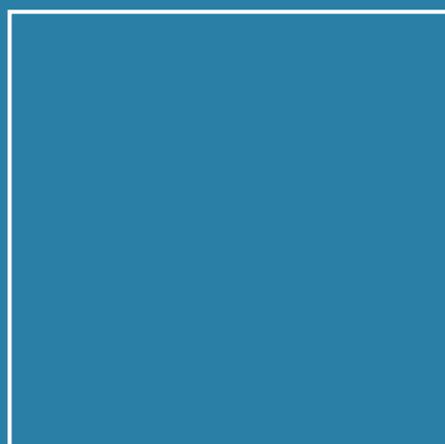
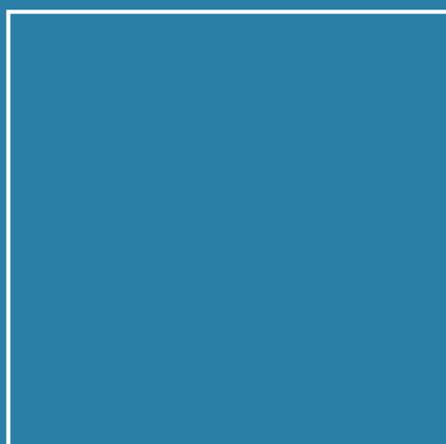




Dissertation

Philipp Thomas Otto Schneider

Aufbau und Charakterisierung eines neuartigen photometrischen Trapempfängers zur Realisierung der SI-Basiseinheit der Lichtstärke Candela



ISSN 0341-6712
ISBN 978-3-95606-422-7

Die Serien der PTB-Berichte:

Dosimetrie	PTB-Dos
Elektrizität	PTB-E
Elektronische Entwicklung	PTB-EW
Fertigungsmesstechnik	PTB-F
Informationstechnik	PTB-IT
Mechanik und Akustik	PTB-MA
Medizinische Messtechnik	PTB-MM
Neutronenphysik	PTB-N
Optik	PTB-Opt
Physikalische Grundlagen	PTB-PG
Radioaktivität	PTB-Ra
Thermodynamik	PTB-Th
Explosionsschutz	PTB-Ex
Chemische Physik	PTB-CP

Eingestellte Serien:

Akustik	(bis 1985)	PTB-Ak
Forschungs- und Meßreaktor Braunschweig	(bis 1988)	PTB-FMRB
Institut Berlin	(bis 1985)	PTB-IB
Mechanik	(bis 1985)	PTB-Me
Neutronendosimetrie	(bis 1988)	PTB-ND
Sicherstellung und Endlagerung radioaktiver Abfälle	(bis 1989)	PTB-SE
Wärme	(bis 3/97)	PTB-W
Literaturzusammenstellungen und Veröffentlichungshinweise	(bis 2001)	PTB-L
Akkreditierung, Qualitätsmanagement, Zertifizierung	(bis 2003)	PTB-AQZ
Atomphysik	(bis 2003)	PTB-APh
Internationale Organisation für Gesetzliches Messwesen	(bis 2003)	PTB-OIML
Thermodynamik und Explosionsschutz	(bis 2003)	PTB-ThEx
Technisch-Wissenschaftliche Dienste	(bis 2003)	PTB-TWD

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

Optik

PTB-Opt-82

Braunschweig, November 2018

Philipp Thomas Otto Schneider

**Aufbau und Charakterisierung eines neuartigen
photometrischen Trapempfängers zur Realisierung
der SI-Basiseinheit der Lichtstärke Candela**

Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100

38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-93 21

Telefax: (05 31) 592-92 92

www.ptb.de

**Aufbau und Charakterisierung eines neuartigen
photometrischen Trapempfängers zur Realisierung
der SI-Basiseinheit der Lichtstärke Candela**

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

von Philipp Thomas Otto Schneider

aus Gelsenkirchen

eingereicht am: 06.04.2018

Disputation am: 12.09.2018

1. Referent: Prof. Dr. Stefan Kück

2. Referent: Prof. Dr. Andreas Hangleiter

Druckjahr: 2018

**Dissertation an der Technischen Universität Braunschweig,
Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik**

Kurzfassung

Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) als nationales Metrologieinstitut Deutschlands stellt die Rückführung auf die Einheiten des internationalen Einheitensystems (SI) für die deutsche Industrie zur Verfügung. Dies erfordert eine stabile Darstellung der jeweiligen Einheiten und eine genaue Kenntnis der assoziierten Messunsicherheiten. Vor diesem Hintergrund wurde in der vorliegenden Dissertation ein neuer Detektor für eine verbesserte radiometrische Rückführung der photometrischen Lichtstärkeeinheit Candela entwickelt.

Die Lichtstärke als photometrische Größe ist rückgeführt auf die Messung einer optischen Strahlungsleistung. In der derzeitigen Rückführungskette erfolgt der Transfer von der optischen Strahlungsleistung zur Lichtstärke schrittweise an vier unterschiedlichen Kalibriermessplätzen mit jeweils unterschiedlichen Transferdetektoren.

Zur Verbesserung der Rückführung sind die einzelnen Komponenten des neuen modularen Detektors gezielt ausgewählt und entwickelt worden. Die Verwendung eines sog. Trapdetektors basierend auf Silizium Photodioden ermöglicht dessen direkte und genaue Kalibrierung bzgl. der optischen Strahlungsleistung. Ein zusätzlich angefügtes Filtermodul erlaubt die direkte Messung von Lichtstärken. Die Charakterisierung des Detektors und alle Messungen, die zum Transfer einer Strahlungsleistungsempfindlichkeit in eine photometrische Empfindlichkeit nötig sind, werden mit Hilfe von durchstimmbaren Lasern am TULIP-Aufbau (Tunable Lasers in Photometry) der PTB durchgeführt. Die vollständige modulare Charakterisierung an einem einzelnen Messaufbau, sowie der Verzicht auf weitere Transferdetektoren erlauben eine potenzielle Reduktion der Messunsicherheit gegenüber der derzeitigen radiometrischen Rückführung.

Auf Basis von Voruntersuchungen bisher verwendeter Filterelemente wurden Simulationen durchgeführt, um für den Detektor optimierte Blenden und Filterelemente aufzubauen. Diese Filter und Blenden zeigen aufgrund angefügter Keilelemente eine geringere Modulation der Transmission durch Interferenzeffekte als bisherige planare Filter.

Dieser neue, sogenannte $V(\lambda)$ -Trapdetektor wurde im Rahmen dieser Arbeit - basierend auf der derzeitigen Rückführungskette - bezüglich seiner spektralen Strahlungsleistungsempfindlichkeit, seiner spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit und seiner photometrischen Empfindlichkeit kalibriert. Die entsprechenden Messungen haben die Eignung des Detektors mit den jeweiligen Modulen für die einzelnen Kalibrierschritte der neuen Rückführung gezeigt. Bei der Betrachtung der Messunsicherheit hat sich gezeigt, dass der neue Detektor verglichen mit der aktuellen Rückführungskette eine verringerte Messunsicherheit für die photometrische Empfindlichkeit ermöglicht. Auf Basis der Ergebnisse werden optimierte Messstrategien vorgeschlagen, die die kommende neue Realisierung der Candela mit möglichst geringer Messunsicherheit ermöglicht.

Abstract

The Physikalisch-Technische Bundesanstalt as the national metrology institute of Germany provides the traceability to the units of the SI for the German industry. This requires a stable realization of each unit and precise knowledge of the associated measurement uncertainties. Against this background, a new detector was developed in this thesis to improve the radiometric realization of the unit candela for the photometric quantity luminous intensity.

The luminous intensity can be traced back to the measurement of the optical radiant power. Using to the current traceability chain, the transfer from optical radiant power to luminous intensity is done via four different calibration setups, each with different transfer detectors.

For the improved traceability chain, the components of the new modular detector are specially selected and developed. Using a so-called trap detector, based on Silicon photodiodes, allows for a direct and precise calibration when measuring optical radiant power. An attached filter module allows to directly measure luminous intensities. Characterization of the detector and all measurements required for transferring from a radiant power responsivity into a luminous responsivity will be done with tunable lasers at the TULIP setup of PTB. The complete characterization at a single measurement setup and avoiding additional transfer detectors offers a potentially reduced measurement uncertainty compared to the current radiometric traceability chain.

Based on preliminary measurements of filters currently in use, simulations have been carried out to specifically design optimized filters and apertures for the new detector. Due to added glass wedges these filters and apertures have a reduced modulation of their transmission caused by interference effects compared to current planar filters.

Within this thesis, such a new, so called $V(\lambda)$ -trap detector was calibrated using the current traceability chain according to its spectral radiant power responsivity, its spectral irradiance responsivity and its luminous responsivity. The measurements showed the suitability of the detector and its modules for each calibration step of the new traceability chain. The measurements showed that the detector already ends up with a reduced measurement uncertainty for luminous responsivity if the current traceability chain is used. Based on the results, optimized measurement strategies are proposed to enable lowest possible measurement uncertainties of the upcoming new traceability chain.

Liste der Publikationen

Teilergebnisse dieser Arbeit wurde mit Genehmigung der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik der TU Braunschweig und der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, vertreten durch Prof. Stefan Kück, in folgenden Beiträgen veröffentlicht:

Rezensierte Veröffentlichung

P. Schneider et al., „Improved calibration strategy for luminous intensity“, Journal of Physics: Conf. Series, vol. 972, 2018, DOI: 10.1088/1742-6596/972/1/2012016

Nichtrezensierte Veröffentlichungen

P. Schneider, A. Sperling, K. Salfner, S. Nevas, „Towards a new realization of the SI-base unit “Candela“, 12. Internationales Forum für den lichttechnischen Nachwuchs, Dörfeld/Ilmenau, 25-27 September 2015, Deutschland

P. Schneider, A. Sperling, S. Nevas, K. Salfner, „Developing a new detector for the realization of the SI base unit “candela“, CIE Expert Symposium on the CIE S 025 LED Lamps, LED Luminaires and LED Modules Test Standard, Braunschweig, 23-26 November 2015, Deutschland

A. Sperling, **P. Schneider**, N. Leise, T. Gerloff, „Calibration and testing of light sources based on LEDs and OLEDs“, 9th International Conference on Advances in Metrology, New Dehli, 24-26 Februar 2016, Indien

P. Schneider et al., „Laser based calibrated $V(\lambda)$ trap detector“, CIE Lighting Quality and Energy Efficiency 2016, Melbourne, 3-5 März 2016, Australien

P. Schneider, A. Sperling, T. Gerloff, S. Pendsa, „Entwicklung von Detektoren und Transfornormalen für moderne Lichtquellen“, LICHT 2016 22. Gemeinschaftstagung, Karlsruhe, 25-28 September 2016, Deutschland

P. Schneider et al., „Improved calibration strategy for luminous intensity“, 13th International Conference on New Developments and Applications in Optical Radiometry (NEWRAD 2017), Tokyo, 13-16 Juni 2016, Japan

P. Schneider, A. Sperling, „Ungefilterte Detektoren für LED-Photometrie, PhotoLED“, 13. Internationales Forum für den lichttechnischen Nachwuchs, Dörfeld/Ilmenau, 07-08 September 2017, Deutschland

Inhalt

1.	Motivation.....	1
2.	Rückführung in der Photometrie	5
2.1.	Einführung in die Metrologie.....	5
2.1.1.	Größen und Einheiten	5
2.1.2.	Kalibrierung und rückgeführtes Messen	7
2.1.3.	Realisierung und Bewahrung einer Einheit	7
2.1.4.	Unsicherheit einer Messgröße	8
2.2.	Photometrie.....	11
2.2.1.	Messung von Licht und der spektrale Hellempfindlichkeitsgrad $V(\lambda)$	11
2.2.2.	Die Lichtstärke als Basisgröße	13
3.	Aktuelle und künftige Realisierung der Lichtstärke an der PTB.....	17
3.1.	Die photometrische Basis der Lichtstärke	17
3.2.	Radiometrische Realisierung	19
3.3.	Weitergabe der bewahrten Einheit	22
3.4.	Neue radiometrische Rückführungskette.....	23
4.	Grundlagen und Aufbau des neuartigen $V(\lambda)$ -Trap Detektors	25
4.1.	Spektrale Empfindlichkeit von Si-Photodioden	26
4.1.1.	Interne Quanteneffizienz und ihre Modellierung	27
4.1.2.	Externe Verluste und ihre Modellierung.....	29
4.2.	Bauweise von Photodetektoren	31
4.3.	Konzept des modularen $V(\lambda)$ -Trapdetektors	35
5.	Entwicklung von interferenzarmen $V(\lambda)$ -Filtern für den neuen Detektor.....	41
5.1.	Voruntersuchungen und Modellierung von Filterobjekten	42
5.1.1.	Experimentelle Untersuchung unterschiedlicher optischer Elemente	42
5.1.2.	Entwicklung eines Modells für Interferenz an optischen Elementen	48
5.1.3.	Validierung des Modells durch die Vormessungen.....	52
5.2.	Simulation und Messung des neuen Filters.....	55
5.2.1.	Entwurf und Berechnung der Interferenz für einen neuartigen $V(\lambda)$ -Filter	55

5.2.2.	Untersuchung der neuen Filter	56
5.2.3.	Bewertung des Modells und der Messungen an den neuen Filtern.....	57
6.	Charakterisierung der Trapdetektoren und Filter	63
6.1.	Homogenität der Empfindlichkeit	63
6.2.	Polarisationsabhängigkeit der Trapdetektoren	66
6.3.	Transmissionsmessung des $V(\lambda)$ -Keilfilters.....	68
7.	Kalibrierung des Detektors nach alter Rückführungsstrategie.....	75
7.1.	Spektrale Strahlungsleistungsempfindlichkeit	75
7.2.	Spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit	80
7.3.	Photometrische Empfindlichkeit	88
7.4.	Weitere Ergebnisse	92
8.	Diskussion der Ergebnisse und Ausblick	95
8.1.	Detektorentwicklung.....	95
8.2.	Stand der Rückführung.....	96
8.3.	Etablierung der neuen Rückführung	98
9.	Symbolverzeichnis	102
10.	Literaturverzeichnis.....	106
11.	Abkürzungsverzeichnis.....	113
12.	Anhang A	115
13.	Abbildungsverzeichnis.....	119
14.	Tabellenverzeichnis.....	125
15.	Anhang Messunsicherheit.....	126
	Danksagung.....	129
	Lebenslauf	131

1. Motivation

In der Arbeitsgruppe Photometrie an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) werden die photometrischen Messgrößen wie die Basismessgröße des SI¹, die Lichtstärke, und die von ihr abgeleiteten Messgrößen Lichtstrom, die Beleuchtungsstärke usw. dargestellt, bewahrt und an die Industrie weitergegeben. Die photometrischen Größen sind für die Bewertung von Leuchtmitteln, Lampen oder Displays und den entsprechenden Messgeräten entscheidend. In der Photometrie werden dafür zum Beispiel Lampen eingesetzt, bei denen für definierte Betriebsbedingungen die Menge des in eine Richtung oder des insgesamt abgestrahlten Lichts gemessen wird. Für vergleichbare und genaue Messungen in der Anwendung, bei der Kalibrierung von Lampen oder dem Bau von Messgeräten ist eine präzise Kenntnis und eine stabile Darstellung der photometrischen Größen zum Beispiel dieser Lampen notwendig, wofür die PTB als oberste metrologische Instanz in Deutschland verantwortlich ist.

Als Basisgröße der Photometrie dient die Lichtstärke, welche die Lichtmenge einer Lichtquelle in eine Richtung beschreibt. Die Grundlagen der Metrologie und die Einheiten der Photometrie werden in Kapitel 2 dargelegt. Die Realisierung der Lichtstärke basiert auf einer Messung einer optischen Strahlungsleistung. Diese Messung wird an der PTB mit einem elektrischen Substitutionskryoradiometer durchgeführt, welches in Kapitel 3.2 erklärt wird. Die Messung von Strahlungsleistungen wird dem Gebiet der Radiometrie zugeordnet, weswegen die so basierte Einheit ab hier als „radiometrisch“ bezeichnet wird. Zusätzlich wird die Einheit durch Lampen, sogenannte Lichtstärkennormallampen, bewahrt. Da sich Glühlampen bei Lagerung nicht verändern, kann ein vorher bestimmter Wert der Lichtstärke einer Lampe bewahrt werden und bei dem nächsten Betrieb der Lampe wiederhergestellt werden. Eine genauere Ausführung der Realisierungen und der Rückführung der Einheit der Lichtstärke erfolgt ebenfalls in Kapitel 3.

Bei einem Vergleich der Einheit mit der radiometrischen Rückführungskette zum Kryoradiometer und der Wiederherstellung der bewahrten Einheit der Lichtstärkennormallampen fallen Unterschiede in der Streuung der Messwerte auf (siehe Abbildung 1). Die Abweichungen der Werte voneinander sind innerhalb der eingezeichneten erweiterten Messunsicherheiten. In dieser Abbildung wird die Bewahrung der Einheit im Rahmen ihrer Reproduzierbarkeit als stabil angenommen und die Abweichung der Realisierung der radiometrischen Einheit von der bewahrten Einheit aufgetragen. Auch wenn die radiometrische Realisierung mit unterschiedlichen Detektoren durchgeführt wurde, lassen

¹ SI: Internationales Einheitensystem (franz.: système international d'unités), siehe z.B. www.bipm.org

sich diese Unterschiede in den Messwerten damit nicht erklären. Die Streuung der Messwerte bei der detektorbasierten radiometrischen Realisierung zueinander ist zu groß, um eine eventuelle Drift oder Streuung der durch Lampen bewahrten Einheiten sicher zu identifizieren. Zusätzlich würde eine Einheit, welche auf den jeweiligen radiometrisch basierten Messungen aufbaut, jährliche Änderungen der Werte aufweisen müssen, um die jeweiligen radiometrischen Werte der Kalibrierung zu berücksichtigen.

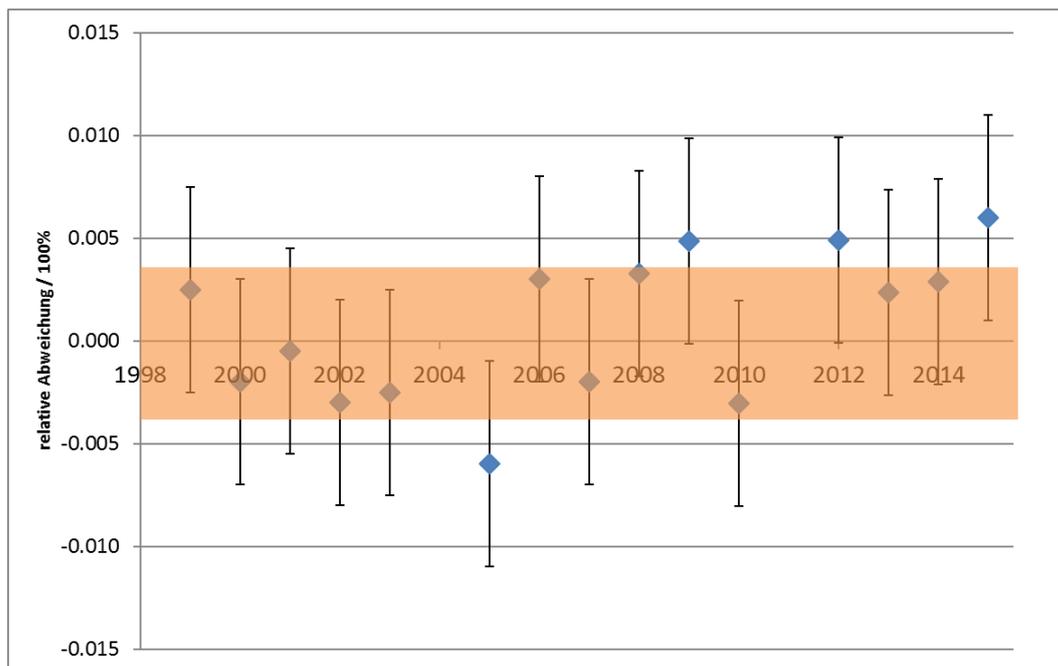


Abbildung 1: Relative Abweichung der radiometrischen Einheit der Lichtstärke (blau) im Bezug zur bewahrten Einheit der Lichtstärke (orange) seit 1999 bis 2015 mit der jeweils erweiterten Messunsicherheit ($k=2$).

Um diese beobachteten Abweichungen in der radiometrischen Realisierung zu untersuchen, ist im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Detektor entwickelt und charakterisiert worden. Dieser wird für eine neue veränderte radiometrische Realisierung der Einheit genutzt werden. Details dieser neuen Realisierungsstrategie werden in Kapitel 3.4 erläutert. Die neue Realisierung soll mit einer reduzierten Messunsicherheit und geringerer Streuung erfolgen und dazu dienen, die Stabilität der Einheit abzusichern. Zurzeit wird die Einheit über definiert betriebene Lichtstärkenormallampen und der hiermit bewahrten Größen bestimmt, um so eine hinreichend stabile Einheit von der PTB an andere nationale Metrologieinstitute und die Industrie weiterzugeben.

Die zunehmende Umstellung der Allgemeinbeleuchtung von Glühlampen hin zu Leuchtmitteln, die auf lichtemittierenden Dioden (LED) basieren, stellt in diesem Zusammenhang eine Herausforderung dar. Durch diese Umstellung ist auch die Verfügbarkeit von neuen geeigneten Glühlampen als Lichtstärkenormallampen in Zukunft ungewiss. Die Lampengruppen der Bewahrung stellen damit nicht-ersetzbare Artefakte dar, bei deren

Beschädigung eine Kontinuität in der Einheit (bzw. das niedrige Niveau der Unsicherheit) künftig nicht gewährleistet werden kann. Dies soll ebenfalls mit der neuen Realisierung abgesichert werden.

Als neuer Detektor soll zukünftig ein sogenannter $V(\lambda)$ -Trapdetektor eingesetzt werden. Der Detektor ist speziell für die neue in Kapitel 3.4 erläuterte Rückführungsstrategie konzipiert. Die Grundlagen für Photodetektoren, die Auswahl des Detektorelements und das Konzept des Detektors werden in Kapitel 4 erläutert.

Die Kalibrierung des Detektors und der entsprechenden Filter wird mit laserbasierten Messaufbauten durchgeführt. Aufgrund von Interferenzeffekten ergeben sich hier spezielle Anforderungen an Filter und Blenden, die von herkömmlichen Filtern nicht erfüllt werden. Normale Filtergläser weisen unter Bestrahlung mit Laserlicht durch Interferenz eine starke Modulation der Transmission von bis zu 16 % auf (siehe Kapitel 5.1). Zur Vermeidung dieser Modulation sind besondere Filter notwendig. Für die Entwicklung dieser neuen Filter für den Detektor wurde auf Grundlage von Voruntersuchungen ein mathematisches Modell entwickelt. Basierend auf den Berechnungen dieses Modells ist ein Filtersystem ausgewählt und aufgebaut worden, das im Detektor Verwendung findet. Die Entwicklung der Filter wird im Detail in Kapitel 5 dargelegt. Die Messungen zur Charakterisierung des Detektors und der Filter sind in Kapitel 6 dargestellt. Diese stellen die Basis für die Kalibrierschritte und die Betrachtung der Messunsicherheit dar. Der Detektor wurde hinsichtlich seiner spektralen Strahlungsleistungsempfindlichkeit und der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit kalibriert. Diese Kalibrierungen dienen als Vergleichswert für die kommende neue Rückführung und werden in Kapitel 7 beschrieben. Hier werden sowohl die Messverfahren als auch die Berechnung der entsprechenden Messunsicherheit erläutert. Als finaler Schritt werden die photometrischen Empfindlichkeiten, welche an den zwei radiometrischen Messplätzen ermittelt wurden, berechnet. Damit kann ein Vergleich zwischen der radiometrischen Einheit über diese Realisierung mit dem neuen Detektor und der bewahrten Einheit gezogen werden.

In Kapitel 8 werden die Resultate aus der Entwicklung des Detektors zusammengefasst. Dies betrifft sowohl die Eignung des Detektors für die neue Rückführungsstrategie als auch die notwendigen Schritte, um die Rückführung vollständig umzusetzen. Abschließend erfolgt eine Diskussion der zukünftigen Schritte, um die Ergebnisse dieser Arbeit in der Entwicklung des Detektors und der Rückführung dauerhaft an der PTB für die Realisierung der Lichtstärkeeinheit zu etablieren.

2. Rückführung in der Photometrie

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Grundbegriffe der Metrologie und der Photometrie gegeben. Dieser dient zur thematischen Einordnung dieser Arbeit und zur Erklärung der Vorgehensweise, welche für die neue Rückführung gewählt wurde. Zunächst wird im Kapitel 2.1 die Systematik der Metrologie dargestellt. Dafür werden die Begriffe der Einheiten und der Rückführung sowie die Realisierung und die Bewahrung von Einheiten erläutert. Abschließend wird in diesem Abschnitt das Thema der Messunsicherheit vorgestellt, welches eine wesentliche Rolle in der Metrologie einnimmt. In Kapitel 2.2 wird in das Gebiet der Photometrie eingeführt. Hier wird zunächst die Bedeutung der Lichtmessung erläutert. Anschließend folgt eine Erklärung der photometrischen und radiometrischen Einheiten, welche im Rahmen dieser Arbeit häufig Erwähnung finden. Zum Schluss des Kapitels werden im Speziellen noch einmal die Größe der Lichtstärke und ihre Definitionen dargestellt.

2.1. Einführung in die Metrologie

Die Metrologie ist die Wissenschaft des Messens [1]. Gemäß dem Internationalen Wörterbuch der Metrologie (VIM = franz.: Vocabulaire international de métrologie) umfasst die Metrologie alle theoretischen und praktischen Aspekte des Messens, unter anderem auch die Bereiche der Anwendung und der Messunsicherheit. In der Metrologie ist es das Ziel, Eigenschaften oder Größen von Objekten durch Angabe von deren Menge und Einheit zu beschreiben. Um ein möglichst einfaches System zu schaffen, mit dem diese Größen international verglichen werden können, ist das internationale Einheitensystem SI 1960 [2] eingeführt worden. Die einzelnen Größen des SI werden auf nationaler Ebene realisiert, dargestellt und weitergegeben und durch internationale Vergleiche abgesichert. In Deutschland ist dies die gesetzliche Aufgabe der PTB [3]. Zu den Aufgaben der PTB gehört ebenso die Forschung zur Weiterentwicklung der Verfahren zur Darstellung, also die Umsetzung der Einheiten. Im Folgenden werden die Grundlagen des SI in einer kurzen Form wiedergegeben, um anschließend die metrologischen Begriffe der Rückführung, der Realisierung und der Bewahrung einzuführen. Anschließend folgt eine Betrachtung der Angabe und Anwendung von Messunsicherheiten.

2.1.1. Größen und Einheiten

Der Zusammenhang zwischen Größen und Einheiten soll zunächst an einem einfachen Beispiel verdeutlicht werden. Von einem Stab soll die Größe der Länge beschrieben werden:

$$L = 1,5 \text{ m} \quad (2.1)$$

Der Größe der Länge, die symbolisch als L geschrieben wird, ist die Einheit Meter mit dem Symbol m zugeordnet. Die Einheit dient als Bezug, um die Größe zu beschreiben und wird durch eine Definition festgelegt. Die Zahl 1,5 gibt dabei die Quantität der Größe als Vielfaches der Einheit an.

Um beliebige physikalische Eigenschaften von Objekten einheitlich zu beschreiben, bilden sieben Basisgrößen und die dazugehörigen Einheiten das Grundgerüst des SI. Diese sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Übersicht der sieben SI-Basisgrößen und Einheiten in der hier verwendeten Notation und nach VIM [1]. Die VIM Notation ist bei Unterschieden in Klammern angegeben.

Größe	Symbol	Einheit	Einheitensymbol
Länge	L	Meter	m
Masse	M	Kilogramm	kg
Zeit	$Z (T)$	Sekunde	s
Elektrischer Strom	$y (I)$	Ampere	A
Thermodynamische Temperatur	$T (\theta)$	Kelvin	K
Stoffmenge	N	Mol	mol
Lichtstärke	$I_v (J)$	Candela	cd

In dieser Arbeit werden die Symbole für Größen nach den Konventionen in der Photometrie genutzt und an entsprechender Stelle beschrieben. Dies bedeutet, dass für die Größen der Strahlstärke und Lichtstärke das Symbol „ I “ genutzt wird. Das Symbol „ J “ wird für Stromdichten genutzt, für Photoströme das Symbol „ y “ und für die Temperatur wird das Symbol „ T “ genutzt.

Alle weiteren Größen im SI sind aus den sieben Basisgrößen abgeleitet, entsprechend den physikalischen Zusammenhängen zwischen den Größen. Dabei gilt für die Einheiten der Größen, dass diese sich als Produkt der sieben Basiseinheiten und der sogenannten dimensional Exponenten α bis η schreiben lassen:

$$x = m^\alpha kg^\beta s^\gamma A^\delta K^\epsilon mol^\zeta cd^\eta \quad (2.2)$$

Über die Definitionen der Basiseinheiten wird den Einheiten ein Bezug beziehungsweise ein Referenzwert zugeordnet. In der Regel wird Messobjekten oder Messsystemen eine Reihe an Eigenschaften zugeordnet, die die entsprechenden Größen mit einer Unsicherheit beschreiben. Auf den Begriff der Unsicherheit wird in Abschnitt 2.1.4 eingegangen.

2.1.2. Kalibrierung und rückgeführtes Messen

Bei einer Kalibrierung wird ein Zusammenhang zwischen Eigenschaften von Messobjekten und ihren Messwerten hergestellt. Essentiell für eine Kalibrierung ist die Berücksichtigung der jeweiligen Unsicherheiten. Eine Kalibrierung kann aus dem Vergleich von zwei Messobjekten bestehen, durch den die Kenntnis der Eigenschaft eines Objektes auf ein anderes übertragen werden kann. Diese Messobjekte werden in der Metrologie allgemein als Normal bezeichnet. Eine Kalibrierung kann auch durch die Messung eines Objekts mit einem bekannten Messsystem erfolgen, wodurch dem Messobjekt ein Wert zugeordnet werden kann. In einem solchen Fall wird auch das Messsystem als Normal bezeichnet.

Eine aufeinander aufbauende Reihe von Kalibrierungen unterschiedlicher Messobjekte oder Messsysteme wird als Kalibrierkette bezeichnet. Durch eine ununterbrochene Kalibrierkette lässt sich die Eigenschaft eines finalen Messsystems oder Normals auf die erste Referenz in der Kalibrierkette beziehen. Dieses erste Bezugsnormale wird in der Metrologie als Primärnormal bezeichnet. So wird zum Beispiel die Masse eines kalibrierten Masseobjekts über eine Kalibrierkette auf den internationalen Prototypen des Kilogramms als Primärnormal bezogen. Eine Messung wird unter diesen Bedingungen als rückführbar bezeichnet. Die Objekte, die innerhalb der Kalibrierkette für den Transfer genutzt werden, werden als Transfernormale bezeichnet. Zum Beispiel ein Masseprototyp, der mit Bezug auf den Prototypen des Kilogramms kalibriert ist und für weitere Kalibrierungen eingesetzt wird, dient als Transfernormal für die Masse. Ein Primärnormal kann ein Artefakt sein, als primäre Referenz kann aber auch die praktische Realisierung einer Einheit dienen, um die Kalibrierung direkt in Bezug zur Definition der Einheit zu setzen, wie es bei der Bestimmung der Frequenz für die Umsetzung der Sekunde genutzt wird.

2.1.3. Realisierung und Bewahrung einer Einheit

Laut des internationalen Wörterbuches der Metrologie ist eine Realisierung streng gesprochen die physikalische Umsetzung einer Einheit nach ihrer Definition. Zu einer Realisierung zählt aber auch der Aufbau von reproduzierbaren Messsystemen oder die Messung von Normalen, die auf festgelegten physikalischen Effekten beruhen und eine Einheit darstellen. Entspricht die Eigenschaft eines Normals direkt der physikalischen Definition einer Einheit, so handelt es sich bei dem Normal selber noch nicht um eine Realisierung dieser Einheit. Von einer Realisierung kann erst bei der Messung dieser Eigenschaft des Normals mit einer zugeordneten Unsicherheit gesprochen werden. Ist zum Beispiel einer Glühlampe eine Lichtstärke zugeordnet, so kann erst bei der Messung der Lichtstärke dieser Glühlampe von einer Realisierung der Einheit gesprochen werden.

Basierend darauf lässt sich der Begriff der bewahrten Einheit erklären. Im VIM wird an dieser Stelle von der Bewahrung eines Normals gesprochen. Diese beinhaltet die notwendigen Schritte, um die metrologischen Eigenschaften eines Normals zu erhalten. Kann diesen Eigenschaften direkt eine Einheit zugeordnet werden, lässt sich auch von der Bewahrung der

Einheit beziehungsweise der bewahrten Größe der Einheit (oft missdeutend auch als Skala bezeichnet) sprechen. Normale, die zur Bewahrung einer Einheit genutzt werden, werden häufig als Artefakte bezeichnet. Der Prototyp des Kilogramms oder das ehemalige Urmeter stellen eine einfache Form der Bewahrung der Einheiten der Masse und der Länge dar und sind dementsprechend Artefakte. Die Bewahrung für die Einheit der Lichtstärke an der PTB mittels Artefakten (den Lichtstärkenormallampen) wird in Kapitel 3.3 dargelegt.

2.1.4. Unsicherheit einer Messgröße

Der Begriff Unsicherheit spielt in der Metrologie eine große Rolle. Die Unsicherheit einer Messgröße, auch Messunsicherheit genannt, charakterisiert die Verteilung von Messwerten der Messgröße unter Berücksichtigung aller verfügbaren Informationen. Die Komponenten der Unsicherheit setzen sich aus systematischen und stochastischen Effekten zusammen. Wichtig ist hierbei, den Unterschied zwischen den Begrifflichkeiten der erwähnten „Unsicherheit“ und „Fehler“ zu sehen. Ein „Fehler“ ist die Differenz zwischen dem Messwert einer Größe und dem „wahren“ Wert einer Größe. Dieser „wahre“ Wert wäre das Ergebnis einer perfekten Messung und ist nicht ermittelbar. Eine „Unsicherheit“ gibt einen Bereich für den Wert der gemessenen Größe und eine Wahrscheinlichkeit, mit der der Wert im angegebenen Intervall liegt, an. Um eine klare Unterscheidung zwischen dem unbekanntem „wahren“ Wert eines Ergebnisses und dem festgestellten Ergebnis einer Messung zu treffen, wird gemäß VIM vom Schätzwert als Ergebnis einer Messung gesprochen.

Für die einheitliche Bestimmung und Angabe einer Unsicherheit ist auf Bestreben des Internationalen Komitees für Maß und Gewicht (CIPM, franz.: comité international des poids et mesures) durch das Internationale Büro für Maß und Gewicht (BIPM, franz.: bureau international des poids et mesures) ein Leitfadenerarbeitet worden. Der Leitfaden zur Berechnung von Messdaten ist bekannt unter dem Titel „Guide to the expression of uncertainty in measurement“ (GUM)[4] und wurde erstmals 1995 veröffentlicht.

Im Rahmen des GUM wird der Einfluss von Messunsicherheiten auf eine Messung von Eingangs- und Messgrößen untersucht, um einen Schätzwert für den Messwert und eine zugehörige Unsicherheit zu erhalten. Eingangsgrößen sind zum Beispiel Werte aus einer vorherigen Kalibrierung eines Normals. Die Unsicherheiten werden nach GUM in zwei Arten unterschieden. Unsicherheiten vom Typ A können aus wiederholten Messungen als statistische Unsicherheiten gewonnen werden. Unsicherheiten vom Typ B umfassen alle anderen Effekte außer den statistischen Effekten, die in den Unsicherheiten vom Typ A enthalten sind, wie zum Beispiel Kalibrierwerte mit deren Unsicherheit als Eingangsgrößen. Die Verteilungen der einzelnen Größen werden gemäß GUM immer auf Normalverteilungen bezogen. Für abweichende Verteilungen bei Unsicherheiten des Typs B, zum Beispiel Rechteckverteilungen, sind Berechnungen angegeben, um den gegebenen Verteilungen äquivalente Normalverteilungen zuzuweisen. Die einzige Ausnahme liegt bei Größen vor, die durch eine Anzahl an Messungen l ermittelt werden. Hierfür wird die sogenannte Student-t-Verteilung genutzt. Die Student-t-Verteilung ist eine kontinuierliche

Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung, die aus einer limitierten Anzahl an Stichproben ermittelt wird. Sie wird genutzt, wenn der Mittelwert einer Größe, die der Normalverteilung unterliegt, aus einer limitierten Anzahl an Stichproben ermittelt wird. Der Freiheitsgrad oder „t-Faktor“ (t) der Verteilung berechnet sich dabei aus der Anzahl der Messung nach $t = l - 1$. Diese Verteilung wurde 1908 von William Gosset unter dem Pseudonym „Student“ entwickelt und veröffentlicht [5]. Für eine Messgröße Z bzw. für deren Schätzwert z wird der funktionale Zusammenhang f aufgestellt, der die N Eingangsgrößen X_i bzw. deren Schätzwerte x_i mit der Messgröße Z verbindet.

$$z = f(x_1, x_2, \dots, x_N) \quad (2.3)$$

Die Unsicherheiten der Schätzwerte der Eingangsgrößen $u(x_i)$ werden in der GUM-Methodik aus der Varianz der Normalverteilung oder der Student-t-Verteilung der Größen gewonnen. Die Auswirkung der Unsicherheiten von unabhängigen Eingangsgrößen auf die kombinierte Unsicherheit der Messgröße $u_c(z)$ wird durch den folgenden Zusammenhang beschrieben:

$$u_c^2(z) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) = \sum_{i=1}^N c_i^2 u^2(x_i) \quad (2.4)$$

Die partielle Ableitung des funktionalen Zusammenhangs f zur Größe x_i wird auch als Sensitivitätskoeffizient c_i bezeichnet. Dieser beschreibt die Empfindlichkeit von z gegenüber einer Änderung von x_i und kann sowohl durch den mathematischen Zusammenhang als auch durch Messung bestimmt werden. Aus der kombinierten Unsicherheit $u_c(z)$ kann die erweiterte Unsicherheit $U(z)$ berechnet werden.

$$U(z) = k \cdot u_c(z) \quad (2.5)$$

Hierbei stellt k den sogenannten Erweiterungsfaktor dar. Für eine Normalverteilung befinden sich 68,27% der Werte innerhalb des Bereichs der Varianz σ um \bar{z} , den Mittelwert von z , was einem Wert von $k = 1$ entspricht. Für $k = 2$ befinden sich 95,45% aller Werte in dem Intervall $\pm 2\sigma$ um \bar{z} . Eine Besonderheit dieses sogenannten „klassischen“ GUM stellt die Beschränkung der Anwendung auf lineare Zusammenhänge f und auf symmetrische Normalverteilungen oder Student-t-Verteilungen dar.

Für komplexere Zusammenhänge und abweichende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen wurde 2008 das „Supplement 1“ [6] zum GUM hinzugefügt. Im diesem Nachtrag wird die Fortpflanzung von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen durch Monte-Carlo Methoden dargelegt. Im Folgenden werden die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen auch als PDF bezeichnet, was die gebräuchliche Bezeichnung nach dem englischen Begriff *probability density function* ist.

Ein Schema der Berechnung nach Supplement 1 ist in Abbildung 2 dargestellt. Für die Eingangsgrößen X_i müssen im Rahmen der Monte-Carlo Berechnung die entsprechenden PDF

$g_{X_i}(\xi)$ gefunden werden. Die Art der PDF wird nach den verfügbaren Kenntnissen über die jeweilige Größe ausgewählt.

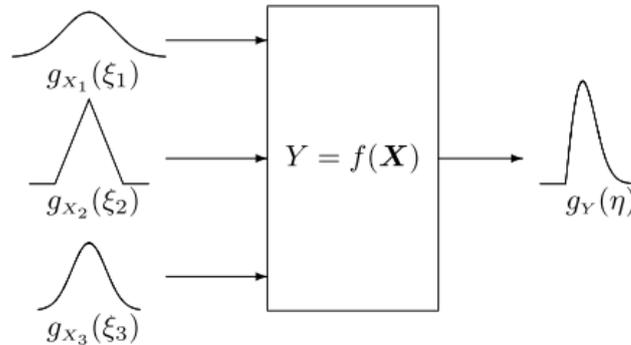


Abbildung 2: Schema der Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Größe Y aus den Verteilungen von drei unabhängigen Eingangsgrößen X_i aus Supplement 1 [6].

Eine Übersicht über die häufigsten Verteilungen und die notwendigen zugrundeliegenden Informationen wird im Supplement 1 gegeben. Die Propagation der Verteilungen der Eingangsgrößen wird mit einer Monte-Carlo Methode durchgeführt. Dafür werden zufällige Werte aus den PDF $g_{X_i}(\xi)$ ermittelt und in die Modellgleichung $f(X)$ eingesetzt. Diese Berechnung führt bei häufiger Wiederholung, typischerweise $10^5 - 10^6$ Ziehungen, zu der Verteilung $g_Y(\eta)$ für die Werte der Größe Y . Aus den Werten von $g_Y(\eta)$ kann der Schätzwert aus dem Mittelwert und die Unsicherheit aus der Varianz berechnet werden. Da es sich bei der PDF $g_Y(\eta)$ nicht zwingend um eine Normalverteilung handelt, kann kein Erweiterungsfaktor k für eine erweiterte Unsicherheit angegeben werden. Stattdessen wird bei der Berechnung nach Monte-Carlo ein Vertrauensintervall berechnet, in dem entsprechend 95,45% (äquivalent zu $k = 2$) oder ein beliebiger anderer Anteil an Werten von $g_Y(\eta)$ liegen.

Ein weiterer wichtiger Punkt der Betrachtung von Messunsicherheiten sind Korrelationen. Korrelationen stellen Zusammenhänge zwischen einzelnen Messgrößen dar. Diese können sowohl positiv als auch negativ korreliert sein. Die Berücksichtigung von Korrelationen ist im Rahmen der Messunsicherheitsbetrachtung notwendig, da durch die Zusammenhänge einzelner Einflussgrößen die resultierende Messunsicherheit sowohl steigen, als auch sinken kann. Bei Korrelationen kann es sich zum Beispiel um zeitliche Korrelationen von Messungen und jeweils zeitgleichen Monitormessungen handeln. Der Zusammenhang erlaubt eine Monitorkorrektur um einzelne Messpunkte aufeinander zu beziehen und führt zu einer Reduktion der Messunsicherheit. Als Gegenbeispiel sollen hier spektrale Korrelationen genannt sein. Wird bei einer spektralen Messung mit einem Spektrometer eine Korrektur verwendet um den einzelnen Pixeln zum Beispiel eine entsprechende Wellenlänge zuzuordnen, so gibt es einen Zusammenhang zwischen den Korrekturen für benachbarte Pixel. Dies führt bei der Interpolation von Werten zu einer Erhöhung der Messunsicherheit.

2.2. Photometrie

Die Photometrie ist die Lehre von der Lichtmesstechnik. Zur Lichtmesstechnik gehört unter anderem auch die Farbmessung, also die Colorimetrie. Auch der visuelle Anteil der Reflektometrie fällt hier hinein. Über die Photometrie werden die Eigenschaften von Lichtquellen unter Berücksichtigung der Empfindlichkeit des menschlichen Auges beschrieben. Dazu gehören neben der Beschreibung der photometrischen Größen von Lichtquellen zum Beispiel auch die Messung ihrer Lichtausbeute oder die räumliche Verteilung ihrer photometrischen Größen. In diesem Kapitel soll eine Übersicht über die Messung von Licht gegeben werden, sowohl aus photometrischer als auch aus radiometrischer Sicht. Der Unterschied zwischen den Gebieten der Radiometrie und der Photometrie wird dargestellt. Anschließend wird die Größe der Lichtstärke und die Einheit Candela genauer besprochen und auf die aktuelle und die vorherige Definition der Einheit eingegangen.

2.2.1. Messung von Licht und der spektrale Hellempfindlichkeitsgrad $V(\lambda)$

Als Licht wird elektromagnetische Strahlung im sichtbaren Spektralbereich bezeichnet. Je nach Anwendung erstreckt sich der sichtbare Spektralbereich von 380 nm bis 780 nm [7] oder von 360 nm bis 830 nm [8]. Für diese Arbeit wird der Bereich von 360 nm bis 830 nm gemäß den Veröffentlichungen des BIPM und der internationalen Beleuchtungskommission CIE (franz.: Commission Internationale de l'Eclairage) genutzt. Die Messung von Licht kann mit unterschiedlichen Bewertungen des Lichts erfolgen. In der sogenannten Radiometrie wird das Licht aus energetischer Sicht betrachtet. Einer Menge an Strahlung wird gemäß der enthaltenen Energie eine Leistung zugeordnet. Die Radiometrie ist nicht auf den sichtbaren Spektralbereich beschränkt. Um die gesamte Strahlung einer Quelle radiometrisch zu beschreiben, muss folglich der gesamte Spektralbereich, in dem die Quelle emittiert, gemessen oder durch Modelle dargestellt werden. Innerhalb der Radiometrie gibt es die Sonderfälle der gewichteten Radiometrie [7]. Die Messung der Strahlung wird dabei auf eine genormte spektrale Verteilung zur Gewichtung bezogen. Dies erfolgt zum Beispiel bei der Bestimmung des UV-Anteiles der Strahlung einer Quelle. Ein spezieller Fall der gewichteten Radiometrie ist die Photometrie.

Die eigenständige Disziplin der Photometrie geht bis in das 17. Jahrhundert auf Johann Heinrich Lambert und Pierre Bouguer [9] auf vergleichende Beobachtungen von Lichtquellen zurück, welche mit dem Auge durchgeführt wurden. In der modernen Photometrie wird die Wichtung der Strahlung entsprechend einer normierten Verteilung durchgeführt, die der Empfindlichkeit des menschlichen Auges bei Tag nachempfunden ist. Die Sicht des Auges bei Tag wird auch als photopisch oder hell-adaptiert bezeichnet im Vergleich zum skotopischen Sehen bzw. Nachtsehen. Für das hell-adaptierte Auge wird dieser spektrale Hellempfindlichkeitsgrad als $V(\lambda)$ -Kurve bezeichnet. Die $V(\lambda)$ -Kurve wurde von der CIE erstmals 1924 als standardisierte Größe festgehalten, um die Bewertung von Lichtquellen zu vereinheitlichen. Diese ursprüngliche Funktion wurde durch empirische Methoden mit Versuchspersonen gewonnen, die Farbtafeln unter einem Beobachtungswinkel von 2°

beurteilen sollten. Die heute verwendete $V(\lambda)$ -Kurve ist tabellarisch in 1 nm Intervallen angegeben und auf ihr Maximum bei 555 nm normiert. Bei Zwischenschritten ist sie mit der Vorschrift einer linearen Interpolation der tabellarischen Werte zu benutzen [10]. Die Funktion ist auch als CIE 2° Standard Beobachter bekannt und in Abbildung 3 dargestellt. Die $V(\lambda)$ -Kurve ist definiert für den Spektralbereich von 360 nm bis 830 nm und grenzt damit den sichtbaren Bereich ein. Für Wellenlängen außerhalb dieses Intervalls nimmt die Funktion den Wert 0 an.

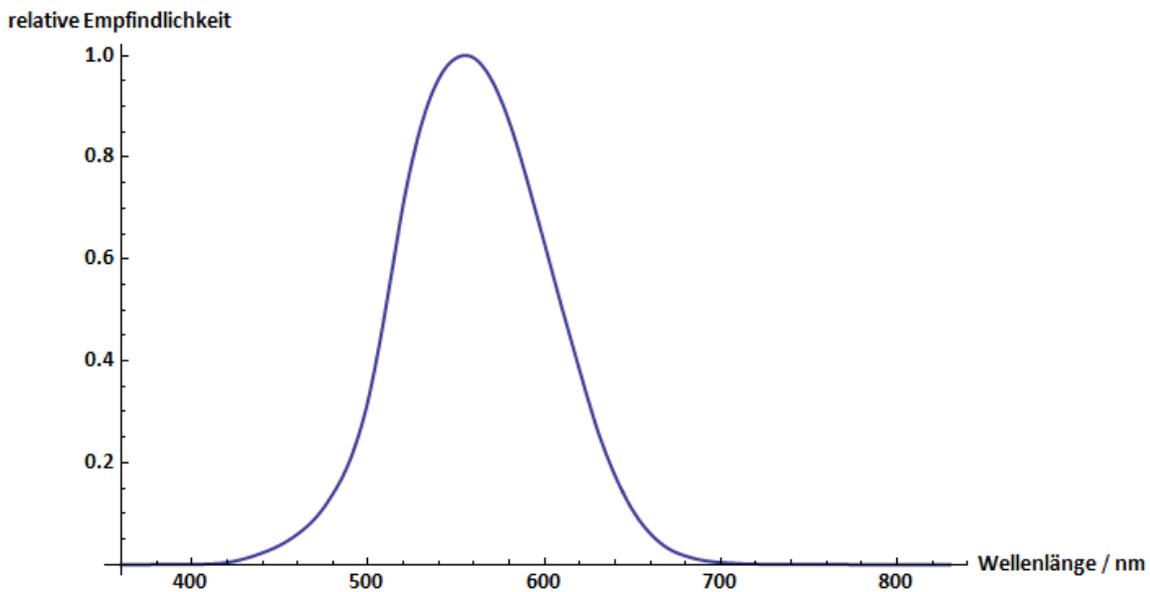


Abbildung 3: Der spektrale Hellempfindlichkeitsgrad $V(\lambda)$ des CIE 2°-Standard Beobachters nach [10].

Der Zusammenhang zwischen radiometrischen Größen und photometrischen Größen führt rechnerisch über die Wichtung mit der $V(\lambda)$ -Kurve und dem maximalen photometrischen Strahlungsäquivalent für photopisches Sehen $K_m = 638,002 \text{ lm/W}$. Häufig wird in der Photometrie auf Grund der energetischen Betrachtung des Lichts für radiometrische Größen der Index e genutzt. Diese Notation wird in dieser Arbeit adaptiert. Für photometrische Größen wird entsprechend der Index v genutzt, da das Licht visuell gewertet wird. Für die Beleuchtungsstärke E_v lässt sich der Zusammenhang mit der spektralen Dichte der Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}(\lambda)$ wie folgt beschreiben:

$$E_v = K_m \int_0^{\infty} E_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda \quad (2.6)$$

Eine Übersicht der wichtigsten radiometrischen und photometrischen Größen und ihrer Einheiten ist in den folgenden Tabellen 2 und 3 gegeben.

Werden Strahlungsquellen betrachtet, so ist deren Strahlungsleistung bzw. deren Lichtstrom ein Maß für die gesamte Strahlung oder das gesamte Licht, das die Quelle in den freien Raum aussendet. Bei Strahlungsempfängern bezeichnet die (empfangene) Strahlungsleistung den vom Empfänger aufgenommenen Strahlungsanteil. Die Bestrahlungs-/Beleuchtungsstärke ist

die auf eine Fläche bezogene einfallende Strahlung. Die Strahl-/Leuchtdichte ist die durch eine (strahlende) Fläche hindurchtretende und sich in einen Raumwinkel ausbreitende Dichte der Strahlung. Die Strahl-/Lichtstärke ist die Strahlung einer Quelle in eine definierte Richtung und wird im folgenden Kapitel genauer vorgestellt. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird für die spektralen Dichten der radiometrischen Größen, wie der spektralen Dichte der Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$, die verkürzte aber eindeutige Bezeichnung der spektralen Bestrahlungsstärke genutzt.

Tabelle 2: Übersicht ausgewählter radiometrischer Größen und Einheiten.

