Strahlprofil am Detektor gewährleistet. Für die Verwendung der pyroelektrischen Transferdetektoren LIE-651 mit einer Apertur mit einem nominellen Durchmesser von 4 mm steht zusätzlich eine weitere Blende mit einem nominellen Durchmesser von 0,9 mm zur Verfügung.

Bei den verwendeten Gittern handelt es sich um sogenannte Blaze-Gitter, die ein sägezahnförmiges Furchenprofil aufweisen und für die die Beugungseffizienz⁴ für bestimmte Drehwinkel optimiert ist. Bei Verwendung der 1. Ordnung ergibt sich aus diesem Gitterwinkel die Blazewellenlänge λ_{Blaze} .

6.1.4 Wellenlängenkalisierung des Monochromators

Der Monochromator verfügt über einen automatisierten Gitterwechsellurm für vier Gitter. Der jeweilige in Tab. 6.1 angegebene spektrale Einsatzbereich ergibt sich aus der jeweils möglichst hohen Beugungseffizienz und weist einen Überlapp zwischen den einzelnen Gitter-Nutzungsbereichen zur Konsistenzprüfung der Messergebnisse auf.

³Die Abbildungsverhältnisse sind gegeben durch die notwendige Kompatibilität des Aufbaus mit den Geometrieverhältnissen am CESR-Messplatz.

⁴Als Beugungseffizienz wird der Anteil der in eine bestimmte Ordnung gebeugten Strahlungsleistung bezogen auf die einfallende Strahlungsleistung bezeichnet [Schröder und Treiber, 2007, S. 258].

Tabelle 6.1: Verwendete Beugungsgitter am Monochromator mit ihrer Gitterkonstante g , der Blazewellenlänge λ_{Blaze} , dem jeweils am Detektorvergleichsmessplatz eingesetzten Spektralbereich λ_{min} bis λ_{max} und der durch das Gitter bei gegebener Größe des Monochromatorein- und -austritts realisierten spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ der transmittierten Strahlung, berechnet nach Gleichung 6.5. Die Bandbreite ist abhängig von der Wellenlänge und ist für die Intervallgrenzen λ_{min} und λ_{max} angegeben. Die Symbol-Codierung wird in den Abb. 6.5 und 6.9 aufgegriffen.

Nr.		$g / \mu\text{m}$	$\lambda_{\text{Blaze}} / \mu\text{m}$	$\lambda_{\text{min}} / \mu\text{m}$	$\lambda_{\text{max}} / \mu\text{m}$	$\Delta\lambda_{\lambda_{\text{min}}} / \text{nm}$	$\Delta\lambda_{\lambda_{\text{max}}} / \text{nm}$
1		1,67	0,400	0,270	1,000	30	29
2	□	2,50	1,600	0,925	2,300	45	40
3	△	6,67	3,500	2,200	5,000	120	112
4	○	13,3	7,000	4,900	9,000	238	228

Für die vom Hersteller eingesetzten Gitter erfolgte eine SI-rückgeführte Kalibrierung der Wellenlängenskala unter Verwendung der als Längennormal zugelassenen Wellenlänge $\lambda_{\text{HeNe}} \approx 633 \text{ nm}$ [Stone et al., 2009] des HeNe-Lasers, die mithilfe des Wellenlängenmessgeräts WA-1000 der Firma BURLEIGH überprüft wurde. Dafür wurde Ordnungsfilterrad demontiert und der HeNe-Laserstrahl mithilfe einer Linse aufgeweitet und durch eine Streuscheibe eine homogene Ausleuchtung des Monochromatoreintritts realisiert. Die Messung der Strahlungsleistung am Monochromatoraustritt in Abhängigkeit von der am Monochromator eingestellten Wellenlänge erfolgte mit einer Silizium-Fotodiode.

Die Messdaten dieser sogenannten Wellenlängenscans wurden anschließend nach der Methode der kleinsten Quadrate durch eine Trapezfunktion⁵ gefittet und die realisierte Zentralwellenlänge λ_{ist} bestimmt. Für Gitter 1 wurde die Kalibrierung in der ersten Beugungsordnung für die Wellenlänge $\lambda_{\text{HeNe}} \approx 633 \text{ nm}$ durchgeführt; für Gitter 2, 3 und 4 erfolgten die Messungen unter Verwendung der Laserstrahlung in höheren Ordnungen für alle im Nutz-Spektralbereich liegenden Vielfachen von λ_{HeNe} . In Abb. 6.4 sind die Messergebnisse und gefitteten Trapezfunktionen anhand von zwei Beispielwellenlängen dargestellt.

Je Gitter wurde so die mittlere Abweichung der identifizierten Zentralwellenlänge λ_{ist} des trapezförmigen Bandpasses von der eigentlich eingestellten Wellenlänge λ_0 bestimmt, welche anschließend als fester Korrekturwert in der Ansteuerprogrammierung des Monochromators hinterlegt wurde. Die ermittelte Korrektur lag dabei im Bereich von unter 1% der jeweiligen Wellenlänge λ_{Blaze} . Eine anschließende Kontrolle der Wellenlängeneinstellung nach eingefügter Korrektur ergab eine verbleibende Differenz von unter 3 nm zwischen identifizierter Zentralwellenlänge und der eingestellten Wellenlänge.

Die Wellenlängenscans und die trapezförmige Fit-Funktion stellen zudem eine Validierung der Bestimmung der spektralen Bandbreite $\Delta\lambda$, des Verhältnisses $\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}$ und des analytischen Modells der Monochromator-Durchlassfunktion $S(\lambda_0, \lambda)$ für die Bestimmung des Bandbreitenkorrekturfaktors, siehe Abschnitt A.2, dar. Die identifizierten spektralen Bandbreiten $\Delta\lambda$ stimmen für alle Gitter mit einer Abweichung von unter 9% mit den nach Gleichung 6.5 berechneten überein. Das identifizierte Verhältnis $\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}$ weicht mit etwa 0,27 leicht von den nominellen Breiten des Monochromatorein- und -austritts $\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} = \frac{1,3 \text{ mm}}{4 \text{ mm}} = 0,325$ ab. Diese Differenzen können in Ausleuchtungsinhomogenitäten des Monochromatoreintritts, internen Abbildungsfehlern und Abweichungen der realen Eintritts- bzw. Austrittsbreite begründet sein und werden durch die Messunsicherheit des Korrekturfaktors $K_{\Delta\lambda}(\lambda_0)$ berücksichtigt.

⁵Für die Bestimmung der trapezförmigen Monochromator-Durchlassfunktion $S(\lambda_0, \lambda)$ siehe Abschnitt A.2.

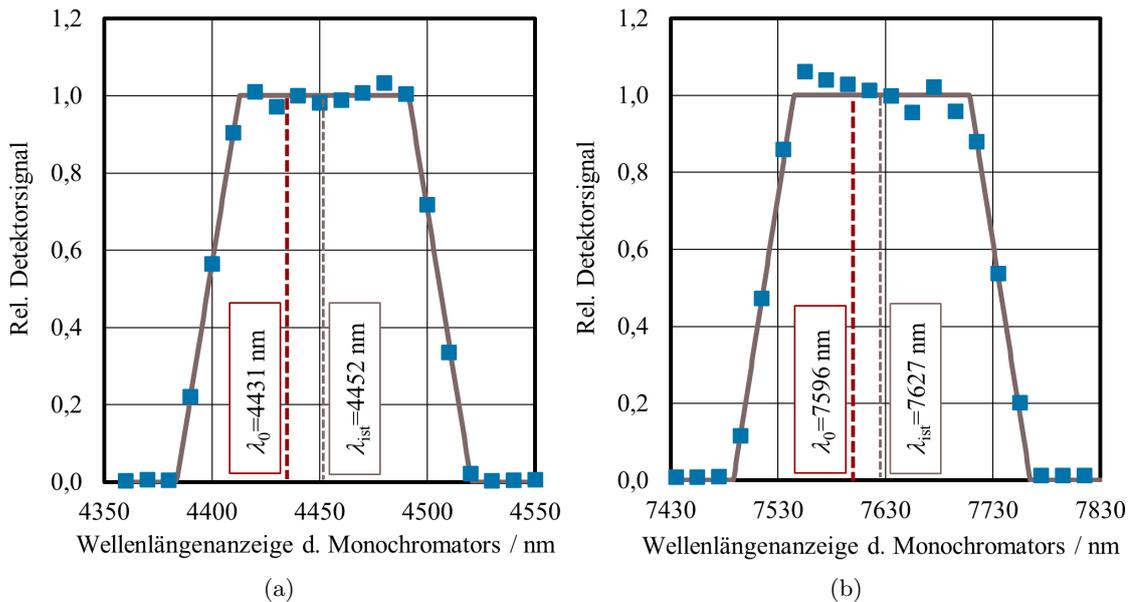


Abbildung 6.4: Wellenlängenscans zur Kalibrierung der Wellenlängeneinstellung des Monochromators: Relatives Detektorsignal (blau) in Abhängigkeit der am Monochromator eingestellten Wellenlänge unter Verwendung des HeNe-Lasers mit $\lambda_{\text{HeNe}} \approx 633 \text{ nm}$. Die Strahlung des HeNe-Lasers passiert den Monochromator in der 7. Ordnung mit Gitter 3 (a) bzw. 12. Ordnung mit Gitter 4 (b). Trapezfit der Messdaten mit identifizierter Zentralwellenlänge λ_{ist} (braun) und Wellenlängeneinstellung λ_0 , bei der die m -te Ordnung der HeNe-Laserstrahlung zu erwarten wäre, wenn die Monochromatorskala keine Abweichung hätte (rot).

6.1.5 Reduzierung spektraler Falschstrahlung durch Ordnungsfilter

Strahlung am Monochromatoraustritt, die außerhalb der mit einer Trapezfunktion beschriebenen spektralen Verteilung liegt, wird als spektrale Stör- oder Falschstrahlung bezeichnet. Für die eingestellte Wellenlänge λ_0 ist das alle Strahlung die nicht im Intervall $[\lambda_0 - \frac{1}{2}\Delta\lambda(1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}); \lambda_0 + \frac{1}{2}\Delta\lambda(1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}})]$ liegt, vergleiche Abb. A.1. Sie führt zu Messfehlern und dadurch erhöhten Messunsicherheiten insbesondere dann, wenn Detektoren mit unterschiedlichem spektralen Antwortverhalten miteinander verglichen werden. Daher gilt es den Anteil der spektralen Falschstrahlung an der vom Monochromator transmittierten Strahlung so gering wie möglich zu halten und zu charakterisieren.

Spektrale Falschstrahlung kann zum einen durch Fehler in der periodischen Gitterteilung hervorgerufen werden [Erb, 1989, S. 207]. Darüber hinaus zeigt die Gittergleichung 6.3, dass unter einem bestimmten Betrachtungswinkel β sowohl Strahlung der Wellenlänge λ in 1. Ordnung als auch Strahlung der Wellenlänge $\frac{\lambda}{m}$ in m -Ordnung am Monochromatoraustritt vorliegt. Strahlung kürzerer Wellenlänge und höherer Ordnung führt zu einem signifikanten Anteil spektraler Falschstrahlung bei der Verwendung eines Gitter-Monochromators.

Zur Reduzierung der spektralen Falschstrahlung könnte ein Prismenmonochromator als Vorzerleger verwendet werden, da bei einem Prisma als dispersives Element keine Strahlung in höheren Ordnungen vorliegt. Dies würde allerdings die Strahlungsleistung am Detektor verringern und den Messaufbau signifikant erweitern. Daher werden optische Langpassfilter verwendet, welche nominell nur Strahlung oberhalb der Kantenwellenlänge λ_{cut} des entsprechenden Filters transmittieren und zusammen mit dem Gitter-Monochromator

Tabelle 6.2: Ordnungsfiler am Monochromator des Detektorvergleichsmessplatzes mit dem jeweiligen spektralen Einsatzbereich λ_{\min} bis λ_{\max} . Die Kantenwellenlänge λ_{cut} ist angegeben für $\tau(\lambda_{\text{cut}}) = 0,5$, wobei der Transmissionsgrad sich durch mathematische Faltung des spektralen Filtertransmissionsgrads, gemessen am Fourier-Transform-Spektrometer, und der trapezförmig angenommenen spektralen Verteilung mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ am Monochromatoraustritt ergibt. Die Farb-Codierung wird in den Abb. 6.5 und 6.9 aufgegriffen.

Filter-Nr.	$\lambda_{\text{cut}} / \mu\text{m}$	$\lambda_{\min} / \mu\text{m}$	$\lambda_{\max} / \mu\text{m}$
1	1,100	1,300	2,000
2	1,800	1,900	2,650
3	2,520	2,550	3,700
4	3,560	3,650	6,150
5	6,010	6,050	9,000

verwendet werden. Die als sogenannte Ordnungsfiler verwendeten optischen Langpassfilter am Detektorvergleichsmessplatz sind in Tab. 6.2 aufgelistet und in einem Filterradd montiert.

Ein Ordnungsfiler mit einer Kantenwellenlänge λ_{cut} kann theoretisch für Messungen im Spektralbereich zwischen λ_{cut} und $2\lambda_{\text{cut}}$ verwendet werden, da in diesem Bereich nahezu keine Strahlung existiert, die nicht vom Ordnungsfiler geblockt wird und deren Wellenlänge in höherer Ordnung ($m > 1$) Gleichung 6.3 erfüllt und daher den Monochromator passieren kann. In der Praxis reduziert sich der verwendbare Spektralbereich eines Ordnungsfilters, da die Bandkante des Ordnungsfilters einen gewissen Wellenlängenbereich umfasst und der Transmissionsgrad $\tau(\lambda > \lambda_{\text{cut}})$ nicht konstant hoch bleibt. Der in Tab. 6.2 angegebene spektrale Einsatzbereich weist zudem einen Überlapp zwischen den einzelnen Filtern zur Konsistenzprüfung der Messergebnisse auf.

Die Ordnungsfiler wurden auf ihren spektralen Transmissionsgrad an einem Fourier-Transform-Spektrometer charakterisiert, wobei diese Messungen und Messunsicherheitsbetrachtungen analog zu den Filtertransmissionsmessungen in Abschnitt 3.1.2 erfolgten. Es konnte im Blockungsbereich eine Transmission $\tau_{\text{Block}} \leq 0,005$ nachgewiesen werden.

Für die Quantifizierung der verbleibenden spektralen Falschstrahlung durch Strahlung höherer Ordnungen aufgrund der Filtertransmission im Blockungsbereich hinter dem Monochromator wurde folgender Messansatz entwickelt: Der Strahlteiler wird aus dem Messaufbau genommen⁶ und die gesamte Strahlung auf einen Thermosäulendetektor TS-76 gegeben, für welchen näherungsweise im zu untersuchenden Spektralbereich $1 \mu\text{m}$ bis $9 \mu\text{m}$ eine wellenlängenunabhängige spektrale Empfindlichkeit angenommen wird. Bei der mithilfe des Monochromators realisierten Wellenlänge λ_0 wurde anschließend die dunkelsignalkorrigierte Strahlungsleistung $\Phi_{\text{no-Filter}}$ ohne Verwendung eines Ordnungsfilters und die Strahlungsleistung Φ_{Filter} unter Verwendung des entsprechenden Ordnungsfilters bestimmt.

Die Filtertransmission τ_0 an der betrachteten Wellenlänge λ_0 ergibt sich durch mathematische Faltung des spektralen Filtertransmissionsgrads, gemessen am Fourier-Transform-Spektrometer, und der trapezförmig angenommenen spektralen Verteilung mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ am Monochromatoraustritt. Sie liegt im Bereich $0,46 \leq \tau_0 \leq 0,98$ je nach Wellenlänge, Gitter und Ordnungsfiler. Der Transmissionsgrad im Spektralbereich, in dem höhere Ordnungen geblockt werden sollen, ist $\tau_{\text{block}} \leq 0,005$.

⁶Für den Zeitraum dieser Messung wird eine konstante Strahlungsleistung der Quelle angenommen, sodass die Nutzung eines Monitordetektors nicht nötig ist.

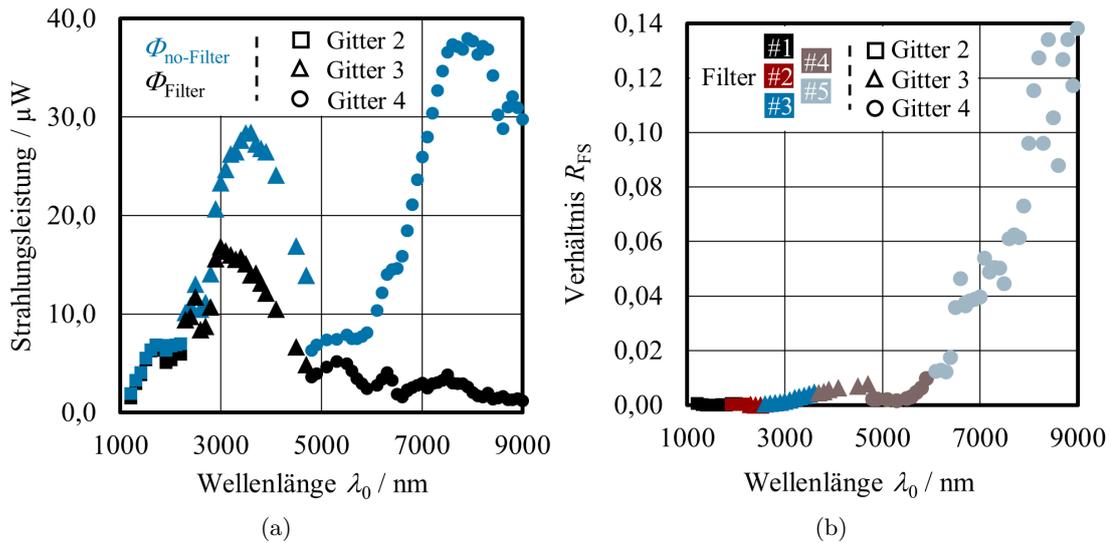


Abbildung 6.5: Charakterisierung der spektralen Falschstrahlung hinter dem Monochromator
 (a) Gemessene Strahlungsleistung ohne Ordnungsfilter $\Phi_{\text{no-Filter}}$ (blau) und mit jeweiligem Ordnungsfilter Φ_{Filter} (schwarz) bei der Messwellenlänge λ_0 unter Verwendung des jeweiligen Gitters.
 (b) Verhältnis R_{FS} zwischen der verbleibenden spektralen Falschstrahlung $\tau_{\text{block}} \cdot \Phi_{\text{falsch}}$ und der gewünschten Messstrahlung $\tau_0 \cdot \Phi_{\text{soll}}$ bei der Messwellenlänge λ_0 unter Verwendung des jeweiligen Gitters und Ordnungsfilters.

Die gemessenen Strahlungsleistungen $\Phi_{\text{no-Filter}}$ und Φ_{Filter} , siehe Abb. 6.5 (a), können jeweils als Summe aus dem gewünschten, spektral reinen Strahlungsanteil Φ_{soll} bei der Wellenlänge λ_0 und dem Falschstrahlungsanteil Φ_{falsch} durch Strahlung kürzerer Wellenlänge in höheren Ordnungen betrachtet werden. Für die Berechnung von Φ_{Filter} ist dabei noch die Filtertransmission zu berücksichtigen.⁷

$$\Phi_{\text{no-Filter}} = \Phi_{\text{soll}} + \Phi_{\text{falsch}} \quad (6.6)$$

$$\Phi_{\text{Filter}} = \tau_0 \cdot \Phi_{\text{soll}} + \tau_{\text{block}} \cdot \Phi_{\text{falsch}} \quad (6.7)$$

Durch Umstellen der Gleichungen 6.6 und 6.7 ergibt sich das Verhältnis R_{FS} von spektraler Falschstrahlung zu gewünschter Strahlung der eingestellten Wellenlänge bei Verwendung der Ordnungsfilter:

$$R_{\text{FS}} = \frac{\tau_{\text{block}} \cdot \Phi_{\text{falsch}}}{\tau_0 \cdot \Phi_{\text{soll}}} = \frac{\tau_{\text{block}} \cdot (\Phi_{\text{Filter}} - \tau_0 \cdot \Phi_{\text{no-Filter}})}{\tau_0 \cdot (\tau_{\text{block}} \cdot \Phi_{\text{no-Filter}} - \Phi_{\text{Filter}})} \quad (6.8)$$

Für die Messungen an ausgewählten Wellenlängen unter Verwendung des Strahlers 6363IR ist das Verhältnis R_{FS} in Abb. 6.5 (b) dargestellt. Es zeigt sich:

- Im Spektralbereich bis ca. $3\ \mu\text{m}$ ist der Anteil spektraler Falschstrahlung weniger als 0,1%, was sich durch die spektrale Verteilung des IR-Strahlers mit einer Temperatur von ca. 1160 K nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz, siehe Abb. 6.8, erklärt: Unterhalb von $1,5\ \mu\text{m}$ ist nur wenig Strahlungsleistung vorhanden, die in höheren Ordnungen auftreten kann.
- Im Spektralbereich bis ca. $6\ \mu\text{m}$ ist der Anteil spektraler Falschstrahlung weniger als 1%.

⁷Die atmosphärische Absorption ist für die Messung mit und ohne Ordnungsfilter identisch und wird daher in der Rechnung vernachlässigt.

- Hin zu längeren Wellenlängen steigt der Anteil spektraler Falschstrahlung auf bis zu ca. 14 % bei 9 μm an. Da das Maximum der spektralen Strahlungsverteilung der Strahlungsquelle zwischen 2 μm und 3 μm liegt, kann diese intensitätsreiche Strahlung hin zu längeren Wellenlängen in verschiedenen höheren Ordnungen auftreten.

Dies zeigt deutlich die Relevanz von Ordnungsfiltren für die Reduzierung von spektralen Falschstrahlungsanteilen der hinter dem Monochromator vorliegenden Strahlung. Insbesondere für Messwellenlängen um 4 μm und ab 6 μm würde die Leistung der spektralen Falschstrahlung ohne Ordnungsfiltren die Leistung der gewünschten Strahlung bei der eingestellten Wellenlänge teilweise um ein Vielfaches übertreffen. Die trotz Ordnungsfiltren verbleibende spektrale Falschstrahlung ist insbesondere bei dem Vergleich von Detektoren mit unterschiedlichem spektralen Antwortverhalten mithilfe des Falschstrahlungskorrekturfaktors $K_{\text{FS}}(\lambda_0)$ zu berücksichtigen, vergleiche Abschnitt 6.3.2.⁸

6.1.6 Strahlprofilcharakterisierung und Positionierung der Detektoren

Die Charakterisierung des Strahlprofils und die Positionierung der Detektoren werden nach der erfolgten Auswahl und Justage der optischen Komponenten mithilfe einer IR-Kamera und durch Abscannen des Strahlprofils in horizontaler wie vertikaler Richtung durchgeführt. Im Folgenden wird dies exemplarisch für die monochromatisierte Strahlung beschrieben.

Zunächst gilt es, die Detektor-Sollposition in Strahlrichtung zu identifizieren, die gleich der Fokusebene des abbildenden Spiegels sein soll. Hierfür wurde eine IR-Kamera des Typs SC2500 der Firma FLIR verwendet, deren Sensorfläche mit den nominellen Maßen 9,60 mm x 7,68 mm ohne Objektiv genutzt wird. Die Kamera wurde mit einem optischen Bandpassfilter mit nomineller Schwerpunktwellenlänge von 1,6 μm verwendet und es wird davon ausgegangen, dass die zu ermittelnde Position in Strahlrichtung wellenlängenunabhängig ist, weil die Brennweite des abbildenden OAP nicht wellenlängenabhängig ist.

In Abb. 6.6 sind Kameraaufnahmen des Strahlprofils in Falschfarbendarstellung bei verschiedenen Positionen in Strahlrichtung unter Verwendung des thermischen Strahlers 6363IR zu sehen. Da die Kameraaufnahmen vertikale Schlieren aufweisen, Bild (a) bis (e), und nicht auszuschließen ist, dass die Darstellung horizontal oder vertikal verzerrt ist, wurden zusätzlich Aufnahmen mit der um 90° gedrehten Kamera gemacht.

Auf Grundlage der Kameraaufnahmen kann die Detektor-Sollposition in Strahlrichtung identifiziert werden, an der das Strahlprofil eine möglichst scharfe Abbildung der kreisförmigen Monochromatoraustrittsblende darstellt und somit möglichst kreisförmig ist. Die Ebene mit der schärfsten Abbildung des Monochromatoraustritts unterscheidet sich dabei für die horizontale bzw. vertikale Betrachtung aufgrund von Astigmatismus leicht. Die schärfste Abbildung in horizontaler Richtung liegt bei einem eher kürzeren Abstand zwischen Detektor und Strahlungsquelle vor, Bild (a) bzw. (f), und in vertikaler Richtung eher bei einer entfernteren Detektorposition, Bild (e) bzw. (j). Die letztendliche Detektorposition in

⁸Es gilt zu beachten, dass diese Rechnung auf der Filtertransmission $\tau_{\text{block}} = 0,005$ beruht, welche aus der Unsicherheitsangabe der Filtermessung am Fourier-Transform-Spektrometer resultiert. Der tatsächliche Transmissionsgrad τ_{block} und damit die verbleibende spektrale Falschstrahlung $\tau_{\text{block}} \cdot \Phi_{\text{falsch}}$ können geringer sein. Es handelt sich also nicht um die Bestimmung des tatsächlich vorliegenden Anteils spektraler Falschstrahlung, sondern um die Berechnung der maximal möglichen spektralen Falschstrahlung. Dies wird in der Bestimmung der Messunsicherheit berücksichtigt.

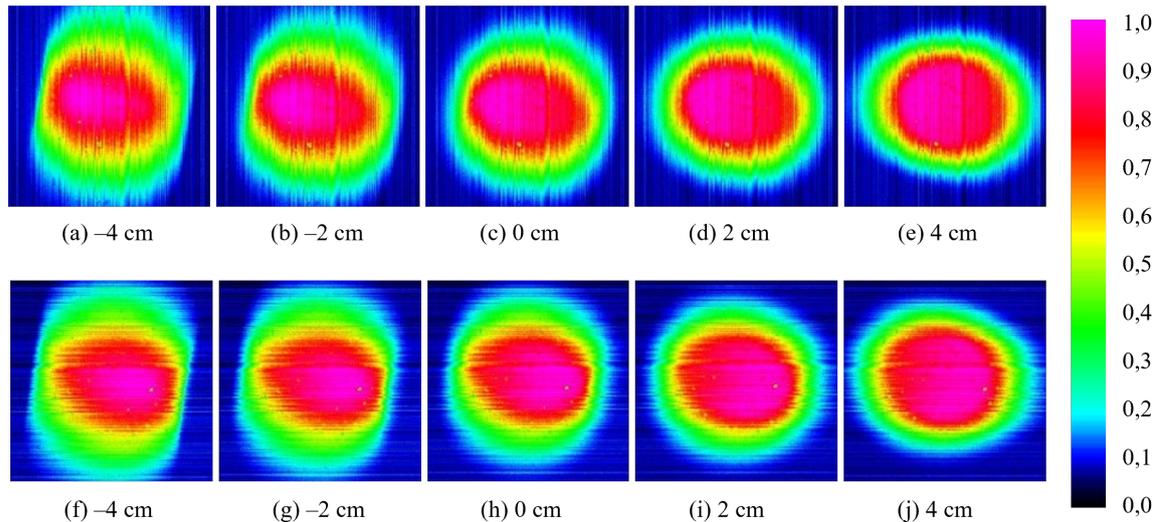


Abbildung 6.6: IR-Kameraaufnahmen in Falschfarbendarstellung des Strahlprofils in Abhängigkeit von der Kameraposition in Strahlrichtung. Die untere Reihe zeigt die Wiederholung der Aufnahmen mit der um 90° gedrehten Kamera, wobei die hier dargestellten Bilder nachträglich wieder zurück gedreht wurden. Es handelt sich jeweils um quadratische Ausschnitte mit einer Seitenlänge von ca. 7,6 mm aus dem Kamerabild zur zentralen Darstellung des Strahlprofils.

Strahlrichtung wurde als Mittelweg zwischen einer möglichst scharfen Abbildung in vertikaler und horizontaler Richtung und im Hinblick auf eine möglichst kreisförmige Abbildung des Monochromatoraustritts in die Detektorebene ausgewählt, Bild (c) bzw. (h).

Zur weiteren Charakterisierung des Strahlprofils und der Identifikation der horizontalen wie vertikalen Detektopposition (x_0, y_0) zentrisch im Strahl wird im Folgenden ein Strahlprofilmodell⁹ zur Beschreibung der relativen Bestrahlungsstärke $E_{\text{rel}}(x, y)$ in der Detektorebene genutzt, welches das Strahlprofil als Superposition aus einem Flat-Top-Profil (F), einem kegelförmigen (K) und einem gaussförmigen (G) Profil parametrisiert:

$$E_{\text{rel}}(x, y) = E_{\text{rel,F}}(x, y) + E_{\text{rel,K}}(x, y) + E_{\text{rel,G}}(x, y) \quad (6.9)$$

Die drei Strahlprofilanteile mit $i = \text{F}; \text{K}; \text{G}$ haben ihren jeweiligen Maximalwert zentrisch im Strahlprofil $\text{MAX}(E_{\text{rel},i}) = E_{\text{rel},i}(x_0, y_0) = h_i$ und eine ellipsenförmige Grundfläche mit den Radien $r_{x,i}$ und $r_{y,i}$.¹⁰ Für die Strahlprofilanteile gelten die folgenden Funktionsvorschriften, wobei $E_{\text{rel},i}(x, y)$ die jeweilige relative Bestrahlungsstärke an der Position (x, y) beschreibt:

$$E_{\text{rel,F}}(x, y) = \begin{cases} h_{\text{F}} & ; \left(\frac{x}{r_{x,\text{F}}}\right)^2 + \left(\frac{y}{r_{y,\text{F}}}\right)^2 \leq 1 \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases} \quad (6.10)$$

⁹Dieses Strahlprofilmodell ist bedeutsam für die in den Abschnitten 6.2.1 und 6.3.2 angewendete Strahlprofilkorrektur K_{SP} , Streustrahlungskorrektur K_{Apertur} und Detektorpositionskorrektur K_{Pos} .

¹⁰Eine Veranschaulichung des kegelförmigen Strahlprofilanteils für den Fall $r_{x,\text{K}} = r_{y,\text{K}} = r_{\text{K}}$ ist in Abb. A.3 dargestellt.

$$E_{\text{rel,K}}(x, y) = \begin{cases} h_{\text{K}} \left(1 - \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\tilde{r}} \right) & ; \left(\frac{x}{r_{x,\text{K}}} \right)^2 + \left(\frac{y}{r_{y,\text{K}}} \right)^2 \leq 1 \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases} \quad (6.11)$$

mit

$$\tilde{r} = \begin{cases} r_{y,\text{K}} & ; x = 0 \\ \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{y}{x}\right)^2}{\left(\frac{1}{r_{x,\text{K}}}\right)^2 + \left(\frac{y}{x r_{y,\text{K}}}\right)^2}} & ; \text{sonst} \end{cases} \quad (6.12)$$

$$E_{\text{rel,G}}(x, y) = \frac{h_{\text{G}}}{\exp\left(\left(\frac{x}{r_{x,\text{G}}}\right)^2 + \left(\frac{y}{r_{y,\text{G}}}\right)^2\right)} \quad (6.13)$$

Die Detektorposition (x_0, y_0) und die Parameter für das Strahlprofil werden durch die Messung des Detektorsignals in Abhängigkeit von seiner horizontalen wie vertikalen Position ermittelt, vergleiche die Messdaten in Abb. 6.7 (a). Bei einem solchen sogenannten Strahlprofilscan handelt es sich um eine Faltung aus der empfindlichen Fläche des Detektors und dem vorliegendem Strahlprofil in Abhängigkeit von der Positionierung vom Detektor im Strahlprofil. Die Parameter zur Beschreibung des Strahlprofils werden durch einen Least-Square-Fit unter der Randbedingung $h_{\text{F}} + h_{\text{K}} + h_{\text{G}} = 1$ mithilfe einer zweidimensionalen numerischen Faltung von Detektorapertur und Strahlprofil ermittelt. Dabei ist die Detektorapertur des hier verwendeten Thermosäulendetektors TS-76 mit einem nominellen Durchmesser von 5,8 mm und einer zum Rand hin um 5 % zunehmenden Empfindlichkeit bekannt.

Das auf Grundlage mehrerer vertikaler und horizontaler Strahlprofilsscans identifizierte Strahlprofilmodell der monochromatisierten Strahlung ist beispielhaft in Abb. 6.7 (b) dargestellt und die zugehörigen Parameter sind in Tab. 6.3 gelistet.¹¹ Es gilt zu beachten, dass das Strahlprofil einen größeren Durchmesser aufweist, als sich rechnerisch aus der 4:1-Abbildung des Monochromatoraustritts in die Detektorebene ergeben würde. Werden Detektoren mit unterschiedlicher Apertur miteinander verglichen und einer der Detektoren dabei überstrahlt, ist eine Korrektur anzuwenden, vergleiche Abschnitt 6.3.2.

Das ermittelte Strahlprofil ist in Übereinstimmung zu den Kameraaufnahmen in Abb. 6.6 (c) und (h) in vertikaler Richtung etwas stärker ausgedehnt als in horizontaler Richtung. Diese Ellipsenform zeigt sich insbesondere hinsichtlich des kegelförmigen Strahlprofilanteils. Die Kameraaufnahmen weisen allerdings auf einen tendenziell homogenen Bereich im Zentrum des Strahlprofils mit einem Durchmesser von ca. 3 mm hin, wogegen die identifizierten Strahlprofilparameter, vergleiche Abb. 6.7 (b), ein deutliches Maximum im Zentrum des Strahlprofils ohne homogenen Bereich aufzeigen.¹²

¹¹Die Strahlprofiluntersuchung fand bei den Wellenlängen 3,0 µm und 3,5 µm statt und lieferte übereinstimmende Ergebnisse. Da nur Spiegeloptiken verwendet werden, wird davon ausgegangen, dass das Strahlprofil unabhängig von der Wellenlänge ist.

¹²An dieser Stelle sei auf das in Abschnitt 6.4 beschriebene Raster-Messverfahren zur Kalibrierung kleinflächiger Detektoren verwiesen: Die Messdaten einer solchen Messung, vergleiche Abb. 6.14, bestätigen in guter Näherung die identifizierten Strahlprofilparameter in Tab. 6.3 ohne homogenen Bereich im Zentrum des Strahlprofils.

