



Technische Universität Ilmenau
Fakultät für Maschinenbau

Bachelorarbeit

für Herrn Ronald Kampmann

geboren am 06.05.1981 in Nordhausen

Studiengang Optronik

THEMA

„Universeller Messaufbau zur ortsaufgelösten
Charakterisierung von Dünnschichtinterferenzsystemen“

verantw. Hochschullehrer: Prof. Dr. rer.nat. habil. Stefan Sinzinger

Ausgabedatum: 01.12.2008

Abgabedatum: 01.06.2009

Ilmenau, den 09.04.2009

Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Gerhard Linß
Vorsitzender des Prüfungsausschusses

Aufgabenstellung für die Bachelorarbeit

von Herrn Ronald Kampmann

Thema: Universeller Messaufbau zur orts aufgelösten Charakterisierung von Dünnschichtinterferenzsystemen

Dünnschichtsysteme spielen für die Leistungsfähigkeit optischer Bauelemente eine entscheidende Rolle. Auf der Basis der Interferenz der an dielektrischen Grenzschichten auftretenden reflektierten oder transmittierten Anteile der auftreffenden Lichtwellen können hochleistungsfähige Reflexions- bzw. Antireflexionsschichten hergestellt werden. Ziel der Bachelorarbeit ist die hochgenaue spektrale Vermessung dielektrischer Schichtstapel mit Hilfe eines portablen flexibel einsetzbaren und leistungsfähigen Spektrometers. Folgende Teilaufgaben müssen u.a. dabei bearbeitet werden:

- Einarbeitung in die Funktionsweise, das Design und die Herstellung dielektrischer Schichtstapel;
- Definition der zu charakterisierenden Eigenschaften der dielektrischen Schichtstapel (Lastenheft);
- Design und Konstruktion eines geeigneten Messaufbaus;
- Untersuchung geeigneter Teststrukturen;
- Vergleich mit Messungen eines Referenzspektrometers;

1.10.2008

Ausgabedatum:

Verantwortlicher Hochschullehrer: Prof. Dr. Stefan Sinzinger

Betreuer: Prof. Dr. Stefan Sinzinger,
Dr. Stefan Jacobs, Fa. mso-jena

Selbständigkeitserklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe.

Ort, Datum, Unterschrift

.....

Zusammenfassung / Abstract:

Deutsch:

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem konstruktiven Entwurf und der Erprobung eines universellen Messaufbaus, welcher in Verbindung mit einem Mehrkanalspektralfotometer eine orts aufgelöste Charakterisierung von Dünnschichtinterferenzsystemen ermöglicht.

Für die spektralfotometrische Untersuchung solcher Interferenzfilter werden die grundlegenden physikalischen Zusammenhänge der Dünnschichtoptik erarbeitet, damit die bei der experimentellen Erprobung erhaltenen Messwerte wissenschaftlich analysierbar sind. Es wird detailliert auf messtechnische sowie optische Zusammenhänge eingegangen. Am Ende wird eine Einschätzung der spektralen und fotometrischen Genauigkeit des verwendeten Spektralfotometers vorgenommen.

English:

The available work concerns itself with the constructional design and the testing of a universal measurement setup, which makes a local dissolved characterisation of thin film interference systems in connection with a multi-channel spectrophotometer possible.

For the spectrophotometric investigation of such interference filters the fundamental physical mechanisms of the thin film optics are compiled, so that the measured values received with experimental testing are scientifically analyzable. It is dealt in detail with instrumentation as well as optical connections. At the end an estimate of the spectral and photometric accuracy of the used spectrophotometer is made.

Inhaltsverzeichnis	Seite
1 Einführung	7
1.1 Motivation	7
1.2 Detaillierung der Aufgabenstellung	8
1.3 Erkenntnisse aus vorhergehenden Arbeiten	8
2 Grundlagen	9
2.1 Reflexion und Brechung an optischen Grenzflächen	9
2.2 Interferenz	11
2.3 Interferenzschichtsysteme	11
2.4 Spektrofotometer	19
3 Testprobensatz	22
4 Konstruktion und Anforderungen	25
4.1 Anforderungen	25
4.2 Konzeptionierung des Messaufbaus	25
4.3 Konstruktionsphase	27
5 Experimentelle Erprobung	29
5.1 MCS601	29
5.1.1 Spektrale Auflösung	29
5.1.2 Stützstellenuntersuchung	31
5.1.3 Interner Streulichteinfluss	35
5.1.4 Lampendynamik	36
5.1.5 Rauschen	38
5.1.6 Polarisationszustand des Messstrahls	40
5.2 MCS601 und universeller Messaufbau	42
5.2.1 Fremdlicheinfluss	42
5.2.2 Messstrahldurchmesser und Strahlgeometrie	45
5.2.3 Transmissionsmessungen mit $\text{AOI} \geq 0^\circ$ und Strahlversatz	46
5.2.4 Positionierungsfehler	49

6 Diskussion	53
6.1 Zusammenfassung der Ergebnisse	53
6.2 Ausblick	54
7 Anhang	55
7.1 Literatur und Quellenverzeichnis	55
7.2 Formelzeichen	56
7.3 Einzelteilzeichnung	57

1 Einführung

Im Gebiet der Dünnschichtoptik wurden in den letzten 10 Jahren große Fortschritte erzielt. Die Interferenzschichtsysteme werden komplexer und Ihre optischen Eigenschaften immer facettenreicher. So ist es heute neben Antireflexbeschichtungen, Strahlteilern, Bandpässen und anderen Filterarten möglich so genannte Notchfilter zu realisieren. Diese weisen in einem sehr kleinen Wellenlängenbereich nebeneinander hohe und niedrige Transmission auf und zeichnen sich durch sehr steile Kanten aus. Solche Interferenzfilter finden in vielen Bereichen der Wissenschaft und Technik Anwendung. In der Fluoreszenzmikroskopie beispielsweise, bei welcher die Emissions- und Anregungswellenlängen im Messstrahl durch Schmalbandfilter voneinander getrennt werden oder in der Messtechnik wo das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) optimiert werden muss. Dielektrische Filter bestehen aus auf ein Substrat aufgebracht, dünnen Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes und Schichtdicken. Die optischen Eigenschaften dieser Schichtsysteme beruhen auf dem Effekt der Interferenz. Um die optischen Charakteristika eines solchen Dünnschichtinterferenzsystems zu messen, bedarf es der Spektralfotometrie mit deren Hilfe Strahlungsintensitäten in Abhängigkeit von der Wellenlänge detektiert werden.

1.1 Motivation

In dem Unternehmen¹, in welchem ich mein Fachpraktikum durchführte und meine Bachelorarbeit schrieb, werden Interferenzfilter entworfen und hergestellt. Für ein Projekt, in dem Dünnschichtfilter Gamma- und Protonenstrahlung ausgesetzt werden um Bedingungen im All zu simulieren, wurde das Mehrkanalzeilenspektrofotometer MCS601 von Zeiss² zusätzlich zu den schon vorhandenen Zweistrahlenspektrometern erworben. Das MCS601 ist für den industriellen Einsatz ausgelegt, das heißt eine gewisse Robustheit gegen raue Umgebungsbedingungen garantiert den sicheren Einsatz des Spektrometers außer Haus. Durch den internen Aufbau des MCS601 ist

¹ mso jena Mikroschichtoptik GmbH

² Carl Zeiss AG

es möglich, breitbandige Transmissionsmessungen in kürzester Zeit durchzuführen. Um den Einsatzbereich des MCS601 zu erweitern, war es meine Aufgabe im Rahmen dieser Bachelorarbeit einen Messaufbau zu konstruieren und zu erproben. Dieser dient im Prüfraum zur spektralen Untersuchung von Proben mit verschiedener Geometrie und verschiedensten spektralen Charakteristika.

1.2 Detaillierung der Aufgabenstellung

Das Ziel war die Entwicklung, Konstruktion und Erprobung eines universellen Messaufbaus für das MCS601 um Transmissionsmessungen unterschiedlichster Proben zu realisieren.

Weiterhin war anhand eines Testprobensatzes neben der Erprobung des universellen Messaufbaus eine Untersuchung der spektralen und fotometrischen Genauigkeit des MCS601 durchzuführen. Einzelne Faktoren, welche die Messgenauigkeit des MCS601 beeinflussen, waren theoretisch sowie experimentell zu untersuchen. Die mit dem MCS601 ermittelten Transmissionskurven des Probensatzes konnten mit den theoretischen und den mit einem Referenzmessverfahren aufgenommenen Spektren verglichen werden, um mögliche Abweichungen festzustellen und zu analysieren. Als Endergebnis war eine Bewertung der fotometrischen und spektralen Genauigkeit, sowie der Tauglichkeit des gesamten universellen Messaufbaus für Transmissionsmessungen vorzunehmen.

1.3 Erkenntnisse aus vorhergehenden Arbeiten

Im Rahmen meines Fachpraktikums bei mso jena bestand die Aufgabenthematik in der Inbetriebnahme des MCS601. Dazu war ein mobiler Messaufbau zu konstruieren und zu erproben. Es waren auch erste Aussagen bezüglich der Genauigkeit des MCS601 zu treffen, um mögliche Einsatzfelder des MCS601 zu bewerten. Auf Grund der kurzen Messzeiten des Zeilenspektrometers und auf Basis der erzielten Ergebnisse, wurde beschlossen das MCS601 auch im Prüfraum bei der spektralen Prüfung von verschiedensten dielektrischen Filtern einzusetzen.

2 Grundlagen

2.1 Reflexion und Brechung an optischen Grenzflächen

An jeder Grenzfläche zwischen zwei verschieden optisch dichten Medien wird eine einfallende Welle nach dem Brechungsgesetz gebrochen und nach dem Reflexionsgesetz reflektiert. Wird die physikalische Grenzfläche für die Festlegung eines kartesischen Koordinatensystems genutzt, in dem die von zwei Achsen aufgespannte Ebene die Grenzfläche einschließt, so kann der Wellenvektor \vec{k} /Dem 95, S. 184-185/ in senkrecht und parallel zur Grenzfläche liegende Komponenten zerlegt werden. Mit Hilfe der Ewaldkugel /Ash 07, S. 127-128/ und den Bedingungen für die zur Grenzfläche parallelen k-Komponenten ergeben sich die oben genannten Gesetze. Bei dem Übergang der Welle von einem Medium in das andere ändert sich durch die verschiedenen Brechzahlen die Phasengeschwindigkeit. Die Frequenz der einfallenden, gebrochenen und reflektierten Welle bleibt gleich.

Das Reflexions- und das Brechungsgesetz beinhalten jedoch keine Aussage über die Anteile, welche reflektiert und gebrochen werden. Dieser Sachverhalt ist in den Fresnelschen Formeln für dielektrische Medien in (2.1) beschrieben.

$$r_p = \frac{n_1 \cos \phi_0 - n_0 \cos \phi_1}{n_1 \cos \phi_0 + n_0 \cos \phi_1} ; \quad r_s = \frac{n_0 \cos \phi_0 - n_1 \cos \phi_1}{n_0 \cos \phi_0 + n_1 \cos \phi_1} ; \quad R_{p/s} = |r_{p/s}|^2 ; \quad (2.1)$$

$$t_p = \frac{2n_0 \cos \phi_0}{n_1 \cos \phi_0 + n_0 \cos \phi_1} ; \quad t_s = \frac{2n_0 \cos \phi_0}{n_0 \cos \phi_0 + n_1 \cos \phi_1} ; \quad T_{p/s} = 1 - |r_{p/s}|^2 ;$$

Der Anteil, der gebrochen oder reflektiert wird, ist abhängig von der Polarisationsart und -richtung, den Brechungsindizes der Medien und dem Einfallswinkel der einfallenden Welle.

In den folgenden Gedankenexperimenten wird nur linear polarisiertes Licht betrachtet, da aus verschiedenen Kombinationen zweier linear polarisierter Wellen in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung, der Amplitude des elektrischen Feldes und dem Phasenunterschied der überlagernden Wellen alle anderen Polarisationsarten erzeugt werden können. Betrachtet wird eine Welle, die senkrecht (Einfallswinkel(AOI) = 0°) auf eine Grenzfläche zwischen zwei unterschiedlich optisch dichten Medien fällt. Nach den Fresnelschen Formeln bezüglich des Reflexions- und Trans-

missionskoeffizienten ist die Polarisationsrichtung in diesem Fall nicht relevant. Ist der Einfallswinkel jedoch verschieden von null, ergeben sich für s- und p-polarisierte Wellen, wie in Abb. 2-1 dargestellt, unterschiedliche Werte der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten.

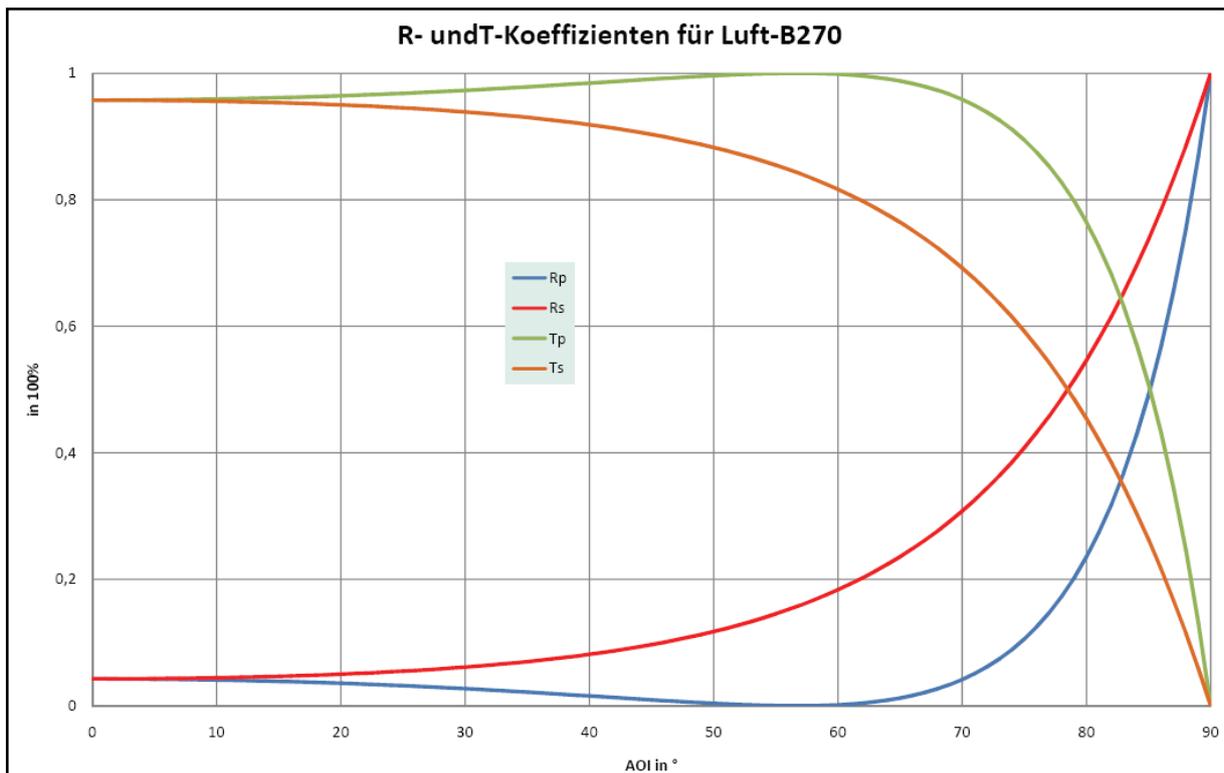


Abb. 2-1: Reflexions- und Transmissionskoeffizienten ($n_0=1$, $n_1=1.52$)

Das heißt es werden abhängig von der Polarisationsrichtung prozentual verschiedene Anteile der einfallenden Strahlung reflektiert und transmittiert. Bei der Berechnung des Amplitudenreflexionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Inzidenzwinkel ergibt sich für die parallel polarisierte Komponente³ zu einem bestimmten Winkel ein Wert gleich null. Dieser Winkel heißt Brewsterwinkel. Bei Reflexion von Strahlung an einer Grenzfläche zwischen einem optisch dünnen zu einem optisch dichten Medium erfährt die reflektierte Komponente des senkrecht polarisierten Lichtes einen Phasensprung. Für die parallel polarisierte Komponente gilt das Gleiche für Inzidenzwinkel

³ Die elektrische Feldstärke schwingt parallel zur Einfallsebene.

größer des Brewsterwinkels. Das Auftreten eines Phasensprunges kann aus der Berechnung des Amplitudenreflexionskoeffizienten (2.1) abgeleitet werden. Erhält dieser ein negatives Vorzeichen, kommt es zu einem Phasensprung.