Größe	Symbol	SI-Einheit
Strahlungsleistung	Φ_e	W
Bestrahlungsstärke	E_e	W/m ²
Strahldichte	L_e	W/m ² sr
Strahlstärke	I_e	W/sr

Tabelle 3: Übersicht ausgewählter photometrischer Größen und Einheiten

Größe	Symbol	SI-Einheit und Symbol	
Lichtstrom	Φ_v	lumen	lm = cd sr
Beleuchtungsstärke	E_v	lux	lx = cd sr/m ²
Leuchtdichte	L_v	-	cd/m ²
Lichtstärke	I_v	candela	cd

2.2.2. Die Lichtstärke als Basisgröße

Die Basisgröße für die photometrischen Einheiten im SI ist die Lichtstärke. Mit der Lichtstärke wird in der Photometrie eine gerichtete Größe als Basisgröße genutzt. In der Radiometrie hingegen spielt die Strahlstärke eine untergeordnete Rolle. Strahlungsleistung und Bestrahlungsstärken stellen hier die grundlegenden Messgrößen für die meisten Betrachtungen dar. Die Lichtstärke als charakteristische Größe einer Lichtquelle kann, im Gegensatz zum Lichtstrom, dabei seit langem mit einfachen Mitteln verglichen werden und wurde aus diesem Grund als Basis der Photometrie gewählt [11]. Die Lichtstärke wurde 1954 auf der 10. Sitzung der Generalkonferenz für Maß und Gewicht (CGPM, franz.: Conférence

Générale des Poids et Mesures) als Basisgröße eingeführt. Die aktuelle Definition der Lichtstärke wurde 1979 festgelegt [2], [12]:

Die Candela ist die Lichtstärke in einer bestimmten Richtung einer Strahlungsquelle, die monochromatische Strahlung der Frequenz 540×10^{12} Hertz aussendet und deren Strahlstärke in dieser Richtung $1/683$ Watt durch Steradian beträgt.

Die Lichtstärke ist durch diese Definition an die radiometrische Messung einer Strahlungsleistung gekoppelt. Gleichzeitig wird der Wert des photometrischen Strahlungsäquivalents K für eine Frequenz von 540 THz festgelegt auf:

$$K = 683 \text{ cd sr/W} = 683 \text{ lm/W} \quad (2.7)$$

Je nach Temperatur und Zusammensetzung folgt für Luft eine Änderung der der Frequenz entsprechenden Wellenlänge. Für Normalluft (trockene Luft bei 15 °C, einem Luftdruck von 1013,25 hPa und 0,03 % CO₂-Gehalt [13]) folgt eine Wellenlänge von $\lambda = 555,016$ nm, was für das Maximum des Hellempfindlichkeitsgrades für den Standardbeobachter bei $\lambda = 555$ nm zu dem bereits erwähnten Wert von $K_m = 683,002$ lm/W führt. Der Wert des Strahlungsäquivalents wurde vor der Adaption der Definition nach Messungen in unterschiedlichen nationalen Metrologieinstituten festgelegt. Diese Definition der Candela beinhaltet außerdem keine Anleitung zur Realisierung der Einheit. Auf die Realisierung der Candela wird in Kapitel 3 eingegangen. Zur Vollständigkeit und um die Basis für die bereits in der Motivation dargestellten Unterschiede zwischen der radiometrischen Realisierung gemäß der Definition seit 1979 und der bewahrten Einheit nach der vorherigen Definition zu legen, sei hier die Definition der Candela von 1967 gegeben [14]:

Die Basiseinheit 1 Candela ist die Lichtstärke, mit der $\frac{1}{600000}$ Quadratmeter der Oberfläche eines Schwarzen Strahlers bei der Temperatur des beim Druck von 101325 Newton durch Quadratmeter erstarrenden Platins senkrecht zu seiner Oberfläche leuchtet.

Hier wird die Candela als von anderen Einheiten unabhängige photometrische Einheit direkt auf ein definiertes Primärnormal bezogen. Die Änderung der Definition wurde zum Teil auf Grund der zunehmenden Bedeutung der Radiometrie und der in den 60er Jahren unklaren Erstarrungstemperatur von Platin durchgeführt. Zusätzlich konnte auf Grund der Kosten und des hohen Aufwands nicht an allen Metrologieinstituten ein solcher schwarzer Strahler betrieben werden.

Die Zusammenhänge zwischen den photometrischen Größen aus Tabelle 3 sind im internationalen Wörterbuch der Lichttechnik durch die CIE angegeben [15], wobei aufgrund der funktionalen Abhängigkeiten eigentlich die partiellen Ableitungen verwendet werden müssten:

$$\Phi_v = K_m \int_0^\infty \Phi_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda \quad (2.8)$$

$$I_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega} \quad (2.9)$$

$$E_v = \frac{d\Phi_v}{dA} \quad (2.10)$$

$$L_v = \lim_{A, \Omega \rightarrow 0} \frac{\Phi_v}{A \cdot \Omega \cdot \cos(\theta)} \quad (2.11)$$

Die Lichtstärke I_v ist der differentielle Teil des Lichtstroms $d\Phi_v$, der in einer vorgegebenen Richtung in das Raumwinkelement $d\Omega$ fällt. Die Beleuchtungsstärke E_v ist der differentielle Teil des Lichtstroms, der auf das Flächenelement dA fällt. Die Leuchtdichte L_v ist der differentielle Lichtstrom, der in einer definierten Ausbreitungsrichtung durch das Flächenelement dA in das Raumwinkelement $d\Omega$ fällt, wobei θ den Winkel zwischen der Flächennormalen und der Ausbreitungsrichtung bezeichnet.

Anzumerken ist hier, dass bei dieser Verwendung der Zusammenhänge in den Formeln (2.8), (2.9), (2.10) und (2.11) der Lichtstrom und das Lumen als rechnerische Grundlage der Photometrie genutzt werden. Durch Umstellen von Gleichung 2.9 hin zum Lichtstrom Φ_v ergibt sich die Lichtstärke als Basis des Lichtstroms zu:

$$\Phi_v = \iint_{\vartheta, \varphi} I_v(\vartheta, \varphi) \sin(\vartheta) d\varphi d\vartheta \quad (2.12)$$

Der Lichtstrom Φ_v ist hier als Integral über die Lichtstärken der Lichtquelle in alle Raumrichtungen geschrieben, wobei $I_v(\vartheta, \varphi)$ die Verteilung der Lichtstärken ist. Die Ableitung der Beleuchtungsstärke nach (2.10) und der Leuchtdichte nach (2.11) kann mit der Berechnung des Lichtstroms nach (2.12) auch formal von der Basisgröße Lichtstärke erfolgen.

Im Rahmen der kommenden 26. Generalkonferenz der Meterkonvention im November 2018 wird über eine Revision des SI entschieden [16]. Als Grundlage für alle Basisgrößen des SI werden die Werte jeweils definierender Konstanten festgelegt, wie z.B. der Wert der Planck-Konstante, und als Werte ohne Unsicherheit genutzt. Zusätzlich erfolgt eine Neuformulierung der Definitionen der Einheiten, um die jeweils definierenden Konstanten in den Vordergrund zu stellen. Die aktuelle Version der neuen Definition der Candela ist auf Englisch im Entwurf der neunten SI-Broschüre [16] zu finden und lautet:

The candela, symbol cd, is the SI unit of luminous intensity in a given direction. It is defined by taking the fixed numerical value of the luminous efficacy of monochromatic radiation of frequency 540×10^{12} Hz, K_{cd} , to be 683 when expressed in the unit lm W^{-1} , which is equal to cd sr W^{-1} , or $\text{cd sr kg}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^3$, where the kilogram, metre and second are defined in terms of h , c and $\Delta\nu_{CS}$.

Die Werte des photometrischen Strahlungsäquivalents K_{cd} , sowie der Lichtgeschwindigkeit c und der Frequenz des Übergangs der Hyperfeinstrukturlevels von Cäsium 133, sind bereits als Konstanten festgelegt und erfahren in der Revision des SI auch keine Änderung. Auf Grund der vergleichsweise hohen Messunsicherheit der Lichtstärke wird auch eine mögliche Änderung der Planck-Konstante h keine signifikanten Auswirkungen auf den Wert der Candela haben.

3. Aktuelle und künftige Realisierung der Lichtstärke an der PTB

Für die Realisierung der Größe der Lichtstärke ist es wichtig festzuhalten, dass die Definition der Lichtstärke (siehe Kapitel 2.2.2) nicht als Anweisung zur Realisierung verstanden werden soll [17]. Ziel der Photometrie ist die Beschreibung einer Lichtquelle in ihrer Wirkung auf den normierten Standardbeobachter. Hierfür stellt die Definition der Lichtstärke die explizite Beziehung zwischen einer radiometrisch messbaren Strahlungsleistung und der photometrischen Basiseinheit dar. Für einige der Basisgrößen des SI wird durch das BIPM eine Bestimmung für die Umsetzung (franz.: *mise en pratique*) vorgegeben [18], in denen die Realisierung der Einheiten auf Basis der Definition beschrieben wird. In der *mise en pratique* für die Realisierung der Lichtstärke wird schließlich auch die Anwendung der $V(\lambda)$ -Kurve beschrieben, die in der Definition nicht erwähnt wird.

Zunächst wird in Kapitel 3.1 die Realisierung der Lichtstärke an der PTB, beschrieben durch Erb und Sauter [16], [19], in ihrer Grundform wiedergegeben, um die entsprechenden physikalischen Größen für die Realisierung begrifflich einzuführen. Die Umsetzung über die Rückführungskette für die radiometrische Realisierung wird anschließend in Kapitel 3.2 beschrieben.

3.1. Die photometrische Basis der Lichtstärke

Wie durch Formel (2.6) bereits beschrieben, lässt sich die Beleuchtungsstärke als gewichtetes Integral der spektralen Bestrahlungsstärke und dem maximalen photopischen Strahlungsäquivalent schreiben. Ein Photometer sei hier beschrieben durch seine absolute Empfindlichkeit $s_0(\lambda_d)$ an der Wellenlänge λ_d und seine relative spektrale Empfindlichkeitsfunktion $s_r(\lambda)$, die auf die Wellenlänge λ_d normiert ist. Diese Empfindlichkeitswerte werden aus der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_E(\lambda)$ des Photometers mittels $s_r(\lambda) = s_E(\lambda)/s_0(\lambda_d)$ berechnet. Wird dieses Photometer mit der spektralen Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}(\lambda)$ aus Formel (2.6) beleuchtet, ergibt sich der Photostrom y zu:

$$y = s_0(\lambda_d) \int_0^{\infty} E_{e,\lambda}(\lambda) s_r(\lambda) d\lambda \quad (3.1)$$

Wenn die genutzte Lichtquelle eine Glühlampe ist, so entspricht die relative spektrale Verteilung der Strahlung näherungsweise der eines Planck'schen Strahlers (Schwarzen Strahlers) $S(\lambda, T)$ bei der Temperatur T . Da diese Temperatur die spektrale Verteilung eines

thermischen Strahlers eindeutig definiert, wird T auch als Verteilungstemperatur bezeichnet. Die spektrale Bestrahlungsstärke kann durch diese relative Verteilung und einem absoluten Wert $E_{e,\lambda}(\lambda_s)$ bei der Wellenlänge λ_s geschrieben werden als:

$$E_{e,\lambda}(\lambda) = E_{e,\lambda}(\lambda_s) S(\lambda, T) \quad (3.2)$$

Durch das Einsetzen von (3.2) in (3.1) und (2.6) ergibt sich in Kombination die Beleuchtungsstärke E_v als:

$$E_v = \frac{K_m}{s_0(\lambda_d)} \gamma F(T) \quad (3.3)$$

$F(T)$ wird als Farbkorrekturfaktor bezeichnet und ist das Verhältnis der beiden Integrale:

$$F(T) = \frac{\int_0^\infty S(\lambda, T) V(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda, T) s_r(\lambda) d\lambda} \quad (3.4)$$

Das Photometer wird von einer Quelle in der Entfernung d mit der Beleuchtungsstärke E_v beleuchtet. Ist diese Entfernung d groß genug gewählt, so fällt die gemessene Beleuchtungsstärke mit dem Quadrat der Entfernung ab. Die Ausdehnung von Lichtquelle und Detektor wird als vernachlässigbar im Vergleich zum Abstand angesehen. Diese Näherung, welche auch als quadratisches Abstandsgesetz bezeichnet wird, zeigt für diesen Fall den Zusammenhang zwischen Lichtstärke und Beleuchtungsstärke:

$$E_v = \frac{I_v}{d^2} \Omega_0 \quad (3.5)$$

Hierbei ist Ω_0 der Einheitsraumwinkel $\Omega_0 = 1 \text{ sr}$. Die Lichtstärke ist folglich konstant in dem Bereich, in dem die Näherung durch das Abstandsgesetz gültig ist. In der Photometrie wird diese Bedingung als „Fernfeld“ bezeichnet. Mit dieser Näherung ergibt sich nach Gleichung (3.3) die Lichtstärke für die gewählte Verteilungstemperatur der Lichtquelle T :

$$I_v(T) = \frac{K_m}{s_0(\lambda_d)} \frac{d^2}{\Omega_0} \gamma F(T) \quad (3.6)$$

Formel (3.6) stellt die Basisgleichung für die Realisierung der Lichtstärke an der PTB dar. Die notwendigen Größen zur Realisierung der Lichtstärke sind damit der Photostrom γ , die Entfernung d zwischen Lichtquelle und Detektor, sowie die radiometrischen Größen der Strahlungsfunktion $S(\lambda, T)$, der relativen spektralen Empfindlichkeit $s_r(\lambda)$ und der absoluten Empfindlichkeit $s_0(\lambda_d)$ an der Wellenlänge λ_d .

Im Weiteren sei hier die Größe der photometrischen Empfindlichkeit s_v eines Detektors genannt. Die Empfindlichkeit wird gemäß $s_v = \gamma/E_v$ aus dem Photostrom und der Beleuchtungsstärke berechnet. Die photometrische Empfindlichkeit s_v , für eine

Verteilungstemperatur T , lässt sich mit $s_0(\lambda_d)$, $s_r(\lambda)$ und dem Farbkorrekturfaktor $F(T)$ aus (3.4) berechnen:

$$s_v = \frac{s_0(\lambda_d)}{K_m} \cdot \frac{1}{F(T)} \quad (3.7)$$

Die spektrale Empfindlichkeit eines idealen Photometers würde exakt der $V(\lambda)$ -Kurve entsprechen. Folglich ergibt sich für den Farbkorrekturfaktor in diesem Fall $F(T) = 1$. Für reale Photometer kommt es stets zu einer Abweichung der Empfindlichkeit des Detektors von $V(\lambda)$. Durch den Farbkorrekturfaktor wird in diesem Fall die unterschiedliche Wichtung der Strahlungsfunktion $S(\lambda, T)$ durch $s_r(\lambda)$ und $V(\lambda)$ berücksichtigt.

Um die Empfindlichkeit eines Photometers anzupassen, werden sogenannte $V(\lambda)$ -Filter eingesetzt. Durch die Transmission der $V(\lambda)$ -Filter wird die spektrale Empfindlichkeit der Photometer an die $V(\lambda)$ -Kurve angepasst. Die spektrale Empfindlichkeit des ungefilterten Detektors muss bei der Wahl des Filters berücksichtigt werden. Die Transmission eines $V(\lambda)$ -Filters entspricht also nicht der $V(\lambda)$ -Kurve.

Um der photometrischen Empfindlichkeit s_v eines Detektors auf der Basis von spektralen Messungen einen Wert zuzuordnen, wird eine Strahlungsfunktion $S(\lambda, T)$ benötigt. Von der CIE 1931 empfohlen ist die Nutzung von Normlichtart A, entsprechend einem Planck'schen Strahler bei der Temperatur 2856 K. Diese spektrale Verteilung ist als typische Repräsentation des Lichtes einer Glühlampe mit der entsprechenden Verteilungstemperatur gedacht und wird in der Photometrie als Normlichtart für die Berechnung der Einheiten genutzt. Entsprechend den Konventionen der Photometrie wird die photometrische Empfindlichkeit immer für diese Verteilungstemperatur von 2856 K und den Farbkorrekturfaktor $F(2856 \text{ K})$ angegeben.

3.2. Radiometrische Realisierung

Die radiometrische Realisierung der Lichtstärke beinhaltet die Bestimmung der absoluten Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s(\lambda)$ und der Strahlungsfunktion $S(\lambda, T)$. Dies entspricht dem Weg der Realisierung, der in der *mise en pratique* als Methode B zur praktischen Realisierung der Candela beschrieben wird [18]. Die an der PTB genutzte Rückführungskette ist in Abbildung 4 gezeigt.

Das kryogene elektrische Substitutionsradiometer, im folgenden Kryoradiometer genannt, ist das nationale Primärnormal zur Messung optischer Strahlungsleistung [20]. Die zu messende Strahlung wird in eine geschwärzte Kavität eingekoppelt und dort absorbiert. Der durch die absorbierte Strahlung erfolgte Heizeffekt wird anschließend, nachdem die optische Strahlung geblockt wird, mit einer elektrischen Heizleistung ersetzt, wodurch der Strahlung eine Leistung zugeordnet werden kann. Diese so charakterisierte Strahlung wird in einem zweiten

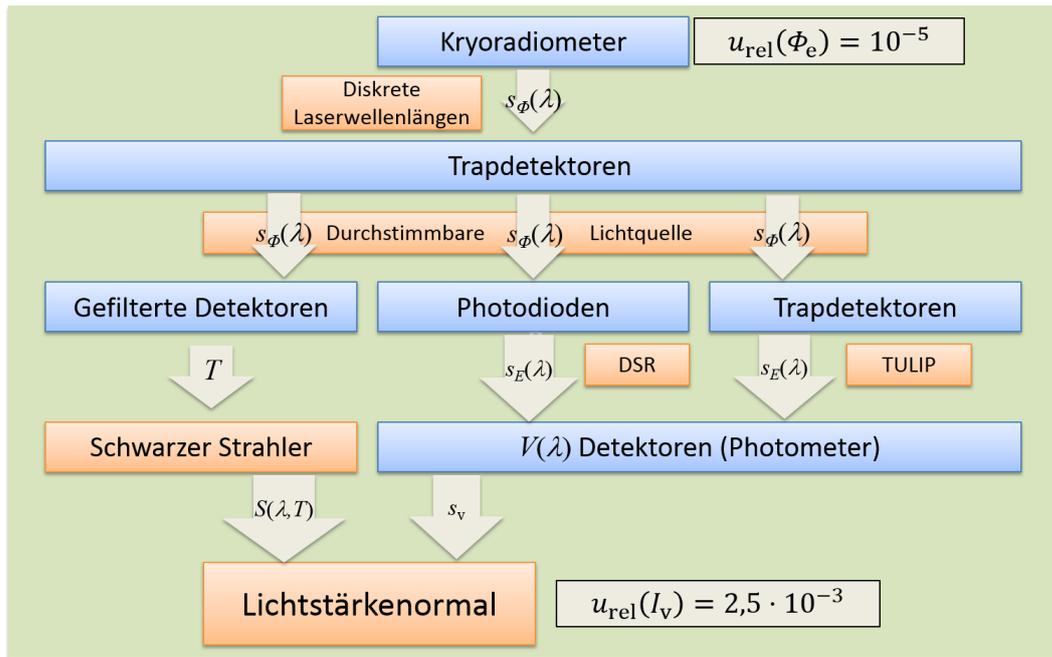


Abbildung 4: Schema der aktuellen Rückführungskette für die Realisierung der Lichtstärke mit den aktuellen Standardmessunsicherheiten nach [92].

Schritt genutzt, um die Empfindlichkeit von sogenannten Trapdetektoren als TransfERNormal zu bestimmen. Eine Beschreibung dieser Detektoren erfolgt in Kapitel 4.2. Auf Grund der langen Messzeit der Substitutionsmethode am Kryoradiometer wird diese Messung nur an ausgewählten Wellenlängen durchgeführt und durch Kenntnis der physikalischen Eigenschaften des zu kalibrierenden Detektors über den gefragten Spektralbereich interpoliert. Dazu wird das von Werner et al. [20] beschriebene Modell verwendet.

Der nächste Transferschritt wird an Messplätzen mit spektral durchstimmbaren Lichtquellen durchgeführt. Mit Hilfe von breitbandigen Lichtquellen und Monochromatoren wird durch vergleichende Messungen über den gesamten Spektralbereich die kalibrierte spektrale Strahlungsleistungsempfindlichkeit $s_{\phi}(\lambda)$ der Trapdetektoren auf weitere Trapdetektoren, Photodioden oder gefilterte Detektoren als weitere Stufe an TransfERNormalen übertragen. Diese TransfERNormale werden als Referenzdetektoren an weiteren Messplätzen eingesetzt. Durch das Benutzen von Blenden mit einer kalibrierten Eintrittsfläche A kann die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_E(\lambda)$ eines Detektors aus der spektralen Strahlungsleistungsempfindlichkeit $s_{\phi}(\lambda)$ berechnet werden. Somit kann für die zweite Stufe an Transferdetektoren (gefilterte Detektoren, Photodioden und Trapdetektoren) in Abbildung 4 die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit bestimmt werden.

Die gefilterten Detektoren werden zur radiometrischen Messung der Temperatur eines Hochtemperatur-Hohlraumstrahlers, auch Schwarzer Strahler genannt, genutzt [21]. Der Schwarze Strahler ist das nationale Normal der PTB für die spektrale Bestrahlungsstärke. Durch einen Vergleich mit dem Schwarzen Strahler kann die Verteilungstemperatur von Glühlampen bestimmt werden, was zu den Strahlungsfunktionen $S(\lambda, T)$ für Glühlampen für unterschiedliche Verteilungstemperaturen T führt.

Die Photodioden und Trapdetektoren werden als Referenzdetektoren für die Messung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit von Photometern genutzt. Die Kalibrierung der Photometer hinsichtlich ihrer spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_E(\lambda)$ kann an zwei Messplätzen innerhalb der PTB vom UV- bis in den IR-Spektralbereich erfolgen, wobei prinzipiell die Messung an einem Messplatz ausreichend wäre. Der Messplatz zur Bestimmung der differentiellen spektralen Empfindlichkeit DSR (engl.: differential spectral responsivity) [22], der für die Kalibrierung von Solarzellen konzipiert und optimiert ist, wird auch für die Kalibrierung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit von Photometern genutzt. Als Strahlungsquelle werden hier Breitbandlichtquellen und ein Monochromatorsystem genutzt. Ein weiterer Messplatz für die Kalibrierung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit ist der TULIP-Messplatz (tunable lasers in photometry) [23]. An diesem Messplatz stehen mehrere Laser für den Dauerstrichbetrieb und ein durchstimmbares gepulstes Lasersystem als Strahlungsquelle zur Verfügung. Aus den jeweils gemessenen absoluten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten $s_E(\lambda)$ der Photometer wird deren normierte spektrale Empfindlichkeit $s_r(\lambda)$ und die jeweils absolute Empfindlichkeit bei 555 nm, $s_0(\lambda_d)$, berechnet.

Mit der kalibrierten photometrischen Empfindlichkeit s_v des Photometers und der bekannten Strahlungsfunktion $S(\lambda, T)$ der Glühlampe kann am Photometerbanksystem der PTB gemäß Gleichung (3.6) die Größe der Lichtstärke realisiert werden. So kann einer Glühlampe eine Lichtstärke in die entsprechende Ausstrahlungsrichtung senkrecht zur Wendelstruktur zugeordnet werden.

Die Kalibrierung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit eines Photometers mit dem TULIP-Aufbau bis zur Berechnung der photometrischen Empfindlichkeit führt zu einer Standardmessunsicherheit von $u(s_v) = 2,1 \times 10^{-3}$ [24]. Zusätzlich ist eine Übersicht über die größten Komponenten für die Messunsicherheit bei der Messung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit an einer Wellenlänge angegeben. Die Unsicherheit für eine Wellenlänge von 600 nm ergibt sich hier zu $u(s(600 \text{ nm})) = 1 \times 10^{-3}$. Die größten Beiträge zu dieser Unsicherheit sind die Unsicherheit der Empfindlichkeit des Referenzdetektors, einem Trapdetektor, und die Unsicherheit der Blendenfläche der mechanischen Präzisionsblende, welche die aktive Detektorfläche des Trapdetektors begrenzt. Weitere Komponenten wie die Messung des Photostroms, Streulicht oder die Inhomogenität von Detektor und Strahlungsfeld werden ebenfalls berücksichtigt, liefern aber deutlich geringere Beiträge zur Messunsicherheit. Die Unsicherheit der Empfindlichkeit des Trapdetektors variiert über die Wellenlänge. Die gesamte Unsicherheit der photometrischen Empfindlichkeit eines Photometers von $2,1 \times 10^{-3}$ ergibt sich auch durch die Integration bei der Berechnung des Farbkorrekturfaktors $F(2856 \text{ K})$, wird allerdings in [24] nicht exakt quantifiziert.

Die radiometrische Kalibrierung von Photometern erfolgt in der PTB ebenso mit dem DSR-Aufbau. Hier ergibt sich eine Unsicherheit von $u(s_v) = 2,5 \times 10^{-3}$ [25]. Die größten Beiträge der Messunsicherheit stammen für die Wellenlänge von 555 nm ebenfalls von der

Unsicherheit der Empfindlichkeit der Referenzphotodiode sowie von der Unsicherheit der Blendenfläche an der Referenzphotodiode. Am DSR-Aufbau wird die Empfindlichkeit bezüglich der spektralen Bestrahlungsstärke mit einer Bandbreite von 5 nm gemessen und mit einer Unsicherheit der zentralen Wellenlänge von 0,3 nm angegeben. Wie in der Messunsicherheitsanalyse von Winter und Sperling [26] beschrieben, ergeben sich aus den Einflüssen der Wellenlänge und der Bandbreite die größten Beiträge der gesamten Messunsicherheit.

3.3. Weitergabe der bewahrten Einheit

Zur Bewahrung der Lichtstärkeeinheit bieten sich vor allem Glühlampen an, da eine Alterung nur bei Gebrauch eintritt und sich ihre Eigenschaften bei Gebrauch – abgesehen von Defekten – nur langsam und stetig und damit vorhersehbar verändern. So kann die Lichtstärke, die einer Glühlampe zugewiesen wurde, über einen langen Zeitraum erhalten und reproduziert werden. Die Einheit, die von der PTB bewahrt, wiederhergestellt und weitergegeben wird, basiert auf einer Lampengruppe aus 17 Lichtstärkenormallampen, die jeweils für einen Zeitraum von 20 Minuten im Jahr betrieben werden. Diese Lampengruppe wird bei einer Verteilungstemperatur von 2042 K (der Erstarrungstemperatur von Platin (Pt), s.u.) betrieben. Die Betriebsbedingungen für diese Verteilungstemperatur liegen unter den normalen Spezifikationen der Lampen, was die Alterung der Lampen stark reduziert. Zusätzlich zu dieser Lampengruppe werden noch weitere Lampengruppen bei anderen Verteilungstemperaturen sowie eine Gruppe von Photometern genutzt, um die Lichtstärke für die Verteilungstemperatur von 2856 K zu realisieren. Es erfolgt eine jährliche Übertragung der Einheit der Lampengruppe bei 2042 K auf die Gebrauchsnormale, d.h. die Wiederherstellung der Einheit für alltägliche Kalibrierungen.

Beschrieben wird dieses Netzwerk aus Lampengruppen und Photometern sowie die Methode zur Realisierung ebenfalls von Erb und Sauter [19]. Die Einheit, die auf diese Art bewahrt wird, lässt sich bis 1979 zurückführen. Die in der alten Definition erwähnte Temperatur von erstarrendem Platin liegt nach heutigen Kenntnissen bei $T_{\text{Pt}} = 2041,4 \text{ K}$ [17], wodurch sich die Verteilungstemperatur der Basisgruppe der Bewahrung ergeben hat. Um Änderungen des gesamten Netzwerks zur Bewahrung festzustellen, wird die bewahrte Einheit der PTB regelmäßig in internationalen Vergleichen mit der Lichtstärkeeinheit von anderen Metrologieinstituten verglichen. In europäischen [27], trilateralen [28] und in weltweiten Vergleichen durch das BIPM (zum Beispiel der Vergleich CCPR-K3.a [29]) hat sich gezeigt, dass die bewahrte Einheit im Vergleich zu dem KCRV (engl.: Key Comparison Reference Value) der Vergleiche stabil ist und im Rahmen der Messunsicherheit von $u(I_v) = 2,5 \times 10^{-3}$ konsistent zu den Referenzwerten ist.

Ein graphischer Vergleich der radiometrischen Realisierung und der Realisierung der bewahrten Einheit der Lichtstärke wurde bereits in Kapitel 1 in Abbildung 1 gegeben. Die

bewahrte Einheit basiert auf integralen Messungen von Glühlampen und Photometern und wird im Folgenden auch als photometrische Realisierung bezeichnet. Als Vergleichswert kann für beide Realisierungen sowohl die gemessene Lichtstärke, als auch die photometrische Empfindlichkeit der Photometer genutzt werden. Für die beiden Realisierungen ergeben sich unterschiedliche Reproduzierbarkeiten, welche für die photometrische Realisierung höher ist als für die radiometrische Realisierung mit unterschiedlichen Detektoren. Aus diesem Grund soll eine neue radiometrische Realisierung etabliert werden.

3.4. Neue radiometrische Rückführungskette

Um die Reproduzierbarkeit der radiometrischen Realisierung zu verbessern und auch die Messunsicherheit der radiometrischen Größen zu reduzieren, soll eine neue radiometrische Realisierung mit geänderter Rückführungsstrategie mit Hilfe eines neuen Detektors etabliert werden. Die Artefakt-basierte Bewahrung der Einheit der Lichtstärke an der PTB ist über mögliche Beschädigung oder Verlust der Lampen gefährdet. Dies würde zu einer Reduktion der Reproduzierbarkeit der Einheit und damit zu einer Erhöhung der von der PTB abgegeben Messunsicherheit führen. Mit der neuen Rückführungsstrategie soll das Eintreten dieses Falls verhindert werden, damit auch über eine unabhängige radiometrische Realisierung eine Einheit mit vergleichbarer Stabilität und der dafür notwendigen niedrigen Unsicherheit zur Verfügung steht. Im Vorfeld erwartet ist eine Reduzierung der Unsicherheit bei der radiometrischen Realisierung der Lichtstärke von $u(I_v) = 2,5 \times 10^{-3}$ auf $u(I_v) = 5 \times 10^{-4}$. Mit dem neuen Detektor soll die geänderte Rückführungsstrategie nachvollzogen werden. Nach vollständiger Etablierung der neuen Rückführung soll der neue Detektor nicht nur direkt zur Realisierung der Lichtstärke eingesetzt werden, sondern auch zur Bestimmung der Temperatur des schwarzen Strahlers genutzt werden. Eine zusätzliche Nutzung als Referenzdetektor für die Kalibrierung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit anderer Photometer ist ebenfalls möglich. Aufgrund von Änderungen am Aufbau des Detektors im Vergleich zu aktuellen Referenzdetektoren, wie einer präziseren Blendenöffnung, bietet der neue Detektor bei der Kalibrierung von weiteren Photometern eine reduzierte Messunsicherheit. Durch Verwendung des gleichen Detektors und Aufbaus für den Großteil der Messungen kann die Korrelation der Messergebnisse der unterschiedlichen Zweige in der Rückführung möglicherweise zur weiteren Reduzierung der Unsicherheit beitragen.

Für den Übergang von der optischen Strahlungsleistung zur Lichtstärke wird daher in der neuen Rückführungskette, dargestellt in Abbildung 5, nur ein Detektor eingesetzt werden. Die spektrale Strahlungsleistungsempfindlichkeit des neuen Detektors soll direkt mit dem Kryoradiometer kalibriert werden. Hierbei wird die genaue Position des Laserstrahls auf dem neuen Detektor erfasst. Mit der Kenntnis der Homogenität der Empfindlichkeit des Detektors und der Fläche einer Präzisionsblende wird die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit desselben Detektors berechnet. Durch eine relative Messung der Transmission eines $V(\lambda)$ -

Filters im Bestrahlungsstärkemode kann die gefilterte spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Detektors bestimmt werden. Der Detektor kann damit zur Messung der Verteilungstemperatur des schwarzen Strahlers genutzt werden. Zugleich ist der Detektor für die Realisierung der Lichtstärke nutzbar und kann zur Kalibrierung anderer Photometer oder von Normallampen eingesetzt werden. Für die spektrale Charakterisierung des Detektors und die relative Transmissionsmessung des $V(\lambda)$ -Filters ist der TULIP Aufbau vorgesehen. Dies bedeutet, dass alle Komponenten des Detektors für die Messung und den Betrieb mit Lasern ausgelegt sein müssen. Die Eigenschaften von Laserstrahlung wie Kohärenz und Polarisation müssen beim Design des Detektors entsprechend berücksichtigt werden.

Durch die Nutzung eines einzelnen Detektors, der für alle Schritte der Rückführungskette geeignet ist, kann der Anstieg der Messunsicherheit durch den Transfer zwischen unterschiedlichen Detektoren in der aktuellen Rückführungskette vermieden und gleichzeitig die Ausbreitung von Korrelationen transparenter erfasst werden. Weiterhin sollen für den Bestrahlungsstärkemode andere Blenden als bisher eingesetzt werden. In der aktuellen Rückführung dienen mechanisch gefertigte Blenden als begrenzende Fläche für die Bestrahlungsstärke. Präzisionsblenden aus aufgedampftem Chrom besitzen schärfere Kanten als mechanisch gefertigte Blenden, womit sich deren Fläche mit einer geringeren Messunsicherheit kalibrieren lässt. Erfüllt werden sollen die Anforderungen der neuen Rückführungskette von einem photometrischen Trapdetektor, dessen Aufbau und Charakterisierung Hauptteil dieser Arbeit ist. Die Komponenten des Detektors und deren Abstimmung auf die Anforderungen der neuen Rückführung werden im Detail in Kapitel 4.3. vorgestellt.

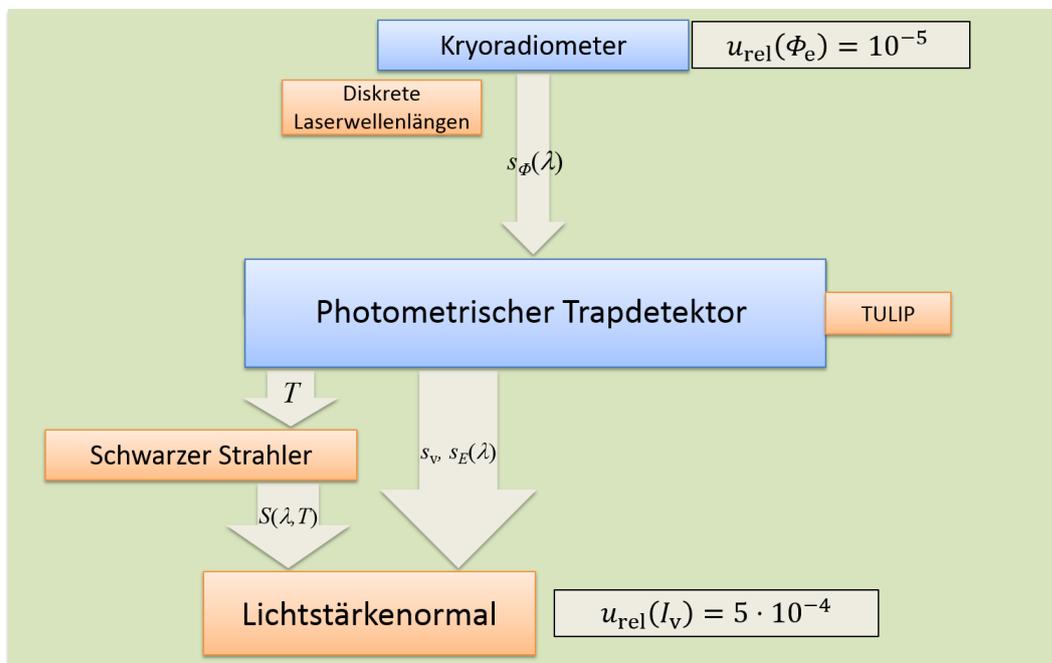


Abbildung 5: Schema der neuen Rückführungskette für die Realisierung der Lichtstärke mit der erwarteten Standardmessunsicherheit nach [92].

4. Grundlagen und Aufbau des neuartigen $V(\lambda)$ -Trap Detektors

Als radiometrische und photometrische Detektoren werden häufig Halbleiter-Photodioden eingesetzt. Für den sichtbaren Spektralbereich werden dabei meist Si-Photodioden genutzt, während für den infraroten Spektralbereich InGaAs-Photodioden oder Ge-Photodioden genutzt werden [30]. Allen Photodioden ist gemeinsam, dass es bei der Absorption von Strahlung zu einer Generierung von Elektron-Loch-Paaren im Halbleitermaterial kommt. Gegeben sei eine Photodiode im thermischen Gleichgewicht und mit vernachlässigbarem Dunkelstrom in der, bedingt durch das elektrische Feld, alle Ladungsträgerpaare in der Verarmungszone zum Driftstrom beitragen. Für diesen Fall lässt sich die Photostromdichte J_P , als Summe von Driftstromdichte J_{dr} und Diffusionsstromdichte J_{diff} [31], schreiben wie folgt:

$$J_P = J_{dr} + J_{diff} = q\Phi_0 \left(1 - \frac{\exp(-\alpha W_D)}{1 + \alpha L_p} \right) \quad (4.1)$$

Hierbei ist q die Elementarladung eines Elektrons, α der Absorptionskoeffizient des Materials, W_D die Dicke der Verarmungszone und L_p die Diffusionslänge der Ladungsträger. Die Gesamtstromdichte J_P ist direkt proportional zur Menge der einfallenden Strahlung als Photonenfluss Φ_0 pro Flächeneinheit. Bei vernachlässigbaren Leitungseffekten entspricht der messbare Kurzschlussstrom dem generierten Photostrom [32]. Für weiterführende Informationen zu den physikalischen Grundlagen von Halbleitern und Photodioden sei an dieser Stelle auf „Physics of semiconductor devices“ von Sze [31] oder auch das „Springer Handbook of Lasers and Optics“ [32] verwiesen, da in dieser Arbeit vor allem die Nutzung und die Eigenschaften von Photodioden als photometrische und radiometrische Detektoren im Vordergrund stehen.

In Abschnitt 4.1. dieses Kapitels wird auf die spektrale Empfindlichkeit von Photodioden, im speziellen von Si-Photodioden, eingegangen. Einen Schwerpunkt bilden hier die Modelle, die in der Metrologie zur Interpolation der internen Quanteneffizienz (IQE) und der externen Verluste genutzt werden. In Abschnitt 4.2. werden unterschiedliche Realisierungen von Detektoren auf Basis der Si-Photodioden beschrieben, wie sie in der Radiometrie und Photometrie genutzt werden und deren Vor- und Nachteile evaluiert. In Abschnitt 4.3. wird der Aufbau des neuen $V(\lambda)$ -Trapdetektors im Detail beschrieben. Dort wird auch die Auswahl der Komponenten in Bezug auf die Anforderungen der Rückführungskette aus Kapitel 3.3. beschrieben.

4.1. Spektrale Empfindlichkeit von Si-Photodioden

Die wichtigste Eigenschaft von Detektoren ist ihre spektrale Empfindlichkeit. Allgemein ist die Empfindlichkeit s eines Detektors das Verhältnis des Detektorsignals zur einfallenden Strahlungsmenge. Ist die geometrische Konfiguration von Detektor und Strahlung so, dass die Strahlung vollständig auf den Detektor trifft, kann die gesamte einfallende Strahlungsleistung Φ_p gemessen werden. Die externe Quanteneffizienz (EQE) η_{ext} einer Photodiode als Verhältnis der generierten Ladungsträgerpaare pro Photon kann geschrieben werden als:

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{J_p}{q \Phi_0} = \frac{y}{q} \left(\frac{hc}{\lambda \Phi_p} \right) \quad (4.2)$$

Hierbei ist J_p die Gesamtstromdichte nach Gleichung (4.1). y ist der resultierende Photostrom, der durch die Bestrahlung der Photodiode mit der monochromatischen Strahlungsleistung Φ_p bei der Wellenlänge λ in der Photodiode verursacht wird. Die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit $s_\phi(\lambda)$ der Photodiode als Verhältnis von Photostrom und einfallender Strahlungsleistung lässt sich nach Umstellen von Gleichung (4.2) schreiben:

$$s_\phi(\lambda) = \frac{y}{\Phi_p(\lambda)} = \eta_{\text{ext}}(\lambda) \frac{q\lambda}{hc} = \eta_{\text{int}}(\lambda) (1 - r(\lambda)) \frac{q\lambda}{hc} \quad (4.3)$$

Die externe Quanteneffizienz der Photodiode setzt sich hierbei aus der internen Quanteneffizienz $\eta_{\text{int}}(\lambda)$ und den Reflexionsverlusten $r(\lambda)$ an der Oberfläche der Photodiode zusammen.

Diese Betrachtung gilt für eine unendlich dicke Photodiode, da Verluste durch Strahlung, welche die gesamte Dicke der Diode durchdringt, nicht berücksichtigt werden. Je nach Betrachtungsweise können die Transmissionsverluste separat betrachtet werden oder werden, wie bei Werner et al. [20], in der IQE durch Verlust- und Reflexionsterme berücksichtigt.

Die Empfindlichkeit einer Photodiode hängt direkt von den Materialeigenschaften der verwendeten Materialien und der entsprechenden Bandstruktur des Halbleitermaterials ab. Für Si-Photodioden erstreckt sich die Empfindlichkeit vom UV-Bereich bis hin zur Bandlücke zwischen den Energieniveaus von Valenz- und Leitungsband, die im IR-Bereich bei etwa 1200 nm liegt. Das Maximum der Empfindlichkeit ist abhängig von der genauen Bauweise der Photodioden. Für die Photodioden, die im $V(\lambda)$ -Trapdetektor verwendet werden, liegt das Maximum ihrer Empfindlichkeit bei etwa 970 nm. Begrenzt wird die EQE zum einen von Reflexionsverlusten. Dabei kommen Änderungen des Brechungsindex und der Schichtaufbau der oberen Schichten der Photodiode zum Tragen. Zum anderen reduzieren interne Verluste und die Transmissionsverluste die Anzahl der generierten und gesammelten Ladungsträger. Dies kann zum Beispiel durch Fehlstellen im Material verursacht werden. Beide Verlusteffekte und Möglichkeiten für ihre Berechnung werden in den folgenden Abschnitten betrachtet.

4.1.1. Interne Quanteneffizienz und ihre Modellierung

Ein idealer Detektor hat eine Quanteneffizienz von Eins ohne spektrale Abhängigkeit, bei der jedes Photon in der Photodiode je ein freies Ladungsträgerpaar generiert. Die reale IQE $\eta_{\text{int}}(\lambda)$ einer Photodiode mit der Dicke h^* lässt sich nach [31] und [32] schreiben als:

$$\eta_{\text{int}}(\lambda) = \int_0^{h^*} \exp(-\alpha(\lambda) \cdot x) \alpha(\lambda) P(x) dx \quad (4.4)$$

$\alpha(\lambda)$ ist hierbei der Absorptionskoeffizient des Materials und $P(x)$ der Sammlungswirkungsgrad in der Tiefe x in der Photodiode. Der Sammlungswirkungsgrad beschreibt die Effizienz, mit der die durch Absorption ausgelösten Ladungsträgerpaare zum Photostrom beitragen. Er ist auf Grund der Dotierungen und der sich bildenden Verarmungszone abhängig von der Eindringtiefe des Photons in der Photodiode. In Abbildung 6 ist der Aufbau und der Sammlungswirkungsgrad einer p⁺-n-Photodiode grafisch dargestellt.

Jon Geist hat 1979 [33] vorgeschlagen, die Kalibrierung der spektralen Empfindlichkeit von Photodioden auf Grundlage der elektrischen und optischen Eigenschaften der Photodioden selbst durchzuführen und nicht mehr mit thermischen Strahlern als Bezugsquellen. Sein Modell der IQE von Si-Photodioden [34] wurde für die Kalibrierung von Photodioden nach der Selbstkalibrierungsmethode [35], [36] genutzt und stellt bis heute die Basis für die Interpolation von einzelnen Messpunkten bei der Kalibrierung von Detektoren mit Si-Photodioden dar. Genutzt wird dieses Modell vor allem für die Interpolation der IQE zwischen einzelnen spektralen Messpunkten. Die Quanteneffizienz von Si-Photodioden und ihre Modellierung wurden seitdem ständig erforscht und weiterentwickelt [37]–[39]. An der PTB wird eine weiterentwickelte Variante des Modells genutzt. Dieses von Werner et al. [20] verwendete Modell wird im Folgenden noch einmal im Detail vorgestellt, da es in Kapitel 8.2 genutzt wird.

Zur Modellierung der IQE wird die Photodiode in ihre unterschiedlichen Bereiche unterteilt. Diese umfassen die Grenzschicht zwischen SiO₂ und Si, den p-n-Übergang mit der Verarmungszone und die Grundsicht der Photodiode, dem sogenannten „Bulk“. Die Änderung des Sammlungswirkungsgrades $P(x)$ in den jeweiligen Regionen wird modelliert und die Verlustmechanismen berücksichtigt. Zur Veranschaulichung ist der Schichtaufbau einer typischen p⁺-n-Photodiode mit dem entsprechenden Sammlungswirkungsgrad in Abbildung 6 gezeigt. Hierbei handelt es sich um die Abbildung entsprechend dem Modell von Geist et al. [36] und stimmt aus diesem Grund nicht in allen Details mit dem erläuterten Modell von Werner et al. überein.

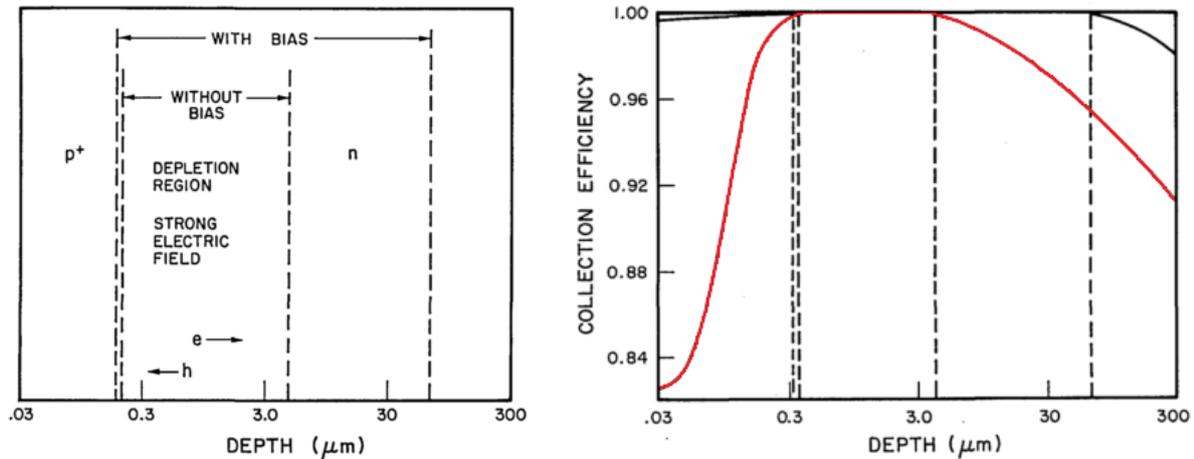


Abbildung 6: **links:** Darstellung des typischen Schichtaufbaus einer p⁺-n-Photodiode mit der Verarmungszone, mit und ohne angelegter Vorspannung. **rechts:** Darstellung des typischen Sammlungswirkungsgrades für Minoritätsladungsträger in einer solchen Photodiode, mit und ohne angelegter Vorspannung. Zur deutlicheren Darstellung wurde der Sammlungswirkungsgrad ohne Vorspannung im Nachhinein mit Rot hervorgehoben. Entnommen aus [36] mit Genehmigung von OSA-Publishing.

Gleichung (4.5) ist die Formel des Modells von Werner et al. Dieses Modell ist ein kombiniertes Modell, das heißt, dass die einzelnen Verlustmechanismen nicht explizit berücksichtigt werden. Stattdessen wird im Modell der kombinierte Einfluss aller jeweiligen Verlusteffekte in der entsprechenden Tiefe innerhalb der Photodiode zusammengefasst. Der initiale Sammlungswirkungsgrad P_f an der SiO₂/Si Grenzschicht wird durch die Oberflächenrekombination [40]–[42] der generierten Ladungsträgerpaare beschränkt. Beeinflusst wird dies durch lokalisierte Oberflächenladungsträger an dieser Grenzschicht und die nicht übereinstimmenden Gitterkonstanten von Silizium und Siliziumdioxid. Der Sammlungswirkungsgrad erhöht sich bis zur Verarmungszone bei der Tiefe T^* und erreicht hier ein Maximum von nahezu 100%. Die Ladungsträgerpaare, die durch Photonen in der Verarmungszone generiert werden, werden durch das vorliegende elektrische Feld räumlich getrennt, können hier nicht rekombinieren und tragen direkt zum Driftstrom bei (vergleiche Gleichung (4.1)). Zum Bulk der Photodiode sinkt der Sammlungswirkungsgrad wieder auf den Wert P_b in der Tiefe D ab. Die Rekombination geschieht hier an Defekten und Störstellen, die die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger, z.B. Löcher im n-dotierten Bulk-Material, bestimmen. Die Minoritätsladungsträger, die in der Bulk-Schicht durch Photonen generiert werden, können durch Diffusionsmechanismus zum Photostrom beitragen und bilden die Diffusionsstromdichten-Komponente der Photostromdichte (vergleiche Gleichung (4.1)). Zusätzlich können Photonen, die auf Grund ihrer Wellenlänge tief in die Photodiode eindringen, an der Rückseite der Diode in der Tiefe h^* reflektiert werden, was in der Regel noch durch eine geeignete Metallisierung unterstützt wird, um die Transmission von Photonen zu verhindern.

Die IQE lässt sich damit nach diesem Modell aus [20] schreiben als:

$$\begin{aligned} \eta_{\text{int}}(\lambda) = P_f + & \frac{1 - P_f}{\alpha(\lambda)T^*} \{1 - \exp[-\alpha(\lambda)T^*]\} \\ & - \frac{1 - P_b}{\alpha(\lambda)(D - T^*)} \{\exp[-\alpha(\lambda)T^*] - \exp[-\alpha(\lambda)D]\} \\ & - P_b \exp[-\alpha(\lambda)h^*] + R_{\text{back}} \exp[-\alpha(\lambda)h^*] P_b \end{aligned} \quad (4.5)$$

Die Absorption durch das Silizium ist durch den Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ gegeben. R_{back} ist der Reflexionskoeffizient für die rückseitige Oberfläche der Photodiode. Die Parameter P_f, T^*, P_b, h^* und R_{back} werden aus einer ausreichenden Zahl an einzelnen spektralen Messpunkten empirisch für den jeweiligen Detektor bestimmt.

Zusätzlich lässt sich die interne Quanteneffizienz durch eine externe Spannung an der Photodiode beeinflussen, wie in Abbildung 6 dargestellt. Durch eine externe Spannung, auch Vorspannung (englisch: Bias) genannt, lässt sich die Ausdehnung der Verarmungszone verändern. Dies führt zu einer effektiveren Sammlung der generierten Ladungsträger [32], [43]. Für die Detektoren in dieser Arbeit ist auf Grund der ohnehin hohen Quanteneffizienz der verwendeten Photodioden auf die Nutzung einer Vorspannung verzichtet worden. Für eine Si-Photodiode mit p-n-Übergang, wie die in dieser Arbeit genutzten Hamamatsu S1337 [44], beträgt die IQE für den sichtbaren Spektralbereich zwischen 360 nm und 830 nm nahezu 100 % [45] und steigt im kurzwelligen Spektralbereich auf über 100 %, da ein Photon genug Energie besitzt, um mehrere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Das Modell von Werner nach Gleichung (4.5) wird genutzt, um die an einzelnen Laserwellenlängen gemessene Empfindlichkeit der Photodioden zu interpolieren.

4.1.2. Externe Verluste und ihre Modellierung

An den Oberflächen einer Photodiode kommt es zu Verlusten durch Reflexion. Diese können auf Basis der Materialeigenschaften von SiO_2 und Si berechnet werden. Unter Nutzung der Fresnel-Formeln und Berücksichtigung der Interreflexionen in der SiO_2 Schicht kann die Reflektivität einer Photodiode berechnet werden [30], [46], [47]. Das Schichtschema für die Berechnung ist in Abbildung 7 dargestellt. Die SiO_2 Schicht mit der Dicke d_1 befindet sich auf der Si Photodiode, deren Dicke d_2 deutlich größer ist als die der SiO_2 Passivierungsschicht. Zur Berechnung der Reflexion werden jeweils die Brechungsindizes $n_1(\text{Air})$, $n_2(\text{SiO}_2)$ und $n_3(\text{Si})$ der vorliegenden Materialschichten und der Einfallswinkel θ_1 des Lichts benötigt.

Berechnet wurden die Verluste mit dem für Silizium geänderten Formalismus von López et al. [30] für eine Dicke von 30 nm der SiO_2 Passivierungsschicht. Die Verluste durch die Reflexion sind für einen Einfallswinkel θ_1 von 0° berechnet und in Abbildung 8 dargestellt und für einen Einfallswinkel von 45° berechnet und in Abbildung 9 dargestellt.