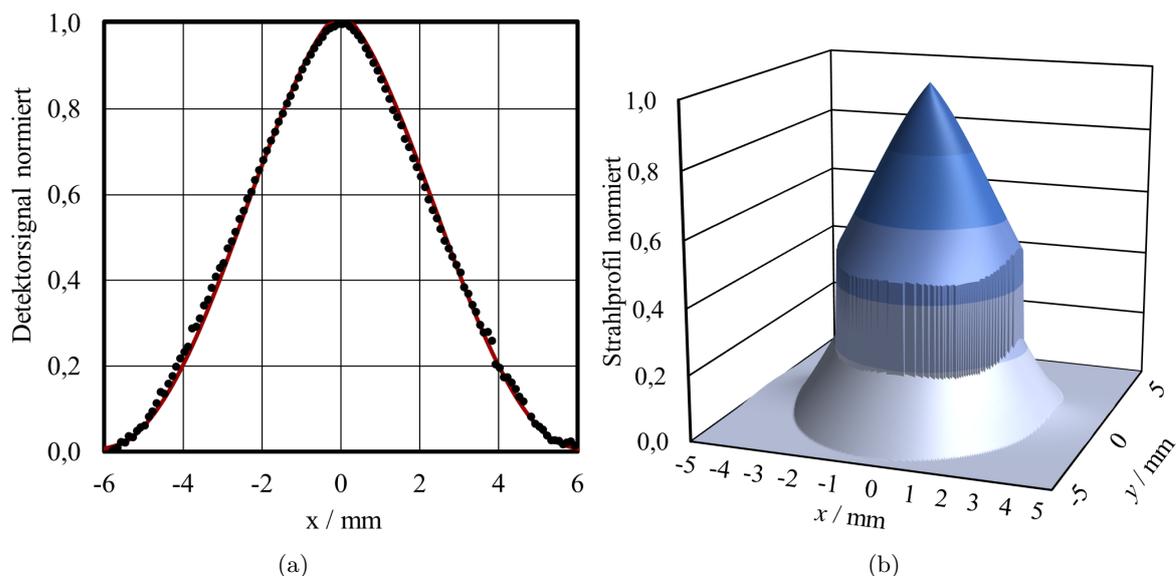


Abbildung 6.7: Strahlprofilscan und Strahlprofilmodell

(a) Strahlprofilscan: Detektorsignal (schwarz) in Abhängigkeit von der horizontalen Detektorposition und ermittelte Fit-Funktion (rot) durch zweidimensionale numerische Faltung aus identifiziertem Strahlprofil und Detektorapertur. Das dargestellte Detektorsignal ist dunkelsignalkorrigiert und auf das Monitorsignal normiert, um etwaige Schwankungen der Strahlungsquelle zu korrigieren, und dieser Quotient aus Detektor- und Monitorsignal wurde durch seinen Maximalwert geteilt.
 (b) Strahlprofilmodell als Superposition aus Flat-Top-, Kegel- und Gauss-Profil, wobei die Parameter mithilfe von Strahlprofilscans und Least-Square-Fits ermittelt wurden.

Tabelle 6.3: Identifizierte Parameter der monochromatisierten Strahlung für das Strahlprofilmodell als Superposition aus Flat-Top-Profil, kegelförmigem und gaussförmigem Strahlprofil.

Strahlprofilanteil	rel. Maximum h_i	hor. Radius $r_{x,i}$ / mm	ver. Radius $r_{y,i}$ / mm
Flat-Top (F)	0,27	2,58	2,71
Kegel (K)	0,47	3,70	4,54
Gauss (G)	0,26	2,64	1,36

6.1.7 Charakterisierung der thermischen Strahlungsquellen

Am Detektorvergleichsmessplatz wurden zwei breitbandige Strahlungsquellen implementiert:

1. Der thermische Strahler 6363IR mit Leuchtstab IR Emittter 6363 der Firma ORIEL INSTRUMENTS: Der Leuchtstab hat eine nominelle Leuchtfläche von 6,4 mm x 17,5 mm und die Lebensdauer beträgt nach Herstellerangaben 3000 h [Oriol, 2023]. Er besteht aus gesintertem Siliziumkarbid, dessen Emissionsgrad laut Herstellerangaben im Spektralbereich von 1 μm bis 25 μm nahezu konstant und dessen spektrales Strahlungsverhalten bei der gewählten elektrischen Heizleistung von etwa 150 W mit dem eines schwarzen Körpers mit einer Temperatur von 1160 K vergleichbar ist [Oriol, 2005]. Mit einem goldbeschichteten Parabolspiegel, der direkt im Gehäuse des thermischen Strahlers 6363IR eingebaut ist, wird die Strahlung annähernd kollimiert ausgegeben.
2. Die Xenon-Bogenlampe EX300 mit dem Leuchtelement PE300B-10F der Firma EXCELITAS TECHNOLOGIES: Im Wellenlängenbereich von 1 μm bis 5 μm ist das spektrale Strahlungsverhalten der Bogenlampe für die elektrische Leistung von etwa 300 W laut Herstellerangaben nahezu identisch zu dem eines Schwarzen Strahlers mit einer Temperatur von 5900 K

[Excelitas, 2014], wobei der Emissionsgrad nahe 1 liegt [Excelitas, 2011]. Durch das verwendete Fenster aus Saphir ist der verwendbare Spektralbereich auf $\lambda < 6 \mu\text{m}$ limitiert. Aufgrund der vorliegenden hochenergetischen UV-Strahlung der Xenon-Bogenlampe müssen Haut und Augen vor der Strahlung durch das Tragen einer Schutzbrille und entsprechende Abschirmungen geschützt werden.

In Abb. 6.8 ist die spektrale Strahldichte der beiden breitbandigen Strahlungsquellen unter Berücksichtigung der atmosphärischen Absorption dargestellt. Die bei einer bestimmten Wellenlänge λ_{soll} vorliegende atmosphärische Transmission wurde für die je nach Gitter vorliegende spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ am Monochromator unter Annahme einer trapezförmigen Intensitätsverteilung auf Grundlage der HITRAN-Datenbank [Rothman et al., 2013] für eine Weglänge entsprechend des Messplatzaufbaus von etwa 5 m ermittelt. Die spektrale Strahldichte ergibt sich unter Annahme eines wellenlängenunabhängigen Emissionsgrads für die vorliegende Strahlertemperatur nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz in Gleichung 2.8.

Es zeigt sich die aus der unterschiedlichen Strahlertemperatur resultierende unterschiedliche spektrale Strahlungsverteilung der beiden Strahlungsquellen, wobei nach dem Wien'schen Verschiebungsgesetz, Gleichung 2.12, das Maximum der spektralen Strahldichte des thermischen Strahlers 6363IR bei ca. 2500 nm und der Xenon-Bogenlampe bei ca. 500 nm liegt. Dabei gilt es zu beachten, dass die absolute Strahldichte der Xenon-Bogenlampe aufgrund der höheren Strahlertemperatur um mehrere Größenordnungen höher liegt als die des Strahlers 6363IR.

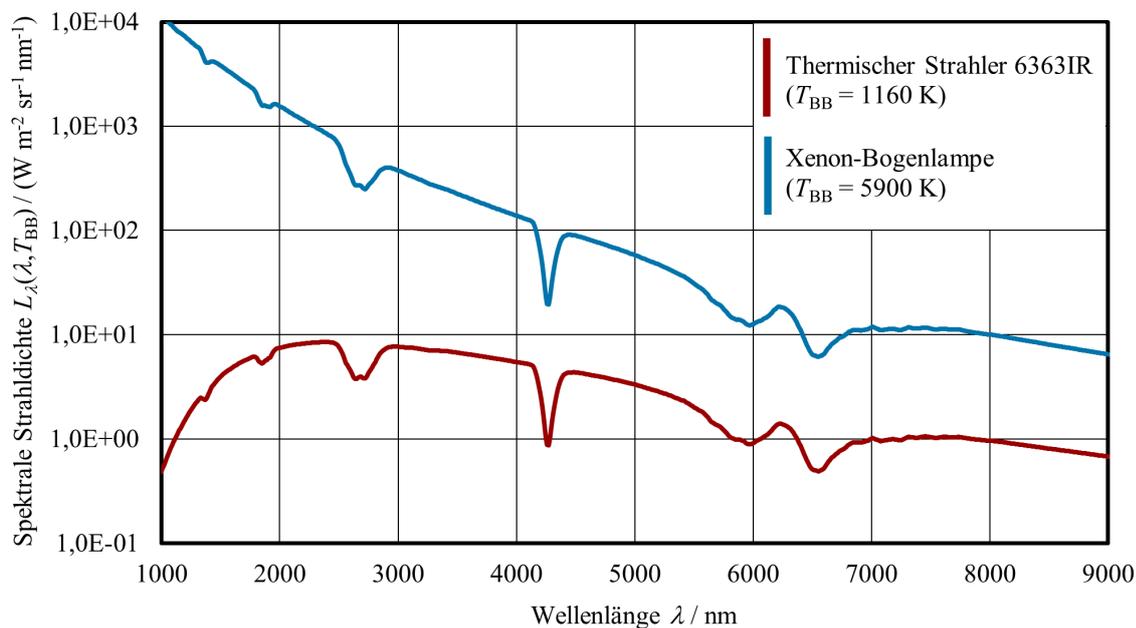


Abbildung 6.8: Spektrale Strahldichte der breitbandigen Strahlungsquellen am Detektorvergleichsmessplatz berechnet auf Grundlage des Planck'schen Strahlungsgesetzes unter Berücksichtigung der atmosphärischen Absorption. Der spektrale Einfluss des Saphirfensters der Xenon-Bogenlampe ist nicht dargestellt.

In Abb. 6.9 ist die Strahlungsleistung am Ort des Prüflingsdetektors unter Verwendung der in Tab. 6.1 gelisteten Gitter, der in Tab. 6.2 gelisteten Ordnungsfilter und des thermischen Strahlers 6363IR dargestellt. Diese spektrale Strahlungsverteilung ergibt sich als Resultat des Gesamtsystems aus den wellenlängenabhängigen Größen Strahlungsleistung der Strahlungsquelle, atmosphärische Absorption, Gittereffizienz, Ordnungsfiltertransmission und

Strahlteilertransmission. Der Strahlteiler reflektiert einen definierten Anteil der Strahlung auf den Monitor-detektor, sodass der spektrale Verlauf und die Absolutwerte der dort vorliegenden Strahlungsleistung nahezu identisch zu denen am Prüfingsdetektor sind. Die Messungen erfolgten mit einem kalibrierten Thermosäulendetektor TS-76 unter Verwendung der in Abschnitt 6.2 bestimmten spektralen Interpolation der spektralen Empfindlichkeit. Der in Abb. 6.9 dargestellte Transmissionsgrad der Ordnungsfiler im jeweils verwendeten Spektralbereich ergibt sich durch mathematische Faltung des spektralen Filtertransmissionsgrads, gemessen am Fourier-Transform-Spektrometer, und der trapezförmig angenommenen spektralen Verteilung mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ am Monochromatoraustritt.

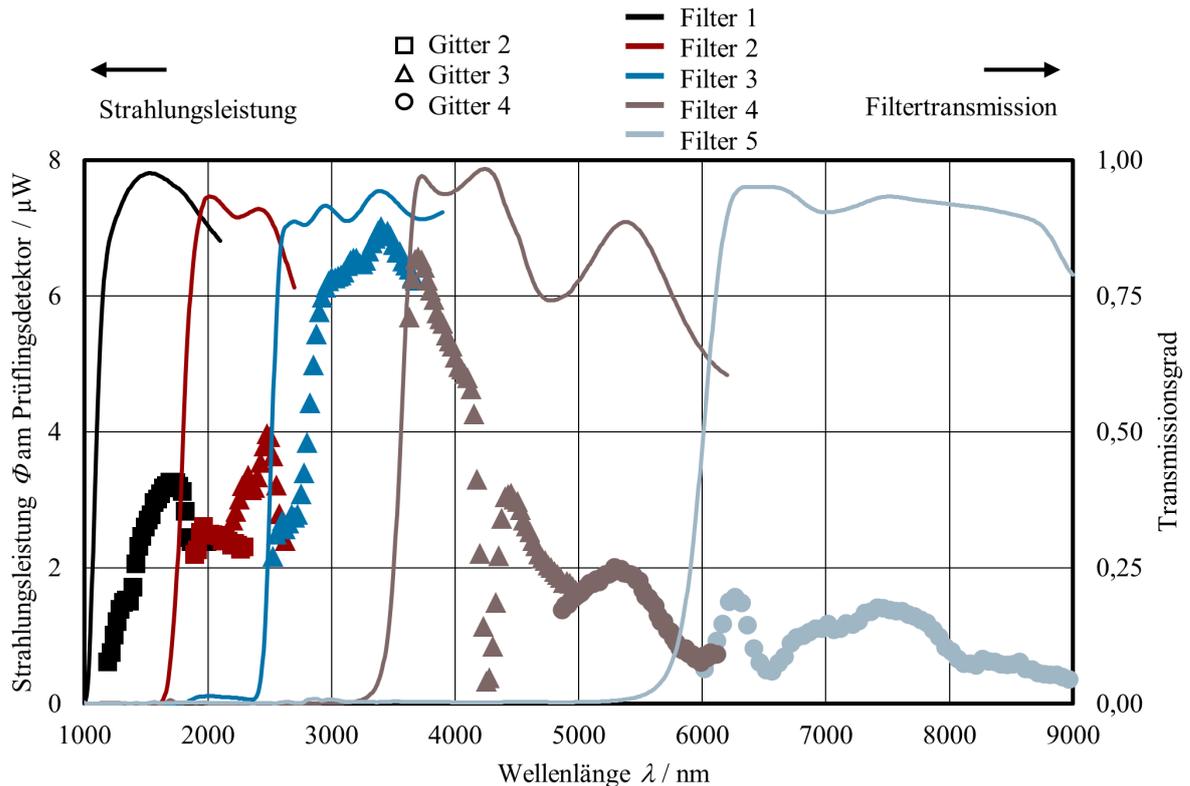


Abbildung 6.9: Strahlungsleistung am Ort des Prüfingsdetektors unter Verwendung des Thermischen Strahlers 6363IR und verschiedener Gitter sowie Ordnungsfiler. Der Transmissionsgrad der Ordnungsfiler im jeweils verwendeten Spektralbereich ist auf der rechten y-Achse aufgetragen. Die Messung erfolgte mit einem Thermosäulendetektor TS-76 mithilfe der in Abschnitt 6.2 bestimmten spektralen Interpolation der spektralen Empfindlichkeit.

Die Untersuchung der Strahlungsleistung unter Verwendung der Xenon-Bogenlampe ergibt zwar im Spektralbereich unterhalb von $2\ \mu\text{m}$ eine signifikant höhere Strahlungsleistung; hin zu höheren Wellenlängen nimmt die Strahlungsleistung allerdings aufgrund der Blockung des Saphir-Fensters und des spektralen Verlaufs der relativen spektralen Strahldichte schon bei Wellenlängen ab etwa $5\ \mu\text{m}$ auf unter $0,5\ \mu\text{W}$ ab. Für eine Realisierung von Detektorkalibrierungen mit Mindeststrahlungsleistungen an Prüfings- und Monitor-detektor von etwa $0,5\ \mu\text{W}$ ermöglicht der thermische Strahler 6363IR also einen wesentlich weiteren Spektralbereich von ca. $1,5\ \mu\text{m}$ bis ca. $8,5\ \mu\text{m}$ und wird daher als breitbandige Standardstrahlungsquelle angesehen und für alle weiteren Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit verwendet.

6.2 Spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit der Transfornormale

Die Thermosäulen- und pyroelektrischen Detektoren wurden mithilfe der in Kapitel 3 und 4 beschriebenen Primärmessverfahren an ausgewählten Wellenlängen hinsichtlich ihrer spektralen Empfindlichkeit kalibriert und als Transfornormale zur Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit an Prüflingsdetektoren etabliert. Diese Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit soll am Detektorvergleichsmessplatz mithilfe monochromatisierter Strahlung an prinzipiell beliebigen Wellenlängen erfolgen, also auch an solchen, an denen selbst keine SI-rückgeführte Kalibrierung der Transfornormale vorliegt.

Dafür soll die spektrale Empfindlichkeit der Transfornormale auf Grundlage der Kalibrierungen an einzelnen Stützwellenlängen spektral interpoliert werden. Eine solche Interpolation ist möglich, da es sich bei den Transfornormalen um thermische Detektoren handelt. Deren Funktionsprinzip basiert auf der Erwärmung der Absorberschicht und die spektrale Empfindlichkeit ist daher nur insofern wellenlängenabhängig, wie die Strahlungsabsorption der Absorberschicht wellenlängenabhängig ist, sofern keine anderen spektral selektiven Komponenten (z. B. Eintrittsfenster) vorhanden sind.

Für den Thermosäulendetektor TS-76 fanden Messungen des gerichteten spektralen Reflexionsgrads der Absorberschicht mithilfe eines Fourier-Transform-Spektrometers statt, welche in Übereinstimmung mit Herstellerangaben liegen.¹³ Der gerichtete spektrale Reflexionsgrad liegt im Wellenlängenbereich von 1 μm bis 4 μm unter 0,01 und steigt dann im Wellenlängenbereich bis 14 μm stetig auf etwa 0,12 an [Taubert et al., 2017]. Die Annahme eines sogenannten *grauen* Detektors mit hinsichtlich der Wellenlänge konstanter spektraler Empfindlichkeit ist somit nicht gerechtfertigt. Auch zeigen die Kalibrierergebnisse in Abb. 5.2 eine leichte Wellenlängenabhängigkeit.

Im Folgenden soll daher für die Beschreibung des spektralen Verlaufs der spektralen Empfindlichkeit ein mathematisches Interpolationsmodell entwickelt werden, welches diesen stetigen und spektral flachen Verlauf der spektralen Empfindlichkeit als physikalische Randbedingung berücksichtigt. Es wird exemplarisch für einen Thermosäulendetektor TS-76 angewendet.

6.2.1 Strahlprofilkorrektur

Die Messwerte der spektralen Empfindlichkeit wurden unter den am CESR bzw. Hohlraumstrahler (BB) vorliegenden Strahlprofilen ermittelt und müssen - bevor ein spektrales Interpolationsmodell auf Grundlage dieser Stützstellen entwickelt werden kann - auf die am Detektorvergleichsmessplatz (VM) vorliegenden Strahlprofilparameter übertragen werden.¹⁴ Für den TS-76 ist eine zum Rand hin um etwa 5 % zunehmende Empfindlichkeit bekannt,

¹³Die Berechnung des Absorptionsgrads durch die Messung des gerichteten spektralen Reflexionsgrads wäre nur unter Annahme einer vernachlässigbaren diffusen Reflexion und Transmission der Absorberschicht möglich. Über die Frage dieser Vernachlässigbarkeit, sowie über die Bestimmung der zugehörigen Messunsicherheit liegen keine Kenntnisse vor. Daher ist der direkte Rückschluss auf die (relative) spektrale Empfindlichkeit aufgrund der Messung des spektralen gerichteten Reflexionsgrads nicht zulässig.

¹⁴Andere sich zwischen den Messplätzen bzw. Messungen unterscheidende Einflussfaktoren, wie zeitliche Änderung der spektralen Empfindlichkeit, Linearität, Lufttemperatur- und Luftdruck, werden als im Rahmen der Messunsicherheit vernachlässigbar gering betrachtet.

sodass prinzipiell bei einer groß- oder ganzflächig bestrahlten Empfängerfläche die gemessene mittlere spektrale Empfindlichkeit größer ist als bei einem zentrisch eingestrahlten Strahlprofil kleineren Durchmessers.

Die am Detektorvergleichsmessplatz zu verwendende spektrale Empfindlichkeit $\hat{s}(\lambda)$ ergibt sich aus den Ergebnissen $s_{\text{CESR}}(\lambda)$ bzw. $s_{\text{BB}}(\lambda)$ der Primärmessverfahren und den Strahlprofilkorrekturfaktoren $K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{VM}}$ bzw. $K_{\text{SP}}^{\text{BB} \rightarrow \text{VM}}$ mit $i = \text{CESR}, \text{BB}$:

$$\hat{s}(\lambda) = K_{\text{SP}}^{i \rightarrow \text{VM}} \cdot s_i(\lambda) \tag{6.14}$$

Die Strahlprofilkorrekturfaktoren werden auf Grundlage des jeweils vorliegenden Strahlprofils bestimmt. Die Untersuchung des Strahlprofils und die Parametrisierung als Superposition aus einem Flat-Top-, einem kegelförmigen und einem Gauss-Profilanteil werden für die monochromatisierte Strahlung am Detektorvergleichsmessplatz ausführlich in Abschnitt 6.1.6 erläutert. Die identifizierten Strahlprofilparameter sind in Tab. 6.3 zu finden.

Das Strahlprofil der Laserstrahlung am CESR ist identisch zum Laserstrahlprofil am Detektorvergleichsmessplatz und die entsprechenden Strahlprofilparameter sind in Abschnitt 4.3 benannt. Das Strahlprofil am Hohlraumstrahler ist homogen über die sensitive Detektorfläche und lässt sich also durch ein reines Flat-Top-Profil mit dem Durchmesser der Detektorapertur ohne Kegel- oder Gaussanteile parametrisieren.

Die Strahlprofilkorrekturfaktoren zur Übertragung der Kalibrierergebnisse vom CESR bzw. Hohlraumstrahler auf die am Detektorvergleichsmessplatz vorliegende Strahlprofilsituation berechnen sich dann mit $i = \text{CESR}, \text{BB}$ zu:

$$K_{\text{SP}}^{i \rightarrow \text{VM}} = \frac{\Psi_{\text{VM}}(x_0, y_0, d)}{\Psi_i(x_0, y_0, d)} \tag{6.15}$$

Dabei ist $\Psi(x_0, y_0, d)$ das Ergebnis der zweidimensionalen, numerischen Faltung aus relativer spektraler Empfindlichkeit $s_{\text{rel}}(x, y)$ über die Detektorapertur mit dem Durchmesser d und dem am jeweiligen Messplatz vorliegenden Strahlprofil für die Detektorposition (x_0, y_0) zentrisch im Strahlprofil. Dieses numerische Vorgehen wird in Abschnitt 6.3.2 erläutert, siehe Gleichung 6.61, und mithilfe einer analytischen Rechnung in Abschnitt A.4 verifiziert. Die resultierenden Strahlprofilkorrekturfaktoren sind in Tab. 6.4 gelistet. Da es sich um verhältnismäßig kleine Korrekturen handelt, wird die Messunsicherheit als die Hälfte des Korrekturbetrags abgeschätzt:

$$u(K_{\text{SP}}^{i \rightarrow \text{VM}}) = \frac{\text{ABS}(1 - K_{\text{SP}}^{i \rightarrow \text{VM}})}{2} \tag{6.16}$$

Tabelle 6.4: Strahlprofilkorrekturfaktoren zur Übertragung der Kalibrierergebnisse vom CESR und Hohlraumstrahler (BB) auf die am Detektorvergleichsmessplatz (VM) vorliegende Strahlprofilsituation auf Grundlage der parametrisierten Strahlprofilmodelle.

Strahlungsquelle am Detektorvergleichsmessplatz	$K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{VM}}$	$K_{\text{SP}}^{\text{BB} \rightarrow \text{VM}}$
monochromatisierte Strahlung	1,014	0,995
Laserstrahlung	1	0,981

6.2.2 Entwicklung eines spektralen Interpolationsmodells

Zur Erstellung des spektralen Interpolationsmodells wird im Rahmen dieser Arbeit die Gruppe der Polynomfunktionen verwendet [Weise und Wöger, 1999, S. 189]. Andere Funktionsgruppen wären auch möglich, würden allerdings teilweise physikalische Vorannahmen (bspw. periodisch, stetig wachsend oder fallend) implizieren, über welche keine Kenntnisse vorliegen. Durch die Wahl des Polynomgrads ergibt sich außerdem eine einfache, strukturierte Möglichkeit der Erhöhung bzw. Verringerung der Komplexität des mathematischen Modells.

Die Polynomparameter werden mithilfe der Methode der kleinsten Residuenquadratsumme bestimmt. Als Kalibrierdaten liegen die $n = 8$ Messwerte der spektralen Empfindlichkeit $\hat{s}_i(\lambda_i)$ des Thermosäulendetektors TS-76 vor, welche mithilfe der Primärmessverfahren bestimmt und nach Abschnitt 6.2.1 auf das am Detektorvergleichsmessplatz vorliegende Strahlprofil übertragen wurden. Für ein lineares Interpolationsmodell gilt mit den jeweiligen Residuen ϵ_i des Modells von den tatsächlichen Messwerten $\hat{s}_i(\lambda_i)$:

$$\hat{s}_i(\lambda_i) = \vartheta_0 + \vartheta_1 \lambda_i + \epsilon_i \tag{6.17}$$

$$\begin{bmatrix} \hat{s}_1 \\ \hat{s}_2 \\ \vdots \\ \hat{s}_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \lambda_1 \\ 1 & \lambda_2 \\ \vdots & \vdots \\ 1 & \lambda_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vartheta_0 \\ \vartheta_1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \vdots \\ \epsilon_n \end{bmatrix} \tag{6.18}$$

Analog ergibt sich ein quadratisches Interpolationsmodell zu:

$$\begin{bmatrix} \hat{s}_1 \\ \hat{s}_2 \\ \vdots \\ \hat{s}_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \lambda_1 & \lambda_1^2 \\ 1 & \lambda_2 & \lambda_2^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \lambda_n & \lambda_n^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vartheta_0 \\ \vartheta_1 \\ \vartheta_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \vdots \\ \epsilon_n \end{bmatrix} \tag{6.19}$$

bzw. ein Modell unter Verwendung eines Polynoms m -ten Grads:

$$\begin{bmatrix} \hat{s}_1 \\ \hat{s}_2 \\ \vdots \\ \hat{s}_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \lambda_1 & \lambda_1^2 & \dots & \lambda_1^m \\ 1 & \lambda_2 & \lambda_2^2 & \dots & \lambda_2^m \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & \lambda_n & \lambda_n^2 & \dots & \lambda_n^m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vartheta_0 \\ \vartheta_1 \\ \vartheta_2 \\ \vdots \\ \vartheta_m \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \vdots \\ \epsilon_n \end{bmatrix} \tag{6.20}$$

Dies entspricht der folgenden Matrixstruktur

$$\hat{\underline{s}} = \underline{\lambda} \cdot \underline{\vartheta} + \underline{\epsilon} \tag{6.21}$$

Die Parameter $\underline{\vartheta}$ sind so zu bestimmen, dass die Summe der Residuenquadrate minimiert ist, welche sich wie folgt berechnet:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \epsilon_i^2 = \underline{\epsilon}^T \cdot \underline{\epsilon} \tag{6.22}$$

6.2.3 Gewichtung mit der Kovarianzmatrix

Bei der spektralen Interpolation der spektralen Empfindlichkeit muss außerdem berücksichtigt werden, dass die n Messwerte der spektralen Empfindlichkeit $\hat{s}_i(\lambda_i)$ unterschiedliche Messunsicherheiten $u_i(\hat{s}_i)$ aufweisen und teilweise untereinander korreliert sind.¹⁵ Die zu minimierende Summe der Residuenquadrate wird daher mit der Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\hat{s}}$ gewichtet und es folgt [CCPR, 2019; Draper und Smith, 1966, S. 77]:¹⁶

$$\chi^2 = \underline{\epsilon}^T \cdot \underline{U}_{\hat{s}}^{-1} \cdot \underline{\epsilon} \tag{6.23}$$

Die Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\hat{s}}$ enthält die Einträge $u(\hat{s}_i; \hat{s}_j)$, wobei die Einträge auf der Hauptdiagonalen $u(\hat{s}_i; \hat{s}_i) = u(\hat{s}_i)^2$ die Quadrate der Standardmessunsicherheiten der Kalibrierwerte der spektralen Empfindlichkeit bei der Wellenlänge λ_i und die Einträge $u(\hat{s}_i; \hat{s}_j)$ für $i \neq j$ die Kovarianzen zwischen den Kalibrierwerten bei den Wellenlängen λ_i und λ_j sind:

$$\underline{U}_{\hat{s}} = \begin{bmatrix} u(\hat{s}_1; \hat{s}_1) & u(\hat{s}_1; \hat{s}_2) & \dots & u(\hat{s}_1; \hat{s}_n) \\ u(\hat{s}_2; \hat{s}_1) & u(\hat{s}_2; \hat{s}_2) & \dots & u(\hat{s}_2; \hat{s}_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ u(\hat{s}_n; \hat{s}_1) & u(\hat{s}_n; \hat{s}_2) & \dots & u(\hat{s}_n; \hat{s}_n) \end{bmatrix} \tag{6.24}$$

Zur Bestimmung der Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\hat{s}}$ wird eine mehrdimensionale Gesamtmodellgleichung \underline{f} mit den k Eingangsgrößen X_i bzw. deren Schätzwerten x_i aufgestellt, deren Ausgangsgrößen die Kalibrierergebnisse \hat{s}_i der einzelnen Wellenlängen sind [JCGM, 2011]. In dem vorliegenden Fall beschreiben die Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit am Hohlraumstrahler und die Sub-Modellgleichungen f_6 bis f_8 die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit am CESR:

$$\begin{bmatrix} \hat{s}(1,55 \mu\text{m}) \\ \hat{s}(2,73 \mu\text{m}) \\ \hat{s}(3,90 \mu\text{m}) \\ \hat{s}(10,58 \mu\text{m}) \\ \hat{s}(13,95 \mu\text{m}) \\ \hat{s}(3,96 \mu\text{m}) \\ \hat{s}(9,45 \mu\text{m}) \\ \hat{s}(10,45 \mu\text{m}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{s}_1 \\ \hat{s}_2 \\ \vdots \\ \hat{s}_n \end{bmatrix} = \underline{f}(x_1, x_2, \dots, x_k) = \begin{bmatrix} f_1(x_1, x_2, \dots, x_k) \\ f_2(x_1, x_2, \dots, x_k) \\ \vdots \\ f_n(x_1, x_2, \dots, x_k) \end{bmatrix} \tag{6.25}$$

Die Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\hat{s}}$ ergibt sich dann zu [JCGM, 2011]:

$$\underline{U}_{\hat{s}} = \underline{C}_x \cdot \underline{U}_x \cdot \underline{C}_x^T \tag{6.26}$$

Dabei ist \underline{C}_x die Sensitivitätsmatrix mit den partiellen Ableitungen, wobei im Unterschied zum bisher im Rahmen dieser Arbeit verwendeten eindimensionalen GUM-Verfahren alle Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_8 nach allen Eingangsgrößen x_1 bis x_k partiell abzuleiten sind:

¹⁵Die Wellenlängenunsicherheit $u(\lambda_i)$ der Kalibrierungen sind im Rahmen der erzielten Messunsicherheiten für die verwendeten thermischen Detektoren vernachlässigbar gering und werden daher nicht betrachtet.

¹⁶Dieser Ansatz wird in der Literatur häufig als *Generalized Least Squares* bezeichnet. Die Bedeutung dieser Gewichtung auf die spektrale Interpolation wird in Abschnitt 6.2.4 diskutiert.

$$\underline{C}_x = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \frac{\partial f_1}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial f_1}{\partial x_k} \\ \frac{\partial f_2}{\partial x_1} & \frac{\partial f_2}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial f_2}{\partial x_k} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial x_1} & \frac{\partial f_n}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial f_n}{\partial x_k} \end{bmatrix} \quad (6.27)$$

\underline{U}_x ist die Kovarianzmatrix der k Eingangsgrößen X_i mit den Schätzwerten x_i .

$$\underline{U}_x = \begin{bmatrix} u(x_1; x_1) & u(x_1; x_2) & \dots & u(x_1; x_k) \\ u(x_2; x_1) & u(x_2; x_2) & \dots & u(x_2; x_k) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ u(x_k; x_1) & u(x_k; x_2) & \dots & u(x_k; x_k) \end{bmatrix} \quad (6.28)$$

Die Einträge der Matrix \underline{U}_x lassen sich mithilfe des Korrelationskoeffizienten $r(x_i; x_j)$ bestimmen:

$$u(x_i; x_j) = r(x_i; x_j) \cdot u(x_i) \cdot u(x_j) \quad (6.29)$$

Auf der Hauptdiagonalen der Matrix \underline{U}_x stehen wegen $r(x_i; x_i) = 1$ also die Quadrate der jeweiligen Standardmessunsicherheiten $u(x_i; x_i) = u(x_i)^2$. Für alle Einträge $i \neq j$ müssen die Korrelationskoeffizienten bestimmt werden, wobei $r(x_i; x_j) = r(x_j; x_i)$ gilt [JCGM, 2010].

Im Folgenden sind also die in den Kapiteln 3 und 4 hergeleiteten Modellgleichungen vom Hohlraumstrahler und CESR für die Verwendung als Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_8 in der mehrdimensionalen Gesamtmodellgleichung f anzupassen, die partiellen Ableitungen $\frac{\partial f_i}{\partial x_j}$ zu bilden und die Korrelationskoeffizienten $r(x_i, x_j)$ zwischen allen k Eingangsparametern zu bestimmen.

Erweiterte Modellgleichung am Hohlraumstrahler

Die Modellgleichung am Hohlraumstrahler aus Gleichung 3.17 muss um den entsprechenden Strahlprofilkorrekturfaktor $K_{SP}^{BB \rightarrow VM}$ nach Abschnitt 6.2.1 ergänzt werden. Es ergibt sich für die erweiterten Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 also:

$$\hat{s}_{BB}(\lambda_0) = K_{SP}^{BB \rightarrow VM} \cdot \frac{a_{SR}}{\Phi_{34, BB}} \cdot \left(\frac{U_{mess}}{F_T} + s_A \Phi_{16, Sh} + s_B \Phi_{67, Sh} + s_C \Phi_{79, Sh} - s_A \Phi_{13, BB} - s_A \Phi_{46, BB} - s_B \Phi_{67, BB} - s_C \Phi_{79, BB} \right) \quad (6.30)$$

Außerdem muss beachtet werden, dass zur Korrektur der *out-of-bandpass*-Strahlung am Hohlraumstrahler die CESR-Kalibrierungen mit in die Modellgleichung zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit am Hohlraumstrahler einfließen: Wie in Abschnitt 3.2.2 geschildert, wird für die Korrektur der *out-of-bandpass*-Strahlung die spektrale Empfindlichkeit der thermischen Detektoren näherungsweise als konstant angenommen und als Mittelwert aus den Kalibrierungen am CESR mit den Parametern $s_A = s_B = s_C$ abgeschätzt. Die Verwendung mehrerer Parameter identischen Wertes dient der Berücksichtigung unterschiedlicher beigeordneter Messunsicherheiten in verschiedenen Spektralbereichen.