2.2 Interferenz

Licht ist eine transversale elektromagnetische Welle (TEM-Welle). Das elektrische und magnetische Feld einer TEM-Welle sind miteinander gekoppelt und schwingen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Dieser Zusammenhang ist in den Maxwellgleichungen /Vog 99, S. 424/ vollständig beschrieben.

Durch das Zusammentreffen zweier oder mehrerer Wellen kann eine resultierende Welle mit dem Superpositionsprinzip konstruiert werden, was Interferenz genannt wird. Dazu müssen folgende Faktoren in Zusammenhang mit dem zeitlichen und räumlichen Auflösungsvermögen des Betrachtungssystems berücksichtigt werden. Aus einer der interferierenden Wellen, müssen zu jeder Zeit und an jedem Ort die an der Interferenz beteiligten Wellen berechnet werden können. Das heißt, dass die Differenz von den Anfangsphasen, den Wellenlängen und den Ausbreitungsrichtungen der miteinander interferierenden Wellen konstant sein muss. Aus diesen konstanten Differenzen lassen sich die Begriffe der zeitlichen und räumlichen Kohärenz /Ber 87, S. 329-333/ ableiten. Ebenfalls spielen der Polarisationszustand und die Amplitude der Wellen bei einer Überlagerung eine wichtige Rolle. Werden die oben genannten physikalischen Größen geschickt gewählt, tritt im einfachsten Fall, bei der Überlagerung zweier Wellen die Erscheinung der konstruktiven oder destruktiven Interferenz ein.

2.3 Interferenzschichtsysteme

Interferenzfilter bestehen aus auf ein Substrat aufgebrachtene mehrlagigen dielektrischen dünnen Schichten, welche in zwei Dimensionen weitläufig ausgedehnt und in der dritten Dimension von der Größenordnung der betrachteten Wellenlänge sind. Dünne Schichten können die Eigenschaften einer Optik verändern. Die Einteilung der Schichten geschieht nach dem Brechungsindex n . Die Kennzeichnung erfolgt mit einem Großbuchstaben, welcher neben dem Brechungsindex eine $\lambda/4$ -Schicht be-

zeichnen kann. Es gibt niedrig-(L=low), mittel-(M=middle) und hochbrechende-(H=high) Schichten. Die eingesetzten Materialien sind unter anderem abhängig vom Einsatzgebiet des Filters. Für Filter im Vakuum UV⁴ werden bevorzugt Fluoride genutzt. Im nahen UV⁵ und dem VIS⁶ Bereich sind neben Fluoriden auch Oxide⁷ gebräuchlich. Als niedrigbrechendes Oxid wird SiO₂ genutzt wobei TiO₂, Ta₂O₅ und HfO₂ für hochbrechende Schichten eingesetzt werden. Oxide, Fluoride, Sulfide, Halbleiter und andere Materialien werden im IR⁸ eingesetzt. Eine mögliche Nomenklatur⁹ zur Beschreibung eines Einschichtsystems ist in folgendem Beispiel dargestellt. Mit dem EinfallsmEDIUM Luft und einer niedrigbrechenden(L) Einfachschicht aus Magnesiumfluorid ($n_L=1.38$) mit einer geometrischen Dicke $d_L=99,64\text{nm}$ auf einem Substrat S ($n_S=1.52$) bei einer betrachteten Wellenlänge (Designwellenlänge) $\lambda_0=550\text{nm}$ wird geschrieben *Air*[1L]S mit $L = \frac{\lambda_0}{4} = n_L d_L$ oder *Air*[99,64L]S. Die Schichten können in $\lambda/4$ -Einheiten [1L] oder in geometrischen Dicken in nm [99,64L] angegeben werden. Das gerade beschriebene Einschichtsystem AR(a) hat die Charakteristik einer Entspiegelung und kann den Reflexionsgrad einer Glasoberfläche bei einer Wellenlänge von 550nm auf 1,24% reduzieren. Die optischen Eigenschaften eines solchen Schichtsystems beruhen dabei auf dem Phasenunterschied miteinander interferierender Wellen. Dieser kommt durch unterschiedliche optische Wege sowie Phasensprünge zustande. Somit kann bei gegebenen Schichtmaterialien nur die Anzahl und die jeweilige Dicke der abwechselnd aufeinander folgenden Schichten variiert werden.

⁴ Vakuum Ultraviolett ($\lambda < 200\text{nm}$)

⁵ Nahes Ultraviolett ($315\text{nm} \leq \lambda \leq 380\text{nm}$)

⁶ Visueller Bereich ($380\text{nm} \leq \lambda \leq 780\text{nm}$)

⁷ Folgende Oxide werden bei mso jena hauptsächlich genutzt: SiO₂ Siliziumdioxid ($n \approx 1,46$), TiO₂ Titandioxid ($n \approx 2,32$), Ta₂O₅ Ditantalpentaoxid ($n \approx 2,15$), HfO₂ Hafniumdioxid ($n \approx 1,95$)

⁸ Infrarot ($\lambda > 780\text{nm}$)

⁹ Vakuum in Forschung und Praxis 19(2007) Nr. 4 17-23 © 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

Anhand der Transmission und Reflexion eines Filters können Optische Schichtsysteme in vier Gruppen eingeteilt werden: Entspiegelungen (AR), Spiegel (S), Spektralfilter und Polarisatoren.

Eine erste Realisierung einer Entspiegelung wurde oben (AR(a)) beschrieben. Mit zwei verschiedenen Schichten (zum Beispiel SiO_2 $n_L=1,46$ und TiO_2 $n_H=2,32$) ist eine vollständige Entspiegelung bei einer Wellenlänge möglich. Das Schichtsystem kann wie folgt aussehen. AR(b): $\text{Air}[0,69L\ 3,72H]S$ mit $\lambda_0=550\text{nm}$. Umso mehr Schichten bei einer Entspiegelung verwendet werden, je breitbandiger kann diese realisiert werden. Das Gegenstück zu Entspiegelungen mit hoher Transmission sind Spiegel mit hoher Reflexion. Dielektrische Spiegel für einen schmalen Spektralbereich bestehen aus einem $\lambda/4$ -Wechselschichtsystem. Je mehr Schichten verwendet werden umso größer wird der Reflexionsgrad R des Gesamtsystems. Die anschließenden Schichtsysteme S1 und S2 charakterisieren dielektrische Spiegel. S1: $\text{Air}[(HL)^6]S$ mit $\lambda_0=550\text{nm}$ und TiO_2 $n_H=2,32$; Al_2O_3 $n_L=1,36$ und $n_s=1,52$ sowie S2: $\text{Air}[(HL)^{11}]S$. System S1 besitzt bei 550nm rein theoretisch ein $R=99,5698\%$. System S2 ist breitbandiger und hat einen theoretischen Reflexionsgrad von $R=99,9979\%$. Dielektrische Spektralfilter sind für bestimmte Wellenlängenbereiche transparent und sperren andere durch hohe Reflexion. Ein Bandpass beispielsweise hat den Grundaufbau eines Fabry-Perrot-Interferometers /Dem 95, S.296/ kombiniert mit den Schichtsystemen eines Kurz- und Langpasses.

Die Schichtsysteme können je nach den spektralen Charakteristika, welche sie realisieren, beliebig komplex werden. Für jedes spektrale Design gibt es unzählige Lösungen, wobei entschieden werden muss, ob das ausgewählte System technisch realisierbar ist.

Folgende Abb. 2-2 und 2-3 stellen verschiedene grundlegende Schichtsysteme dar, wobei in Tabelle 1 die charakteristischen Größen der Dünnschichtsysteme zusammengetragen sind. Die Schichtsysteme wurden aus einer Veröffentlichung¹⁰ über-

¹⁰ Vakuum in Forschung und Praxis 19(2007) Nr. 4 17-23 © 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

nommen und teils verändert. Für die Berechnung und Darstellung kam das Programm Spektrum32 vom Laserzentrum Hannover e.V. zum Einsatz.

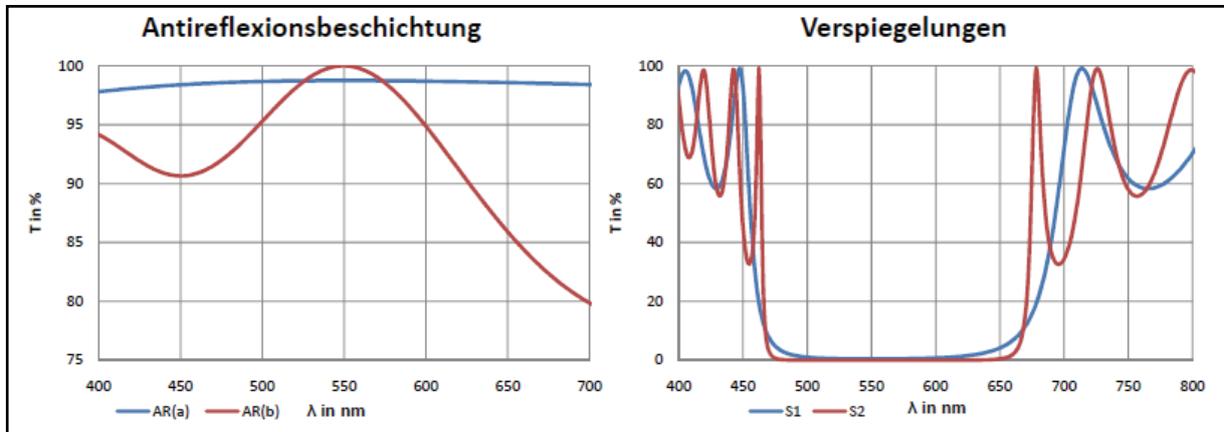


Abb. 2-2: Schichtsysteme 1

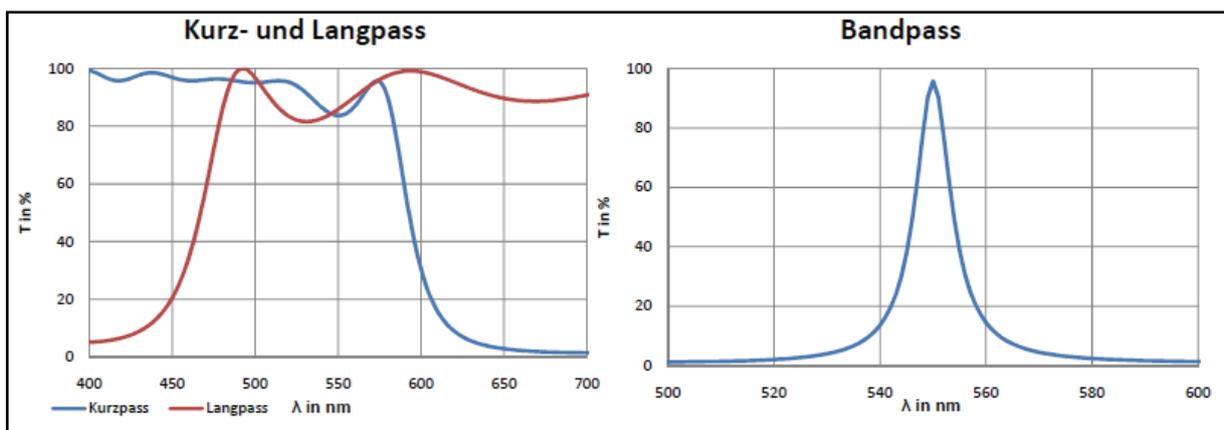


Abb. 2-3: Schichtsysteme 2

Bezeichnung	Schichtsystem	Substrat	Schichtmaterialien	Designwellenlänge
AR(a)	Air[1L]S	$n_S=1,52$	$n_L=1,38$	$\lambda_0 = 550\text{nm}$
AR(b)	Air[0,69L 3,72H]S	$n_S=1,52$	$n_L=1,46, n_H=2,32$	$\lambda_0 = 550\text{nm}$
S1	Air[(HL) ⁶]S	$n_S=1,52$	$n_L=1,36, n_H=2,32$	$\lambda_0 = 550\text{nm}$
S2	Air[(HL) ¹¹]S	$n_S=1,52$	$n_L=1,36, n_H=2,32$	$\lambda_0 = 550\text{nm}$
Kurzpass	Air[(0,5L H 0,5L) ⁶]S	$n_S=1,52$	$n_L=1,46, n_H=2,32$	$\lambda_0 = 700\text{nm}$
Langpass	Air[(0,5H L 0,5L) ⁶]S	$n_S=1,52$	$n_L=1,46, n_H=2,32$	$\lambda_0 = 400\text{nm}$
Bandpass	Air[(LH) ⁴ 2L (HL) ⁴]S	$n_S=1,52$	$n_L=1,46, n_H=2,32$	$\lambda_0 = 550\text{nm}$

Tabelle 1 charakteristische Größen

Designprogramme nutzen zur Berechnung des spektralen Verlaufs von Schichtsystemen einen Matrixformalismus. Dieser wird in folgender Herleitung, welche sich am Formalismus im Haferkorn /Haf 03, S. 46-47, S. 415-421/ orientiert, beschrieben. Ausgangspunkt sind die Maxwellgleichungen und die daraus abgeleitete Lösung einer TEM-Welle /Dem 95, S. 184-186/ in einem nicht absorbierenden und homogenen Medium. Sie kann nach Gleichung (2.2) beschrieben werden.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \varphi)} \quad (2.2)$$

Im Folgenden werden die Indizes i, r, t die einfallende, reflektierte und transmittierte Welle sowie 1, 2, ... m die Grenzflächen symbolisieren.