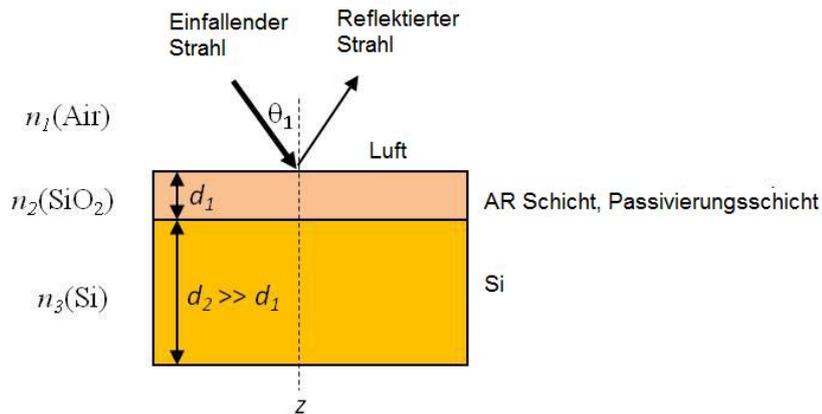


Abbildung 7: Schema des Schichtaufbaus für die Berechnung der Reflektivität einer Si-Photodiode nach [30]. Für die Hamamatsu S1337 Photodioden dient die SiO_2 nur zur Passivierung. Die Dicke der Schicht kann allerdings auch für reduzierte Reflektionsverluste optimiert werden.

In Abbildung 8 ist zu erkennen, dass bei senkrechtem Strahlungseinfall zwischen 65% und 30% der einfallenden Strahlung reflektiert werden und nicht in der Photodiode detektiert werden können. Für senkrechten Einfall ist die Reflektivität unabhängig von der Polarisation des Lichts. Bei einem Einfallswinkel von 45° kommt es zu einer deutlichen Polarisationsabhängigkeit der Reflektivität, wie in Abbildung 9 zu sehen ist. Für s-Polarisation variiert die Reflektivität zwischen 75% und 45%, während für p-Polarisation die Reflektivität zwischen 62% und 20% variiert. Im Vergleich der externen Verluste zur IQE, die bei Si-Photodioden nahezu 100% beträgt, wird die Empfindlichkeit der Photodiode durch die externen Verluste maßgeblich reduziert.

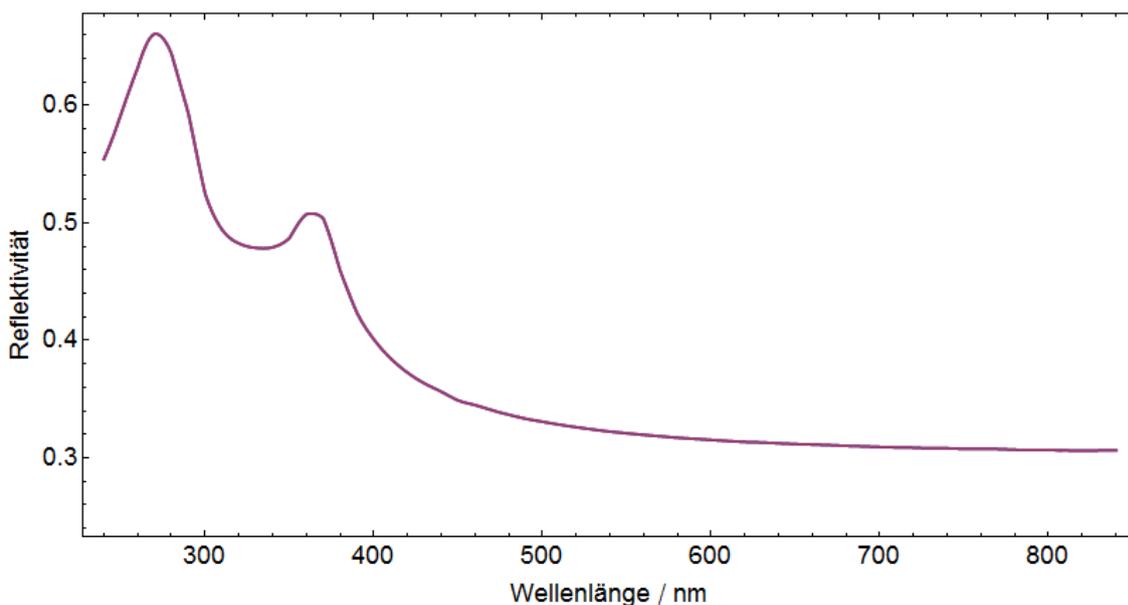


Abbildung 8: Berechnete Reflektivität bei einem Einfallswinkel von $\theta_1 = 0^\circ$ für eine Si-Photodiode mit einer angenommenen SiO_2 -Schichtdicke von 30 nm.

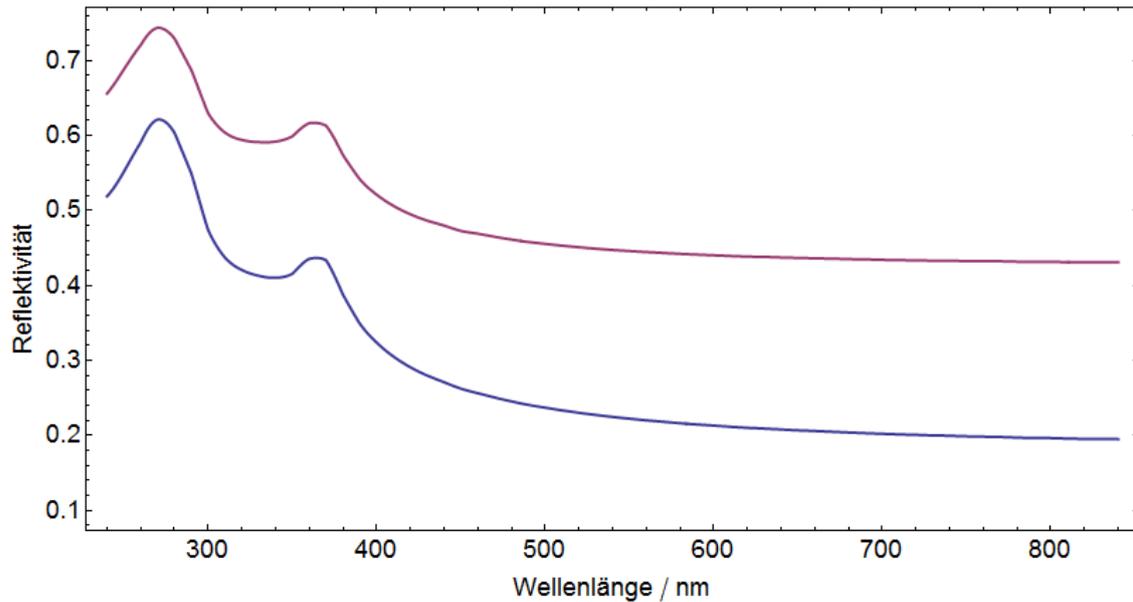


Abbildung 9: Berechnete Reflektivität bei einem Einfallswinkel von $\theta_1 = 45^\circ$ für eine Si-Photodiode mit einer angenommenen SiO_2 -Schichtdicke von 30 nm für p-Polarisation (blau) und s-Polarisation (rot).

4.2. Bauweise von Photodetektoren

Es gibt unterschiedliche Möglichkeiten für die Detektion von optischer Strahlung. Im vorherigen Kapitel wurden die physikalischen Grundlagen von Si-Photodioden erläutert. Weitere Möglichkeiten für Detektoren sind zum Beispiel thermische Detektoren, bei denen, ähnlich dem kryogenen Substitutionsradiometer, die einfallende absorbierte Strahlung als Wärme detektiert wird. Diese Art Detektoren ist, abhängig von der Art des absorbierenden Materials, häufig spektral gleichmäßiger empfindlich als Photodioden, besitzt aber auf Grund der Nutzung thermischer Effekte den Nachteil einer erhöhten Messdauer gegenüber Photodioden.

Photodioden

Meist werden in der Photometrie und Radiometrie Photodioden als Detektoren eingesetzt. Aktuelle Photometer bestehen zum Beispiel meist aus einzelnen Photodioden, die mit Filtern zur Anpassung der spektralen Empfindlichkeit und, je nach der zu detektierenden Größe, häufig auch mit Diffusorelementen kombiniert werden [19], [25], [48]. Die Eignung von einzelnen Photodioden als Detektoren hinsichtlich ihrer Linearität, der Homogenität der Empfindlichkeit [39], [45], [49] und ihre Stabilität als Detektor [50] ist bereits intensiv untersucht worden. Die Nutzung von Photodioden als intrinsisches Normal, d.h. als Normal, dessen Eigenschaften durch die Materialbeschaffenheit definiert ist, wird seit langem untersucht und findet weiterhin Anwendung bei der Entwicklung von neuen Detektoren [36], [51], [52].

Die Vorteile von einzelnen Photodioden bestehen in der kompakten Baugröße und der Möglichkeit, zusätzliche Elemente, wie Filter, Diffusoren und Blenden direkt an die Oberfläche der Photodioden anzubringen. In kompakter Bauweise mit kurzem optischen Weg zwischen Blende und dem aktiven Detektorelement können Photodioden auch für die Messung divergenter Strahlung genutzt werden. Der Nachteil einzelner Photodioden ist, dass über ihre Fläche Abweichungen in der räumlichen Homogenität der Empfindlichkeit im Bereich von bis zu 1% auftreten [50]. Das Profil der Homogenität kann sich dabei zwischen einzelnen Photodioden deutlich unterscheiden. Wie in Abschnitt 4.1.2 bereits gezeigt, kommt es bei Photodioden zu starken winkelabhängigen und wellenlängenabhängigen Reflexionsverlusten, die bei der Nutzung einzelner Dioden berücksichtigt werden müssen.

Trapdetektoren

Um die hohen Reflexionsverluste von Detektoren aus einzelnen Photodioden zu reduzieren, wurde 1983 von Zalewski und Duda [43] ein Detektor mit einer Anordnung aus vier Photodioden beschrieben. Die Zeichnung von Zalewski und Duda ist in Abbildung 10 zu sehen. Die Photodioden sind als Lichtfalle (englisch: light trap) angeordnet, weshalb diese Art Detektor als Trapdetektor bezeichnet wird. Das Licht wird zwischen den einzelnen Photodioden mehrfach reflektiert und an jeder Diode teilweise absorbiert, wodurch der Trapdetektor eine höhere externe Quanteneffizienz als einzelne Dioden aufweist. Die Überlagerung der Empfindlichkeiten der einzelnen Photodioden führt zu einer erhöhten räumlichen Homogenität der Empfindlichkeit des Detektors.

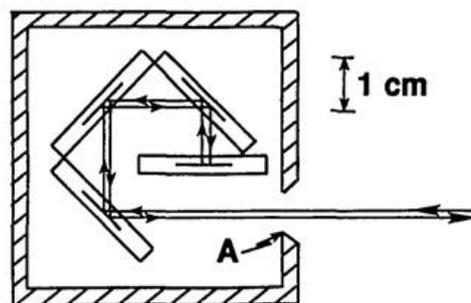


Abbildung 10: Zweidimensionales Schema des Reflexionstrapdetektors mit vier Photodioden nach Zalewski und Duda. Einfallender und ausfallender Strahl sind zur Veranschaulichung versetzt zueinander gezeigt. Entnommen aus [43] mit Genehmigung von OSA-Publishing.

Die Trapdetektoren werden in zwei Kategorien unterschieden. Dies sind zum einen Reflexionstrapdetektoren, bei denen das restliche Licht nach einigen Reflexionen auf dem optischen Pfad des einfallenden Lichts zurückläuft, wodurch einzelne Photodioden mehrfach getroffen werden wie in [43]. Zum anderen gibt es Transmissionstrapdetektoren, bei denen die Dioden jeweils nur einmal getroffen werden und das restliche Licht in eine andere Richtung als die Einfallsrichtung aus dem Detektor transmittiert wird.

Die häufigste benutzte Trapkonfiguration ist ein Reflexionstrapdetektor aus drei Photodioden, der 1991 von Fox beschrieben wurde [53]. Hierbei werden zwei Photodioden unter jeweils 45° getroffen und das Licht anschließend von der dritten Photodiode auf die ersten beiden Dioden zurückreflektiert. Das Schema dieses Aufbaus von Fox ist in Abbildung 11 zu sehen. In realen Trapdetektoren sind die Photodioden zueinander rotiert angeordnet um den Pfad des Lichts zwischen den einzelnen Photodioden zu minimieren.

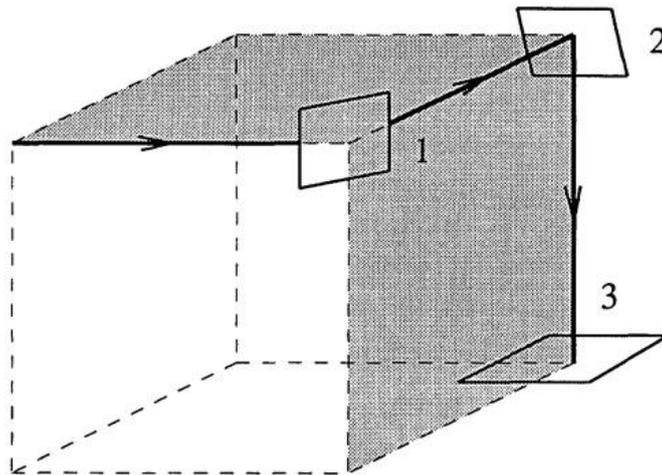


Abbildung 11: Schema eines Reflexionstrapdetektors aus drei Photodioden nach Fox. Die Reflexionsebenen sind in grau dargestellt. Entnommen aus [53] mit Genehmigung von OSA-Publishing.

Die Photodioden sind in solchen Reflexionstrapdetektoren meist so angeordnet, dass sie von einfallendem linear polarisiertem Licht jeweils unter p-Polarisation und s-Polarisation getroffen werden. Die Reflektivität des Detektors lässt sich mit dem Formalismus aus Abschnitt 4.1.2 schreiben als Produkt der einzelnen Reflektivitäten:

$$R_{\text{trap}}(\lambda) = r_p(0^\circ, \lambda) \cdot r_s^2(45^\circ, \lambda) \cdot r_p^2(45^\circ, \lambda) \quad (4.6)$$

Nach Gleichung (4.6) ergibt sich für diese Konfiguration eines Trapdetektors eine Unabhängigkeit der Empfindlichkeit von der Polarisation. Diese ist allerdings durch Abweichungen in der realen Konstruktion und der mechanischen Realisierung begrenzt [54]. Solche Trapdetektoren sind als Transferstandards für die optische Strahlungsleistungsempfindlichkeit und optische Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit weit verbreitet [20], [55], [56]. Durch den Zusatz von Filtern und Blenden werden Reflexionstrapdetektoren auch für die Realisierung der Lichtstärke [57], [58] oder für die Umsetzung einer Skala für die spektrale Bestrahlungsstärke [59] eingesetzt. Die Filter werden in [57]–[59] separat vom Trapdetektor hinsichtlich ihrer Transmission kalibriert.

Trapdetektoren mit einer Transmissionskonfiguration werden seit etwa 1991 genutzt und wurden von Fox [53] und Gardner [60] beschrieben und seitdem beständig weiterentwickelt [61]–[64]. Fox hat ebenfalls eine Konfiguration eines Transmissionstrapdetektors beschrieben,

dessen Empfindlichkeit unabhängig von der Polarisation der einfallenden Strahlung ist. Das Schema dieser Konfiguration ist in Abbildung 12 zu sehen.

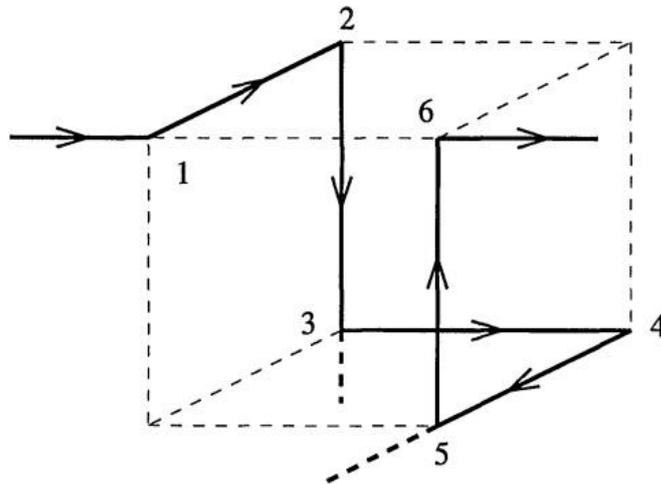


Abbildung 12: Schema eines Transmissionstrapdetektors aus sechs Photodioden nach Fox. Entnommen aus [53] mit Genehmigung von OSA-Publishing.

Die Reflektivität von Trapdetektoren nach diesem Design von Fox, welches zum Beispiel von Kübarsepp [61] aufgebaut wurde, lässt sich ähnlich zu den Reflexionstrapdetektoren wie in Formel (4.6) berechnen. Für einen solchen Transmissionstrapdetektor aus sechs Photodioden berechnet sich die Reflektivität des Detektors entsprechend:

$$R_{\text{trap}}(\lambda) = r_s^3(45^\circ, \lambda) \cdot r_p^3(45^\circ, \lambda) \quad (4.7)$$

Die gesamte Reflektivität von Trapdetektoren ist folglich deutlich niedriger als für einzelne Photodioden. Die berechnete Reflektivität nach (4.7) ist in Abbildung 13 dargestellt. Im

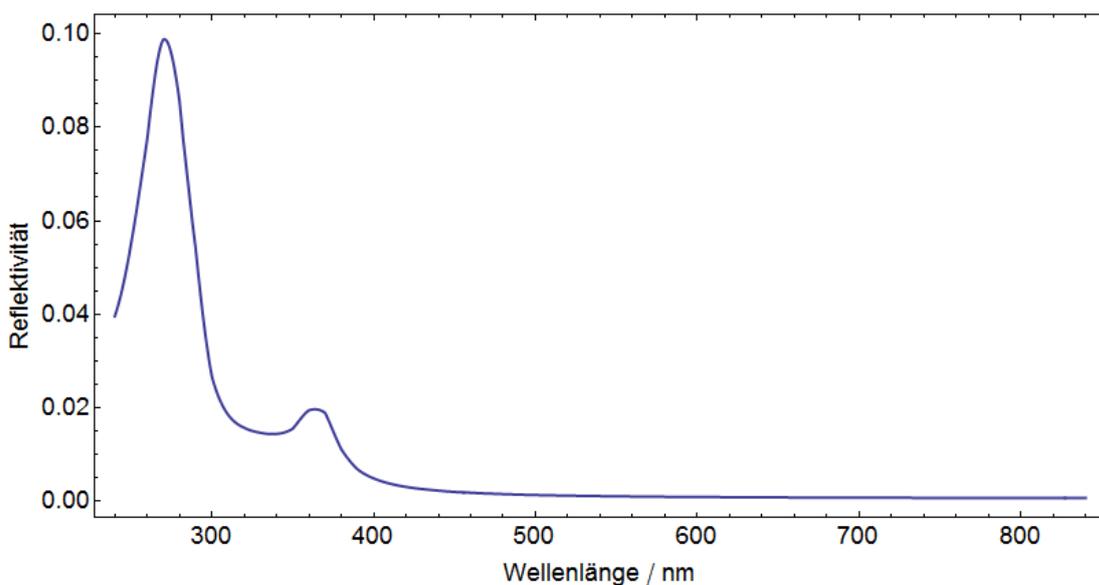


Abbildung 13: Berechnete Reflektivität eines Transmissionstrapdetektors aus sechs Photodioden mit einer angenommenen SiO₂-Schichtdicke von 30 nm.

Vergleich zu einzelnen Photodioden, die Reflexionsverluste von bis zu 75 % aufweisen, reduziert sich der Reflexionsverlust auf unter 10% für den Spektralbereich unterhalb 300 nm und auf kleiner gleich 2 % für den Spektralbereich oberhalb von 300 nm.

Eine Besonderheit dieses Detektors ist der koaxiale Verlauf von einfallendem und ausfallendem Licht.

Trapdetektoren bieten also im Vergleich zu einzelnen Photodioden niedrigere Reflexionsverluste und folglich eine höhere Empfindlichkeit und eine höhere räumliche Homogenität der Empfindlichkeit von besser als 0,03 % für unterschiedliche Arten von Trapdetektoren [39], [61]. Allerdings sind diese Detektoren auf Grund der Verwendung mehrerer Photodioden deutlich größer als Detektoren mit einzelnen Dioden. Die Konfiguration aus mehreren Dioden besitzt einen längeren optischen Pfad im Inneren des Detektors. Dies ist bedingt durch die Abstände zwischen den einzelnen Photodioden. Wichtig für die Messung mit Trapdetektoren ist, dass das gesamte einfallende Licht auf empfindliche Bereiche der Photodioden trifft und diese nicht überstrahlt. Für die Messung von Bestrahlungsstärken und Strahlungsleistungen bedeutet dies, dass die Größe der begrenzenden Apertur und die Divergenz des Strahlungsfeldes entsprechend gewählt und berücksichtigt werden muss und durch den langen optischen Pfad im Inneren des Detektors deutlich eingeschränkt wird.

Zur Ergänzung sei hier eine weitere Variante als Spezialfall eines Reflexionstrapdetektors genannt, die im Rahmen dieser Arbeit genutzt wurde. Im Rahmen des Projekts „T1.J2.3 qu-Candela“ des europäischen Forschungsprogramms iMERA (implementing metrology in the European Research Area) [65] und des Projekts SIB57 „NewStaR“ aus dem EMRP (European Metrology Research Programme) ist ein Detektor mit berechenbarer Quanteneffizienz (PQED = Predictable quantum efficient detector) entwickelt worden. Dieser Detektor soll als berechenbares Primärnormal für die spektrale Strahlungsleistungs- und Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit eingesetzt werden.

Der PQED besteht aus zwei großflächigen Dioden, die in einer Keilstruktur angeordnet sind. Einfallende Strahlung wird zwischen den beiden Dioden mehrfach reflektiert und tritt nach sieben Reflexionen wieder auf der optischen Achse des einfallenden Lichts aus. Für weitere Informationen zum PQED sei hier verwiesen auf [47], [52], [66]–[70]. Bei einer erfolgreichen Umsetzung des PQED als Primärnormal kann der Detektor als zusätzlicher paralleler Pfad der Rückführung zum Bezug auf das Kryoradiometer genutzt werden.

4.3. Konzept des modularen $V(\lambda)$ -Trapdetektors

Der neue $V(\lambda)$ -Trapdetektor soll für die Realisierung der Lichtstärkeeinheit nach der neuen Rückführung genutzt werden, die in Kapitel 3.4 beschrieben wurde. Der Detektor soll für die

Messung von optischer Strahlungsleistung geeignet sein. Die Bestimmung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Detektors soll ebenso möglich sein. Zur Bestimmung der photometrischen Empfindlichkeit und der Nutzung als Photometer soll ein $V(\lambda)$ -Filter eingesetzt werden. Die Transmission des Filters soll relativ zur spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Detektors gemessen werden. Da für alle Schritte der Rückführung von der Strahlungsleistungsempfindlichkeit bis zur photometrischen Empfindlichkeit nur ein Detektor eingesetzt wird und die meisten Messungen als relative Messungen durchgeführt werden können, reduziert sich die Messunsicherheit der jeweiligen Schritte. Das genaue Vorgehen und der entsprechende Aufbau des Detektors werden in diesem Abschnitt beschrieben.

Aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen im Rahmen der Realisierung ist ein Transmissionstrapdetektor als Detektor gewählt worden. Dieser bietet den Vorteil der hohen Empfindlichkeit, räumlicher Homogenität und Polarisationsunabhängigkeit der Empfindlichkeit. Auf Grund der Transmissionskonfiguration kommt es nicht zu einer Rückreflexion des Lichts auf die verwendeten Filter. Hierbei handelt es sich um einen der bereits beschriebenen Trapdetektoren aus sechs Photodioden, die in der Konfiguration aufgebaut sind, wie sie von Kübarsepp et al. [61] beschrieben wurde und in Abbildung 14 dargestellt ist. Als Photodioden für den Detektor wurden Dioden mit einer optisch aktiven Fläche von $18 \times 18 \text{ mm}^2$ gewählt. Durch die Verwendung solcher großflächigen Photodioden ergibt sich eine überlagerte aktive Fläche aller Photodioden von etwa 150 mm^2 . Die optische Weglänge im Inneren des Detektors zwischen dessen Vorderseite und Rückseite beträgt 151 mm . Aus der Weglänge im Inneren des Detektors und dem Durchmesser einer Blende lässt sich die maximale Divergenz des Strahlungsfeldes berechnen, für die der Detektor bei Messung von Bestrahlungsstärken geeignet ist.

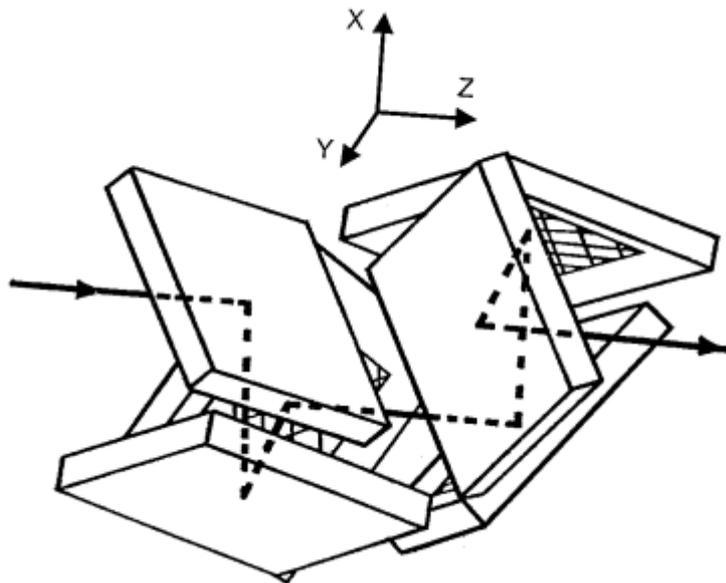


Abbildung 14: Schema der Anordnung von sechs Photodioden von Kübarsepp et al. in einer polarisationsunabhängigen Transmissionskonfiguration. Entnommen aus [61] mit Genehmigung von OSA-Publishing.

Für die einzelnen Schritte innerhalb der Rückführung wird der $V(\lambda)$ -Trapdetektor mit unterschiedlichen Zusatzelementen vor und hinter dem Transmissionstrapdetektor ausgestattet werden. Die Zusatzelemente sind eine Streulichtblende, eine Hochpräzisionsblende und einen $V(\lambda)$ -Filter, die an der Vorderseite des Transmissionstrapdetektors in den Strahlengang gebracht werden können. Zusätzlich können eine Kamera und ein positionssensitiver Detektor (PSD) hinter dem Transmissionstrapdetektor positioniert werden, um die transmittierte Strahlung zu messen. Ein PSD ist ein Detektor auf Basis einer Photodiode, die an mehreren Stellen an den Kanten elektrisch kontaktiert wird. Ein solcher Detektor erlaubt die Messung der Position des Schwerpunktes des auftreffenden Lichtes [71].

Die einzelnen Elemente des modularen Detektors werden jeweils für die verschiedenen Schritte in der Rückführungskette kombiniert. Die Konfiguration des Detektors für den jeweiligen Schritt ist in Abbildung 15 dargestellt und wird im Folgenden erläutert.

Der erste Schritt in der Rückführung ist die Kalibrierung des Detektors bezüglich der optischen Strahlungsleistungsempfindlichkeit (siehe Abbildung 15, Schritt 1). Dieser wird mit dem Kryoradiometer durchgeführt unter Verwendung von schmalbandigen Lasern im Dauerstrichbetrieb (cw-Laser²). Um den Anteil des gemessenen Streulichts einzuschränken, wird am Kryoradiometer eine mechanisch gefertigte Blende eingesetzt. Zur Minimierung der Messunsicherheit bei der Kalibrierung des Trapdetektors wird vor dem Detektor ebenfalls eine mechanische Blende mit gleichem Durchmesser eingesetzt. Während der Kalibrierung des Detektors wird die Position des transmittierten Laserstrahls mit dem PSD gemessen. Dadurch kann der Strahlungsleistungsempfindlichkeit s_ϕ an den gemessenen Wellenlängen λ die gemessene Stelle x_0, y_0 auf dem letzten Detektorelement zugeordnet werden:

$$s_\phi(\lambda, x_0, y_0) \quad (4.8)$$

Der zweite Schritt in der Rückführung besteht in der Messung der Transmission der Hochpräzisionsblende (siehe Abbildung 15, Schritt 2). Die Hochpräzisionsblende besteht aus einer Chromblende, welche auf ein Glassubstrat aufgedampft wird. Die Fläche einer solchen aufgedampften Blende lässt sich mit geringerer Messunsicherheit bestimmen als die Fläche einer mechanisch gefertigten Blende. Bei der Verwendung einer solchen Blende muss die Transmission $\tau_A(\lambda)$ des Blendensubstrats gemessen und die Änderung der Empfindlichkeit des Detektors durch Zusatz der Blende erfasst werden. Um diese Einmessung mit möglichst geringer Unsicherheit durchzuführen, muss hier auch ein Laser der gleichen Art wie bei der Messung mit dem Kryoradiometer eingesetzt werden. Die Entwicklung einer interferenzfreien Blende für diese Messung mit cw-Lasern wird in Abschnitt 5.2.3 vorgestellt.

² cw-Laser, von continuous wave laser, kontinuierlich betriebener Laser

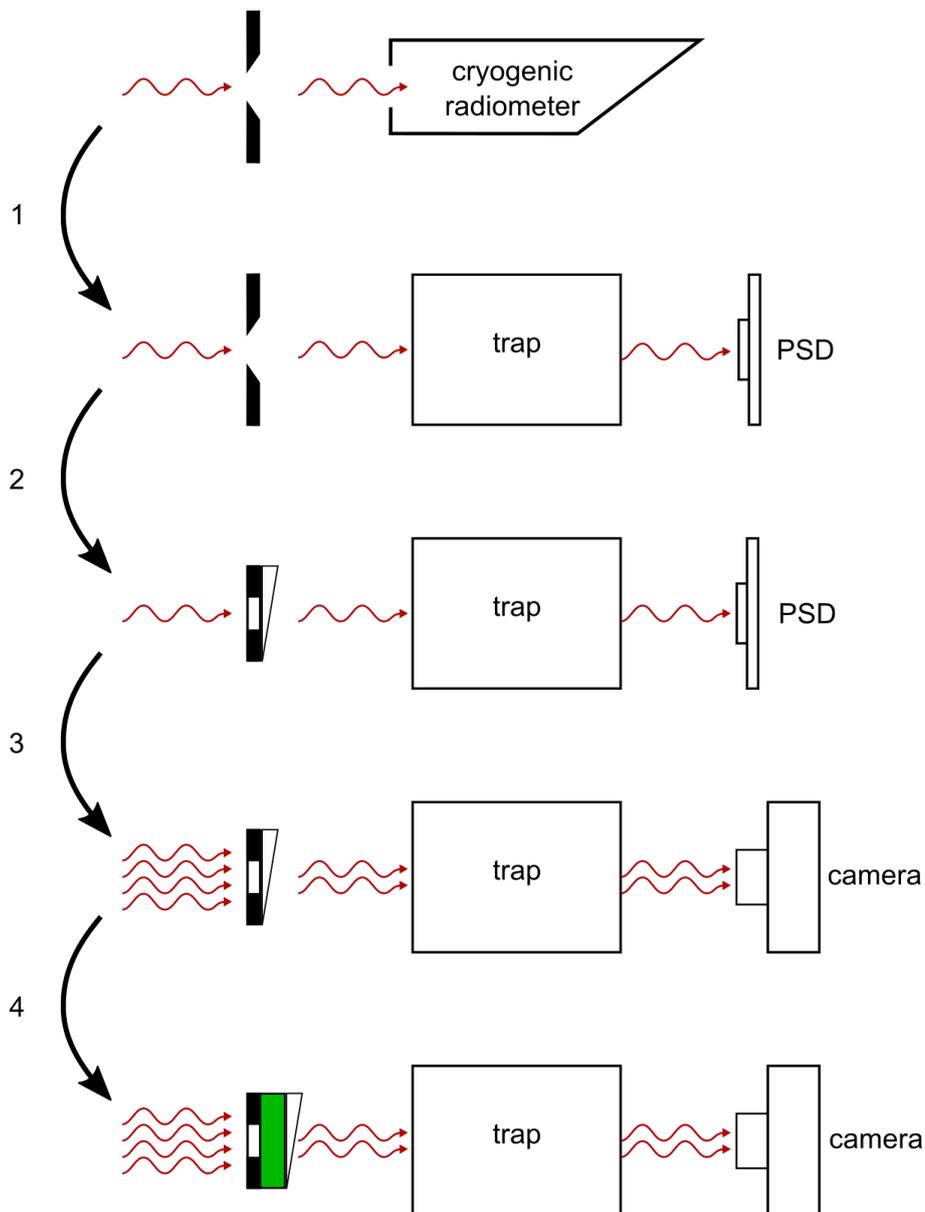


Abbildung 15: Darstellung der Kombination der Detektormodule für die einzelnen Rückführungsschritte mit dem $V(\lambda)$ -Trapdetektors.

Für die Einmessung der Blende wird weiterhin der PSD als Zusatz zum Trapdetektor genutzt. So kann die Änderung der Strahlungsleistungsempfindlichkeit aus Formel (4.8) durch die Blende an der Stelle der ursprünglichen Kalibrierung durchgeführt werden. Dies führt zu der Strahlungsleistungsempfindlichkeit mit Chromblende:

$$s_{\phi,A}(\lambda) = \tau_A(\lambda) \cdot s_{\phi}(\lambda, x_0, y_0) \quad (4.9)$$

Basierend auf der Strahlungsleistungsempfindlichkeit $s_{\phi,A}(\lambda)$ wird im nächsten Schritt die Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Trapdetektors bestimmt (siehe Abbildung 15, Schritt 3). Für diesen Schritt wird die räumliche Homogenität der Empfindlichkeit $s_{unif}(\lambda, x, y)$ des Detektors genutzt. Um die Ausleuchtung des Detektors im Bestrahlungsstärkemodus qualitativ zu untersuchen, soll eine Kamera mit einem 27,65 mm x

18,48 mm großen CCD-Chip genutzt werden. Durch Messung des transmittierten Lichts mit der Kamera kann vermieden werden, dass die Photodioden im Trapdetektor überstrahlt werden und Streulicht durch die Reflexion an den Kanten entsteht. Die entsprechende Methode für diese Messung wird gegen Ende dieses Kapitels beschrieben. Die Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit der aktiven Fläche A schreibt sich als:

$$s_E(\lambda) = \int \tau_A(\lambda) \cdot s_\phi(\lambda, x_0, y_0) \cdot s_{unif}(\lambda, x, y) dA \quad (4.10)$$

Um die photometrische Empfindlichkeit als letzten radiometrischen Schritt der Rückführung zu bestimmen, wird die Transmission $\tau_V(\lambda)$ eines $V(\lambda)$ -Filters gemessen. Die Transmission des Filters wird relativ zur Transmission der Blende gemessen (siehe Abbildung 15, Schritt 4). Somit kann die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_{E,V}(\lambda)$ des gefilterten Trapdetektors bestimmt werden:

$$s_{E,V}(\lambda) = \tau_V(\lambda) \cdot s_E(\lambda) \quad (4.11)$$

Die Messung der Transmission des Filters soll ebenfalls mit einem laserbasierten Messaufbau durchgeführt werden. Dies ermöglicht höhere spektrale Bestrahlungsstärken in den betrachteten Wellenlängenintervallen als bei Verwendung eines Messaufbaus mit Monochromator und Breitbandlichtquelle [23]. Je nach Bandbreite des Lasers muss das verwendete $V(\lambda)$ -Filter hierfür eine reduzierte Interferenzfähigkeit besitzen. Die Entwicklung der Filter und Blenden wird im nächsten Kapitel vorgestellt. Aus der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit $s_{E,V}(\lambda)$ lässt sich dann nach Formel (3.4) und (3.7) die photometrische Empfindlichkeit des $V(\lambda)$ -Trapdetektors bezüglich Normlichtart A berechnen:

$$s_v = \frac{1}{K_m} \cdot \frac{\int_0^\infty S(\lambda, T_A) s_{E,V}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda, T_A) V(\lambda) d\lambda} \quad (4.12)$$

Die Kamera kann auch bei der Messung von Lichtstärkenormallampen eingesetzt werden, um die Ausleuchtung des Detektors zu bewerten und zu beurteilen, ob der Abstand zwischen Lichtquelle und $V(\lambda)$ -Trapdetektor ausreichend groß war. In einer separaten Untersuchung an der Photometerbank der PTB wurden die Nutzung der Kamera mit dem $V(\lambda)$ -Trapdetektor evaluiert. Bei dieser Untersuchung wurden mehrere Abstände von Kamera zu Trapdetektor mit und ohne abbildende Elemente eingesetzt. Genutzt wurde final eine konvexe Linse mit 50 mm Brennweite, die zwischen Trapdetektor und Kamera positioniert wurde. Kamera und Trapdetektor wurden in einem Abstand von 80 mm zueinander positioniert. Um den Detektor auszuleuchten, wurde eine Glühlampe mit einem matten Kolben mit 120 mm Durchmesser genutzt und der Detektor mit Kamera in unterschiedlichen Abständen vor der Lampe positioniert. Bilder der Kamera bei den Abständen von 3 m und 4 m sind in Abbildung 16 dargestellt.

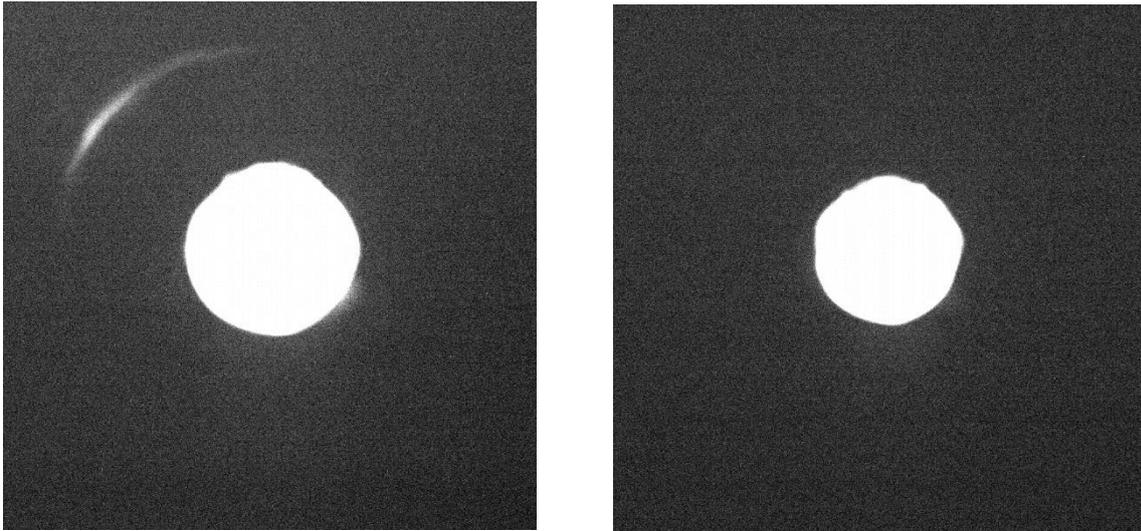


Abbildung 16: Bilder der CCD-Kamera hinter dem Trapdetektor bei einem Abstand von 3 m (links) und 4 m (rechts) von der Lichtquelle.

Es ist deutlich zu sehen, dass es zu einem Nebenreflex in Form eines Kreissegmentes kommt, wenn der Detektor sich in 3 m Abstand zur Lichtquelle befindet. Bei dem Kreissegment handelt es sich um eine Reflexion aus dem Inneren des Trapdetektors. Durch die Überstrahlung der Photodioden wurden Teile der Halterung der Photodioden beleuchtet, deren Reflexion sichtbar wird. Die Überlagerung der Photodioden im Trapdetektor ergibt eine effektive Fläche auf der alle Photodioden ausgeleuchtet werden von etwa 12,7 mm Durchmesser. Unter Berücksichtigung des Blendendurchmessers von 6 mm und dem optischen Weg im Detektor von Blende bis zur letzten Photodiode von 170 mm lässt sich mit dem Durchmesser der Lichtquelle von 120 mm ein Mindestabstand für die Messung berechnen. Die verwendeten geometrischen Bedingungen von Trapdetektor und Lichtquelle ergeben rechnerisch einen Mindestabstand von etwa 3,3 m, bei dem keine Photodiode im Detektor überstrahlt wird. Die Bilder der Kamera lassen eine Einschränkung des Mindestabstandes auf das Intervall von 3 m bis 4 m zu, welches mit den rein geometrischen Überlegungen übereinstimmt. Die Messungen mit der Kamera an der Photometerbank wurden erst nach den spektralen Messungen des Detektors durchgeführt. Die Kamera wurde entsprechend bei den Messungen in den Kapiteln 6 und 7 noch nicht für die Bewertung der Ausleuchtung des Detektors eingesetzt.

5. Entwicklung von interferenzarmen $V(\lambda)$ -Filtern für den neuen Detektor

In der Photometrie werden meist Detektoren benutzt, deren Empfindlichkeit an die $V(\lambda)$ -Kurve angepasst ist. Um die Empfindlichkeit der Detektoren entsprechend zu verändern, werden absorbierende Glasfilter eingesetzt, deren Transmission in Kombination mit der Empfindlichkeit der Photodioden dann in Näherung zu einer spektralen Empfindlichkeit des Gesamtdetektors führt, die der $V(\lambda)$ -Kurve entspricht. Diese Filter schränken vor allem die hohe Empfindlichkeit der Si-Photodioden oberhalb des sichtbaren Bereichs ab 830 nm bis zur Bandkante des Siliziums ein. In Photometern mit nur einer Photodiode werden die Filter häufig direkt mit einem Diffusorelement [25] kombiniert und mit der Photodiode verklebt. Die Streuung im Diffusormaterial sorgt für eine homogene Empfindlichkeit des Photometers und eine gleichmäßige Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit wie sie für Beleuchtungsmesser gewünscht ist. Für einen Trapdetektor kann kein Diffusor genutzt werden, da der optische Weg zwischen den einzelnen Photodioden zu lang ist und Streulicht im Detektor entsteht, welches nicht vollständig auf die Photodioden trifft.

Normale $V(\lambda)$ -Filter bestehen aus mehreren Schichten planparalleler Glasfilter. Auf Grund des Aufbaus aus planen Glasfiltern sind diese Filter und ihre Transmissionskurve anfällig für Interferenz [23]. Die Interferenz an planparallelen Flächen im Strahlengang eines Lasers entsteht durch Interreflexionen an den Oberflächen [72]. Diese reflektierten Strahlen der kohärenten Laserlichtquelle haben feste Phasenbeziehungen zueinander, die durch die Wellenlänge und durch die jeweilige optische Weglänge durch die einzelnen Filterschichten gegeben ist. Eine Änderung der Wellenlänge oder der Materialdicke führt zu einer Änderung der Phasenbeziehung und bei Überlagerung folglich zu einer Änderung der gemessenen Transmission durch die sich ändernden Interferenzbedingungen. Ein planparalleles Glas mit einem Brechungsindex von $n_{real} = 1,5$ bildet an Luft somit ein Fabry-Perot Interferometer mit niedriger Finesse, dessen Transmission sich um bis zu 17,4 % wellenlängenabhängig verändert. Zur Vermeidung von Interferenz werden in optischen Aufbauten häufig Keilfenster genutzt, deren zueinander gekippte Oberflächen die Überlagerung der Interreflexionen verhindern. Allerdings ist es auf Grund der zum Teil sehr dünnen Teilfilter in einem $V(\lambda)$ -Filter nicht möglich, jeden Filter im Filterstapel als Keil zu schleifen. Zusätzlich würden gekeilte Teilfilter zu einer ortsabhängigen Transmission des gesamten Filterpakets führen, allerdings würden parallele Flächen und damit Interferenzen vermieden werden. Ein weiterer Ansatz zur Reduzierung der Interferenz am Filter ist die Verwendung eines angefügten Glaskeils, der die gesamte Form des Filters zu einem Keil ändert, um die Interferenz zwischen den äußeren Flächen zu vermeiden. Die Brechzahlunterschiede zwischen den Teilfiltern verursachen

weiterhin Interferenz, allerdings mit verringerter Amplitude im Vergleich zu den Außenflächen.

In Kapitel 5.1 werden zunächst in Abschnitt 5.1.1. Voruntersuchungen an mehreren Filterobjekten mit unterschiedlichen Interferenzeigenschaften gezeigt. Anschließend wird in Abschnitt 5.1.2. die Zusammenstellung eines Modells zur Berechnung der Transmission und der Interferenz erläutert, mit denen mögliche neue Filterentwürfe berechnet werden können. In Abschnitt 5.1.3. wird die Validierung des Modells anhand der Voruntersuchungen durchgeführt. In Kapitel 5.2. werden die auf Basis des Modells neu entwickelten Filter untersucht. In Kapitel 5.2.1 wird zunächst die theoretische Vorhersage für die neuen Filter vorgestellt, die auf den Berechnungen des Modells basiert. In Abschnitt 5.2.2. werden experimentelle Untersuchungen an mehreren Filtern gezeigt, die nach dem neuen Entwurf gebaut wurden. Im Abschnitt 5.2.3. wird die Vorhersage des Modells bewertet und das Ergebnis der Filterentwicklung wird diskutiert.

5.1. Voruntersuchungen und Modellierung von Filterobjekten

Um einen Eindruck der Interferenzfähigkeit von unterschiedlichen Filterobjekten zu gewinnen, werden hier zunächst mehrere einfache Objekte vermessen. Für den Entwurf eines neuen Filters und von Blenden mit reduzierter Interferenz wird anschließend ein Modell zur Berechnung der Transmission von Filtern und Blenden entwickelt. Dieses Modell wird im Vergleich mit den Messungen der Voruntersuchungen validiert.

5.1.1. Experimentelle Untersuchung unterschiedlicher optischer Elemente

Die Messungen für die Untersuchung der Interferenz wurden mit dem TULIP-Aufbau[24] (siehe Abbildung 17) durchgeführt. Der Aufbau besteht aus einem durchstimmbaren gepulsten Lasersystem und mehreren Lasern für den Dauerstrichbetrieb.

Für die Messungen der Interferenz wurden die verfügbaren cw-Laser benutzt. Dies ist zum einen ein Nd:YAG³-Laser mit Frequenzverdopplung und einer Wellenlänge von 532 nm und ein durchstimmbarer Titan-Saphir(Ti:Sa)-Laser mit einem Wellenlängenbereich von 720-900 nm. Um die Interferenz als Änderung der Transmission zu messen, werden die Filter vor einem Detektor auf der Translationsbühne positioniert. Bei Änderung der Wellenlänge am Ti:Sa-Laser kommt es zu einer Änderung der Phasenbeziehung im Filter und die folgende Änderung der Transmission kann gemessen werden.

Um die Interferenz an einer Wellenlänge zu bewerten, muss die Wellenlänge um diese gegebene Wellenlänge variiert werden. Für diese Messungen muss ein spektral

³ Nd:YAG-Laser, kurz für Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser

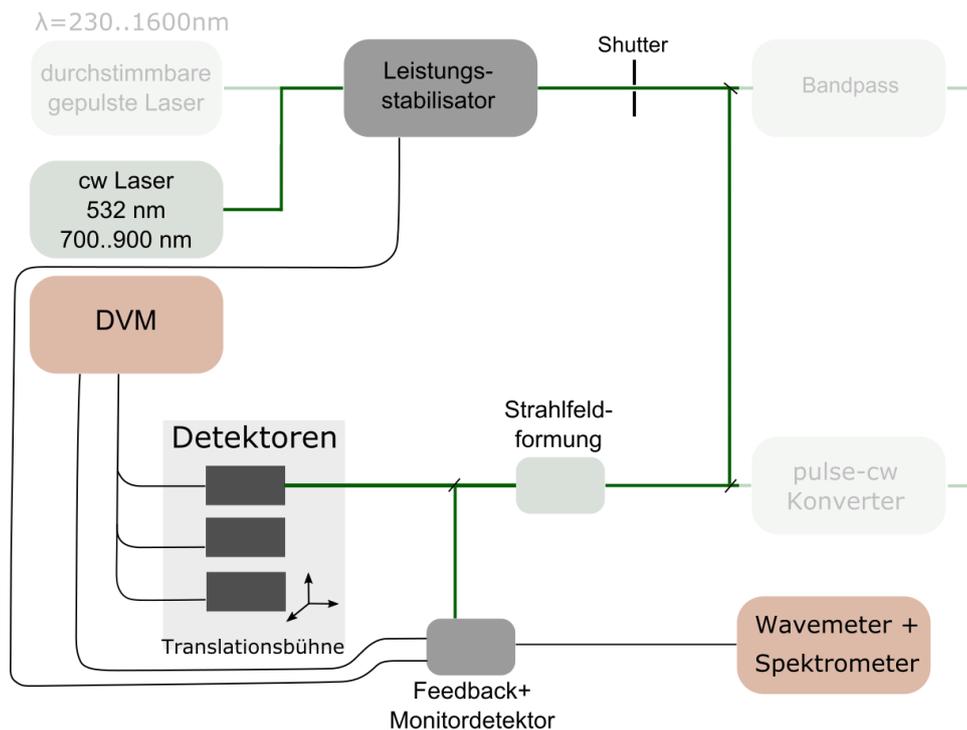


Abbildung 17: Schematischer Aufbau des TULIP-Setups für den Strahlungsleistungsmodus für die Interferenzmessungen. Die nicht benötigten Teile des Aufbaus sind ausgegraut.

durchstimmbarer Laser mit sehr kleiner Bandbreite und entsprechender hoher zeitlicher Kohärenz genutzt werden, wie der cw-Ti:Sa-Laser am TULIP-Aufbau. Um auch für andere Wellenlängen die Interferenz zu untersuchen, wird hier zusätzlich eine alternative Methode verwendet. Durch Rotation eines Messobjekts, wie zum Beispiel eines Filters senkrecht zur optischen Achse, wie in Abbildung 18 dargestellt, ändert sich die Dicke des Materials für das Laserlicht. Durch die Änderung der Dicke wird ebenfalls eine Phasenverschiebung verursacht.

Für kleine Winkeländerungen zum senkrechten Einfall kommt es weiterhin zu einer Überlagerung der reflektierten Laserstrahlen. Die Vergleichbarkeit der Interferenz bei Änderung des Einfallswinkels und der Interferenz bei Änderung der Wellenlänge wird in einem ersten Schritt der Messungen untersucht.

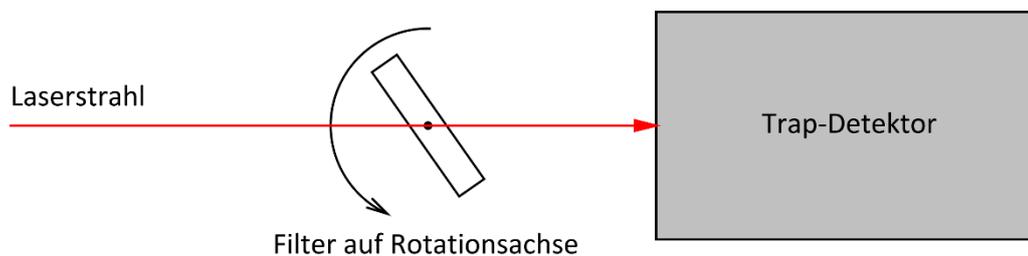


Abbildung 18: Schema der Rotation eines Filters um seine Rotationsachse senkrecht zur optischen Achse des Laserstrahls und des Detektors.