Zur Berücksichtigung von Korrelationen zwischen den Kalibrierergebnissen an den beiden Primärmessverfahren müssen die Parameter s_A , s_B und s_C analytisch beschrieben und in die Modellgleichung zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit am Hohlraumstrahler eingefügt werden. Die Parameter werden für $i = A; B; C$ wie folgt berechnet:

$$s_i = K_{U_i} \cdot K_{SP}^{CESR \rightarrow BB} \cdot \frac{s_{CESR}(3,96 \mu\text{m}) + s_{CESR}(9,45 \mu\text{m}) + s_{CESR}(10,45 \mu\text{m})}{3} \quad (6.31)$$

Die Messunsicherheit der Parameter s_A , s_B und s_C wird nicht durch die Beiträge der bestehenden CESR-Kalibrierungen $s_{CESR}(3,96 \mu\text{m})$, $s_{CESR}(9,45 \mu\text{m})$, $s_{CESR}(10,45 \mu\text{m})$ oder den Strahlprofilkorrekturfaktor $K_{SP}^{CESR \rightarrow BB}$ dominiert, sondern durch die stark vereinfachte Annahme einer konstanten spektralen Empfindlichkeit der thermischen Detektoren. Zur Berücksichtigung dieser Vereinfachung in der Beschreibung der resultierenden Messunsicherheiten $u(s_A)$, $u(s_B)$ und $u(s_C)$ dient der Faktor $K_{U_i} = 1$. Ihm werden für den TS-76 entsprechend den Ausführungen auf Seite 21 die folgenden Messunsicherheiten zugewiesen: $u(K_{U_A}) = \frac{1}{4}$, $u(K_{U_B}) = \frac{1}{2}$, $u(K_{U_C}) = 1$.

Der Strahlprofilkorrekturfaktor $K_{SP}^{CESR \rightarrow BB}$ dient wie in Abschnitt 6.2.1 beschrieben der Übertragung des CESR-Kalibrierergebnisses auf das am Hohlraumstrahler vorliegende Strahlprofil. Für die am CESR bestimmten spektralen Empfindlichkeiten s_{CESR} muss in Gleichung 6.31 die CESR-Modellgleichung 4.2 eingesetzt werden, wobei der Korrekturfaktor $K_{Apertur}$ vernachlässigt werden kann, da die Aperturblenden von TS-76 und CESR nominell identisch sind. Es folgt für $i = A; B; C$:

$$s_i = K_{U_i} \cdot K_{SP}^{CESR \rightarrow BB} \cdot K_\alpha \cdot K_{Pos} \cdot \frac{1}{F_T} \cdot \frac{1}{3} \cdot \left(K_{Fenster}(3,96 \mu\text{m}) \cdot K_{\lambda_{diff}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot \frac{U_T(3,96 \mu\text{m})}{\Phi_{CESR}(3,96 \mu\text{m})} \cdot \frac{U_{M-CESR}(3,96 \mu\text{m})}{U_{M-T}(3,96 \mu\text{m})} + K_{Fenster}(9,45 \mu\text{m}) \cdot K_{\lambda_{diff}}(9,45 \mu\text{m}) \cdot \frac{U_T(9,45 \mu\text{m})}{\Phi_{CESR}(9,45 \mu\text{m})} \cdot \frac{U_{M-CESR}(9,45 \mu\text{m})}{U_{M-T}(9,45 \mu\text{m})} + K_{Fenster}(10,45 \mu\text{m}) \cdot K_{\lambda_{diff}}(10,45 \mu\text{m}) \cdot \frac{U_T(10,45 \mu\text{m})}{\Phi_{CESR}(10,45 \mu\text{m})} \cdot \frac{U_{M-CESR}(10,45 \mu\text{m})}{U_{M-T}(10,45 \mu\text{m})} \right) \quad (6.32)$$

Erweiterte Modellgleichung am CESR

Auch in die Modellgleichung am CESR aus Gleichung 4.2 muss der Strahlprofilkorrekturfaktor $K_{SP}^{CESR \rightarrow VM}$ nach Abschnitt 6.2.1 einbezogen werden. Weil die Aperturblenden von TS-76 und CESR nominell identisch sind, kann der Korrekturfaktor $K_{Apertur}$ vernachlässigt werden. Es ergibt sich für die erweiterten Sub-Modellgleichungen f_6 bis f_8 :

$$\hat{s}_{CESR}(\lambda_0) = K_{SP}^{CESR \rightarrow VM} \cdot K_\alpha \cdot K_{Pos} \cdot K_{Fenster}(\lambda_0) \cdot K_{\lambda_{diff}}(\lambda_0) \cdot \frac{U_T(\lambda_0)}{\Phi_{CESR}(\lambda_0)} \cdot \frac{U_{M-CESR}(\lambda_0)}{U_{M-T}(\lambda_0)} \cdot \frac{1}{F_T} \quad (6.33)$$

Bestimmung der partiellen Ableitungen der erweiterten Modellgleichungen

Die zur Bestimmung der Sensitivitätsmatrix C_x nach Gleichung 6.27 notwendigen partiellen Ableitungen der erweiterten Hohlraumstrahlermodellgleichungen f_1 bis f_5 werden mithilfe des in Abschnitt 3.3 dargestellten Ansatzes der abschnittsweise konstanten Filtertransmission bestimmt. Die partiellen Ableitungen sind in Abschnitt A.1 zu finden, außerdem gilt für $j = 1 \dots 5$:

$$\frac{\partial f_j(\lambda_i)}{\partial K_{SP}^{CESR \rightarrow VM}} = 0 \tag{6.34}$$

Die partiellen Ableitungen der erweiterten CESR-Modellgleichungen f_6 bis f_8 für die Eingangsgrößen $U_T(\lambda_i)$, $\Phi_{CESR}(\lambda_i)$, $U_{M-CESR}(\lambda_i)$, $U_{M-T}(\lambda_i)$ und F_T sind in den Gleichungen 4.8 bis 4.12 gegeben. Des Weiteren gilt für $j = 6 \dots 8$:

$$\frac{\partial f_j(\lambda_j)}{\partial K_{SP}^{CESR \rightarrow VM}} = \frac{f_j(\lambda_j)}{K_{SP}^{CESR \rightarrow VM}} \tag{6.35}$$

$$\frac{\partial f_j(\lambda_j)}{\partial K_\alpha} = \frac{f_j(\lambda_j)}{K_\alpha} \tag{6.36}$$

$$\frac{\partial f_j(\lambda_j)}{\partial K_{Pos}} = \frac{f_j(\lambda_j)}{K_{Pos}} \tag{6.37}$$

$$\frac{\partial f_j(\lambda_j)}{\partial K_{Fenster}} = \frac{f_j(\lambda_j)}{K_{Fenster}(\lambda_j)} \tag{6.38}$$

$$\frac{\partial f_j(\lambda_j)}{\partial K_{\lambda_{diff}}} = \frac{f_j(\lambda_j)}{K_{\lambda_{diff}}(\lambda_j)} \tag{6.39}$$

Für alle anderen partiellen Ableitungen mit $j = 6 \dots 8$ und $i = 1 \dots k$ gilt:

$$\frac{\partial f_j(\lambda_j)}{\partial x_i} = 0 \tag{6.40}$$

Bestimmung der Korrelationskoeffizienten $r(x_i, x_j)$

Die mehrdimensionale Modellgleichung f setzt sich aus den Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_8 zusammen. Für die Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 wird zur Bestimmung der Kovarianzmatrix $U_{\hat{s}}$ wie erwähnt die Modellgleichung mit abschnittsweise konstanten Filtertransmissionen aus Gleichung A.3 verwendet, wobei die Parameter s_A , s_B und s_C nach Gleichung 6.32 bestimmt werden. Damit hat jede Sub-Modellgleichung f_1 bis f_5 jeweils 49 Eingangsgrößen. Die Sub-Modellgleichungen f_6 bis f_8 haben jeweils 10 Eingangsgrößen, vergleiche Gleichung 6.33. Im Folgenden gilt es zu analysieren, zwischen welchen dieser insgesamt $k = 275$ Eingangsgrößen Korrelationen vorliegen.

Korrelationen liegen erstens dann vor, wenn eine Messgröße mit dem gleichen Messmittel oder gleichen Messprinzip bestimmt wurde und sich somit ein systematischer Fehler auf alle diese Messungen gleichermaßen auswirkt:

- Da für alle Messungen der Hohlraumstrahlertemperatur das gleiche kalibrierte SPRT verwendet wurde, werden die Temperaturen T_{BB} in den Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 als korreliert angesehen: $r(T_{\text{BB},i}; T_{\text{BB},j}) = 1$.¹⁷
- Der Abstand d zwischen Hohlraumstrahler und Detektor wurde bei allen Hohlraumstrahler-Kalibrierungen mit der gleichen kalibrierten Innenmessschraube bestimmt und der einmal gemessene Abstand auch für Kalibrierungen an mehreren Wellenlängen verwendet. Für diese Werte in den Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 wird die Korrelation daher auf der sicheren Seite mit $r(d_i; d_j) = 1$ angenommen.
- Die Transmission der Luft zwischen Hohlraumstrahler und zu kalibrierendem Detektor wird mithilfe der validierten HITRAN-Datenbank berechnet. Die resultierende Korrektur der spektralen Empfindlichkeit mit ihrer Messunsicherheit nach Gleichung A.30 ist daher in den Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 korreliert.

Eine Korrelation $r(x_i; x_j) = 1$ liegt zweitens dann vor, wenn die Eingangsgrößen X_i und X_j identisch sind. Dies ist für folgende Eingangsgrößen der Fall:

- Der Radius r_1 der BB-Aperturblende bzw. r_2 des Detektors ist in den Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 identisch, also korreliert. Gleiches gilt für die Emissionsgrade ε_{BB} des Hohlraumstrahlers und ε_{Sh} des Shutters, die Shuttertemperatur T_{Sh} , den Luftbrechungsindex n sowie die Korrekturfaktoren a_{SR} und $K_{\text{SP}}^{\text{BB} \rightarrow \text{VM}}$.
- Die Faktoren K_{U_A} , K_{U_B} und K_{U_C} , vergleiche Gleichung 6.32, sind zwischen den Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 korreliert und auch innerhalb einer Sub-Modellgleichung, es gilt: $r(K_{U_i}; K_{U_j}) = 1$.
- Der Korrekturfaktor $K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{VM}}$ ist identische Eingangsgröße in den Sub-Modellgleichungen f_6 bis f_8 , also korreliert.
- Der Korrekturfaktor $K_{\lambda_{\text{diff}}}(10,45 \mu\text{m})$ ist nicht korreliert zu den anderen CESR-Kalibrierungen, allerdings durch Gleichung 6.32 auch Eingangsgröße in die Modellgleichung für die Hohlraumstrahler-Kalibrierwellenlängen. Die Korrekturfaktoren $K_{\lambda_{\text{diff}}}(3,96 \mu\text{m})$ und $K_{\lambda_{\text{diff}}}(9,45 \mu\text{m})$ beschreiben die Wellenlängenmessung am QCL, dem eine systematische Messunsicherheit zugewiesen wird, daher sind $K_{\lambda_{\text{diff}}}(3,96 \mu\text{m})$ und $K_{\lambda_{\text{diff}}}(9,45 \mu\text{m})$ korreliert. Durch Gleichung 6.32 liegt darüber hinaus ebenso eine Korrelation zu den Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 am Hohlraumstrahler vor.
- Die Korrekturfaktoren $K_{\text{Fenster}}(3,96 \mu\text{m})$, $K_{\text{Fenster}}(9,45 \mu\text{m})$ und $K_{\text{Fenster}}(10,45 \mu\text{m})$ wurden für jede Wellenlänge einzeln bestimmt und die Messunsicherheit ist dominiert durch die unkorrelierte statistische Messunsicherheit. Somit liegt zwischen den Sub-Modellgleichungen f_6 bis f_8 diesbezüglich keine Korrelation vor. Allerdings sind diese Eingangsgrößen durch Gleichung 6.32 auch Teil der Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 und somit korreliert.
- Die Messungen der elektrischen Größen U_T , $U_{\text{M-T}}$ und $U_{\text{M-CESR}}$ sowie die Bestimmung von Φ_{CESR} erfolgen für jede Wellenlänge am CESR einzeln und werden somit am CESR

¹⁷Diese Korrelation schätzt die tatsächlich vorliegende Korrelation tendentiell großzügig ab, da sich die Messunsicherheit $u(T_{\text{BB}}) = 500 \text{ mK}$ aus korrelierten, systematischen und unkorrelierten, statistischen Beiträgen zusammensetzt.

als unkorreliert betrachtet.¹⁸ Allerdings sind diese Eingangsgrößen auch wieder durch Gleichung 6.32 Teil der Sub-Modellgleichungen f_1 bis f_5 und somit korreliert.

- Der Verstärkungsfaktor F_T sowie die Korrekturfaktoren K_{Pos} und K_α stellen eine Korrelation zwischen allen 8 Sub-Modellgleichungen dar.

Folgende Eingangsgrößen haben keine Korrelation zu anderen Eingangsgrößen:

- Bei den Bandpassfiltern für die Kalibrierung am Hohlraumstrahler handelt es sich um 10 verschiedene Messmittel. Die Messung des spektralen Transmissionsgrads und somit die Bestimmung der Filter-Parameter Zentralwellenlänge λ_{BP-i} , Bandbreite λ_{BW-i} , Bandpass-Transmission τ_{BP-i} und *out-of-bandpass*-Transmissionen τ_{BL1-i} , τ_{BL2-i} und τ_{BL3-i} fand für alle Filter mithilfe eines Fourier-Transform-Spektrometers (FTS) statt. Dabei handelt es sich jeweils um eine Relativmessung zwischen Transmission des evakuierten Strahlwegs des FTS und Transmission des optischen Filters. Korrelationen können nur insofern auftreten, wie das Messinstrument als solches systematische Abweichungen, beispielsweise eine Instabilität des Vakuums, aufweist. Solche Korrelationen werden aufgrund der Messung des Luftdrucks des FTS-Innenraums während der Filtermessungen als vernachlässigbar gering angesehen.
- Die Messung des Detektorsignals U_{mess} am Hohlraumstrahler erfolgt zwar mit dem gleichen Digitalvoltmeter, doch ist die Messunsicherheit dieses kalibrierten Messmittels im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigbar gering und somit wird auch die Korrelation vernachlässigt. Gleiches gilt für die Messung der elektrischen Größen am CESR.

Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\hat{s}}$

Die Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\hat{s}}$ der Kalibrierergebnisse \hat{s}_i ergibt sich nach Gleichung 6.26 zu:¹⁹

$$\underline{U}_{\hat{s}} \approx \frac{1}{100} \cdot \begin{bmatrix} 6,79 & 1,76 & 1,40 & 1,46 & 2,21 & 0,17 & 0,16 & 0,15 \\ & 11,75 & 1,77 & 2,13 & 4,12 & 0,18 & 0,17 & 0,16 \\ & & 3,67 & 1,48 & 2,16 & 0,18 & 0,17 & 0,17 \\ & & & 2,84 & 2,90 & 0,16 & 0,14 & 0,14 \\ & & & & 21,65 & 0,11 & 0,10 & 0,10 \\ & & & & & 0,32 & 0,26 & 0,25 \\ & & & & & & 0,27 & 0,23 \\ & & & & & & & 0,26 \end{bmatrix} \text{V}^2 \cdot \text{W}^{-2} \quad (6.41)$$

¹⁸Die vorliegende Korrelation aufgrund der Nutzung des gleichen Digitalvoltmeters wird vernachlässigt aufgrund der sehr geringen Messunsicherheit von unter 15 ppm des verwendeten Digitalvoltmeters.

¹⁹Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden nur die Einträge in den oberen Dreiecksmatrizen eingetragen, die untere Dreiecksmatrix hat die jeweils spiegelsymmetrischen Einträge, da gilt: $r(x_i; x_j) = r(x_j; x_i)$.

Mit Gleichung 6.29 berechnet sich außerdem die Korrelationsmatrix:

$$\text{CORR}(\hat{\underline{s}}) \approx \begin{bmatrix} 1 & 0,20 & 0,28 & 0,33 & 0,18 & 0,11 & 0,11 & 0,12 \\ & 1 & 0,27 & 0,37 & 0,26 & 0,09 & 0,09 & 0,09 \\ & & 1 & 0,46 & 0,24 & 0,17 & 0,17 & 0,17 \\ & & & 1 & 0,37 & 0,16 & 0,16 & 0,17 \\ & & & & 1 & 0,04 & 0,04 & 0,04 \\ & & & & & 1 & 0,87 & 0,88 \\ & & & & & & 1 & 0,88 \\ & & & & & & & 1 \end{bmatrix} \quad (6.42)$$

- Auf der Hauptdiagonalen der Kovarianzmatrix stehen die Quadrate der Standardmessunsicherheiten der 5 Hohlraumstrahler-Kalibrierwellenlängen (rot) und 3 CESR-Kalibrierwellenlängen (blau). Die entsprechenden Korrelationskoeffizienten sind $r(\hat{s}_i; \hat{s}_i) = 1$.
- Die Kovarianzen zwischen den 3 CESR-Kalibrierwellenlängen (braun) sind in einer ähnlichen Größenordnung wie die Quadrate der Standardmessunsicherheiten dieser Kalibrierungen selbst, da der dominierende Messunsicherheitsbeitrag $u(F_T)$ korreliert ist und somit ein Korrelationskoeffizient von etwa 0,88 vorliegt.
- Die Kovarianzen zwischen den 5 Hohlraumstrahler-Kalibrierwellenlängen (grün) sind kleiner als die Quadrate der Standardmessunsicherheiten dieser Kalibrierungen selbst, da dominierende Unsicherheitsbeiträge wie die Filtertransmission nicht korreliert sind.
- Die Kovarianzen zwischen den Hohlraumstrahler- und den CESR-Kalibrierungen (schwarz) sind betragsmäßig am geringsten, da die meisten Eingangsgrößen zwischen den Messverfahren nicht korreliert sind. Den größten korrelierten Beitrag stellt der Verstärkungsfaktor F_T dar. Es zeigt sich, dass die Korrelationskoeffizienten zwischen Hohlraumstrahler und CESR nahezu unabhängig von der CESR-Kalibrierwellenlänge sind, jedoch abhängig von der Hohlraumstrahler-Kalibrierwellenlänge. Letzteres ist darin begründet, ob es sich bei den dominierenden Messunsicherheiten bei der Hohlraumstrahler-Kalibrierung um mit den CESR-Kalibrierungen korrelierte oder nicht korrelierte Beiträge handelt, vergleiche Abb. 5.3. So ist beispielsweise die atmosphärische Absorption für die Hohlraumstrahler-Kalibrierwellenlänge $2,73 \mu\text{m}$ (f_2) eine dominierende Messunsicherheit. Diese ist allerdings nicht mit den CESR-Kalibrierungen korreliert und daher ist der Korrelationskoeffizient 0,09 geringer als z. B. bei der Hohlraumstrahler-Kalibrierwellenlänge $3,90 \mu\text{m}$ (f_3) mit 0,17.

6.2.4 Interpolationsmodell und Messunsicherheit

Berechnung der Interpolationsparameter und Messunsicherheit

Die Interpolationsparameter $\underline{\vartheta}$ sind so zu bestimmen, dass χ^2 nach Gleichung 6.23, also die gewichtete Summe der Residuenquadrate, minimiert ist. Dies kann entweder mithilfe geeigneter Software oder der folgenden Matrixgleichung analytisch erfolgen [CCPR, 2019; Draper und Smith, 1966, S. 79]:

$$\underline{\vartheta} = \left(\underline{\lambda}^T \cdot \underline{U}_{\hat{\underline{s}}}^{-1} \cdot \underline{\lambda} \right)^{-1} \cdot \underline{\lambda}^T \cdot \underline{U}_{\hat{\underline{s}}}^{-1} \cdot \hat{\underline{s}} \quad (6.43)$$

Die spektrale Empfindlichkeit des Transfornormals TS-76 ergibt sich dann zu:

$$\hat{s}_T(\lambda) = \begin{bmatrix} 1 \\ \lambda \\ \lambda^2 \\ \vdots \\ \lambda^m \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} \vartheta_0 \\ \vartheta_1 \\ \vartheta_2 \\ \vdots \\ \vartheta_m \end{bmatrix} \quad (6.44)$$

Die Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\vartheta}$ der Interpolationsparametermatrix $\underline{\vartheta}$ berechnet sich zu [CCPR, 2019]:

$$\underline{U}_{\vartheta} = \left(\underline{\lambda}^T \cdot \underline{U}_{\hat{s}}^{-1} \cdot \underline{\lambda} \right)^{-1} = \begin{bmatrix} u(\vartheta_0)^2 & u(\vartheta_0; \vartheta_1) & \dots & u(\vartheta_0; \vartheta_m) \\ u(\vartheta_1; \vartheta_0) & u(\vartheta_1)^2 & \dots & u(\vartheta_1; \vartheta_m) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ u(\vartheta_m; \vartheta_0) & u(\vartheta_m; \vartheta_1) & \dots & u(\vartheta_m)^2 \end{bmatrix} \quad (6.45)$$

Die Standardmessunsicherheit $u(\hat{s}_T(\lambda))$ der interpolierten spektralen Empfindlichkeit berechnet sich dann zu:

$$u(\hat{s}_T(\lambda)) = \sqrt{\sum_{g=0}^m \left(\frac{\partial \hat{s}_T(\lambda)}{\partial \vartheta_g} \cdot u(\vartheta_g) \right)^2 + 2 \cdot \sum_{g=0}^{m-1} \sum_{h=1}^m \frac{\partial \hat{s}_T(\lambda)}{\partial \vartheta_g} \cdot \frac{\partial \hat{s}_T(\lambda)}{\partial \vartheta_h} \cdot u(\vartheta_g, \vartheta_h)} \quad (6.46)$$

Modellauswahl und Konsistenzprüfung

Mithilfe der Interpolationsparameter kann die spektrale Empfindlichkeit mithilfe der Gruppe der Polynomfunktionen spektral interpoliert werden. Nun gilt es, eine konkrete Funktion - also hier: einen konkreten Polynomgrad m - auszuwählen.

Nach der eingangs erwähnten physikalischen Randbedingung sollte das Modell berücksichtigen, dass der spektrale Verlauf der spektralen Empfindlichkeit stetig und möglichst flach ist. Angewendet auf die Gruppe der Polynomfunktionen bedeutet dies, dass der Polynomgrad m möglichst gering sein sollte. Ein höherer Polynomgrad würde zwar ein perfektes Fit-Ergebnis des Least-Square-Fits ermöglichen - also alle bestehenden Kalibrierwerte perfekt ohne Residuen berücksichtigen - dabei allerdings die Randbedingung nicht einhalten.

Gleichzeitig darf der Polynomgrad m nicht beliebig klein sein. Dafür werden folgende Konsistenzbedingungen aufgestellt:

- Das gewählte Interpolationsmodell muss bei allen Kalibrierstützwellenlängen innerhalb des jeweiligen Bereichs der Standardmessunsicherheit liegen.
- Als gängiges Kriterium zur Konsistenzprüfung mathematischer Modelle dient wie in den Richtlinien zur Auswertung von Key Comparisons empfohlen ein χ^2 -Test [CCPR, 2019; Weise und Wöger, 1999, S. 204]. Dabei wird der im jeweiligen Interpolationsmodell berechnete Wert χ^2 , welcher nach Gleichung 6.23 die gewichtete Summe der Residuenquadrate darstellt, mit dem kritischen Wert $\chi_{0,05}^2$ der χ^2 -Verteilung auf dem Signifikanzniveau von 5 % für den vorliegenden Freiheitsgrad ν verglichen. Das gewählte Modell gilt als vertrauenswürdig für $\chi^2 \leq \chi_{0,05}^2$. Der Freiheitsgrad ν berechnet sich zu $\nu = n - m - 1$, wobei $n = 8$ die Anzahl der

bestehenden Kalibrierwellenlängen und m der Polynomgrad sind. Die realisierten χ^2 -Werte und Prüfwerte $\chi_{0,05}^2$ sind in Tab. 6.5 gelistet.

Im Folgenden werden diese Überlegungen zur Auswahl des Interpolationsmodells auf die bestehenden Kalibrierwerte eines Thermosäulendetektors TS-76 angewendet. Es gilt zu beachten, dass für andere Detektoren eventuell ein anderes Polynom auszuwählen ist.

In Abb. 6.10 sind die Kalibrierdaten \hat{s}_i der beiden Primärverfahren mit den jeweiligen Standardmessunsicherheiten und ein konstantes ($m = 0$), lineares ($m = 1$), quadratisches ($m = 2$) und kubisches ($m = 3$) Interpolationsmodell mit den jeweils berechneten χ^2 -Werten dargestellt.

Offensichtlich erfüllt das konstante Interpolationsmodell weder den χ^2 -Test noch die Übereinstimmung mit dem Standardmessunsicherheitsbereich der Kalibrierdaten und scheidet als Kandidat aus. Alle anderen dargestellten Polynome erfüllen den χ^2 -Test, vergleiche Tab. 6.5, orientieren sich vor allem an den CESR-Kalibrierungen bei 3,96 μm , 9,45 μm und 10,45 μm aufgrund deren geringeren Messunsicherheiten und unterscheiden sich im Spektralbereich zwischen etwa 4 μm und 10 μm nur minimal.

Das lineare Interpolationsmodell überschätzt allerdings im Vergleich zu den Hohlraumstrahler-Kalibrierungen bei 1,55 μm und 13,95 μm die spektrale Empfindlichkeit leicht und es gibt keinen Überdeckungsbereich mit dem Standardmessunsicherheitsbereich an diesen Kalibrierwellenlängen. Daher wird auch dieses Modell als Kandidat ausgeschlossen.

Ausgewählt als zu verwendendes Interpolationsmodell wird daher das quadratische, da bei diesem für alle Kalibrierwellenlängen die spektrale Interpolation im Standardmessunsicherheitsbereich liegt. Die identifizierten Interpolationsparameter sind damit:

$$\vartheta_0 \approx 3,594 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1} \tag{6.47}$$

$$\vartheta_1 \approx -0,0049 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1} \tag{6.48}$$

$$\vartheta_2 \approx -0,0036 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-2} \tag{6.49}$$

und für die Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\vartheta}$ der Interpolationsparameter gilt nach Gleichung 6.45:

$$\underline{U}_{\vartheta} = \begin{bmatrix} 0,029 & -0,0087 & < 0,001 \\ -0,0087 & 0,0030 & < 0,001 \\ < 0,001 & < 0,001 & < 0,001 \end{bmatrix} \text{V}^2 \cdot \text{W}^{-2} \tag{6.50}$$

Tabelle 6.5: Vergleich der realisierten χ^2 -Werte und der Prüfwerte $\chi_{0,05}^2$ für die bei den unterschiedlichen Polynomgraden m vorliegenden Freiheitsgrade ν [CCPR, 2019]. Der χ^2 -Test gilt als bestanden für $\chi^2 \leq \chi_{0,05}^2$.

Polynomgrad m	Freiheitsgrad ν	Prüfwerte $\chi_{0,05}^2$	χ^2 -Werte	Test-Ergebnis
0	7	14,1	210,2	nicht bestanden
1	6	12,6	4,0	bestanden
2	5	11,1	3,2	bestanden
3	4	9,5	3,0	bestanden

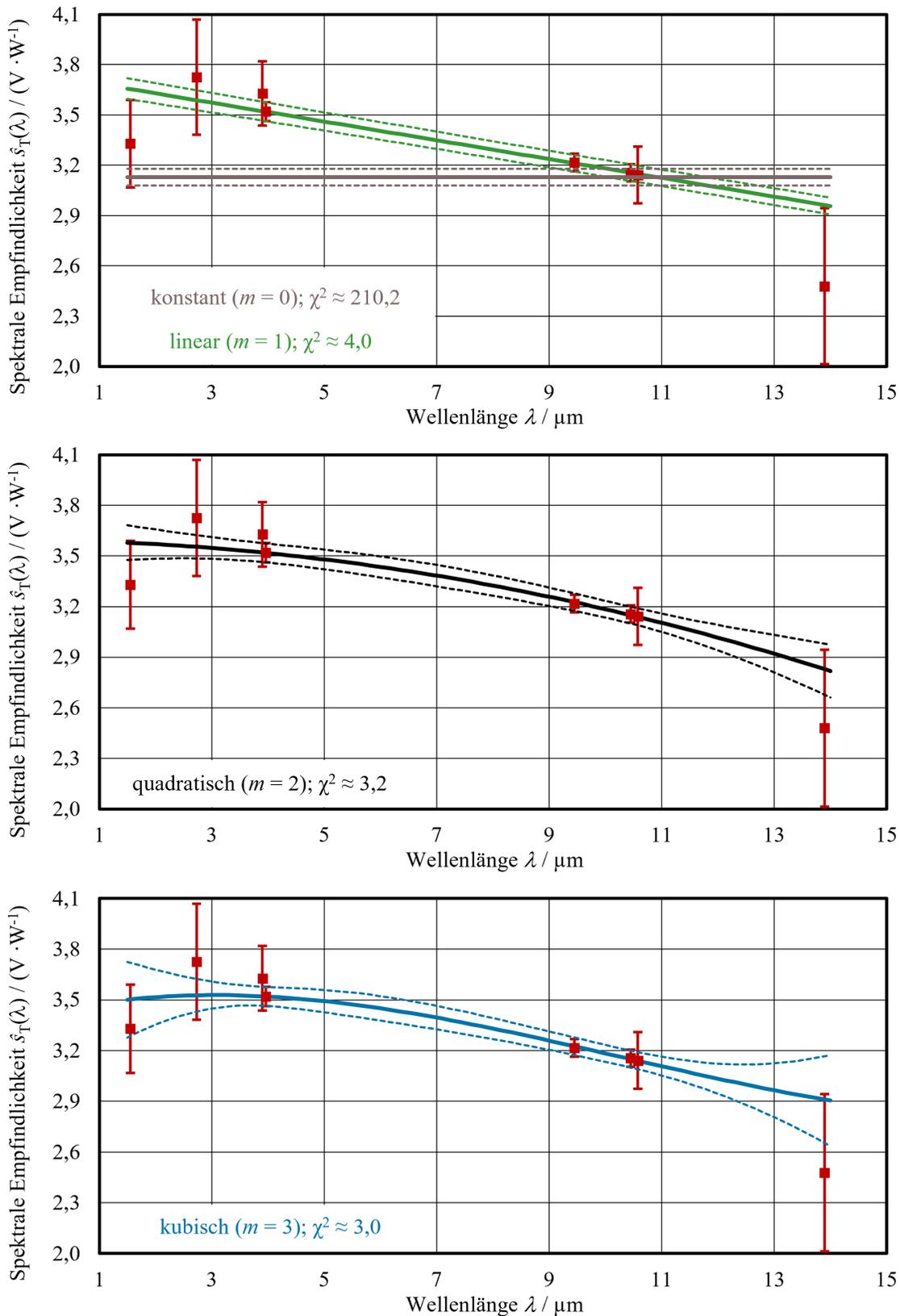


Abbildung 6.10: Spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit. Kalibrierdaten der spektralen Empfindlichkeit des Thermosäulendetektors TS-76 der beiden Primärverfahren Hohlraumstrahler und CESR mit den jeweiligen Standardmessunsicherheiten als Fehlerbalken (rot) und ein konstantes ($m = 0$, braun), lineares ($m = 1$, grün), quadratisches ($m = 2$, schwarz) und kubisches ($m = 3$, blau) mathematisches Modell zur spektralen Interpolation der spektralen Empfindlichkeit $\hat{s}_T(\lambda)$. Die gestrichelten Linien beschreiben den Bereich der Standardmessunsicherheit. Die χ^2 -Werte geben die jeweilige gewichtete Summe der Residuenquadrate nach Gleichung 6.23 an.

Bedeutung der Gewichtung mit der Kovarianzmatrix

Die Bedeutung der Gewichtung der Kalibrierdaten mit der Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\hat{s}}$, also der Berücksichtigung der unterschiedlichen Messunsicherheiten der Messdaten vom Hohlraumstrahler und CESR, sowie der Korrelationen zwischen diesen Kalibrierergebnissen, wird in Abb. 6.11 ersichtlich:

- Werden bei der Gewichtung nach Gleichung 6.23 zwar die Messunsicherheiten der Messdaten vom Hohlraumstrahler und CESR auf der Hauptdiagonalen der Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\hat{s}}$ berücksichtigt, allerdings die bestehenden Korrelationen zwischen diesen Kalibrierergebnissen vernachlässigt, würde ein solches quadratisches Interpolationsmodell (grau in Abb. 6.11) die spektrale Empfindlichkeit bei den Wellenlängen 1,55 μm und 13,95 μm im Vergleich zum gewählten, quadratischen Interpolationsmodell, welches die Korrelationen berücksichtigt, unterschätzen.
- Wird gar keine Gewichtung vorgenommen und stattdessen Gleichung 6.22 zur Berechnung der zu minimierenden Residuenquadratsumme angewendet (hellblau in Abb. 6.11), würde dies bei 14 μm zu einer noch deutlicheren Abweichung zum gewählten Interpolationsmodell führen. Außerdem würde die spektrale Empfindlichkeit im für die Weitergabe am Detektorvergleichsmessplatz besonders relevanten Spektralbereich zwischen ca. 4 μm und 8,5 μm überschätzt und dabei außerhalb des Standardmessunsicherheitsbereichs des gewählten Interpolationsmodells (schwarz gestrichelt in Abb. 6.11) liegen.

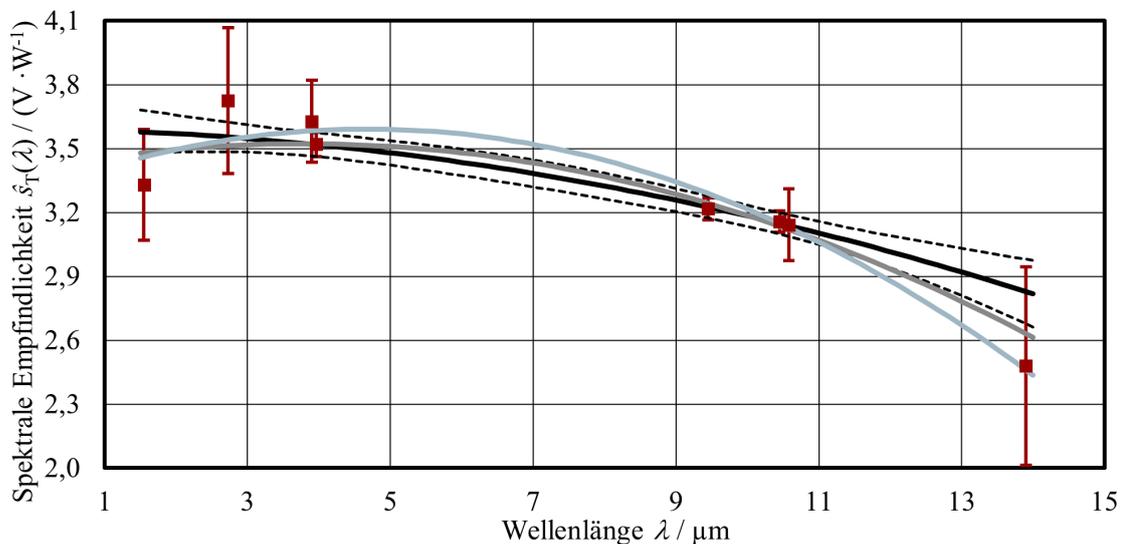


Abbildung 6.11: Einfluss der Gewichtung der Kalibrierdaten mit der Kovarianzmatrix $\underline{U}_{\hat{s}}$ auf die spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit.