In folgender Abb. 2-4 ist eine TEM-Welle, die an zwei optischen Grenzflächen reflektiert und gebrochen wird, in zwei Dimensionen dargestellt

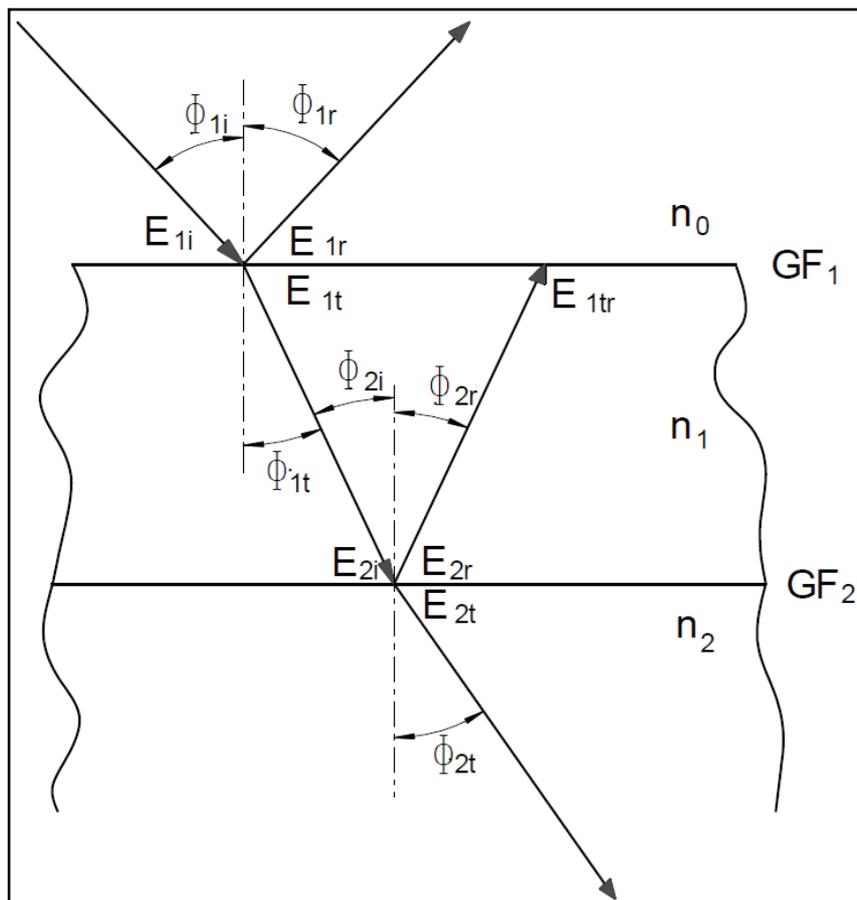


Abb. 2-4: Einfeldschicht

Aus den Maxwellgleichungen folgen als Randbedingungen für den Übergang zwischen zwei Dielektrika, dass die zur Grenzfläche tangentialen Komponente des elektrischen und magnetischen Feldes stetig sein muss /Haf 03, S. 46/. Die physikalische Grenzfläche dient als Orientierung für die Festlegung eines Koordinatensystems. Nach Zerlegung des Feldvektors \vec{E} in eine senkrecht(s) und parallel(p) zur Einfallsebene schwingende Komponente, folgt für die s-Komponente:

$$\vec{E}_i + \vec{E}_r = \vec{E}_t \quad (2.3)$$

und

$$n_0(\vec{E}_i - \vec{E}_r) \cos(\Phi_i) = n_1 \vec{E}_t \cos(\Phi_t) \quad (2.4)$$

Mit (Gl.2.3) folgt am Übergang von n_0 zu n_1 , der ersten Grenzfläche:

$$E_{1i} + E_{1r} = E_{1t} + E_{1tr} \quad (2.5)$$

und am Übergang von n_1 zu n_2 :

$$E_{2i} + E_{2r} = E_{2t} \quad (2.6)$$

Die Betrachtung der Grenzflächen mit (Gl.2.4) liefert für den Übergang von n_0 zu n_1 :

$$n_0(E_{1i} - E_{1r}) \cos(\Phi_{1i}) = n_1(E_{1t} - E_{1tr}) \cos(\Phi_{1t}) \quad (2.7)$$

und von n_1 zu n_2 :

$$n_1(E_{2i} - E_{2r}) \cos(\Phi_{2i}) = n_2 E_{2t} \cos(\Phi_{2t}) \quad (2.8)$$

Nach Einführung der Größen $\gamma_0 = n_0 \cos(\Phi_{1i}) = n_0 \cos(\Phi_{1r})$;

$\gamma_1 = n_1 \cos(\Phi_{1t}) = n_1 \cos(\Phi_{2i})$ und $\gamma_2 = n_2 \cos(\Phi_{2t})$ folgt aus (2.7) und (2.8):

$$\gamma_0(E_{1i} - E_{1r}) = \gamma_1(E_{1t} - E_{1tr}) \quad (2.9)$$

$$\gamma_1(E_{2i} - E_{2r}) = \gamma_2 E_{2t} \quad (2.10)$$

In Abb. 2-5 ist die Mehrfachreflexion einfallender Strahlung an einer Einfeldschicht veranschaulicht.

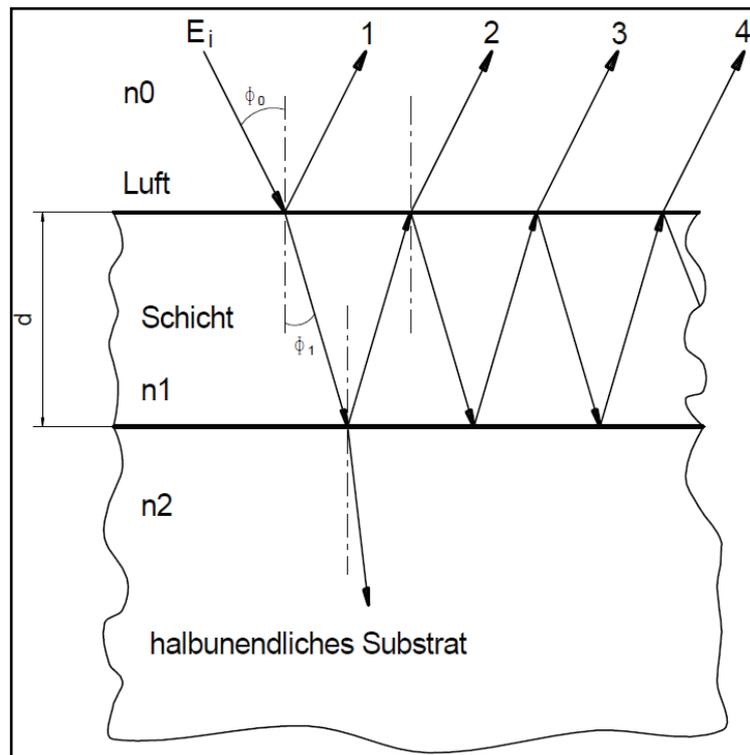


Abb. 2-5: Mehrfachreflexion

Zwischen den Strahlen 1 und 2 kommt es zu einem optischen Gangunterschied Δ .

$$\Delta = 2dn_1 \cos \Phi_1 \quad (2.11)$$

Δ ergibt sich über die Wellenlänge, zu der Phasenverschiebung β .

$$\beta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda_0} = 2\pi dn_1 \frac{\cos \Phi_1}{\lambda_0} \quad (2.12)$$

Mit (Gl.2.12) lassen sich folgende Ausdrücke ersetzen.

$$E_{2i} = E_{1t}e^{-j\beta_1} \quad \text{und} \quad E_{2r} = E_{1tr}e^{j\beta_1} \quad (2.13)$$

Mit den Gleichungen für den zweiten Übergang (2.6) und (2.10) liefert das:

$$E_{1t}e^{-j\beta_1} + E_{1tr}e^{j\beta_1} = E_{2t} \quad (2.14)$$

und

$$\gamma_1(E_{1t}e^{-j\beta_1} - E_{1tr}e^{j\beta_1}) = \gamma_2 E_{2t}. \quad (2.15)$$

Auflösen der Gleichungen (2.14) und (2.15) nach den Komponenten E_{1t} und E_{1tr} .

Aus (2.14) folgt:

$$E_{1t} = (E_{2t} - E_{1tr}e^{j\beta_1})e^{j\beta_1} \quad \text{und} \quad E_{1tr} = (E_{2t} - E_{1t}e^{-j\beta_1})e^{-j\beta_1} \quad (2.16)$$

Gleichung (2.15) ergibt:

$$E_{1t} = \left(E_{2t} \frac{\gamma_2}{\gamma_1} - E_{1tr} e^{j\beta_1} \right) e^{j\beta_1} \text{ und } E_{1tr} = \left(-E_{2t} \frac{\gamma_2}{\gamma_1} + E_{1t} e^{-j\beta_1} \right) e^{-j\beta_1} \quad (2.17)$$

Durch Einsetzen von (2.16) in (2.17) resultiert:

$$E_{1t} = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} + 1 \right) E_{2t} e^{j\beta_1} \quad \text{und} \quad E_{1tr} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right) E_{2t} e^{j\beta_1} \quad (2.18)$$

Das Einfügen der beiden Gleichungen (2.18) mit Verwendung der Eulerschen Beziehung $e^{\pm ix} = \cos(x) \pm i \sin(x)$ in die Formeln für die Komponenten des elektrischen Feldes an der ersten Grenzfläche n_0 zu n_1 (2.5) und (2.7), führt auf folgendes Gleichungssystem:

$$E_{1i} + E_{1r} = E_{2t} \left(\cos(\beta_1) + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} j \sin(\beta_1) \right) \quad (2.19)$$

$$\gamma_0(E_{1i} - E_{1r}) = \gamma_1 E_{2t} \left(j \sin(\beta_1) + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \cos(\beta_1) \right),$$

welches in Matrixschreibweise

$$\begin{pmatrix} E_{1i} + E_{1r} \\ \gamma_0(E_{1i} - E_{1r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\beta_1) & \frac{j \sin(\beta_1)}{\gamma_1} \\ \gamma_1 j \sin(\beta_1) & \cos(\beta_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{2t} \\ \gamma_2 E_{2t} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

zu der charakteristischen Matrix M_1^s für das Schichtmedium 1 bei senkrecht zur Einfallsebene schwingender elektrischer Feldkomponente führt.

$$M_1^s = \begin{pmatrix} \cos(\beta_1) & \frac{j \sin(\beta_1)}{\gamma_1} \\ \gamma_1 j \sin(\beta_1) & \cos(\beta_1) \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Eine für die parallel zur Einfallsebene schwingende elektrische Feldkomponente ähnliche Herleitung führt zur Matrix M_1^p mit den Größen

$$\eta_0 = \frac{n_0}{\cos(\Phi_{1i})} = \frac{n_0}{\cos(\Phi_{1r})} ; \quad \eta_1 = \frac{n_1}{\cos(\Phi_{1t})} = \frac{n_1}{\cos(\Phi_{2i})} \text{ und } \eta_2 = \frac{n_2}{\cos(\Phi_{2t})}$$

$$M_1^p = \begin{pmatrix} \cos(\beta_1) & \frac{j \sin(\beta_1)}{\eta_1} \\ \eta_1 j \sin(\beta_1) & \cos(\beta_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Für eine Beschreibung eines Schichtsystems aus zwei Schichten müssen die Matrizen der beiden Einzelschichten miteinander multipliziert werden.

$$\begin{pmatrix} E_{1i} + E_{1r} \\ \gamma_0(E_{1i} - E_{1r}) \end{pmatrix} = M_1^s M_2^s \begin{pmatrix} E_{3t} \\ \gamma_3 E_{3t} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Dieser Formalismus der Beschreibung eines Zweifachschichtsystems kann auf m Schichten erweitert werden. Der Index X beschreibt die Größen nach der Schicht.

$$\begin{pmatrix} E_{1i} + E_{1r} \\ \gamma_0(E_{1i} - E_{1r}) \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^m M_i^s \begin{pmatrix} E_{Xt} \\ \gamma_X E_{Xt} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Ausmultiplikation von Gleichung (2.24) führt auf die Gleichungen für $E_{1i} + E_{1r}$ und $\gamma_0(E_{1i} - E_{1r})$ wobei sich die Amplitudenreflexions- und Amplitudentransmissionskoeffizienten aus $r = \frac{E_{1r}}{E_{1i}}$ und $t = \frac{E_{Xt}}{E_{1i}}$ ergeben.

$$r = \frac{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_x m_{12} - m_{21} - \gamma_x m_{22}}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_x m_{12} + m_{21} + \gamma_x m_{22}} \quad \text{und} \quad t = \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_x m_{12} + m_{21} + \gamma_x m_{22}} \quad (2.25)$$

Aus dem Zusammenhang $R = |r|^2 = 1 - T$ folgen die Reflexion- und Transmissionskoeffizienten R und T, welche das optische Verhalten eines Schichtsystems beschreiben.

2.4 Spektralfotometrie

In der Spektralfotometrie wird aus der Gesamtintensität eines Spektrums die Intensitätsverteilung der einzelnen Wellenlängenbereiche ermittelt. Um dies zu ermöglichen, bedarf es eines Elementes, welches das zu untersuchende Spektrum aufspaltet. Dabei wird der Effekt der Dispersion mit einem Prisma oder der Beugung an einem Gitter ausgenutzt. Bei einem Gitter trifft eine Welle auf eine periodische Anordnung von Spalten und wird an ihnen gebeugt.

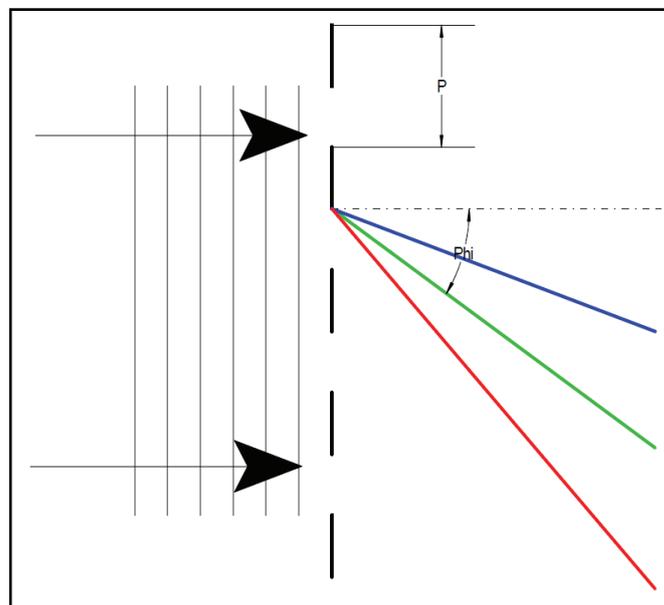


Abb. 2-7: Transmissionsgitter

Durch einen optischen Gangunterschied zwischen den gebeugten Wellen kommt es zur Interferenz und folglich zu mehreren Beugungsordnungen m .