Es wurden vier unterschiedliche Objekte im Rahmen der Voruntersuchungen vermessen:

1. Planparalleles Glasfilter GG435 mit 1 mm Dicke
2. Herkömmliches $V(\lambda)$ -Filter aus drei verklebten planparallelen Einzelfiltern
3. BG42-Filter mit aufgeklebtem Glaskeil mit $0,5^\circ$ Keilwinkel
4. Keilfenster mit $0,5^\circ$ Keilwinkel

Objekt 3 ist hierbei ein Testaufbau, um die Auswirkung eines angeklebten Keils auf die Interferenz eines einzelnen (Filter-)Glases zu untersuchen, wobei Filter und Keil eine ähnliche Brechzahl haben. Für Objekt 1 wurde die Transmissionsänderung sowohl abhängig von der Wellenlänge bei 734 nm gemessen als auch winkelabhängig bei 734 nm und bei 532 nm. Für die Objekte 2, 3 und 4 wurde die Transmissionsänderung bei einer Wellenlänge von 532 nm anschließend nur in Abhängigkeit vom Winkel gemessen. Die Auswahl der Nutzung der jeweiligen Laserquelle und des Messverfahrens ist auf Grundlage der Transmissionseigenschaften erfolgt. Das $V(\lambda)$ -Filter und das BG42-Filter im Objekt 3 haben bei einer Wellenlänge von 734 nm eine Transmission von $\tau \leq 2 \cdot 10^{-3}$ ([73],[8]). Dies erschwert zum einen die Messung, da das Signal auf dem Detektor entsprechend geringer ist als bei hoher Transmission. Zum anderen verändert starke Absorption den Brechungsindex des Materials [74]. Um eine nachvollziehbare Datengrundlage für die Validierung des Modells zu schaffen, sind alle Messungen in einem spektralen Bereich mit niedriger Absorption durchgeführt worden. Das Keilfenster (Objekt 4) dient bei diesen Messungen zur Verifizierung, dass bei der verwendeten Messmethode für ein interferenzfreies Objekt keine Änderung der Transmission zu messen ist.

Um die Vergleichbarkeit von Messungen der Transmissionsänderung bei Änderung des Eintrittswinkels (Abbildung 19) und bei der Änderung der Wellenlänge (Abbildung 20) zu untersuchen, sind diese Messungen bei 734 nm am planparallelen Glasfilter als Referenz durchgeführt worden.

Bei der Messung der Transmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge ergibt sich in Abbildung 20 ein Unterschied von 17 % zwischen minimalem und maximalem Wert. Die beobachtete Periodizität von 0,18 nm ergibt sich ebenso aus den Formeln für ein Fabry-Perot Interferometer bei dem Brechungsindex von 1,54 und einer Dicke von 1 mm. Bei der Messung der Transmission in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ergibt sich in Abbildung 19 für die erste Ordnung um die senkrechte Inzidenz (0° bis $\pm 2^\circ$) eine maximale Abweichung in der Transmission von ebenfalls 17 %. Die sogenannte erste Ordnung der Transmissionsänderung bei einer Änderung des Einfallswinkels kann folglich als Vergleich für die interferenzbedingte Transmissionsänderung bei Änderung der Wellenlänge genutzt werden. Der Abfall der Interferenz zu höheren Ordnungen ergibt sich durch die verringerten Reflexionskoeffizienten aus den Fresnel-Formeln.

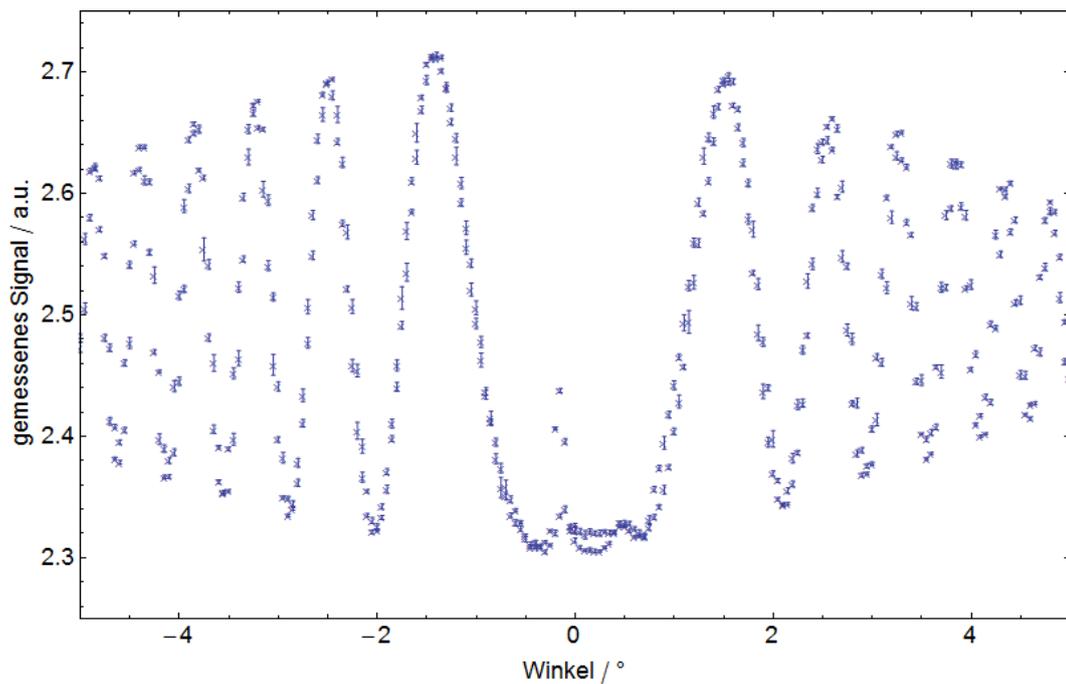


Abbildung 19: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bei 1 mm dickem planparallelem Filterglas (Objekt 1) bei 734 nm.

Um vergleichbare Messungen aller Messobjekte bei der gleichen Wellenlänge zu erhalten, ist eine weitere winkelabhängige Messung des planparallelen Filters bei 532 nm durchgeführt worden. Die Daten dieser Messung sind in Abbildung 21 dargestellt. Es zeigt sich hier ein Interferenzeinfluss von etwa 16 %.

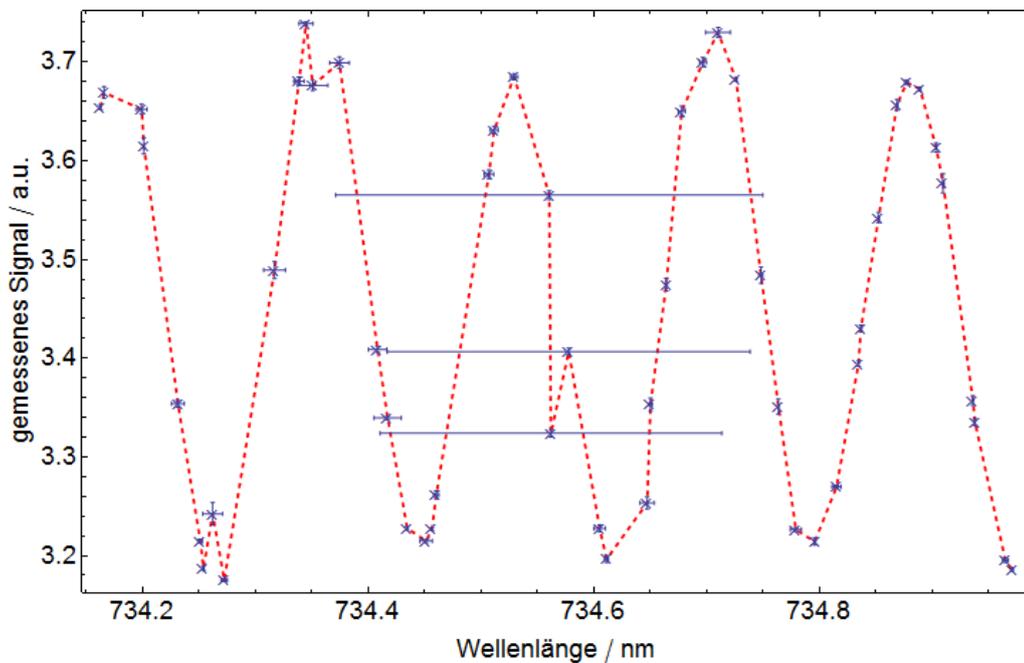


Abbildung 20: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei 1 mm planparallelem Filterglas (Objekt 1). Die gestrichelte rote Linie dient nur zur deutlicheren Darstellung.

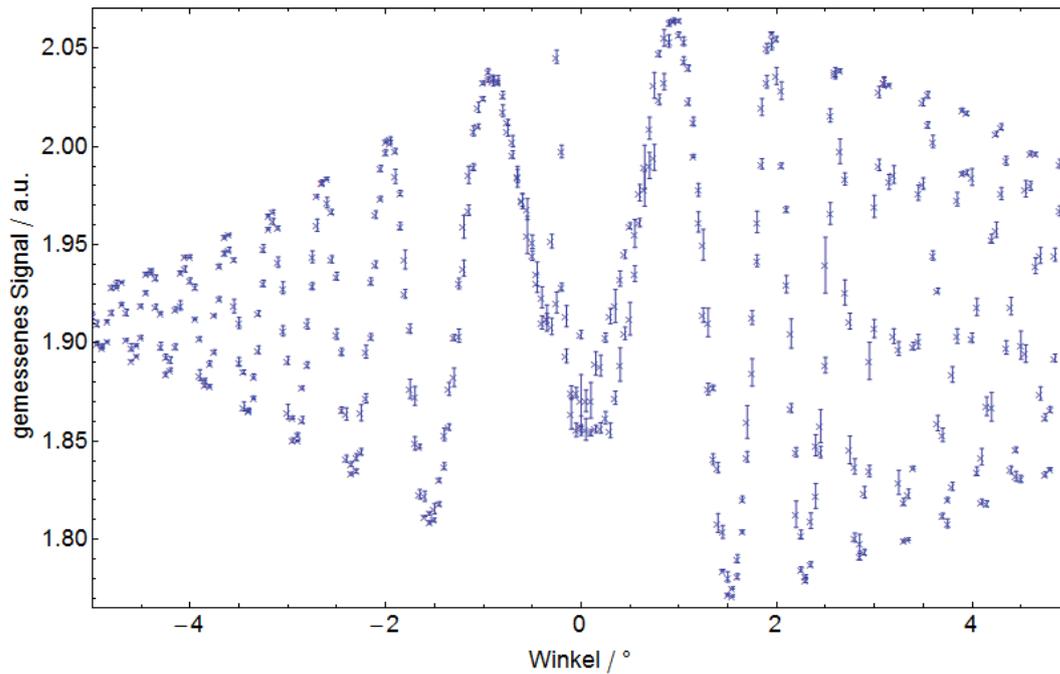


Abbildung 21: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bei 1 mm dickem planparallelem Filterglas (Objekt 1) bei 532 nm.

Der zu beobachtende asymmetrische Verlauf der Messung ist durch eine unpräzise Ausrichtung des Filters zur Rotationsachse (siehe Abbildung 18) verursacht worden. Während der Messung hat sich die Position des Filters im fokussierten Laserstrahl geändert, wodurch sich die Bedingungen für die Interferenz während der Messung kontinuierlich veränderten.

Für die Kombination aus mehreren planparallelen Filtern, wie im gemessenen $V(\lambda)$ -Filter (Objekt 2), kommt es zu einer Reduzierung der Interferenz auf etwa 9 % (siehe Abbildung 22) im Vergleich zu 17 % bei einem Einzelfilter. Weiterhin lässt sich ein stärkerer Abfall der Interferenz hin zu höheren Einfallswinkeln (Ordnungen) beobachten. Dieser Abfall ergibt sich aus der Überlagerung der internen Interreflexionen, welche jeweils unterschiedliche Bedingungen für konstruktive Interferenz aufweisen.

Für die Kombination aus einem Einzelfilter und einem Glaskeil (Objekt 3), die miteinander verklebt wurden, lässt sich bei der Messung (siehe Abbildung 23) ein deutlich reduzierter Interferenzeffekt beobachten. Der Unterschied zwischen minimaler und maximaler Transmission liegt hier bei nur 0,5 %. Durch den Glaskeil sind die äußeren Flächen des Messobjekts nicht mehr parallel zueinander und die Interreflexionen der Glas-Luft-Grenzflächen überlagern sich nicht.

Bei der Messung eines Glaskeils mit einem Keilwinkel von 0,5 ° (Objekt 4) (siehe Abbildung 24) lässt sich keine signifikante Änderung der Transmission beobachten. Dies bestätigt das erwartete Verhalten der Interferenzvermeidung bei Nutzung von Keilfenstern.

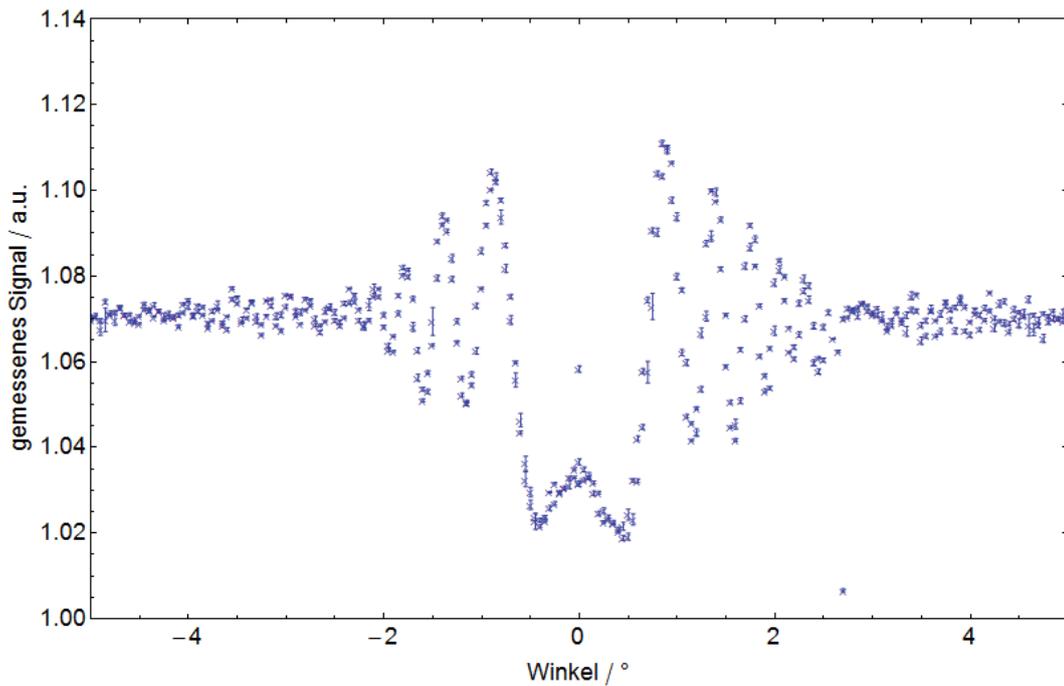


Abbildung 22: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bei einem $V(\lambda)$ -Filter aus drei planparallelen Einzelfiltern (Objekt 2) bei 532 nm.

Die Ergebnisse der Voruntersuchungen lassen sich wie folgt zusammenfassen. Eine Kombination aus mehreren parallelen Filtergläsern führt zu einer Reduzierung der Transmissionsänderung durch Interferenz im Vergleich zu einem einzelnen Glas.

Die Kombination aus einem einzelnen parallelen Glas und einem Keil zeigt eine deutliche Verringerung der Interferenz im Vergleich zu einem einzelnen Filterglas. Dies entspricht den Erwartungen von reduzierter Interferenz bei keilförmigen Bauteilen.

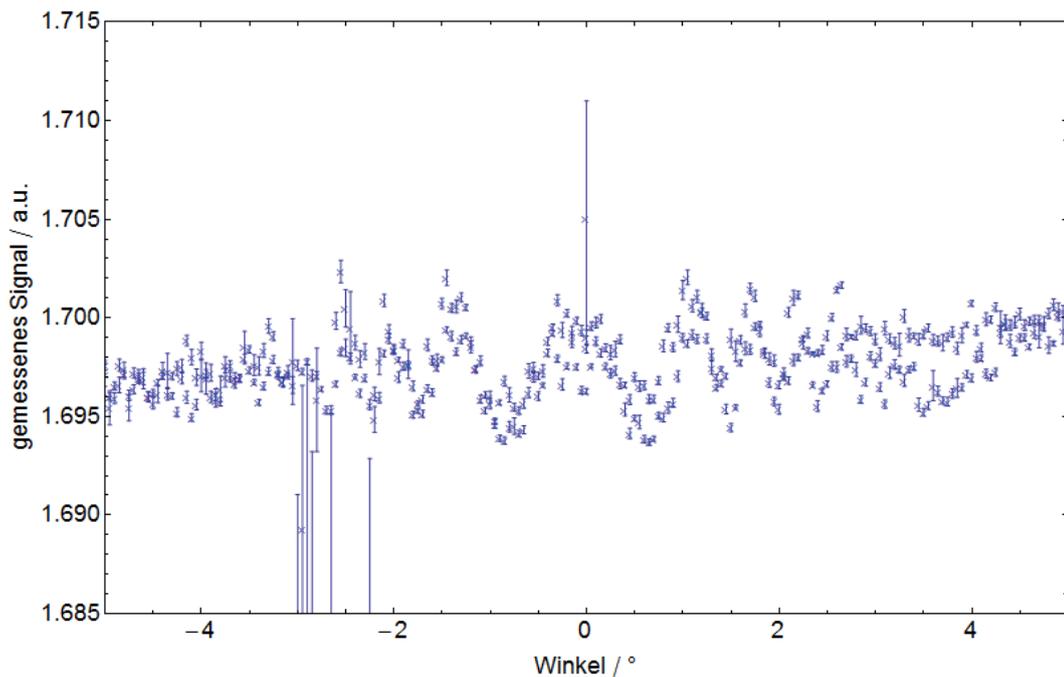


Abbildung 23: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bei einem BG42-Filter mit angeklebtem Glaskeil (Objekt 3) bei 532 nm.

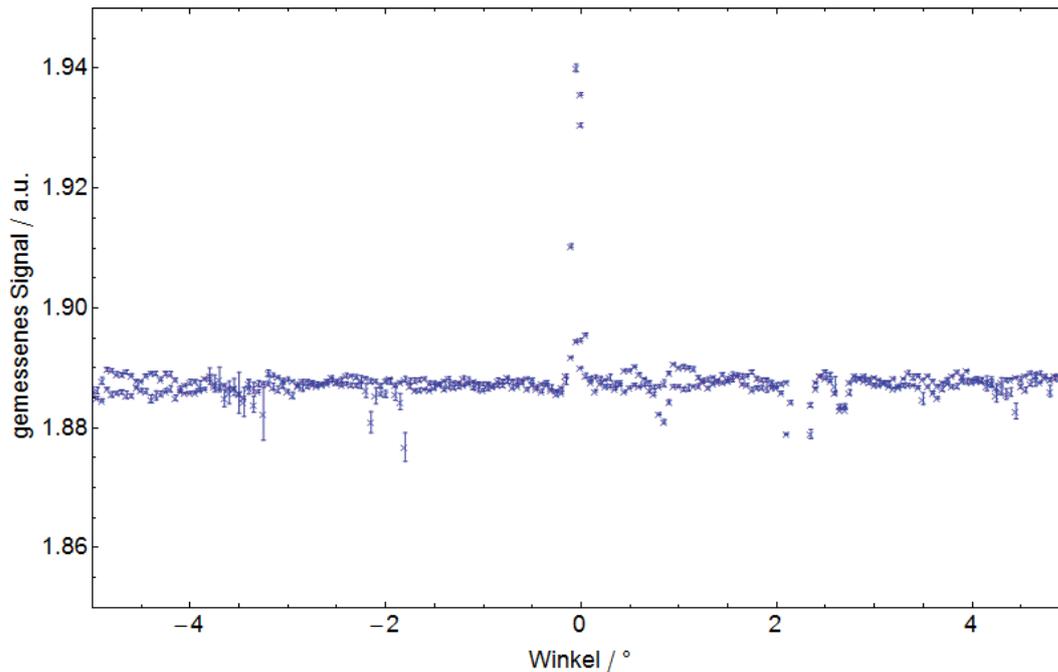


Abbildung 24: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bei einem Quarzglaskeil mit $0,5^\circ$ Keilwinkel (Objekt 4) bei 532 nm.

5.1.2. Entwicklung eines Modells für Interferenz an optischen Elementen

Das Modell für die Berechnung der Interferenz an beliebigen Filterkonfigurationen dient als Hilfestellung bei der Entwicklung der interferenzreduzierten Filter für den neuartigen $V(\lambda)$ -Trapdetektor. So können zunächst unterschiedliche Anordnungen von Filtergläsern und Keilen berechnet und deren Eigenschaften abgeschätzt werden. Dies erlaubt die Bewertung von neuen Konfigurationen ohne den Aufbau von Testobjekten und der Verwendung von Filtergläsern. Basierend auf den Ergebnissen aus dem vorherigen Abschnitt 5.1.1 soll so eine Abschätzung der Transmission für einen Filterstapel mit angefügtem Glaskeil getroffen werden.

Um die Eigenschaften eines Stapels aus einzelnen oder mehreren Filtergläsern und Luftschichten berechnen zu können, wird der Transfer-Matrix Formalismus (TMF) verwendet. Diese Methode wurde zur Berechnung der Eigenschaften von Dünnschichtstrukturen von Heavens entwickelt [75]. Zur Berechnung beliebiger Schichtsysteme bei kohärenter, teilkohärenter und inkohärenter Strahlung wurde der Formalismus unter anderem von Prentice [76], Katsidis und Siapkas [77] und Troparevsky et al. [78] erweitert und genutzt. Zur Erläuterung der Berechnungen erfolgt hier eine Erklärung der Grundlagen und der Funktionsweise in der von Troparevsky genutzten Notation.

Der TMF stellt eine Lösung der Maxwell-Gleichungen für ein Mehrschichtsystem unter der Benutzung der Fresnel-Gleichungen dar. Gegeben sei ein Schichtsystem aus k Schichten mit einer einfallenden homogenen elektromagnetischen Welle und deren elektrischen Feld \mathbf{E} . Für

die Berechnung wird das elektrische Feld nach seiner Ausbreitungsrichtung unterschieden. Das Feld der Welle in Transmissionsrichtung E^+ wird vom Feld der Welle in Rückrichtung E^- getrennt betrachtet. Die Komponenten des elektrischen Feldes auf zwei Seiten einer Grenzschicht zwischen Schicht m und Schicht $m - 1$ im System hängen wie folgt zusammen:

$$\begin{pmatrix} E_{m-1}^+ \\ E_{m-1}^- \end{pmatrix} = \mathbf{I}_{m-1,m} \begin{pmatrix} E_m^+ \\ E_m^- \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{m-1,m}} \begin{pmatrix} 1 & r_{m-1,m} \\ r_{m-1,m} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_m^+ \\ E_m^- \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Hierbei stellt $\mathbf{I}_{m-1,m}$ die Matrix für die Grenzschicht dar, die aus den Fresnel-Koeffizienten für Transmission $t_{m-1,m}$ und Reflexion $r_{m-1,m}$ besteht.

Das Verhalten des elektrischen Feldes innerhalb einer Schicht wird durch die Propagationsmatrix \mathbf{P} beschrieben:

$$\mathbf{P}_m = \begin{pmatrix} e^{-i\delta_m} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_m} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Wobei die Phasenverschiebung δ_m innerhalb der Schicht m gegeben ist als:

$$\delta_m = \frac{2\pi d_m n_m}{\lambda} \cos(\phi_m) \quad (5.3)$$

Hierbei ist n_m der komplexe Brechungsindex der Schicht, λ ist die Wellenlänge, d_m ist die Schichtdicke und ϕ_m der Winkel gemäß dem Snelliusschen Brechungsgesetz.

Die Wirkung des kompletten Schichtstapels, von der anfänglichen Luftschicht 0 bis zur Luftschicht $(k + 1)$ nach der letzten Filterschicht k , lässt sich als Produkt der entsprechenden Grenzschichtmatrizen aus Formel (5.1) und den Propagationsmatrizen aus Formel (5.2) berechnen und als Systemtransfermatrix $\mathbf{T}_{0,(k+1)}$ schreiben:

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \mathbf{I}_{0,1} \prod_{m=1}^k \mathbf{P}_m \mathbf{I}_{m,m+1} \begin{pmatrix} E_{m+1}^+ \\ E_{m+1}^- \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{0,(k+1)} \begin{pmatrix} E_{k+1}^+ \\ E_{k+1}^- \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Die Berechnung nach dem TMF spiegelt die Eigenschaften eines Schichtstapels bei Bestrahlung mit Laserlicht, das kollimiert auf die Oberflächen trifft, wieder. Für die Rotation des Filters heißt dies, dass jeder Teil des Lichts den Filter unter dem gleichen Winkel „sieht“. Dies ist unabhängig von der Ausdehnung des kollimierten Laserstrahls. Für Abweichungen von einem kollimierten Strahl, wie sie in den Messungen in Abschnitt 5.1.1 vorliegen, reicht dieses Modell nicht aus. Sowohl die Ausdehnung des Laserstrahls als auch seine Divergenz müssen berücksichtigt werden. Hierfür wird das Modell des TMF mit einer geometrischen Berechnung für ausgedehnte Lichtquellen und Empfänger [79] kombiniert, welche im Folgenden erläutert und dargestellt wird.

Für die geometrische Betrachtung werden die ausgedehnte Lichtquelle und der ausgedehnte Detektor als kreisförmige Flächen angenommen. Für die Interferenzmessung dient als

Lichtquelle der Laserstrahl mit seinem $1/e^2$ Durchmesser an einer Position vor dem Filter. Als Detektor wird die erste Oberfläche des Filterobjekts mit dem Durchmesser des Laserstrahls an dieser Oberfläche angenommen. Die Kreisflächen werden in Teilflächen mit gleicher Fläche unterteilt, was den Fall homogener Bestrahlung des Detektors durch eine homogene Quelle beschreibt. Dies ist eine vereinfachte Modellannahme, um die geometrische Ausdehnung von Quelle und Empfänger zu berücksichtigen. Anschließend werden verbindende Strahlen zwischen jeder Teilfläche der Lichtquelle und jeder Teilfläche des Empfängers berechnet. Als Beispiel ist die Unterteilung in sechs Teilflächen gleicher Ausdehnung in Abbildung 25 dargestellt. Aus dem Vektor jedes Strahls zwischen Quelle und Detektor und dem Flächennormalvektor \vec{n} wird jeweils der Einfallswinkel θ_{in} berechnet. Dieser dient als Eingangsparameter für die Transfer-Matrix Berechnung des Schichtstapels. Die Berechnung nach dem TMF wird für jeden Strahl separat durchgeführt.

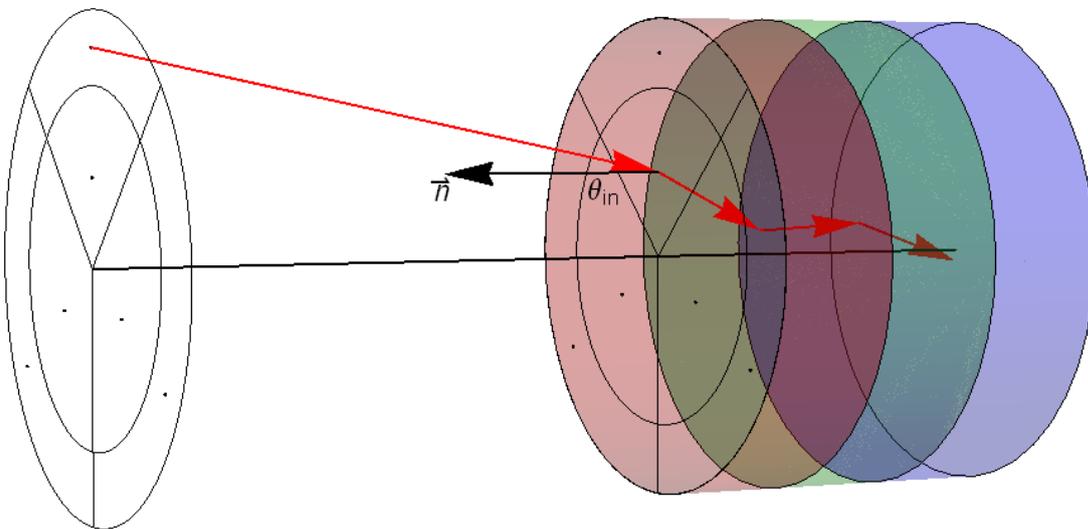


Abbildung 25: Darstellung eines Filterstapels mit der Unterteilung von Quelle und Empfänger nach dem Modell. Der Pfad eines Strahls von Quelle zum Empfänger und durch die Filterstapel wurde beispielhaft eingezeichnet.

Innerhalb des TMF können nur zueinander parallele Schichten berechnet werden. Um gekippte Oberflächen wie in Keilen berücksichtigen zu können, muss das Modell zusätzlich erweitert werden. Die Keile, die in den Testmessungen verwendet wurden, sind ausschließlich aus Materialien mit vernachlässigbarer Absorption gefertigt, wie N-BK7 von Schott [80]. Aus diesem Grund wird die Absorption im Keil im Modell nicht berücksichtigt.

Weiterhin ist der Verlauf der Interreflexionen im Keil nicht parallel, wodurch es nicht zu einer kohärenten Überlagerung der Strahlen kommt. Die Phasenverschiebung kann also genau wie die Absorption vernachlässigt werden und es wird keine Propagationsmatrix nach Formel (5.2) aufgestellt. Da die Rückreflexionen der hinteren Keilfläche auf Grund ihres Versatzes im Winkel nicht mit den Strahlen aus dem vorherigen Stapel interagieren, wird auch keine Grenzflächenmatrix nach Formel (5.1) für die hintere Fläche des Keils benötigt. Der Einfluss

dieser Grenzfläche wird durch Berechnung der Fresnel-Koeffizienten für Transmission berücksichtigt. Dafür wird der Einfallswinkel des betrachteten Strahls zur gekippten Fläche benötigt. Die Berechnungen der Brechungswinkel im Rahmen des TMF berücksichtigt die Orientierung der berechneten Winkel zur Flächennormalen der Grenzflächen, aber nicht wie diese im Raum liegen. Die Ausrichtung der Winkel zu einer gekippten Fläche muss separat berechnet werden.

Nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz, basierend auf dem Fermatschen Prinzip der extremalen Laufzeit [81],[82], liegt ein gebrochener Strahl in der gleichen Ebene wie der einfallende Strahl [83]. Die Flächennormale der ersten Grenzfläche und der Vektor des einfallenden Strahls spannen eine Ebene auf, in der der Strahl durch den Filterstapel propagiert. Aus der Lage der Ebene und dem Winkel des austretenden Strahls zur Flächennormalen an der letzten Grenzfläche lässt sich der Winkel zur gekippten Grenzfläche des Keils berechnen.

In der folgenden Tabelle sind die Eingangsparameter des Modells aufgelistet, die variiert werden können:

Tabelle 4: Übersicht der variablen Eingangsparameter des Modells zur Transmissionsberechnung

Parameter	Bedeutung
$r_{\text{Quelle}}, r_{\text{Detektor}}$	Radius von Quelle und Detektor
$n_{\text{Q,Seg}}, n_{\text{D,Seg}}$	Anzahl der Unterteilung von Quelle und Detektor (jeweils 100)
$n_{\text{real},i}(\lambda)$	Realteil des Brechungsindex der Schicht i nach Formel (5.5) und den Datenblättern
$\alpha_i(\lambda)$	Absorptionskoeffizient der Schicht i entsprechend den Datenblättern
d_i	Dicke der Schicht i
S	Höhe des einfallenden Signals in beliebigen Einheiten (zur Skalierung der Ergebnisse)
β	Drehwinkel zur optischen Achse (0° oder Laufvariabel)
λ	Wellenlänge (festgelegt oder Laufvariabel)

Als Datengrundlage für das Modell müssen außerdem die Absorptionskoeffizienten sowie die Brechzahl der Materialien bekannt sein. Die Absorptionskoeffizienten für den gesamten genutzten Wellenlängenbereich wurden gemäß den Schott-Datenblättern berechnet und interpoliert. Für den realen Teil des Brechungsindex sind für Absorptionsfilter in den Datenblättern nur zwei bis drei Wertepaare angegeben. Um diese Werte zu erweitern, wurde eine Zwei-Term Variante der Cauchy-Gleichung [83] genutzt:

$$n_{real}(\lambda) = A^* + \frac{B}{\lambda^2} \quad (5.5)$$

Die Materialkonstanten A^* und B können aus den Daten der Datenblätter gefittet werden. So kann eine Abschätzung für den Realteil des Brechungsindex getroffen werden. Diese besitzt allerdings nur Gültigkeit für Bereiche mit geringer Absorption und normaler Dispersion.

5.1.3. Validierung des Modells durch die Vormessungen

Um das Modell für die Berechnung eines neuen Filters zu validieren, erfolgt ein Vergleich der Berechnungen für die Transmission mit dem Modell für die Objekte 1, 2 und 3. Für den planparallelen Filter (Objekt 1) wird auch die wellenlängenabhängige Transmissionsänderung nachvollzogen. Die Höhe des Signals wird bei der Berechnung durch Änderung des Eingangsparameters S angepasst.

Der berechnete Verlauf der Transmissionsänderung für das planparallele Filter in Abhängigkeit der Wellenlänge ist in Abbildung 26 dargestellt. Die Änderung der Transmission stimmt für die

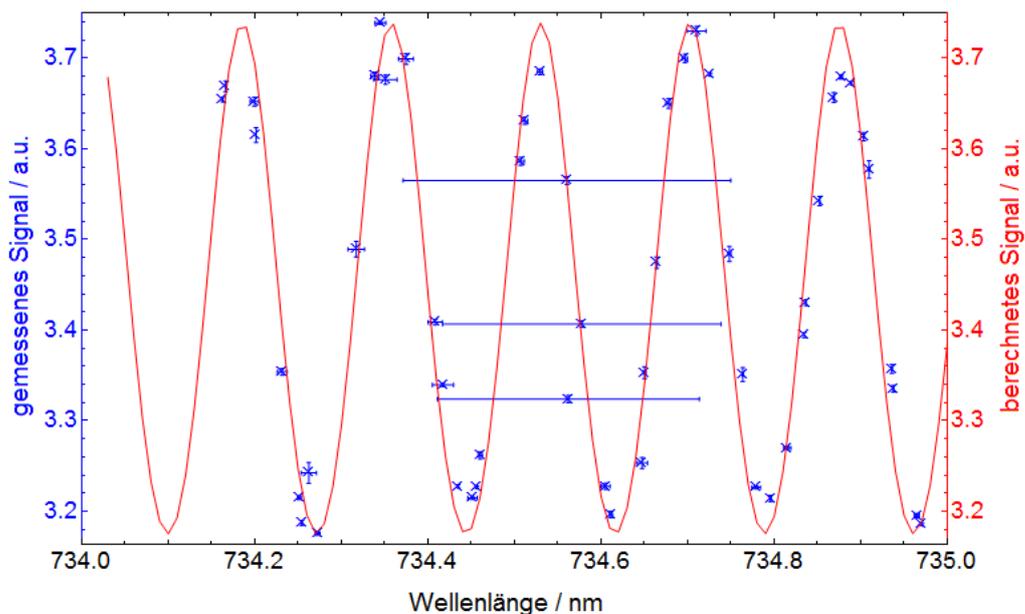


Abbildung 26: Vergleich der wellenlängenabhängigen Transmissionsänderung aus der Messung (blau) und der Berechnung (rot) für den planparallelen Filter (Objekt 1).

Berechnung als auch für die Messung sowohl in der Amplitude als auch in der Frequenz überein.

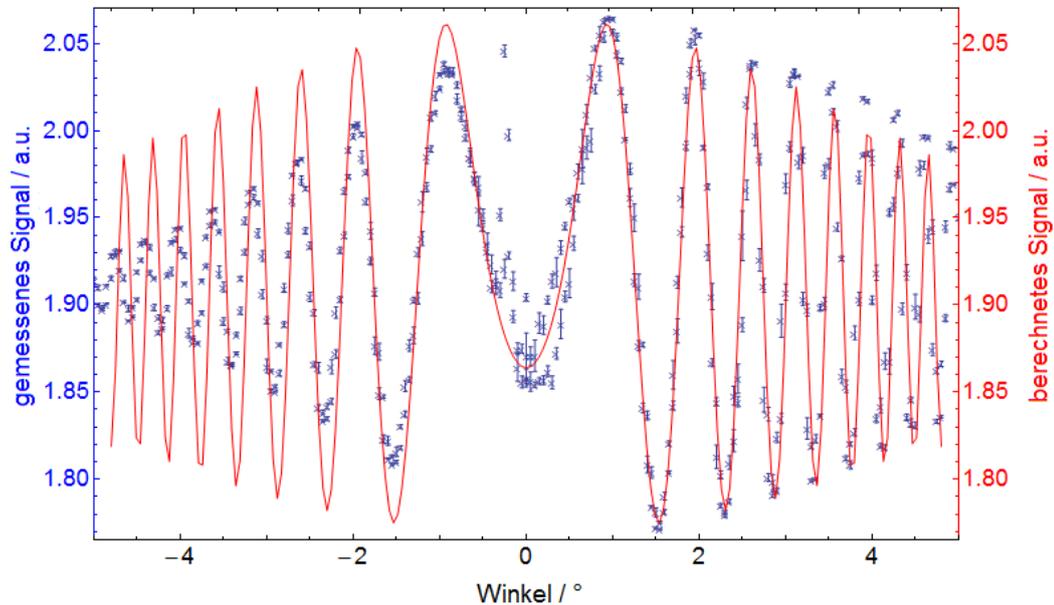


Abbildung 27: Vergleich der winkelabhängigen Transmissionsänderung aus der Messung (blau) und der Berechnung (rot) für das planparallele Filter (Objekt 1) bei 532 nm.

Die berechnete Funktion und die Werte für die Transmissionsänderung bei Änderung des Winkels für diesen Filter sind in Abbildung 27 dargestellt. Hier stimmen die Frequenz und die Amplitude genauso überein wie die Abnahme der Änderung hin zu hohen Winkeln. Der asymmetrische Verlauf der Messung lässt sich mit dem idealisierten Modell nicht nachvollziehen.

Bei den Messungen und Berechnungen für den $V(\lambda)$ -Filter (Abbildung 28) und das BG42-Filter mit angeklebtem Keil (Abbildung 29) zeigt sich ebenso eine gute Übereinstimmung bezüglich der Änderung der Transmission.

Die Übereinstimmungen sind in der Höhe der Änderung und dem Abfall hin zu höheren Winkeln bei dem $V(\lambda)$ -Filter zu sehen. Im Vergleich zu den Übereinstimmungen für den planparallelen Filter kommt es zu Abweichungen bei den Positionen der extremalen Amplitudenänderungen von bis zu $0,1^\circ$. Die Änderung der Positionen hängt direkt mit der Dicke der einzelnen Filterschichten zusammen. Durch Abweichungen der Dicke zwischen Modell und Messobjekt kann es schnell zu den sichtbaren Unterschieden kommen. Die im Modell verwendeten Schichtdicken entsprechen der nominellen Dicke von 1 mm für das BG42-Filter und einer Abschätzung der Filterdicken aus der Transmission der Einzelfilter und der gewünschten $V(\lambda)$ -Kurve für den $V(\lambda)$ -Filter.

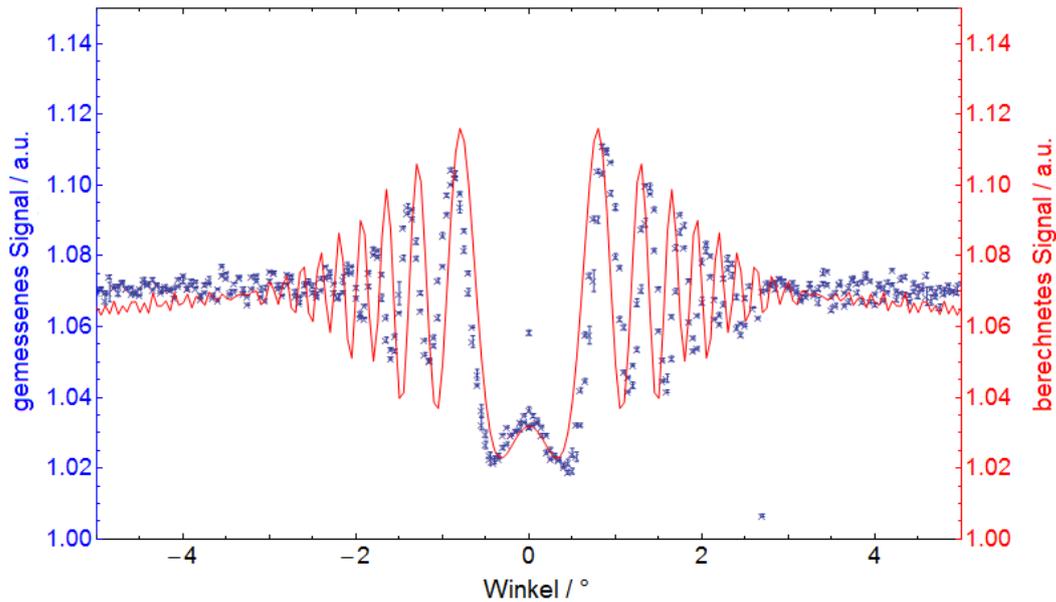


Abbildung 28: Vergleich der winkelabhängigen Transmissionsänderung aus der Messung (blau) und der Berechnung (rot) für das $V(\lambda)$ -Filter aus verklebten Einzelfiltern (Objekt 2) 532 nm.

Beim Vergleich der Vormessungen aus Abschnitt 5.1.1 und dem Modell aus Abschnitt 5.1.2 zeigt sich eine gute Übereinstimmung, besonders bei der Stärke der Transmissionsänderung.

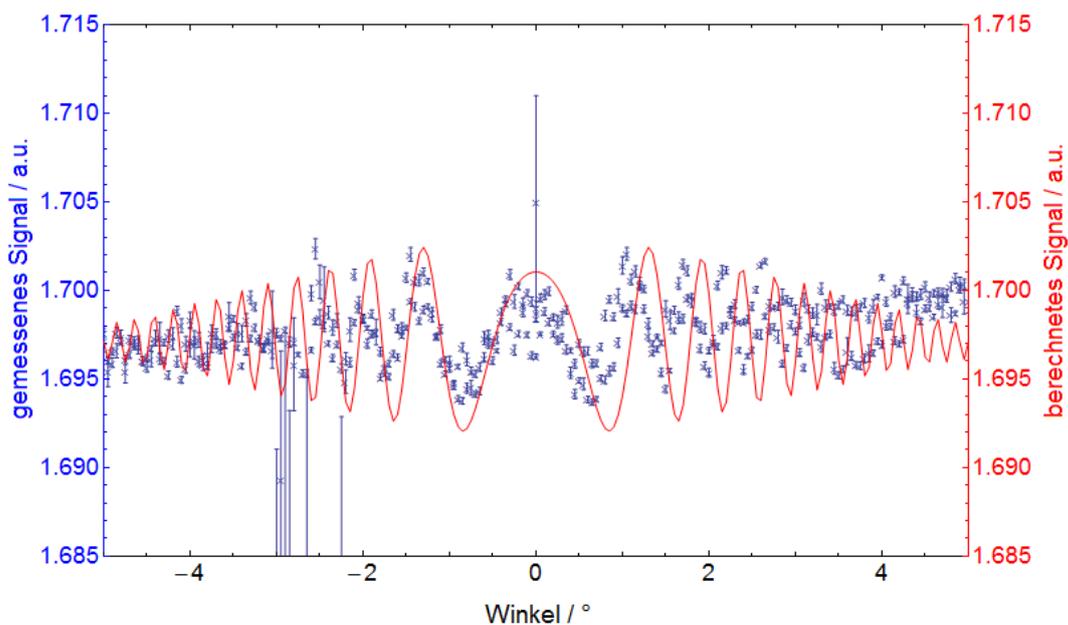


Abbildung 29: Vergleich der winkelabhängigen Transmissionsänderung aus der Messung (blau) und der Berechnung (rot) für den BG42-Filter mit angeklebtem N-BK7-Keil (Objekt 3) bei 532 nm.

Aus diesem Grund wird das Modell als geeignet für die Berechnung der Transmission neuer Filter angesehen.

5.2. Simulation und Messung des neuen Filters

Das Design für den neuartigen $V(\lambda)$ -Filter basierend auf den Ergebnissen der Voruntersuchung und der Modellierung wird hier vorgestellt. Auf Grundlage dieses Entwurfs für den Filter wurden mehrere Objekte aufgebaut und auf ihre Interferenz hin vermessen. Anschließend wird das Ergebnis für die Transmission aus dem Modell für die neuen Filter mit den aufgebauten Filterobjekten verglichen.

5.2.1. Entwurf und Berechnung der Interferenz für einen neuartigen $V(\lambda)$ -Filter

Im Rahmen der Voruntersuchungen ließ sich feststellen, dass die Kombination mehrerer Einzelfilter bereits einen verringerten Einfluss der Interferenz auf die Transmission zeigt als ein einzelnes paralleles Filter. Zusätzlich hat sich gezeigt, dass die geklebte Kombination aus einem einzelnen Filter und einem Glaskeil zu einer starken Verringerung der Interferenz führt. Das geplante Filterpaket für den $V(\lambda)$ -Trapdetektor soll aus der Kombination einer Präzisionsblende aus Chrom, die auf ein Trägersubstrat aufgedampft wurde, dem $V(\lambda)$ -Filterblock und einem Glaskeil zur Reduzierung der Interferenz bestehen.

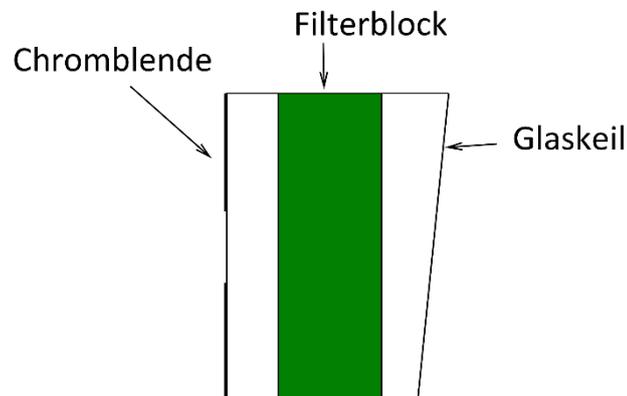


Abbildung 30: Schema des neuen keilförmigen $V(\lambda)$ -Filters ($V(\lambda)$ -Keilfilter) aus Blendenglas mit aufgedampfter Chromblende, dem Filterblock aus mehreren Einzelfiltern und dem Glaskeil.

Ein Schema des Filterdesigns ist in Abbildung 30 zu sehen. Der Filterblock setzt sich aus einer Kombination aus Langpassfiltern und Bandpassfiltern zusammen, um die spektrale Empfindlichkeit des Trapdetektors an die $V(\lambda)$ -Kurve anzupassen. Für eine zusätzliche Reduzierung der Reflexionen an den Grenzschichten innerhalb des Filters wurde sowohl als Trägersubstrat für die Blende und als Material für den Glaskeil das Material N-BaK4 ausgewählt [84]. Die Brechzahl von N-BaK4 liegt über den sichtbaren Bereich bei $n_{\text{real, N-BaK4}} \approx 1,57$ (zum Vergleich: N-BK7 $n_{\text{real, N-BK7}} \approx 1,52$) und ist somit näher an der Brechzahl der

verwendeten Filtermaterialien. Es sind daher niedrigere Reflexionskoeffizienten an den Grenzflächen nach den Fresnel-Formeln zu erwarten, wodurch Interferenzeffekte zusätzlich reduziert werden sollten. Die Interferenz bei Änderung des Winkels wurde für diese Filterkombination berechnet und ist in Abbildung 31 dargestellt.

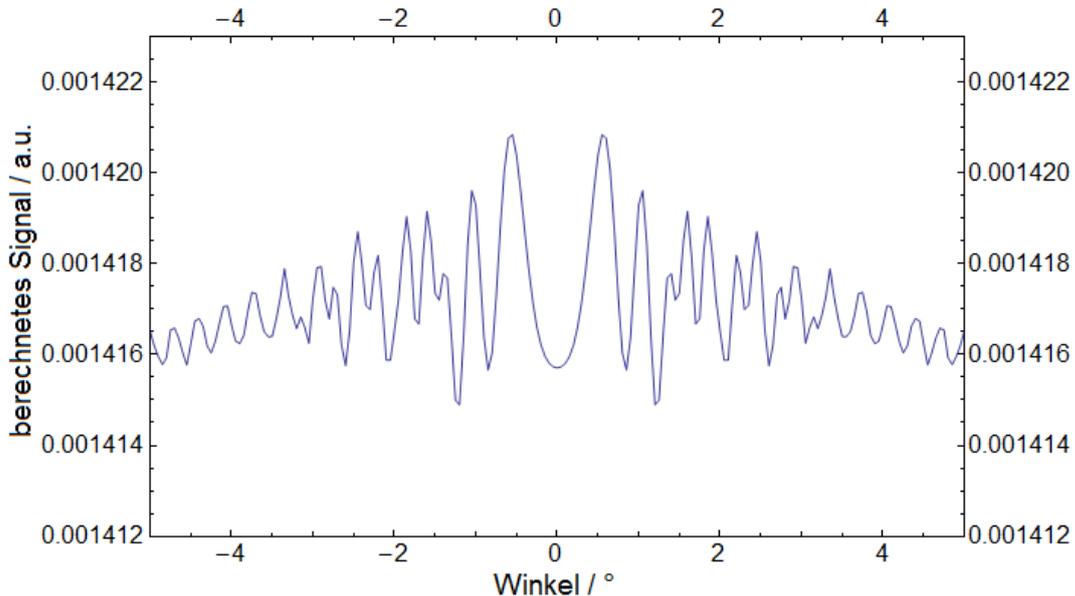


Abbildung 31: Berechnung der winkelabhängigen Transmissionsänderung für das neue keilte $V(\lambda)$ -Filter für 532 nm.

Die relative Änderung der Transmission zwischen Minimum und Maximum beträgt in der Berechnung 0,4 % und ist vergleichbar mit der Interferenz von 0,5 %, die an der Kombination aus Einzelfilter und Keilglas in Abbildung 23 zu sehen ist.

5.2.2. Untersuchung der neuen Filter

Die Kombination aus Filterblock, Blendenglas und Glaskeil wurde zur Halterung auf einen eloxierten Aluminiumträger aufgebracht (siehe Abbildung 32). Über die große Kontaktfläche mit dem Aluminiumträger können die Filter für eine Thermostabilisierung hinreichend homogen geheizt werden. Eine stabile Temperatur des Filters ist notwendig, da die Transmission der verwendeten Teilfilter abhängig von der Temperatur ist.

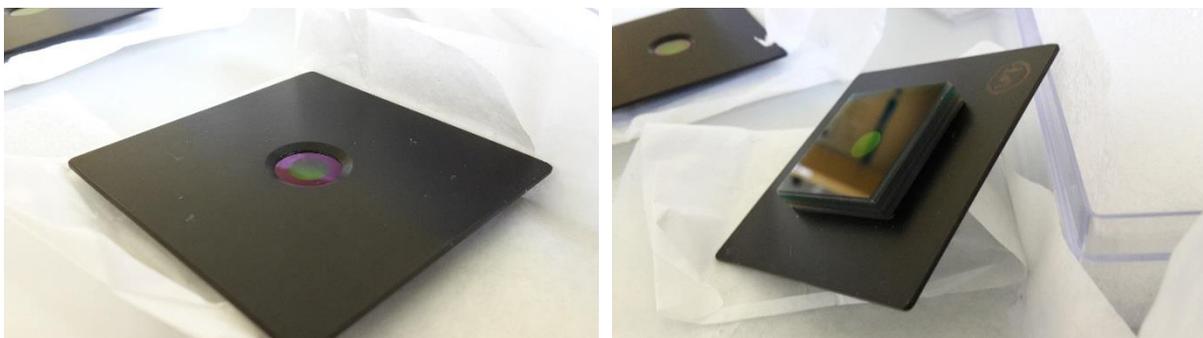


Abbildung 32: Bilder der neuen Filter; Links: Vorderseite der mechanischen Blendenhalterung mit Fase zur Präzisionsblende hin; Rechts: Filterstapel mit Blendenglas und Keilglas auf der Rückseite der Blendenhalterung.

In der Blendenhalterung wurde eine mechanische Blende mit Fase eingefügt. Der Fasenwinkel ist so gewählt, dass einfallendes Licht aus senkrechter Einfallsrichtung nicht gerichtet in die Chromblende reflektiert wird.

Insgesamt wurden vier derartige $V(\lambda)$ -Keilfilter gleicher Bauart aufgebaut. Das Interferenzverhalten der Filter bezüglich der Transmissionsänderung ist bei den vier neuen $V(\lambda)$ -Keilfiltern vergleichbar. Daher werden nur die Messungen an einem Filter gezeigt (siehe Abbildung 33). Es zeigt sich eine Transmissionsänderung in der Messung von 2,4 %, womit die gemessene Interferenz um einen Faktor 6 stärker wirkt als durch die Berechnung abgeschätzt.