Dargestellt ist das ausgewählte, quadratische ($m = 2$) Interpolationsmodell, identisch zu Abb. 6.10, wobei die zu minimierende Residuenquadratsumme nach Gleichung 6.23 mit der Kovarianzmatrix gewichtet wurde (schwarz). Im Vergleich dazu ist auch das quadratische Interpolationsmodell dargestellt, das bei der Gewichtung zwar die Messunsicherheiten in der Kovarianzmatrix, aber nicht die Korrelationen, berücksichtigt (grau), sowie ein solches, welches die zu minimierende Residuenquadratsumme gar nicht gewichtet und stattdessen Gleichung 6.22 nutzt (hellblau). Die jeweiligen Unsicherheitsbereiche dieser Interpolationsmodelle sind zur besseren Übersichtlichkeit nicht dargestellt. Zu sehen sind außerdem die Kalibrierdaten der spektralen Empfindlichkeit des Thermosäulendetektors TS-76 der beiden Primärverfahren Hohlraumstrahler und CESR mit den jeweiligen Standardmessunsicherheiten als Fehlerbalken (rot).

6.3 Kalibrierung eines großflächigen Prüflingsdetektors

Der Detektorvergleichsmessplatz dient der Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von den kalibrierten TransfERNormalen an Prüflingsdetektoren. In diesem Abschnitt werden das dafür nötige Messverfahren für Prüflingsdetektoren mit einer empfindlichen Fläche ähnlicher Größe wie die der thermischen Transferdetektoren und eine exemplarische Kalibrierung eines Detektors mit bekannter spektraler Empfindlichkeit zur Validierung des Messplatzes und -verfahrens beschrieben.

6.3.1 Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit

Aufgrund der ausreichend großen Empfängerflächen können die Aperturen weitgehend unterstrahlt und so eine Kalibrierung bezüglich Leistungsempfindlichkeit realisiert werden. Die spektrale Empfindlichkeit $s_P(\lambda_0)$ des Prüflingdetektors (P) bei der Kalibrierwellenlänge λ_0 berechnet zu:

$$s_P(\lambda_0) = \hat{s}_T(\lambda_0) \cdot K_{\text{ges}}(\lambda_0) \cdot \frac{F_T}{F_P} \cdot \bar{V}(\lambda_0) \quad (6.51)$$

Hierbei sind:

- $\hat{s}_T(\lambda_0)$: die spektrale Empfindlichkeit des TransfERNormalen (T) bei der Kalibrierwellenlänge λ_0 unter Verwendung der spektralen Interpolation nach Abschnitt 6.2.
- $K_{\text{ges}}(\lambda_0)$: der Gesamt-Korrekturfaktor, beschrieben in Abschnitt 6.3.2.
- F_T und F_P : die Verstärkungsfaktoren beschreiben das Verhältnis zwischen dem von der Ausleseelektronik angezeigten Messsignal und dem eigentlichen Detektorsignal, welches die spektrale Empfindlichkeit des Detektors unabhängig von der verwendeten Ausleseelektronik beschreibt; es gilt mit $i = T; P$:
 - Für Thermosäulendetektoren wird im Rahmen dieser Arbeit ein Spannungsverstärker mit nominellem Verstärkungsfaktor $F_i = 1000$ verwendet, siehe Abschnitt 5.1.1.
 - Die Bestimmung des Verstärkungsfaktors F_i für die Nutzung pyroelektrischer Detektoren mit Chopperrad und Lock-In-Verstärker wird in Abschnitt 5.2.4 beschrieben.
 - Das Signal von Fotodioden-Detektoren wird oftmals mit einem Strom-Spannungs-Wandler ausgelesen und der Verstärkungsfaktor F_i ergibt sich aus dessen Rückkoppelwiderstand.
- $\bar{V}(\lambda_0)$: das mittlere Spannungsverhältnis zwischen Transfer- und Prüflingsdetektor über n Einzelmessungen, welches sich mit der Normierung auf das Monitorsignal zur Korrektur von Strahlungsleistungsschwankungen und der Dunkelsignalkorrektur mit einem linearen Modell der Dunkelsignaldrift ergibt:

$$\bar{V}(\lambda_0) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\left(U_{H,P,i} - \frac{1}{2}U_{D,v,P,i} - \frac{1}{2}U_{D,n,P,i} \right) \cdot \left(U_{H,M-T,i} - \frac{1}{2}U_{D,v,M-T,i} - \frac{1}{2}U_{D,n,M-T,i} \right)}{\left(U_{H,T,i} - \frac{1}{2}U_{D,v,T,i} - \frac{1}{2}U_{D,n,T,i} \right) \cdot \left(U_{H,M-P,i} - \frac{1}{2}U_{D,v,M-P,i} - \frac{1}{2}U_{D,n,M-P,i} \right)} \quad (6.52)$$

Dabei werden folgende Signale des Prüflingsdetektors (P), Transferdetektors (T) und des Monitordetektors (M) verwendet, wobei das zugehörige Monitordetektorsignal immer zeitgleich mit dem Prüflings- bzw. Transferdetektorsignal ausgelesen wird:

- $U_{D,v,T}$ und $U_{D,v,M-T}$: Dunkelsignale von Transfer- und Monitordetektor vor Hellmessung
- $U_{H,T}$ und $U_{H,M-T}$: Hellsignale von Transfer- und Monitordetektor
- $U_{D,n,T}$ und $U_{D,n,M-T}$: Dunkelsignale von Transfer- und Monitordetektor nach Hellmessung
- $U_{D,v,P}$ und $U_{D,v,M-P}$: Dunkelsignale von Prüflings- und Monitordetektor vor Hellmessung
- $U_{H,P}$ und $U_{H,M-P}$: Hellsignale von Prüflings- und Monitordetektor
- $U_{D,n,P}$ und $U_{D,n,M-P}$: Dunkelsignale von Prüflings- und Monitordetektor nach Hellmessung

6.3.2 Korrekturfaktoren

Im Folgenden wird die Bestimmung der nötigen Korrekturfaktoren und der jeweils beigeordneten Messunsicherheit beschrieben. Der resultierende Korrekturfaktor $K_{\text{ges}}(\lambda_0)$ ist das Produkt der einzelnen Korrekturfaktoren:

$$K_{\text{ges}}(\lambda_0) = K_{\text{Apertur}} \cdot K_{\text{Pos}} \cdot K_{\lambda_{\text{diff}}}(\lambda_0) \cdot K_{\Delta\lambda}(\lambda_0) \cdot K_{\text{FS}}(\lambda_0) \cdot K_{\text{NL}} \quad (6.53)$$

Streustrahlungskorrekturfaktor K_{Apertur}

Haben Prüflings- und Transferdetektor unterschiedliche Aperturen bzw. Verteilungen der spektralen Empfindlichkeit über die empfindlichen Flächen (Inhomogenitäten), wird Streustrahlung von den Detektoren unterschiedlich bewertet, was zu einem Fehler bei der Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit $s_P(\lambda_0)$ führt. Zur Korrektur dieser Fehler dient der Streustrahlungskorrekturfaktor K_{Apertur} , welcher sich wie folgt herleitet:

Für die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit $s_P(\lambda_0)$ nach Gleichung 6.51 ist das Verhältnis von Prüflings- und Transferdetektorsignal gesucht, welches vorliegen würde, wenn es keine Streustrahlung gäbe bzw. beide Detektoren das gesamte Strahlprofil mit der Strahlungsleistung $\Phi(\lambda_0)$ erfassen würden:

$$\frac{\hat{U}_P}{\hat{U}_T} = K_{\text{Apertur}} \cdot \frac{U_P}{U_T} \quad (6.54)$$

Dabei sind U_P und U_T die tatsächlich gemessenen Detektorsignale, deren Verhältnis zu korrigieren ist. Für das Verhältnis der korrigierten Detektorsignale \hat{U}_P und \hat{U}_T gilt:

$$\frac{\hat{U}_P}{\hat{U}_T} = \frac{s_P \cdot \Phi(\lambda_0)}{s_T \cdot \Phi(\lambda_0)} = \frac{s_P}{s_T} \quad (6.55)$$

Demnach folgt für den Korrekturfaktor K_{Apertur} :

$$K_{\text{Apertur}} = \frac{s_P \cdot U_T}{s_T \cdot U_P} \quad (6.56)$$

Das Detektorsignal U_P lässt sich als Faltung aus dem Bestrahlungsstärkefeld $E(x, y)$ und der Verteilung der spektralen Empfindlichkeit $s_P(x, y)$ über die empfindliche Fläche A_P beschreiben:

$$U_P = \int_{A_P} s_P(x, y) \cdot E(x, y) \, dx \, dy \quad (6.57)$$

Wird die spektrale Empfindlichkeit $s_P(x, y)$ als Produkt aus der mittleren spektralen Empfindlichkeit s_P und der relativen Verteilung $s_{P,rel}(x, y)$ über die empfindliche Fläche dargestellt, und das Bestrahlungsstärkefeld $E(x, y)$ analog mit der mittleren Bestrahlungsstärke E und der relativen Bestrahlungsstärke $E_{rel}(x, y)$ beschrieben, folgt:

$$U_P = s_P \cdot E \cdot \int_{A_P} s_{P,rel}(x, y) \cdot E_{rel}(x, y) \, dx \, dy \quad (6.58)$$

Und analog gilt für das Transferdetektorsignal:

$$U_T = s_T \cdot E \cdot \int_{A_T} s_{T,rel}(x, y) \cdot E_{rel}(x, y) \, dx \, dy \quad (6.59)$$

Damit lässt sich der Korrekturfaktor $K_{Apertur}$ wie folgt berechnen:

$$K_{Apertur} = \frac{\int_{A_T} s_{T,rel}(x, y) \cdot E_{rel}(x, y) \, dx \, dy}{\int_{A_P} s_{P,rel}(x, y) \cdot E_{rel}(x, y) \, dx \, dy} \quad (6.60)$$

Die Faltung aus relativer spektraler Empfindlichkeit und relativem Bestrahlungsstärkefeld wird numerisch ausgeführt²⁰ und dabei das in Abschnitt 6.1.6 entwickelte mathematische Modell des Strahlprofils zur Beschreibung des relativen Bestrahlungsstärkefelds verwendet. Für das Ergebnis dieser zweidimensionalen numerischen Rechnung gilt näherungsweise für einen Detektor mit einer kreisförmigen Apertur A mit dem Durchmesser d , welche an der Position (x_0, y_0) zentrisch im Strahlprofil positioniert ist:

$$\Psi(x_0, y_0, d) \approx \int_A s_{rel}(x, y) \cdot E_{rel}(x, y) \, dx \, dy \quad (6.61)$$

Für den Korrekturfaktor $K_{Apertur}$ gilt damit:

$$K_{Apertur} = \frac{\Psi(x_0, y_0, d_T)}{\Psi(x_0, y_0, d_P)} = 1 - \frac{\Psi(x_0, y_0, d_P) - \Psi(x_0, y_0, d_T)}{\Psi(x_0, y_0, d_P)} \quad (6.62)$$

Die Standardmessunsicherheit des Korrekturfaktors $K_{Apertur}$ wird für kleine Korrekturen abgeschätzt als die Hälfte des Korrekturwerts:

$$u(K_{Apertur}) = \left| \frac{1}{2} \frac{\Psi(x_0, y_0, d_P) - \Psi(x_0, y_0, d_T)}{\Psi(x_0, y_0, d_P)} \right| \quad (6.63)$$

Haben Prüflings- und Transferdetektor eine Apertur mit bekannten und gleichen nominellen Maßen, sowie gleicher Verteilung der spektralen Empfindlichkeit über diese Apertur, gilt für den Streustrahlungskorrekturfaktor $K_{Apertur} = 1$ und die Messunsicherheit $u(K_{Apertur})$ wird als vernachlässigbar angesehen.

²⁰Die numerische Lösung wurde, wie in Abschnitt A.4 dargestellt, mithilfe eines analytischen Modells verifiziert.

Detektorpositionskorrekturfaktor K_{Pos}

Die Standardmessunsicherheit des in Abschnitt 6.1.6 beschriebenen Vorgehens zur Identifikation der horizontalen und vertikalen Detektor-Sollposition (x_0, y_0) wird basierend auf den auftretenden Abweichungen bei mehrmalig durchgeführter Detektorpositionsfindung in beiden Raumrichtungen senkrecht zur Strahlrichtung mit $u(x_0) = u(y_0) = 0,25 \text{ mm}$ abgeschätzt.²¹ Diese Messunsicherheit in der Positionierung des Transfernormals bzw. Prüflingsdetektors im Strahlprofil führt zu einer Messunsicherheit bei der Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit $s_P(\lambda_0)$.

Da nicht bekannt ist, welcher der Detektoren fehlerhaft positioniert war, wird bei vergleichbar großen Aperturen für den Korrekturfaktor $K_{\text{Pos}} = 1$ angenommen. Die Messunsicherheit $u(K_{\text{Pos}})$ wird bestimmt, indem die partielle Ableitung mithilfe der zweidimensionalen, numerischen Faltung aus relativer spektraler Empfindlichkeit und Strahlprofil, vergleiche Gleichung 6.61, berechnet wird:

$$u(K_{\text{Pos}}) = \left| \frac{\Psi(x_0 + u(x_0), y_0 + u(y_0), d) - \Psi(x_0, y_0, d)}{\Psi(x_0, y_0, d)} \right| \quad (6.64)$$

Die Unsicherheit $u(K_{\text{Pos}})$ ist größer, je kleiner die Detektorapertur ist und wird daher mit dem Detektor mit der kleineren Apertur berechnet: $d = \text{MIN}(d_T; d_P)$.

Wellenlängenkorrekturfaktor $K_{\lambda_{\text{diff}}}$

Insbesondere bei der Verwendung von Detektoren mit wellenlängenabhängiger spektraler Empfindlichkeit $s(\lambda)$ muss die Wellenlängenunsicherheit $u(\lambda_0)$ der verwendeten Strahlungsquelle berücksichtigt werden. Es gilt:

- Die Wellenlängenunsicherheit des Monochromators wird für alle Wellenlängen mit $u(\lambda_{\text{Mon}}) = 10 \text{ nm}$ vorsichtig als das etwa Dreifache der identifizierten Wellenlängenabweichung nach erfolgter Monochromatorkalibrierung abgeschätzt, siehe Abschnitt 6.1.4.
- Die QCL-Wellenlängenunsicherheit wird vom Hersteller mit 10 nm angegeben. Diese Spezifikation wurde für das QCL-Modul mit der Zentralwellenlänge von $3,96 \mu\text{m}$ durch Nutzung der durchstimmbaren Laserstrahlung zur Messung des bekannten Transmissionsgrads eines Bandpassfilters verifiziert. Auf dieser Grundlage wird die Wellenlängenunsicherheit vorsichtig mit $u(\lambda_{\text{QCL}}) = 20 \text{ nm}$ abgeschätzt.
- Funktionsbedingt ist die Wellenlänge des CO_2 -Lasers auf einzelne Linien im Spektralbereich von ca. $10,2 \mu\text{m}$ bis $10,7 \mu\text{m}$ festgelegt. Die Kalibrierung wird der Wellenlänge $\lambda_0 = 10,45 \mu\text{m}$ zugeordnet, und aufgrund der ungenauen Temperaturregelung des CO_2 -Lasers wird die Wellenlängenunsicherheit mit $u(\lambda_{\text{CO}_2}) = 250 \text{ nm}$ abgeschätzt.

Die Messung der jeweils vorliegenden Wellenlängenabweichung ist am Detektorvergleichsmessplatz nicht möglich. Daher gilt:

$$K_{\lambda_{\text{diff}}}(\lambda_0) = 1 \quad (6.65)$$

²¹Die Positionierungsunsicherheit der automatisierten Verfahrtsche ist in Relation dazu vernachlässigbar gering, vergleiche Abschnitt 6.4.2.

Diesem Korrekturfaktor wird aufgrund der Wellenlängenunsicherheit $u(\lambda_0)$ eine Messunsicherheit $u(K_{\lambda_{\text{diff}}}(\lambda_0))$ zugewiesen, die sich durch Linearisierung der spektralen Empfindlichkeit $s_T(\lambda)$ um die betrachtete Wellenlänge λ_0 ergibt:

$$u(K_{\lambda_{\text{diff,T}}}(\lambda_0)) = \left| \frac{s_T(\lambda_0 + u(\lambda_0)) - s_T(\lambda_0)}{s_T(\lambda_0)} \right| \quad (6.66)$$

$$u(K_{\lambda_{\text{diff,T}}}(\lambda_0)) = \left| \frac{s_T(\lambda_0) + \frac{\partial s_T(\lambda_0)}{\partial \lambda} \cdot u(\lambda_0) - s_T(\lambda_0)}{s_T(\lambda_0)} \right| = \left| \frac{1}{s_T(\lambda_0)} \cdot \frac{\partial s_T(\lambda_0)}{\partial \lambda} \cdot u(\lambda_0) \right| \quad (6.67)$$

Analog folgt für den Prüflingsdetektor:

$$u(K_{\lambda_{\text{diff,P}}}(\lambda_0)) = \left| \frac{1}{s_P(\lambda_0)} \frac{\partial s_P(\lambda_0)}{\partial \lambda} \cdot u(\lambda_0) \right| \quad (6.68)$$

Dem Korrekturfaktor $K_{\lambda_{\text{diff}}} = 1$ wird für Transfernromal und Prüflingsdetektor zusammen die folgende Standardmessunsicherheit zugewiesen:

$$u(K_{\lambda_{\text{diff}}}(\lambda_0)) = \sqrt{(u(K_{\lambda_{\text{diff,T}}}(\lambda_0)))^2 + (u(K_{\lambda_{\text{diff,P}}}(\lambda_0)))^2} \quad (6.69)$$

Die Ableitungen $\frac{\partial s_P(\lambda_0)}{\partial \lambda}$ und $\frac{\partial s_T(\lambda_0)}{\partial \lambda}$ können näherungsweise aus den Messdaten durch Bestimmung des beidseitigen Differenzenquotienten ermittelt werden:

$$\frac{\partial s(\lambda_0)}{\partial \lambda} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{s(\lambda_1) - s(\lambda_0)}{\lambda_1 - \lambda_0} + \frac{s(\lambda_0) - s(\lambda_{-1})}{\lambda_0 - \lambda_{-1}} \right) \quad (6.70)$$

Für Wellenlängen λ_0 , bei denen keine kürzere Messwellenlänge λ_{-1} oder längere Messwellenlänge λ_1 vorliegt, wird der einseitige Differenzenquotient gebildet:

$$\frac{\partial s(\lambda_0)}{\partial \lambda} \approx \frac{s(\lambda_1) - s(\lambda_0)}{\lambda_1 - \lambda_0} \quad (6.71)$$

$$\frac{\partial s(\lambda_0)}{\partial \lambda} \approx \frac{s(\lambda_0) - s(\lambda_{-1})}{\lambda_0 - \lambda_{-1}} \quad (6.72)$$

Spektraler Bandbreitenkorrekturfaktor $K_{\Delta\lambda}(\lambda_0)$

Die spektrale Bandbreite der Laserstrahlung wird als vernachlässigbar gering angesehen, somit gilt: $K_{\Delta\lambda}(\lambda_0) = 1$ mit $u(K_{\Delta\lambda}(\lambda_0)) = 0$.

Bei der Verwendung monochromatisierter Strahlung muss allerdings der Einfluss der spektralen Bandbreite $\Delta\lambda$, vergleiche Tab. 6.1, berücksichtigt und korrigiert werden. Die Herleitung der Korrekturfaktoren $K_{\Delta\lambda,P}(\lambda_0)$ bzw. $K_{\Delta\lambda,T}(\lambda_0)$ für den am Detektorvergleichsmessplatz vorliegenden Fall findet sich in Abschnitt A.2 und ergibt:

$$K_{\Delta\lambda,P}(\lambda_0) = 1 - \left(\frac{1}{24} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{24} \right) \frac{\partial^2 U_P(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \frac{\Delta \lambda^2}{U_P(\lambda_0)} \quad (6.73)$$

$$K_{\Delta\lambda,T}(\lambda_0) = 1 + \left(\frac{1}{24} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{24} \right) \frac{\partial^2 U_T(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \frac{\Delta \lambda^2}{U_T(\lambda_0)} \quad (6.74)$$

Dabei sind $U_P(\lambda)$ und $U_T(\lambda)$ die jeweiligen dunkelsignalkorrigierten Messsignale von Prüflings- und Transferdetektor und Δx_{in} bzw. Δx_{out} die Breite des Monochromatorein- bzw. -austritts.

Der Korrekturfaktor $K_{\Delta\lambda}(\lambda_0)$ für Transfernormal und Prüflingsdetektor zusammen ergibt sich unter Annahme kleiner Korrekturen zu:

$$K_{\Delta\lambda}(\lambda_0) = K_{\Delta\lambda,P}(\lambda_0) \cdot K_{\Delta\lambda,T}(\lambda_0) \quad (6.75)$$

$$K_{\Delta\lambda}(\lambda_0) \approx 1 + \left(\frac{1}{24} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{24} \right) \left(\frac{\partial^2 U_T(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \frac{\Delta \lambda^2}{U_T(\lambda_0)} - \frac{\partial^2 U_P(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \frac{\Delta \lambda^2}{U_P(\lambda_0)} \right) \quad (6.76)$$

Die Standardmessunsicherheit wird für kleine Korrekturen als die halbe Korrektur abgeschätzt:

$$u(K_{\Delta\lambda}(\lambda_0)) = \left| \left(\frac{1}{48} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{48} \right) \left(\frac{\partial^2 U_T(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \frac{\Delta \lambda^2}{U_T(\lambda_0)} - \frac{\partial^2 U_P(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \frac{\Delta \lambda^2}{U_P(\lambda_0)} \right) \right| \quad (6.77)$$

Die Ableitungen $\frac{\partial^2 U_P(\lambda_0)}{\partial \lambda^2}$ bzw. $\frac{\partial^2 U_T(\lambda_0)}{\partial \lambda^2}$ können numerisch aus den Messdaten durch Bestimmung des beidseitigen Differenzenquotienten näherungsweise ermittelt werden:

$$\frac{\partial^2 U(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{U(\lambda_1) - U(\lambda_0)}{(\lambda_1 - \lambda_0)^2} + \frac{U(\lambda_{-1}) - U(\lambda_0)}{(\lambda_0 - \lambda_{-1})^2} + \frac{U(\lambda_{-1}) - 2U(\lambda_0) + U(\lambda_1)}{(\lambda_1 - \lambda_0)(\lambda_0 - \lambda_{-1})} \right) \quad (6.78)$$

Für Wellenlängen λ_0 , bei denen keine kürzere Messwellenlänge λ_{-1} bzw. längere Messwellenlänge λ_1 vorliegt, wird die 2. Ableitung linear aus den Ergebnissen der beiden nächstgelegenen Wellenlängen extrapoliert:

$$\frac{\partial^2 U(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \approx \left(\frac{\partial^2 U(\lambda_2)}{\partial \lambda^2} - \frac{\partial^2 U(\lambda_1)}{\partial \lambda^2} \right) \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} + \frac{\partial^2 U(\lambda_1)}{\partial \lambda^2} \quad (6.79)$$

Spektraler Falschstrahlungskorrekturfaktor $K_{\text{FS}}(\lambda_0)$

Insbesondere bei der Verwendung von Detektoren mit unterschiedlichen spektralen Verläufen der spektralen Empfindlichkeit $s(\lambda)$ muss der Einfluss spektraler Falschstrahlung berücksichtigt und korrigiert werden. Die spektrale Falschstrahlung der Laser wird dabei als vernachlässigbar gering betrachtet und es gilt: $K_{\text{FS}}(\lambda_0) = 1$ mit $u(K_{\text{FS}}(\lambda_0)) = 0$.

Die spektrale Falschstrahlung der monochromatisierten Strahlung ist allerdings zu berücksichtigen und wurde in Abschnitt 6.1.5 quantifiziert. Da es sich dort um eine Abschätzung der maximal möglichen spektralen Falschstrahlung handelt, wird für die Bestimmung der zugehörigen Korrekturfaktoren $K_{\text{FS},T}(\lambda_0)$ bzw. $K_{\text{FS},P}(\lambda_0)$ die Hälfte des ermittelten Anteils R_{FS} spektraler Falschstrahlung angenommen und anschließend den Korrekturfaktoren eine Messunsicherheit in Höhe der Korrektur selbst zugeordnet. Die Messungen des Anteils R_{FS} spektraler Falschstrahlung fanden an ausgewählten Wellenlängen, vergleiche Abb 6.5, statt und werden mittels einer Ausgleichsfunktion abschnittsweise linear interpoliert, um $R_{\text{FS}}(\lambda_0)$ an beliebigen Wellenlängen zu bestimmen.

Der Verlauf der spektralen Empfindlichkeiten der Detektoren wird als lineare Funktion vereinfacht modelliert:²²

$$s_T(\lambda) \approx m_T \lambda + n_T \qquad s_P(\lambda) \approx m_P \lambda + n_P \quad (6.80)$$

²²Je nach verwendetem Detektortyp, z. B. Detektor mit Eintrittsfenster, welches in einem bestimmten Spektralbereich nahezu keine Strahlung transmittiert, ist dieses Modell anzupassen.

Unter der Verwendung dieses linearen Modells und der Annahme einer spektralen Gleichverteilung der spektralen Falschstrahlung im Spektralbereich $[0; \lambda_0]$, genügen zur weiteren Rechnung die mittleren spektralen Empfindlichkeiten der Detektoren:

$$\bar{s}_T(0 \mu\text{m} \leq \lambda \leq \lambda_0) = \bar{s}_T(\lambda_0) = \frac{1}{2}m_T\lambda_0 + n_T \quad (6.81)$$

$$\bar{s}_P(0 \mu\text{m} \leq \lambda \leq \lambda_0) = \bar{s}_P(\lambda_0) = \frac{1}{2}m_P\lambda_0 + n_P \quad (6.82)$$

Das gemessene Prüflingsdetektorsignal $U_P(\lambda_0)$ resultiert aus der gewünschten Strahlungsleistung bei der Messwellenlänge λ_0 und der spektralen Falschstrahlung:

$$U_P(\lambda_0) = s_P(\lambda_0) \cdot \tau_{\text{mess}}\Phi_{\text{mess}} + \bar{s}_P(\lambda_0) \cdot \frac{1}{2}R_{\text{FS}}(\lambda_0) \cdot \tau_{\text{mess}}\Phi_{\text{mess}} \quad (6.83)$$

Der um spektrale Falschstrahlung korrigierte und gesuchte Wert $\hat{U}_P(\lambda_0)$ ist:

$$\hat{U}_P(\lambda_0) = s_P(\lambda_0) \cdot \tau_{\text{mess}}\Phi_{\text{mess}} \quad (6.84)$$

Damit ergibt sich der Korrekturfaktor $K_{\text{FS},P}(\lambda_0)$ für das Prüflingsdetektorsignal:

$$K_{\text{FS},P}(\lambda_0) = \frac{s_P(\lambda_0) \tau_{\text{mess}}\Phi_{\text{mess}}}{s_P(\lambda_0) \tau_{\text{mess}}\Phi_{\text{mess}} + \bar{s}_P(\lambda_0) \frac{1}{2}R_{\text{FS}}(\lambda_0) \tau_{\text{mess}}\Phi_{\text{mess}}} = \frac{1}{1 + \frac{\bar{s}_P(\lambda_0)}{s_P(\lambda_0)} \frac{1}{2}R_{\text{FS}}(\lambda_0)} \quad (6.85)$$

Analog zu Gleichung A.60 lässt sich dies bei kleinen Korrekturen abschätzen zu:

$$K_{\text{FS},P}(\lambda_0) = 1 - \frac{\bar{s}_P(\lambda_0)}{s_P(\lambda_0)} \frac{1}{2}R_{\text{FS}}(\lambda_0) \quad (6.86)$$

Es wird eine Messunsicherheit in Höhe der Korrektur zugeordnet, wobei diese von der Rechteckverteilung in die Normalverteilung überführt wird [JCGM, 2010]:

$$u(K_{\text{FS},P}(\lambda_0)) = \frac{\bar{s}_P(\lambda_0)}{s_P(\lambda_0)} \frac{1}{2\sqrt{3}} R_{\text{FS}}(\lambda_0) \quad (6.87)$$

Analog wird der Korrekturfaktor $K_{\text{FS},T}(\lambda_0)$ für das Transferdetektorsignal bestimmt, wobei zu beachten ist, dass $U_T(\lambda_0)$ in Gleichung 6.51 im Nenner steht und daher das Reziproke gebildet werden muss:

$$K_{\text{FS},T}(\lambda_0) = \frac{s_T(\lambda_0) + \bar{s}_T(\lambda_0) \cdot \frac{1}{2}R_{\text{FS}}(\lambda_0)}{s_T(\lambda_0)} = 1 + \frac{\bar{s}_T(\lambda_0)}{s_T(\lambda_0)} \frac{1}{2}R_{\text{FS}}(\lambda_0) \quad (6.88)$$

mit der zugeordneten Messunsicherheit in Höhe der Korrektur:

$$u(K_{\text{FS},T}(\lambda_0)) = \frac{\bar{s}_T(\lambda_0)}{s_T(\lambda_0)} \frac{1}{2\sqrt{3}} R_{\text{FS}}(\lambda_0) \quad (6.89)$$

Der Korrekturfaktor $K_{\text{FS}}(\lambda_0)$ aufgrund spektraler Falschstrahlung für Transfernormal und Prüflingsdetektor zusammen ergibt sich unter Annahme kleiner Korrekturen zu:

$$K_{\text{FS}}(\lambda_0) = 1 + \frac{1}{2}R_{\text{FS}}(\lambda_0) \left(\frac{\bar{s}_T(\lambda_0)}{s_T(\lambda_0)} - \frac{\bar{s}_P(\lambda_0)}{s_P(\lambda_0)} \right) \quad (6.90)$$

Und für die beigeordnete Messunsicherheit gilt:

$$u(K_{FS}(\lambda_0)) = \sqrt{(u(K_{FS,P}(\lambda_0)))^2 + (u(K_{FS,T}(\lambda_0)))^2} \quad (6.91)$$

Nichtlinearitätskorrekturfaktor K_{NL}

Je nach verwendetem Transfornormal kann eine Korrektur K_{NL} bezüglich der Nichtlinearität mit einer beigeordneten Messunsicherheit $u(K_{NL})$ verwendet werden. Für die Transferdetektoren TS-76 und LIE-651 ist im verwendeten Strahlungsleistungsbereich von ca. 0,5 μ W bis ca. 50 μ W im Rahmen der Messunsicherheit keine Nichtlinearität bekannt, daher folgt $K_{NL} = 1$ und die Messunsicherheit wird mit $u(K_{NL}) = 0,005$ abgeschätzt [Müller et al., 1999]. Die bei der Kalibrierung vorliegende Strahlungsleistung wird im Kalibrierschein angegeben.

6.3.3 Bestimmung des Messunsicherheitsbudgets

Die resultierende Gesamtmessunsicherheit $u_c(s_P(\lambda_0))$ kann unter Annahme vernachlässigbarer Korrelationen zwischen den Eingangsgrößen für die n Eingangsgrößen X_i mit den jeweiligen Schätzwerten x_i der Modellgleichung $s_P(x_1, x_2, \dots, x_n)$ nach Gleichung 6.51 bestimmt werden [JCGM, 2010]:

$$u_c(s_P(\lambda_0)) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial s_P}{\partial x_i} \cdot u(x_i) \right)^2} \quad (6.92)$$

Es ergeben sich die partiellen Ableitungen $\frac{\partial s_P}{\partial x_i}$ wie folgt:

$$\frac{\partial s_P}{\partial \hat{s}_T} = \frac{s_P}{\hat{s}_T} \quad (6.93)$$

$$\frac{\partial s_P}{\partial K_{ges}} = \frac{s_P}{K_{ges}} \quad (6.94)$$

$$\frac{\partial s_P}{\partial \bar{V}} = \frac{s_P}{\bar{V}} \quad (6.95)$$

$$\frac{\partial s_P}{\partial F_T} = \frac{s_P}{F_T} \quad (6.96)$$

$$\frac{\partial s_P}{\partial F_P} = -\frac{s_P}{F_P} \quad (6.97)$$

Dabei gilt für die Messunsicherheiten $u(x_i)$ der Eingangsgrößen:

- Die Messunsicherheit $u(\hat{s}_T(\lambda_0))$ ergibt sich aus der spektralen Interpolation der spektralen Empfindlichkeit nach Abschnitt 6.2.
- Die Messunsicherheit $u(K_{ges}(\lambda_0))$ des Korrekturfaktors ergibt sich zu:

$$u(K_{ges}(\lambda_0)) = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial K_{ges}(\lambda_0)}{\partial K_i(\lambda_0)} \cdot u(K_i) \right)^2} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{K_{ges}(\lambda_0)}{K_i(\lambda_0)} \cdot u(K_i) \right)^2} \quad (6.98)$$

- Die Messunsicherheit $u(\bar{V}(\lambda_0))$ berechnet sich wie folgt [JCGM, 2010]:²³

$$u(\bar{V}(\lambda_0)) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \frac{\sum_{i=1}^n (V_i - \bar{V})^2}{n}} \quad (6.99)$$

- Die Messunsicherheiten $u(F_T)$ und $u(F_P)$ der Verstärkungsfaktoren bzw. Rückkoppelwiderstände sind aus dem entsprechenden Kalibrierscheinen zu entnehmen.

6.3.4 Kalibrierergebnisse

Zur Validierung des Detektorvergleichsmessplatzes und des hier beschriebenen Messverfahrens wurde ein Thermosäulendetektor TS-76 (hier Prüflingsdetektor, P) gegen einen anderen Thermosäulendetektor TS-76 kalibriert. Der letztgenannte Thermosäulendetektor TS-76 dient hier als Transfornormal (T) unter Verwendung der wie in Abschnitt 6.2 erläuterten spektralen Interpolation der spektralen Empfindlichkeit $\hat{s}_T(\lambda_0)$. Die am Detektorvergleichsmessplatz für den Prüflingsdetektor ermittelte spektrale Empfindlichkeit wird mit den für diesen Detektor ebenfalls vorliegenden Kalibrierergebnissen der Primärverfahren am Hohlraumstrahler und CESR verglichen.

Die Kalibrierung erfolgte mit dem CO₂-Laser bei $\lambda_0 = 10,45 \mu\text{m}$ und unter Verwendung monochromatisierter Strahlung des thermischen Strahlers 6363IR im Spektralbereich von $1,5 \mu\text{m}$ bis $8,5 \mu\text{m}$. Je Kalibrierwellenlänge λ_0 fanden $n = 20$ (Laserstrahlung) bzw. $n = 6$ (monochromatisierte Strahlung) Wiederholungen statt. Die Kalibrierergebnisse sind in Abb. 6.12 dargestellt, wobei die mithilfe der Primärmessverfahren bestimmte spektrale Empfindlichkeit zur besseren Vergleichbarkeit, wie in Abschnitt 6.2.1 erläutert, bzgl. des am Detektorvergleichsmessplatz vorliegenden Strahlprofils korrigiert wurde.