Der Beugungswinkel φ ist abhängig von der Wellenlänge λ , der Periode P und der Beugungsordnung m .

$$\varphi = \arcsin\left(\frac{m\lambda}{P}\right) \quad (2.26)$$

In vielen Spektrofotometern sind sogenannte geblazte holografische Gitter /Ber 87, S. 416/ eingesetzt, diese sind ordnungsoptimiert und können hochgenau gefertigt werden. Solche Gitter haben einen Aufbau ähnlich dem Echelettegitter /Haf 03, S. 394/. Anders als bei einem Laminargitter /Haf 03, S. 393/, bei welchem die Flächen des Gitters senkrecht zur einfallenden Strahlung stehen, besitzt ein geblaztes Gitter eine bestimmte Oberflächenform, die das Hauptmaximum in eine beliebige höhere Ordnung verschiebt. Gitter enthalten häufig über 1000 Striche pro Millimeter. Das theoretische Auflösungsvermögen $\left|\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right|$ von Gittern hängt nicht direkt von der Gitterkonstante P sondern von der Gesamtlinienanzahl N und der Ordnung m ab.

$$\left|\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right| = |m|N \quad (2.27)$$

Da die Gitterbreite jedoch in den meisten Fällen begrenzt ist und der Messstrahl eine endliche Ausdehnung besitzt, muss die Liniendichte erhöht und folglich die Gitterkonstante verkleinert werden. Um Abbildungsfehler in einer zusätzlichen Optik zu vermeiden, werden die Gitter in Form eines konkaven Spiegels hergestellt. Aufgrund der vielseitigen Realisierungsmöglichkeiten von Spektrofotometern in Bezug auf das dispergierende Element oder System, die Optik und den Detektortyp sind verschiedenste Spektrometerarten auf dem Markt erhältlich. Das in dieser Arbeit untersuchte MCS601 ist ein Mehrkanal-Zeilenspektrometer mit einem geblazten holografischen Gitter in Form eines Hohlspiegels und einer Si-Diodenzeile als Detektor. Der polychromatische Messstrahl wird ausgehend vom Messaufbau über ein Lichtleitkabel zum Faserquerschnittswandler, welcher zugleich die Aufgabe des Spaltes übernimmt, über ein Konkavgitter spektral zerlegt auf die die Detektorzeile abgebildet. Die Diodenzeile mit 1024 einzelnen Si-Detektoren kann 1024 spektral nebeneinander liegende Signale zeitgleich aufnehmen. Der mittlere spektrale Abstand der Si-Detektoren in der Zeile beträgt 0.8nm. So ist ein Spektrum von über 800nm mit einer Messung aufzunehmen. Der gesamte Aufbau ist in einem Keramikkörper fest eingebettet und über zwei Lichtleitkabel mit dem Messplatz und der Lampe verbunden.

In dieser Arbeit dient das L950¹¹ von Perkin Elmer¹² als Referenzmessgerät. Beide Spektrometer nutzen eine Halogenlampe für den VIS und IR Bereich und eine Deuteriumlampe für das UV. Die Hauptunterschiede der beiden Spektrometer liegen, durch ihre verschiedenen Bauweisen, in der spektralen und fotometrischen Genauigkeit sowie in der Messzeit.

¹¹ Zweistrahl-Doppelmonochromator-Spektralfotometer mit geblazten holografischen Gittern und zwei Detektoren

¹² PerkinElmer, Inc.

3 Testprobensatz

Zur experimentellen Erprobung des konstruierten universellen Messaufbaus in Verbindung mit dem MCS601 kam ein ausgewählter Testprobensatz aus vier spektral unterschiedlichen dielektrischen Filtern zum Einsatz.

Für die Einschätzung der spektralen und fotometrischen Genauigkeit des MCS601 wurden Filter mit Bereichen hoher und niedriger Transmission, die durch steile Kanten verbunden sind, ausgewählt.

Die Beurteilung der Tauglichkeit des Messaufbaus für Transmissionsmessungen unter verschiedenen Winkeln erfordert neben der definierten Veränderung des Inzidenzwinkels eine Untersuchung auf eine mögliche Vorzugsrichtung der Polarisation des Messstrahls. Für diese Untersuchung wurde eine ausgewählt. Um die exakte Positionierung und Positionierungsreproduzierbarkeit von Proben zu überprüfen, war ein dielektrischer Filter, mit einem definierten spektralen Verlauf entlang der Filtergeometrie, nützlich.

Ein detaillierter Überblick des Testprobensatzes ist in den nachstehenden Tabellen 2 und 3 aufgezeigt. Tabelle 2 charakterisiert die dielektrischen Filter sowie die an ihnen zu untersuchenden spektralen Eigenschaften. In Tabelle 3 werden die Schichtsysteme erläutert.

Bezeichnung	Beschreibung	Charakteristika	Bereich in nm
BP705	Schmalbandfilter	Pass- und Sperrbereich, Kantensteilheit und -lage, Shift ($AOI \geq 0^\circ$)	350-1000
AR1	Entspiegelung	Passbereich, Shift ($AOI \geq 0^\circ$)	350-1050
MBP-B	Multibandpass	Pass- und Sperrbereich, Kantenlage	400-700
SF488	Sperrfilter	Kantensteilheit, Sperrbereich	350-850

Tabelle 2 Testprobensatz

Bezeichnung	Schichtanzahl	Schichtmaterialien (n bei 600nm)	Schichtdicke
BP705	125	H: TiO_2 (n=2,405); L: SiO_2 (n=1,455)	12120nm
AR1	15	H: Ta_2O_5 (n=2,085); L: SiO_2	816nm
MBP-B	43	H: TiO_2 ; L: SiO_2	3717nm
SF488	81	H: Ta_2O_5 ; L: SiO_2	8979nm

Tabelle 3 Schichtsysteme

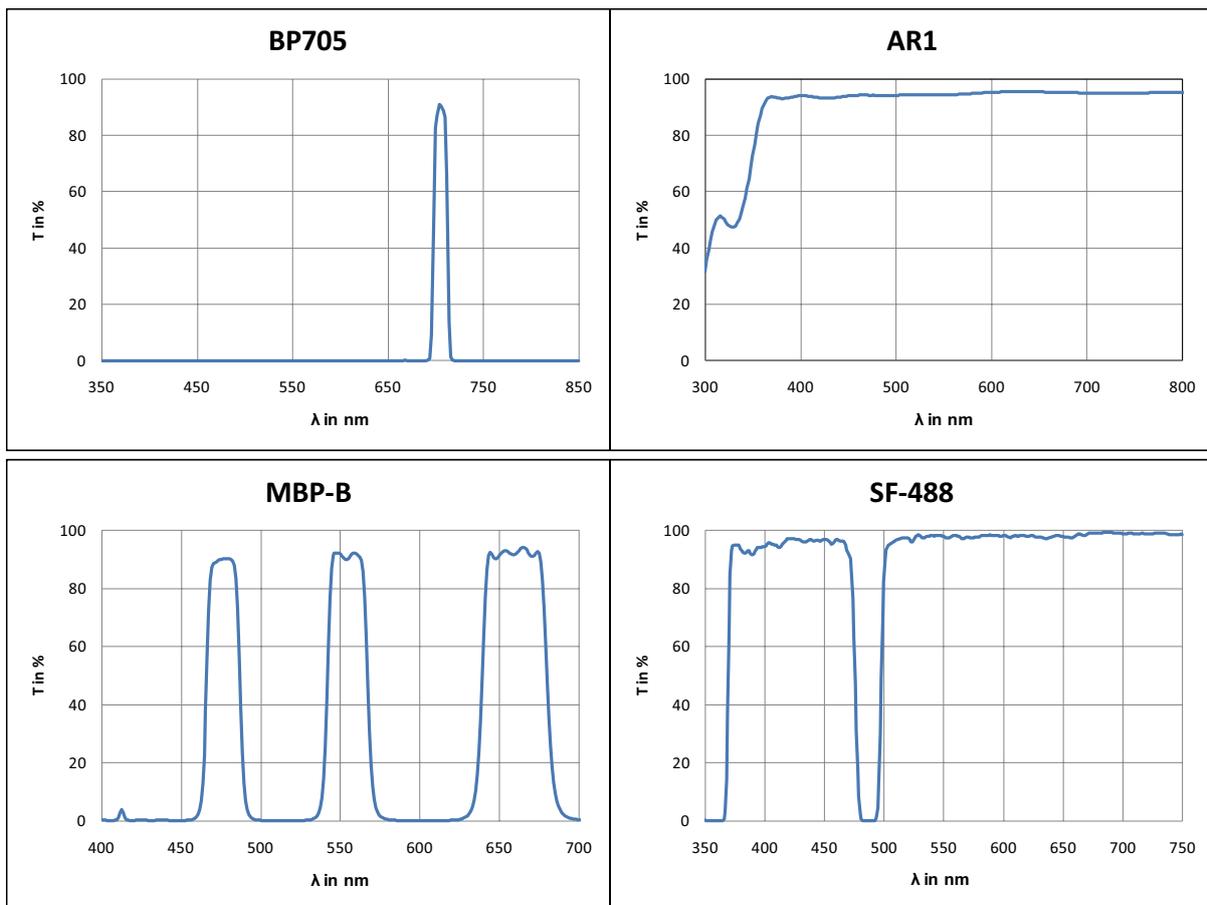


Abb. 3-1: Probensatz

Abb. 3-1 zeigt die spektralen Charakteristika des Probensatzes, aufgenommen mit dem L950.

Der Schmalbandfilter BP705 weist nur in einem schmalen Wellenlängenbereich mit steilen Kanten eine Transmission von größer 90% auf. Die breite Sperrung im restlichen Spektrum beträgt $T \leq 0,01\%$.

Die Breitbandentspiegelung AR1 besitzt im Bereich von 370 bis 900nm eine Transmission von über 93,8%, stellenweise sogar von über 95%, wobei die circa 4% Reflexion an der Rückseite des Substrates bei diesen Werten noch zu addieren sind. Eine abwechselnd hohe und niedrige Transmission nebeneinander charakterisiert den Multibandpass MBP-B. Die blauen, grünen und roten Farbanteile des visuellen Spektrums können den Filter passieren, der Rest wird reflektiert. Der Sperrfilter SF488 besitzt in einem Bereich von 482 bis 492nm eine Transmission von kleiner 1%

und bei 488nm von kleiner 0,04%. Der kurz- und langwelligere Bereich zeichnet sich durch eine hohe Transmission aus.

Anhand der vielseitigen spektralen Charakteristik des Probensatzes konnten die spektralen und fotometrischen Eigenschaften des MCS601 erprobt werden.

4 Konstruktion und Anforderungen

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit war ein Messaufbau zu konstruieren, welcher in Verbindung mit dem MCS601 für Transmissionsmessungen von dielektrischen Filtern bei mso jena dienen soll. Damit Proben liegend positioniert werden können, musste eine vertikale Richtung des Messstrahls, bei Inzidenzwinkeln von null Grad, verwirklicht werden. Dieses Kapitel gibt die drei Phasen der Konstruktion bis zur gefertigten Bauteilgruppe wieder. Als erster Schritt wurden die gestellten Forderungen analysiert und aus den erhaltenen Erkenntnissen ein Konzept erstellt, woraus die konstruktive Umsetzung hervorging.

4.1 Anforderungen

Nach einer grundlegenden Analyse der Problemstellung konnte eine Einteilung der Anforderungen in drei Gruppen geschehen, welche in nachstehender Tabelle aufgezeigt sind.

Gruppe	Bezeichnung	Forderungen
A	Optik	- Lagerung der Kollimatoren entlang einer Achse - kontinuierlicher und vertikaler Strahlengang
B	Probenaufnahmen	- verschiedene Probengeometrien liegend aufnehmen - Messung an unterschiedlichen Probenstellen
C	Drehung des Messstrahls	- Transmissionsmessung von Proben bis $AOI=60^\circ$

Tabelle 4 Forderungen an den Messaufbau

Neben diesen drei Forderungsgruppen musste der Messaufbau kompakt und weitestgehend stoßunempfindlich sein.

4.2 Konzeptionierung des Messaufbaus

A) Optik

Erste Erfahrungen, die bei der Konstruktion eines mobilen Messaufbaus für das MCS601 im Rahmen des Fachpraktikums gesammelt wurden, waren bei der Konzepterstellung hilfreich. So konnte gleich zu Beginn eine mögliche Strahldivergenz des Messstrahls berücksichtigt werden. Bei der Suche nach geeigneten Faserkollim-

matoren mussten der SMA-Anschluss¹³ der Lichtleitkabel sowie die Verwendbarkeit im nahen UV berücksichtigt werden. Nach einer Recherche in mehreren Optikkatalogen und Herstellerwebseiten wurde sich für Kollimatoren von Hellma¹⁴ entschieden, die beide Kriterien erfüllen. Die anschließende Wahl unterschiedlicher Linsendurchmesser gestattete eine Vernachlässigung der Strahldivergenz. Zum Auskoppeln des Messstrahls wurde ein Kollimator mit kleinerem Linsendurchmesser ($\varnothing=6\text{mm}$) als zum Einkoppeln ($\varnothing=16\text{mm}$) eingesetzt.

Die Anordnung der Optiken konnte ähnlich zum mobilen Messaufbau erfolgen, musste jedoch den translatorischen Freiheitsgrad entlang der optischen Achse berücksichtigen, um eine Veränderung der Länge des Messstrahls zu ermöglichen.

Aus der Forderung eines kontinuierlichen Strahlenganges entstand das Konzept eines offenen Messtisches, in dessen Öffnung die Proben positioniert werden sollten.

B) Probenaufnahmen

Die aufzunehmenden Proben waren in ihrer Geometrie und Größe unterschiedlich. Die Geometrien reichten von kreisrunden Substraten mit Durchmessern zwischen 13 bis 70mm bis zu rechteckigen mit Kantenlängen von über 100mm. Aus der Forderung einer liegenden Positionierung der Proben, wurden verschiedene Aufnahmen für dominierende Filtergeometrien und –größen entworfen.