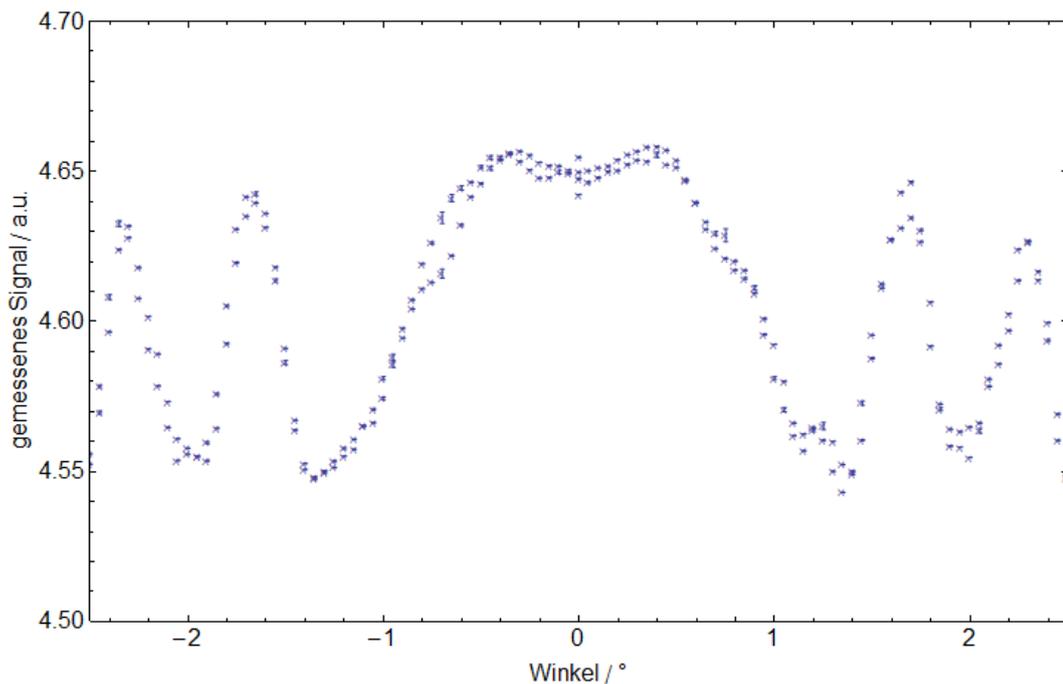


Abbildung 33: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für einen der $V(\lambda)$ -Keilfilter bei 532 nm.

5.2.3. Bewertung des Modells und der Messungen an den neuen Filtern

Im Vergleich der Berechnung des Modells für die Interferenz hat sich in den Voruntersuchungen gezeigt, dass Modell und Messungen übereinstimmen. Am neuen Filterdesign in Abbildung 31 und der Messung der Interferenz am aufgebauten Filter in Abbildung 33 hat sich allerdings ein deutlicher Unterschied gezeigt. Dieser Unterschied soll hier diskutiert werden.

Zunächst sei hier auf die Vereinfachungen im Rahmen des Modells hingewiesen, welche einerseits notwendig waren, um auf Grundlage der verfügbaren Informationen die Berechnungen durchzuführen, und welche auf Grund der Voruntersuchungen bewusst getroffen wurden.

Für die Berechnung des Brechungsindex der einzelnen Elemente wurde die Zwei-Term Variante der Cauchy-Formel (Formel (5.5)) genutzt. Gemäß Jenkins und White [83] basiert die

Cauchy-Gleichung auf unzureichenden theoretischen Annahmen. Die Gleichung stellt eine empirische Gleichung dar, deren Gültigkeit für normale Dispersion hinreichend ist und damit nur für Materialien und Wellenlängenbereiche mit geringer Absorption gilt. Als Beispiel für Absorption, die zu anormaler Dispersion führt, werden in [83] Absorptionsbanden angeführt. Welcher Stärke des Absorptionsindex dies entspricht und wann von anormaler Dispersion gesprochen werden kann, wird nicht abgeschätzt. Eine Messung der Transmission des $V(\lambda)$ -Filters wird in Kapitel 6.3 gezeigt. Über die Zusammensetzung des Materials in den verwendeten Filtern liegen in den Datenblättern keine Informationen vor, so dass keine Aussage über vorliegende Absorptionsbanden im Filtermaterial getroffen werden können. Ein zusätzliches Problem an den Daten der Datenblätter sind die Informationen über den Brechungsindex. Der Brechungsindex ist meist nur an zwei bis drei Messpunkten angegeben, was dessen Berechnung über die Kramers-Kronig-Beziehung oder die Sellmeier-Gleichung [32] verhindert. Die Verwendung der Cauchy-Formel stellt damit einen Kompromiss zwischen den verfügbaren Informationen und der Notwendigkeit von Daten für den Brechungsindex für das Modell dar. Die Unsicherheiten, die durch die Verwendung dieser Formel im Modell auftauchen, stellen eine Fehlerquelle unbekannter Größe dar.

Die einzelnen Elemente aller untersuchten Filterobjekte sind miteinander verklebt. Der verwendete Kleber ist dabei so gewählt worden, dass er einen Brechungsindex ähnlich dem der Filterelemente hat. Der gleiche Kleber wurde bei dem $V(\lambda)$ -Filter in den Voruntersuchungen und auch für den BG42-Filter mit geklebtem Keil genutzt. Für diese Objekte liegt eine Übereinstimmung der Berechnung und der Messungen vor. Aus diesem Grund werden im Modell für die neuen $V(\lambda)$ -Keilfilter die Klebstoffgrenzschichten nicht berücksichtigt. Zusätzliche Berechnungen haben gezeigt, dass dünne Materialschichten mit einem Brechungsindex ähnlich dem Filtermaterial innerhalb des Modells keinen signifikanten Einfluss auf die Stärke der Interferenz haben nach der Vorhersage der Berechnung.

Als zusätzliche Vergleichsobjekte wurden zwei Keilblenden genutzt. Ein Schema der Keilblende ist in Abbildung 34 dargestellt. Diese bestehen aus einem Glassubstrat mit aufgedampfter Chromblende und einem angefügten Glaskeil zur Reduzierung der Interferenz und sind damit ähnlich dem BG42-Filterobjekt mit angeklebtem Glaskeil aufgebaut. Die Keilblenden werden für den Transfer von spektraler Strahlungsleistung zur Bestrahlungsstärke benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Keilblenden aufgebaut und auf ihre winkelabhängige Transmissionsänderung vermessen. Nach Berechnungen des Modells sollte in der Transmissionsänderung durch Interferenz kein Unterschied zwischen dem BG42-Filterobjekt mit Glaskeil und den Keilblenden zu sehen sein.

Die erste aufgebaute Keilblende ist analog zur BG42-Filter Glaskeil Kombination aufgebaut und besteht aus zwei verklebten Elementen. Die Messung der Interferenz ist in Abbildung 35 dargestellt. Im Gegensatz zum BG42-Filter mit einer Interferenz von 0,5 % ist hier eine Änderung der Amplitude von 1,7 % zu beobachten. Dies widerspricht erneut den Erwartungen

nach dem Modell und auch dem direkten Vergleich zu den Ergebnissen der Voruntersuchungen.

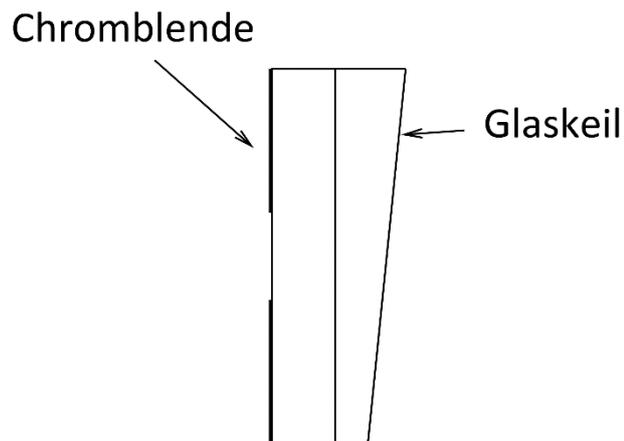


Abbildung 34: Schema der Keilblenden aus einer Hochpräzisionsblende aus aufgedampften Chrom und einem Glaskeil.

Im einem weiteren Schritt wurde eine zweite Keilblende aufgebaut. In diesem Fall wurde der Glaskeil auf das Blendenglas aufgesprengt und die beiden Elemente wurden zum Schutz außen verklebt. Die Messung der Interferenz an der aufgesprengten Keilblende ist in Abbildung 36 zu sehen.

Im Vergleich zur geklebten Keilblende mit einer Interferenz von 1,7 % zeigt sich bei der aufgesprengten Keilblende eine Änderung der Transmission um 0,9 %. Im Gegensatz zu der Annahme, dass die Klebeschichten keinen Einfluss auf die Interferenz haben, zeigt sich hier eine Reduzierung der Interferenz um die Hälfte. Die verbliebene Luftschicht zwischen dem

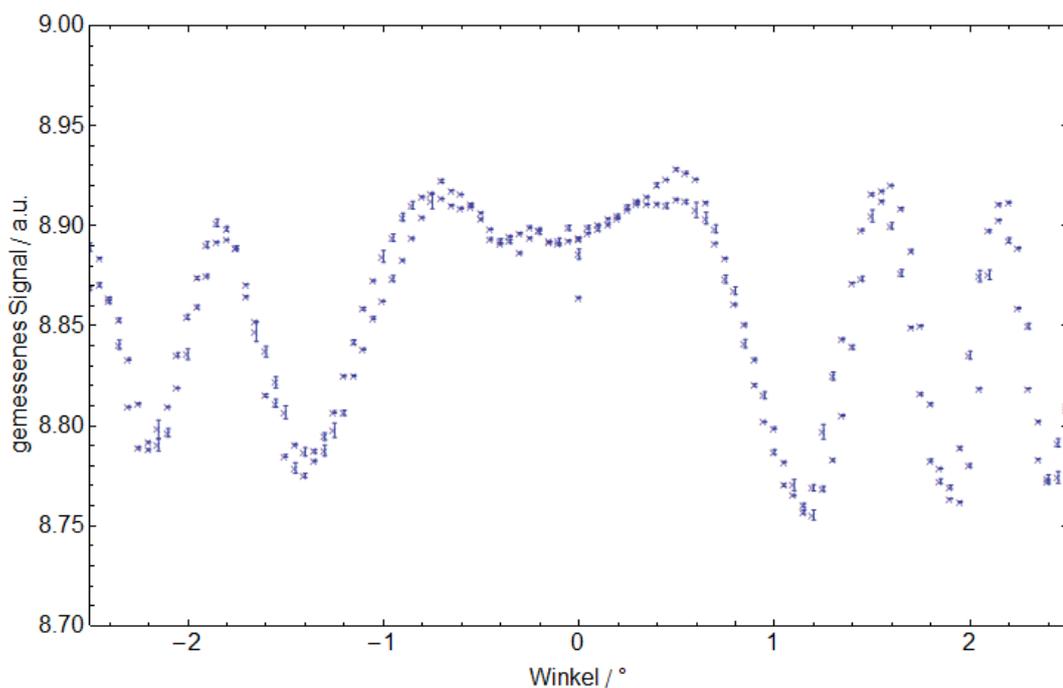


Abbildung 35: Messung der winkelabhängigen Transmissionsänderung für die verklebte Keilblende bei 532 nm.

Blendenglas und dem Glaskeil bei der aufgesprengten Blende hat einen geringeren Einfluss auf die Änderung der Transmission als die Klebstoffschicht.

Der Unterschied in der Interferenz zwischen dem Objekt aus BG42-Filter und Glaskeil und den Keilblenden lässt sich allerdings weder durch die Klebschicht noch durch den Materialwechsel von einem N-BK7-Keil zu einem N-BaK4-Keil erklären. Das Messobjekt mit dem BG42-Filter wurde als Prototyp per Hand hergestellt und geschliffen, während die einzelnen Bauteile der $V(\lambda)$ -Keilfilter und der Keilblenden mit speziellen mechanischen Halterungen geschliffen wurden. Es ist zu vermuten, dass der BG42-Filter nicht den gleichen Grad an Parallelität aufweist wie die Blendenträgersubstrate und die Einzelfilter im Filterblock in den $V(\lambda)$ -Keilfiltern.

Das Modell zu Berechnung der Filter wurde im Anschluss zu den Voruntersuchungen aus Abschnitt 5.1.1 aufgestellt. Dies betrifft die Nutzung des TMF für die Berechnung der parallelen Filter und die Erweiterung des TMF zur Berücksichtigung der Ausdehnung des Filters und zur Berechnung der Auswirkungen des Keils auf die messbare Interferenz. Diese wurde verglichen mit der Interferenz am BG42-Glaskeil, welches eine sehr geringe Interferenzmodulation der Transmission aufweist. Die händische Herstellung des BG42-Filters hat vermutlich ebenfalls eine große Auswirkung auf die Interferenz, welche im Modell dem Keil zugeschrieben wurde. Aus diesem Grund ist die Interferenz aus den Berechnungen des Modells für den $V(\lambda)$ -Keilfilter geringer als die gemessene Interferenz an den aufgebauten Objekten.

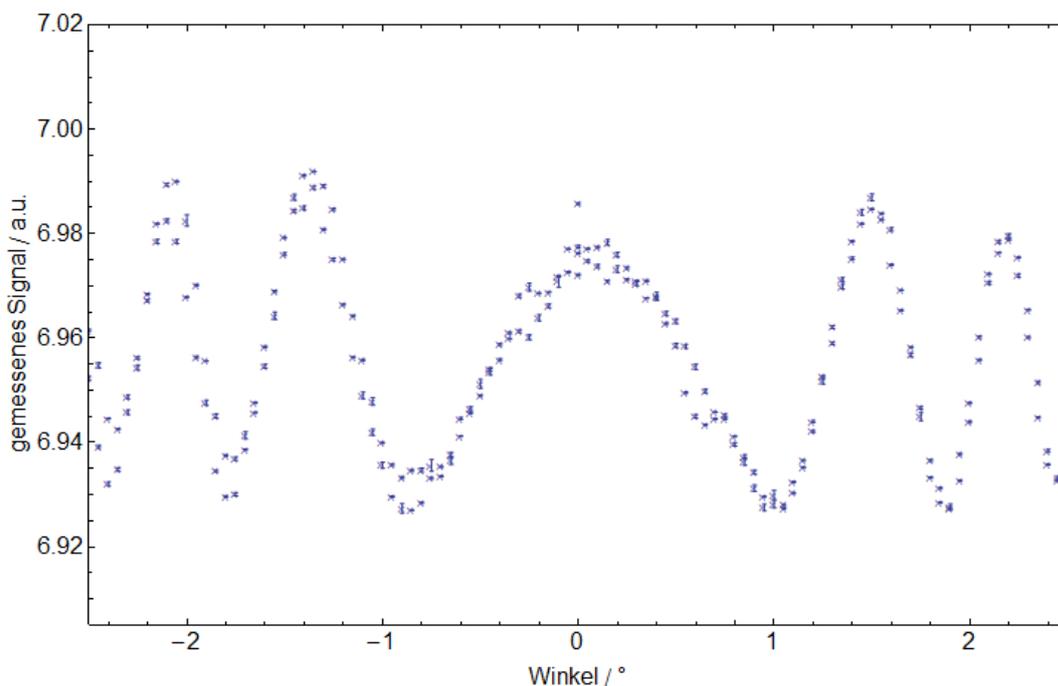


Abbildung 36: Messung der winkelabhängigen Transmissionsänderung für die aufgesprengte Keilblende bei 532 nm.

Um eine obere Abschätzung für die Auswirkung der Interferenz auf die Transmission der Filter und Blenden treffen zu können, wurden die hier gezeigten Messungen mit einem fokussierten Laserstrahl durchgeführt. Dieser entspricht der Nutzung des Detektors für die Messung von Strahlungsleistungen. Für andere Geometrien des genutzten Laserstrahls als divergenter Laserstrahl oder als Strahlungsfeld sind die Auswirkungen der Interferenz auf die jeweils gemessene Transmission geringer. Die Messungen wurden mit cw-Lasern durchgeführt. Die Nutzung von höheren Bandbreiten der Laser bei der Messung reduziert ebenfalls die Modulation der Transmission durch die Interferenz. Für die Messung der Transmission des $V(\lambda)$ -Keilfilters mit einem Strahlungsfeld ist mit den gebauten Filtern keine Auswirkung der Transmission zu erwarten.

Für den $V(\lambda)$ -Trapdetektor werden im Folgenden die aufgesprengte Keilblende und einer der $V(\lambda)$ -Keilfilter mit einer Blende mit 6 mm Durchmesser verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit ergab sich nicht mehr die Möglichkeit für eine Weiterentwicklung von Filter und Blenden. Allerdings spielt bei der Kalibrierung bezüglich der spektralen Bestrahlungsstärke und der Transmissionsmessung des Filters die Interferenz zunächst keine Rolle, da hierfür eine Bandbreite von 1 nm gewählt wurde. Nur um den Übergang vom Strahlungsleistungsmodus des Detektors zum Bestrahlungsstärkemode durchzuführen, was idealerweise mit cw-Lasern geschehen sollte, wird eine interferenzfreie Blende benötigt. Eine mögliche Variante wäre eine Chromblende, bei der die Beschichtung direkt auf einem Glaskeil vorgenommen wird. Die Herstellbarkeit einer solchen Blende muss in Zukunft geklärt werden.

6. Charakterisierung der Trapdetektoren und Filter

Die Charakterisierung der Detektoren hinsichtlich ihrer Eigenschaften wie der Homogenität oder der Polarisationsabhängigkeit der Empfindlichkeit dient als Voruntersuchung für die Kalibrierung der Detektoren. Die Messung der Transmission der neuen $V(\lambda)$ -Keilfilter stellt als Charakterisierung der Filter bereits einen Schritt in der geplanten neuen Rückführungskette dar. Die hier gezeigten Messungen dienen dabei gezielt der Bestimmung der entsprechenden Korrekturen und Messunsicherheitsbeiträge für die Kalibrierung des Detektors nach der alten und der neuen Rückführung und im Falle der Transmissionsmessung der Einschätzung der Messunsicherheit des entsprechenden Schrittes in der neuen Rückführungskette.

6.1. Homogenität der Empfindlichkeit

Aus der Homogenität der Empfindlichkeit eines Detektors und seiner gemessenen Strahlungsleistungsempfindlichkeit lässt sich die mittlere Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Detektors über die aktive Fläche des Detektors berechnen. Die mittlere Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit eines Detektors bezieht sich auf ein homogenes Strahlungsfeld, welches auf den Detektor fällt. Bei der Messung eines Detektors im Bestrahlungsstärkemode mit einer inhomogenen Strahlungsquelle kann die Homogenität der Empfindlichkeit und die Homogenität des Strahlungsfeldes zur Berechnung eines entsprechenden Korrekturfaktors genutzt werden.

Beeinflusst wird die Homogenität der Empfindlichkeit durch Änderungen im Material oder durch Verschmutzungen. Staub und Ablagerungen auf der Oberfläche einer Photodiode führen zu einer Abschattung des Detektors und einer geringeren Empfindlichkeit an dieser Stelle. Eine lokale Änderung der Dicke der SiO_2 -Schicht an einer Stelle beeinflusst dort direkt die Reflektivität der Photodiode. Durch Defekte oder Inhomogenitäten in der Dotierung des Siliziums kann es zu lokalen Änderungen der internen Quanteneffizienz der Photodiode kommen, die eine Änderung der lokalen Empfindlichkeit zur Folge haben. Für einen Trapdetektor ist eine höhere Homogenität der Empfindlichkeit als für einzelne Photodioden zu erwarten, da es bei Trapdetektoren zu einer Mittelung über die Empfindlichkeitsverteilungen aller genutzten Photodioden kommt.

Für die Messung der Homogenität der Empfindlichkeit wurde jeweils ein linear polarisierter, kollimierter Laserstrahl mit einem Durchmesser von etwa 1 mm genutzt. Um die Homogenität

zu bestimmen, wurde der Detektor mäanderförmig relativ zum leistungsstabilisierten Laserstrahl bewegt. Die Oberfläche des Detektors wurde so konsekutiv in einem quadratischen 1 mm Raster bestrahlt und der entsprechende Photostrom gemessen.

Es wurden zwei Transmissionstrapdetektoren untersucht, entsprechend des in Kapitel 4.3 beschriebenen Designs. Das Ergebnis der Messung bei einer Wellenlänge von 515 nm für den ersten der beiden Detektoren ist in Abbildung 37 dargestellt. Der Großteil der vermessenen Fläche zeigt ein homogenes Signal mit relativen Abweichungen in einem Bereich von 0,01 % mit einigen lokalen Abweichungen um etwa 0,05 %. Das Ergebnis der Messung des zweiten Trapdetektors bei der gleichen Wellenlänge ist in Abbildung 38 dargestellt.

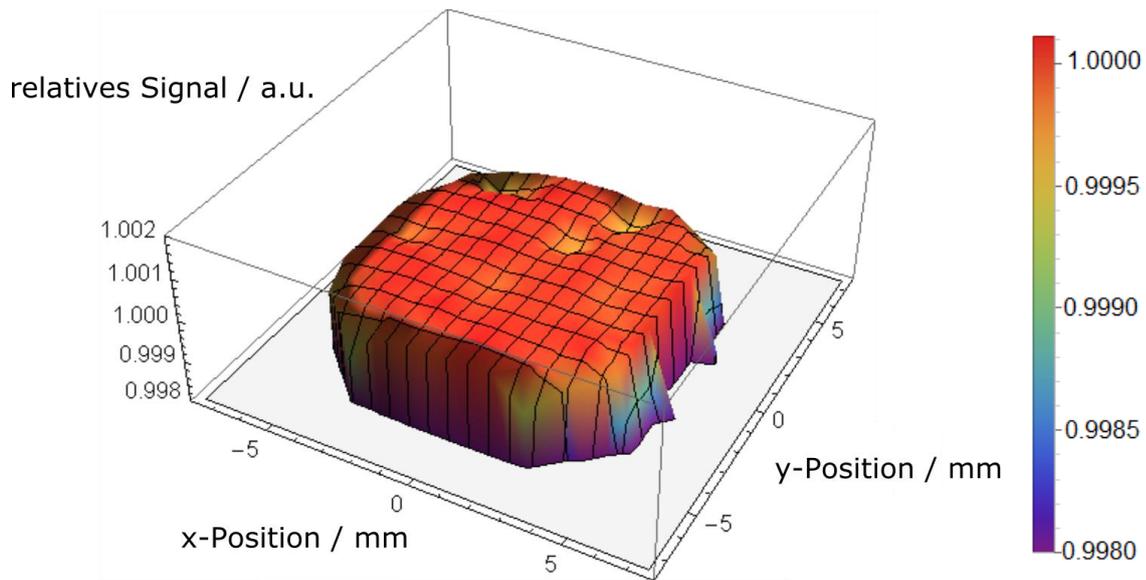


Abbildung 37: Messung der Homogenität der Empfindlichkeit von Trapdetektor 1 bei einer Wellenlänge von 515 nm und senkrechter linearer Polarisation zur ersten Photodiode des Detektors. Das Signal wurde auf die Mitte der abgerasterten Fläche normiert.

Es fällt auf, dass bei dem zweiten Trapdetektor eine größere Anzahl von Stellen mit verringerter Empfindlichkeit zu sehen sind.

Um die gemessene Homogenität der Trapdetektoren zu bewerten, wurde als Vergleich zusätzlich die erste Photodiode von Trapdetektor 1 einzeln ausgelesen und die Homogenität der Empfindlichkeit dieser einzelnen Photodiode gemessen. Diese Messung ist in Abbildung 39 dargestellt. Die Änderungen der Empfindlichkeit im mittleren Bereich der Photodiode sind bis zu einer Größenordnung höher als bei den gemessenen Trapdetektoren und steigen zum Rand der Photodiode weiter an.

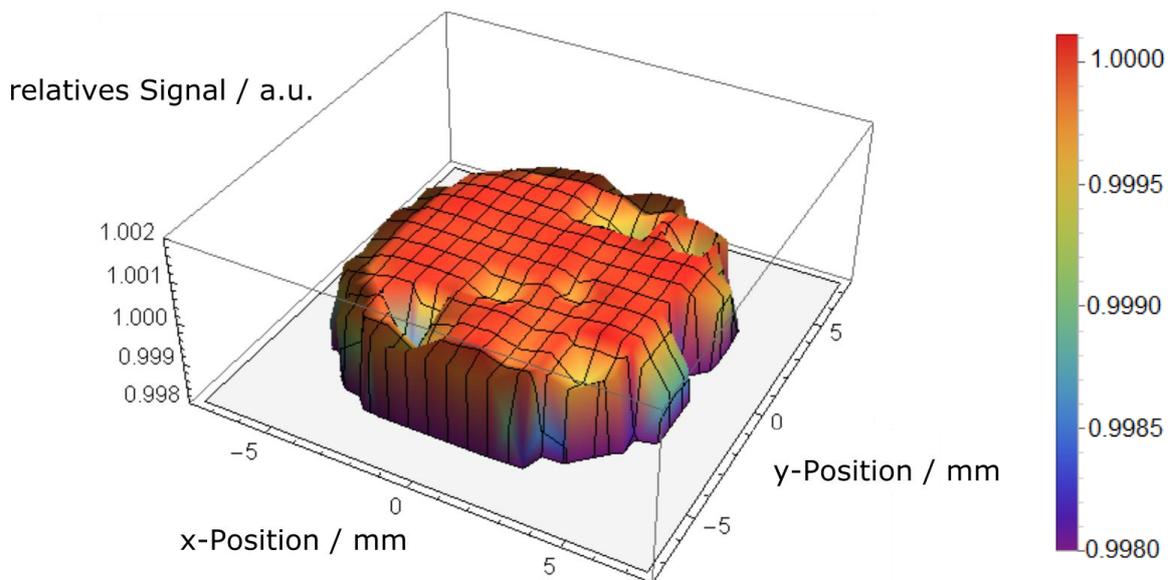


Abbildung 38: Messung der Homogenität der Empfindlichkeit von Trapdetektor 2 bei einer Wellenlänge von 515 nm und senkrechter linearer Polarisation zur ersten Photodiode des Detektors. Das Signal wurde auf die Mitte der abgerasterten Fläche normiert.

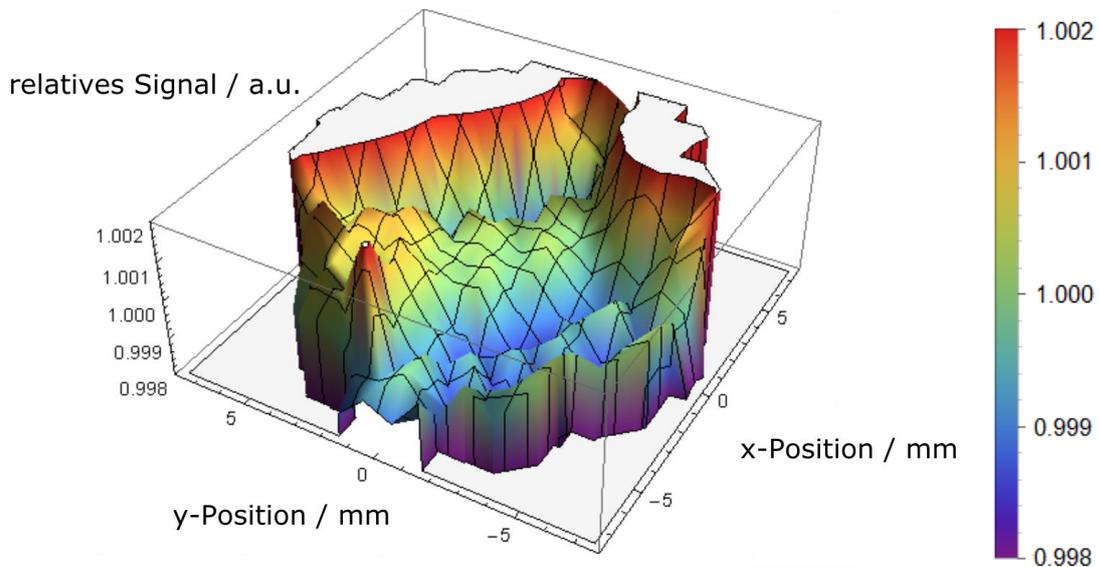


Abbildung 39: Messung der Homogenität der Empfindlichkeit der ersten Photodiode von Trapdetektor 1 bei einer Wellenlänge von 515 nm und senkrechter linearer Polarisation zur Photodiode. Das Signal wurde auf die Mitte der abgerasterten Fläche normiert. Die Farbskalierung ist für den Vergleich mit Abbildung 36 und Abbildung 37 entsprechend gleich gewählt. Eine skalierte Version dieser Messung ist im Anhang in Abbildung A 1 dargestellt.

Um die Inhomogenität der Detektoren bei Messungen im Bestrahlungsstärkemode und Strahlungsleistungsmodus korrigieren zu können, wurden zusätzliche Messungen bei unterschiedlichen Wellenlängen durchgeführt, jeweils bei senkrechter und paralleler Polarisationsebene zur ersten Photodiode. Bei Änderung der Polarisation ließ sich keine

Änderung der Homogenität der Empfindlichkeit im Rahmen der Messunsicherheit feststellen. Bei Änderung der Wellenlänge von 515 nm hin zu 430 nm und zu 780 nm kommt es zu einer leichten Erhöhung der Inhomogenität. Die entsprechende Messung für die Änderung der Polarisation bei 515 nm für Trapdetektor 1 ist im Anhang in Abbildung A 2 dargestellt. Die Messungen bei Änderung der Wellenlänge für Trapdetektor 1 sind ebenfalls im Anhang in Abbildung A 3 und Abbildung A 4 dargestellt.

6.2. Polarisationsabhängigkeit der Trapdetektoren

Die Kalibrierung des Trapdetektors im Strahlungsleistungsmodus erfolgt mit einem kollimierten, linear polarisiertem Laserstrahl. Die Polarisationsrichtung der Strahlung und der Einfluss der Polarisation auf die Empfindlichkeit des Detektors muss für die entsprechende Messung genau bestimmt werden. Um den Einfluss der Polarisation zu reduzieren, wurde das Detektordesign gewählt, das in Kapitel 4.3 beschrieben wurde und theoretisch keine Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Polarisation aufweist.

Durch Unterschiede in den Reflektivitäten der einzelnen Photodioden, zum Beispiel durch Abweichungen der SiO₂ Schichtdicken voneinander, kann es zu einer Überbewertung einer der Polarisationsrichtungen kommen. Dies würde eine Polarisationsabhängigkeit verursachen. Um dies zu vermeiden, wurden bei der Konstruktion der Trapdetektoren durch den Hersteller mehrere Photodioden untersucht und entsprechend ihrer Reflexionseigenschaften gruppiert und eingebaut. Eine weitere Ursache für eine Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Polarisation können mechanische Abweichungen in der Ausrichtung der Photodioden zueinander sein. Für einen idealen Detektor trifft ein einfallender Laserstrahl immer unter exakt 45° zur Flächennormalen auf die Photodioden, wobei Abweichungen zwischen dieser idealen Geometrie und dem realen Detektor eine Abhängigkeit von der Polarisation verursachen.

Für die Messung der Polarisationsabhängigkeit wurde ein linear polarisierter und kollimierter Laserstrahl benutzt. Die optische Achse des zu messenden Detektors wurde auf einem Rotationstisch zur optischen Achse des Laserstrahls ausgerichtet. Durch Drehung des Detektors um die Achse des Laserstrahls konnte die Polarisationsrichtung relativ zum Detektor gedreht werden. Für diese Messung wurde der Photostrom y der ersten Photodiode der Trapdetektoren getrennt vom summierten Signal der Photodioden 2-6 aufgenommen. Das Ergebnis der Messung zur Bestimmung der Polarisationsabhängigkeit für Trapdetektor 1 ist in Abbildung 40 dargestellt.

Die so entstandene deutliche Polarisationsabhängigkeit der Einzelsignale zeigt die Polarisationsrichtung in Bezug zur Winkelposition des verwendeten Rotationstisches. Dies erlaubt einen Einfluss der Polarisation im summierten Signal zu erkennen, da diese den

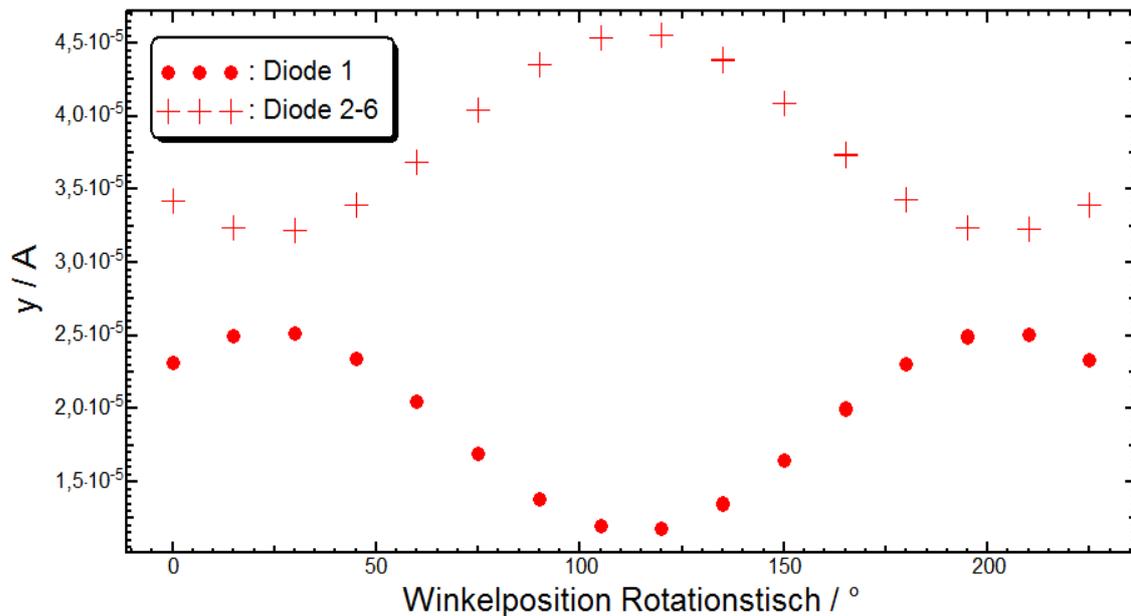


Abbildung 40: Photoströme für Photodiode 1 und Photodioden 2-6 für Trapdetektor 1 bei einer Wellenlänge von 700 nm bei Rotation des Detektors um den linear polarisierten Laserstrahl.

gleichen Winkelpositionen entsprechen sollten. Die Extremfälle für senkrechte und parallele Polarisationsbedingungen befinden sich bei Rotationswinkeln von 20°/200° und bei 110°.

Aus der Summe der Photoströme y für Diode 1 und die Dioden 2 bis 6 in Abbildung 40 kann die Abhängigkeit von der Polarisation bestimmt werden. Der summierte und normierte Photostrom $y_{\text{gesamt,norm}}$ ist in Abbildung 41 dargestellt.

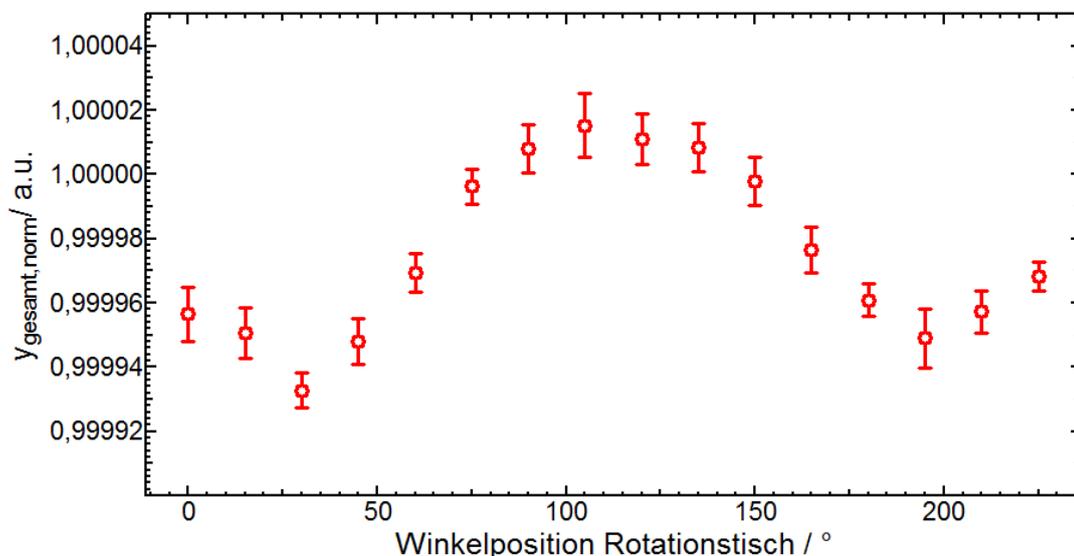


Abbildung 41: Normierter Gesamtphotostrom von Trapdetektor 1 bei Rotation um einen linear polarisierten Laserstrahl bei einer Wellenlänge von 700 nm. Die Fehlerbalken stellen die Unsicherheit der jeweiligen Photoströme dar.

Der Verlauf des normierten Gesamtphotostroms ergibt Minima für Winkel von etwa 20° und 200° und ein Maximum bei 110° . Diese Extrema stimmen erwartungsgemäß mit dem in Abbildung 40 beobachteten Verhalten der Polarisierung zusammen.

Die Änderung des Photostroms bei Änderung der Polarisierung, beziehungsweise die Polarisationsabhängigkeit der Empfindlichkeit Δs_{pol} des Detektors, ergibt sich damit zu $\Delta s_{\text{pol}} = (8,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$ für die Änderung zwischen senkrechter und paralleler Polarisierung bezüglich der Photodioden des Trapdetektors.

Die Untersuchung der Polarisierung wurde bei 700 nm und 500 nm und für beide Trapdetektoren durchgeführt. Δs_{pol} zeigt für die Detektoren keine Abhängigkeit von der Wellenlänge. Ein signifikanter Unterschied in der Polarisationsabhängigkeit zwischen Trapdetektor 1 und Trapdetektor 2 konnte ebenfalls nicht festgestellt werden. Der normierte Gesamtphotostrom für Trapdetektor 2 bei der Messung bei einer Wellenlänge von 700 nm ist im Anhang in Abbildung A 6 dargestellt.

6.3. Transmissionsmessung des $V(\lambda)$ -Keilfilters

Im Rahmen der neuen Rückführungsstrategie stellt die Messung der Transmission des $V(\lambda)$ -Keilfilters den finalen Messschritt bei der Bestimmung der photometrischen Empfindlichkeit des $V(\lambda)$ -Trapdetektors dar. Die dafür benötigten Messungen sind mit dem TULIP-Aufbau im Bestrahlungsstärkemode durchgeführt worden. Die genutzte Konfiguration des Aufbaus ist in Abbildung 42 dargestellt.

Für die Messung wurde der Monochromator genutzt, um über den gesamten untersuchten Spektralbereich von 360 nm bis 1000 nm eine konstante Bandbreite von 1 nm zu nutzen. Der pulse-to-cw Konverter wurde verwendet, um Effekte durch den gepulsten Laser zu reduzieren. Zur Formung eines möglichst homogenen divergenten Strahlungsfeldes wurde ein Mikrolinsenarray verwendet. Während der Messung wurden zwei Monitorphotodioden genutzt. Die Monitordioden dienen zur Messung der Laserleistung, um diese aktiv zu stabilisieren und um die zeitlich versetzt aufgenommenen Messwerte aufeinander zu beziehen. Dies verhindert die Auswirkung von zeitlichen Schwankungen der Laserleistung auf die Transmissionsmessung.

Um die Transmission des Filters relativ zur Blende messen zu können, wurden Filter und Blenden auf einer Linearachse montiert und alternierend in die Messposition vor dem Trapdetektor bewegt. Der Filter ist in diesem Fall das Messobjekt (engl.: DUT = device under test) und die Blende stellt die Referenz für die Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit dar. Zusätzlich wurde ein Reflexionstrapdetektor mit bekannter spektraler Empfindlichkeit eingesetzt und zwischen den Messungen von Filter und Blende genutzt. Der zusätzliche Detektor wird für eine spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeitsbestimmung des

Trapdetektors mit Blende und Filter genutzt, um die Messunsicherheit der Transmissionsmessung bestimmen zu können. Der Schwerpunkt liegt hierbei zunächst nicht auf der gemessenen Transmission, sondern auf der Bestimmung der assoziierten Messunsicherheit, da diese Messung einen wesentlichen Bestandteil der neuen Rückführungsstrategie darstellt.

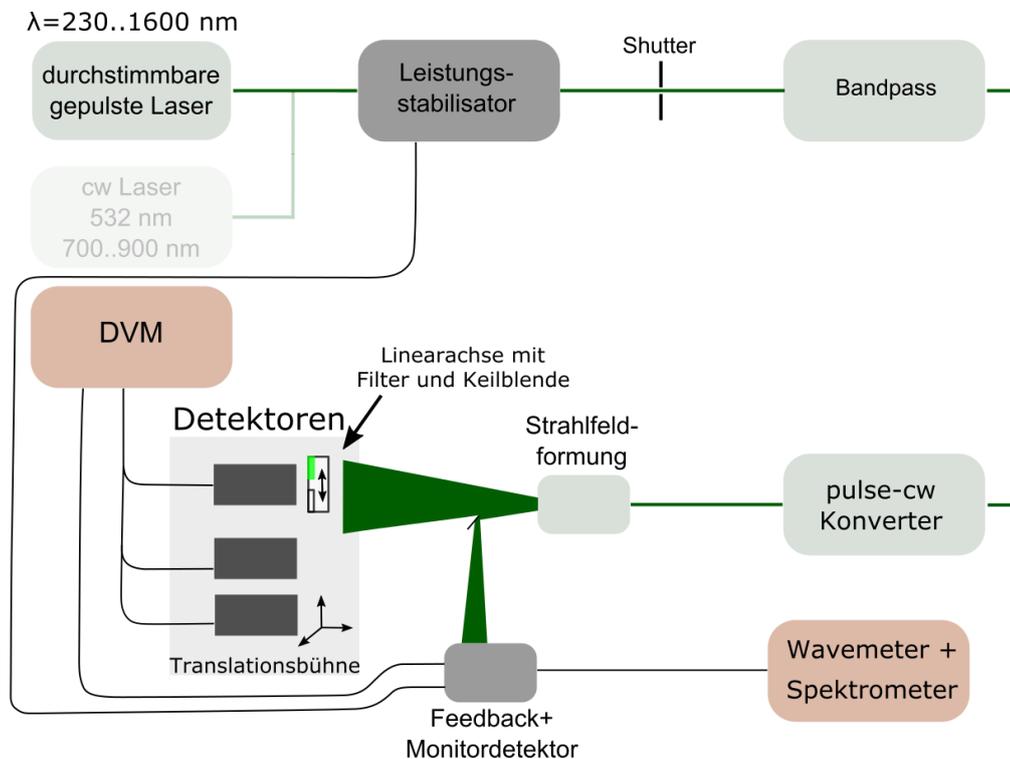


Abbildung 42: Schematischer Aufbau des TULIP-Setups für die Messung der Filtertransmission und den Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten.

Die Modellgleichung für die Bestimmung der relativen spektralen Transmission des Filters lautet:

$$\tau_{V,rel}(\lambda) = \frac{U_{DUT} \cdot U_{Mon,Ref}}{U_{Ref} \cdot U_{Mon,DUT}} \cdot \frac{R_{Ref}}{R_{DUT}} \cdot c_{wl}(\lambda) \cdot c_{bw}(\lambda) \quad (6.1)$$

wobei U_{DUT} bzw. U_{Ref} die an den Digitalvoltmetern angezeigten Spannungen der Strom-Spannungswandler (Photostromverstärker) für die Messung des Filters (DUT) und der Blende (Ref) sind. $U_{Mon,Ref}$ und $U_{Mon,DUT}$ sind die jeweils zeitgleich zur DUT- und Referenzmessung gemessenen Spannungen für den Monitordetektor. R_{Ref} und R_{DUT} sind die verwendeten Messwiderstände in den genutzten Photostromverstärkern. c_{wl} ist ein Korrekturfaktor für die Auswirkung der Unsicherheit der Wellenlänge auf die gemessene Transmission. c_{bw} ist die Korrektur für die bei der Messung genutzte spektrale Bandbreite. Für jeden Detektor wurden bis zu sechs Wiederholungsmessungen bei jeder Wellenlänge durchgeführt.

Für die Berechnung der Messunsicherheit der Spannungsmessungen wird über die Monitorkorrektur das Verhältnis der gemessenen Spannungen für jede

Wiederholungsmessung berechnet. Dies wird im Folgenden als U_{mess} bezeichnet. Die Unsicherheit von U_{mess} berechnet sich nach der Student-t-Verteilung der Wiederholungsmessungen.

Die Photostromverstärker bestehen unter anderem aus einem Widerstandsnetzwerk, welches für die Umsetzung unterschiedlicher Verstärkungsfaktoren geschaltet werden kann. Die genutzten Widerstände und die Unsicherheiten sind über die Kalibrierung der Photostromverstärker bekannt. Das Widerstandsnetzwerk bedingt eine Korrelation zwischen den einzelnen effektiven Widerständen unterschiedlicher Verstärkungsstufen innerhalb eines Verstärkers. Diese Korrelation wurde in der Betrachtung der Messunsicherheit vernachlässigt, da die Unsicherheiten der Messwiderstände keine begrenzende Komponente der gesamten Messunsicherheit sind.

Die Unsicherheit der Korrektur der Wellenlänge $c_{\text{wl}}(\lambda)$ wird vergleichbar zum Vorgehen in [26] berechnet. Allerdings wird die Unsicherheit $u(c_{\text{wl}}(\lambda))$ des Korrekturfaktors hier aus zwei Faktoren berechnet, um unterschiedliche Aspekte der Unsicherheit der Wellenlänge getrennt zu berücksichtigen. Die Unsicherheit der Korrektur berechnet sich aus:

$$u(c_{\text{wl}}(\lambda)) = u(c_{\text{wl,corr}}(\lambda)) \cdot u(c_{\text{wl,stab}}(\lambda)) \quad (6.2)$$

Hierbei ist $c_{\text{wl,corr}}(\lambda)$ der Korrekturfaktor für den Einfluss der Unsicherheit der Messung der Wellenlänge mit dem Spektrometer und $c_{\text{wl,stab}}(\lambda)$ der Korrekturfaktor für die Stabilität der Wellenlänge. Durch die direkte Messung der Wellenlänge mit einem Spektrometer ist der Faktor c_{wl} in Gleichung (6.1) Eins. Die Unsicherheit der beiden Teilfaktoren berechnet sich zueinander analog nach:

$$u(c_{\text{wl,corr/stab}}(\lambda)) = 1 - \frac{1 - u(\lambda) \cdot s'_{\text{DUT}}(\lambda)/s_{\text{DUT}}(\lambda)}{1 - u(\lambda) \cdot s'_{\text{Ref}}(\lambda)/s_{\text{Ref}}(\lambda)} \quad (6.3)$$

Hierbei ist $u(\lambda)$ jeweils die Unsicherheit der Wellenlänge, $s_{\text{DUT}}(\lambda)$ bzw. $s_{\text{Ref}}(\lambda)$ sind die spektralen Empfindlichkeiten des untersuchten Detektors und des Referenzdetektors und $s'_{\text{DUT}}(\lambda)$ bzw. $s'_{\text{Ref}}(\lambda)$ sind die Ableitungen der spektralen Empfindlichkeiten zur Wellenlänge. Der Faktor $u(c_{\text{wl,corr}}(\lambda))$ berechnet die Unsicherheit der Messung des Spektrometers. Für diesen Fall ist $u(\lambda)$ die Unsicherheit der Messung der Wellenlänge mit dem Spektrometer und wird als spektral vollständig korreliert angenommen. Im Rahmen der Kalibrierung des Spektrometers ist die entsprechende Messunsicherheit bestimmt worden. Der Faktor $u(c_{\text{wl,stab}}(\lambda))$ berechnet die Unsicherheit der Wellenlänge aus der Stabilität der Wellenlänge. $u(\lambda)$ wird in diesem Fall aus der Standardabweichung vom Mittelwert der Wellenlänge berechnet. Eine Änderung der Wellenlänge kann durch eine zeitliche Änderung der effektiven einschränkenden Bandpassfunktion als auch durch Abweichungen bei der Berechnung der Peakwellenlänge aus den gemessenen Spektren entstehen. Diese Einflüsse werden im Faktor $u(c_{\text{wl,stab}}(\lambda))$ zusammengefasst.

Für die Berechnung der Unsicherheit der Wellenlängenkorrektur wird in [26] die Kontinuität des Spektrums der Lichtquelle genutzt. In Formel (6.3) wird dort der Photostrom für Referenz und Messobjekt bzw. dessen Ableitung genutzt, welcher sich bedingt durch die Lichtquelle ebenfalls kontinuierlich verhält. So kann ohne die Kenntnis der spektralen Empfindlichkeit die Unsicherheit der Wellenlänge berücksichtigt werden. Für ein für jede Wellenlänge einzeln aktiv stabilisiertes Lasersystem wird hier stattdessen die spektrale Empfindlichkeit $s(\lambda)$ und deren Ableitung $s'(\lambda)$ des Detektors mit Filter und Blende genutzt. Die spektrale Empfindlichkeit wird im Vergleich zum zusätzlichen kalibrierten Trapdetektor gemäß der Modellgleichung bestimmt:

$$s_{\text{DUT}}(\lambda) = \frac{U_{\text{DUT}} \cdot U_{\text{Mon,Ref}}}{U_{\text{Ref}} \cdot U_{\text{Mon,DUT}}} \cdot \frac{R_{\text{Ref}}}{R_{\text{DUT}}} \cdot s_{\phi,\text{Ref}}(\lambda) \cdot A_K \quad (6.4)$$

wobei U_{DUT} , U_{Ref} , $U_{\text{Mon,Ref}}$, $U_{\text{Mon,DUT}}$, R_{Ref} und R_{DUT} wie in Formel (6.1) verwendet werden. Als Referenz dient hier ein zusätzlicher Trapdetektor und als DUT der Transmissionstrapdetektor jeweils mit Filter oder Blende. $s_{\phi,\text{Ref}}(\lambda)$ ist die kalibrierte spektrale Strahlungsleistungsempfindlichkeit des Trapdetektors und A_{Ref} die mechanische Blende, durch die die Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Referenzdetektors definiert wird. Die nach Formel (6.4) berechneten spektralen Empfindlichkeiten für den Trapdetektor mit Blende und Filter dienen ausschließlich für die Betrachtung der Unsicherheit der Wellenlängenkorrektur. Aus diesem Grund wird auf die Korrekturfaktoren und die Berechnung der Unsicherheit der spektralen Empfindlichkeiten an diesem Punkt verzichtet.

Die Berechnung der Bandbreitenkorrektur wird über eine iterative Richardson-Lucy-Entfaltung durchgeführt [85], [86]. Die Unsicherheit der Bandbreitenkorrektur wird durch Variation basierend auf der Unsicherheit der Bandbreite berechnet. Der genutzte Bandpass von 1 nm Breite wurde am Austrittspalt des Monochromators eingestellt und mit Hilfe eines hochauflösenden Echelle-Spektrometers an mehreren Wellenlängen überprüft. Als Unsicherheit für die Breite des Bandpasses wird 10% als konservative Abschätzung genutzt.

Die Berechnung der Unsicherheit der Transmission erfolgt gemäß GUM supplement 1 [6] mit einer Monte Carlo Methode mit der Modellgleichung (6.1). Die resultierende relative Transmission des Filters ist in Abbildung 43 dargestellt. Die relative Gesamtmessunsicherheit sowie eine Aufschlüsselung nach den einzelnen Unsicherheitskomponenten sind in Abbildung 44 dargestellt.

Die dominierenden Komponenten in der Messunsicherheit sind zum einen die Messung der Wellenlänge und zum anderen das Messsignal selbst. Durch die Nutzung des 1 nm Bandpasses für die Messung wird das Signal-Rausch Verhältnis bei der zur Verfügung stehenden Laserleistung unterhalb von 420 nm und oberhalb von etwa 720 nm zunehmend schlecht und ist damit die beschränkende Komponente in der Messunsicherheit dieser Messung. Im Bereich von 930 nm bis 970 nm wird die verfügbare Laserleistung zusätzlich durch Absorption in den genutzten Fasern stark reduziert. Durch die Wahl eines breiteren Bandpasses für die

spektralen Bereiche hoher Filterabsorption lässt sich dies in zukünftigen Messungen im Rahmen der neuen Rückführung verbessern. Die Unsicherheit der Wellenlänge ist wesentlich durch die Unsicherheit des Spektrometers gegeben, welches zur Messung der Wellenlänge genutzt wurde.