Das Messunsicherheitsbudget für die Kalibrierung unter Verwendung des CO₂-Lasers und für die Kalibrierung unter Verwendung monochromatisierter Strahlung exemplarisch für die Wellenlängen $1,8 \mu\text{m}$ und $8,0 \mu\text{m}$ ist in Tab. 6.6 gelistet.

- Die Messunsicherheitsbeträge des Korrekturfaktors K_{ges} und der Verstärkungsfaktoren F_T bzw. F_P sind über alle Kalibrierwellenlängen nahezu konstant.
- Bei Wellenlängen mit geringerer Strahlungsleistung (z. B. $8,0 \mu\text{m}$, vergleiche Abb. 6.9) steigt die statistische Messunsicherheitskomponente $u(\bar{V})$ aufgrund eines schlechteren Signal-Rausch-Verhältnisses.
- Bei der Kalibrierwellenlänge $1,8 \mu\text{m}$ liefert die erhöhte Messunsicherheit der spektralen Interpolation der spektralen Empfindlichkeit den dominierenden Unsicherheitsbeitrag.

Im Rahmen der erweiterten Messunsicherheit ($k = 2$) stimmt die Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit am Detektorvergleichsmessplatz mit den Ergebnissen der Primärmessverfahren überein.

Es scheint eine leichte systematische Überschätzung der spektralen Empfindlichkeit des Prüflingsdetektors bei der Kalibrierung am Detektorvergleichsmessplatz bei Wellenlängen

²³Hierbei wurde berücksichtigt, dass $u(\bar{V}(\lambda_0))$ durch die statistische Messunsicherheit der Spannungsmessung dominiert wird, und die Messunsicherheit der verwendeten Digitalvoltmetern im Vergleich dazu vernachlässigt werden kann.

kürzer als etwa $6\ \mu\text{m}$ vorzuliegen. Eine mögliche Ursache könnte eine unterschiedliche Degradierung der Absorberschicht der verwendeten Thermosäulendetektoren TS-76 sein: Die Detektoren haben keine Fenster, sodass die Absorberschicht direkt der Luftatmosphäre ausgesetzt ist. Durch Absorption von Wassermolekülen kann es wellenlängenabhängig zu einer Reduzierung der spektralen Empfindlichkeit kommen. Derartige Degradierungseffekte der Schwarzschrift einzelner fensterloser Thermosäulendetektoren sind prinzipiell bekannt [Zieger, 2019].

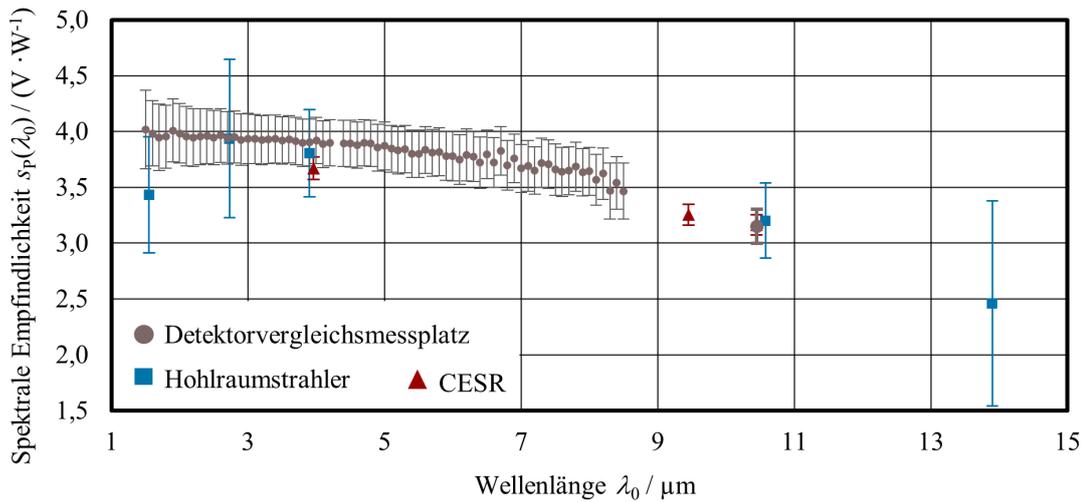


Abbildung 6.12: Spektrale Empfindlichkeit $s_P(\lambda_0)$ eines Thermosäulendetektors TS-76 kalibriert am Detektorvergleichsmessplatz mithilfe von monochromatisierter Strahlung und Laserstrahlung (braun). Des Weiteren sind die Kalibrierergebnisse desselben TS-76 von den Primärmessverfahren am Hohlraumstrahler (blau) und am CESR (rot) dargestellt. Alle Fehlerbalken stellen die erweiterte Messunsicherheit für den Erweiterungsfaktor $k = 2$ dar.

Tabelle 6.6: Liste aller Eingangsgrößen X_i , deren Schätzwerte x_i und Standardmessunsicherheiten $u(x_i)$ für die Kalibrierung eines Thermosäulendetektors TS-76 (hier Prüfingdetektor, P) gegen einen anderen TS-76 (hier Transfernormal, T) mithilfe monochromatisierter Strahlung, exemplarisch gelistet für die Kalibrierwellenlängen 1,8 μm und 8,0 μm , und für die Laserwellenlänge 10,45 μm . In der 4., 7. und 10. Spalte ist der jeweilige Beitrag zur relativen Gesamtmessunsicherheit $u_{c,rel}(sp(\lambda_0))$ nach Gleichung 6.92 angegeben.

Kalibrierwellenlänge λ_0	1,8 μm		8,0 μm		10,45 μm				
	x_i	$u(x_i)$	Beitrag	x_i	$u(x_i)$	Beitrag			
Eingangsgröße X_i									
Korrekturfaktor K_{ges}	1,000	0,013	1,2%	0,999	0,013	1,1%	1,000	0,009	0,9%
mit den Einzelfaktoren:									
$K_{Apertur}$	1	0		1	0		1	0	
K_{Pos}	1,000	0,012		1,000	0,012		1,000	0,006	
$K_{\lambda_{diff}}$	1,000	< 0,001		1,000	< 0,001		1,000	0,004	
$K_{\Delta\lambda}$	1,000	< 0,001		1,000	< 0,001		1	0	
K_{FS}	1,000	< 0,001		0,999	< 0,001		1	0	
K_{NL}	1,000	0,005		1,000	0,005		1,000	0,005	
Spektrale Empfindlichkeit $\hat{s}_T(\lambda_0)/(V \cdot W^{-1})$	3,574	0,093	2,5%	3,326	0,061	1,6%	3,112	0,045	1,4%
Gemitteltetes Signalverhältnis $V(\lambda_0)$	1,107	0,003	0,2%	1,098	0,016	1,3%	1,014	0,002	0,2%
Verstärkungsfaktor F_T	999,5	12,0	1,2%	999,5	12,0	1,2%	999,5	12,0	1,2%
Verstärkungsfaktor F_P	1000,8	12,0	1,2%	1000,8	12,0	1,2%	1000,8	12,0	1,2%
Rel. Standardmessunsicherheit $u_{c,rel}(sp(\lambda_0))$			3,4%			3,2%			2,4%

6.4 Kalibrierung eines kleinflächigen Prüflingsdetektors

In der Praxis eingesetzte Infrarotdetektoren haben häufig eine verhältnismäßig kleine Empfängerfläche, sodass eine weitgehende Unterstrahlung der Detektorapertur mit dem am Detektorvergleichsmessplatz vorliegenden Strahlprofil nicht realisiert werden kann und daher eine Kalibrierung der spektralen (Leistungs-)Empfindlichkeit $s_P(\lambda_0)$ eines solchen Prüflingsdetektors nicht möglich ist. Eine Reduzierung des Strahlprofildurchmessers durch Verkleinerung der Monochromator-Austrittsblende würde zu einer signifikanten Reduzierung der Strahlungsleistung unter die Nachweisgrenze der Transfornormale bzw. zu kalibrierenden Detektoren führen.

Zur Bestimmung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_{E,P}(\lambda)$ von kleinflächigen Detektoren durch Vergleich mit den als Transfornormale etablierten großflächigen thermischen Detektoren wurde daher ein Messkonzept realisiert, bei welchem die Prüflingsdetektoren das Strahlprofil abrastern. Messkonzepte, welche auf einer schrittweisen lateralen Änderung der relativen Lage zwischen Strahlprofil und Detektorapertur („abrastern“) basieren, sind prinzipiell in der Literatur bekannt: So beschreibt die INTERNATIONAL COMMISSION ON ILLUMINATION [2011] eine „*Raster Scan Method*“ zur Bestimmung der Aperturgröße eines Detektors, welche beispielsweise von LARASON ET AL. [2001] angewendet wird. Auch Messverfahren bei denen eine großflächige Detektorapertur mithilfe eines verhältnismäßig kleinen Strahlprofils „abgerastert“ und so virtuell ein homogenes Strahlprofil modelliert wird, sind bekannt [Shaw et al., 2002; Noorma et al., 2003].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieser Messansatz für die Kalibrierung kleinflächiger Prüflingsdetektoren am Detektorvergleichsmessplatz weiterentwickelt: Durch Abrastern des Strahlprofils mit dem Prüflingsdetektor wird das Strahlprofil weitgehend vollständig erfasst und die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_{E,P}(\lambda)$ durch numerische Integration über die Stützstellen bestimmt. Ist die Größe der Prüflingsdetektorapertur bekannt, kann die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit in eine spektrale Leistungsempfindlichkeit $s_P(\lambda)$ umgerechnet werden. Eine *Proof-of-Concept*-Detektorkalibrierung mithilfe dieses Messkonzepts dient der Beschreibung und Validierung.

6.4.1 Bestimmung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit

Die am Ort der Detektoren bei der Kalibrierwellenlänge λ_0 vorliegende Strahlungsleistung $\Phi(\lambda_0)$ wird mithilfe des Transfornormals (T) weitgehend²⁴ vollständig erfasst und durch die Messung des dunkelsignalkorrigierten Detektorsignals $U_T(\lambda_0)$ an der Detektorposition (x_0, y_0) zentrisch im Strahlprofil über die in Abschnitt 6.2 spektral interpolierte spektrale Leistungsempfindlichkeit $\hat{s}_T(\lambda_0)$ bestimmt:

$$\Phi(\lambda_0) = \frac{U_T(\lambda_0)}{\hat{s}_T(\lambda_0)} \quad (6.100)$$

Für die vollständige Erfassung des Strahlprofils durch den kleinflächigen Prüflingsdetektor (P) wird die ortsabhängige Bestrahlungsstärke $E(x_i, y_j; \lambda_0)$ des Strahlprofils durch schrittweises

²⁴(Streu-)Strahlung, die außerhalb der Apertur des Transferdetektors liegt und somit vom diesem nicht erfasst wird, wird mithilfe des Korrekturfaktors K_{Apertur} berücksichtigt.

Bewegen des Prüflings in horizontaler und vertikaler Richtung über den Bereich A_{Raster} abgerastert, das heißt ortsabhängig gemessen. Die vorliegende Strahlungsleistung $\Phi(\lambda_0)$ ergibt sich dann durch Integration über das gemessene Bestrahlungsstärkefeld $E(x, y; \lambda_0)$, sofern der abgerasterte Bereich A_{Raster} in seiner Lage und Größe so gewählt wird, dass das gesamte vorliegende Strahlprofil vollständig erfasst wird:

$$\Phi(\lambda_0) = \int_{A_{\text{Raster}}} E(x, y; \lambda_0) \, dA_{\text{Raster}} \quad (6.101)$$

Findet die Abrasterung durch horizontales und vertikales Verfahren mit den Schrittweiten Δx und Δy statt und liegen alle Rasterpunkte (x_i, y_j) auf den Knoten eines Netzes, dessen Maschen aus identischen und identisch orientierten Rechtecken mit den Seitenlängen Δx und Δy in x - bzw. y -Richtung bestehen, kann näherungsweise eine numerische Integration zur Bestimmung der Strahlungsleistung angewendet werden:

$$\Phi(\lambda_0) \approx \sum_{i,j} E(x_i, y_j; \lambda_0) \cdot \cos(\alpha) \cdot \cos(\beta_x) \Delta x \cdot \cos(\beta_y) \Delta y \quad (6.102)$$

Hierbei ist $E(x_i, y_j; \lambda_0)$ die Bestrahlungsstärke an dem Punkt (x_i, y_j) mit $x_i = x_0 + i \Delta x$ und $y_j = y_0 + j \Delta y$. Gier- und Neigungsfehler der Verschiebetische zueinander werden dabei durch die Winkel α , β_x und β_y beschrieben und sind wie folgt definiert:

- α : Winkelabweichung von einer orthogonaler Ausrichtung der horizontalen und vertikalen Bewegung zueinander
- β_x bzw. β_y : Winkelabweichungen von einer orthogonaler Ausrichtung der Verschiebung in x - bzw. y -Richtung zur Strahlachse

An jedem Rasterpunkt (x_i, y_j) wird ein dunkelsignalkorrigiertes Prüflingsdetektorsignal $U_P(x_i, y_j; \lambda_0)$ gemessen, wobei für die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_{E,P}(\lambda_0)$ des Prüflingsdetektors an jedem dieser Punkte näherungsweise gilt:²⁵

$$s_{E,P}(\lambda_0) = \frac{U_P(x_i, y_j; \lambda_0)}{E(x_i, y_j; \lambda_0)} \quad (6.103)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 6.100 und 6.103 in 6.102, Umstellen der erhaltenen Gleichung und Einbezug eines Korrekturfaktors $K_{\text{ges}}(\lambda_0)$ ergibt sich:

$$s_{E,P}(\lambda_0) \approx K_{\text{ges}}(\lambda_0) \cdot \frac{\hat{s}_T(\lambda_0)}{U_T(\lambda_0)} \cdot \cos(\alpha) \cdot \cos(\beta_x) \Delta x \cdot \cos(\beta_y) \Delta y \cdot \sum_{i,j} U_P(x_i, y_j; \lambda_0) \quad (6.104)$$

Aufgrund der verhältnismäßig langen Messdauer durch das Abrastern des Strahlprofils empfiehlt sich die Verwendung eines Monitordetektors zur Korrektur von Leistungsschwankungen der Strahlungsquelle. Mit den dunkelsignalkorrigierten Monitorsignalen U_{M-TN} und $U_{M-P}(x_i, y_j)$ sowie den Verstärkungsfaktoren F_P und F_T , siehe Abschnitt 6.3.1, gilt:

²⁵Eine mathematische Untersuchung des Fehlers dieser Annahme aufgrund von höheren Ordnungen der Taylorreihenentwicklung der Bestrahlungsstärkeverteilung im Strahlprofil erfolgt in den Abschnitten 6.4.2 und A.5. Außerdem wird angenommen, dass die spektrale Empfindlichkeit des Prüflingsdetektors nicht von der Position auf seiner empfindlichen Fläche abhängt.

$$s_{E,P}(\lambda_0) \approx K_{\text{ges}}(\lambda_0) \cdot \frac{F_T}{F_P} \cdot \frac{\hat{s}_T(\lambda_0) \cdot U_{M-T}(\lambda_0)}{U_T(\lambda_0)} \cdot \cos(\alpha) \cdot \cos(\beta_x) \Delta x \cdot \cos(\beta_y) \Delta y \cdot \sum_{i,j} \frac{U_P(x_i, y_j; \lambda_0)}{U_{M-P}(x_i, y_j; \lambda_0)} \quad (6.105)$$

Der Korrekturfaktor K_{ges} ergibt sich allgemein wie in Abschnitt 6.3.2 erläutert. Bei dem Raster-Messverfahren zur Kalibrierung eines kleinflächigen Detektors gelten folgende Besonderheiten:

- Der Korrekturfaktor K_{Apertur} zur Berücksichtigung von Streustrahlung ergibt sich wie in Abschnitt 6.3.2 erläutert auf Grundlage des Strahlprofilmodells und der Apertur des Transferdetektors, allerdings nicht aus der Aperturgröße des zu kalibrierenden Prüflingsdetektors, sondern aus der abgerasterten Fläche A_{Raster} .
- Die Identifikation der Mittenposition (x_0, y_0) des Prüflingsdetektors ist nicht relevant, wenn der abgerasterte Bereich A_{Raster} groß genug gewählt wird. Der Korrekturfaktor K_{Pos} wird wie in Abschnitt 6.3.2 beschrieben für das Transfornormal bestimmt.

Für die folgende *Proof-of-Concept*-Kalibrierung und die zugehörige Bestimmung des Messunsicherheitsbudgets wird vereinfacht angenommen, dass die Gier- und Neigungsfehler der Verschiebetische vernachlässigbar sind und $\alpha = \beta_x = \beta_y = 0^\circ$ gilt. Dies ist bei den angestrebten Messunsicherheiten zulässig, da für kleine Winkel näherungsweise $\cos(\alpha) \approx 1$ gilt und Winkelfehler von 3° einer Korrektur von nur ca. 0,1 % entsprechen. Damit vereinfacht sich die Modellgleichung zur Bestimmung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit zu:

$$s_{E,P}(\lambda_0) \approx K_{\text{ges}}(\lambda_0) \cdot \frac{F_T}{F_P} \cdot \frac{\hat{s}_T(\lambda_0) \cdot U_{M-T}(\lambda_0)}{U_T(\lambda_0)} \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \sum_{i,j} \frac{U_P(x_i, y_j; \lambda_0)}{U_{M-P}(x_i, y_j; \lambda_0)} \quad (6.106)$$

6.4.2 Bestimmung der Messunsicherheit

Die resultierende Gesamtmessunsicherheit $u_c(s_{E,P}(\lambda_0))$ kann unter Annahme vernachlässigbarer Korrelationen zwischen den Eingangsgrößen für die n Eingangsgrößen X_i mit den jeweiligen Schätzwerten x_i der Modellgleichung $s_{E,P}(x_1, x_2, \dots, x_n)$ in Gleichung 6.106 bestimmt werden [JCGM, 2010]:

$$u_c(s_{E,P}(\lambda_0)) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial x_i} \cdot u(x_i) \right)^2} \quad (6.107)$$

Es ergeben sich die partiellen Ableitungen $\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial x_i}$ wie folgt:

$$\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial K_{\text{ges}}} = \frac{s_{E,P}(\lambda_0)}{K_{\text{ges}}(\lambda_0)} \quad (6.108)$$

$$\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial F_T} = \frac{s_{E,P}(\lambda_0)}{F_T} \quad (6.109)$$

$$\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial F_P} = -\frac{s_{E,P}(\lambda_0)}{F_P} \quad (6.110)$$

$$\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial \hat{s}_T} = \frac{s_{E,P}(\lambda_0)}{\hat{s}_T(\lambda_0)} \quad (6.111)$$

$$\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial U_{M-T}} = \frac{s_{E,P}(\lambda_0)}{U_{M-T}(\lambda_0)} \quad (6.112)$$

$$\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial U_T} = -\frac{s_{E,P}(\lambda_0)}{U_T(\lambda_0)} \quad (6.113)$$

$$\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial \Delta x} = \frac{s_{E,P}(\lambda_0)}{\Delta x} \quad (6.114)$$

$$\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial \Delta y} = \frac{s_{E,P}(\lambda_0)}{\Delta y} \quad (6.115)$$

Und mit der Substitution $\sum_{i,j} \frac{U_P(x_i,y_j;\lambda_0)}{U_{M-P}(x_i,y_j;\lambda_0)} = Z(\lambda_0)$ gilt:

$$\frac{\partial s_{E,P}(\lambda_0)}{\partial Z} = \frac{s_{E,P}(\lambda_0)}{Z(\lambda_0)} \quad (6.116)$$

Für die Messunsicherheiten $u(x_i)$ der Eingangsgrößen gilt:

- Die Messunsicherheit $u(K_{\text{ges}}(\lambda_0))$ des Korrekturfaktors ergibt sich nach Gleichung 6.98.
- Die Messunsicherheiten $u(F_T)$ und $u(F_P)$ der Verstärkungsfaktoren bzw. Rückkoppelwiderstände sind aus dem entsprechenden Kalibrierscheinen zu entnehmen.
- Die Messunsicherheit $u(\hat{s}_T(\lambda_0))$ ergibt sich nach Gleichung 6.46.
- Die Messunsicherheiten $u(U_T)$ und $u(U_{M-T})$ berechnen sich analog zu Gleichung 6.99 über die Standardabweichung der Mehrfachmessungen.
- Mithilfe einer kalibrierten Messuhr wurde die Positioniergenauigkeit der Verschiebetische überprüft. Es gilt: $u(\Delta x) = 10 \mu\text{m}$ und $u(\Delta y) = 12 \mu\text{m}$.
- Die Messunsicherheit $u\left(\sum_{i,j} \frac{U_P(x_i,y_j;\lambda_0)}{U_{M-P}(x_i,y_j;\lambda_0)}\right)$ resultiert maßgeblich aus dem in Abschnitt 6.4.1 beschriebenen Raster-Messansatz selbst: Aufgrund der Ausdehnung der (kleinflächigen) Apertur des Prüflingsdetektors kann das Bestrahlungsstärkefeld $E(x, y)$ nur begrenzt genau bestimmt werden. Für jeden Messpunkt (x_i, y_j) wird über das Bestrahlungsstärkefeld auf der Prüflingsdetektorapertur die mittlere Bestrahlungsstärke bestimmt und dann der Detektorposition (x_i, y_j) zugeordnet. Dies ist zulässig, wenn die Bestrahlungsstärke über die Detektorapertur konstant ist oder sich durch eine ebene Fläche beschreiben lässt. Höhere Ordnungen der Taylorreihenentwicklung des Bestrahlungsstärkefeldes werden allerdings nicht berücksichtigt. Eine ausführliche mathematische Betrachtung dieses Effekts und der notwendigen Korrektur bzw. resultierenden Messunsicherheit ist in Abschnitt A.5 dargestellt.

6.4.3 Proof-of-Concept-Kalibrierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das beschriebene Messverfahren zur Kalibrierung einer Fotodiode verwendet. Diese *Proof-of-Concept*-Kalibrierung wurde für die Wellenlänge $\lambda_0 \approx 3,2 \mu\text{m}$ aufgrund der hier verhältnismäßig hohen Strahlungsleistung monochromatisierter Strahlung am Detektorvergleichsmessplatz durchgeführt. Dies ermöglicht ein möglichst gutes Signal-Rausch-Verhältnis insbesondere auch für die Randbereiche des Strahlprofils mit geringer Strahlungsleistung.

Fotodiode P13243-222MS

Die verwendete Fotodiode des Typs P13243-222MS der Firma HAMAMATSU basiert auf dem Halbleitermaterial Indiumarsenidantimonid (InAsSb). Mittels eines integrierten thermoelektrischen Wandlers kann das Sensorelement gekühlt werden; die Temperaturregelung erfolgt mithilfe eines eingebauten Thermistors. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Fotodiode bei $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ betrieben. Für diese Temperatur beträgt die halbleiterbedingte Grenzwellenlänge laut Herstellerangaben $5,1\text{ }\mu\text{m}$. Die empfindliche Fläche ist quadratisch, hat eine nominelle Kantenlänge von $b_p = 2\text{ mm}$ und ist durch ein TO-8-Gehäuse mit einem Saphir-Fenster von der Umgebungsluft isoliert [Hamamatsu, 2023]. Für die Fotodiode wurde ein Gehäuse mit Blendenstaffel zur thermischen Stabilisierung und Reduzierung von Streustrahlung konzipiert, siehe Abb. 6.13.

Das Detektorsignal wird über einen Strom-Spannungs-Wandler der Firma ELEKTRONIK MANUFAKTUR MAHLSDORF mit einem Digitalvoltmeter ausgelesen. Der Strom-Spannungs-Wandler wurde kalibriert und der Rückkoppelwiderstand beträgt $F_p = 10021320\text{ }\Omega$ mit einer Standardmessunsicherheit von $u(F_p) = 610\text{ }\Omega$.

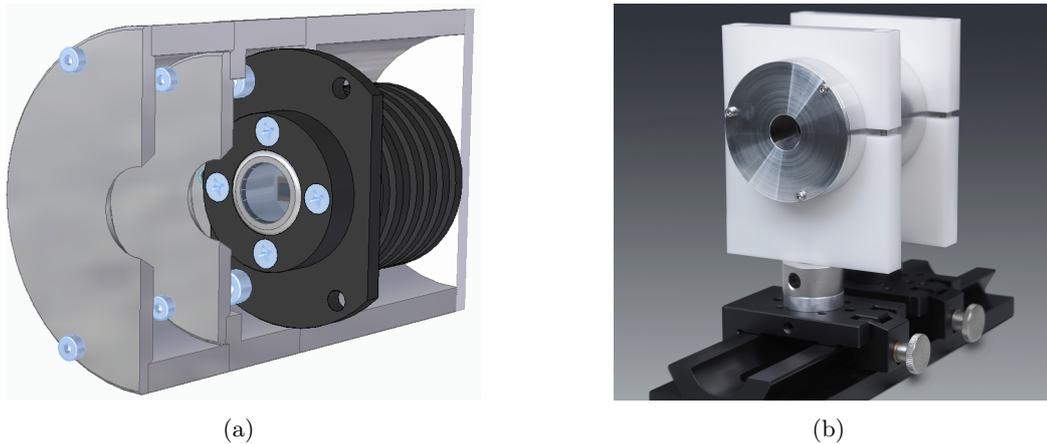


Abbildung 6.13: Fotodiode P13243-222MS
 (a) mit Blendenstaffel im Gehäuse (CAD-Darstellung, halbseitig als Innenansicht)
 (b) im Gehäuse mit mechanischer Halterung

Kalibrierergebnis und Messunsicherheitsbudget

Da die Kalibrierung der Fotodiode nur für eine Wellenlänge stattfand, ist eine Bestimmung der Korrekturfaktoren, wie in Abschnitt 6.3.2 erläutert, nicht vollständig möglich. Für den Bandbreitenkorrekturfaktor wird daher vereinfacht $K_{\Delta\lambda} = 1$ angenommen, wobei das Kalibrierergebnis für die vorliegende Bandbreite von ca. $\Delta\lambda \approx 0,12\text{ }\mu\text{m}$ gilt.

Für die Bestimmung des Korrekturfaktors $K_{\lambda_{\text{diff}}}$ wurde die Abhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit der Fotodiode von der Wellenlänge durch Vergleich mit einem Transferrnormal TS-76 im Wellenlängenbereich von $1,5\text{ }\mu\text{m}$ bis $4\text{ }\mu\text{m}$ analog dem in Abschnitt 6.3 beschriebenen Verfahren bestimmt. Da die kleinflächige Fotodiode hierbei nicht unter- sondern überstrahlt wird, kann nur der relative Verlauf $s_{\text{rel}}(\lambda)$ der spektrale Empfindlichkeit bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.15 zu sehen.

Die Korrektur spektraler Falschstrahlung K_{FS} ist im Rahmen der angestrebten Messunsicherheit dieser *Proof-of-Concept*-Kalibrierung vernachlässigbar gering, da bei der Kalibrierwellenlänge $\lambda_0 = 3,2 \mu\text{m}$ nach Abschnitt 6.1.5 der Anteil spektraler Falschstrahlung weniger als 0,3 % beträgt.

Das Raster-Messverfahren wurde mit den Schrittweiten $\Delta x = \Delta y = 0,25 \text{ mm}$ über einen quadratischen Bereich A_{Raster} mit einer Kantenlänge von 11 mm durchgeführt und dabei die spektrale Bestrahlungsempfindlichkeit $s_{E,P}(\lambda_0 = 3,2 \mu\text{m}) \approx 3,43 \cdot 10^{-5} \text{ mA} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ bestimmt. Das zugehörige Messunsicherheitsbudget ist in Tab. 6.7 aufgelistet.

Tabelle 6.7: Liste aller Eingangsgrößen X_i , deren Schätzwerte x_i und Standardmessunsicherheiten $u(x_i)$ für die Kalibrierung der kleinflächigen Fotodiode P13243-222MS gegen einen Thermosäulendetektor TS-76 als Transfornormal mithilfe monochromatisierter Strahlung bei $\lambda_0 = 3,2 \mu\text{m}$ In der 4. Spalte ist der jeweilige Beitrag zur relativen Gesamtmessunsicherheit $u_{c,\text{rel}}(s_{E,P}(\lambda_0))$ nach Gleichung 6.107 angegeben.

Eingangsgröße X_i	x_i	$u(x_i)$	Beitrag
Korrekturfaktor K_{ges} mit den Einzelfaktoren:	0,890	0,056	6,3 %
K_{Apertur}	0,890	0,055	
K_{Pos}	1,000	0,011	
$K_{\lambda_{\text{diff}}}$	1,000	0,001	
$K_{\Delta\lambda}$	1	0	
K_{FS}	1	< 0,001	
K_{NL}	1,000	0,005	
Spektrale Empfindlichkeit $\hat{s}_T(\lambda_0)/(\text{V} \cdot \text{W}^{-1})$	3,698	0,062	1,7 %
Transferdetektorsignal $U_T(\lambda_0)/\text{mV}$	24,722	0,031	0,1 %
Monitordetektorsignal $U_{M-T}(\lambda_0)/\text{mV}$	21,856	0,032	0,1 %
Verstärkungsfaktor F_T	1000,8	12,0	1,2 %
Verstärkung $F_P/\text{k}\Omega$	10021,32	0,61	< 0,1 %
Schrittweite $\Delta x/\text{mm}$	0,250	0,010	4,0 %
Schrittweite $\Delta y/\text{mm}$	0,250	0,012	4,8 %
Summe $\sum_i \frac{U_P(x_i, y_j; \lambda_0)}{U_{M-P}(x_i, y_j; \lambda_0)} / (\text{A} \cdot \text{V}^{-1})$	1887,8	1,9	0,1 %
Rel. Standardmessunsicherheit $u_{c,\text{rel}}(s_{E,P}(\lambda_0 = 3,2 \mu\text{m}))$			9,1 %

In Abb. 6.14 sind die dunkelsignalkorrigierten Messwerte $\frac{U_P(x_i, y_j)}{U_{M-P}(x_i, y_j)}$ normiert auf das Maximum dargestellt. Diese Messdaten stellen eine Faltung aus der Detektorapertur und dem vorliegenden Strahlprofil dar und bestätigen die Strahlprofiluntersuchung mithilfe von Strahlprofilscans mit dem Thermosäulendetektor TS-76: Wird für die Fotodiode die Herstellerangabe einer quadratischen Empfängerfläche mit einer Seitenlänge von 2 mm angenommen und der Least-Square-Fit zur Identifikation der Strahlprofilparameter wie in Abschnitt 6.1.6 beschrieben durchgeführt, stimmen die sich ergebenden Strahlprofilparameter in guter Näherung mit den in Tab. 6.3 gegebenen Parametern überein.

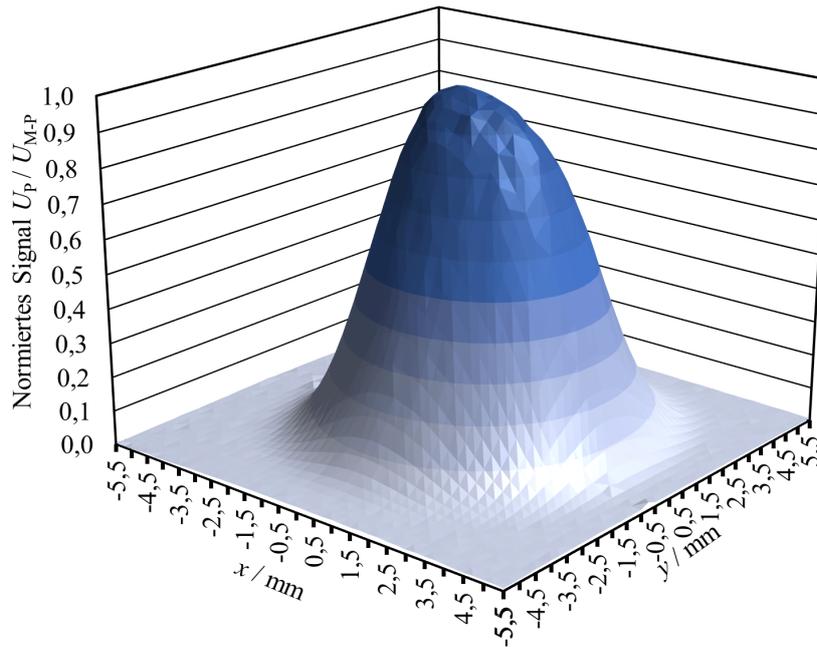


Abbildung 6.14: Kalibrierung der Fotodiode P13243-222MS mithilfe des Raster-Messverfahrens. Dargestellt sind die dunkelsignalkorrigierten, normierten Messwerte $\frac{U_P(x,y)}{U_{M-P}(x,y)}$ in Abhängigkeit der horizontalen x- und vertikalen y-Position des Prüflingsdetektors im Strahlprofil.

Validierung durch unabhängige Vergleichskalibrierung

Zur Validierung des in diesem Kapitel beschriebenen Raster-Messverfahrens und des erzielten Kalibrierergebnisses für die Fotodiode P13243-222MS fand eine unabhängige Kalibrierung des Prüflingsdetektors an einem anderen, etablierten Detektorvergleichsmessplatz der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt statt. Dieser sogenannte Spektralmessplatz („SPEM“) ist monochromatorgestützt und dient der Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit im Spektralbereich bis $1,9\ \mu\text{m}$. Durch eine Änderung des Monochromator-Setups konnte eine Unterstrahlung der kleinflächigen Fotodiode und somit eine Kalibrierung in Bezug auf die spektrale Leistungsempfindlichkeit realisiert werden.

In Abb. 6.15 sind die Kalibrierergebnisse dieser unabhängigen Validierungskalibrierung im Spektralbereich von $1,0\ \mu\text{m}$ bis $1,9\ \mu\text{m}$ dargestellt. Die realisierte Standardmessunsicherheit $u(s_{\text{SPEM}})$ liegt im Bereich von etwa $0,005\ \text{mA} \cdot \text{W}^{-1}$ bis etwa $0,06\ \text{mA} \cdot \text{W}^{-1}$.

Zum Vergleich mit der mithilfe des Raster-Messverfahrens bestimmten spektralen Empfindlichkeit bei $3,2\ \mu\text{m}$ wurde die relative spektrale Empfindlichkeit wie erwähnt durch Überstrahlung der sensitiven Fläche der Fotodiode und Vergleich gegen einen Thermosäulendetektor TS-76 im Spektralbereich von $1,5\ \mu\text{m}$ bis $3,8\ \mu\text{m}$ am Detektorvergleichsmessplatz bestimmt. Diese relative spektrale Empfindlichkeit wurde basierend auf den SPEM-Ergebnissen in eine absolute spektrale Empfindlichkeit umgerechnet, indem im sich überlappenden Spektralbereich von $1,5\ \mu\text{m}$ bis $1,9\ \mu\text{m}$ nach der Methode der kleinsten Residuenquadrate der Proportionalitätsfaktor bestimmt wurde.