Um Transmissionsmessungen an unterschiedlichen Probenpositionen durchzuführen, entstand die Idee der Erweiterung des offenen Messtisches zu einem offenen Kreuztisch, welcher in zwei Dimensionen eine Verschiebung der Probe realisiert und den Messstrahl nicht behindert. Eine Verwirklichung dieses Konzeptes führte zu einem offenen Rastertisches, auf welchem ein Schlitten inklusive Probenaufnahme zu definierten Positionen bewegt werden kann.

¹³ Optischer Anschluss der Norm SMA 905

¹⁴ Hellma GmbH & Co.KG

C) Drehung des Messstrahls

Für Transmissionsmessungen unter verschiedenen Winkeln wurde die Möglichkeit eines drehbar gelagerten Kollimatorbügels gewählt. So kann die Probe in ihrer Lage unverändert bleiben und der Kollimatorbügel verändert den Inzidenzwinkel. Zu beachten war bei dieser Verwirklichung, dass die Drehachse des Bügels mit dem Messpunkt auf der Probenoberfläche zusammenfällt. Eine Abschätzung der Auswirkung des Strahlversatzes bei Messungen unter Winkeln größer 0° war vorzunehmen.

4.3 Konstruktionsphase

Nachdem das Konzept des universellen Messaufbaus ausgearbeitet und die Alternativen abgewogen waren, musste es in der Konstruktionsphase umgesetzt werden. Auf diese Weise entstand ein Aufbau aus vierzehn zu fertigenden Einzelteilen und mehreren Kaufteilen. Die konstruierten Einzelteile wurden aus Aluminium, Plastik und Stahl von dem Unternehmen Pelzer¹⁵ hergestellt. Die Bauteile aus Aluminium wurden in einem abschließenden Arbeitsgang gesandelt und schwarz matt gepulvert um den Einfluss von Fremdlicht bei Messungen zu reduzieren. Eine Realisierung von Transmissionsmessungen unter verschiedenen Winkeln, bestand in der Verschraubung des Kollimatorbügels über eine rotationsfähige Plattform von New Focus¹⁶ im Aufbau. Da die Maße aller verwendeten Kaufteile von den Herstellern angegeben wurden, konnten sie problemlos in den Gesamtaufbau integriert werden. Als Verbindungselemente sind ausnahmslos Normteile zum Einsatz gekommen. Folgende Abbildung 4-1 zeigt den universellen Messaufbau, wobei die Einzelteilzeichnungen im Anhang unter Punkt 7.3 zu finden sind.

¹⁵ Pelzer Maschinenbau und CNC-Zerspanungstechnik GmbH

¹⁶ New FocusTM, eine Marke von Bookham, Inc.

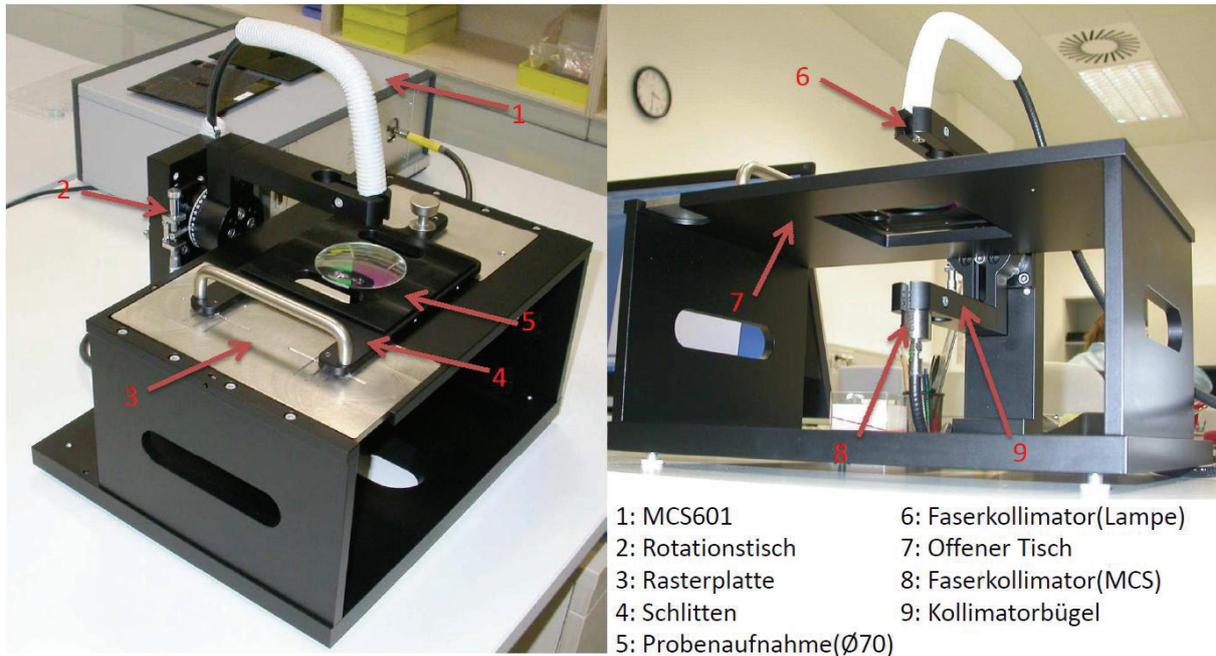


Abb. 4-1: Universaler Messaufbau

Der gesamte Messaufbau besteht hauptsächlich aus zwei Funktionsgruppen, dem offenen Rastertisch(7) und der Kollimatoreinheit(6, 8, 9), die beide mit einer soliden Grundplatte verschraubt sind. Ein Schlitten(4), in welchen unterschiedliche Probenaufnahmen(5) eingesetzt werden können, rastet beim Verschieben in definierte Positionen auf der Rasterplatte(3) ein und verwirklicht somit Transmissionsmessungen an bestimmten Probenstellen. Für mittige Messungen, bei denen der Messstrahl vertikal durch die geometrische Mitte der horizontal positionierten Probe verläuft, können die Probenaufnahmen auch direkt in die Öffnung des offenen Tisches eingefügt werden. Damit bei Winkelmessungen eine Übereinstimmung der Drehachse des Rotationstisches(2) und folglich des Kollimatorbügels(9) mit der Probenoberfläche gewährleistet war, wurde der Rotationstisch in der Höhe verstellbar mit dem Gesamtaufbau verbunden. Der bei Messungen bis $\text{AOI}=60^\circ$ auftretende Strahlversatz war, wie in Abschnitt 5.2.3.nachgewiesen wurde, zu vernachlässigen, da der Linsendurchmesser des detektorseitigen Kollimators einen ausreichenden Strahlversatz ausgleicht.

Der Gesamtaufbau ist erweiterbar gestaltet. Durch austauschbare Objekte, wie die Rasterplatte und die Probenaufnahmen ist es möglich, verschiedenste Filtergeometrien mit dem universellen Messaufbau des MCS601 spektralfotometrisch zu messen.

5 Experimentelle Erprobung

Zur Ermittlung der spektralen und fotometrischen Genauigkeit des gesamten Messplatzes, bestehend aus MCS601 und dem universellen Messaufbau, sowie Analyse der exakten Positionierung der Proben, war es zweckmäßig die experimentelle Erprobung in zwei Teile aufzugliedern. In dem ersten Teil erfolgten Untersuchungen der Eigenschaften des MCS601. Im zweiten Teil wurde der universelle Messaufbau erprobt.

5.1 MCS601

Die Untersuchung der Leistungsfähigkeiten des MCS601 erforderte die Betrachtung einzelner Faktoren, welche die spektrale und fotometrische Genauigkeit beeinflussen. Daher musste in die Analyse der spektralen Genauigkeit des MCS601, durch die Verwendung einer Detektordiodenzeile, eine Stützstellenuntersuchung in die Betrachtungen miteinbezogen werden. Aussagen bezüglich der fotometrischen Genauigkeit waren durch den detaillierten Eingang auf Faktoren wie internes Streulicht, Rauscheffekte sowie die Lampeneigenschaften möglich.

5.1.1 Spektrale Auflösung

Die von Zeiss angegebene spektrale Auflösung des MCS601 beträgt 2,4nm, wobei das Auflösungsvermögen neben Gitter und Spalt von der spektralen Lage der Pixel in der Diodenzeile abhängt. In diesem Zusammenhang werden zwei Signale als getrennt wahrgenommen, wenn bei mindestens drei beteiligten Pixeln das Minimum auf den Mittleren und die Maxima auf die jeweils Benachbarten fallen.

Die Aufgabe der Spektrometer bei mso jena besteht in der Aufnahme von Verläufen einer $T(\lambda)$ -Funktion. Somit ist neben der spektralen Auflösung die minimal detektierbare Intensitätsänderung von Bedeutung. Für die Darstellung eines analogen Eingangssignals besitzt das MCS601 einen 16Bit AD-Wandler. Ein kontinuierlicher Anstieg kann demnach in 2^{16} Stufen dargestellt werden, was rein rechnerisch eine Schrittweite von 0,0015% für die Änderung eines Signals von 0% auf 100% ergibt. Der von Zeiss eingesetzte 16Bit AD-Wandler ist für das MCS601 geeignet, da wie

sich im Verlauf des Kapitels 5 dieser Arbeit zeigen wird, die Messungengenauigkeiten des MCS601 über diesem Wert liegen.

Ebenso ist in die Überlegungen mit einzubeziehen, dass ein ermittelter Transmissionswert nicht exakt einer Wellenlänge, vielmehr einem Wellenlängenbereich zugeordnet werden muss.

Die spektrale Auflösung des MCS601 ergibt sich aus der Gesamtheit der optischen Bauteile des Spektrometers, wie dem Faserquerschnittswandler, dem Konkavgitter und der Diodenzeile. Mit einem Vergleich zwischen den mit dem MCS601 gemessenen Werten und einem Referenzmessverfahren kann eine Abschätzung bezüglich der spektralen Auflösung vorgenommen werden. Zu diesem Zweck wurde ein dielektrischer Filter in einem Wellenlängenbereich von 400 bis 1000nm mehrfach mit dem MCS601 und dem L950 spektralfotometrisch gemessen und aus den jeweiligen Messungen der Mittelwert gebildet.

Abb. 5-1 gibt die spektrale Charakteristik des Schmalbandfilters BP705 wieder, wobei im rechten Teil der Abbildung die ansteigende Kante des Passbereiches vergrößert dargestellt ist.

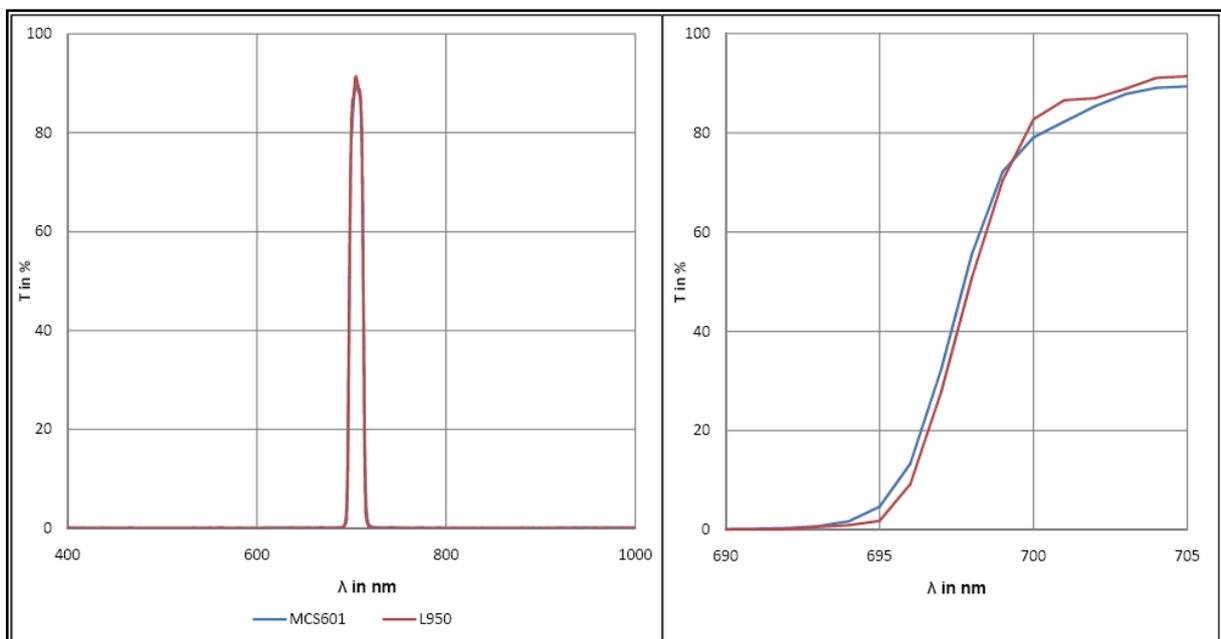


Abb. 5-1: Schmalbandfilter BP705

Im linken Bereich von Abb. 5.1. stimmen die mit beiden Spektrometern aufgenommenen Messkurven des Schmalbandfilters überein. Eine vergrößerte Darstellung eines Teilbereiches mit maximaler Transmissionsänderung von 690 bis 705nm lässt allerdings Abweichungen der spektralen Verläufe beider Kurven zueinander erkennen. Die Flanke des BP705 ist bei näherungsweise konstanter Transmissionsänderung (15%-70%) auf beiden Seiten des Bandpasses um ungefähr 0,3nm verschoben. Dieses Ergebnis deckt sich mit dem von Zeiss angegebenen Wert für die Wellenlängengenauigkeit eines gemessenen Transmissionswertes von kleiner 0,4nm. Durch die vergleichsweise geringere spektrale Auflösung des MCS601 gegenüber dem L950 und anderen Fehlergrößen resultieren verhältnismäßig hohe Abweichungen an den Wendepunkten des spektralen Verlaufs.

Die spektrale Auflösung ist definiert als die Trennung zweier Spektrallinien /Dem 95, S. 332-336/.

Dieser Sachverhalt ist jedoch bei der Transmissionsmessung dielektrischer Filter wenig pragmatisch. Wie schon erwähnt, wurde von Zeiss eine spektrale Auflösung des MCS601 von 2,4nm angegeben, was dem dreifachen des mittleren spektralen Pixelabstandes entspricht. Für die Bewertung der spektralen Genauigkeit des MCS601, folgt im nächsten Abschnitt eine theoretische Stützstellenanalyse sowie eine Abschätzung des Wahrheitsgehaltes dementsprechend ermittelter Messwerte.

5.1.2 Stützstellenuntersuchung

Die Stützstellen, mit welchen beim MCS601 gemessen wird, sind nicht variabel und von der Anordnung der Si-Dioden in der Detektorzeile fest vorgegeben. Ziel dieser Untersuchung ist es die Abweichungen abzuschätzen, welche von dem spektralen Abstand¹⁷ der einzelnen Dioden verursacht wird. Anhand einer fiktiven idealen $T(\lambda)$ -Kurve wird der Sachverhalt zunächst kurz erläutert.