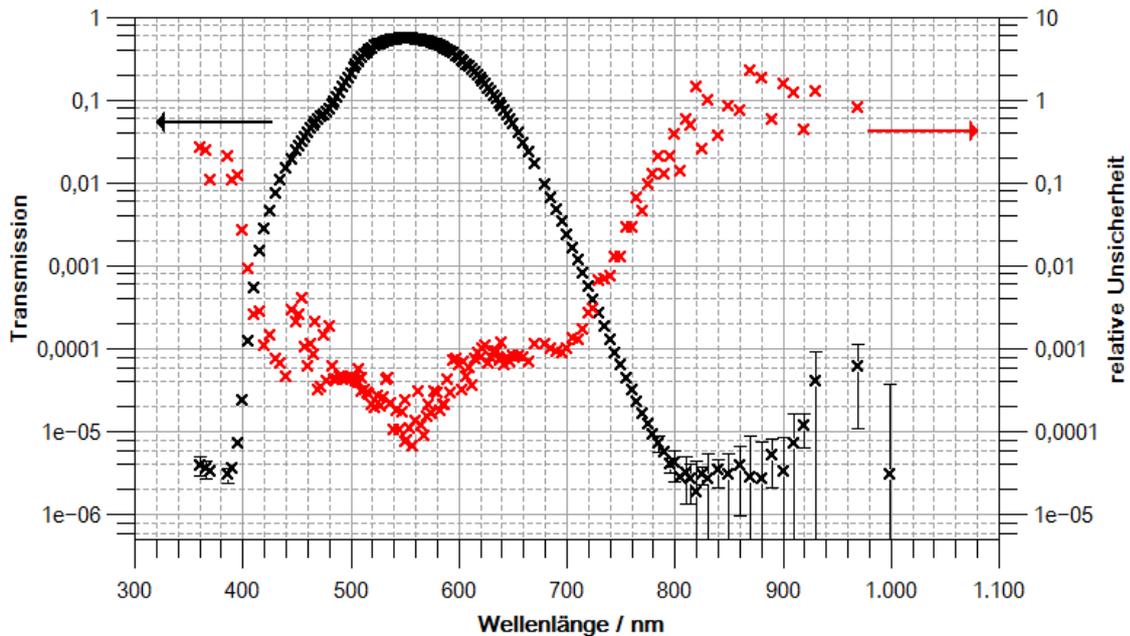


Abbildung 43: Relative Transmission des $V(\lambda)$ -Keilfilters. Die gemessene Transmission ist in schwarz dargestellt, mit den Standardmessunsicherheiten als Fehlerbalken. Die relative Standardmessunsicherheit ist in Rot dargestellt.

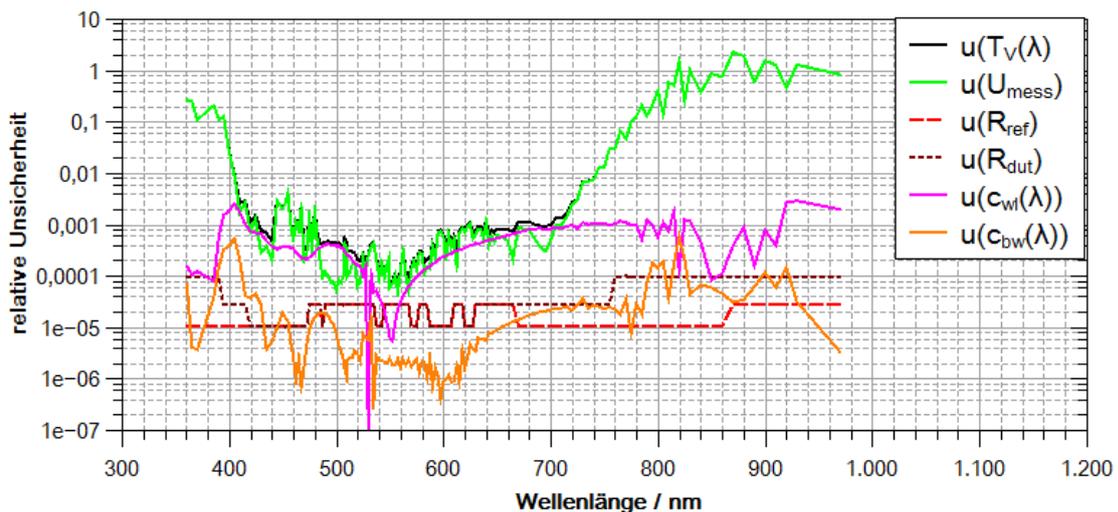


Abbildung 44: Relative Messunsicherheiten der einzelnen Komponenten für die Messung der Transmission des $V(\lambda)$ Keilfilters relativ zur Keilblende.

Im Rahmen der neuen Rückführungsstrategie wird bei dieser Messung im Bestrahlungsstärkemode des Detektors die Kamera hinter dem Detektor genutzt, die in Kapitel 4.3 bereits vorgestellt wurde. Zum Zeitpunkt der Messungen konnte die Kamera noch nicht genutzt werden, da zunächst eine geeignete Implementierung der Kamera in den Messaufbau gefunden werden musste.

7. Kalibrierung des Detektors nach alter Rückführungsstrategie

In diesem Kapitel werden die Kalibriermessungen vorgestellt, die während der Arbeit am $V(\lambda)$ -Trapdetektor durchgeführt wurden. Diese Messungen sind mit der alten Rückführung als Rahmen durchgeführt worden und dienen dazu, einen Eindruck von den spektralen und photometrischen Eigenschaften des Detektors zu erhalten. Auf Basis dieser Messungen und der Ergebnisse können anschließend optimierte Messstrategien für die neue Rückführung mit dem TULIP-Aufbau formuliert werden.

7.1. Spektrale Strahlungsleistungsempfindlichkeit

Im Rahmen der neuen Rückführungsstrategie wird der Trapdetektor als Kernelement des $V(\lambda)$ -Trapdetektors zukünftig an einem kryogenen elektrischen Substitutionsradiometer im Hinblick auf die Strahlungsleistungsempfindlichkeit kalibriert (siehe Kapitel 3.2). Um diesen Schritt vorzubereiten und spezielle Anforderungen des Detektors an die Messung zu identifizieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit der Trapdetektor mit dem TULIP-Aufbau auf seine Strahlungsleistungsempfindlichkeit kalibriert. Diese Messungen wurden mit zwei kalibrierten Trapdetektoren als Referenz durchgeführt. Am Messplatz des Kryoradiometers werden für die Kalibrierung spektral durchstimmbare, sehr schmalbandige cw-Laser genutzt, weswegen die an TULIP vorhandenen cw-Laser bei einer Wellenlänge von 532 nm und mehrere Wellenlängen des Ti:Sa-Lasers oberhalb von 680 nm für die Messung benutzt wurden.

Alle genutzten Detektoren wurden mit geschwärzten mechanischen Blenden versehen, die einen gleichen nominellen Durchmesser von 6 mm aufweisen. Auf eine Kalibrierung der Fläche der Blenden wurde verzichtet, da diese Blenden nur zur Einschränkung des Streulichtes dienen. Eine genaue Kenntnis der Fläche ist damit nicht notwendig.

Da der Detektor im Strahlungsleistungsmodus gemessen werden soll, ist die Strahlformung und die Qualität des Laserstrahls von besonderer Bedeutung bei dieser Messung. Der genutzte Laserstrahl muss möglichst kreisförmig sein, darf also keine Nebenmaxima oder Reflexe haben. Der Anteil des Strahls, der durch die kreisförmigen Blenden auf die Detektoren fällt, sollte möglichst groß und der nicht gemessene Streulichtanteil entsprechend gering sein. So „sehen“ alle Detektoren den gleichen Laserstrahl und die bekannte Empfindlichkeit der Referenzdetektoren kann für die Kalibrierung des Testdetektors genutzt werden.

Hierfür wurde ein Raumfilter mit einer Lochblende aufgebaut. Hinter der Lochblende entsteht durch Beugung ein Muster aus Airy-Ringen [74]. Durch die Verwendung von Blenden mit einem Radius, der im ersten Minimum der kreisförmigen Intensitätsverteilung liegt, und Linsen zur Kollimation lässt sich ein Laserstrahl formen. Der resultierende kollimierte Strahl hatte für alle Wellenlängen einen Durchmesser des $1/e^2$ Wertes von 2,8 mm. Das Streulicht um den Strahl, welches durch den Raumfilter und die Justierung der Blenden auf das Minimum der Airy-Scheiben zustande kommt, hat ein Kontrastverhältnis von 1:100000 zur Intensität in der Mitte des Strahls. Aus diesem Grund wurde außer von der Verwendung gleich gefertigter Blenden mit 6 mm nominellem Durchmesser vor den Test- und Referenzdetektoren auf weitere Korrekturen für das Streulicht verzichtet.

Als Referenzdetektoren sind zwei Trapdetektoren genutzt worden. Der Trapdetektor mit der Bezeichnung „T11“ ist ein Reflexionstrapdetektor mit drei Photodioden. Als Photodioden sind hier, wie im Transmissionstrapdetektor des $V(\lambda)$ -Trapdetektors, Dioden des Typs Hamamatsu S1337 verwendet worden. Der zweite Referenztrapdetektor „ENV03B“ ist ebenfalls ein Reflexionstrapdetektor mit drei Photodioden. In diesem Detektor wurden Photodioden des Typs S1227 von Hamamatsu verwendet, welche, im Gegensatz zu den S1337 Photodioden, andere spektrale Eigenschaften aufweisen.

Die spektrale Strahlungsleistungsempfindlichkeit des zu kalibrierenden Detektors wird durch folgende Messgleichung beschrieben:

$$s_{\phi}(\lambda) = \frac{U_{\text{DUT}} \cdot U_{\text{Mon,ref}}}{U_{\text{ref}} \cdot U_{\text{Mon,DUT}}} \cdot \frac{R_{\text{ref}}}{R_{\text{DUT}}} \cdot s_{\phi,\text{ref}}(\lambda) \cdot c_{\text{pol}}(\lambda) \cdot c_{\text{wl}}(\lambda) \quad (7.1)$$

Die einzelnen Faktoren sind wie in Gleichung (6.1) genutzt. $c_{\text{pol}}(\lambda)$ ist der Korrekturfaktor für die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Polarisierung und basiert auf den Voruntersuchungen aus Kapitel 6.2 und berechnet sich als:

$$c_{\text{pol}}(\lambda) = 1 + \Delta s_{\text{pol}} \cdot P_{\text{pol}}(\lambda) \cdot \sin(2\pi \cdot \varphi) \quad (7.2)$$

Hierbei ist Δs_{pol} die Polarisationsabhängigkeit des Detektors nach Kapitel 6.2, $P_{\text{pol}}(\lambda)$ ist der Grad der linearen Polarisierung [72] des einfallenden Laserstrahls oder des Strahlungsfeldes und φ ist der Polarisationswinkel. Die Unsicherheit der Korrektur wird entsprechend aus den Unsicherheiten der einzelnen Parameter berechnet.

Die berechneten Strahlungsleistungsempfindlichkeiten für den Transmissionstrapdetektor mit Keilblende sind für beide Referenzdetektoren in Abbildung 45 dargestellt. Die zugehörigen Messunsicherheiten der Komponenten der Messgleichung (7.1), sowie die relative

Gesamtmessunsicherheit, sind in Abbildung 46 für die Messung gegen den Referenzdetektor ENV03B und in Abbildung 47 für die Messung gegen den Referenzdetektor T11 dargestellt.

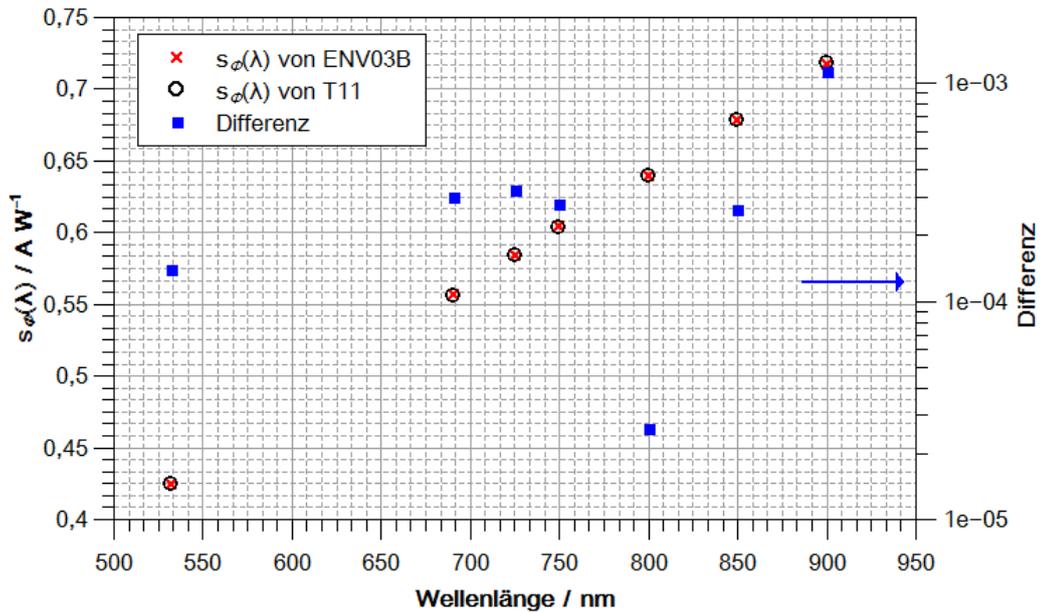


Abbildung 45: Gemessene Strahlungsleistungsempfindlichkeiten für den Transmissionstrapdetektor. Die Messungen mit dem Referenzdetektor ENV03B sind als rote Kreuze eingetragen, die Messungen mit dem Referenzdetektor T11 sind als schwarze Kreise eingezeichnet. In Blau ist die Differenz der beiden Empfindlichkeiten auf der rechten y-Achse logarithmisch eingezeichnet.

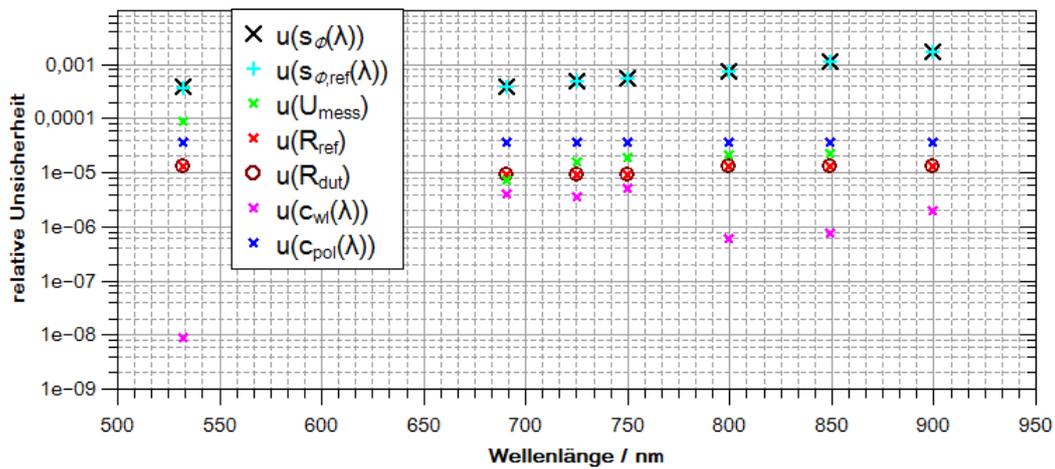


Abbildung 46: Relative Standardmessunsicherheit für die Strahlungsleistungskalibrierung des Transmissionstrapdetektors mit dem Detektor ENV03B als Referenz. U_{mess} stellt hierbei die kombinierte Unsicherheit der Spannungsmessung am Test-, Referenz- und Monitordetektor dar.

Die berechnete Messunsicherheit für die Kalibrierung gegen den ENV03B bei einer Wellenlänge von 532 nm ist in Tabelle 5 aufgeschlüsselt.

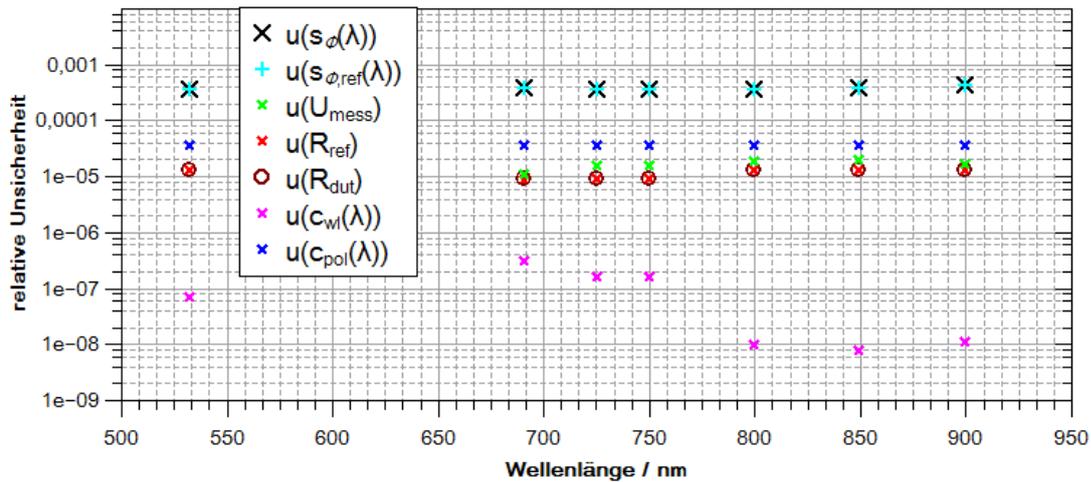


Abbildung 47: Relative Standardmessunsicherheit für die Strahlungsleistungskalibrierung des Transmissionstrapdetektors mit dem Detektor T11 als Referenz. U_{mess} stellt hierbei die kombinierte Unsicherheit der Spannungsmessung am Test-, Referenz- und Monitordetektor dar.

Tabelle 5: Übersicht der Messunsicherheitsbeiträge für die Strahlungsleistungskalibrierung bei einer Wellenlänge von 532 nm gegen den Referenzdetektor ENV03B. Der Vollständigkeit halber erfolgt die Angabe der angenommenen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (PDF) für die Unsicherheit der Eingangsgrößen und der entsprechenden Freiheitsgrade bei Wiederholungsmessungen.

Unsicherheitsquelle	Unsicherheit der Quelle	Freiheitsgrade	PDF	Sensitivitätskoeffizient	Beitrag zur Unsicherheit
Empfindlichkeit des Referenzdetektors ($s_{\phi,ref}(\lambda)$)	$3,7 \cdot 10^{-4}$	∞	Normal	1	$3,6 \cdot 10^{-4}$
Messung der Spannung (U_{mess})	$1,7 \cdot 10^{-5}$	9	Student-T	1	$8,5 \cdot 10^{-5}$
Messwiderstand des Photostromverstärkers der Referenz (R_{ref})	$1,11 \cdot 10^{-5}$	∞	Normal	1	$1,26 \cdot 10^{-5}$
Messwiderstand des Photostromverstärkers des Messobjekts (R_{dut})	$1,19 \cdot 10^{-5}$	∞	Normal	1	$1,26 \cdot 10^{-5}$
Polarisationsabhängigkeit des Trapdetektors (Δs_{pol})	$4 \cdot 10^{-6}$	∞	Rechteck	1	$3,5 \cdot 10^{-5}$
Messung der Wellenlänge (λ)	$5,4 \cdot 10^{-4}$	29	Student-T	1	$8,4 \cdot 10^{-9}$
Kombinierte Unsicherheit					$3,8 \cdot 10^{-4}$

In Abbildung 46 und Abbildung 47 ist zu erkennen, dass bei der Kalibrierung der Strahlungsleistungsempfindlichkeit die Unsicherheit des verwendeten Referenzdetektors die dominante Komponente der Messunsicherheit darstellt.

Um die gemessenen spektralen Strahlungsleistungsempfindlichkeiten der Kalibrierungen gegen die unterschiedlichen Referenzdetektoren zu vergleichen, wurde der Grad der Äquivalenz E_N nach [87] aus der Differenz der Empfindlichkeitswerte zum Vergleich der erweiterten Messunsicherheit dieser Differenz mit folgender Gleichung berechnet:

$$E_N = \frac{|s_{DUT}(\lambda) - s_{Ref}(\lambda)|}{\sqrt{U^2(s_{DUT}(\lambda)) + U^2(s_{Ref}(\lambda))}} \quad (7.3)$$

Hierbei sind s_{DUT} und s_{Ref} die zu vergleichenden Größen, in diesem Fall die Strahlungsleistungsempfindlichkeiten, und $U(s_{DUT}(\lambda))$ und $U(s_{Ref}(\lambda))$ sind die erweiterten Messunsicherheiten entsprechend 95,45% Überdeckung. Die berechnete Übereinstimmung nach Gleichung (7.3) ist in Abbildung 48 dargestellt. Ist $E_N \leq 1$, so sind die Messergebnisse konsistent. Bei den hier durchgeführten Kalibrierungen zeigt sich also eine Übereinstimmung im Rahmen der jeweiligen Messunsicherheiten.

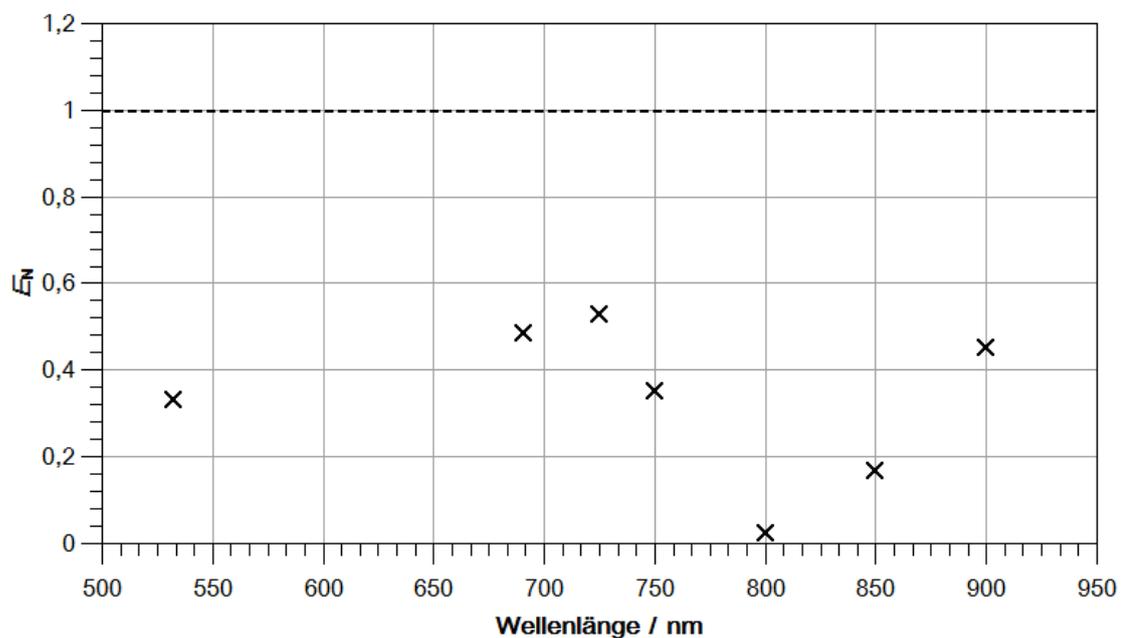


Abbildung 48: Grad der Äquivalenz der Strahlungsleistungsempfindlichkeitskalibrierung gegen die Referenzdetektoren T11 und ENV03B. Zur Beurteilung wurde der Grenzwert $E_N = 1$ eingezeichnet.

7.2. Spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit

Im Rahmen der Arbeit wurde der $V(\lambda)$ -Trapdetektor ebenso im Hinblick auf seine Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit kalibriert. In diesem Kapitel werden die Messungen am TULIP Aufbau beschrieben und die Berechnung der zugehörigen Messunsicherheit aufgezeigt. Die ermittelten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten sind zum einen für die Konfiguration mit $V(\lambda)$ -Keilfilter und zum anderen für die Konfiguration mit Keilblende des $V(\lambda)$ -Trapdetektors gegen die zwei bereits erwähnten Referenzdetektoren T11 und ENV03B berechnet.

Aus dem Vergleich der Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Detektors mit Keilblende und der Strahlungsleistungsempfindlichkeit aus dem vorherigen Kapitel 7.1 lässt sich eine erste Aussage über die absolute Transmission der Keilblende treffen. Die Transmission der Blende wird für die neue Rückführungsstrategie benötigt und muss entsprechend kalibriert sein.

Die Kalibrierung des Detektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter stellt gleichzeitig eine Kalibrierung eines photometrischen Detektors mit der alten Rückführungskette dar. Die so ermittelten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten und die daraus berechneten photometrischen Empfindlichkeiten des Detektors können nach Durchführung der neuen Rückführungskette als Vergleichswerte genutzt werden.

Die Konfiguration des TULIP Aufbaus für die Messung der Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit ist bereits in Kapitel 6.3 beschrieben und soll an dieser Stelle kurz wiederholt werden. Als Strahlungsquelle wurden die spektral durchstimmbaren gepulsten Femtosekundenlaser genutzt, deren Bandbreite über einen Monochromator auf 1 nm beschränkt wurde. Die Formung des Strahlungsfeldes wurde mit einem Mikrolinsenarray durchgeführt.

Dabei erfolgt die Bestimmung der Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit nach der folgenden Messgleichung:

$$S_E(\lambda) = \frac{U_{DUT} \cdot U_{Mon,ref} \cdot R_{ref}}{U_{ref} \cdot U_{Mon,DUT} \cdot R_{DUT}} \cdot S_{\phi,ref}(\lambda) \cdot A_{ref} \cdot c_{ges}(\lambda) \quad (7.4)$$

Wobei der Korrekturfaktor $c_{ges}(\lambda)$ als Produkt folgender Korrekturfaktoren gegeben ist:

$$c_{ges}(\lambda) = c_{wl}(\lambda) \cdot c_{bw}(\lambda) \cdot c_{pol}(\lambda) \cdot c_{unif}(\lambda) \cdot c_{dist} \quad (7.5)$$

Die einzelnen Faktoren sind wie bei der Berechnung der Transmission gegeben. Für die Strahlungsleistungsempfindlichkeit $S_{\phi,ref}(\lambda)$ der Referenzdetektoren werden für diese Kalibrierung die Korrelationen berücksichtigt. A_{ref} ist die kalibrierte Fläche der mechanischen Blenden der Referenzdetektoren und der assoziierten Unsicherheit entsprechend der Kalibrierung. Als zusätzliche Korrekturfaktoren sind $c_{unif}(\lambda)$ als Korrektur für die Homogenität der Detektoren und des Strahlungsfeldes und $c_{dist}(\lambda)$ als Korrektur für die Ausrichtung der Detektoren in der Entfernung zum Mikrolinsenarray berücksichtigt.

Als Abschätzung für die Polarisationskorrektur $c_{\text{pol}}(\lambda)$ wird die von Schuster [24] gemessene Restpolarisation für das vom Mikrolinsenarray erzeugte Strahlungsfeld von unter 1 % mit einer unbekanntem Ausrichtung der Polarisationsrichtung genutzt. Die Korrektur der Wellenlänge $c_{\text{wl}}(\lambda)$ und der Bandbreite $c_{\text{bw}}(\lambda)$ erfolgen wie bereits beschrieben.

Der Korrekturfaktor c_{dist} wird Eins gesetzt, da die Detektoren nominell auf die gleiche Entfernung vom Mikrolinsenarray positioniert sind. Die Unsicherheit des Korrekturfaktors ergibt sich aus der Unsicherheit der Ausrichtung der Detektorposition $u(d)$ über die Gesamtentfernung d_0 zwischen den Detektoren und dem Mikrolinsenarray zu:

$$u(c_{\text{dist}}) = \sqrt{(u(d_{\text{DUT}})/d_0)^2 + (u(d_{\text{ref}})/d_0)^2} \quad (7.6)$$

Der Korrekturfaktor $c_{\text{unif}}(\lambda)$ dient der Korrektur der Inhomogenität der Empfindlichkeit der Detektoren und der Inhomogenität des während der Messung genutzten Strahlungsfeldes. Für die Korrektur wurden zusätzlich zu den in Kapitel 6.1 gezeigten Homogenitätsmessungen des Transmissionstrapdetektors Messungen an den Detektoren T11 und ENV03B durchgeführt. Da Inhomogenitäten des Strahlungsfeldes ebenfalls korrigiert werden müssen, wurde die Bestrahlungsstärkeverteilung im Strahlungsfeld gemessen. Hierfür wurde ein Trapdetektor mit einer Blende von 1 mm Durchmesser genutzt und das Strahlungsfeld durch Bewegung des Detektors relativ zum Strahlungsfeld gemessen. Das Produkt der relativen Empfindlichkeitsverteilungen der Detektoren $s_{\text{rel}}(x, y, \lambda)$ und der relativen Verteilungen der Bestrahlungsstärken $E_{\text{rel}}(x, y, \lambda)$ über die durch die Blendenfläche A gegebene Fläche wird für Referenzdetektor und Testdetektor berechnet und zur Korrektur genutzt:

$$c_{\text{unif}}(\lambda) = \left[\frac{\iint_A s_{\text{rel,DUT}}(x, y, \lambda) dx dy}{\iint_A s_{\text{rel,DUT}}(x, y, \lambda) \cdot E_{\text{rel}}(x, y, \lambda) dx dy} \right] \cdot \left[\frac{\iint_A s_{\text{rel,ref}}(x, y, \lambda) \cdot E_{\text{rel}}(x, y, \lambda) dx dy}{\iint_A s_{\text{rel,ref}}(x, y, \lambda) dx dy} \right] \quad (7.7)$$

Die räumliche Verteilung des Strahlungsfeldes wurde an mehreren Stützstellen zwischen 410 nm und 900 nm gemessen. Für Werte außerhalb dieses Bereichs wurde die Korrektur mit einer erhöhten assoziierten Unsicherheit extrapoliert.

Die berechneten Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten $s_E(\lambda)$ für den $V(\lambda)$ -Trapdetektor in der Konfiguration mit Keilblende für die Kalibrierung gegen den Referenzdetektor ENV03B ist in Abbildung 49 dargestellt. Die entsprechende relative Standardmessunsicherheit mit den einzelnen Komponenten der Unsicherheit für diese Kalibrierung ist in Abbildung 50 dargestellt. Es ist erkennbar, dass die Unsicherheit der Empfindlichkeit des Referenzdetektors und die Unsicherheit der mechanischen Blende im Großteil des Spektrums die limitierenden Komponenten der Messunsicherheit sind. Die Unsicherheit der Homogenitätskorrektur in den Bereichen der Extrapolation stellt unterhalb von 410 nm und oberhalb von 900 nm ebenfalls eine große Komponente zur gesamten jeweiligen Unsicherheit dar. Der Beitrag dieser

Unsicherheit kann in Zukunft durch zusätzliche Messungen in den entsprechenden spektralen Bereichen reduziert werden.

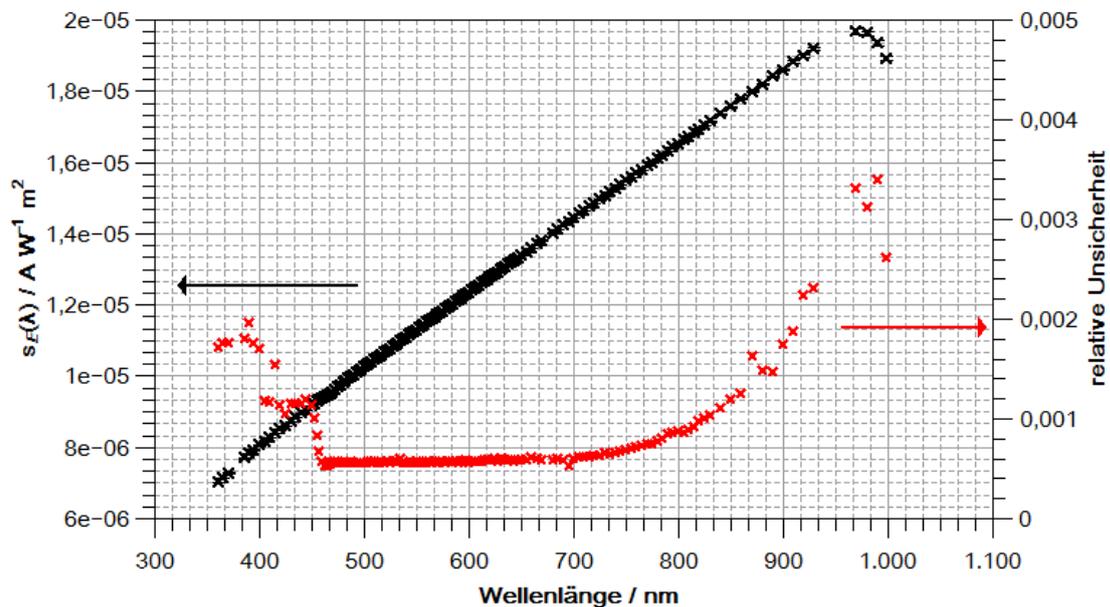


Abbildung 49: Messung der ermittelten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit Keilblende gegen den ENV03B als Referenzdetektor. Die Empfindlichkeit (schwarz) ist mit der berechneten absoluten Standardmessunsicherheit als Fehlerbalken und der relativen Messunsicherheit (rot) dargestellt.

Die resultierenden spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten für den Trapdetektor mit Keilblende für die Kalibrierung mit dem Referenzdetektor T11 sind in Abbildung 51 und die entsprechende Unsicherheit in Abbildung 52 dargestellt. Im Vergleich zur Kalibrierung gegen

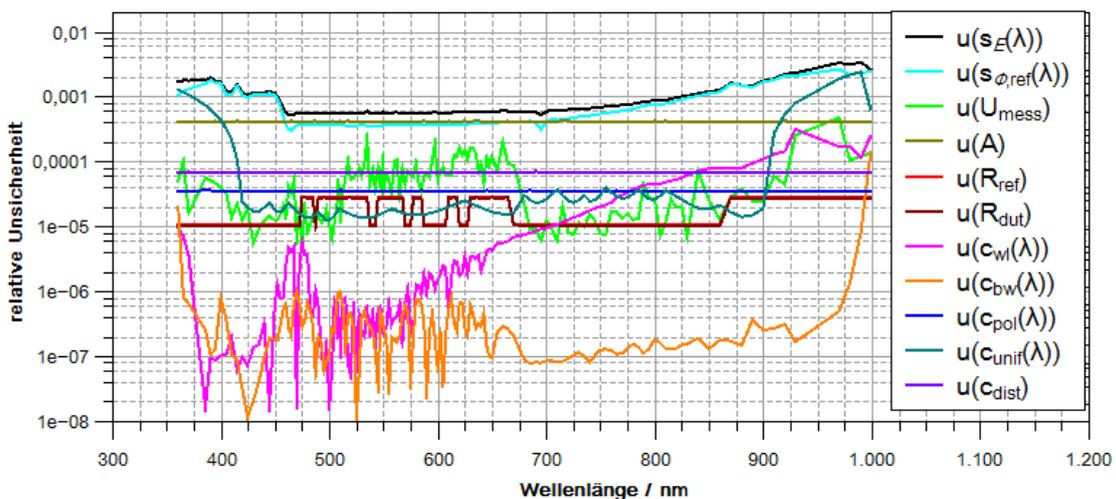


Abbildung 50: Logarithmische Darstellung der relativen Standardmessunsicherheit für die Bestimmung der Bestrahlungsstärke des Trapdetektors mit Keilblende mittels des ENV03B Referenzdetektors.

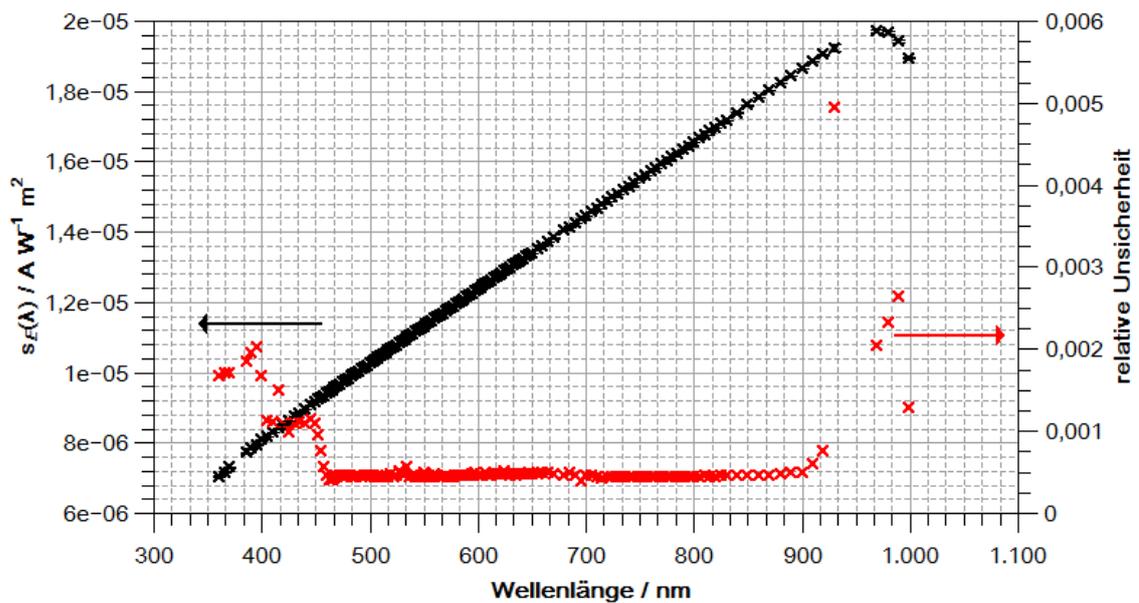


Abbildung 51: Messung der ermittelten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit Keilblende gegen den T11 als Referenzdetektor. Die Empfindlichkeit (schwarz) ist mit der berechneten absoluten Standardmessunsicherheit als Fehlerbalken und der relativen Messunsicherheit (rot) dargestellt.

den ENV03B Detektor ist der Anstieg der Unsicherheit der Referenzempfindlichkeit oberhalb von 800 nm reduziert.

Da im Transmissionsdetektor und im Detektor T11 Photodioden des gleichen Typs verwendet wurden, sind wegen der ähnlichen spektralen Empfindlichkeit von Transmissionstrapdetektor und dem T11 Detektor die Unsicherheit der Wellenlänge und der Bandbreite hier die kleinsten Einflussgrößen in der Unsicherheit.

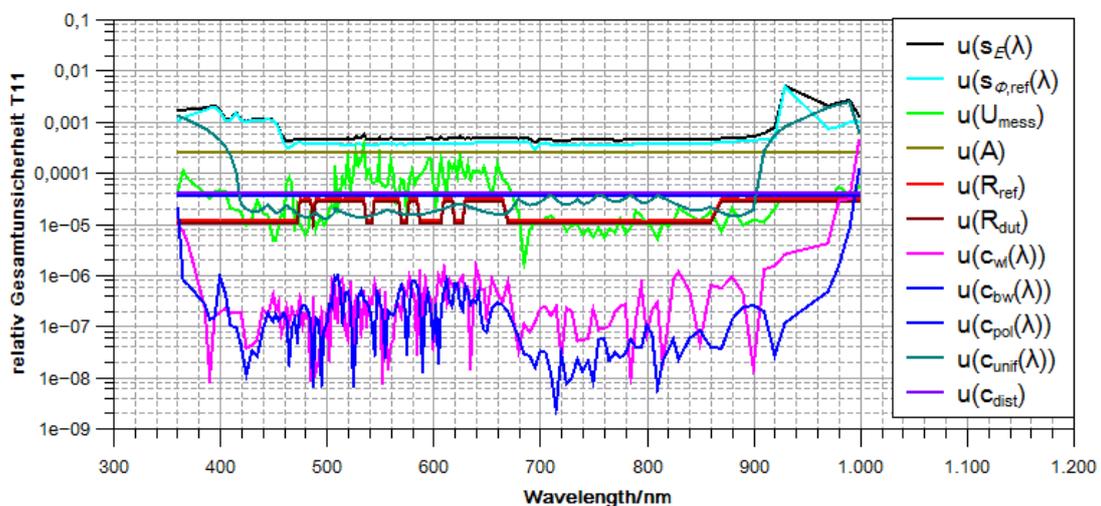


Abbildung 52: Logarithmische Darstellung der relativen Standardmessunsicherheit für die Bestimmung der Bestrahlungsstärke des Trapdetektors mit Keilblende mittels des T11 Referenzdetektors.

Der Grad der Äquivalenz der Messungen mit den unterschiedlichen Referenzdetektoren wurde nach Formel (7.3) berechnet und ist in Abbildung 53 dargestellt. Für den größten Teil des gemessenen Spektralbereichs zeigt sich die Konsistenz der Messergebnisse. Für einzelne Messpunkte ergibt sich ein $E_N > 1$. Verursacht werden kann dies durch eine zu geringe Messunsicherheit. Die hier getroffene Messunsicherheitsbetrachtung vernachlässigt unter anderem die Linearität der Detektoren und die Temperaturabhängigkeiten der Empfindlichkeit. Eine Erhöhung der relativen Messunsicherheiten um $5 \cdot 10^{-5}$ würde bereits zu einer Konsistenz der Messwerte führen.

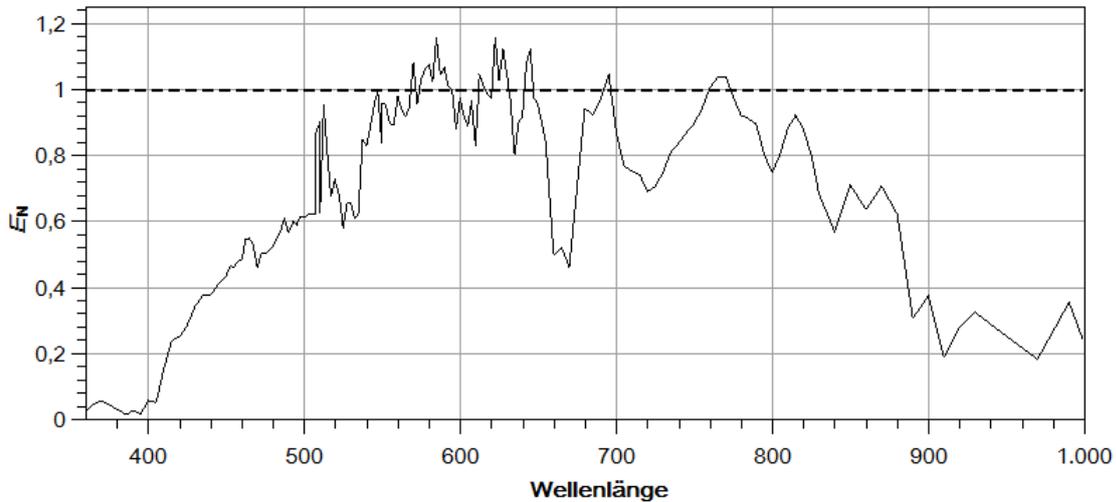


Abbildung 53: Grad der Äquivalenz der Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit Keilblende gemessen gegen den T11 und den ENV03B. Zur Beurteilung wurde der Grenzwert $E_N = 1$ eingezeichnet.

Die spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten für den $V(\lambda)$ -Trapdetektor mit $V(\lambda)$ -Filter, gemessen gegen den T11, sind in Abbildung 54 und die entsprechenden Messunsicherheiten in Abbildung 55 dargestellt. Die entsprechende Abbildung bzgl. des ENV03B als Referenzdetektor ist zur Vollständigkeit im Anhang in Abbildung A 5 dargestellt, da in den Darstellungen kein Unterschied sichtbar ist.

Der Grad der Äquivalenz der Messungen gegen die beiden unterschiedlichen Referenzdetektoren ist in Abbildung 56 dargestellt. Die Messungen sind konsistent zueinander mit Ausnahme der Messpunkte bei 570 nm und 585 nm. Für die Messunsicherheitsbetrachtung der Messung mit dem $V(\lambda)$ -Keilfilter gelten dieselben Einschränkungen wie für die Messungen mit der Keilblende.

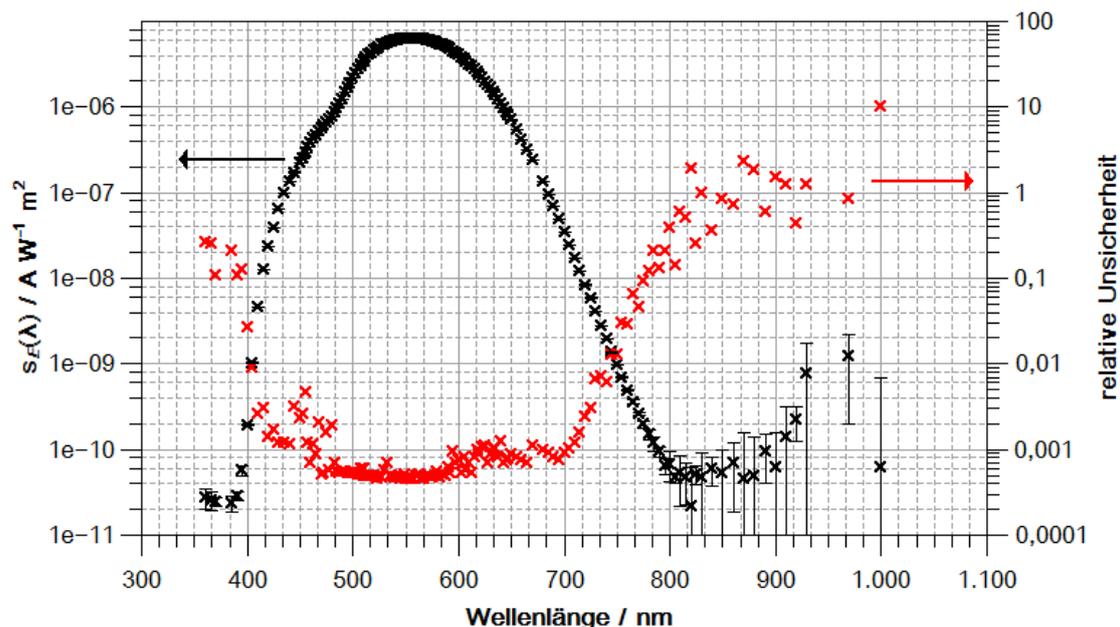


Abbildung 54: Messung der ermittelten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter gegen den T11 als Referenzdetektor. Die Empfindlichkeit (schwarz) ist mit der berechneten absoluten Standardmessunsicherheit als Fehlerbalken und der relativen Messunsicherheit (rot) dargestellt.

Wie in der Messung der Transmission des $V(\lambda)$ -Keilfilters ist die dominierende Komponente der Messunsicherheit das gemessene Signal selbst. Eine Aufschlüsselung der grafischen Darstellung aus Abbildung 55 ist für die Wellenlänge von 532 nm in Tabelle 6 gegeben.

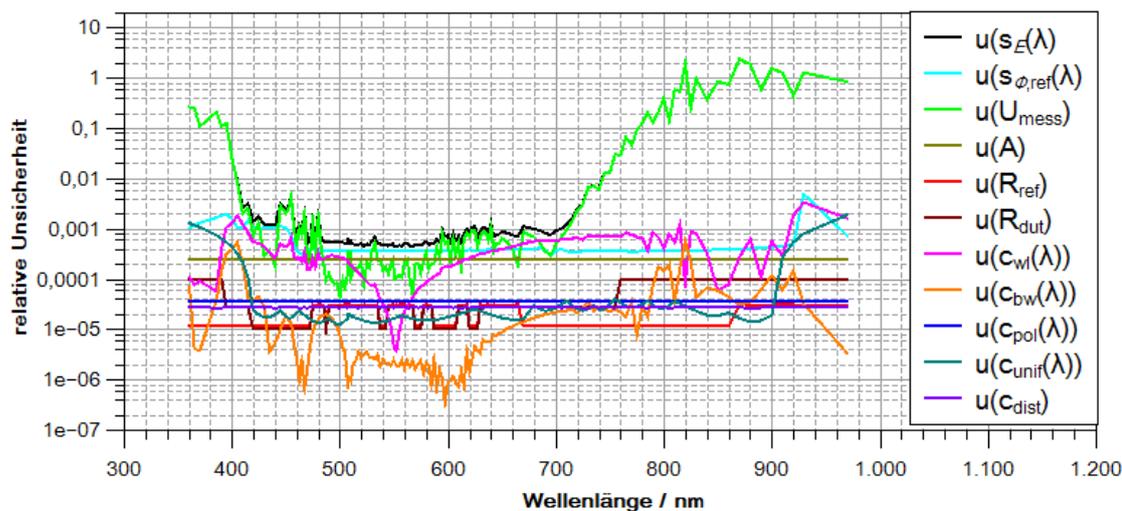


Abbildung 55: Logarithmische Darstellung der relativen Standardmessunsicherheit für die Bestimmung der Bestrahlungsstärke des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter mittels des T11 Referenzdetektors.

Tabelle 6: Übersicht der Messunsicherheitsbeiträge für die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit bei einer Wellenlänge von 532 nm für den Referenzdetektor T11. Der Vollständigkeit halber erfolgt die Angabe der angenommenen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (PDF) für die Unsicherheit der Eingangsgrößen und der entsprechenden Freiheitsgrade bei Wiederholungsmessungen.

Unsicherheitsquelle	Unsicherheit der Quelle	Freiheitsgrade	PDF	Sensitivitätskoeffizient	Beitrag zur Unsicherheit
Messung der Spannung (U_{mess})	$1,2 \cdot 10^{-4}$	5	Student-T	1	$5,2 \cdot 10^{-4}$
Empfindlichkeit des Referenzdetektors ($s_{\phi, \text{ref}}$)	$3,7 \cdot 10^{-4}$	∞	Normal	1	$3,6 \cdot 10^{-4}$
Fläche der Referenzblende (A_{ref})	$2,5 \cdot 10^{-4}$	∞	Normal	1	$2,5 \cdot 10^{-4}$
Messung der Wellenlänge (λ)	$1,1 \cdot 10^{-5}$	23	Student-T	1	$7,7 \cdot 10^{-5}$
Polarisationsabhängigkeit des Trapdetektors (Δs_{pol})	$4 \cdot 10^{-6}$	∞	Rechteck	1	$3,5 \cdot 10^{-5}$
Messwiderstand des Photostromverstärkers der Referenz (R_{ref})	$3,1 \cdot 10^{-5}$	∞	Normal	1	$3,0 \cdot 10^{-5}$
Messwiderstand des Photostromverstärkers des Messobjekts (R_{DUT})	$2,7 \cdot 10^{-5}$	∞	Normal	1	$2,7 \cdot 10^{-5}$
Ausrichtung der Detektoren ($d_{\text{DUT}}, d_{\text{ref}}$)	$1 \cdot 10^{-4}$	∞	Normal	1	$2,7 \cdot 10^{-5}$
Bestimmung der Inhomogenitäten (c_{unif})	$1 \cdot 10^{-4}$	∞	Normal	1	$1,3 \cdot 10^{-5}$
Messung der Bandbreite (c_{bw})	$5 \cdot 10^{-5}$	∞	Rechteck	1	$2,5 \cdot 10^{-6}$
Kombinierte Unsicherheit					$7,0 \cdot 10^{-4}$

Bei der Messung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit ist, wie bei der Messung der Transmission aus Abschnitt 6.3, das Signal-Rausch-Verhältnis in den Bereichen starker Absorption des $V(\lambda)$ -Filters limitierend. Um die Auswirkungen der stark erhöhten Messunsicherheit im langwelligen Spektralbereich und unterhalb von 410 nm auf die Messunsicherheit der photometrischen Empfindlichkeit quantifizieren zu können, wurden Nachmessungen zur Bestimmung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit durchgeführt.