Für die Umrechnung der mit dem Raster-Messverfahren bestimmten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_{E,P}$ in eine spektrale Leistungsempfindlichkeit s_P zur

Vergleichbarkeit mit der unabhängigen Vergleichskalibrierung wird an dieser Stelle für den Prüflingsdetektor eine nach Herstellerangaben quadratische Aperturfläche A_P mit der Seitenlänge b_P angenommen:

$$s_P = \frac{s_{E,P}}{A_P} = \frac{s_{E,P}}{b_P^2} \approx 8,57 \text{ mA} \cdot \text{W}^{-1} \quad (6.117)$$

Wird für die Herstellerangabe eine Standardmessunsicherheit von $u(b_P) = 0,1 \text{ mm}$ angenommen, ergibt sich die Messunsicherheit zu:

$$u(s_P) = \sqrt{\left(\frac{1}{b_P^2} u(s_{E,P})\right)^2 + \left(-\frac{2s_{E,P}}{b_P^3} u(b_P^2)\right)^2} \approx 1,16 \text{ mA} \cdot \text{W}^{-1} \quad (6.118)$$

Es zeigt sich eine Übereinstimmung im Rahmen der Standardmessunsicherheit zwischen dem Kalibrierergebnis des Raster-Messverfahrens und der unabhängigen Validierungskalibrierung.

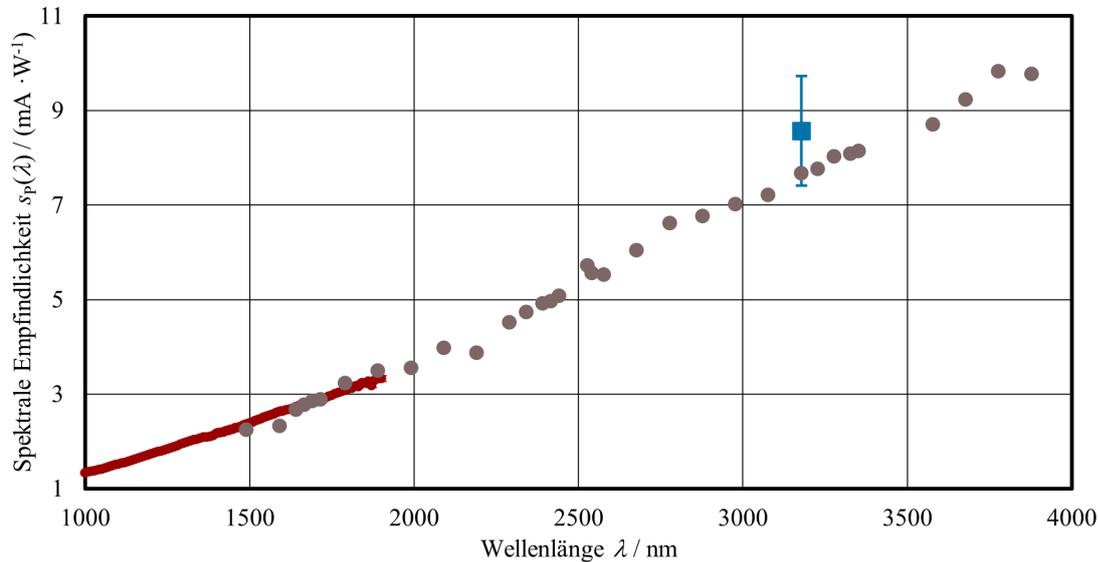


Abbildung 6.15: Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit $s_P(\lambda)$ der Fotodiode P13243-222MS: Kalibrierung mithilfe des Raster-Messverfahrens bei $\lambda_0 = 3,2 \mu\text{m}$ und Standardmessunsicherheit dieser Kalibrierung (blau). Messergebnisse der unabhängigen Vergleichskalibrierung an dem etablierten PTB-Messplatz SPEM, wobei die dargestellten Standardmessunsicherheiten in der gewählten Achsskalierung kaum erkennbar sind (rot). Die am Detektorvergleichsmessplatz bestimmte relative spektrale Empfindlichkeit wurde mithilfe eines Fit-Verfahrens basierend auf den SPEM-Ergebnissen im sich überlappenden Spektralbereich der Messungen in eine absolute spektrale Empfindlichkeit umgerechnet und ist zum Vergleich der beiden Kalibrierverfahren dargestellt (braun).

7

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die SI-rückgeführten Kalibriermöglichkeiten an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) und das messtechnische Verständnis zur Darstellung und Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von Strahlungsdetektoren im Spektralbereich des nahen (NIR) und mittleren (MIR) Infraroten wesentlich erweitert.

Dafür wurden ein neues Primärmessverfahren zur Detektorkalibrierung im NIR und MIR mithilfe von nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz berechenbarer Hohlraumstrahlung und optischen Bandpassfiltern realisiert (Kapitel 3) und ein bestehender Primärnormalmessplatz mit einem kryogenen, elektrischen Substitutionsradiometer (CESR) für den Spektralbereich des MIR mithilfe von geeigneten Laserstrahlungsquellen erweitert (Kapitel 4). Die SI-rückgeführte Kalibrierung thermischer Detektoren mithilfe der beiden unabhängigen Messverfahren ergab im Rahmen der Standardmessunsicherheit konsistente Ergebnisse und bestätigt das neu realisierte Primärmessverfahren (Kapitel 5).

Ein neu aufgebauter Detektorvergleichsmessplatz ermöglicht die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von den als hochwertige Transfernormale etablierten thermischen Detektoren an Prüflingsdetektoren. Diese Weitergabe erfolgt durch die Nutzung einer thermischen, breitbandigen Strahlungsquelle und eines Monochromators sowie durch ein analytisches Interpolationsmodell für die spektrale Empfindlichkeit der thermischen Detektoren an beliebigen Wellenlängen im Spektralbereich 1,5 μm bis 8,5 μm (Kapitel 6).

Im Zuge dieser Arbeiten wurden neue und für die Infrarot-Detektorradiometrie relevante wissenschaftliche Erkenntnisse gewonnen. Diese sind insbesondere:

- Die Entwicklung und Validierung des hohlraumstrahlerbasierten Primärmessverfahrens konnte zeigen, dass mit einem verhältnismäßig überschaubaren Messaufbau die SI-rückgeführte Kalibrierung thermischer Detektoren mindestens bis zu Wellenlängen von 14 μm realisiert werden kann. Zur spektralen Selektion genügen dabei kommerziell erhältliche Bandpassfilter, wenn diese präzise auf ihren spektralen Transmissionsgrad charakterisiert werden und die spektrale Falschstrahlung im breitbandigen *out-of-bandpass*-Bereich durch Nutzung zweier Filter mit nahezu identischer Bandpasswellenlänge reduziert wird, sowie eine Korrektur der noch verbleibenden spektralen Falschstrahlung angewendet und diese im Messunsicherheitsbudget berücksichtigt wird.

Weitere Kalibrierwellenlängen am hohlraumstrahlerbasierten Primärmessverfahren können relativ einfach durch die Charakterisierung weiterer Bandpassfilter erschlossen werden. Insbesondere im Spektralbereich oberhalb von $10\ \mu\text{m}$ kann das Verfahren mit für diesen Zweck optimierten bzw. maßangefertigten Bandpassfiltern mit möglichst geringer Resttransmission im *out-of-Bandpass*-Bereich optimiert werden.

Die Grenzen dieses Primärkalibrierverfahrens liegen zum einen in den verhältnismäßig großen relativen Standardmessunsicherheiten zwischen 5 % bis 18 % und zum anderen bei den zu kalibrierenden Detektoren: Deren Wellenlängenabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit muss über die spektrale Bandpassbreite der verwendeten Filter im Rahmen der Messunsicherheit vernachlässigbar sein und deren Aperturblende muss möglichst groß (Durchmesser ca. 4 mm) und präzise charakterisiert sein.

- Aufgrund jahrzehntelanger Erfahrung und der vorhandenen, verhältnismäßig umfangreichen Infrastruktur für den Betrieb kryogener, elektrischer Substitutionsradiometer an der PTB konnten Detektorkalibrierungen im MIR auch gegen ein CESR realisiert werden, indem ein solcher CESR-Messplatz durch die Implementierung geeigneter Laserstrahlungsquellen für den Spektralbereich des MIR erweitert wurde. Die erzielten relativen Standardmessunsicherheiten von etwa 1,5 % liegen deutlich unter denen der Hohlraumstrahlerkalibrierungen.
- Bei der Kalibrierung pyroelektrischer Detektoren unter der Verwendung eines Chopperrads und Lock-In-Verstärkers hat die zeitliche Pulsform der gepulsten Strahlung einen signifikanten Einfluss auf das Kalibrierergebnis. Ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes mathematisches Modell zur Beschreibung dieser zeitlichen Pulsform ermöglicht die Vergleichbarkeit der Kalibrierergebnisse verschiedener Messplätze mit unterschiedlichen zeitlichen Pulsformen und bezieht die spektrale Empfindlichkeit auf die sinusförmige Grundfrequenzkomponente der gepulsten Strahlung. Es wurde gezeigt, dass für eine präzise Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit diese Korrektur bezüglich der zeitlichen Pulsform notwendig ist, wobei der Korrekturfaktor am Hohlraumstrahler eine erhebliche Spannweite von etwa 0,95 bis 1,27 in Abhängigkeit der Chopperradposition zwischen Hohlraumstrahler und Detektor aufweist.
- Bei der Auslesung des Signals pyroelektrischer Detektoren mit einem Lock-In-Verstärker und der häufig notwendigen Korrektur bezüglich des durch Umgebungsstrahlung erzeugten Detektordunkelsignals konnte die Relevanz der Berücksichtigung der Phasenlage dieses Dunkelsignals gezeigt werden. Die Vernachlässigung der Phasenlage kann bei verhältnismäßig großen Dunkelsignalen wie beispielsweise am Hohlraumstrahler zu Messfehlern von bis zu 20 % führen.
- Durch die Realisierung spektral aufgelöster Kalibrierungen im Wellenlängenbereich $1,5\ \mu\text{m}$ bis $14\ \mu\text{m}$ mit relativen Standardmessunsicherheiten zwischen 1,5 % und 18 % wurde das spektrale Antwortverhalten verschiedener thermischer Detektoren untersucht. Die häufig gemachte Annahme, es handle sich bei thermischen Detektoren um sogenannte *graue* Detektoren mit einer wellenlängenunabhängigen Empfindlichkeit, wurde mit diesen Messungen widerlegt. Zur geeigneteren Beschreibung dieser Wellenlängenabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit thermischer Detektoren wurde daher ein analytisches Interpolationsmodell

entwickelt, welches auch die Korrelationen zwischen den SI-rückgeführten Kalibrierergebnissen der beiden Primärmessverfahren berücksichtigt und die thermischen Detektoren so als hochwertige Transfernormale für die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit an beliebigen Wellenlängen im Spektralbereich zwischen 1,5 μm und 14 μm etabliert.

- Mithilfe eines weiterentwickelten Messkonzepts, bei dem der Prüflingsdetektor das Strahlprofil durch Abrastern weitgehend vollständig erfasst und die spektrale Empfindlichkeit durch numerische Integration über diese Stützstellen ermittelt wird, ist auch die Kalibrierung von Prüflingsdetektoren möglich, die eine empfindliche Fläche haben, welche kleiner als das vorliegende Strahlprofil ist und von diesem deutlich überstrahlt wird.

Die erzielten wissenschaftlichen Erkenntnisse und realisierten spektral aufgelösten Kalibrierkapazitäten für Infrarotdetektoren haben eine hohe Relevanz für eine Vielzahl an Anwendungen in Wissenschaft und Industrie, was sich u. a. auch an den angestrebten und bereits geplanten Forschungsarbeiten, Dienstleistungskalibrierungen und Forschungskooperationen zeigt:

In naher Zukunft sollen sogenannte Pyrgeometer am Detektorvergleichsmessplatz kalibriert werden, welche im Rahmen der Klimaforschung der Messung der atmosphärischen Gegenstrahlung dienen. Bei der atmosphärischen Gegenstrahlung handelt es sich um die Infrarotstrahlung, welche von Treibhausgasen in der Atmosphäre emittiert und auf der Erdoberfläche empfangen wird. Sie spielt somit eine zentrale Rolle im Treibhauseffekt der Erde [Wild, 2017]. Die Messgenauigkeit der atmosphärischen Gegenstrahlung ist bislang auch durch die Annahme einer wellenlängenunabhängigen spektralen Empfindlichkeit der Pyrgeometer begrenzt, wobei Diskrepanzen zwischen Messungen bei unterschiedlichen Luftfeuchten, also unterschiedlichen spektralen Zusammensetzungen der atmosphärischen Gegenstrahlung, auf eine gewisse Wellenlängenabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit hindeuten [Gröbner et al., 2014]. Die mit den im Rahmen dieser Arbeit geschaffenen Kalibriermöglichkeiten geplante, erstmalig spektral aufgelöste Kalibrierung von Pyrgeometern stellt somit eine erhebliche Verbesserung der derzeitigen Messmöglichkeiten der atmosphärischen Gegenstrahlung und somit der Quantifizierung des Treibhauseffekts dar.

Darüber hinaus sind spektral aufgelöste Kalibrierungen anderer Infrarotdetektoren geplant, u. a. solcher, die für die Erdfernerkundung eingesetzt werden.

Angestrebt ist außerdem eine weitere Ausdehnung des Spektralbereichs zur Darstellung und Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit hin zu längeren Wellenlängen: Für die Kalibrierung von Transfernormalen bis zu Wellenlängen von etwa 17 μm werden zur Zeit weitere Laserstrahlungsquellen beschafft, welche nach dem in dieser Arbeit beschriebenen Vorgehen am CESR-Messplatz implementiert werden sollen. Zur Erweiterung des für die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit realisierten Spektralbereichs am Detektorvergleichsmessplatz bis zu 17 μm sollen diese neuen Laser auch am Detektorvergleichsmessplatz eingesetzt werden.

Zusätzlich sollen auch die im Rahmen dieser Arbeit bisher nicht genutzten Wellenlängenmodule des QCLs und die Möglichkeit deren spektraler Durchstimmbareit um die Zentralwellenlänge im Bereich von etwa 1 μm verwendet werden. Außerdem ist die Beschaffung eines zusätzlichen QCLs mit 4 weiteren, spektral ähnlich durchstimmbaren Wellenlängenmodulen geplant, um die Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit am Detektorvergleichsmessplatz an möglichst beliebigen Wellenlängen auch im Spektralbereich ab 8,5 μm zu realisieren.

Darüber hinaus soll das in dieser Arbeit weiterentwickelte Raster-Messverfahren zukünftig hinsichtlich des zu verwendenden Strahlprofils und der Messparameter verbessert werden. Geplant ist, durch eine genauere Strahlprofilcharakterisierung oder Strahlprofilanpassung, die nötige Messzeit und erzielte Messunsicherheit zu reduzieren.

Die im Rahmen dieser Arbeit realisierten Kapazitäten für spektral aufgelöste Kalibrierungen und die erzielten wissenschaftlichen Erkenntnisse sind insofern sowohl Grundlage von für Wissenschaft und Industrie relevanten Infrarot-Detektorkalibrierungen, als auch wegweisend für zukünftige Erweiterungen der SI-rückgeführten Darstellung und Weitergabe der spektralen Empfindlichkeit von Strahlungsdetektoren im Infraroten.



Anhang

A.1 Sensitivitätsfaktoren für die Bestimmung der Messunsicherheit der Detektorkalibrierung am Hohlraumstrahler

Zur Bestimmung der Messunsicherheit der Detektorkalibrierung am Hohlraumstrahler in Abschnitt 3.3 muss die Modellgleichung 3.18 zur Bestimmung der Sensitivitätsfaktoren nach den Eingangsgrößen partiell abgeleitet werden. Dafür wird Gleichung 3.18 mithilfe der Substitutionen $J_{ij,\text{Sh}}$ und $J_{ij,\text{BB}}$ umgestellt und vereinfachend der Luftbrechungsindex n in der Exponentialfunktion des Planck'schen Strahlungsgesetzes vernachlässigt, da die Wellenlängenverschiebung mit $n \approx 1$ minimal ist.

$$J_{ij,\text{Sh}} = \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \tau_{\text{AT}}(\lambda) \frac{2 h c_0^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h c_0}{k \lambda T_{\text{Sh}}}} - 1} d\lambda \quad (\text{A.1})$$

$$J_{ij,\text{BB}} = \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \tau_{\text{AT}}(\lambda) \frac{2 h c_0^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h c_0}{k \lambda T_{\text{BB}}}} - 1} d\lambda \quad (\text{A.2})$$

Die nach den Eingangsgrößen partiell abzuleitende Gleichung ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} s(\lambda_{\text{BP-A}}) = & \frac{n^2 d^2 a_{\text{SR}} U_{\text{mess}}}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \pi r_1^2 \pi r_2^2 \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}} F_{\text{T}}} + \frac{a_{\text{SR}} s_{\text{A}} \varepsilon_{\text{Sh}} J_{34,\text{Sh}}}{\varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \\ & + \frac{a_{\text{SR}} \tau_{\text{BL1-A}} s_{\text{A}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{23,\text{Sh}} + \varepsilon_{\text{Sh}} J_{45,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{23,\text{BB}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{45,\text{BB}})}{\tau_{\text{BP-A}} \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \\ & + \frac{a_{\text{SR}} \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BL1-B}} s_{\text{A}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{12,\text{Sh}} + \varepsilon_{\text{Sh}} J_{56,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{12,\text{BB}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{56,\text{BB}})}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \\ & + \frac{a_{\text{SR}} \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BL1-B}} s_{\text{B}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{67,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{67,\text{BB}})}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \\ & + \frac{a_{\text{SR}} \tau_{\text{BL2-A}} \tau_{\text{BL2-B}} s_{\text{C}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{78,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{78,\text{BB}})}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \\ & + \frac{a_{\text{SR}} \tau_{\text{BL3-A}} \tau_{\text{BL3-B}} s_{\text{C}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{89,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{89,\text{BB}})}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

A.1.1 Partielle Ableitungen

Die partielle Ableitung nach U_{mess} ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial U_{\text{mess}}} = \frac{a_{\text{SR}}}{\Phi_{34,\text{BB}} F_{\text{T}}} \quad (\text{A.4})$$

Die partielle Ableitung nach a_{SR} ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial a_{\text{SR}}} = \frac{s(\lambda_{\text{BP-A}})}{a_{\text{SR}}} \quad (\text{A.5})$$

Die partielle Ableitung nach r_1 ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial r_1} = - \frac{2 n^2 d^2 a_{\text{SR}} U_{\text{mess}}}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \pi r_1^3 \pi r_2^2 \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}} F_{\text{T}}} \quad (\text{A.6})$$

Die partielle Ableitung nach r_2 ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial r_2} = - \frac{2 n^2 d^2 a_{\text{SR}} U_{\text{mess}}}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \pi r_1^2 \pi r_2^3 \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}} F_{\text{T}}} \quad (\text{A.7})$$

Die partielle Ableitung nach d ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial d} = \frac{2 n^2 d a_{\text{SR}} U_{\text{mess}}}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \pi r_1^2 \pi r_2^2 \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}} F_{\text{T}}} \quad (\text{A.8})$$

Die partielle Ableitung nach n ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial n} = \frac{2 n d^2 a_{\text{SR}} U_{\text{mess}}}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \pi r_1^2 \pi r_2^2 \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}} F_{\text{T}}} \quad (\text{A.9})$$

Die partielle Ableitung nach ε_{Sh} ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial \varepsilon_{\text{Sh}}} = & \frac{a_{\text{SR}}}{\varepsilon_{\text{BB}} \tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} J_{34,\text{BB}}} \left(\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} s_{\text{A}} J_{34,\text{Sh}} + \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BP-B}} s_{\text{A}} (J_{23,\text{Sh}} + J_{45,\text{Sh}}) \right. \\ & + \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BL1-B}} s_{\text{A}} (J_{12,\text{Sh}} + J_{56,\text{Sh}}) + \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BL1-B}} s_{\text{B}} J_{67,\text{Sh}} \\ & \left. + \tau_{\text{BL2-A}} \tau_{\text{BL2-B}} s_{\text{C}} J_{78,\text{Sh}} + \tau_{\text{BL3-A}} \tau_{\text{BL3-B}} s_{\text{C}} J_{89,\text{Sh}} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Die partielle Ableitung nach ε_{BB} ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial \varepsilon_{\text{BB}}} = & - \frac{a_{\text{SR}}}{\varepsilon_{\text{BB}}^2 \tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} J_{34,\text{BB}}} \left(\frac{n^2 d^2 U_{\text{mess}}}{\pi r_1^2 \pi r_2^2 F_{\text{T}}} + \tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} s_{\text{A}} \varepsilon_{\text{Sh}} J_{34,\text{Sh}} \right. \\ & + \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BP-B}} s_{\text{A}} \varepsilon_{\text{Sh}} (J_{23,\text{Sh}} + J_{45,\text{Sh}}) \\ & + \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BL1-B}} s_{\text{A}} \varepsilon_{\text{Sh}} (J_{12,\text{Sh}} + J_{56,\text{Sh}}) + \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BL1-B}} s_{\text{B}} \varepsilon_{\text{Sh}} J_{67,\text{Sh}} \\ & \left. + \tau_{\text{BL2-A}} \tau_{\text{BL2-B}} s_{\text{C}} \varepsilon_{\text{Sh}} J_{78,\text{Sh}} + \tau_{\text{BL3-A}} \tau_{\text{BL3-B}} s_{\text{C}} \varepsilon_{\text{Sh}} J_{89,\text{Sh}} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Die partielle Ableitung nach $\tau_{\text{BL1-A}}$ ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial \tau_{\text{BL1-A}}} = & \frac{a_{\text{SR}}}{\varepsilon_{\text{BB}} \tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} J_{34,\text{BB}}} \left(\tau_{\text{BL1-B}} s_{\text{B}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{67,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{67,\text{BB}}) \right. \\ & + \tau_{\text{BL1-B}} s_{\text{A}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{12,\text{Sh}} + \varepsilon_{\text{Sh}} J_{56,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{12,\text{BB}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{56,\text{BB}}) \\ & \left. + \tau_{\text{BP-B}} s_{\text{A}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{23,\text{Sh}} + \varepsilon_{\text{Sh}} J_{45,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{23,\text{BB}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{45,\text{BB}}) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Die partielle Ableitung nach $\tau_{\text{BL2-A}}$ ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial \tau_{\text{BL2-A}}} = \frac{a_{\text{SR}} \tau_{\text{BL2-B}} s_{\text{C}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{78,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{78,\text{BB}})}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \quad (\text{A.13})$$

Die partielle Ableitung nach $\tau_{\text{BL3-A}}$ ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial \tau_{\text{BL3-A}}} = \frac{a_{\text{SR}} \tau_{\text{BL3-B}} s_{\text{C}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{89,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{89,\text{BB}})}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \quad (\text{A.14})$$

Die partielle Ableitung nach $\tau_{\text{BP-A}}$ ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial \tau_{\text{BP-A}}} = & - \frac{a_{\text{SR}}}{\varepsilon_{\text{BB}} \tau_{\text{BP-A}}^2 \tau_{\text{BP-B}} J_{34,\text{BB}}} \left(\frac{n^2 d^2 U_{\text{mess}}}{\pi r_1^2 \pi r_2^2 F_{\text{T}}} \right. \\ & + \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BP-B}} s_{\text{A}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{23,\text{Sh}} + \varepsilon_{\text{Sh}} J_{45,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{23,\text{BB}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{45,\text{BB}}) \\ & + \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BL1-B}} s_{\text{A}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{12,\text{Sh}} + \varepsilon_{\text{Sh}} J_{56,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{12,\text{BB}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{56,\text{BB}}) \\ & + \tau_{\text{BL1-A}} \tau_{\text{BL1-B}} s_{\text{B}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{67,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{67,\text{BB}}) \\ & + \tau_{\text{BL2-A}} \tau_{\text{BL2-B}} s_{\text{C}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{78,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{78,\text{BB}}) \\ & \left. + \tau_{\text{BL3-A}} \tau_{\text{BL3-B}} s_{\text{C}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{89,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{89,\text{BB}}) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Die partielle Ableitung nach $\tau_{\text{BL1-B}}$ ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial \tau_{\text{BL1-B}}} = & \frac{a_{\text{SR}}}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \left(\tau_{\text{BL1-A}} s_{\text{B}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{67,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{67,\text{BB}}) \right. \\ & \left. + \tau_{\text{BL1-A}} s_{\text{A}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{12,\text{Sh}} + \varepsilon_{\text{Sh}} J_{56,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{12,\text{BB}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{56,\text{BB}}) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Die partielle Ableitung nach $\tau_{\text{BL2-B}}$ ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial \tau_{\text{BL2-B}}} = \frac{a_{\text{SR}} \tau_{\text{BL2-A}} s_{\text{C}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{78,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{78,\text{BB}})}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \quad (\text{A.17})$$

Die partielle Ableitung nach $\tau_{\text{BL3-B}}$ ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial \tau_{\text{BL3-B}}} = \frac{a_{\text{SR}} \tau_{\text{BL3-A}} s_{\text{C}} (\varepsilon_{\text{Sh}} J_{89,\text{Sh}} - \varepsilon_{\text{BB}} J_{89,\text{BB}})}{\tau_{\text{BP-A}} \tau_{\text{BP-B}} \varepsilon_{\text{BB}} J_{34,\text{BB}}} \quad (\text{A.18})$$

Die partielle Ableitung nach τ_{BP-B} ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial \tau_{BP-B}} = & - \frac{a_{SR}}{\tau_{BP-A} \tau_{BP-B}^2 \varepsilon_{BB} J_{34, BB}} \left(\frac{n^2 d^2 U_{\text{mess}}}{\pi r_1^2 \pi r_2^2 F_T} \right. \\ & + \tau_{BL3-A} \tau_{BL3-B} s_C (\varepsilon_{Sh} J_{89, Sh} - \varepsilon_{BB} J_{89, BB}) \\ & + \tau_{BL1-A} \tau_{BL1-B} s_A (\varepsilon_{Sh} J_{12, Sh} + \varepsilon_{Sh} J_{56, Sh} - \varepsilon_{BB} J_{12, BB} - \varepsilon_{BB} J_{56, BB}) \\ & + \tau_{BL1-A} \tau_{BL1-B} s_B (\varepsilon_{Sh} J_{67, Sh} - \varepsilon_{BB} J_{67, BB}) \\ & \left. + \tau_{BL2-A} \tau_{BL2-B} s_C (\varepsilon_{Sh} J_{78, Sh} - \varepsilon_{BB} J_{78, BB}) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Die partielle Ableitung nach s_A ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial s_A} = & \frac{a_{SR} \varepsilon_{Sh} J_{34, Sh}}{\varepsilon_{BB} J_{34, BB}} + \frac{a_{SR} \tau_{BL1-A} (\varepsilon_{Sh} J_{23, Sh} + \varepsilon_{Sh} J_{45, Sh} - \varepsilon_{BB} J_{23, BB} - \varepsilon_{BB} J_{45, BB})}{\tau_{BP-A} \varepsilon_{BB} J_{34, BB}} \\ & + \frac{a_{SR} \tau_{BL1-A} \tau_{BL1-B} (\varepsilon_{Sh} J_{12, Sh} + \varepsilon_{Sh} J_{56, Sh} - \varepsilon_{BB} J_{12, BB} - \varepsilon_{BB} J_{56, BB})}{\tau_{BP-A} \tau_{BP-B} \varepsilon_{BB} J_{34, BB}} \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Die partielle Ableitung nach s_B ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial s_B} = \frac{a_{SR} \tau_{BL1-A} \tau_{BL1-B} (\varepsilon_{Sh} J_{67, Sh} - \varepsilon_{BB} J_{67, BB})}{\tau_{BP-A} \tau_{BP-B} \varepsilon_{BB} J_{34, BB}} \quad (\text{A.21})$$

Die partielle Ableitung nach s_C ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial s_C} = \frac{a_{SR} \tau_{BL2-A} \tau_{BL2-B} (\varepsilon_{Sh} J_{78, Sh} - \varepsilon_{BB} J_{78, BB}) + a_{SR} \tau_{BL3-A} \tau_{BL3-B} (\varepsilon_{Sh} J_{89, Sh} - \varepsilon_{BB} J_{89, BB})}{\tau_{BP-A} \tau_{BP-B} \varepsilon_{BB} J_{34, BB}} \quad (\text{A.22})$$

Die partielle Ableitung nach F_T ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial F_T} = - \frac{a_{SR} U_{\text{mess}}}{\Phi_{34, BB} F_T^2} \quad (\text{A.23})$$

Die partielle Ableitung nach T_{BB} wird durch numerische Ableitung abgeschätzt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial T_{BB}} \approx \frac{s(T_{BB_i}) - s(T_{BB_{i-1}})}{T_{BB_i} - T_{BB_{i-1}}} \quad (\text{A.24})$$

Die partielle Ableitung nach T_{Sh} wird durch numerische Ableitung abgeschätzt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial T_{Sh}} \approx \frac{s(T_{Sh_i}) - s(T_{Sh_{i-1}})}{T_{Sh_i} - T_{Sh_{i-1}}} \quad (\text{A.25})$$

Die partielle Ableitung nach λ_{BP-A} wird durch numerische Ableitung abgeschätzt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial \lambda_{BP-A}} \approx \frac{s(\lambda_{BP-A_i}) - s(\lambda_{BP-A_{i-1}})}{\lambda_{BP-A_i} - \lambda_{BP-A_{i-1}}} \quad (\text{A.26})$$

Die partielle Ableitung nach $\Delta\lambda_A$ wird durch numerische Ableitung abgeschätzt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial \Delta\lambda_A} \approx \frac{s(\Delta\lambda_{A_i}) - s(\Delta\lambda_{A_{i-1}})}{\Delta\lambda_{A_i} - \Delta\lambda_{A_{i-1}}} \quad (\text{A.27})$$

Die partielle Ableitung nach λ_{BP-B} wird durch numerische Ableitung abgeschätzt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial \lambda_{BP-B}} \approx \frac{s(\lambda_{BP-B_i}) - s(\lambda_{BP-B_{i-1}})}{\lambda_{BP-B_i} - \lambda_{BP-B_{i-1}}} \quad (\text{A.28})$$

Die partielle Ableitung nach $\Delta\lambda_B$ wird durch numerische Ableitung abgeschätzt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial \Delta\lambda_B} \approx \frac{s(\Delta\lambda_{B_i}) - s(\Delta\lambda_{B_{i-1}})}{\Delta\lambda_{B_i} - \Delta\lambda_{B_{i-1}}} \quad (\text{A.29})$$

Die Abschätzung des Unsicherheitsbeitrags der atmosphärischen Absorption erfolgt, indem die atmosphärische Absorption als Korrektur der spektralen Empfindlichkeit gedeutet und dieser Korrektur eine Unsicherheit in Höhe einem Viertel der Korrektur zugeordnet wird. Der Beitrag ergibt sich demzufolge zu

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial \tau_{AT}} \cdot u(\tau_{AT}) \approx \frac{1}{4} s(\lambda_{BP-A}) \left| \frac{s(\tau_{AT}(\lambda))}{s(\tau_{AT} = 1)} - 1 \right| \quad (\text{A.30})$$

wobei $s(\tau_{AT}(\lambda))$ die spektrale Empfindlichkeit unter Berücksichtigung der atmosphärischen Absorption nach Gleichung 3.17 und $s(\tau_{AT} = 1)$ die spektrale Empfindlichkeit ohne Berücksichtigung der atmosphärischen Absorption ist.