¹⁷ Der Spektrale Abstand benachbarter Dioden in der Detektorzeile des MCS601 entspricht 0,8 nm.

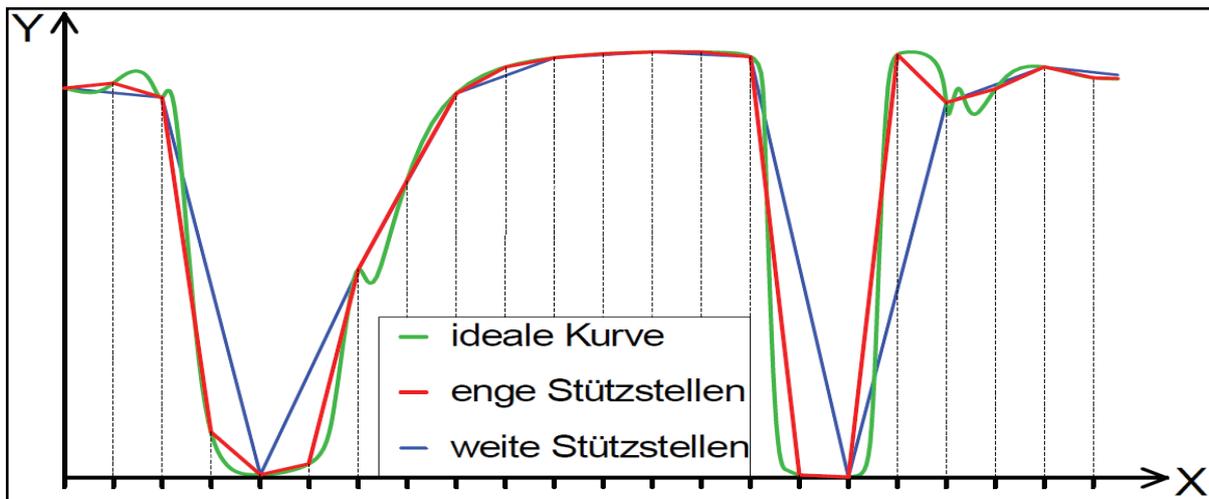


Abb. 5-2: Stützstellen

Abb. 5-2 zeigt deutlich wie sich der Stützstellenabstand auf die Ergebnisse einer Messung auswirkt. Gibt die rote Kurve den idealen Verlauf noch näherungsweise wieder, so gehen durch die weiten Stützstellen der blauen Kurve Informationen verloren und der tatsächliche Verlauf wird verfälscht. Einzelne lokale Maxima und Minima werden von den Messkurven nicht erfasst. In beiden Fällen werden die Flanken des idealen Verlaufs abgeflacht.

Die Abweichung der Kurven vom realen Verlauf wird durch die Stärke der Änderung des Anstieges $m = \Delta Y / \Delta X$ der idealen Kurve beeinflusst. Bei Transmissionsmessungen können schnelle Änderungen der Transmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge durch eine grobe Abtastung nicht erkannt werden.

Um den Einfluss von Stützstellenabständen auf die spektrale Messkurve einer Probe mit dem MCS601 festzustellen, wurde in einem Experiment die Transmission eines Multibandpasses mit dem L950 von 400 bis 700nm in 0,1nm-Schritten gemessen. Aus diesen Messwerten wurden im Anschluss zwei weitere Messkurven erstellt. Für eine Messkurve wurde jeder achte Wert der 0,1nm-Schritt-Messung und für die zweite jeder zwanzigste Wert genutzt. Die erhaltenen drei Kurven besitzen somit die Stützstellenabstände 0,1nm, 0,8nm und 2nm.

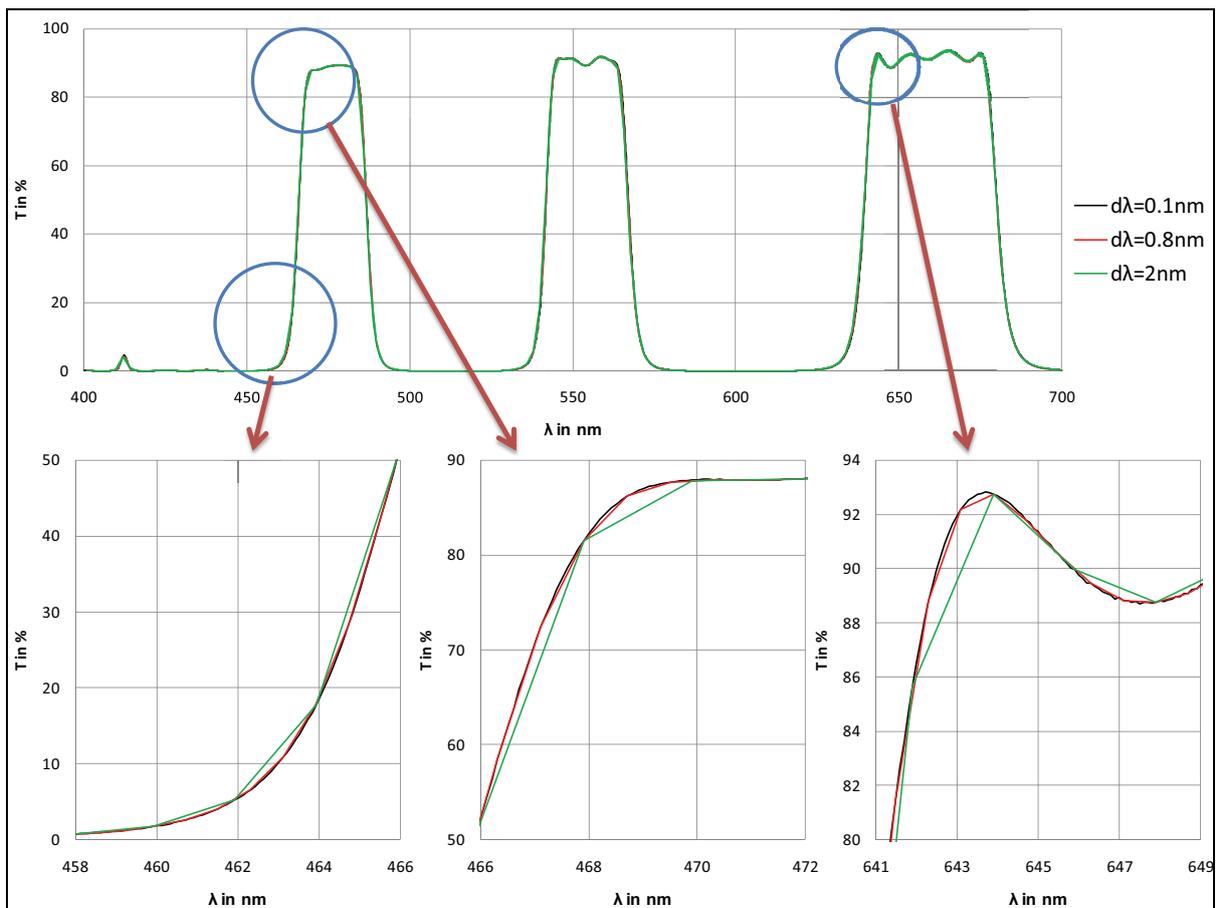


Abb. 5-3: Stützstellenexperiment

Im oberen Abschnitt von Abb. 5-3 ist das Spektrum eines Multibandpasses zu erkennen. Charakteristische Bereiche, in welchen sich der Anstieg der $T(\lambda)$ -Kurve vergleichsweise schnell verändert, wurden im unteren Abschnitt vergrößert dargestellt. Die roten Kurven geben den Stützstellenabstand des MCS601 von 0,8nm wieder und weichen vom mit 0,1nm Abtastpunktabstand aufgenommenen Spektrum ab. Mit dem Stützstellenabstand des MCS601 wäre theoretisch ein Bandpass in Form eines idealen Rechteckimpulses mit einer Breite von 0,85nm messbar. Durch die 0,8nm entfernten Abtastpunkte werden die Flanken des Pass- und Sperrbereichs abgeflacht dargestellt und in ungünstigen Fällen nicht alle markanten Stellen wie lokale Maxi- und Minima in einem Spektrum erfasst.

Es ist aber möglich aus einem Spektrum mit verhältnismäßig weiten Stützstellen enge Stützstellen zu interpolieren. Zwar ist es unrealistisch durch diesen mathematischen Schritt neue Informationen zu erhalten, aber die Kurve kann an den realen

Verlauf angenähert werden und durch Tendenzen im gemessenen Verlauf sind lokale Minima und Maxima berechenbar. Mit dem Interpolationsverfahren der kubischen Splines /Sch 08, S. 107-125/ wird der Abstand zwischen N Punkten nicht über $N-1$ Geraden sondern über $N-1$ Polynome, welche in den gemeinsamen Schnittpunkten den gleichen Anstieg besitzen, approximiert. In folgender Abb. 5.4. ist die Interpolation einer $0,1\text{nm}$ Stützstellenkurve aus einer mit $0,8\text{nm}$ Stützstellen gemessenen zusammen mit einer mit $0,1\text{nm}$ Stützstellen gemessenen Kurve dargestellt.

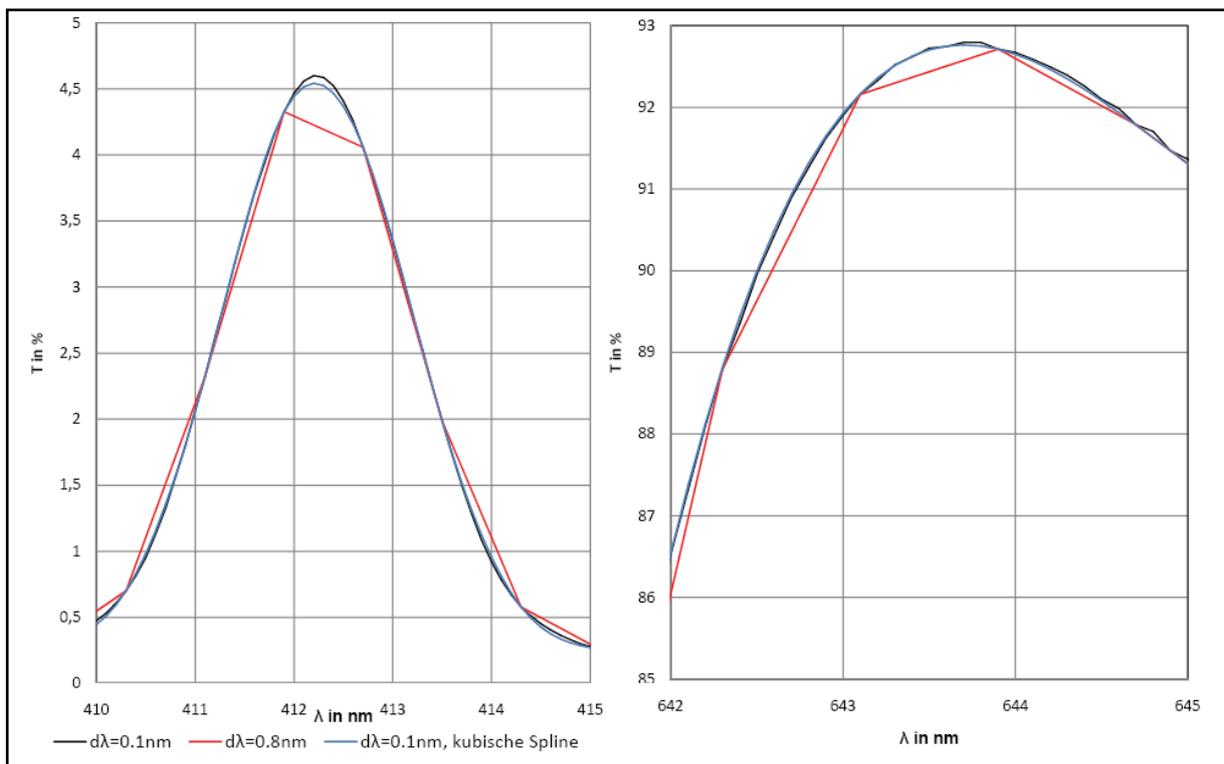


Abb. 5-4: Interpolation mit kubischen Splines

Es ist gut zu erkennen, wie die Interpolation die Messkurve der weiten Stützstellen an die mit $0,1\text{nm}$ Stützstellenabstand gemessene Kurve annähert. Das lokale Maximum bei $412,2\text{ nm}$ wird mit einer Abweichung in der Transmission von unter $0,06\%$ durch diese Interpolation berechnet. Mit dem mathematischen Hilfsmittel kubisches Spline ist eine gewisse Annäherung der Messkurve an den realen Verlauf des gemessenen Filters möglich und die spektrale sowie fotometrische Genauigkeit kann in Grenzen erhöht werden. Werden jedoch markante Stellen im spektralen Verlauf eines Filters

tendenziell nicht bei einer Messung erfasst, so können auch mit einer Interpolation diese nicht errechnet werden.