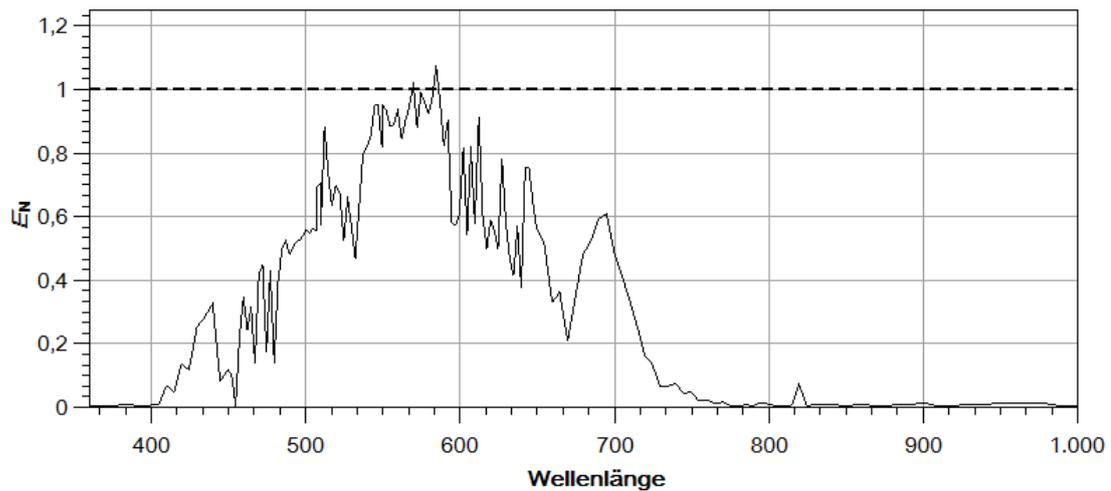


Abbildung 56: Grad der Äquivalenz der Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter gemessen gegen den T11 und den ENV03B. Zur Beurteilung wurde der Grenzwert $E_N = 1$ eingezeichnet.

Diese Nachmessungen wurden ausschließlich mit dem $V(\lambda)$ -Trapdetektor mit Filter und dem T11 Detektor als Referenzdetektor durchgeführt. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 57 und die zugehörigen Messunsicherheiten in Abbildung 58 dargestellt.

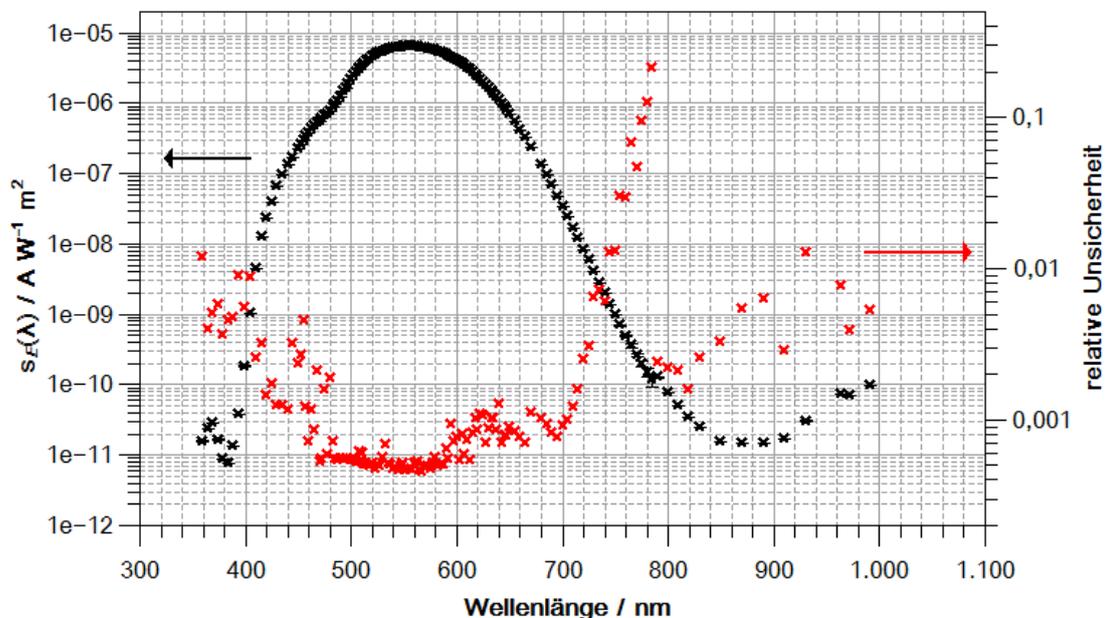


Abbildung 57: Messung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des gefilterten $V(\lambda)$ -Trapdetektors gegen den T11 aus Abbildung 54. Die Werte unterhalb 410 nm und oberhalb 780 nm wurden mit den Werten der Nachmessung ersetzt. Die Empfindlichkeit (schwarz) ist mit der berechneten absoluten Standardmessunsicherheit als Fehlerbalken und der relativen Messunsicherheit (rot) dargestellt.

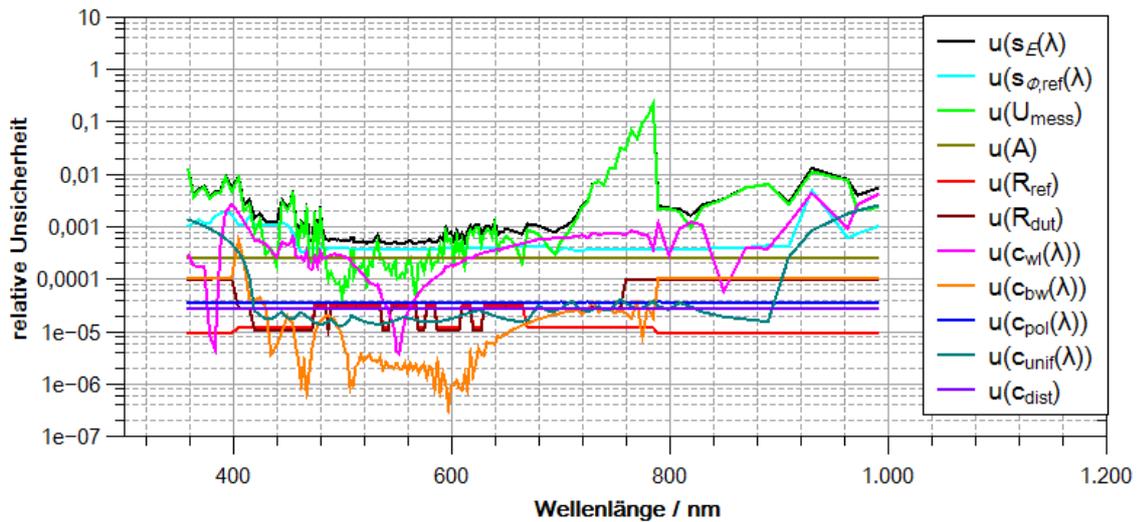


Abbildung 58: Logarithmische Darstellung der relativen Standardmessunsicherheit für die Bestimmung der Bestrahlungsstärke des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter mittels des T11 Referenzdetektors mit den Nachmessungen.

Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wurden die Messungen unterhalb von 410 nm und oberhalb von 780 nm ohne Bandpassbeschränkung durch den Monochromator durchgeführt. Die genutzte Bandbreite wurde aus den Messungen des Spektrometers berechnet und mit einer erhöhten Unsicherheit im Vergleich zu den Bandpassmessungen mit dem Echelle-Spektrometer für die Korrektur genutzt.

In der Messunsicherheit der Nachmessung in Kombination mit den vorherigen Messungen zeigt sich ein deutlicher Sprung in der Unsicherheit des Messsignals. Der spektrale Bereich für die Nachmessungen wurde ab 780 nm gewählt, da in einer ersten vorläufigen Auswertung der Messdaten hier bereits eine deutlich erhöhte Messunsicherheit erkennbar war. Der Verlauf der Messunsicherheit in Abbildung 58 in der abschließenden Auswertung zeigt eindeutig die Begrenzung der Messunsicherheit durch das Messsignal bereits ab 720 nm, was in zukünftigen Messungen berücksichtigt werden sollte.

7.3. Photometrische Empfindlichkeit

Die photometrische Empfindlichkeit eines Detektors kann aus den nach Formel (7.4) berechneten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten nach Formel (3.7) und (3.4) berechnet werden. Für den Fall, dass die absoluten Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten $s_E(\lambda)$ vorhanden sind, können die Formeln (3.7) und (3.4) kombiniert werden und das Produkt der absoluten Empfindlichkeit $s_0(\lambda_d)$ und die relativen Empfindlichkeiten $s_r(\lambda)$ durch die absoluten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten ersetzt werden:

$$s_v = \frac{1}{K_m} \cdot \frac{\int_0^\infty S(\lambda, T_A) s_E(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda, T_A) V(\lambda) d\lambda} \quad (7.8)$$

Die photometrische Empfindlichkeit s_V wird dabei bezüglich Normlichtart A entsprechend einem Planckschen Strahler der Verteilungstemperatur $T_A = 2856\text{ K}$ angegeben.

Aus den drei Kalibrierungen bezüglich der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des $V(\lambda)$ -Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter aus dem vorherigen Abschnitt 7.2 lassen sich entsprechend drei unterschiedliche Ergebnisse für die photometrische Empfindlichkeit berechnen. Für die Kalibrierungen gegen T11 und ENV03B lässt sich jeweils ein Wert angeben, ebenso für die Kalibrierung mit den Nachmessungen. Dies lässt eine Aussage bezüglich der Auswirkung der Reduktion der Unsicherheit besonders im langwelligen Bereich zu. Die Korrelationen der Empfindlichkeitswerte, die bei der Kalibrierung durch die Korrelationen in den Referenzwerten und der Spektrometermessung entstehen, werden bei der Berechnung der integralen Größe der photometrischen Empfindlichkeit ebenfalls berücksichtigt.

Eine Übersicht der Messunsicherheitsbeiträge für die photometrische Empfindlichkeit ist für die Kalibrierung gegen den ENV03B-Detektor in Tabelle 7 gegeben. Zu erkennen ist, dass die mechanische Referenzblende, die Empfindlichkeit des Referenzdetektors und die Messung selbst die begrenzenden Komponenten der gesamten Messunsicherheit sind.

Tabelle 7: Übersicht der größten Messunsicherheitsbeiträge für die photometrische Empfindlichkeit des $V(\lambda)$ -Trapdetektors kalibriert gegen den Referenzdetektor ENV03B.

Unsicherheitsquelle	Sensitivitätskoeffizient	Beitrag zur Unsicherheit
Fläche der Referenzblende	1	$4,2 \cdot 10^{-4}$
Empfindlichkeit des Referenzdetektors	1	$3,6 \cdot 10^{-4}$
Messung der Bestrahlungsstärken	1	$2,8 \cdot 10^{-4}$
Messung der Wellenlänge	1	$1,7 \cdot 10^{-5}$
Inhomogenität des Detektors	1	$1,4 \cdot 10^{-5}$
Sonstige Beiträge	1	$1,0 \cdot 10^{-5}$
Kombinierte Unsicherheit		$6,1 \cdot 10^{-4}$

Für den direkten Vergleich mit der bisherigen radiometrischen Rückführung, wie sie jährlich durchgeführt wird, ist ebenfalls eine Kalibrierung des $V(\lambda)$ -Trapdetektors am DSR-Messplatz durchgeführt und die resultierende photometrische Empfindlichkeit berechnet worden.

Der $V(\lambda)$ -Trapdetektor soll später der direkten radiometrischen Rückführung der Lichtstärkeeinheit dienen. Diese Rückführung beinhaltet als letzten Schritt die Messung der Lichtstärke einer Normallampe auf einer optischen Bank. Um die Eignung des Detektors an die Anforderungen der Lichtstärkemessung experimentell zu überprüfen, wurde eine Kalibrierung des Detektors bezüglich seiner photometrischen Empfindlichkeit am Photometerbanksystem der PTB durchgeführt. Der Wert der Empfindlichkeit wurde dabei aus der Messung einer Lampe mit dem Trapdetektor und einem Referenzphotometer mit bekannter photometrischer Empfindlichkeit bestimmt. Die Empfindlichkeit des Referenzphotometers lässt sich dabei auf die jährliche Realisierung der Lichtstärkeeinheit über die Lichtstärkenormallampen beziehen. So kann ein Vergleich zwischen der Rückführung auf den radiometrischen Bezug mit dem Kryoradiometer und dem Bezug auf die bewahrte Einheit der Lichtstärkenormallampen gezogen werden.

Im Rahmen der Messungen an der Photometerbank wurde eine Abstandsvariation der Entfernung zwischen Detektor und Lichtquelle zwischen 2,5 m und 8 m durchgeführt. Dies dient der Einschätzung der Linearität des Detektors unter den Beleuchtungsstärkebedingungen während einer Lichtstärkekalibrierung. Des Weiteren wurde eine Variation der Umgebungstemperatur um 3 K vorgenommen, um die Thermostabilisierung des Detektors zu prüfen. Es sollte keine Auswirkung auf die photometrische Empfindlichkeit feststellbar sein. Diese Messungen dienen neben der Überprüfung der Eigenschaften des Detektors auch direkt der Bestimmung der Messunsicherheit der Empfindlichkeitskalibrierung an der Photometerbank.

Die Kalibrierung des $V(\lambda)$ -Trapdetektors am Photometerbanksystem mit einem Referenzphotometer und die Bestimmung der Messunsicherheit wurde mit einem an die Gegebenheiten der PTB angepassten Verfahren nach dem CIE Dokument 198 [88] durchgeführt, entsprechend Beispiel 12 in Teil 2 von Anhang 1 [89]. Eine vollständige tabellarische Übersicht der Bestimmung der Messunsicherheit für die Messung an der Photometerbank befindet sich im Anhang 15 Messunsicherheit.

Ein grafischer Vergleich aller ermittelten photometrischen Empfindlichkeiten und den erweiterten Messunsicherheiten befindet sich in Abbildung 59. Numerisch sind diese Werte in der folgenden Tabelle 8 aufgeführt.

Zusammengefasst sind die photometrischen Empfindlichkeiten der Messungen an TULIP zueinander äquivalent im Rahmen ihrer erweiterten Messunsicherheiten. Die berechneten Werte stimmen ebenfalls mit der Empfindlichkeit, welche am DSR-Messplatz bestimmt wurde, überein. Auffällig ist die deutlich höhere Messunsicherheit von DSR zu TULIP Messungen. Der Wert der photometrischen Empfindlichkeit, welcher als integrale Größe an der Photometerbank bestimmt wurde, stimmt nicht im Rahmen der erweiterten Messunsicherheit mit den Messungen an TULIP überein. Es ist zu beachten, dass die Messunsicherheit bei der Auswertung der TULIP Daten nicht vollständig ist und Einflussgrößen

wie Alterung, Linearität und Temperaturabhängigkeit als unbekannte Größen nicht berücksichtigt sind.

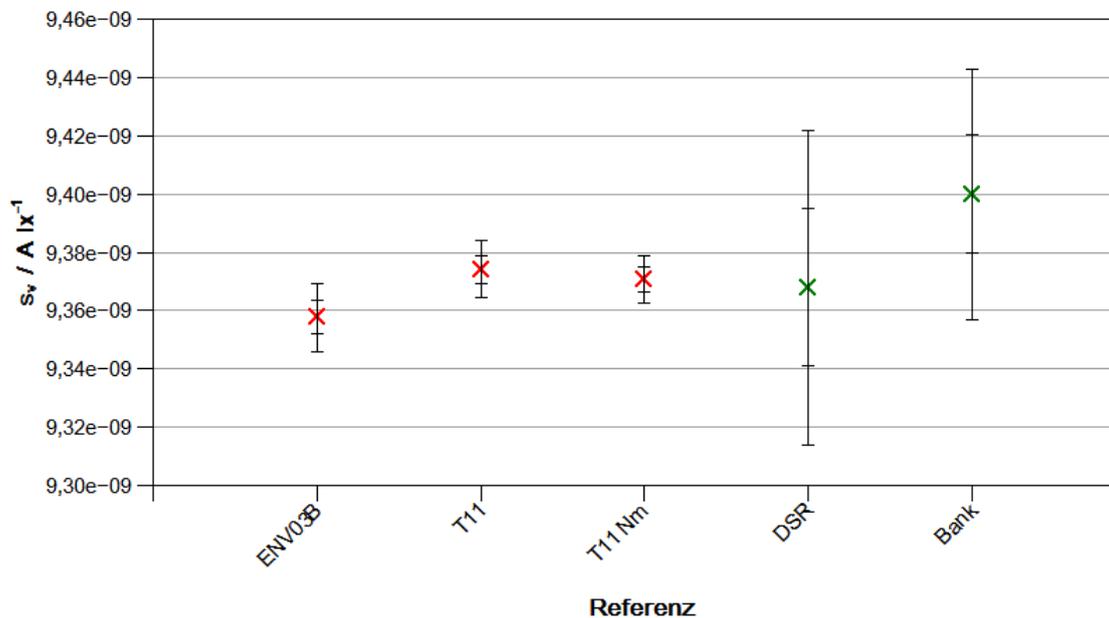


Abbildung 59: Vergleich der photometrischen Empfindlichkeiten mit der Standardmessunsicherheit und der erweiterten Messunsicherheit aus den Messungen am DSR-Messplatz (grün) und den Messungen an der photometrischen Bank (grün) mit den Ergebnissen mit dem TULIP-Aufbau (rot) mit den Referenzdetektoren ENV03B, T11 und der Nachmessung mit der T11-Referenz (T11 Nm).

Tabelle 8: Übersicht der photometrischen Empfindlichkeiten für den $V(\lambda)$ -Trapdetektor mit den unterschiedlichen Referenzdetektoren und Methoden. Angegeben sind die relativen Standardmessunsicherheiten, sowie die erweiterten Unsicherheiten, die der Überdeckung $k=2$ entsprechen.

Referenz	s_v in A/lx	Relative Standardmessunsicherheit	Relative erweiterte Unsicherheit (95,45% Überdeckung)
ENV03B	$9,358 \cdot 10^{-9}$	$6,1 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
T11	$9,374 \cdot 10^{-9}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
T11 Nachmessung	$9,371 \cdot 10^{-9}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$8,8 \cdot 10^{-4}$
DSR	$9,368 \cdot 10^{-9}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$
Photometerbank	$9,400 \cdot 10^{-9}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$

Zusätzlich wurde ein Vergleich der photometrischen Empfindlichkeiten durchgeführt. Hierfür wurden die TULIP Messung „T11 Nachmessung“ mit der Messung am DSR Messplatz und mit der Messung an der Photometerbank verglichen. Dafür wurde ein gemeinsamer Mittelwert

berechnet, der mit den Unsicherheiten der einzelnen Empfindlichkeiten gewichtet wurde entsprechend den Berechnungen in [90]. Anschließend wurde der Grad der Äquivalenz der drei genannten Messungen mit dem gemeinsamen Mittelwert und seiner Messunsicherheit berechnet. Der Grad der Äquivalenz ist in Abbildung 60 dargestellt. Alle drei Werte sind konsistent zum gemeinsamen gewichteten Mittelwert.

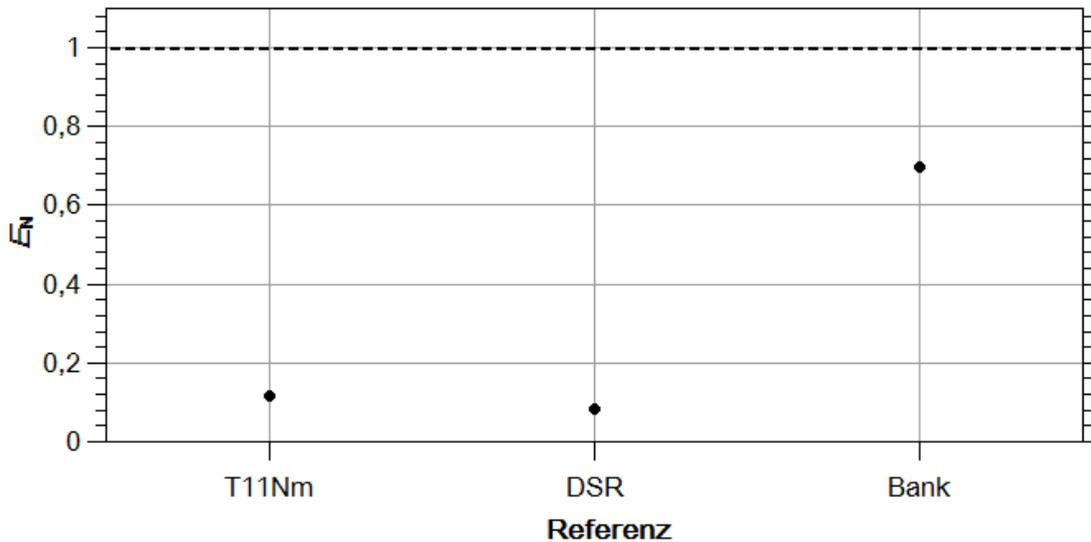


Abbildung 60: Grad der Äquivalenz der photometrischen Empfindlichkeiten von TULIP-, DSR- und Photometerbankmessungen zu einem gemeinsamen Mittelwert.

7.4. Weitere Ergebnisse

Im Rahmen der hier gezeigten Kalibrierungen wurden nicht alle Komponenten der Messunsicherheit vollständig charakterisiert. Dies betrifft zum einen die Linearität des Trapdetektors. Für die verwendeten Photodioden des Typs S1337 von Hamamatsu ist für den Bereich, der in dieser Arbeit verwendet wurde, keine signifikante Abweichung vom linearen Verhalten des Detektors zu erwarten [20]. Zum anderen war es im Rahmen der Arbeit zeitlich nicht möglich, die spektrale Transmissionsänderung des $V(\lambda)$ -Keilfilters und die Empfindlichkeit des Detektors in Abhängigkeit von der Temperatur des Filters bzw. Detektors zu messen. Die Transmissionsänderung des Filters bei einer Änderung der Temperatur zeigt auf Grund der unterschiedlichen Materialien im Filter auch spektrale Abhängigkeiten [58]. Für den gesamten $V(\lambda)$ -Trapdetektor, also die Kombination von Transmissionstrapdetektor und $V(\lambda)$ -Keilfilter, wurde eine Messung der photometrischen Empfindlichkeit des Detektors in Abhängigkeit von der Temperatur des gesamten Detektors durchgeführt. Es wurde eine Änderung von 0,1 %/K der photometrischen Empfindlichkeit des Detektors gemessen. Die Temperaturstabilität aller Komponenten des Detektors ist durch die Thermostabilisierung während der Messungen auf unter 0,05 K gegeben, wodurch der Einfluss der Temperaturabhängigkeit deutlich reduziert wird.

Beim elektrischen Betrieb des Detektors an der Photometerbank ist aufgefallen, dass zwischen der Stromversorgung der Thermostabilisierung und den ausgelesenen Photoströmen ein Übersprechen vorliegt. Rauschen, welches im Heizstrom der Thermostabilisierung auftreten kann, beeinflusst direkt die Stabilität des gemessenen Photostroms. Nach der Strom-Spannungswandlung in den Photostromverstärkern wird die rauschbehaftete Spannung mit den Digitalvoltmetern gemessen. Dieser Effekt lässt sich nicht auf einen effektiven Zeitraum eingrenzen, da er direkt mit der Stromversorgung der Steuerung der Thermostabilisierung zusammenhängt. Die Nutzung unterschiedlicher Stromversorgungen für die Steuerung zeigt ebenfalls einen deutlichen Unterschied im messbaren Rauschen.

Dieser Effekt ist erst nach den Messungen im Bestrahlungsstärkemode an TULIP isoliert festgestellt worden. Aus diesem Grund ist für die Auswertung und die Berechnung der Messunsicherheit die bereits erwähnte Student-t-Verteilung für den Beitrag von U_{mess} gewählt worden. Innerhalb des Messprogramms an TULIP bestehen die einzelnen Spannungsmesspunkte für den gewandelten Photostrom aus gemittelten Werten von 30 Spannungswerten. Für die Datenspeicherung eines Messpunktes werden die Mittelwerte und Standardabweichungen dieser 30 Werte genutzt. Jeder dieser Messpunkte wurde bis zu sechsmal aufgezeichnet. Hierbei zeigen sich oberhalb von 720 nm und unterhalb von 480 nm zum Teil Differenzen der einzelnen Messpunkte zueinander, welche größer sind als die jeweiligen Standardabweichungen. Insbesondere bei niedrigen Photoströmen steigt der Anteil dieses Rauschens am Signal, welches zu dem beobachteten Signal-Rausch-Verhalten im NIR-Bereich zusätzlich beiträgt.

Ein Umbau der Thermostabilisierung des Detektors, besonders der Stromversorgung, war während dieser Arbeit zeitlich nicht mehr möglich. Eine geänderte elektrische Konfiguration sowie eine verbesserte elektrische Isolierung der Halterung des Trapdetektors sind bereits geplant.

8. Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der Arbeit rekapituliert werden, um sie im Kontext der Zielsetzung zu bewerten. Für diesen Zweck wird zunächst der aktuelle Entwicklungsstand des Detektors beschrieben, um anschließend den Stand der neuen Rückführungsstrategie zu diskutieren. Diese Analyse des aktuellen Fortschrittes der Umsetzung der neuen Rückführung führt zu einem Ausblick auf die Schritte, die notwendig sind, um die hier entwickelte Technologie und Strategie langfristig zu nutzen und welche Konsequenzen sich daraus ergeben können.

8.1. Detektorentwicklung

In dieser Arbeit wurde ein sogenannter $V(\lambda)$ -Trapdetektor aufgebaut und untersucht. Der Detektor stellt eine Kombination aus einem typischen photometrischen Detektor mit einer $V(\lambda)$ -Anpassung und einem Trapdetektor dar, welche meist zur präzisen Messung optischer Strahlungsleistungen genutzt werden. Im Gegensatz zu bestehenden Konzepten von Trapdetektoren mit vorgesetzten Filtern ([59], [91]) ist dieser neue Detektor sowohl für die verbesserte radiometrische als auch für die photometrische Rückführungsstrategie der Lichtstärke vorgesehen. Es müssen sowohl die Anforderungen für die präzise Bestimmung der Strahlungsleistungsempfindlichkeit erfüllt, als auch die Transferschritte bis zur photometrischen Empfindlichkeit mit möglichst geringer Messunsicherheit ermöglicht werden.

Um die Eignung des Detektors für alle Schritte der neuen Rückführung zu beurteilen, ist der Detektor während dieser Arbeit im Hinblick auf die wesentlichen Anforderungen untersucht und charakterisiert worden. Es hat sich eine sehr niedrige Polarisationsabhängigkeit der Empfindlichkeit von unter 10^{-4} gezeigt, ebenso wie eine hohe räumliche Homogenität der Empfindlichkeit des Trapdetektors, die nur einzelne lokale Abweichungen im Bereich von bis zu $5 \cdot 10^{-4}$ aufweist. In der Kalibriermessung bezüglich der Strahlungsleistungsempfindlichkeit hat sich gezeigt, dass der Detektor mit geringen Unsicherheiten bezüglich seiner Strahlungsleistungsempfindlichkeit kalibriert werden kann und wesentlich durch den Referenzdetektor in der Messunsicherheit eingeschränkt wird. Damit ist der Detektor prädestiniert für die Kalibrierung gegen das Kryoradiometer als Grundlage für die neue Realisierung.

Für die weiteren Schritte der Rückführungsstrategie wurden im Rahmen dieser Arbeit spezielle Blenden und Filter entwickelt, die für die laserbasierten Messungen der einzelnen

Kalibrierschritte optimiert sind. Die Umsetzung erfolgt dabei über Blenden und Filter mit angefügten Glaskeilen. Es konnte gezeigt werden, dass bei den neuen geklebten Filtern, den $V(\lambda)$ -Keilfiltern, gegenüber herkömmlichen $V(\lambda)$ -Filtern die Interferenzmodulation der Transmission von 9 % auf 2,4 % reduziert ist. Für die Blenden mit angesprengtem Glaskeil, sogenannte Keilblenden, konnte die Interferenz auf 0.9% reduziert werden. Für die spektrale Kalibrierung mit Bandbreiten von größer als 1 nm kann die Interferenz an diesen Filtern und Blenden vernachlässigt werden.

Eine weitere Optimierung des Aufbaus von Blenden hin zu Glaskeilen, die direkt mit Blenden bedampft werden, und zu $V(\lambda)$ -Filtern, bei denen alle Komponenten aufeinander aufgesprengt werden, ist anzustreben, um sowohl Blenden als auch Filter mit Lasersystemen geringerer Bandbreite ohne Einfluss von Interferenz messen zu können. Die Strahlungsleistungsempfindlichkeit des Detektors wird mit einer mechanischen Blende vor dem Detektor durchgeführt. Für den Übergang zur Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Detektors mit einer Keilblende muss die Fläche der Blende und der Einfluss der Transmission der Keilblende auf die Empfindlichkeit des Detektors bekannt sein. Dafür muss die Transmission der Keilblende im Strahlungsleistungsmodus gemessen werden. Für diesen Schritt ist eine weitere Reduzierung der Interferenz notwendig, wenn schmalbandige Laser, wie cw-Laser oder gepulste Laser mit Pulslängen von Pikosekunden eingesetzt werden sollen. Die Interferenz im Bestrahlungsstärkemode ist gering im Vergleich zum Strahlungsstärkemode, weshalb einer Reduktion der Interferenz an den Filtern eine geringere Priorität als der weiteren Optimierung der Blenden zugeordnet werden kann.

Der Detektor wurde in dieser Arbeit im Hinblick auf seine spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit kalibriert. Im Rahmen dieser Kalibrierung wurde eine Betrachtung der Messunsicherheit durchgeführt. Die betrachteten Messunsicherheitskomponenten stellen die wesentlichen Komponenten dar, die durch die Wahl des TULIP-Aufbaus und des Trapdetektors gegeben sind, wie zum Beispiel die Unsicherheit der Wellenlänge oder der Korrektur der Bandbreite.

8.2. Stand der Rückführung

Der hier entwickelte Detektor stellt die Basis für eine neue Rückführungsstrategie dar, die im Detail in Kapitel 3.4 erläutert wurde. Mehrere der benötigten Schritte wurden im Rahmen dieser Arbeit bereits durchgeführt. Hierzu gehört die Charakterisierung des Detektors bezüglich der Homogenität der Empfindlichkeit des Detektors, die Messung der Transmission des $V(\lambda)$ -Keilfilters relativ zu der neuen Keilblende und die Messung von Lichtstärkenormallampen an der Photometerbank zur Realisierung der Lichtstärke. Um die neue Rückführungsstrategie vollständig nachvollziehen zu können, sind zusätzlich die Kalibrierung des Trapdetektors am Kryoradiometer bezüglich seiner Strahlungsleistungsempfindlichkeit, sowie die Bestimmung der Transmission der Keilblende

und der Blendenfläche der Keilblende nötig. Diese Messungen werden in weiteren Laboren innerhalb der PTB durchgeführt und konnten aus zeitlichen Gründen nicht mehr während dieser Arbeit erfolgen.

Um eine Abschätzung der Messunsicherheit der neuen Rückführung zu erhalten, sind die einzelnen Schritte in einem Modell mathematisch nachvollzogen worden. Die Berechnung erfolgt entsprechend den Schritten der Strategie in Kapitel 4.3 mit einer Monte-Carlo Methodik. Die Strahlungsleistungsempfindlichkeit des Detektors, die bei der Kalibrierung mit dem Kryoradiometer gemessen wird, ist nach den Formeln (4.3) und (4.5) modelliert worden. Für die Unsicherheitsbetrachtung wurde eine spektral konstante Standardmessunsicherheit $u(s_{\Phi}) = 1 \cdot 10^{-4}$ für die Strahlungsleistungsempfindlichkeit angenommen. Der spektrale Transmissionsgrad der Keilblende ist aus den Materialdaten aus dem Datenblatt des verwendeten Substrats berechnet. Die unbekannte Blendenfläche der Keilblende wird entsprechend der Kreisfläche mit dem nominellen Durchmesser von 6 mm mit einer reduzierten Unsicherheit gegenüber einer äquivalenten mechanisch gefertigten Blende angenommen.

Die photometrische Empfindlichkeit und Unsicherheit dieser Berechnung der neuen Rückführungsstrategie kann mit der Kalibrierung des $V(\lambda)$ -Trapdetektors nach der alten radiometrischen Rückführung an TULIP und der photometrischen Empfindlichkeit aus der bewahrten Einheit verglichen werden. Die Werte sind in Tabelle 9 aufgeführt. Für den Vergleich wurde die Kalibrierung an TULIP gegen den T11 Detektor mit den Nachmessungen ausgewählt, da hier bereits eine Reduktion der Messunsicherheit durch das bessere Signal-Rausch-Verhältnis im NIR erfolgt ist.

Tabelle 9: Übersicht der photometrischen Empfindlichkeiten mit den Werten nach den aktuellen Realisierungen aus Tabelle 7 und der vorläufigen Berechnung nach der neuen Rückführung.

Referenz	s_v in A/lx	Relative Standardmessunsicherheit	Relative erweiterte Unsicherheit (95,45% Überdeckung)
T11 Nachmessung	$9,371 \cdot 10^{-9}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$8,8 \cdot 10^{-4}$
Photometerbank	$9,400 \cdot 10^{-9}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$
Neue Rückführung	$9,372 \cdot 10^{-9}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$5,8 \cdot 10^{-4}$

Die Messunsicherheit der resultierenden photometrischen Empfindlichkeit ist wesentlich durch die Messunsicherheit der Messung der Filtertransmission gegeben. Die Unsicherheit für die Transmission der Blende und die Fläche der Blende wurde im Rahmen dieser Berechnung abgeschätzt und werden bei der finalen Realisierung durch die Werte der anstehenden Kalibrierungen dieser Komponenten ersetzt.

Die Unsicherheit der Messung der Transmission des Filters kann in Zukunft durch ein anderes Vorgehen bei der Messung reduziert werden. Eine Erhöhung der genutzten Bestrahlungsstärke führt zu einem besseren Signal-Rausch Verhältnis, solange der Filter durch die absorbierte Leistung nicht erwärmt wird. Eine Erhöhung der Anzahl an Wiederholungsmessungen führt zur genaueren Kenntnis der Student-t-Verteilung der Messwerte mit einer erhöhten Anzahl an Freiheitsgraden. Dies kann ebenfalls zu einer geringeren Messunsicherheit führen.

Die hier verwendete Berechnung kann für die vollständige Umsetzung der neuen Realisierung genutzt werden. Weitere Korrekturfaktoren wie für die Linearität lassen sich anfügen und die kalibrierten Werte für die Transmission und Fläche der Blende und der Strahlungsleistungsempfindlichkeit des Trapdetektors als Eingangsgrößen ersetzen.

8.3. Etablierung der neuen Rückführung

Es konnte gezeigt werden, dass der in dieser Arbeit aufgebaute Detektor für die geplanten Rückführungsschritte geeignet ist und auch im Rahmen der aktuellen Realisierung bereits das Potenzial für eine verringerte Messunsicherheit für die photometrische Empfindlichkeit aufweist. Die zusätzlichen Unsicherheitskomponenten, welche bei der Realisierung der Lichtstärke, zum Beispiel über den Betrieb und die Ausrichtung der Lichtstärkenormallampen, hinzukommen, sind hier noch nicht berücksichtigt. Eine stabile Realisierung der photometrischen Empfindlichkeit mit verringerter Unsicherheit kann zusammen mit der Bewahrung über Lichtstärkenormallampen die zentrale Basis für die Einheit Lichtstärke darstellen.

Für die Umsetzung und Nutzung der neuen Rückführungsstrategie an der PTB müssen weitere Schritte unternommen werden. Zusätzlich zum hier aufgebauten Detektor ist es notwendig weitere gleichartige Detektoren aufzubauen, um über ein entsprechendes Detektorensemble zu verfügen. Dies bietet den Vorteil, die Detektoren des Ensembles untereinander vergleichen zu können. Bei der Strahlungsleistungsempfindlichkeitskalibrierung eines der Trapdetektoren mit dem Kryoradiometer kann vor und nach der Kalibrierung des Detektors ein Vergleich mit anderen Mitgliedern des Ensembles durchgeführt werden. Dies bietet den Vorteil, Änderungen in der Empfindlichkeit der Detektoren zwischen den Kalibrierungen oder durch den Transport oder durchgeführte Messungen zu identifizieren.

Die Realisierung der Lichtstärke der PTB mit Bezug auf die bewahrte Einheit wird zurzeit jährlich durchgeführt. Eine neue Realisierung über $V(\lambda)$ -Trapdetektoren bietet sich im Rahmen dieser jährlichen Realisierung an, um einen direkten Vergleich zu erhalten. Zu diesem Zweck müssen an den involvierten Kalibrierbauten, TULIP und der Photometerbank, die Messungen an den Detektoren zeitnah zur jährlichen Realisierung der bewahrten Einheit durchgeführt werden. Dies ist bei Betrieb und Auslastung der Bauten zu gewährleisten.

Ebenso müssen die regelmäßigen Kalibrierungen gegen das Kryoradiometer gegeben sein, um die Rückführung auf die radiometrische Strahlungsleistung zu gewährleisten.

Unter diesen Voraussetzungen kann die neue Rückführungsstrategie, deren Grundlagen in dieser Arbeit entwickelt und erläutert wurden, parallel zur Bewahrung der Einheit der Lichtstärke an der PTB etabliert werden. Durch die parallele Durchführung beider Realisierungen kann die neue radiometrische Rückführung zunächst auf ihre Stabilität hin untersucht werden (siehe zum Vergleich Abbildung 1 der aktuellen radiometrischen Rückführung und Bewahrung). Die radiometrische Realisierung kann langfristig zur Darstellung der Lichtstärkeeinheit genutzt werden. Die Nutzung von Glühlampen zur Weitergabe der Einheit und als Arbeitsnormale kann allerdings nicht ersetzt werden. Die $V(\lambda)$ -Trapdetektoren bieten jeweils eine „Momentaufnahme“ der Lichtstärke einer Normallampe oder der Empfindlichkeit eines weiteren Photometers. Um die so realisierte Einheit für weitere Kalibrierungen zum Beispiel für Kunden zur Verfügung zu stellen, ist es notwendig über die $V(\lambda)$ -Trapdetektoren Normallampen zu kalibrieren, welche dann für den Zeitraum zwischen den Kalibrierungen mit den Trapdetektoren die Einheit bewahren und weitergeben können.

Anhang

9. Symbolverzeichnis

Symbol	Bedeutung
A	Fläche
A^* / B	Materialkonstanten der Zwei-Term Cauchy Gleichung
$\alpha / \alpha(\lambda)$	Absorptionskoeffizient
β	Drehwinkel zwischen der Filternormalen und der optischen Achse
$c_{\text{bw}}(\lambda)$	Korrekturfaktor für den Einfluss der Bandbreite
c_{dist}	Korrekturfaktor für den Einfluss der Ausrichtung der Detektoren zueinander
$c_{\text{ges}}(\lambda)$	Gesamtkorrekturfaktor als Produkt aller Korrekturfaktoren
c_i	Sensitivitätskoeffizient der Messunsicherheit bezüglich der Eingangsgröße i
$c_{\text{pol}}(\lambda)$	Korrekturfaktor für den Einfluss der Polarisation
$c_{\text{unif}}(\lambda)$	Korrekturfaktor für den Einfluss der räumlichen Homogenität von Empfindlichkeit und Strahlungsfeld
$c_{\text{wl}}(\lambda)$	Korrekturfaktor für den Einfluss der Wellenlänge
$c_{\text{wl,corr}}(\lambda)$	Korrekturfaktor der Kalibrierung des Spektrometers
$c_{\text{wl,stab}}(\lambda)$	Korrekturfaktor für die Stabilität der Wellenlänge
d	Entfernung zwischen Lichtquelle und Detektor
D	Tiefe in der Photodiode an der der Sammlungswirkungsgrad P_b vorliegt
δ_m	Phasenverschiebung in der Schicht m
ΔS_{pol}	Polarisationsabhängigkeit der Empfindlichkeit
d_m	Dicke der Schicht m
\mathbf{E}	Elektrischer Feldvektor
E_m^+ / E_m^-	Elektrische Feldkomponente einer elektromagnetischen Welle in Vorder- bzw Rückrichtung in der Schicht m eines Schichtstapels
E_e	Bestrahlungsstärke
$E_{e,\lambda}(\lambda)$	Spektrale Dichte der Bestrahlungsstärke
$E_{e,\lambda}(\lambda_s)$	Absolute Bestrahlungsstärke einer Lichtquelle an der Wellenlänge λ_s
E_N	Grad der Äquivalenz zwischen zwei Messgrößen
$E_{\text{rel}}(x, y, \lambda)$	Relative räumliche Verteilung der relativen spektralen Bestrahlungsstärke
η_{ext}	Externe Quanteneffizienz eines Detektors
η_{int}	Interne Quanteneffizienz eines Detektors

Fortsetzung nächste Seite

E_v	Beleuchtungsstärke
$F(T)$	Farbkorrekturfaktor
$f(X)$	Funktionaler Zusammenhang zwischen den Eingangsgroßen und der Messgröße
$g_{X_i}(\xi_i)$	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Eingangsgroße X_i
$g_Y(\eta)$	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Messgröße Y
h	Funktionaler Zusammenhang der Schätzwerte h der Eingangsgroßen und dem Schätzwert z der Messgröße
h	Planck'sches Wirkungsquantum
h^* / d_2	Dicke der Photodiode ausgehend von der Silizium Siliziumdioxid Grenzfläche
I	Strahlstärke
$I_{m-1,m}$	Interaktionsmatrix der Grenzschicht zwischen den Schichten m und $m - 1$ eines Schichtstapels
I_e	Strahlstärke
I_v	Lichtstärke
J	Stromdichte
J_{diff}	Diffusionsstromdichte
J_{dr}	Driftstromdichte
J_p	Gesamtstromdichte in einem Halbleiter
k	Erweiterungsfaktor der Messunsicherheit
K	Photometrisches Strahlungsäquivalent bei 540×10^{-12} Hertz ($K = 638 \text{ lm/W}$)
K_m	Maximales photometrisches Strahlungsäquivalent für photopisches Sehen ($K_m = 638,002 \text{ lm/W}$)
L	Länge
l	Anzahl der Stichproben eines Messwerts
L_e	Strahldichte
L_p	Diffusionslänge eines Ladungssträgers
L_v	Leuchtdichte
M	Masse
m	Anpassungsindex eines Photometers für Verteilungstemperaturen abweichend von 2856 K
N	Stoffmenge
$n_{Q,\text{Seg}} / n_{D,\text{Seg}}$	Anzahl der Unterteilung von Quelle und Detektor
n_i	Komplexer Brechungsindex von Schicht oder Material i
n_{real}	Realteil des Brechungsindex n
$n_{\text{real},i}(\lambda)$	Realteil des Brechungsindex von Material oder Schicht i
Ω	Raumwinkel
Ω_0	Einheitsraumwinkel
ω	Kreisfrequenz
P_b	Sammlungswirkungsgrad im Bulk der Photodiode
P_f	Initialer Sammlungswirkungsgrad an der Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumdioxid

Fortsetzung nächste Seite

ϕ	Polarisationswinkel
Φ_e	Strahlungsleistung
Φ_v	Lichtstrom
\mathbf{P}_m	Propagationsmatrix in der Schicht m
$P_{\text{pol}}(\lambda)$	Polarisationsgrad
$P(x)$	Sammlungswirkungsgrad für freie Ladungsträger in einem Halbleiter in der Tiefe x
q	Elementarladung eines Elektrons
$r_{\text{Quelle}} / r_{\text{Detektor}}$	Radius von Quelle und Detektor
$R_{\text{Ref}} / R_{\text{DUT}}$	Messwiderstand der Photostromverstärker
$r(\lambda)$	Spektraler Reflexionsgrad einer Oberfläche
r_p / r_s	Reflexionsgrad einer Oberfläche bei vollständiger s- oder p-Polarisation der Einfallenden Strahlung
$R_{\text{trap}}(\lambda)$	Reflektivität der Kombination aller Photodioden eines Trapdetektors
S	Signalhöhe
$s_0(\lambda_d)$	Absolute Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit eines Detektors an der Wellenlänge λ_d
$s_E(\lambda)$	Absolute spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit
$s_{E,V}(\lambda)$	Spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter
$S(\lambda, T)$	Relative spektrale Strahlungsfunktion eines Planck'schen Strahlers der Temperatur T
$s_{\Phi,A}(\lambda)$	Strahlungsleistungsempfindlichkeit des Trapdetektors mit Keilblende
$s_{\Phi}(\lambda) / s_{\Phi}(\lambda, x_0, y_0)$	Spektrale Strahlungsleistungsempfindlichkeit eines Detektors, gemessen an der Stelle x_0, y_0 der Detektorfläche
$s_r(\lambda)$	Relative spektrale Empfindlichkeit eines Detektors normiert auf die Wellenlänge λ_d
$s_{\text{unif}}(\lambda, x, y)$	Relative räumliche Homogenität der spektralen Empfindlichkeit des Trapdetektors
s_v	Photometrische Empfindlichkeit eines Detektors
T	Temperatur
t	Freiheitsgrad einer Verteilung aus l Stichproben
T^*	Tiefe in der Photodiode, ausgehend von der Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumdioxid
$\mathbf{T}_{0,n+1}$	Systemtransfermatrix des Schichtstapels aus n Schichten
T_A	Temperatur eines schwarzen Strahlers dessen Strahlungsfunktion Normlichtart A entspricht (2856 K)
$\tau_A(\lambda)$	Spektrale Transmission der Keilblende
$\tau_{v,\text{rel}}$	Transmission des $V(\lambda)$ -Keilfilters gemessen relativ zur Transmission der Keilblende
θ	Winkel zwischen der Flächennormalen und der Richtung des Raumwinkels oder Strahls

Fortsetzung nächste Seite

$t_{m-1,m} / r_{m-1,m}$	Fresnel-Koeffizienten für Transmission und Reflexion an der $m, m - 1$ Grenzschicht
T_{Pt}	Temperatur des Erstarrungspunktes von Platin bei Normalbedingungen (2041,4 K)
$U_{DUT} / U_{Ref} / U_{Mon,DUT} / U_{Mon,Ref}$	Gemessene Spannungswerte von Test- und Referenzobjekt und den jeweiligen Monitormessungen
$u_c(z)$	Kombinierte Unsicherheit der Messgröße Z
$u_{rel}(x)$	Relative Unsicherheit der Größe x
$u(x_i)$	Unsicherheit des Schätzwerts x_i
$U(z)$	Erweiterte Messunsicherheit der Messgröße Z
$V(\lambda)$	Photometrischer 2°-Standard-Beobachter
X_i	Eingangsgrößen einer Messung
x_i	Schätzwerte der Eingangsgrößen X_i
y	Photostrom bzw. elektrischer Strom
Z	Zeit
Z	Messgröße
z	Schätzwert der Messgröße Z
\bar{z}	Mittelwert der Verteilung von Z

10. Literaturverzeichnis

- [1] "International vocabulary of metrology - Basic and general concepts and associated terms (VIM)," *JCGM 200:2012*. JCGM, 2012.
- [2] *Le Système international d'unités (SI)*, 8th ed. Bureau International des Poids et Mesures, 2006, ISBN: 92-822-2213-6.
- [3] "Gesetz über die Einheiten im Messwesen und die Zeitbestimmung (EinhZeitG)," *Einheiten- und Zeitgesetz*. 1986.
- [4] Joint Committee for Guides in Metrology, "Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM)," *JCGM 100:2008*. JCGM, 2008.
- [5] STUDENT, "The Probable Error Of A Mean," *Biometrika*, vol. VI, no. 1, pp. 1–25, DOI: 10.1093/biomet/6.1.1.
- [6] Joint Committee for Guides in Metrology, "Evaluation of measurement data — Supplement 1 to the 'Guide to the expression of uncertainty in measurement' — Propagation of distributions using a Monte Carlo method," *JCGM 101:2008*. JCGM, 2008.
- [7] Kohlrausch, "Messung und Bewertung der optischen Strahlungsleistung," in *Praktische Physik*, 1983.
- [8] G. Wyszecki, W. R. Blevin, K. G. Kessler, and K. D. Mielenz, *Principles governing photometry*. Bureau International des Poids et Mesures, 1983.
- [9] D. Gall, "Die visuelle Photometrie und deren Bedeutung für gegenwärtige Bewertungskriterien," 2003.
- [10] "Photometry - The CIE system of physical photometry," *CIE S 010/E:2004*. CIE, 2004.
- [11] Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig und Berlin, "Das Jahr des Lichtes," *PTB Mitteilungen*, vol. 125. 2015.
- [12] Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig und Berlin, "Themenschwerpunkt Das Internationale Einheitensystem (SI)," *PTB Mitteilungen*, vol. 117. 2007.
- [13] B. Edlén, "The refractive index of air," *Metrologia*, vol. 2, no. 2, pp. 71–80, 1966, DOI: 10.1088/0026-1394/2/2/002.
- [14] "Gesetz zur Änderung des Gesetzes über Einheiten im Meßwesen," *Bundesgesetzblatt*. Bonn, 1973.

- [15] “e-ILV,” *International Lighting Vocabulary*. .
- [16] BIPM, “The International System of Units (Draft of the 9th edition),” 2018.
- [17] G. Sauter, “Die Candela: Erläuterungen zum Verständnis der Definition und der Realisierung,” *PTB-Mitteilungen*, vol. 107, pp. 397–408, 97AD.
- [18] J. Zwinkels *et al.*, “Mise en pratique for the definition of the candela and associated derived units for photometric and radiometric quantities in the International System of Units (SI),” *Metrologia*, vol. 53, 2016, DOI: 10.1088/0026-1394/53/3/G1.
- [19] W. Erb and G. Sauter, “PTB network for realization and maintenance of the candela,” *Metrologia*, vol. 34, pp. 115–124, 1997, DOI: 10.1088/0026-1394/34/2/2.
- [20] L. Werner, J. Fischer, U. Johannsen, and J. Hartmann, “Accurate determination of the spectral responsivity of silicon trap detectors between 238 nm and 1015 nm using a laser-based cryogenic radiometer,” *Metrologia*, vol. 37, pp. 279–284, 2000, DOI: 10.1088/0026-1394/37/4/3.
- [21] P. Sperfeld, K. Raatz, B. Nawo, W. Möller, and J. Metzdorf, “Spectral-irradiance scale based on radiometric black-body temperature measurements,” *Metrologia*, vol. 32, pp. 435–439, 1995, DOI: 10.1088/0026-1394/32/6/6.
- [22] J. Metzdorf, W. Möller, T. Wittchen, and D. Hünerhoff, “Principle and Application of Differential Spectroradiometry,” *Metrologia*, vol. 28, pp. 247–250, 1991, DOI: 10.1088/0026-1394/28/3/028.
- [23] M. Schuster, S. Nevas, and A. Sperling, “Validation of short-pulse-laser-based measurement setup for absolute spectral irradiance responsivity calibration,” *Applied Optics*, vol. 53, no. 13, pp. 2815–2821, 2014, DOI: 10.1364/AO.53.002815.
- [24] M. Schuster, “Short-pulse Lasers in Photometry and Radiometry,” Technische Universität Berlin, 2016.
- [25] D. Lindner, “Photometrische Normale,” in *Seminar: Photometrie für Anwender*, 2014.
- [26] S. Winter and A. Sperling, “Uncertainty analysis of a photometer calibration at the DSR setup of the PTB,” in *Proceedings of the 2nd CIE Expert Symposium on Measurement Uncertainty*, 2006, pp. 139–142.
- [27] A. Sperling, G. Sauter, D. Lindner, and M. Eltmann, “EURAMET Key-Comparison Luminous Intensity EURAMET.PR-K3.a Final Report,” *Metrologia*, vol. 51, no. Technical Supplement, 2014, DOI: 10.1088/0026-1394/51/1A/02001.
- [28] Y. Ohno, T. Goodman, and G. Sauter, “Trilateral Intercomparison of Photometric Units Maintained at NIST (USA), NPL (UK), and PTB (Germany),” *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, vol. 104, no. 1, 1999, DOI: 10.6028/jres.104.003.
- [29] “The BIPM key comparison database,” *CCPR-K3.a*. [Online]. Available:

<http://kcdb.bipm.org/default.asp>. [Accessed: 01-Aug-2017].