A.1.2 Partielle Ableitungen der für die spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit erweiterten Modellgleichung

Zur Berücksichtigung von Korrelationen zwischen den Kalibrierungen am Hohlraumstrahler und am CESR für die spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit in Abschnitt 6.2 muss die Modellgleichung aus Gleichung A.3 um die in Gleichung 6.32 gegebene Herleitung der modellierten spektralen Empfindlichkeit $s_A = s_B = s_C$ im *out-of-bandpass*-Bereich erweitert werden. Dann ergeben sich folgende weitere partielle Ableitungen:

Die partielle Ableitung nach K_{U_i} für $i = A; B; C$ ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial K_{U_i}} = \frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial s_i} \cdot \frac{s_i}{K_{U_i}} \quad (\text{A.31})$$

Die partielle Ableitung nach $K_{SP}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}}$ ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial K_{SP}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}}} = \left(\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial s_A} + \frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial s_B} + \frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial s_C} \right) \cdot \frac{s_A}{K_{SP}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}}} \quad (\text{A.32})$$

Die partielle Ableitung nach K_α ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial K_\alpha} = \left(\frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial s_A} + \frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial s_B} + \frac{\partial s(\lambda_{BP-A})}{\partial s_C} \right) \cdot \frac{s_A}{K_\alpha} \quad (\text{A.33})$$

Die partielle Ableitung nach K_{Pos} ergibt:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial K_{\text{Pos}}} = \left(\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_A} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_B} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_C} \right) \cdot \frac{s_A}{K_{\text{Pos}}} \quad (\text{A.34})$$

Die partielle Ableitung nach $K_{\text{Fenster}}(3,96 \mu\text{m})$ (und analog für $K_{\text{Fenster}}(9,45 \mu\text{m})$ und $K_{\text{Fenster}}(10,45 \mu\text{m})$) ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial K_{\text{Fenster}}(3,96 \mu\text{m})} &= \left(\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_A} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_B} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_C} \right) \\ &\cdot K_{U_A} \cdot K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}} \cdot K_\alpha \cdot K_{\text{Pos}} \cdot \frac{1}{F_T} \cdot \frac{1}{3} \\ &\cdot K_{\lambda_{\text{diff}}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot \frac{U_T(3,96 \mu\text{m})}{\Phi_{\text{CESR}}(3,96 \mu\text{m})} \cdot \frac{U_{\text{M-CESR}}(3,96 \mu\text{m})}{U_{\text{M-T}}(3,96 \mu\text{m})} \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

Die partielle Ableitung nach $K_{\lambda_{\text{diff}}}(3,96 \mu\text{m})$ (und analog für $K_{\lambda_{\text{diff}}}(9,45 \mu\text{m})$ und $K_{\lambda_{\text{diff}}}(10,45 \mu\text{m})$) ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial K_{\lambda_{\text{diff}}}(3,96 \mu\text{m})} &= \left(\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_A} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_B} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_C} \right) \\ &\cdot K_{U_A} \cdot K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}} \cdot K_\alpha \cdot K_{\text{Pos}} \cdot \frac{1}{F_T} \cdot \frac{1}{3} \\ &\cdot K_{\text{Fenster}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot \frac{U_T(3,96 \mu\text{m})}{\Phi_{\text{CESR}}(3,96 \mu\text{m})} \cdot \frac{U_{\text{M-CESR}}(3,96 \mu\text{m})}{U_{\text{M-T}}(3,96 \mu\text{m})} \end{aligned} \quad (\text{A.36})$$

Die partielle Ableitung nach $U_T(3,96 \mu\text{m})$ (und analog für $U_T(9,45 \mu\text{m})$ und $U_T(10,45 \mu\text{m})$) ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial U_T(3,96 \mu\text{m})} &= \left(\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_A} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_B} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_C} \right) \\ &\cdot K_{U_A} \cdot K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}} \cdot K_\alpha \cdot K_{\text{Pos}} \cdot \frac{1}{F_T} \cdot \frac{1}{3} \\ &\cdot K_{\text{Fenster}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot K_{\lambda_{\text{diff}}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot \frac{1}{\Phi_{\text{CESR}}(3,96 \mu\text{m})} \cdot \frac{U_{\text{M-CESR}}(3,96 \mu\text{m})}{U_{\text{M-T}}(3,96 \mu\text{m})} \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

Die partielle Ableitung nach $U_{\text{M-CESR}}(3,96 \mu\text{m})$ (und analog für $U_{\text{M-CESR}}(9,45 \mu\text{m})$ und $U_{\text{M-CESR}}(10,45 \mu\text{m})$) ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial U_{\text{M-CESR}}(3,96 \mu\text{m})} &= \left(\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_A} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_B} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_C} \right) \\ &\cdot K_{U_A} \cdot K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}} \cdot K_\alpha \cdot K_{\text{Pos}} \cdot \frac{1}{F_T} \cdot \frac{1}{3} \\ &\cdot K_{\text{Fenster}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot K_{\lambda_{\text{diff}}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot \frac{U_T(3,96 \mu\text{m})}{\Phi_{\text{CESR}}(3,96 \mu\text{m})} \cdot \frac{1}{U_{\text{M-T}}(3,96 \mu\text{m})} \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

**A.1 Sensitivitätsfaktoren für die Bestimmung der Messunsicherheit der
Detektorkalibrierung am Hohlraumstrahler**

Die partielle Ableitung nach $\Phi_{\text{CESR}}(3,96 \mu\text{m})$ (und analog für $\Phi_{\text{CESR}}(9,45 \mu\text{m})$ und $\Phi_{\text{CESR}}(10,45 \mu\text{m})$) ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial \Phi_{\text{CESR}}(3,96 \mu\text{m})} = & - \left(\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_{\text{A}}} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_{\text{B}}} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_{\text{C}}} \right) \\ & \cdot K_{U_{\text{A}}} \cdot K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}} \cdot K_{\alpha} \cdot K_{\text{Pos}} \cdot \frac{1}{F_{\text{T}}} \cdot \frac{1}{3} \\ & \cdot K_{\text{Fenster}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot K_{\lambda_{\text{diff}}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot \frac{U_{\text{T}}(3,96 \mu\text{m})}{\Phi_{\text{CESR}}(3,96 \mu\text{m})^2} \cdot \frac{U_{\text{M-CESR}}(3,96 \mu\text{m})}{U_{\text{M-T}}(3,96 \mu\text{m})} \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

Die partielle Ableitung nach $U_{\text{M-T}}(3,96 \mu\text{m})$ (und analog für $U_{\text{M-T}}(9,45 \mu\text{m})$ und $U_{\text{M-T}}(10,45 \mu\text{m})$) ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial U_{\text{M-T}}(3,96 \mu\text{m})} = & - \left(\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_{\text{A}}} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_{\text{B}}} + \frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial s_{\text{C}}} \right) \\ & \cdot K_{U_{\text{A}}} \cdot K_{\text{SP}}^{\text{CESR} \rightarrow \text{BB}} \cdot K_{\alpha} \cdot K_{\text{Pos}} \cdot \frac{1}{F_{\text{T}}} \cdot \frac{1}{3} \\ & \cdot K_{\text{Fenster}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot K_{\lambda_{\text{diff}}}(3,96 \mu\text{m}) \cdot \frac{U_{\text{T}}(3,96 \mu\text{m})}{\Phi_{\text{CESR}}(3,96 \mu\text{m})} \cdot \frac{U_{\text{M-CESR}}(3,96 \mu\text{m})}{U_{\text{M-T}}(3,96 \mu\text{m})^2} \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

Die partielle Ableitung nach F_{T} vereinfacht sich zu:

$$\frac{\partial s(\lambda_{\text{BP-A}})}{\partial F_{\text{T}}} = - \frac{s(\lambda_{\text{BP-A}})}{F_{\text{T}}} \quad (\text{A.41})$$

A.2 Herleitung des Bandbreitenkorrekturfaktors

Die spektrale Strahlungsverteilung hinter einem Monochromator ist nicht ideal monochromatisch, sondern weist eine gewisse spektrale Verteilung auf, die durch die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ (spektrale Bandbreite) um die Sollwellenlänge λ_0 beschrieben wird. Das gemessene Detektorsignal $U(\lambda_0)$ muss um diesen Effekt korrigiert werden. Der wahre Wert $\hat{U}(\lambda_0)$, welcher einer ideal monochromatischen Strahlungsquelle mit $\Delta\lambda = 0$ entsprechen würde, ergibt sich zu:

$$\hat{U}(\lambda_0) = U(\lambda_0) \cdot K_{\Delta\lambda}(\lambda_0) \quad (\text{A.42})$$

Dafür wird der Ansatz von COX ET AL. [2003] verwendet und für den am Detektorvergleichsmessplatz vorliegenden Fall weiter entwickelt: Das gemessene Detektorsignal $U(\lambda_0)$ kann als Faltung aus der Monochromator-Durchlassfunktion $S(\lambda_0, \lambda)$ mit Einheitsfläche und dem wahren, um den Bandbreiteneffekt korrigierten Wert $\hat{U}(\lambda)$ beschrieben werden:

$$U(\lambda_0) = \int_0^\infty \hat{U}(\lambda) S(\lambda_0, \lambda) d\lambda \quad (\text{A.43})$$

A.2.1 Monochromator-Durchlassfunktion

Die Durchlassfunktion $S(\lambda_0, \lambda)$ des Monochromators um die Kalibrierwellenlänge λ_0 ist definiert durch die geometrische Faltung von Monochromatorein- und -austritt. Für den am Detektorvergleichsmessplatz vorliegenden Fall eines rechteckförmigen Eintritts der Breite Δx_{in} und eines kreisförmigen Austritts der Breite Δx_{out} mit $\Delta x_{\text{out}} \leq \Delta x_{\text{in}}$ gilt unter Annahme einer homogenen Bestrahlung der Monochromatorein- und austrittsöffnung:

$$S(\lambda_0, \lambda) = \begin{cases} \frac{f_1(\lambda)}{\frac{\pi}{4} \left(\frac{x_{\text{out}} \Delta\lambda}{x_{\text{in}}}\right)^2 \Delta\lambda} & ; \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \leq \lambda < \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \\ \frac{1}{\Delta\lambda} & ; \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \leq \lambda < \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \\ \frac{f_2(\lambda)}{\frac{\pi}{4} \left(\frac{x_{\text{out}} \Delta\lambda}{x_{\text{in}}}\right)^2 \Delta\lambda} & ; \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \leq \lambda < \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{A.44})$$

Die Funktion $f_1(\lambda)$ ergibt sich mit der substituierten Variable $\xi = \lambda - \left(\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2} - \frac{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda}{2\Delta x_{\text{in}}}\right)$ durch Integration:

$$f_1(\xi) = 2 \int_{-\frac{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda}{2\Delta x_{\text{in}}}}^{\xi - \frac{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda}{2\Delta x_{\text{in}}}} \sqrt{\left(\frac{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda}{2\Delta x_{\text{in}}}\right)^2 - \xi^2} d\xi \quad (\text{A.45})$$

Die Stammfunktion des Integranden ergibt sich zu [Bartsch, 1986]:

$$f_1(\xi) = \left(\xi - \frac{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda}{2\Delta x_{\text{in}}}\right) \sqrt{\xi \frac{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda}{\Delta x_{\text{in}}} - \xi^2} + \frac{\Delta x_{\text{out}}^2 \Delta\lambda^2}{4\Delta x_{\text{in}}^2} \arcsin\left(\frac{2\xi - \frac{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda}{\Delta x_{\text{in}}}}{\frac{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda}{\Delta x_{\text{in}}}}\right) + \frac{\Delta x_{\text{out}}^2 \Delta\lambda^2}{8\Delta x_{\text{in}}} \pi \quad (\text{A.46})$$

Die Funktion $f_2(\lambda)$ ergibt sich durch Spiegelung von $f_1(\lambda)$ an λ_0 , also:

$$f_2(\xi) = f_1\left(-\xi + \Delta\lambda + \frac{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \quad (\text{A.47})$$

Zur Reduzierung des mathematischen Aufwands zur Bestimmung des Korrekturfaktors $K_{\Delta\lambda}(\lambda_0)$ werden im Folgenden ein rechteckiger Ein- und Austrittsspalt angenommen, wodurch sich eine vereinfachte, trapezförmige Durchlassfunktion $\tilde{S}(\lambda_0, \lambda)$ ergibt:

$$S(\lambda_0, \lambda) \approx \tilde{S}(\lambda_0, \lambda) = \begin{cases} \tilde{f}_1(\lambda) & ; \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \leq \lambda < \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \\ \frac{1}{\Delta\lambda} & ; \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \leq \lambda < \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \\ \tilde{f}_2(\lambda) & ; \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \leq \lambda < \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{A.48})$$

mit den linearen Funktionen

$$\tilde{f}_1(\lambda) = \frac{\Delta x_{\text{in}}}{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda^2} \left(\lambda - \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \right) \quad (\text{A.49})$$

$$\tilde{f}_2(\lambda) = \frac{\Delta x_{\text{in}}}{\Delta x_{\text{out}} \Delta\lambda^2} \left(\lambda_0 - \lambda + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right) \right) \quad (\text{A.50})$$

Die analytisch ermittelte Durchlassfunktion $S(\lambda_0, \lambda)$ und die Näherung $\tilde{S}(\lambda_0, \lambda)$ sind in Abb. A.1 dargestellt. Die in Abschnitt 6.1.4 beschriebene Wellenlängenkalibrierung des Monochromators stellt eine Bestätigung der Approximierung der Durchlassfunktion als Trapez-Funktion dar.

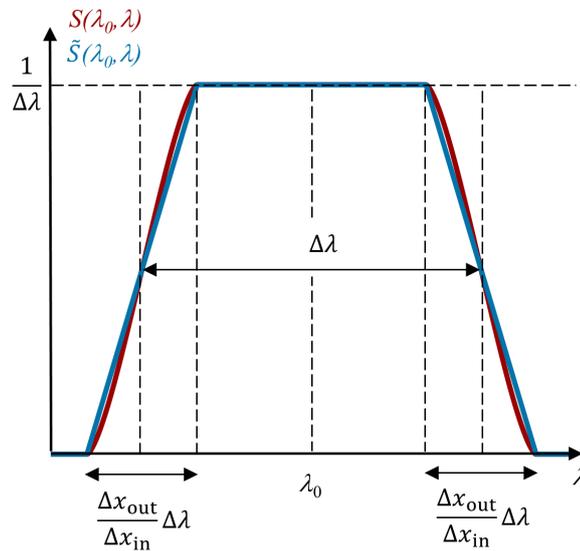


Abbildung A.1: Analytisch bestimmte Monochromator-Durchlassfunktion $S(\lambda_0, \lambda)$ (rot) und als Trapezform vereinfachte Monochromator-Durchlassfunktion $\tilde{S}(\lambda_0, \lambda)$ (blau).

A.2.2 Bandbreitenkorrekturfaktor

Mit der Monochromator-Durchlassfunktion $\tilde{S}(\lambda_0, \lambda)$ und Gleichung A.43 kann der Bandbreitenkorrekturfaktor $K_{\Delta\lambda}(\lambda_0)$ ermittelt werden:

$$U(\lambda_0) = \int_{\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)}^{\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)} \hat{U}(\lambda) \tilde{f}_1(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)}^{\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)} \hat{U}(\lambda) \frac{1}{\Delta\lambda} d\lambda + \int_{\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)}^{\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)} \hat{U}(\lambda) \tilde{f}_2(\lambda) d\lambda \quad (\text{A.51})$$

Die Substitution $\lambda = \lambda_0 + \xi$ ergibt:

$$U(\lambda_0) = \int_{\frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)}^{\frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)} \hat{U}(\lambda_0 + \xi) \tilde{f}_1(\lambda_0 + \xi) d\xi + \int_{\frac{\Delta\lambda}{2} \left(-1 + \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)}^{\frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)} \hat{U}(\lambda_0 + \xi) \frac{1}{\Delta\lambda} d\xi + \int_{\frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)}^{\frac{\Delta\lambda}{2} \left(1 - \frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}}\right)} \hat{U}(\lambda_0 + \xi) \tilde{f}_2(\lambda_0 + \xi) d\xi \quad (\text{A.52})$$

$\hat{U}(\lambda_0 + \xi)$ wird als Taylorreihe ausgedrückt, wobei Ableitungen höher als 2 als vernachlässigbar klein angesehen werden:

$$\hat{U}(\lambda_0 + \xi) \approx \hat{U}(\lambda_0) + \frac{\partial \hat{U}(\lambda_0)}{\partial \lambda} \xi + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \hat{U}(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \xi^2 \quad (\text{A.53})$$

Einsetzen der Gleichungen A.49, A.50 und A.53 in Gleichung A.52 und Ausrechnen der Integrale ergibt:

$$U(\lambda_0) = \hat{U}(\lambda_0) + \left(\frac{1}{24} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{24} \right) \frac{\partial^2 \hat{U}(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \Delta\lambda^2 \quad (\text{A.54})$$

Durch Umstellen ergibt sich:

$$\hat{U}(\lambda_0) = U(\lambda_0) - \left(\frac{1}{24} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{24} \right) \frac{\partial^2 \hat{U}(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \Delta\lambda^2 \quad (\text{A.55})$$

Für $\frac{\partial^2 \hat{U}(\lambda_0)}{\partial \lambda^2}$ auf der rechten Seite in Gleichung A.55 wird die gesamte rechte Seite von Gleichung A.55 selbst eingesetzt und zweimal abgeleitet. Die entstehende 4. Ableitung wird als vernachlässigbar klein angesehen. Damit ergibt sich die gesuchte Gleichung zur Berechnung des um den Bandbreiteneffekt korrigierten Wertes $\hat{U}(\lambda_0)$ mithilfe des Messwertes $U(\lambda_0)$ bzw. dessen aus den Messdaten numerisch bestimmbarer Ableitungen.

$$\hat{U}(\lambda_0) = U(\lambda_0) - \left(\frac{1}{24} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{24} \right) \frac{\partial^2 U(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \Delta\lambda^2 \quad (\text{A.56})$$

Für einen unendlich kleinen Austrittsspalt $\Delta x_{\text{out}} \rightarrow 0$ ergibt sich eine rechteckförmige Durchlassfunktion. Für $\Delta x_{\text{out}} = \Delta x_{\text{in}}$ ergibt sich ein dreiecksförmiges Durchlassprofil. Beide Lösungen stimmen mit der Ergebnissen von COX ET AL. [2003] überein.

Der Korrekturfaktor $K_{\Delta\lambda,P}(\lambda_0)$ für das Prüflingsdetektorsignal berechnet sich also zu:

$$K_{\Delta\lambda,P}(\lambda_0) = \frac{U_P(\lambda_0) - \left(\frac{1}{24} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{24} \right) \frac{\partial^2 U_P(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \Delta \lambda^2}{U_P(\lambda_0)} \quad (\text{A.57})$$

$$K_{\Delta\lambda,P}(\lambda_0) = 1 - \left(\frac{1}{24} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{24} \right) \frac{\partial^2 U_P(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \frac{\Delta \lambda^2}{U_P(\lambda_0)} \quad (\text{A.58})$$

Analog wird der Korrekturfaktor $K_{\Delta\lambda,T}(\lambda_0)$ für das Transferdetektorsignal bestimmt, wobei zubeachten ist, dass $U_T(\lambda_0)$ in Gleichung 6.51 im Nenner steht, also das Reziproke gebildet werden muss:

$$K_{\Delta\lambda,T}(\lambda_0) = \frac{1}{1 - \left(\frac{1}{24} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{24} \right) \frac{\partial^2 U_T(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \frac{\Delta \lambda^2}{U_T(\lambda_0)}} \quad (\text{A.59})$$

Dies entspricht der Form $f(x) = \frac{1}{1-x}$, was sich mit einer Taylorreihe für kleine $x \approx 0$ darstellen lässt als

$$f(x) = \frac{1}{1-x} = f(0) + f'(0) \cdot (x-0) + \frac{1}{2} f''(x-0)^2 + \dots \approx 1 + x \quad (\text{A.60})$$

So kann der Korrekturfaktor $K_{\Delta\lambda,T}(\lambda_0)$ näherungsweise wie folgt berechnet werden:

$$K_{\Delta\lambda,T}(\lambda_0) \approx 1 + \left(\frac{1}{24} \left(\frac{\Delta x_{\text{out}}}{\Delta x_{\text{in}}} \right)^2 + \frac{1}{24} \right) \frac{\partial^2 U_T(\lambda_0)}{\partial \lambda^2} \frac{\Delta \lambda^2}{U_T(\lambda_0)} \quad (\text{A.61})$$

A.3 Vielfachreflexionen am Strahlteiler

Wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, gilt es zu überprüfen, dass die aufgrund von Vielfachreflexionen innerhalb des Strahlteilers entstehenden Strahlen nicht im Erfassungsbereich der Detektoren liegen und so zu Messfehlern führen. Die folgende Berechnung bezieht sich auf Abb. A.2 und verwendet folgende Daten und Vereinfachungen:

- Die Dicke d_{ST} des Strahlteilers beträgt 8 mm und wird näherungsweise trotz Keilung als konstant angesehen, wegen $\cos(\alpha) \approx 1$ für kleine Winkel α .
- Der Strahlteiler wird unter $\delta_1 = 45^\circ$ getroffen.
- Der Brechungsindex von Calciumfluorid ist wellenlängenabhängig. Da der minimale Abstand zwischen den Nutzstrahlen und den Strahlen höherer Ordnung ermittelt werden soll, wird die Berechnung mit dem im relevanten Spektralbereich geringsten Brechungsindex $n_{\text{CaF}_2}(\lambda = 9 \mu\text{m}) \approx 1,33$ durchgeführt [Kohlrausch, 1996, S. 407].
- Der Brechungsindex der Luft wird näherungsweise als $n_{\text{Luft}} \approx 1$ angenommen.
- Der Abstand zwischen Strahlteiler und empfindlicher Fläche des Detektor beträgt $l \approx 720$ mm und wird vereinfacht für alle Strahlen als konstant angenommen.
- Wie in Abb. A.2 gezeigt, wird vereinfacht davon ausgegangen, dass eingehender Strahl und transmittierter Nutzstrahl parallel verlaufen.

Mithilfe des Brechungsgesetzes gilt für δ_2 [Schröder und Treiber, 2007, S. 26]:

$$\delta_2 = \arcsin\left(\frac{\sin(\delta_1)}{n_{\text{CaF}_2}}\right) \approx 32,1^\circ \quad (\text{A.62})$$

Aus geometrischen Überlegungen folgt δ_3 , nach dem Brechungsgesetz folgt δ_4 und dadurch lässt sich der Winkel β bestimmen:

$$\delta_3 = \delta_2 + 2\alpha \approx 33,1^\circ \quad (\text{A.63})$$

$$\delta_4 = \arcsin(n_{\text{CaF}_2} \cdot \sin(\delta_3)) \approx 46,6^\circ \quad (\text{A.64})$$

$$\beta = \delta_1 - \delta_4 \approx 1,6^\circ \quad (\text{A.65})$$

Der Abstand zwischen dem reflektierten Nutzstrahl und dem 1. reflektierten Strahl höherer Ordnung in der Ebene der empfindlichen Fläche des Monitordetektors ergibt sich als Summe der Abstände a und b zu:

$$a = \sin(\delta_1) \cdot (\tan(\delta_2) \cdot d_{\text{ST}} + \tan(\delta_3) \cdot d_{\text{ST}}) \approx 7,2 \text{ mm} \quad (\text{A.66})$$

$$b = \tan(\beta) \cdot l \approx 20,2 \text{ mm} \quad (\text{A.67})$$

$$a + b \approx 27,4 \text{ mm} \quad (\text{A.68})$$

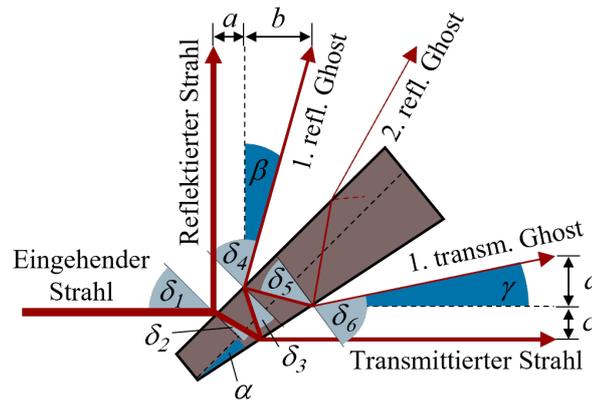


Abbildung A.2: Vielfachreflexe am Strahlteiler

Des Weiteren ergeben sich δ_5 durch geometrische Überlegungen, δ_6 nach dem Brechungsgesetz und damit γ :

$$\delta_5 = \delta_3 + \alpha \approx 33,6^\circ \tag{A.69}$$

$$\delta_6 = \arcsin(n_{\text{CaF}_2} \cdot \sin(\delta_5)) \approx 47,4^\circ \tag{A.70}$$

$$\gamma = \delta_6 - \delta_1 \approx 2,4^\circ \tag{A.71}$$

Der Abstand zwischen dem transmittierten Nutzstrahl und dem 1. transmittierten Strahl höherer Ordnung in der Ebene der empfindlichen Fläche des Prüflings- bzw. Transferdetektors ergibt sich als Summe der Abstände c und d zu:

$$c = \sin(\delta_1) \cdot (\tan(\delta_3) \cdot d_{\text{ST}} + \tan(\delta_5) \cdot d_{\text{ST}}) \approx 7,5 \text{ mm} \tag{A.72}$$

$$d = \tan(\gamma) \cdot l \approx 30,5 \text{ mm} \tag{A.73}$$

$$c + d \approx 37,9 \text{ mm} \tag{A.74}$$

Alle weiteren Strahlen höherer Ordnung liegen in größerer Distanz zum reflektierten bzw. transmittierten Nutzstrahl und müssen nicht weiter berechnet werden. Für das vorliegende Strahlprofil und einer empfindlichen Detektorfläche mit einem Durchmesser von max. etwa 5,8 mm liegen die Strahlen höherer Ordnung somit außerhalb des Erfassungsbereichs.

Die Rechnung wurde mithilfe der sichtbaren Strahlung des HeNe-Lasers überprüft: Die Strahlen der 1. transmittierten und 1. reflektierten höheren Ordnung waren mit bloßem Auge bei ausgeschalteter Raumbeleuchtung sichtbar. Die Abstände entsprachen näherungsweise den Rechenergebnissen, wobei Abweichungen auf den wellenlängenabhängigen Brechungsindex n_{CaF_2} des Strahlteilers zurückzuführen sind.

A.4 Analytische Berechnung von $\Psi(x_0, y_0, d)$

Die Bestimmung des Streustrahlungskorrekturfaktors K_{Apertur} und des Positionskorrekturfaktors K_{Pos} in Abschnitt 6.3.2, sowie des Strahlprofilkorrekturfaktors K_{SP} in Abschnitt 6.2.1 sind für die präzise Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit von Prüflingsdetektoren am Detektorvergleichsmessplatz wie in den Abschnitten 6.3 und 6.4 dargestellt nötig. Dafür wird eine zweidimensionale, numerische Faltung der relativen spektralen Empfindlichkeit $s_{\text{rel}}(x, y)$ und des relativen Bestrahlungsstärkefelds $E_{\text{rel}}(x, y)$ angewendet. Das Ergebnis $\Psi(x, y, d)$ dieser numerischen Rechnung für einen Detektor mit einer kreisförmigen Apertur mit dem Durchmesser d an der Position (x, y) im Strahlprofil, vergleiche Gleichung 6.61, soll hier mithilfe einer analytischen Lösung validiert werden. Für die analytische Lösung werden folgende Vereinfachungen getroffen:

- Die analytische Lösung erfolgt für die Detektorposition (x_0, y_0) zentrisch im Strahlprofil und zur besseren Lesbarkeit sei im Folgenden $\Psi(x_0, y_0, d) = \Psi(d)$.
- Es wird vereinfacht ein Detektor mit homogener Verteilung der spektralen Empfindlichkeit über die empfindliche Fläche angenommen, also $s_{\text{rel}}(x, y) = \text{konst.}$ $\Psi(d)$ ist allgemein in Gleichung 6.61 definiert und vereinfacht sich damit zu:

$$\Psi(d) = \int_A E_{\text{rel}}(x, y) dx dy \quad (\text{A.75})$$

- Das Strahlprofil wurde in Abschnitt 6.1.6 als Superposition aus einem Flat-Top-Profil (F), einem kegelförmigen (K) und einem gaussförmigen (G) Profilanteil zur Beschreibung der relativen Bestrahlungsstärke $E_{\text{rel}}(x, y)$ modelliert. Die drei Strahlprofilanteile ($i = \text{F}; \text{K}; \text{G}$) haben ihren jeweiligen Maximalwert zentrisch im Strahlprofil $E_{\text{rel},i}(x_0, y_0) = h_i$ und eine ellipsenförmige Grundfläche mit den Radien $r_{x,i}$ und $r_{y,i}$, vergleiche Tab. 6.3. Für die analytische Validierung werden vereinfacht kreisförmige Grundflächen mit den Radien r_i angenommen, die sich durch Mittelwertbildung der identifizierten Parameter $r_{x,i}$ und $r_{y,i}$ der elliptischen Strahlprofilanteile ergeben.

Die Integration in Gleichung A.75 wird geometrisch interpretiert und erfolgt mit der Koordinate z , welche senkrecht auf der durch die Koordinaten x und y aufgespannten Detektorebene steht, über die Fläche $A_i(z)$. Abb. A.3 stellt $A_{\text{K}}(z)$ für den kegelförmigen Strahlprofilanteil anschaulich als Ausdehnung des Kegels in Abhängigkeit der Koordinate z dar, wobei gilt, dass $A_i(z)$ limitiert ist durch die Detektorapertur, da Strahlprofilanteile außerhalb der Detektorapertur nicht gesehen werden. Aus Gleichung A.75 wird dann:

$$\Psi(d) = \int_0^{h_i} A_i(z) dz \quad (\text{A.76})$$

Die Integration wird im Folgenden separat über die Strahlprofilanteile ausgeführt, welche in den Gleichungen 6.10, 6.11 und 6.13 gegeben sind.

Für den Kegel-Strahlprofilanteil gilt:

$$\Psi_{\text{K}}(d) = \int_0^{z_0} A_{\text{K1}}(z) dz + \int_{z_0}^{h_{\text{K}}} A_{\text{K2}}(z) dz \quad (\text{A.77})$$

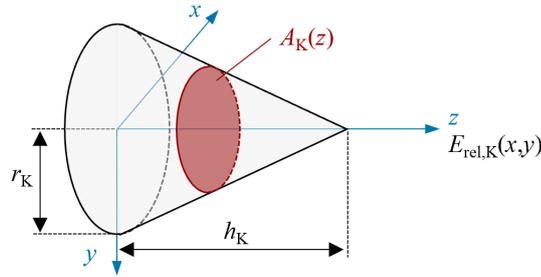


Abbildung A.3: Geometrische Veranschaulichung des kegelförmigen Strahlprofilanteils mit kreisförmiger Grundfläche mit dem Radius r_K . Die Kegelhöhe h_K beschreibt die relative Bestrahlungsstärke $E_{\text{rel},K}(x_0, y_0)$. Für die analytische Berechnung von $\Psi(d)$ wird die Fläche $A_K(z)$ verwendet.

Dabei teilt z_0 den Kegel in einen Zylinderstumpf mit den Außenmaßen der Detektorapertur, sofern die Detektorapertur kleiner als die Grundfläche des Kegels ist, und eine aufgesetzte Kegelspitze auf:

$$z_0 = \begin{cases} h_K \left(1 - \frac{d}{2r_K}\right) & ; \frac{d}{2} \leq r_K \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{A.78})$$

Für die Ausdehnungen des Strahlprofils in Abhängigkeit der Koordinate z gilt:

$$A_{K1}(z) = \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 \quad A_{K2}(z) = \pi r_K^2 \left(1 - \frac{z}{h_K}\right)^2 \quad (\text{A.79})$$

Daher folgt für $\Psi_K(d)$:

$$\Psi_K(d) = \begin{cases} \frac{1}{3} \pi r_K^2 h_K & ; \frac{d}{2} \geq r_K \\ \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 h_K \left(1 - \frac{d}{3r_K}\right) & ; \frac{d}{2} < r_K \end{cases} \quad (\text{A.80})$$

Für den Flat-Top-Strahlprofilanteil gilt:

$$\Psi_F(d) = \int_0^{h_F} A_F(z) dz \quad (\text{A.81})$$

Für die Ausdehnung des Strahlprofils in Abhängigkeit der Koordinate z gilt:

$$A_F(z) = \begin{cases} \pi r_F^2 & ; r_F \leq \frac{d}{2} \\ \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 & ; \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{A.82})$$

Daher folgt für $\Psi_F(d)$:

$$S_{\text{Falt},F}(d) = \begin{cases} \pi r_F^2 h_F & ; \frac{d}{2} \geq r_F \\ \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 h_F & ; \frac{d}{2} < r_F \end{cases} \quad (\text{A.83})$$

Für den Gauss-Strahlprofilanteil gilt:

$$\Psi_G(d) = \int_0^{z_0} A_{G1}(z) dz + \int_{z_0}^{h_G} A_{G2}(z) dz \quad (\text{A.84})$$

Dabei teilt z_0 die Gaussglocke in einen Zylinderstumpf mit den Außenmaßen der Detektorapertur und eine aufgesetzte Gaussglockenspitze auf:

$$z_0 = \frac{h_G}{\exp\left(\left(\frac{d}{2r_G}\right)^2\right)} \quad (\text{A.85})$$

Für die Ausdehnung des Strahlprofils in Abhängigkeit der Koordinate z gilt:

$$A_{G1}(z) = \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 \quad A_{G2}(z) = \pi r_G^2 \ln\left(\frac{h_G}{z}\right)^2 \quad (\text{A.86})$$

Daher folgt für $\Psi_G(d)$:

$$\Psi_G(d) = \pi r_G^2 h_G \left(1 - \frac{1}{\exp\left(\left(\frac{d}{2r_G}\right)^2\right)}\right) \quad (\text{A.87})$$

Die Aufsummierung über die einzelnen Strahlprofilanteile ergibt:

$$\Psi(d) = \Psi_K(d) + \Psi_F(d) + \Psi_G(d) \quad (\text{A.88})$$

Die Ergebnisse der numerischen Lösung, wie in den Abschnitten 6.1.6 und 6.3.2 beschrieben und angewendet, stimmen mit dieser analytischen Lösung im Rahmen der angegebenen Messunsicherheiten überein, wie für den Korrekturfaktor K_{Apertur} in Tab. A.1 gezeigt ist.¹

Tabelle A.1: Berechnung des Korrekturfaktors K_{Apertur} auf Grundlage der Strahlprofilparameter in Tab. 6.3 für verschiedene Aperturdurchmesser d_P des Prüfingsdetektors nach Gleichung 6.62. Die Ergebnisse der numerischen Lösung, wie in den Abschnitten 6.1.6 und 6.3.2 beschrieben und angewendet, und der Berechnung mithilfe der analytischen Berechnung von $\Psi(x_0, y_0, d)$ nach Gleichung A.88 stimmen im Rahmen der zugeordneten Messunsicherheit überein. Für den Aperturdurchmesser d_T des Transfornormals wird hier das nominelle Maß des Thermosäulendetektors TS-76 verwendet.

d_T / mm	d_P / mm	K_{Apertur}	$u(K_{\text{Apertur}})$	K_{Apertur}	Differenz	rel. Differenz / %
		<i>numerisch</i>		<i>analytisch</i>		
5,8	4,0	1,623	0,312	1,628	-0,005	-0,31
5,8	5,0	1,150	0,075	1,151	-0,001	-0,06
5,8	5,7	1,010	0,005	1,010	< 0,001	-0,02
5,8	5,9	0,991	0,005	0,990	< 0,001	0,04
5,8	8,0	0,883	0,059	0,881	0,002	0,20

¹Dabei gilt es zu beachten, dass diese Berechnungen für das vorliegende Strahlprofil durchgeführt wurden, welches an die Apertur des Thermosäulendetektors TS-76 derart angepasst ist, dass diese weitgehend unterstrahlt wird. Bei der Verwendung von Detektoren mit kleinerer Apertur kann die Blende am Monochromatoraustritt durch eine kleinere ersetzt werden, sodass auch diese unterstrahlt wird (wie für die Nutzung der pyroelektrischen Detektoren mit einem nominellen Aperturdurchmesser von 4 mm vorgesehen, vergleiche Abschnitt 6.1.3) oder es kann das in Abschnitt 6.4 beschriebene Raster-Messverfahren zur Kalibrierung kleinflächiger Detektoren angewendet werden. Bei dem in Tab. A.1 angegebenen Korrekturfaktor K_{Apertur} mit sehr großer Messunsicherheit von ca. 31 % für einen Prüfingsdetektoraperturdurchmesser $d_P = 4$ mm handelt es sich also um eine Validierung des numerischen Verfahrens, aber nicht um einen realistischen Fall einer durchzuführenden Kalibrierung.

A.5 Messunsicherheitsbeitrag durch höhere Ordnungen der Taylorreihenentwicklung des Bestrahlungsstärkefeldes für das Raster-Messverfahren

Bei der Bestimmung der Messunsicherheit des Raster-Messverfahrens in Abschnitt 6.4.2 muss berücksichtigt werden, dass aufgrund der Ausdehnung der (kleinflächigen) Apertur des Prüflingsdetektors das Bestrahlungsstärkefeld $E(x, y)$ nur begrenzt genau bestimmt wird: Für jeden Messpunkt (x_i, y_j) wird über das Bestrahlungsstärkefeld auf der Prüflingsdetektorapertur die mittlere Bestrahlungsstärke bestimmt und dann der Detektorposition (x_i, y_j) zugeordnet. Dies ist nur dann zulässig, wenn die Bestrahlungsstärke über die Detektorapertur konstant ist oder sich durch eine ebene Fläche beschreiben lässt, da dann die mittlere Bestrahlungsstärke über die Aperturfläche identisch ist mit der tatsächlich gesuchten Bestrahlungsstärke $E(x_i, y_j)$.²

Zur Berücksichtigung höherer Ordnungen der Taylorreihenentwicklung des Bestrahlungsstärkefeldes zur Vermeidung von Messfehlern wird dieser Effekt im Folgenden mathematisch beschrieben und eine notwendige Korrektur bzw. eine resultierende Messunsicherheit bestimmt.