5.1.3 Interne Streustrahlung

Um die fotometrische Genauigkeit des MCS601 beurteilen zu können, ist es notwendig die Betrachtung von interner Streustrahlung in die Betrachtungen mit einzubeziehen. Der universelle Messaufbau ändert nichts an der im MCS601 entstehenden internen Streustrahlung, was schon im Fachpraktikum untersucht wurde. Es sei hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

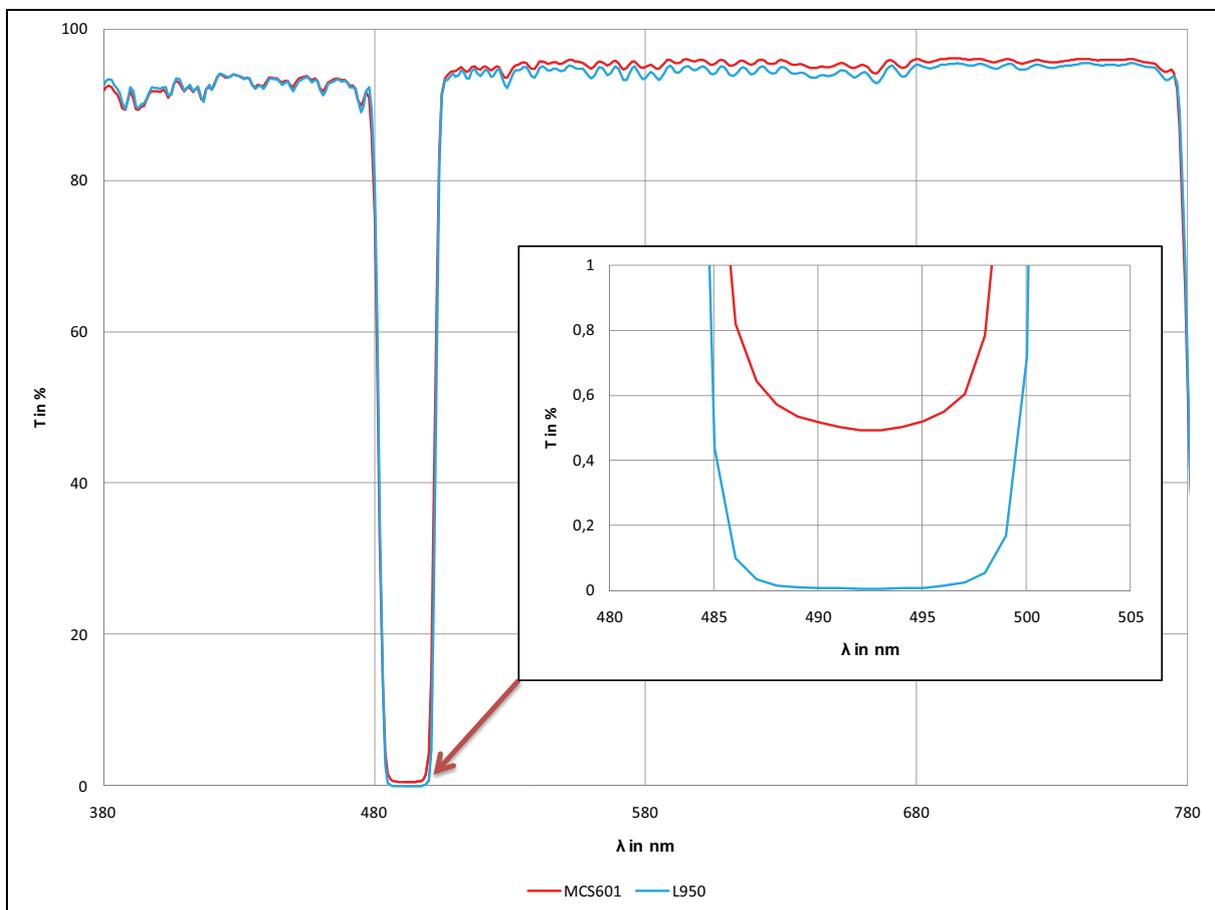


Abb. 5-5: Schmalbandsperrfilter

Der Vergleich der Messkurven des Sperrfilters SF488 aufgenommen mit dem L950 und MCS601 zeigt deutlich wie im Bereich der Sperrung die spektrale Charakteristik durch das Zeilenspektrometer verfälscht wird. Bei der Qualitätskontrolle des MCS601

von Zeiss wurde mit einem LP495 bei 440nm ein maximaler Streustrahlungsanteil von $T=0,4\%$ angegeben. Mit dem als Referenz geltenden L950 wurde bei 492nm eine Transmission von 0,0025% (MCS601: $T=0,492\%$) des SF488 gemessen. Die Untersuchung des Streulichts mit diesem schmalbandigen Sperrfilter ergab einen Wert von $T=0,5\%$.

Aus dem Vergleich der Messung eines Schmalbandpasses ergab sich eine Streulichtwert von $T<0,1\%$.

Die Angabe des Filters, mit welchem Streulicht gemessen wird, ist demnach immer zwingend notwendig.

5.1.4 Lampendynamik

Um den von Zeiss angegebenen Wellenlängenbereich von 190 bis 1015nm abzudecken werden alternativ zwei Lampen verwendet. Vom nahen UV-Bereich (215nm) bis in den visuellen (620nm) wird eine Deuteriumlampe mit einer elektrischen Leistung von 25 Watt verwendet. Der restliche Bereich (380-2400nm) wird von einer Halogenlampe (10W) abgedeckt, wobei die Si-Dioden-Charakteristik der Detektoren und die Anordnung der Dioden in der Diodenzeile Messungen bis 1024 nm zulassen.

Um in beiden Fällen die Lampendynamik experimentell zu ermitteln, wurde das MCS601 mit der zu untersuchenden Lampe in Betrieb genommen und innerhalb einer Minute eine 100%-Referenzlinie aufgenommen. Im Anschluss wurde bei einer zyklischen Messung der Deuteriumlampe über eine Zeitspanne von 180 Minuten alle 3 Minuten und bei der Halogenlampe über 90 Minuten alle 2 Minuten eine Leermessung ohne Probe durchgeführt. Die Zeitspannen der Lampen wurden aus dem Qualitätsprüfungsprotokoll von Zeiss abgeleitet, in welchem 60 Minuten Warmlaufzeit bis zu einer stabilen Spektralverteilung beider Lampen angegeben waren. In folgender Abb. 5-6 sind die Veränderungen der Lampenspektren und Standardabweichungen von markanten Zeitintervallen wiedergegeben.

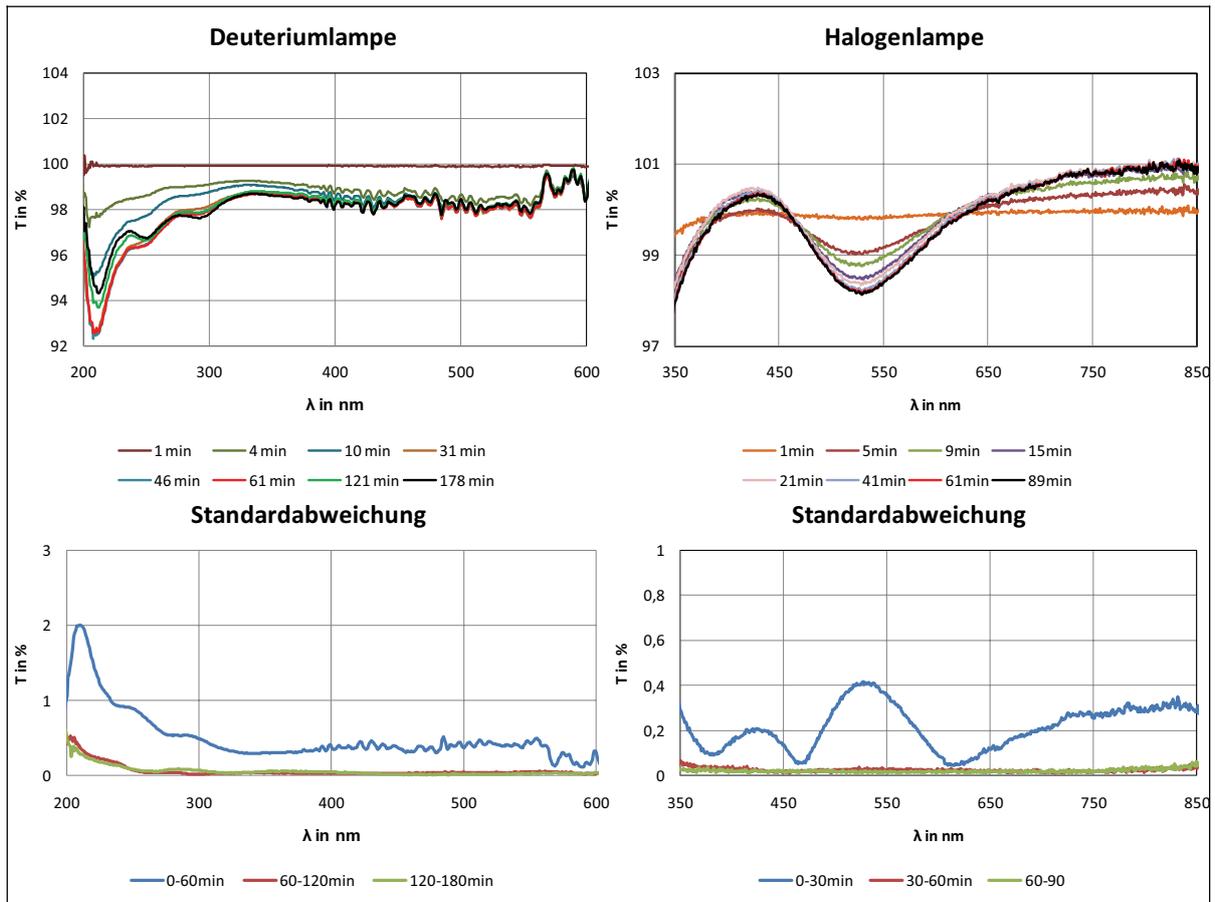


Abb. 5-6: Lampendynamik

Im oberen Teil von Abb.5-6 ist die Veränderung der Lampenspektren in Abhängigkeit zu ihrer Charakteristik nach einer Minute aufgezeigt. Beide Lampen ändern in der Anfangsphase der Warmlaufspanne ihr Spektrum vergleichsweise schnell, bis sich nach 45 Minuten ein annähernd stationärer Zustand einstellt. Diese Erkenntnis wird von den in Abb.5-6 aufgetragenen Standardabweichungen untermauert, wobei jeweils die Standardabweichung der zyklisch aufgenommenen Messwerte innerhalb eines angemessenen Zeitraums gebildet wurde.

Bei der Deuteriumlampe beträgt durch die verhältnismäßig große Änderung des Spektrums die Standardabweichung der Werte, die innerhalb der ersten Stunde aufgenommen wurden, bis zu 2%. Hingegen ergibt sich bei der Halogenlampe eine Standardabweichung von 1% innerhalb der ersten 30 Minuten.

Die hohen Standardabweichungen in den Randgebieten bei kleiner 200 und größer 950nm resultiert aus der spektralen Empfindlichkeit (200 bis 1100nm) der Si-Dioden und sind zudem Anlass für eine Untersuchung des Rauschverhaltens des MCS601.

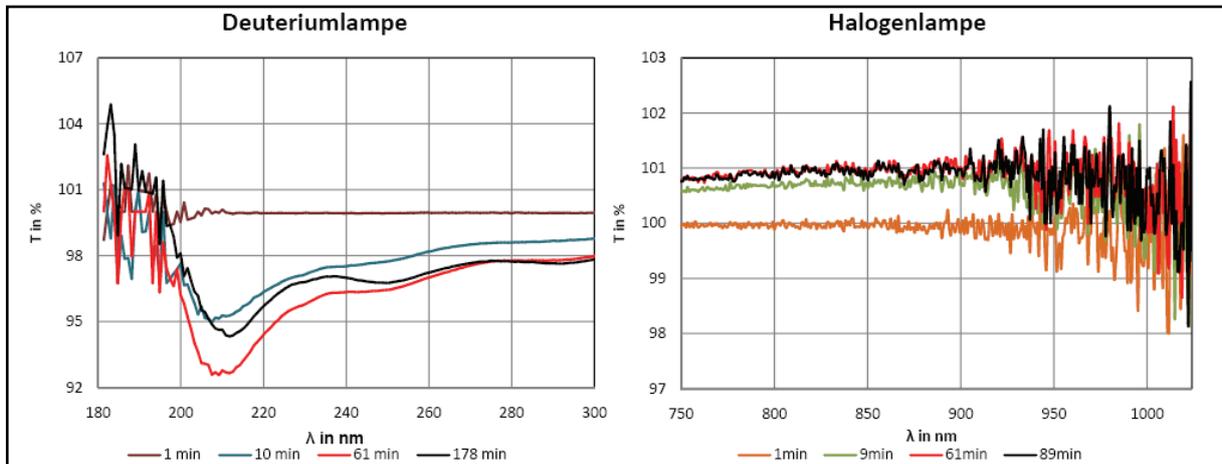


Abb. 5-7: Si-Diode Empfindlichkeit

An dieser Stelle sei bereits erwähnt, dass bei einer Silizium-Diode durch die geringe Wahrscheinlichkeit das ein Photon mit einer Energie von $E = \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot e}$ [eV] bei $\lambda < 200\text{nm}$ und $\lambda > 1000\text{nm}$ ein Elektron erzeugt, statistische Effekte wie das Rauschen einen verhältnismäßig größeren Einfluss erlangen. Das Ergebnis des Lampenwarmlaufzeitversuchs bestätigte die von Zeiss angegebenen 60 Minuten. Beide Lampen erreichen nach 45 Minuten ein nahezu stabiles Lampenspektrum mit einer Standardabweichung von im Mittel kleiner 0,1%, was einen vernachlässigbaren Wert darstellt. Es ist jedoch ratsam in Dreißigminutenabständen Referenzmessungen durchzuführen um mögliche Veränderungen in der Lampencharakteristik zu kompensieren.

5.1.5 Rauschen

In diesem Abschnitt wird das Rauschen des MCS601 untersucht. Es setzt sich zusammen aus dem Thermischen Rauschen, dem Schrotrauschen und anderen Rauscharten /Mül 90, S. 50-92/. Das Rauschen ist ein zufälliger Fehler und muss statistisch behandelt werden. Der Einfluss von zufälligen Fehlern auf das Messergebnis lässt sich durch die Mittelwertbildung mehrfach und gleichartig gemessener Werte begrenzen.

Das Rauschen bei 0% Transmission wird durch thermische Prozesse in den Siliziumdioden dominiert, wo frei bewegliche Elektronen ohne das Einwirken von Photonen erzeugt werden. Der Grund für das Rauschen bei 100% besteht in der Tatsache, dass die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines freien Elektrons von einem energetisch passenden Photon keinen konstanten Wert aufweist sondern vielmehr mit einer Verteilung behaftet ist. In dem in dieser Arbeit untersuchten Rauschen bei 100% des MCS ist noch die Instabilität der Leuchtquelle mit einzubeziehen. In Abb. 5-8 ist der Mittelwert der 0% und 100%-Kurve sowie die Standardabweichung S von 10 Messwerten der jeweiligen Linie über der Wellenlänge aufgetragen.