- [30] M. López *et al.*, "Spectral reflectance and responsivity of Ge- and InGaAs-photodiodes in the near-infrared: measurement and model.," *Applied optics*, vol. 46, no. 29, pp. 7337–7344, 2007, DOI: 10.1364/AO.46.007337.
- [31] S. M. Sze and K. N. Kowk, *Physics of semiconductor devices*, Third Edit. Hoboken: Wiley-Interscience, 2007, ISBN: 978-0-471-14323-9.
- [32] F. Träger, Ed., *Springer Handbook of Lasers and Optics*. New York: Springer Science+Business Media, 2007, ISBN: 978-0-387-95579-7.
- [33] J. Geist, "Quantum efficiency of the p-n junction in silicon as an absolute radiometric standard," *Applied Optics*, vol. 18, no. 6, pp. 1978–1980, 1979, DOI: 10.1364/AO.18.000760.
- [34] J. Geist and E. F. Zalewski, "The quantum yield of silicon in the visible," *Applied Physics Letters*, vol. 35, no. 7, pp. 503–505, 1979, DOI: 10.1063/1.91187.
- [35] E. F. Zalewski and J. Geist, "Silicon photodiode absolute spectral response self-calibration," *Applied Optics*, vol. 19, no. 8, pp. 1214–1216, 1980, DOI: 10.1364/AO.19.001214.
- [36] J. Geist, E. F. Zalewski, and A. R. Schaefer, "Spectral response self-calibration and interpolation of silicon photodiodes," *Applied Optics*, vol. 19, no. 22, pp. 3795–3799, 1980, DOI: 10.1364/AO.19.003795.
- [37] R. Korde and J. Geist, "Quantum efficiency stability of silicon photodiodes," *Applied Optics*, vol. 26, no. 24, pp. 5284–5290, 1987, DOI: 10.1364/AO.26.005284.
- [38] J. Geist and H. Baltes, "High accuracy modeling of photodiode quantum efficiency," *Applied Optics*, vol. 28, no. 18, pp. 3929–3939, 1989, DOI: 10.1364/AO.28.003929.
- [39] M. G. White and A. Bittar, "Uniformity of Quantum Efficiency of Single and Trap-configured Silicon Photodiodes," *Metrologia*, vol. 30, pp. 361–364, 1993, DOI: 10.1088/0026-1394/30/4/026.
- [40] W. D. Eades and R. M. Swanson, "Calculation of surface generation and recombination velocities at the Si-SiO₂ interface," *Journal of Applied Physics*, vol. 58, no. 11, pp. 4267–4276, 1985, DOI: 10.1063/1.335562.
- [41] E. Yablonoitch, R. M. Swanson, W. D. Eades, and B. R. Weinberger, "Electron-hole recombination at the Si-SiO₂ interface," *Applied Physics Letters*, vol. 48, no. 3, pp. 245–247, 1986, DOI: 10.1063/1.96570.
- [42] S. W. Glunz, A. B. Sproul, W. Warta, and W. Wettling, "Injection-level-dependent recombination velocities at the Si-SiO₂ interface for various dopant concentrations," *Journal of Applied Physics*, vol. 75, no. 3, pp. 1611–1615, 1994, DOI: 10.1063/1.356399.
- [43] E. F. Zalewski and C. R. Duda, "Silicon photodiode device with 100 % external quantum

efficiency,” *Applied Optics*, vol. 22, no. 18, pp. 2867–2873, 1983, DOI: 10.1364/AO.22.002867.

- [44] Hamamatsu, “Si photodiodes S1337 series data sheet.” 2017.
- [45] P. Kuschnerus, H. Rabus, M. Richter, F. Scholze, L. Werner, and G. Ulm, “Characterization of photodiodes as transfer detector standards in the 120 nm to 600 nm spectral range,” *Metrologia*, vol. 35, pp. 355–362, 1998, DOI: 10.1088/0026-1394/35/4/23.
- [46] A. Haapalinna, P. Kärhä, and E. Ikonen, “Spectral reflectance of silicon photodiodes,” *Applied optics*, vol. 37, no. 4, pp. 729–32, 1998, DOI: 10.1364/AO.37.000729.
- [47] M. Sildoja, F. Manoocheri, and E. Ikonen, “Reflectance calculations for a predictable quantum efficient detector,” *Metrologia*, vol. 46, pp. 151–154, 2009, DOI: 10.1088/0026-1394/46/4/S03.
- [48] C. L. Cromer, G. P. Eppeldauer, J. E. Hardis, T. C. Larason, Y. Ohno, and A. C. Parr, “The NIST Detector-Based Luminous Intensity Scale,” *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, vol. 101, no. 2, pp. 109–132, 1996, DOI: 10.6028/jres.101.014.
- [49] J. Fischer and L. Fu, “Photodiode nonlinearity measurement with an intensity stabilized laser as a radiation source,” *Applied Optics*, vol. 32, no. 22, pp. 4187–4190, 1993, DOI: 10.1364/AO.32.004187.
- [50] F. Lei and J. Fischer, “Characterization of Photodiodes in the UV and Visible Spectral Region Based on Cryogenic Radiometry,” *Metrologia*, vol. 30, pp. 297–303, 1993, DOI: 10.1088/0026-1394/30/4/015.
- [51] R. Kohler, J. Geist, and J. Bonhoure, “Generalized photodiode self-calibration formula,” *Applied Optics*, vol. 30, no. 7, pp. 884–886, 1991, DOI: 10.1364/AO.30.000884.
- [52] M. Sildoja *et al.*, “Predictable quantum efficient detector: I. Photodiodes and predicted responsivity,” *Metrologia*, vol. 50, pp. 385–394, 2013, DOI: 10.1088/0026-1394/50/4/385.
- [53] N. P. Fox, “Trap Detectors and their Properties,” *Metrologia*, vol. 28, pp. 197–202, 1991, DOI: 10.1088/0026-1394/28/3/018.
- [54] R. Goebel, S. Yilmaz, and R. Pello, “Polarization dependence of trap detectors,” *Metrologia*, vol. 33, pp. 207–213, 1996, DOI: 10.1088/0026/1394/33/3/3.
- [55] T. R. Gentile, J. M. Houston, and C. L. Cromer, “Realization of a scale of absolute spectral response using the National Institute of Standards and Technology high-accuracy cryogenic radiometer,” *Applied Optics*, vol. 35, no. 22, 1996, DOI: 10.1364/AO.35.004392.
- [56] M. Schuster, S. Nevas, A. Sperling, and S. Völker, “Spectral calibration of radiometric detectors using tunable laser sources,” *Applied Optics*, vol. 51, no. 12, pp. 1950–1961,

2012, DOI: 10.1364/AO.51.001950.

- [57] E. Ikonen, P. Kärhä, A. Lassila, F. Manoochehri, H. Fagerlund, and L. Liedquist, "Radiometric realization of the candela with a trap detector," *Metrologia*, vol. 32, pp. 689–692, 1995, DOI: 10.1088/0026-1394/32/6/59.
- [58] P. Kärhä, A. Lassila, H. Ludvigsen, F. Manoochehri, H. Fagerlund, and E. Ikonen, "Optical power and transmittance measurements and their use in detector-based realization of the luminous intensity scale," *Optical Engineering*, vol. 34, no. 9, 1995, DOI: 10.1117/12.208095.
- [59] P. Kärhä, P. Toivanen, F. Manoochehri, and E. Ikonen, "Development of a detector-based absolute spectral irradiance scale in the 380–900-nm spectral range," *Applied Optics*, vol. 36, no. 34, pp. 8909–8918, 1997, DOI: 10.1364/AO.36.008909.
- [60] J. L. Gardner, "Transmission trap detectors," *Applied Optics*, vol. 33, no. 25, pp. 5914–5918, 1994, DOI: 10.1364/AO.33.005914.
- [61] T. Kübarsepp, P. Kärhä, and E. Ikonen, "Characterization of a polarization-independent transmission trap," *Applied Optics*, vol. 36, no. 13, pp. 2807–2812, 1997, DOI: 10.1364/AO.36.002807.
- [62] G. P. Eppeldauer and C. Lynch, Donald, "Opto-mechanical and electronic design of a Tunnel-Trap Si-Radiometer," *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, vol. 105, no. 6, 2000, DOI: 10.6028/jres.105.064.
- [63] T. Kübarsepp and M. White, "Ten-element photodetector for optical power and attenuation measurements," *Applied Optics*, vol. 49, no. 19, 2010, DOI: 10.1364/AO.49.003774.
- [64] T. Kübarsepp and M. White, "Characterization of the throughput beam of a ten-photodiode transmission trap detector," *Metrologia*, vol. 48, no. 5, pp. 359–364, Oct. 2011, DOI: 10.1088/0026-1394/48/5/017.
- [65] "The Quantum Candela." [Online]. Available: <http://www.quantumcandela.org/>. [Accessed: 11-Jul-2017].
- [66] M. Sildoja, F. Manoocheri, and E. Ikonen, "Reducing photodiode reflectance by Brewster-angle operation," *Metrologia*, vol. 45, p. 11, 2008, DOI: 10.1088/0026-1394/45/1/002.
- [67] J. Gran, T. Kübarsepp, M. Sildoja, F. Manoocheri, E. Ikonen, and I. Müller, "Simulations of a predictable quantum efficient detector with PC1D," *Metrologia*, vol. 49, pp. 130–134, 2012, DOI: 10.1088/0026-1394/49/2/S130.
- [68] I. Müller *et al.*, "Predictable quantum efficient detector: II. Characterization and confirmed responsivity," *Metrologia*, vol. 50, pp. 395–401, 2013, DOI: 10.1088/0026-1394/50/4/385.
- [69] M. Sildoja, "Predictable Quantum Efficient Detector," Aalto University School of

Electrical Engineering, 2013.

- [70] T. Dönsberg *et al.*, “New source and detector technology for the realization of photometric units,” *Metrologia*, vol. 51, pp. 276–281, 2014, DOI: 10.1088/0026-1394/51/6/S276.
- [71] A. Mäkynen, “Position-sensitive devices and sensor systems for optical tracking and displacement sensing applications,” University of Oulu, 2000.
- [72] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 2nd editio. Oxford, UK: Pergamon Press, 1964.
- [73] Schott, “Datenblatt BG42.” 2016.
- [74] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2 Elektrizität und Optik*, 2. Auflage. Berlin: Springer-Verlag, 1999, ISBN: 3-540-65196-9.
- [75] O. S. Heavens, *Optical Properties of Thin Solid Films*. Butterworths Scientific Publications, 1955.
- [76] J. S. C. Prentice, “Coherent , partially coherent and incoherent light absorption in thin-film multilayer structures,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 33, pp. 3139–3145, 2000, DOI: 10.1088/0022-3727/33/24/302.
- [77] C. C. Katsidis and D. I. Siapkas, “General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference.,” *Applied optics*, vol. 41, no. 19, pp. 3978–3987, 2002, DOI: 10.1364/AO.41.003978.
- [78] M. C. Tropicovsky, A. S. Sabau, A. R. Lupini, and Z. Zhang, “Transfer-matrix formalism for the calculation of optical response in multilayer systems: from coherent to incoherent interference.,” *Optics express*, vol. 18, no. 24, pp. 24715–24721, 2010, DOI: 10.1364/OE.18.024715.
- [79] A. Sperling, “Interne Unterlagen zur Berechnung der winkelabhängigen Empfindlichkeit von Photodioden.” 2001.
- [80] Schott, “Datenblatt N-BK 7,” 2014.
- [81] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme*, 4. Auflage. Springer-Verlag, 2006, ISBN: 3-540-26034-x.
- [82] R. Baer, M. Barfuß, and D. Seifert, *Beleuchtungstechnik Grundlagen*, 4. Auflage. Berlin: HUSS-MEDIEN GmbH, 2016, ISBN: 978-3-341-016343.
- [83] F. A. Jenkins and H. E. White, *Fundamentals of Optics*, Third Edit. New York: McGraw-Hill Book Ccompany, Inc., 1957.
- [84] Schott, “Datenblatt N-BaK4,” 2014.
- [85] S. Eichstädt *et al.*, “Comparison of the Richardson–Lucy method and a classical approach for spectrometer bandpass correction,” *Metrologia*, vol. 50, no. 2, pp. 107–118, 2013, DOI: 10.1088/0026-1394/50/2/107.

- [86] P. A. Jansson, *Deconvolution of Images and Spectra*, Second. Mineola, New York: Dover Publications, Inc., 1997, ISBN: 978-0-486-45325-5.
- [87] R. N. Kacker, R. Kessel, and K.-D. Sommer, "Assessing Differences Between Results Determined According to the Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement," *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, vol. 115, no. 6, pp. 453–459, 2010, ISBN: 1044-677X.
- [88] CIE, "CIE 198: Determination of Measurement Uncertainties in Photometry," Wien, 2011.
- [89] CIE, "CIE 198-SP1.2 Supplement 1: Modules and Examples for the Determination of Measurement Uncertainties Part 2: Examples for models with Individual Inputs," Wien, 2011.
- [90] M. G. Cox, "The evaluation of key comparison data: An introduction," *Metrologia*, vol. 39, pp. 587–588, 2003, DOI: 10.1088/0026-1394/39/6/9.
- [91] D. W. Allen, G. P. Eppeldauer, S. W. Brown, E. A. Early, B. C. Johnson, and K. R. Lykke, "Calibration and characterization of trap detector filter radiometers," 2003, vol. 5151, pp. 5151–5159.
- [92] P. Schneider, A. Sperling, K. Salfner, and S. Nevas, "Towards a new realization of the SI-base unit " Candela "," in *12. Internationales Forum für den lichttechnischen Nachwuchs*, 2015.

11. Abkürzungsverzeichnis

B

BIPM Internationales Büro für Maß und Gewicht (franz.: bureau international des poids et mesure)

C

CCD engl.: charged coupled device

CGPM Generalkonferenz für Maß und Gewicht (franz.: Conférence Générale des Poids et Mesures)

CIE franz.: Commission Internationale de l'Eclairage

CIPM Internationales Komitee für Maß und Gewicht (franz.: comité international des poids et mesures)

cw Dauerstrichbetrieb (engl.: continuous wave)

D

DSR Differentielle spektrale Empfindlichkeit (engl.: differential spectral responsivity)

DUT Messobjekt (engl.: device under test)

E

EMRP European Metrology Research Programme

EQE Externe Quanteneffizienz

G

GUM engl.: Guide to the expression of uncertainty in measurement

I

iMERA implementing metrology in the European Research Area

IQE Interne Quanteneffizienz

K

KCRV engl.: Key comparison reference value

L

LED Lichtemittierende Diode (engl.: light emitting Diode)

N

NewStaR engl.: New primary standards and traceability for radiometry

P

PDF Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (engl.: probability density function)

PQED predictable quantum efficient detector

PSD positionssensitiver Detektor (engl.: position sensitive detector)

PTB Physikalisch Technische Bundesanstalt

S

SI Internationales Einheitensystem (franz.: système international d'unités)

T

Ti:Sa Titan:Saphir-Laser

TMF Transfer-Matrix Formalismus

TULIP *tunable lasers in photometry, tunable lasers in photometry*

V

VIM..... *Vocabulaire international de métrologie (Internationales Wörterbuch der Metrologie)*

12. Anhang A

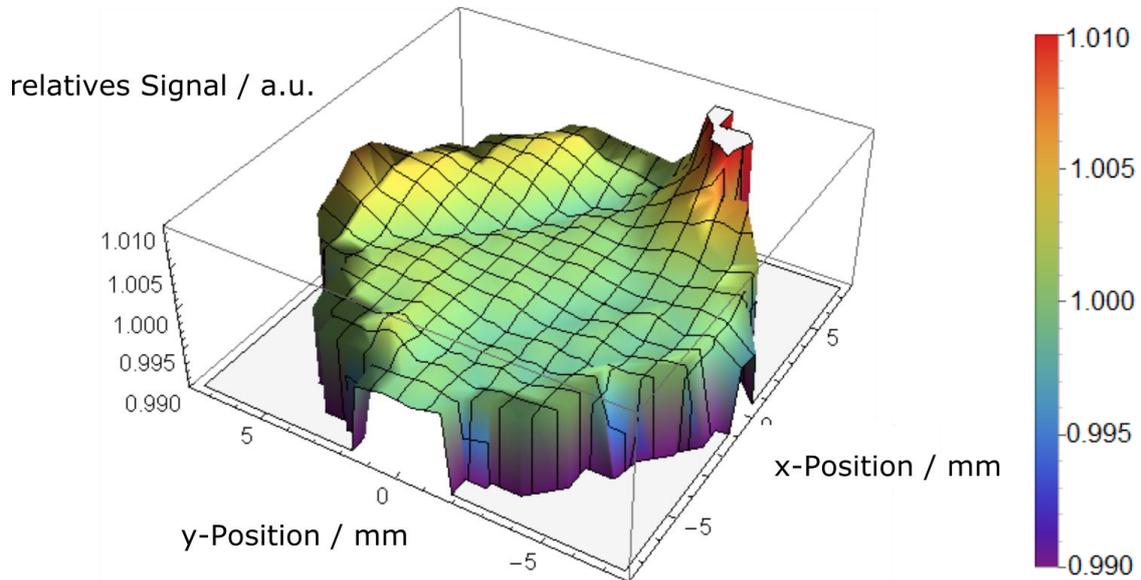


Abbildung A 1: Messung der Homogenität der Empfindlichkeit der ersten Photodiode in Trapdetektor 1 bei einer Wellenlänge von 515 nm und senkrechter linearer Polarisation zur Photodiode. Das Signal wurde auf die Mitte der abgerasterten Fläche normiert. Diese Messung ist in Abbildung 39 mit anderer Skalierung dargestellt.

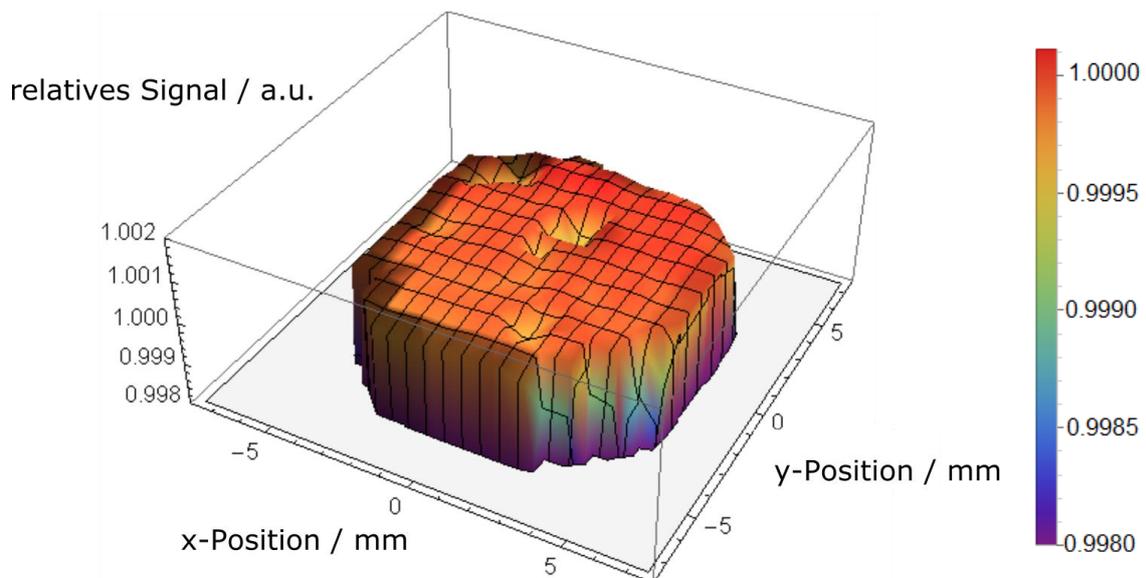


Abbildung A 2: Messung der Homogenität der Empfindlichkeit von Trapdetektor 1 bei einer Wellenlänge von 515 nm und paralleler linearer Polarisation zur ersten Photodiode des Detektors. Das Signal wurde auf die Mitte der abgerasterten Fläche normiert.

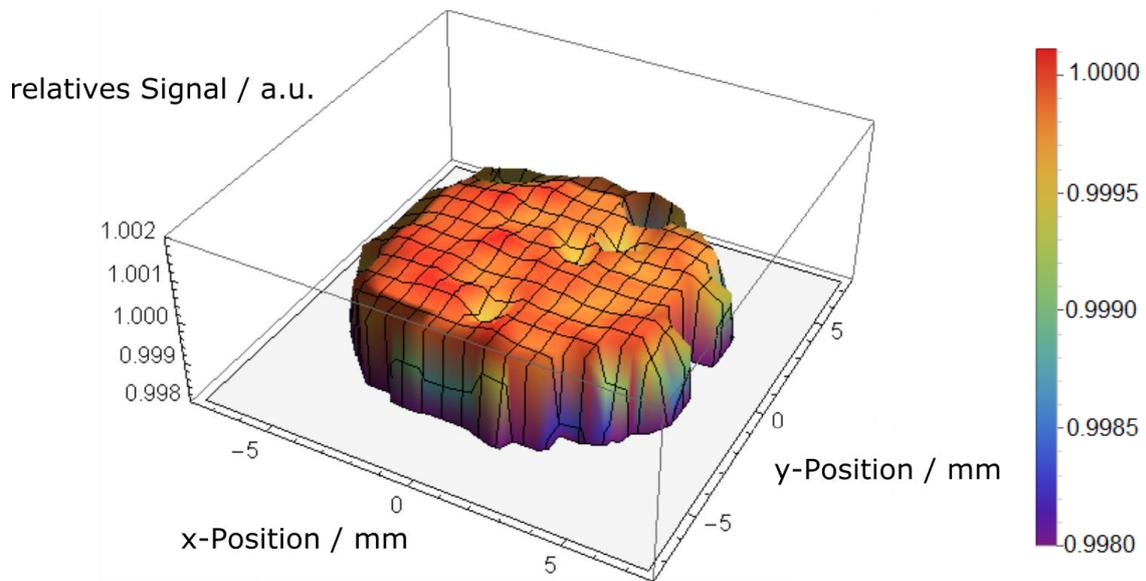


Abbildung A 3: Messung der Homogenität der Empfindlichkeit von Trapdetektor 1 bei einer Wellenlänge von 430 nm und senkrecht linearer Polarisation zur ersten Photodiode des Detektors. Das Signal wurde auf die Mitte der abgerasterten Fläche normiert.

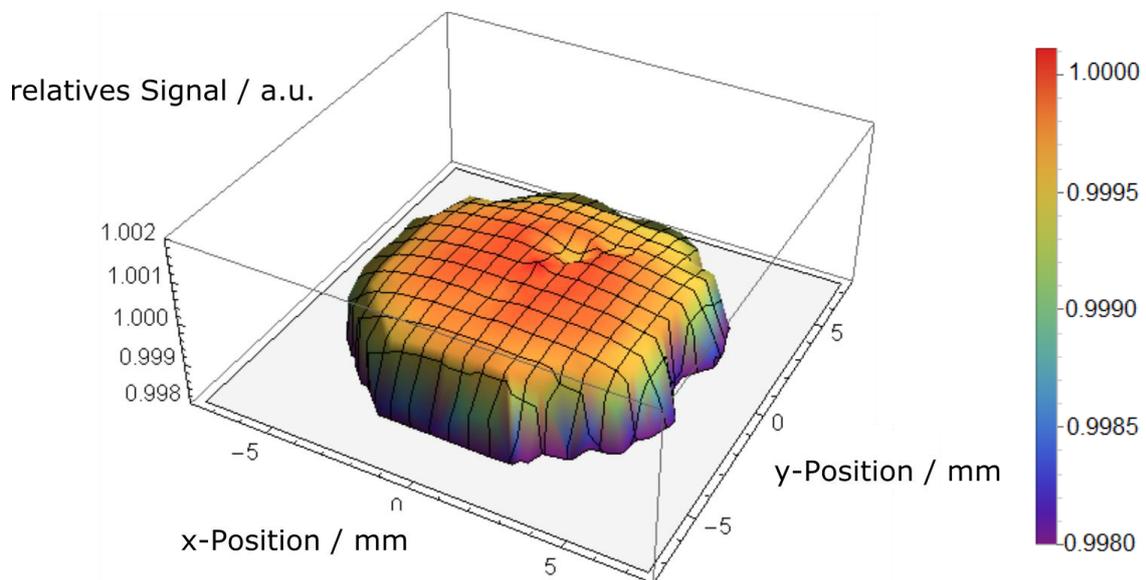


Abbildung A 4: Messung der Homogenität der Empfindlichkeit von Trapdetektor 1 bei einer Wellenlänge von 780 nm und senkrecht linearer Polarisation zur ersten Photodiode des Detektors. Das Signal wurde auf die Mitte der abgerasterten Fläche normiert.

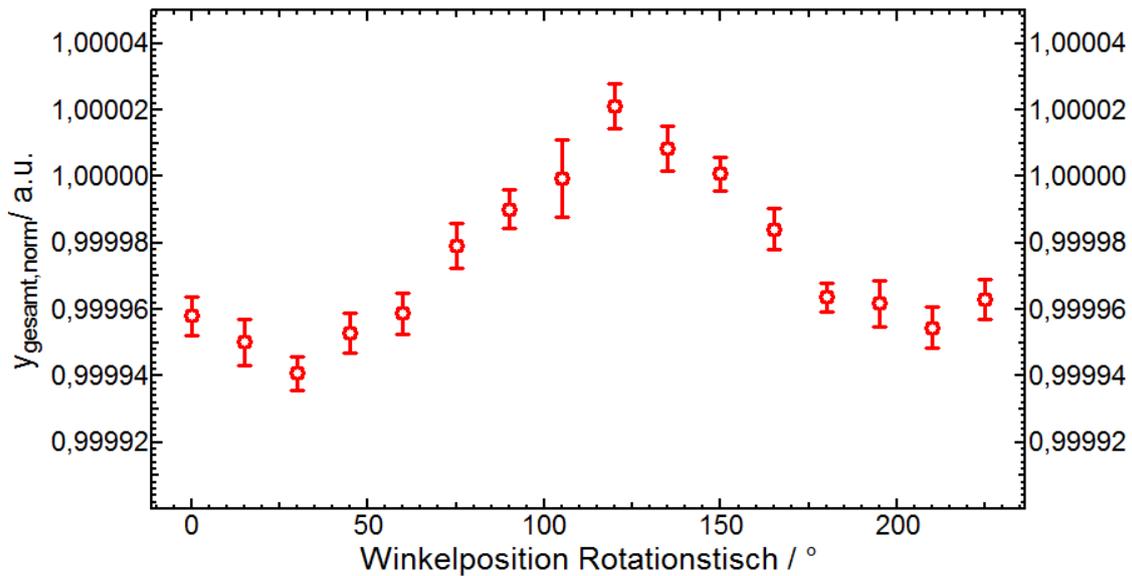


Abbildung A 6: Normierter Gesamtphotostrom von Trapdetektor 2 bei Rotation um einen linear polarisierten Laserstrahl bei einer Wellenlänge von 700 nm. Die Fehlerbalken stellen die Unsicherheit der jeweiligen Photoströme dar.

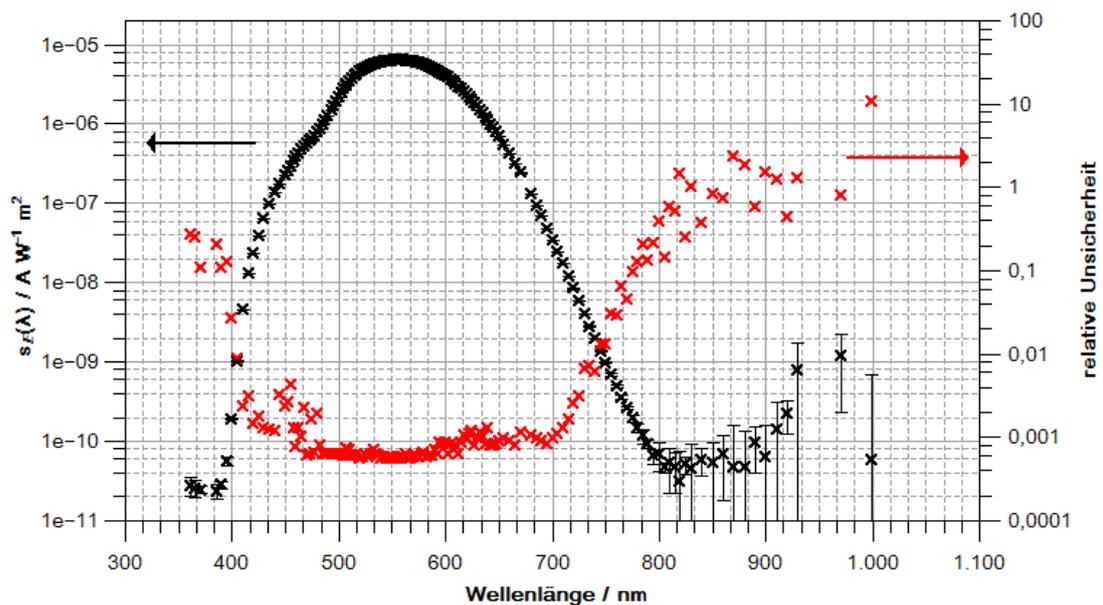


Abbildung A 5: Messung der ermittelten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter gegen den ENV03B als Referenzdetektor. Die Empfindlichkeit (schwarz) ist mit der berechneten absoluten Standardmessunsicherheit als Fehlerbalken und der relativen Messunsicherheit (rot) dargestellt.

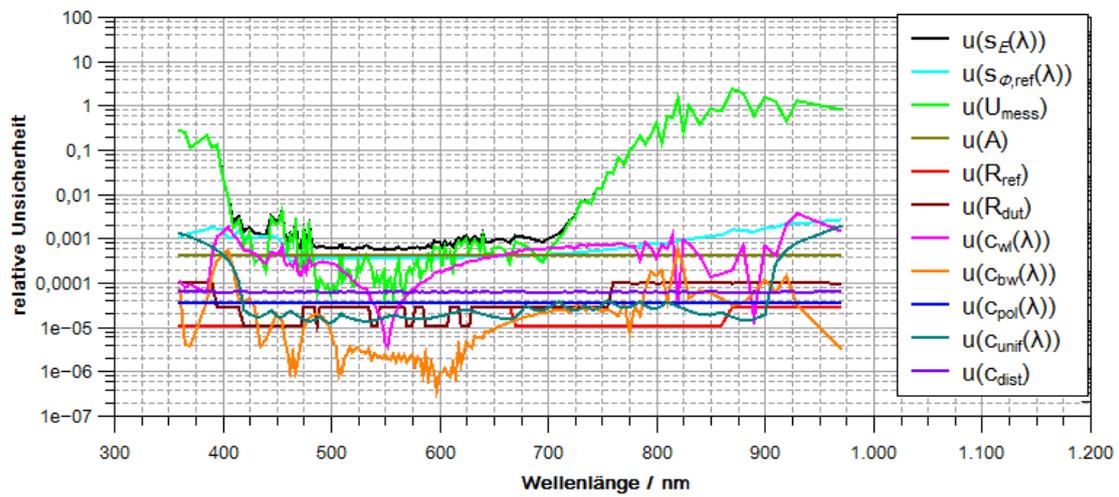


Abbildung A 7: Logarithmische Darstellung der relativen Standardmessunsicherheit für die Bestimmung der Bestrahlungsstärke des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter mittels des ENV03B Referenzdetektors.

13. Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Relative Abweichung der radiometrischen Einheit der Lichtstärke (blau) im Bezug zur bewahrten Einheit der Lichtstärke (orange) seit 1999 bis 2015 mit der jeweils erweiterten Messunsicherheit ($k=2$).

Abbildung 2: Schema der Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Größe Y aus den Verteilungen von drei unabhängigen Eingangsgrößen X_i aus Supplement 1 [6].

Abbildung 3: Der spektrale Hellempfindlichkeitsgrad $V(\lambda)$ des CIE 2°-Standard Beobachters nach [10].

Abbildung 4: Schema der aktuellen Rückführungskette für die Realisierung der Lichtstärke mit den aktuellen Standardmessunsicherheiten nach [92].

Abbildung 5: Schema der neuen Rückführungskette für die Realisierung der Lichtstärke mit der erwarteten Standardmessunsicherheit nach [92].

Abbildung 6: **links**: Darstellung des typischen Schichtaufbaus einer p^+n -Photodiode mit der Verarmungszone, mit und ohne angelegter Vorspannung. **rechts**: Darstellung des typischen Sammlungswirkungsgrades für Minoritätsladungsträger in einer solchen Photodiode, mit und ohne angelegter Vorspannung. Zur deutlicheren Darstellung wurde der Sammlungswirkungsgrad ohne Vorspannung im Nachhinein mit Rot hervorgehoben. Entnommen aus [36] mit Genehmigung von OSA-Publishing. 28

Abbildung 7: Schema des Schichtaufbaus für die Berechnung der Reflektivität einer Si-Photodiode nach [30]. Für die Hamamatsu S1337 Photodioden dient die SiO_2 nur zur Passivierung. Die Dicke der Schicht kann allerdings auch für reduzierte Reflektionsverluste optimiert werden.

Abbildung 8: Berechnete Reflektivität bei einem Einfallswinkel von $\theta_1 = 0^\circ$ für eine Si-Photodiode mit einer angenommenen SiO_2 -Schichtdicke von 30 nm.

Abbildung 9: Berechnete Reflektivität bei einem Einfallswinkel von $\theta_1 = 45^\circ$ für eine Si-Photodiode mit einer angenommenen SiO_2 -Schichtdicke von 30 nm für p-Polarisation (blau) und s-Polarisation (rot).

Abbildung 10: Zweidimensionales Schema des Reflexionstrapdetektors mit vier Photodioden nach Zalewski und Duda. Einfallender und ausfallender Strahl sind zur Veranschaulichung versetzt zueinander gezeigt. Entnommen aus [43] mit Genehmigung von OSA-Publishing.

Abbildung 11: Schema eines Reflexionstrapdetektors aus drei Photodioden nach Fox. Die Reflexionsebenen sind in grau dargestellt. Entnommen aus [53] mit Genehmigung von OSA-Publishing.	
Abbildung 12: Schema eines Transmissionstrapdetektors aus sechs Photodioden nach Fox. Entnommen aus [53] mit Genehmigung von OSA-Publishing.	
Abbildung 13: Berechnete Reflektivität eines Transmissionstrapdetektors aus sechs Photodioden mit einer angenommenen SiO ₂ -Schichtdicke von 30 nm.	
Abbildung 14: Schema der Anordnung von sechs Photodioden von Kübarsepp et al. in einer polarisationsunabhängigen Transmissionskonfiguration. Entnommen aus [61] mit Genehmigung von OSA-Publishing.....	
Abbildung 15: Darstellung der Kombination der Detektormodule für die einzelnen Rückführungsschritte mit dem $V(\lambda)$ -Trapdetektors.....	
Abbildung 16: Bilder der CCD-Kamera hinter dem Trapdetektor bei einem Abstand von 3 m (links) und 4 m (rechts) von der Lichtquelle.....	40
Abbildung 17: Schematischer Aufbau des TULIP-Setups für den Strahlungsleistungsmodus für die Interferenzmessungen. Die nicht benötigten Teile des Aufbaus sind ausgegraut.	
Abbildung 18: Schema der Rotation eines Filters um seine Rotationsachse senkrecht zur optischen Achse des Laserstrahls und des Detektors.	
Abbildung 19: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bei 1 mm dickem planparallelem Filterglas (Objekt 1) bei 734 nm.	
Abbildung 20: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei 1 mm planparallelem Filterglas (Objekt 1). Die gestrichelte rote Linie dient nur zur deutlicheren Darstellung.....	
Abbildung 21: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bei 1 mm dickem planparallelem Filterglas (Objekt 1) bei 532 nm.	
Abbildung 22: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bei einem $V(\lambda)$ -Filter aus drei planparallelen Einzelfiltern (Objekt 2) bei 532 nm.	
Abbildung 23: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bei einem BG42-Filter mit angeklebtem Glaskeil (Objekt 3) bei 532 nm.	
Abbildung 24: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bei einem Quarzglaskeil mit 0,5 ° Keilwinkel (Objekt 4) bei 532 nm.	

Abbildung 25: Darstellung eines Filterstapels mit der Unterteilung von Quelle und Empfänger nach dem Modell. Der Pfad eines Strahls von Quelle zum Empfänger und durch die Filterstapel wurde beispielhaft eingezeichnet.

Abbildung 26: Vergleich der wellenlängenabhängigen Transmissionsänderung aus der Messung (blau) und der Berechnung (rot) für den planparallelen Filter (Objekt 1).

Abbildung 27: Vergleich der winkelabhängigen Transmissionsänderung aus der Messung (blau) und der Berechnung (rot) für das planparallele Filter (Objekt 1) bei 532 nm.....

Abbildung 28: Vergleich der winkelabhängigen Transmissionsänderung aus der Messung (blau) und der Berechnung (rot) für das $V(\lambda)$ -Filter aus verklebten Einzelfiltern (Objekt 2) 532 nm.....

Abbildung 29: Vergleich der winkelabhängigen Transmissionsänderung aus der Messung (blau) und der Berechnung (rot) für den BG42-Filter mit angeklebtem N-BK7-Keil (Objekt 3) bei 532 nm.....

Abbildung 30: Schema des neuen gekeilten $V(\lambda)$ -Filters ($V(\lambda)$ -Keilfilter) aus Blendenglas mit aufgedampfter Chromblende, dem Filterblock aus mehreren Einzelfiltern und dem Glaskeil...

Abbildung 31: Berechnung der winkelabhängigen Transmissionsänderung für das neue gekeilte $V(\lambda)$ -Filter für 532 nm.

Abbildung 32: Bilder der neuen Filter; Links: Vorderseite der mechanischen Blendenhalterung mit Fase zur Präzisionsblende hin; Rechts: Filterstapel mit Blendenglas und Keilglas auf der Rückseite der Blendenhalterung.

Abbildung 33: Messung der Transmissionsänderung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für einen der $V\lambda$ -Keilfilter bei 532 nm.

Abbildung 34: Schema der Keilblenden aus einer Hochpräzisionsblende aus aufgedampften Chrom und einem Glaskeil.

Abbildung 35: Messung der winkelabhängigen Transmissionsänderung für die verklebte Keilblende bei 532 nm.....

Abbildung 36: Messung der winkelabhängigen Transmissionsänderung für die aufgesprengte Keilblende bei 532 nm.....

Abbildung 37: Messung der Homogenität der Empfindlichkeit von Trapdetektor 1 bei einer Wellenlänge von 515 nm und senkrechter linearer Polarisation zur ersten Photodiode des Detektors. Das Signal wurde auf die Mitte der abgerasterten Fläche normiert. 64

Abbildung 38: Messung der Homogenität der Empfindlichkeit von Trapdetektor 2 bei einer Wellenlänge von 515 nm und senkrechter linearer Polarisation zur ersten Photodiode des Detektors. Das Signal wurde auf die Mitte der abgerasterten Fläche normiert.

Abbildung 39: Messung der Homogenität der Empfindlichkeit der ersten Photodiode von Trapdetektor 1 bei einer Wellenlänge von 515 nm und senkrechter linearer Polarisation zur Photodiode. Das Signal wurde auf die Mitte der abgerasterten Fläche normiert. Die Farbskalierung ist für den Vergleich mit Abbildung 36 und Abbildung 37 entsprechend gleich gewählt. Eine skalierte Version dieser Messung ist im Anhang in Abbildung A 1 dargestellt.....

Abbildung 40: Photoströme für Photodiode 1 und Photodioden 2-6 für Trapdetektor 1 bei einer Wellenlänge von 700 nm bei Rotation des Detektors um den linear polarisierten Laserstrahl.

Abbildung 41: Normierter Gesamtphotostrom von Trapdetektor 1 bei Rotation um einen linear polarisierten Laserstrahl bei einer Wellenlänge von 700 nm. Die Fehlerbalken stellen die Unsicherheit der jeweiligen Photoströme dar.

Abbildung 42: Schematischer Aufbau des TULIP-Setups für die Messung der Filtertransmission und den Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten.

Abbildung 43: Relative Transmission des $V(\lambda)$ -Keilfilters. Die gemessene Transmission ist in schwarz dargestellt, mit den Standardmessunsicherheiten als Fehlerbalken. Die relative Standardmessunsicherheit ist in Rot dargestellt.

Abbildung 44: Relative Messunsicherheiten der einzelnen Komponenten für die Messung der Transmission des $V(\lambda)$ Keilfilters relativ zur Keilblende.

Abbildung 45: Gemessene Strahlungsleistungsempfindlichkeiten für den Transmissionstrapdetektor. Die Messungen mit dem Referenzdetektor ENV03B sind als rote Kreuze eingetragen, die Messungen mit dem Referenzdetektor T11 sind als schwarze Kreise eingezeichnet. In Blau ist die Differenz der beiden Empfindlichkeiten auf der rechten y-Achse logarithmisch eingezeichnet.

Abbildung 46: Relative Standardmessunsicherheit für die Strahlungsleistungskalibrierung des Transmissionstrapdetektors mit dem Detektor ENV03B als Referenz. U_{mess} stellt hierbei die kombinierte Unsicherheit der Spannungsmessung am Test-, Referenz- und Monitordetektor dar.

Abbildung 47: Relative Standardmessunsicherheit für die Strahlungsleistungskalibrierung des Transmissionstrapdetektors mit dem Detektor T11 als Referenz. U_{mess} stellt hierbei die kombinierte Unsicherheit der Spannungsmessung am Test-, Referenz- und Monitordetektor dar.

Abbildung 48: Grad der Äquivalenz der Strahlungsleistungsempfindlichkeitskalibrierung gegen die Referenzdetektoren T11 und ENV03B. Zur Beurteilung wurde der Grenzwert $EN = 1$ eingezeichnet.

Abbildung 49: Messung der ermittelten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit Keilblende gegen den ENV03B als Referenzdetektor. Die Empfindlichkeit (schwarz) ist mit der berechneten absoluten Standardmessunsicherheit als Fehlerbalken und der relativen Messunsicherheit (rot) dargestellt.

Abbildung 50: Logarithmische Darstellung der relativen Standardmessunsicherheit für die Bestimmung der Bestrahlungsstärke des Trapdetektors mit Keilblende mittels des ENV03B Referenzdetektors.

Abbildung 51: Messung der ermittelten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit Keilblende gegen den T11 als Referenzdetektor. Die Empfindlichkeit (schwarz) ist mit der berechneten absoluten Standardmessunsicherheit als Fehlerbalken und der relativen Messunsicherheit (rot) dargestellt.

Abbildung 52: Logarithmische Darstellung der relativen Standardmessunsicherheit für die Bestimmung der Bestrahlungsstärke des Trapdetektors mit Keilblende mittels des T11 Referenzdetektors.

Abbildung 53: Grad der Äquivalenz der Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit Keilblende gemessen gegen den T11 und den ENV03B. Zur Beurteilung wurde der Grenzwert $EN = 1$ eingezeichnet.

Abbildung 54: Messung der ermittelten spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter gegen den T11 als Referenzdetektor. Die Empfindlichkeit (schwarz) ist mit der berechneten absoluten Standardmessunsicherheit als Fehlerbalken und der relativen Messunsicherheit (rot) dargestellt.

Abbildung 55: Logarithmische Darstellung der relativen Standardmessunsicherheit für die Bestimmung der Bestrahlungsstärke des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter mittels des T11 Referenzdetektors.

Abbildung 56: Grad der Äquivalenz der Bestrahlungsstärkeempfindlichkeiten des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter gemessen gegen den T11 und den ENV03B. Zur Beurteilung wurde der Grenzwert $EN = 1$ eingezeichnet.

Abbildung 57: Messung der spektralen Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit des gefilterten $V(\lambda)$ -Trapdetektors gegen den T11 aus Abbildung 54. Die Werte unterhalb 410 nm und oberhalb 780 nm wurden mit den Werten der Nachmessung ersetzt. Die Empfindlichkeit (schwarz) ist mit der berechneten absoluten Standardmessunsicherheit als Fehlerbalken und der relativen Messunsicherheit (rot) dargestellt.

Abbildung 58: Logarithmische Darstellung der relativen Standardmessunsicherheit für die Bestimmung der Bestrahlungsstärke des Trapdetektors mit $V(\lambda)$ -Keilfilter mittels des T11 Referenzdetektors mit den Nachmessungen.....

Abbildung 59: Vergleich der photometrischen Empfindlichkeiten mit der Standardmessunsicherheit und der erweiterten Messunsicherheit aus den Messungen am DSR-Messplatz (grün) und den Messungen an der photometrischen Bank (grün) mit den Ergebnissen mit dem TULIP-Aufbau (rot) mit den Referenzdetektoren ENV03B, T11 und der Nachmessung mit der T11-Referenz (T11 Nm).....

Abbildung 60: Grad der Äquivalenz der photometrischen Empfindlichkeiten von TULIP-, DSR- und Photometerbankmessungen zu einem gemeinsamen Mittelwert.....

14. Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Übersicht der sieben SI-Basisgrößen und Einheiten in der hier verwendeten Notation und nach VIM [1]. Die VIM Notation ist bei Unterschieden in Klammern angegeben.	6
Tabelle 2: Übersicht ausgewählter radiometrischer Größen und Einheiten.	13
Tabelle 3: Übersicht ausgewählter photometrischer Größen und Einheiten	13
Tabelle 4: Übersicht der variablen Eingangsparameter des Modells zur Transmissionsberechnung.....	51
Tabelle 5: Übersicht der Messunsicherheitsbeiträge für die Strahlungsleistungskalibrierung bei einer Wellenlänge von 532 nm gegen den Referenzdetektor ENV03B. Der Vollständigkeit halber erfolgt die Angabe der angenommenen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung(PDF) für die Unsicherheit der Eingangsgrößen und der entsprechenden Freiheitsgrade bei Wiederholungsmessungen.....	78
Tabelle 6: Übersicht der Messunsicherheitsbeiträge für die spektrale Bestrahlungsstärkeempfindlichkeit bei einer Wellenlänge von 532 nm für den Referenzdetektor T11. Der Vollständigkeit halber erfolgt die Angabe der angenommenen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (PDF) für die Unsicherheit der Eingangsgrößen und der entsprechenden Freiheitsgrade bei Wiederholungsmessungen.	86
Tabelle 7: Übersicht der größten Messunsicherheitsbeiträge für die photometrische Empfindlichkeit des $V(\lambda)$ -Trapdetektors kalibriert gegen den Referenzdetektor ENV03B. ...	89
Tabelle 8: Übersicht der photometrischen Empfindlichkeiten für den $V(\lambda)$ -Trapdetektor mit den unterschiedlichen Referenzdetektoren und Methoden. Angegeben sind die relativen Standardmessunsicherheiten, sowie die erweiterten Unsicherheiten, die der Überdeckung $k=2$ entsprechen.....	91
Tabelle 9: Übersicht der photometrischen Empfindlichkeiten mit den Werten nach den aktuellen Realisierungen aus Tabelle 7 und der vorläufigen Berechnung nach der neuen Rückführung.	97

	17	corr.factor photometer Ref	$corr_{PR}$	0.9999	0.000391	A	424	-9.4015	-0.003676	-0.000391
	18	correction factor photometer	$corr_{PI}$	1.0000	0.000709	A	4577	9.4001	0.006663	0.000709
	19	luminous responsivity/REF [mA/V]	$S_{C_{PR}}$	16.7090	0.033418	B	∞	0.5626	0.018800	0.002000
	20	mean value photometer signal [mA]	y_{PR1}	210.2102	0.0009	A	9	0.0447	0.000040	0.000004
	20	mean value photometer REF [mA]	y_{PRK}	373.7120	0.00045	A	9	-0.0252	-0.000011	-0.000001
	29	mismatch index	m_{PI}	-0.00743	0.005	B	∞	-0.0007	-0.000004	0.000000
	29	mismatch index	m_{PR}	-0.02	0.003	B	∞	0.0007	0.000002	0.000000
	30	current distrib. temp exponent	m_{T_1}	0.72	0.12	B	∞	0.0000	-0.000002	0.000000
	21	mean value current [V]	U_{SI}	0.589	0.00012	A	9	0.1444	0.000017	0.000002
	24	shunt resistor current [ohm]	R_{SI}	0.1000106	0.000006	B	∞	-0.8507	-0.000005	-0.000001
	25	cal. factor current DVM	g_j	1	0.000041	B	∞	0.0851	0.000003	0.000000
	26	distrib. temperature source [K]	T_{CI}	2856	23.0	B	∞	0.0000	0.000952	0.000101
	31	nominal current of source [A]	I_{CI}	5.8900	0					
	32	CIE illuminant A (temp.) [K]	T_A	2856	0					0.000709
	33	intermediate uncertainty								0.00203
	34	no correlation								0.00203
	35	responsivity photometer [mA/V]	S_{PR1}	9.400						0.0022
				found from approximation formula: $k =$			2.00			0.041
										0.0043

Danksagung

Diese Dissertation ist während meiner Arbeit als Doktorand an der PTB entstanden. Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich währenddessen und auf meinem Weg bis hierhin unterstützt haben.

Zunächst gilt mein Dank Professor Stefan Kück für die hervorragende Betreuung und hilfreiche Diskussionen und ebenso Professor Andreas Hangleiter für die regelmäßigen Gespräche und Diskussionen, die mich stets vorangebracht haben.

Ich möchte mich bei Armin und Saulius bedanken, für die Betreuung und Unterstützung bei der Arbeit und im Labor. Bei Katharina möchte ich mich für die umfassende Unterstützung, die Zusammenarbeit im Labor und viele hilfreiche Diskussionen und kritische Nachfragen bedanken, die mir geholfen haben meine Arbeit besser zu strukturieren.

Allen Mitgliedern des Fachbereichs 4.1 der PTB gilt mein Dank, für die hervorragende Arbeitsatmosphäre und die sehr angenehme Zeit, ebenso wie für die Unterstützung bei der Arbeit. Für das Durchführen von Messungen und den Aufbau von Teilen des Detektors bedanke ich mich bei Detlef, Gitta, Ingo, Mario, Stefan und Jörn. Für Ratschläge und Diskussionen gilt mein Dank Peter, Christian, Thorsten und Matthias. Auch alle nicht genannten haben mir bei der Arbeit auf die eine oder andere Art geholfen.

Ich bedanke mich bei den Organisatoren und Mitgliedern der IGSM und besonders bei Judith und Katrin für interessante Veranstaltung und viele unterschiedliche Softskillkurse die mich weitergebracht haben. Die vielen extracurricularen Aktivitäten, wie Ausflüge, Filmeabende, Spieleabende, unser Ausflug nach Albenhus und viele Kinofilme haben mir das Ankommen und die Zeit in Braunschweig sehr viel angenehmer und schöner gemacht. Auch den anderen Doktoranden der IGSM gilt deswegen mein Dank und stellvertretend seien Bea, Bettina, Paula, Linus und Christoph genannt.

Mein größter Dank gilt meinen Freunden und meiner Familie. Ich bedanke mich bei meinen Eltern, die meinen spontanen Wechsel des Studiums von Maschinenbau zu Physik noch vor dem ersten Semester nicht einen Moment in Frage gestellt haben und mich in allem stets unterstützt haben. Bei meinen Kommilitonen aus Bochum bedanke ich mich für die coole Zeit während des Studiums. Laura gilt zusätzlich mein Dank für die Weiterleitung der Stellenausschreibung, die mich an die PTB gebracht hat. Mit einem energischen „Mau!“ bedanke ich mich meinen beiden Katzen, Lily und Ivy, die das hier nicht lesen können, die ich in mein Herz geschlossen habe und die mich nach anstrengenden Tagen in der Schreibphase fleißig aufgemuntert haben. Zu guter Letzt gilt mein Dank meinen engsten Freunden, Kati und Molle! Ihr seid immer für mich da und ich kann kaum in Worte fassen, wie wichtig ihr für mich seid. Danke!

Lebenslauf

Allgemeine Daten und Ausbildung

Seit Dezember 2014	Mitglied der B-IGSM (braunschweig international graduate school of metrology)
Seit 05.2014	Promotionsstudium an der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig an der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik
Seit 05.2014	Wissenschaftlicher Angestellter an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt im Fachbereich 4.1 „Photometrie und angewandte Radiometrie“
07.2013 – 03.2014	Praktikum bei Bartels Mikrotechnik GmbH in Entwicklung und Produktion
10.2010 – 03.2013	Diverse Beschäftigung als Tutor und studentische Hilfskraft
2008 – 2013	Physikstudium an der Ruhr-Universität Bochum Master of Science in Physik in 2013; Gesamtnote: 2,2 Titel der Masterarbeit: Absorptionsspektroskopie an angeregten atomaren Zuständen
1998 – 2008	Schulbildung (Grundschule/Gymnasium) Leistungskurse: Mathematik und Physik Abschluss: Abitur Gesamtnote: 2,4
15.08.1988	Geboren im St.-Josef-Hospital in Gelsenkirchen-Horst

Zusätzliche Erfahrungen

2005 – 2010	Gründungsmitglied von ge-art international e.V. (Kunst- und Kulturförderung für Kinder und Jugendliche)
Seit 2008	Mitglied in der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
Seit 2018	Mitglied in der Deutschen Lichttechnischen Gesellschaft



Herausgeber:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt
ISNI: 0000 0001 2186 1887

Presse und Öffentlichkeitsarbeit

Bundesallee 100
38116 Braunschweig

Telefon: (05 31) 592-93 21
Telefax: (05 31) 592-92 92
www.ptb.de

Vertrieb:

Fachverlag NW in der
Carl Schünemann Verlag GmbH

Zweite Schlachtpforte 7
28195 Bremen

Telefon: (04 21) 369 03-0
Telefax: (04 21) 369 03-63
www.schuenemann-verlag.de