Innerhalb der Detektorapertur A_P , welche mittig über dem Messpunkt (x_i, y_j) im Bestrahlungsstärkefeld $E(x, y)$ positioniert ist, liegt die Strahlungsleistung $\Phi(x_i, y_j)$ vor:

$$\Phi(x_i, y_j) = \int_{A_P} E(x, y) \, dA_P \quad (\text{A.89})$$

Für das Detektorsignal $U(x_i, y_j)$, das dem Messpunkt (x_i, y_j) zugeordnet wird, gilt demnach:

$$U(x_i, y_j) = \frac{\Phi(x_i, y_j) \cdot s_{E,P}}{A_P} = \frac{s_{E,P}}{A_P} \cdot \int_{A_P} E(x, y) \, dA_P \quad (\text{A.90})$$

Das unbekannte Bestrahlungsstärkefeld $E(x, y)$ kann mithilfe eines theoretischen Detektorsignals $\hat{U}(x, y)$ beschrieben werden, welches um den eingangs beschriebenen Effekt höherer Ordnungen der Taylorreihenentwicklung des Bestrahlungsstärkefeldes bereinigt wäre bzw. für eine infinitesimal kleine Detektorapertur vorliegen würde:

$$E(x, y) = \frac{\hat{U}(x, y)}{s_{E,P}} \quad (\text{A.91})$$

Durch Einsetzen von Gleichung A.91 in Gleichung A.90 folgt:

$$U(x_i, y_j) = \frac{1}{A_P} \cdot \int_{A_P} \hat{U}(x, y) \, dA_P \quad (\text{A.92})$$

Für den vorliegenden Fall einer quadratischen Detektorapertur mit der Breite b_P wird aus Gleichung A.92 hier:

$$U(x_i, y_j) = \frac{1}{A_P} \cdot \int_{x=x_i-\frac{b_P}{2}}^{x=x_i+\frac{b_P}{2}} \int_{y=y_j-\frac{b_P}{2}}^{y=y_j+\frac{b_P}{2}} \hat{U}(x, y) \, dy \, dx \quad (\text{A.93})$$

²Dabei wird die Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Prüflingsdetektors über die sensitive Fläche homogen angenommen. Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass Nichtlinearitäten des Prüflingsdetektors im Bereich der vorliegenden Strahlungsleistung vernachlässigbar gering sind.

$\hat{U}(x, y)$ ist unbekannt und wird als 2D-Taylorreihe um den Entwicklungspunkt (x_i, y_j) dargestellt [Schröder, 1964, S. 73, in vereinfachter Schreibweise]:

$$\hat{U}(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\left((x - x_i) \cdot \frac{\partial}{\partial x} + (y - y_j) \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right)^m \hat{U}(x_i, y_j)}{m!} \quad (\text{A.94})$$

Mit den Substitutionen $x = x_i + \xi$ und $y = y_j + \eta$ folgt:

$$U(x_i, y_j) = \frac{1}{A_P} \cdot \int_{\xi=-\frac{b_P}{2}}^{\xi=\frac{b_P}{2}} \int_{\eta=-\frac{b_P}{2}}^{\eta=\frac{b_P}{2}} \hat{U}(x_i + \xi, y_j + \eta) \, d\eta \, d\xi \quad (\text{A.95})$$

und für die 2D-Taylorreihe:

$$\hat{U}(x_i + \xi, y_j + \eta) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\left(\xi \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \eta \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right)^m \hat{U}(x_i, y_j)}{m!} \quad (\text{A.96})$$

Im Folgenden werden die Ordnungen $m = 0, 1, 2, 3$ der Taylorreihenentwicklung für das idealisierte Detektorsignal \hat{U} aus Gleichung A.96 einzeln in Gleichung A.95 eingesetzt und anschließend aufsummiert. Durch Einsetzen der 0. Ordnung ($m = 0$) der Taylorreihe aus Gleichung A.96 in Gleichung A.95 ergibt sich mit $A_P = b_P^2$:

$$U(x_i, y_j)_{m=0} = \frac{1}{A_P} \cdot \int_{\xi=-\frac{b_P}{2}}^{\xi=\frac{b_P}{2}} \int_{\eta=-\frac{b_P}{2}}^{\eta=\frac{b_P}{2}} \hat{U}(x_i, y_j) \, d\eta \, d\xi \quad (\text{A.97})$$

$$U(x_i, y_j)_{m=0} = \hat{U}(x_i, y_j) \quad (\text{A.98})$$

Durch Einsetzen der 1. Ordnung ($m = 1$) der Taylorreihe aus Gleichung A.96 in Gleichung A.95 ergibt sich:

$$U(x_i, y_j)_{m=1} = \frac{1}{A_P} \cdot \int_{\xi=-\frac{b_P}{2}}^{\xi=\frac{b_P}{2}} \int_{\eta=-\frac{b_P}{2}}^{\eta=\frac{b_P}{2}} \frac{\partial \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial x} \cdot \xi + \frac{\partial \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial y} \cdot \eta \, d\eta \, d\xi \quad (\text{A.99})$$

$$U(x_i, y_j)_{m=1} = 0 \quad (\text{A.100})$$

Durch Einsetzen der 2. Ordnung ($m = 2$) der Taylorreihe aus Gleichung A.96 in Gleichung A.95 ergibt sich mit $A_P = b_P^2$:

$$U(x_i, y_j)_{m=2} = \frac{1}{A_P} \cdot \int_{\xi=-\frac{b_P}{2}}^{\xi=\frac{b_P}{2}} \int_{\eta=-\frac{b_P}{2}}^{\eta=\frac{b_P}{2}} \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial x^2} \cdot \xi^2 + \frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial x \partial y} \cdot \xi \eta + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial y^2} \cdot \eta^2 \, d\eta \, d\xi \quad (\text{A.101})$$

$$U(x_i, y_j)_{m=2} = \frac{1}{24} \frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial x^2} b_P^2 + \frac{1}{24} \frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial y^2} b_P^2 \quad (\text{A.102})$$

A.5 Messunsicherheitsbeitrag durch höhere Ordnungen der Taylorreihenentwicklung des Bestrahlungsstärkefeldes für das Raster-Messverfahren

Durch Einsetzen der 3. Ordnung ($m = 3$) der Taylorreihe aus Gleichung A.96 in Gleichung A.95 ergibt sich:

$$U(x_i, y_j)_{m=3} = \frac{1}{A_P} \cdot \int_{\xi=-\frac{b_P}{2}}^{\xi=\frac{b_P}{2}} \int_{\eta=-\frac{b_P}{2}}^{\eta=\frac{b_P}{2}} \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial x^3} \cdot \xi^3 + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial x^2 \partial y} \cdot \xi^2 \eta + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial x \partial y^2} \cdot \xi \eta^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial y^3} \cdot \eta^3 d\eta d\xi \quad (\text{A.103})$$

$$U(x_i, y_j)_{m=3} = 0 \quad (\text{A.104})$$

Durch Aufsummierungen der Ordnungen $m = 0, 1, 2, 3$ und unter Vernachlässigung der Ordnungen $m > 3$ der Taylorreihe ergibt sich aus Gleichung A.93:

$$U(x_i, y_j) = \hat{U}(x_i, y_j) + \frac{1}{24} \frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial x^2} b_P^2 + \frac{1}{24} \frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial y^2} b_P^2 \quad (\text{A.105})$$

Umgestellt folgt:

$$\hat{U}(x_i, y_j) = U(x_i, y_j) - \frac{1}{24} \frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial x^2} b_P^2 - \frac{1}{24} \frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial y^2} b_P^2 \quad (\text{A.106})$$

Für $\frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial x^2}$ und $\frac{\partial^2 \hat{U}(x_i, y_j)}{\partial y^2}$ in Gleichung A.106 wird die komplette rechte Seite dieser Gleichung eingesetzt und partiell abgeleitet. Unter Vernachlässigung der entstehenden 4. Ableitungen ergibt sich:

$$\hat{U}(x_i, y_j) = U(x_i, y_j) - \frac{1}{24} \frac{\partial^2 U(x_i, y_j)}{\partial x^2} b_P^2 - \frac{1}{24} \frac{\partial^2 U(x_i, y_j)}{\partial y^2} b_P^2 \quad (\text{A.107})$$

Die Ableitungen $\frac{\partial^2 U(x_i, y_j)}{\partial x^2}$ und $\frac{\partial^2 U(x_i, y_j)}{\partial y^2}$ können numerisch aus den Messdaten durch Bestimmung des beidseitigen Differenzenquotienten näherungsweise bestimmt werden, vergleiche die Gleichungen 6.78 und 6.79.

Wenn die Aperturgröße des Prüflingsdetektors bekannt ist, kann eine Korrektur angewendet werden. Der Korrekturfaktor $K_{E(x_i, y_j)}$ berechnet sich zu:

$$K_{E(x_i, y_j)} = \frac{\hat{U}(x_i, y_j)}{U(x_i, y_j)} = 1 - \frac{1}{24} \frac{\partial^2 U(x_i, y_j)}{\partial x^2} \frac{b_P^2}{U(x_i, y_j)} - \frac{1}{24} \frac{\partial^2 U(x_i, y_j)}{\partial y^2} \frac{b_P^2}{U(x_i, y_j)} \quad (\text{A.108})$$

Sind die Maße der Detektorapertur nicht bekannt, kann keine Korrektur durchgeführt werden. Stattdessen dient eine Schätzung bzw. Herstellerangabe der Aperturgröße der Abschätzung der Messunsicherheit, die der Summe über die Detektorsignale $U(x_i, y_j)$ zugeordnet wird:

$$u \left(\sum_{i,j} U(x_i, y_j) \right) = \left| \sum_{i,j} \hat{U}(x_i, y_j) - \sum_{i,j} U(x_i, y_j) \right| \quad (\text{A.109})$$

Wird zur Korrektur von Schwankungen der Strahlungsquelle mit einem Monitordetektor gearbeitet und die Modellgleichung 6.106 verwendet, ist einzusetzen: $U(x_i, y_j) = \frac{U_P(x_i, y_j)}{U_{M-P}(x_i, y_j)}$.

Abkürzungsverzeichnis

Ausgewählte Abkürzungen und Indizes

Kurzform	Bedeutung
BB	<i>Blackbody</i> ; Schwarzer Körper
BIPM	<i>Bureau International des Poids et Mesures</i> ; Internationales Büro für Maß und Gewicht
CaF ₂	Calciumfluorid
CCPR	<i>Consultative Committee for Photometry and Radiometry</i>
CESR	<i>Cryogenic, Electrical Substitution Radiometer</i> ; Kryogenes, elektrisches Substitutionsradiometer
d	Dunkelmessung (geschlossener Shutter)
FIR	Fernes Infrarot
FTS	Fourier-Transform-Spektrometer
GUM	<i>Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement</i>
h	Hellmessung (geöffneter Shutter)
HeNe	Heliumneon
IR	Infrarot
P	Prüflingsdetektor
MIR	Mittleres Infrarot
NIR	Nahes Infrarot
NMI	Nationales Metrologieinstitut
OAP	<i>Off-axis</i> -Parabolspiegel
ppm	<i>Parts-per-million</i>
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
QCL	<i>Quantum Cascade Laser</i> ; Quantenkaskadenlaser
Sh	Shutter
SI	<i>Système International d'Unités</i> ; Internationales Einheitensystem
SPRT	<i>Standard-Platinum Resistance Thermometer</i> ; Standard-Platinwiderstandsthermometer
T	Transferdetektor
UV	Ultravioletter Spektralbereich
VIS	<i>Visible</i> ; Sichtbarer Spektralbereich, Licht
VM	Detektorvergleichsmessplatz
ZnSe	Zinkselenid

Abbildungsverzeichnis

2.1	Strahldichte und Raumwinkel	6
2.2	Planck'sches Strahlungsgesetz	9
2.3	Messprinzip thermischer Detektoren	11
3.1	Messaufbau Hohlraumstrahler	15
3.2	Transmission optischer Bandpassfilter	16
3.3	Fotometrisches Grundgesetz am Hohlraumstrahler	18
3.4	Spektrale Strahlungsleistung am Hohlraumstrahler	20
3.5	Modellbildung spektrale Empfindlichkeit und Filtertransmission	22
3.6	Validierung Transmission optischer Bandpassfilter	27
3.7	Transmissiongrad bei Filterkipfung	28
3.8	Homogenität der Filtertransmission	28
4.1	Funktionsprinzip CESR	31
4.2	Aufbau CESR-Messplatz	33
5.1	Thermosäulendetektor TS-76	38
5.2	Kalibrierergebnisse Thermosäulendetektor TS-76	40
5.3	Messunsicherheitsbudget Kalibrierung TS-76 am Hohlraumstrahler	40
5.4	Signale pyroelektrischer Detektor mit Chopperrad und Lock-In-Verstärker	46
5.5	Zeitliche Pulsform und Grundfrequenzamplitude	47
5.6	Zeitliche Pulsform am CESR	49
5.7	Chopperbewegung am Hohlraumstrahler	51
5.8	Zeitliche Pulsform am Hohlraumstrahler	53
5.9	Pulsform am Hohlraumstrahler für verschiedene Chopperpositionen	54
5.10	Abhängigkeit des Pulsformfaktors von der Chopperposition am Hohlraumstrahler	55
5.11	Dunkelsignal am CESR	57
5.12	Kalibrierergebnisse pyroelektrischer Detektor LIE-651	58
6.1	Prinzipskizze Detektorvergleichsmessplatz	61
6.2	Detektorvergleichsmessplatz	62
6.3	Beugung am Reflexionsgitter	64
6.4	Wellenlängenkalibrierung Monochromator	67
6.5	Spektrale Falschstrahlung am Detektorvergleichsmessplatz	69
6.6	IR-Kameraaufnahmen des Strahlprofils	71
6.7	Strahlprofilscan und Strahlprofilmodell	73

6.8	Spektrale Strahldichte der breitbandigen Strahlungsquellen	74
6.9	Strahlungsleistung am Detektorvergleichsmessplatz	75
6.10	Spektrale Interpolation der spektralen Empfindlichkeit	88
6.11	Spektrale Interpolation ohne Gewichtung	89
6.12	Kalibrierergebnisse TS-76 am Detektorvergleichsmessplatz	99
6.13	Fotodiode P13243-222MS	105
6.14	Messdaten Raster-Messverfahren	107
6.15	Kalibrierergebnisse Fotodiode P13243-222MS	108
A.1	Durchlassfunktion Monochromator	121
A.2	Vielfachreflexe am Strahlteiler	125
A.3	Kegelförmiger Strahlprofilanteil	127

Tabellenverzeichnis

2.1	Einteilung des elektromagnetischen Spektrums	8
5.1	Messunsicherheitsbudget Kalibrierung TS-76 am Hohlraumstrahler	41
5.2	Relative Gesamtmessunsicherheiten am Hohlraumstrahler	42
5.3	Messunsicherheitsbudget Kalibrierung TS-76 am CESR	43
6.1	Beugungsgitter am Monochromator	66
6.2	Ordnungsfilter am Monochromator	68
6.3	Strahlprofil-Parameter	73
6.4	Strahlprofilkorrekturfaktoren	77
6.5	χ^2 -Test zur Interpolationsmodell-Auswahl	87
6.6	Messunsicherheitsbudget Detektorvergleichsmessplatz	100
6.7	Messunsicherheitsbudget Detektorvergleichsmessplatz Raster-Messverfahren . .	106
A.1	Validierung der numerischen Berechnung von $\Psi(x_0, y_0, d)$	128

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachbereich für Detektorradiometrie und Strahlungsthermometrie der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Berlin. Ich möchte mich bei allen bedanken, die zum Entstehen dieser Dissertation beigetragen haben.

Als erstes möchte ich mich bei Prof. Dr. Stephan Völker für die organisatorische Betreuung und fachliche Begutachtung meiner Arbeit an der Technischen Universität Berlin bedanken. Gleichmaßen danke ich Prof. Dr. Gerald Gerlach für die Begutachtung meiner Arbeit sowie den fachlichen Austausch im Vorhinein. Bei Dr. Jörg Hollandt möchte ich mich für den Vorschlag der Entwicklung eines hohlraumstrahlerbasierten Primärmessverfahrens, wichtige inhaltliche Rückmeldungen und die Begutachtung der Dissertation bedanken.

Besonderer Dank gilt Dr. Peter Meindl für die umfassende fachliche und organisatorische Betreuung sowie detaillierten Korrekturarbeiten. Ohne diese geduldige und engagierte Betreuung hätte diese Dissertation nicht entstehen können, herzlichen Dank. Auch Dr. Lutz Werner als Leiter der Arbeitsgruppe Detektorradiometrie möchte ich für die fachliche Unterstützung und wertvollen inhaltlichen Hinweise danken und außerdem Uwe Johannsen, der maßgeblich für die Konzeption und den Aufbau des MIR-Detektorvergleichsmessplatzes verantwortlich war und mir diesen vertrauensvoll übergeben hat.

Neben Dr. Lutz Werner und Dr. Jörg Hollandt möchte ich auch meinen Vorgesetzten Prof. Dr. Mathias Richter und Dr. Christian Monte für die sehr fördernde und überaus flexible Gestaltung der Rahmenbedingungen und für die Möglichkeit, auf dem interessanten Themengebiet der Infrarot-Detektorradiometrie arbeiten zu können, danken.

Allen Kolleginnen und Kollegen des Fachbereichs und der Arbeitsgruppe danke ich für die freundliche Arbeitsatmosphäre, ihre Hilfsbereitschaft und Unterstützung. Anna Förster möchte ich danken für die Erstellung von zahlreichen Bauteilen, Steven Hesse für die Kalibrierung der kleinflächigen Fotodiode am SPEM, Tanja Zick für die Kalibrierung des *I-U*-Wandlers, Christoph Baltruschat für die Bedienung des Spannungsnormals und Marco Schulz, Dr. Klaus Anhalt und Dr. Dieter Taubert für den Betrieb des Hohlraumstrahlers LABB sowie dessen Temperaturmessung. Elzbieta Kosubek und Philipp Tesch danke ich für die Messung des Transmissionsgrads der Bandpassfilter am Spektralkomparator und Dr. Albert Adibekyan für die Einweisung in die Transmissionsgradmessung am FTS. Neben den genannten möchte ich auch David Urban, Moritz Feierabend, Jamy Schumacher, Chantal Müller und Dirk Fehse für die spannende fachliche sowie entspannte außerfachliche Bürogemeinschaft danken.

Schließlich möchte ich all den Menschen herzlich Danke sagen, die mich auf diesen Weg vorbereitet und dann begleitet haben: maßgeblich meinen Eltern und meiner Familie, meinen Freundinnen und Freunden, sowie meiner Frau Katharina. s.d.g.

Bibliografie

- Alberding, B. G.; Woodward, J. T.; Shaw, P.; Hanssen, L. M.; Cooksey, C. C. und Rice, J. P.: Development of a pyroelectric detector-based method for low uncertainty irradiance and radiance calibrations in the short-wave infrared, NEWRAD, http://newrad2021.aalto.fi/docs/DBS/DBS_OR_026.pdf (letzter Zugriff 11.12.2023), 2021.
- Bartsch, H. J.: Mathematische Formeln, 21. Auflage, VEB Fachbuchverlag Leipzig, 1986.
- Bureau International des Poids et Mesures (BIPM): The International System of Units (SI), 9th edition, 2019.
- Brinkmann, B.: Internationales Wörterbuch der Metrologie, Grundlegende und allgemeine Begriffe und zugeordnete Benennungen (VIM): Deutsch-englische Fassung, ISO/IEC-Leitfaden 99:2007, 4., überarbeitete Auflage, Beuth, 2012.
- Budzier, H. und Gerlach, G.: Thermische Infrarotsensoren - Grundlagen für Anwender, Weinheim, WILEY-VCH, ISBN 10 3-527-40960-2, 2010.
- International Commission on Illumination (CIE): Technical Report - Spectral responsivity measurement of detectors, radiometers and photometers, CIE 202:2011, 2011.
- Consultative Committee for Photometry and Radiometry (CCPR) Working Group on Key Comparisons: Guidelines for CCPR Key Comparison Report Preparation, CCPR-G2 Rev. 4, approved by WG-KC on January 8, <https://www.bipm.org/documents/20126/30126060/CCPR-G2+%28rev.+4%29+Guidelines+for+CCPR+key+comparison+report+preparation/ad4d6e1a-bbdb-e272-7d37-73ac80005805> (letzter Zugriff 04.12.2023), 2019.
- Consultative Committee for Photometry and Radiometry (CCPR): Strategy 2022-2032, <https://www.bipm.org/documents/20126/41532221/CCPR+Strategy/cf06f769-aec9-f0dc-53a8-c47adbf5574d>, siehe auch <https://www.bipm.org/en/committees/cc/ccpr/wg/ccpr-wg-sp-tg8> (letzter Zugriff jeweils 04.12.2023), 2022.
- Cox, M. G.; Harris, P. M.; Kenward, P. D. und Woolliams, E.: Spectral characteristic modelling, NPL Report CMSC 27/03, <https://eprintspublications.npl.co.uk/2717/1/cmssc27.pdf> (letzter Zugriff 13.12.2023), 2003.
- DIN 5031-03, Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik - Größen, Formelzeichen und Einheiten der Lichttechnik, Teil 3, 1984.
- DIN 5031-07, Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik - Benennung der Wellenlängenbereiche, Teil 7, 1984.
- Draper, N. R. und Smith, H.: Applied Regression Analysis, John Wiley and Sons Inc., ISBN 0 471 22170 8, 1966.
- Duden: Kryogenik, <https://www.duden.de/rechtschreibung/Kryogenik> (letzter Zugriff 04.04.2024).
- Edlen, B.: The Refractive Index of Air, Metrologia, 2, S. 71-80, <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0026-1394/2/2/002/pdf> (letzter Zugriff 06.12.2023), 1966.
- Excelitas Technologies: Cermax Xenon Lamp Engineering Guide, User Manual, 2011.

- Excelitas Technologies: Cermax Products and Specifications, 2014.
- Erb, W.: Leitfaden der Spektroskopie, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 1989.
- Gentile, T. R.; Houston, J. M.; Eppeldauer, G.; Migdall, A. L. und Cromer, C. L.: Calibration of a pyroelectric detector at 10.6 μm with the National Institute of Standards and Technology highaccuracy cryogenic radiometer, *Appl. Optics*, 36, S. 3614-3618, 1997.
- Gottwald, A.; Kroth, U.; Krumrey, M.; Richter, M.; Scholze, F.; und Ulm, G.: The PTB high-accuracy spectral responsivity scale in the VUV and x-ray range, *Metrologia*, 43, S. 125-129, 2006.
- Gröbner, J.; Reda, I.; Wacker, S.; Nyeki, S.; Behrens, K. und Gorman, J.: A new absolute reference for atmospheric longwave irradiance measurements with traceability to SI units, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 119, S. 7083–7090, <https://doi.org/10.1002/2014JD021630> (letzter Zugriff 29.10.2024), 2014.
- Hamamatsu: InAsSb photovoltaic detectors P13243 series, data sheet, https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/p13243_series_kird1130e.pdf (letzter Zugriff 21.12.2023), 2023.
- Hollandt, J.: Infrarotstrahlung. *Welt der Physik*, 2009, <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/licht/elektromagnetisches-spektrum/infrarotstrahlung/> (letzter Zugriff 04.12.2023).
- Holste, J. C. ; Cetas, T. C. und Swenson, C. A.: Effects of Temperature Scale Differences on the Analysis of Heat Capacity Data: The Specific Heat of Copper from 1 to 30 K, *The Review of Scientific Instruments*, Vol. 43, S. 670-676, <https://doi.org/10.1063/1.1685719> (letzter Zugriff 04.04.2024), 1972.
- Holstenberg, H. C.; Pawlak, M.; Möstl, K. und Metzendorf, J.: Charakterisierung elektrisch kompensierbarer Dünnschichtthermosäulen hinsichtlich ihrer Eignung als Transferrnormale, *Innovation der Mikrosystemtechnik*, 26, S. 115-128, 1995.
- InfraTec: Pyroelectric detectors: Behaviour of detector characteristics at static and dynamic temperature condition, Application Library, InfraTec GmbH Infrarotsensorik und Messtechnik Dresden, Germany, 2004.
- InfraTec: Datasheet LIE-651-X003, InfraTec GmbH Infrarotsensorik und Messtechnik Dresden, Germany, 2015.
- Institut National d'Optique (INO): How Infrared is transforming earth observation applications, Canada, 2023.
- Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM), Working Group 1 Evaluation of measurement data: Guide to the expression of uncertainty in measurement - GUM 1995 with minor corrections, corrected version, 2010.
- Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM), Working Group 1 Evaluation of measurement data: Supplement 2 to the Guide to the expression of uncertainty in measurement - Extension to any number of output quantities, 2011.
- Kohlrausch, F.: *Praktische Physik*, 24. Auflage, B. G. Teubner, Stuttgart, 1996.
- Larason, T. C.; Brown, S. W.; Eppeldauer, G. P. und Lykke, K. R.: Responsivity Calibration Methods for 365-nm Irradiance Meters, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 50, S. 474-477, 2001.
- Martin, J. E.; Fox, N. P. und Key, P. J.: A Cryogenic Radiometer for Absolute Radiometric Measurements, *Metrologia*, 21, S. 147-155, 1985.
- Meindl, P.; Klinkmüller, A.; Werner, L.; Johannsen, U. und Grützmaier, K.: New UV spectral responsivity scale of the PTB based on a cryogenic radiometer and an argon plasma arc radiation source, *Metrologia*, 43, S. 72–77, 2006.
- Meindl, P.: Messanlage zur Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit von Detektoren im Spektralbereich von 200 nm bis 410 nm sowie von 900 nm bis 2420 nm mit monochromatisierter Strahlung sowie Laserstrahlung (CRI-

Kryoradiometermessplatz), Qualitätsmanagement-Arbeitsanweisung Ausgabe Nr. 5, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Fachbereich 7.3, 2015.

Modest, F. M.: Radiative Heat Transfer, Third Edition, Elsevier, 2013.

Müller, J. E.; Kessler, E.; Diller, U.; Ratz, P.; Pawlak, M.; Holstenberg, H. C.; Stock, K. D. und Metzdorf, J.: Large-size high-sensitive thermopile as a radiometric standard. Thematic Network for Ultraviolet Measurements, Newsletter No 2, S. 32-35, 1999.

Noorma, M.; Toivanen, P.; Manoocheri, F. und Ikonen, E.: Characterization of filter radiometers with a wavelength-tunable laser source, Metrologia 40, S. 220-223, 2003.

Noulkow, N.; Taubert, R. D.; Meindl, P. und Hollandt, J.: Infrared Filter Radiometers for Thermodynamic Temperature Determination below 660° C, Int. J. Thermophys., 30, S. 131-143, 2009.

Oriel Instruments: IR Element Model 6363, User Manual, 2005.

Oriel Instruments: MS257 USB/RS232 Monochromator and Spectrograph, User Manual, https://www.newport.com/medias/sys_master/root/h1c/he3/9298151014430/M77781A-revB-MS2857-USB-Software-Manual.pdf (letzter Zugriff 11.12.2023), 2012.

Oriel Instruments: Infrared Light Source, 140 W IR Emitter, Q Series Housing, <https://www.newport.com/p/6363IR> (letzter Zugriff 12.12.2023), 2023.

Pohl, T.: Entwicklung und Charakterisierung eines Transfornormals für die Messung optischer Strahlungsleistung im infraroten Spektralbereich auf Grundlage eines Thermosäulendetektors, Technische Universität Berlin, master thesis, 2018.

Pohl, T.; Meindl, P.; Johannsen, U.; Taubert, D. und Werner, L.: Measurement of the absolute spectral responsivity in the mid-infrared based on the cryogenic electrical substitution radiometer and an optimized thermopile detector, J. Sens. Sens. Syst., 8, S. 195-205, <https://doi.org/10.5194/jsss-8-195-2019> (letzter Zugriff 03.04.2024), 2019.

Pohl, T.; Meindl, P.; Werner, L.; Johannsen, U.; Taubert, D.; Monte, C. und Hollandt, J.: Absolute calibration of the spectral responsivity of thermal detectors in the near-infrared (NIR) and mid-infrared (MIR) regions by using blackbody radiation, J. Sens. Sens. Syst., 10, S. 109-119, <https://doi.org/10.5194/jsss-10-109-2021> (letzter Zugriff 03.04.2024), 2021.

Pohl, T.; Meindl, P.; Hollandt, J.; Johannsen, U. und Werner, L.: Particularities of pyroelectric detectors in absolute measurements shown for the example of a spectral responsivity calibration in the near- and mid-infrared spectral range at two primary radiometric standards, J. Sens. Sens. Syst., 11, S. 61-73, <https://doi.org/10.5194/jsss-11-61-2022> (letzter Zugriff 03.04.2024), 2022.

Pohl, T.; Johannsen, U.; Meindl, P.; Hesse, S.; Müller, C. und Werner, L.: New PTB Detector Comparator Facility for SI-traceable Detector Calibration in the Near and Mid Infrared Spectral Range, Newrad, 2023.

Powell, R. W.; Ho, C. Y. und Liley, P. E.: Thermal Conductivity of Selected Materials. National Standard Reference Data Series, <https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/legacy/nsrds/nbsnsrds8.pdf> (letzter Zugriff 05.12.2023), 1966.

Rogalski, A.: Infrared Detectors - Second Edition, CRC Press, Boca Raton, 2011.

Rothman, L. S.; Gordon, I. E.; Babikov, Y.; Barbe, A.; Benner, D. C.; Bernath, P. F.; Birk, M.; Bizzocchi, L.; Boudon, V.; Brown, L. R.; Campargue, A.; Chance, K.; Coudert, L.; Devi, V. M.; Drouin, B. J.; Fayt, A.; Flaud, J.-M.; Gamache, R. R.; Harrison, J.; Hartmann, J.-M.; Hill, C.; Hodges, J. T.; Jacquemart, D.; Jolly, A.; Lamouroux, J.; LeRoy, R. J.; Li, G.; Long, D.; Mackie, C. J.; Massie, S. T.; Mikhailenko, S.; Müller, H. S. P.; Naumenko, O. V.; Nikitin, A. V.; Orphal, J.; Perevalov, V.; Perrin, A.; Polovtseva, E. R.; Richard, C.; Smith, M. A. H.; Starikova, E.; Sung, K.; Tashkun, S.; Tennyson, J.; Toon, G. C.; Tyuterev, V. G.; Auera, J. V.

und Wagner, G.: The HITRAN 2012 Molecular Spectroscopic Database, *J. Quant. Spectrosc. Ra.*, 130, S. 4-50, <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2013.07.002> (letzter Zugriff 05.12.2023), 2013.

Schröder, K.: *Mathematik für die Praxis - ein Handbuch*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1964.

Schröder, G. und Treiber, H.: *Technische Optik - Grundlagen und Anwendungen*, 10. erweiterte Auflage, Vogel Buchverlag, Würzburg, 2007.

Shaw, P.-S.; Gupta, R. und Lykke, K. R.: Characterization of an ultraviolet and a vacuum-ultraviolet irradiance meter with synchrotron radiation, *Applied Optics* Vol. 41, No. 34, S. 7173-7178, 2002.

Stanford Research Systems: SR860 500 kHz DSP Lock-in Amplifier, Operation Manual, Revision 2.07, Stanford Research Systems, Sunnyvale, USA, 2016.

Steiger, A.; Kehrt, M.; Monte, C. und Müller, R.: Traceable terahertz power measurement from 1 THz to 5 THz, *Opt. Express* 21, S. 14466-14473, 2013.

Stone, J. A.; Decker, J. E.; Gill, P.; Juncar, P.; Lewis, A.; Rovera, G. D. und Viliesid, M: Advice from the CCL on the use of unstabilized lasers as standards of wavelength: the helium–neon laser at 633 nm, *Metrologia*, 46, S. 11-18, 2009.

Taubert, D. R.: Radiometrische Messung thermodynamischer Temperaturen und Vergleich mit der Internationalen Temperaturskala (ITS-90) im Bereich von 419 °C bis 660 °C, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2003.

Taubert, D. R.; Friedrichs, R.; Hartmann, J und Hollandt, J.: Improved calibration of the spectral responsivity of interference filter radiometers in the visible and near infrared spectral range at PTB, *Metrologia*, 40, S. 35-38, 2003.

Taubert, R. D.; Meindl, P.; Monte, C.; Werner, L.; Pohl, T. und Hollandt, J.: Absolute Mid-infrared Spectral Responsivity Scale Based on Thermal Detectors and the Cryogenic Radiometer, AMA-Konferenz SENSOR/IRS2, 2017.

Tiesinga, E.; Mohr, P. J.; Newell, D. B. und Taylor, B. N.: CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2018, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 93, <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.93.025010> (letzter Zugriff 03.04.2024), 2021.

United Nations (UN): Klimaschutzabkommen von Paris, https://www.bmu.de/fileadmin/Daten_BMU/Download_PDF/Klimaschutz/paris_abkommen_bf.pdf (letzter Zugriff 04.12.2023), 2015.

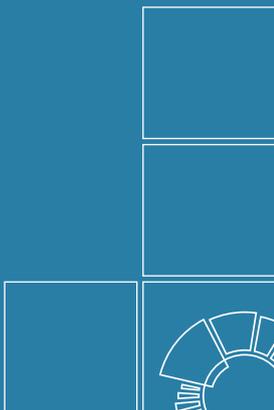
VSL Dutch Metrology Institut: Key comparison EURAMET.PR-K2.a.2011: Spectral responsivity in the range of 900 nm to 1600 nm, Final Report, <https://www.bipm.org/documents/20126/44556012/EURAMET.PR-K2.a.2011.pdf/132450a0-3eb5-3f38-ecab-61f0aac77e0d> (letzter Zugriff 04.12.2023), 2020.

Weise, K. und Wöger, W.: *Messunsicherheit und Messdatenauswertung*, WILEY-VCH, ISBN 3-527-29610-7, 1999.

Werner, L.; Fischer, J.; Johannsen, U. und Hartmann, J.: Accurate determination of the spectral responsivity of silicon trap detectors between 238 nm and 1015 nm using a laser-based cryogenic radiometer, *Metrologia*, 37, S. 279-284, 2000.

Wild, M.: Towards Global Estimates of the Surface Energy Budget, *Current Climate Change Reports* 3, S. 87-97, <https://doi.org/10.1007/s40641-017-0058-x> (letzter Zugriff 05.12.2023), 2017.

Telefonat mit Dr. Gabriel Zieger, Leiter der Arbeitsgruppe Thermosensorik des LEIBNITZ-INSTITUT FÜR PHOTONISCHE TECHNOLOGIEN e.V. am 05. März 2019.



Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100

38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-30 06

Telefax: (05 31) 592-30 08

www.ptb.de

Zugl.: Berlin, Technische Universität, Diss., 2024