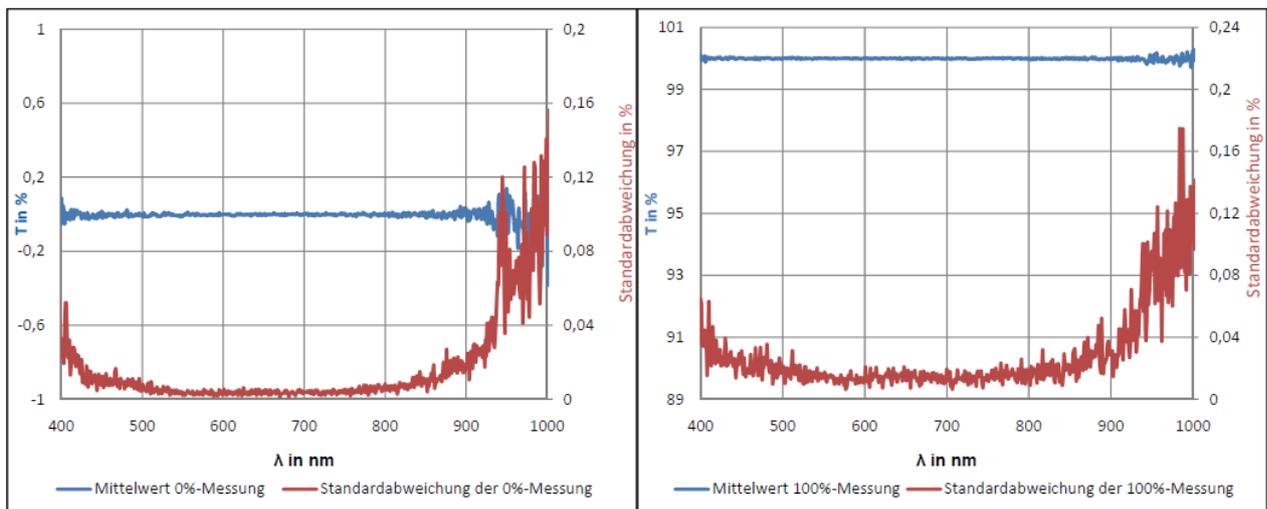


Abb. 5-8: Rauschen

Das Ansteigen der Standardabweichung in den Randbereichen ist durch die Empfindlichkeit der Si-Diode zu erklären, welche bei circa 700nm ihr Maximum hat. Durch die in die 100%-Messung einfließende Halogenlampendynamik resultieren die im Mittel zweifach höheren Werte ($S=0,0184\%$) ihrer Standardabweichung gegenüber der 0%-Messung ($S=0,0074\%$). Mit Wiederholungsmessungen und Mittelwertbildung lässt sich der Einfluss des zufälligen Fehlers und folglich die Standardabweichung verkleinern. Die zum MCS601 mitgelieferte Software enthält einen Automatismus zur Erstellung einer Messreihe aus den Mittelwerten mehrerer Wiederholungsmessungen.

Die Anzahl der Wiederholungen einer Messung kann in der Messsoftware Aspect Plus mit der Zahl der Akkumulation zwischen eins und 1000 festgelegt werden. Der Einfluss auf die Standardabweichung einer Messung, wurde in mehreren Versuchsreihen bei der Aufnahme einer 100%-Kurve mit unterschiedlichen Akkumulationen ermittelt.

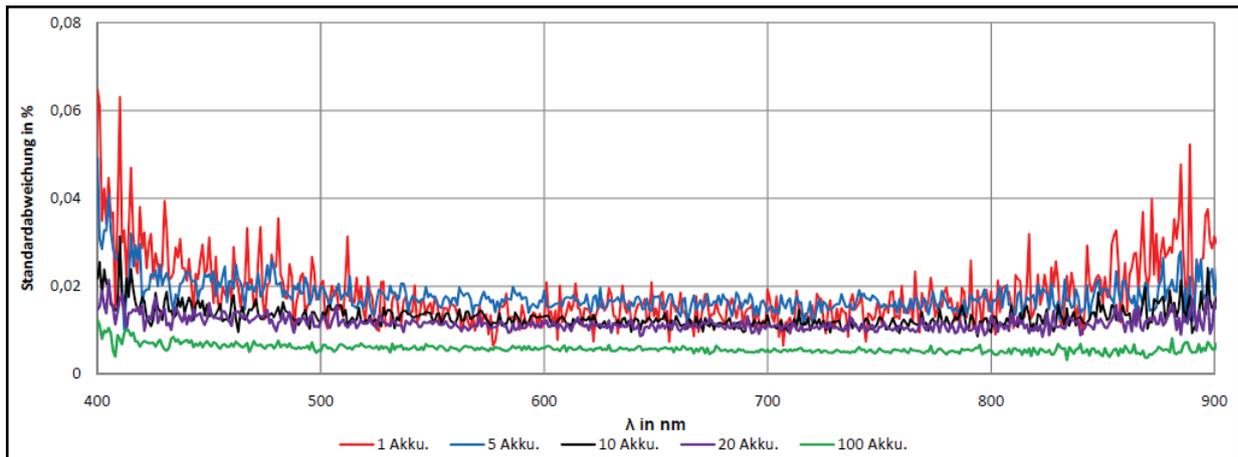


Abb. 5-9: Akkumulation

Während die Standardabweichung zwischen zehn aufgenommenen Messreihen bei einer Akkumulation im Mittel noch $S=0,0184\%$ beträgt so ergibt eine Akkumulation von 10 einen Mittelwert von $S=0,0116\%$. Abb. 5-9 verdeutlicht, wie die Streuung der Messwerte von der Anzahl der Akkumulationen beeinflusst wird. Die Erhöhung der Akkumulation auf Werte über 100 bringt keine weiteren Veränderungen und ist zudem in der Messzeit deutlich spürbar. Für Transmissionsmessungen mit dem MCS601 ist eine Akkumulation von zehn ausreichend, da selbst ein Unterschied zwischen zehn und 100 Akkumulationen bei den gemessenen spektralen Charakteristika von dielektrischen Schichtsystemen nicht zu erkennen ist.

5.1.6 Polarisationszustand des Messstrahls

Bei der Ermittlung des Polarisationszustandes des Messstrahls wurde die Tatsache ausgenutzt, dass sich die Intensität eines polarisierten Strahls durch die Drehung eines Polarisationsfilters im Strahlengang ändert. Eine Polarisationsfolie /Vog 02, S. 400/, welche für einen angegebenen Bereich von 550 bis 900nm linear polarisiertes Licht erzeugt, wurde in den Strahlengang des MCS601 platziert und um die optische

Achse des Messstrahls gedreht. Da keine signifikante, von der Drehung abhängige Intensitätsänderung festgestellt wurde, war auf einen unpolarisierten Messstrahl, wie durch den Einsatz von Lichtleitkabeln zu erwarten, zu schließen. Ein Versuch mit einer Polarisationsfolie im Strahlengang bei einer Transmissionsmessung der Antireflexbeschichtung AR1 bestätigte das Ergebnis.

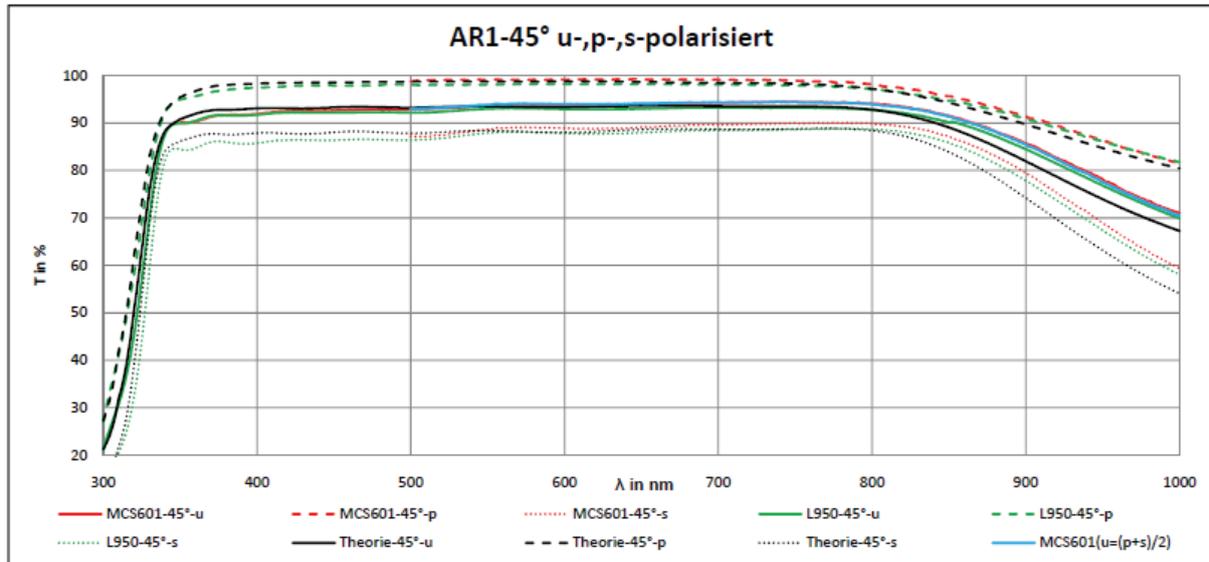


Abb. 5-10: AR1 Polarisationsuntersuchung

Durch den eingeschränkten Wirkungsbereich der Polarisationsfolien sind die Messkurven des MCS601 nur bis zu einer Wellenlänge von 500nm in Abb. 5-10 aufgetragen. Die Übereinstimmung der unterschiedlich ermittelten Transmissionskurven der jeweiligen Polarisationsarten ist gut zu erkennen. Die Berechnung der unpolarisierten Transmissionskurve der AR1 durch Mittelwertbildung der mit p- und s-polarisiert gemessenen spektralen Charakteristik, weist im Vergleich mit dem unpolarisiert gemessenen Spektrum eine maximale Abweichung von 0,3% in der Transmission auf. Die Ergebnisse in diesem Abschnitt, wie das konstante Messsignal bei Drehung eines Polarisators und die geringe Abweichung zwischen Theorie und Messkurve, bekräftigen die Tauglichkeit des Aufbaus Winkelmessungen durchzuführen. Des Weiteren kann der universelle Messaufbau durch zusätzliche Polarisationsfilter im Messstrahl erweitert werden.

5.2 MCS601 und universeller Messaufbau

Wie schon in Verbindung mit dem im Fachpraktikum konstruierten mobilen Messaufbau festzustellen war, musste eine Abschätzung bezüglich des Fremdlichteinflusses auf die Messwerte durchgeführt werden. Im Weiteren wurde neben der Positionierungsgenauigkeit der zu messenden Proben die Strahlgeometrie untersucht. Nachdem in Abschnitt 5.1.6. keine Vorzugsrichtung der Polarisation des Messstrahls nachgewiesen wurde, konnten Transmissionsmessungen unter verschiedenen Winkeln erprobt werden.

5.2.1 Fremdlichteinfluss

Durch die offene Bauform des Messaufbaus ist der Einfluss von Fremdlicht nicht zu vernachlässigen und bei einer spektralfotometrischen Messung zu überprüfen. Das Fremdlicht stammte primär von der Beleuchtung des Prüfraums wo das MCS601 eingesetzt wird. Hingegen koppeln die Faserkollimatoren nur Strahlung ein, die in den Raumwinkel ihrer Optik fällt. Ungeachtet dessen, wird Strahlung durch Reflexionen am Messaufbau über den detektorseitigen Kollimator in das Lichtleitkabel eingekoppelt. Um den Fremdlichteinfluss abzuschätzen, wurden zur Vorbereitung mit dem MCS601 eine Dunkelmessung mit geschlossenem Detektor sowie eine 100% Referenzmessung mit der Halogenlampe und offenem Strahlengang durchgeführt.

Bei den folgenden Experimenten wurde die Lampe des MCS601 aus dem Aufbau entfernt, so dass nur Fremdlicht aus der Umgebung detektiert werden konnte. Leermessungen von Probenaufnahmen, welche in Abb. 5-11 dargestellt sind, wurden unter verschiedenen Winkeln durchgeführt.

Die Öffnung der Probenaufnahmen, beträgt 8, 22 und 60 mm im Durchmesser wobei der Tisch eine Öffnung von 111x111 mm besitzt.

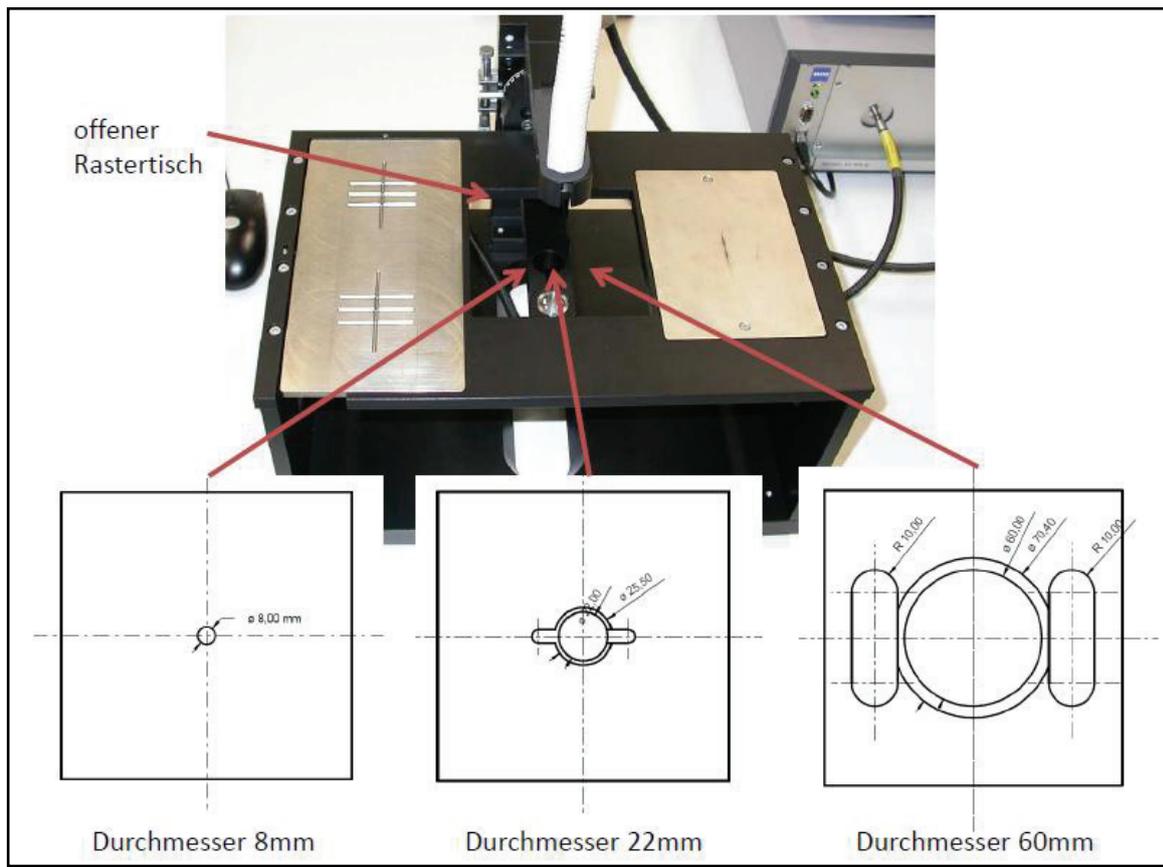


Abb. 5-11: Probenaufnahmen

Die Anordnung der Kollimatoren (Detektor unten) ist so gewählt, das Fremdlicht nur nach Mehrfachreflexion in den detektorseitigen Kollimator gelangen kann. Das Einkoppeln von direktem Fremdlicht in die Kollimatoren ist nicht möglich, da die projizierte Fläche des Raumwinkels der Kollimatoroptiken einen kleineren Durchmesser als die Breite der Bügel besitzt. In Abb. 5-12 sind die Transmissionswerte der Fremdlichtmessungen über der Wellenlänge grafisch aufgetragen. Die Spitzen zwischen 400 und 650 nm repräsentieren die charakteristischen Spektrallinien von Leuchtstoffröhren, welche im Prüfraum als Deckenbeleuchtung eingesetzt werden.

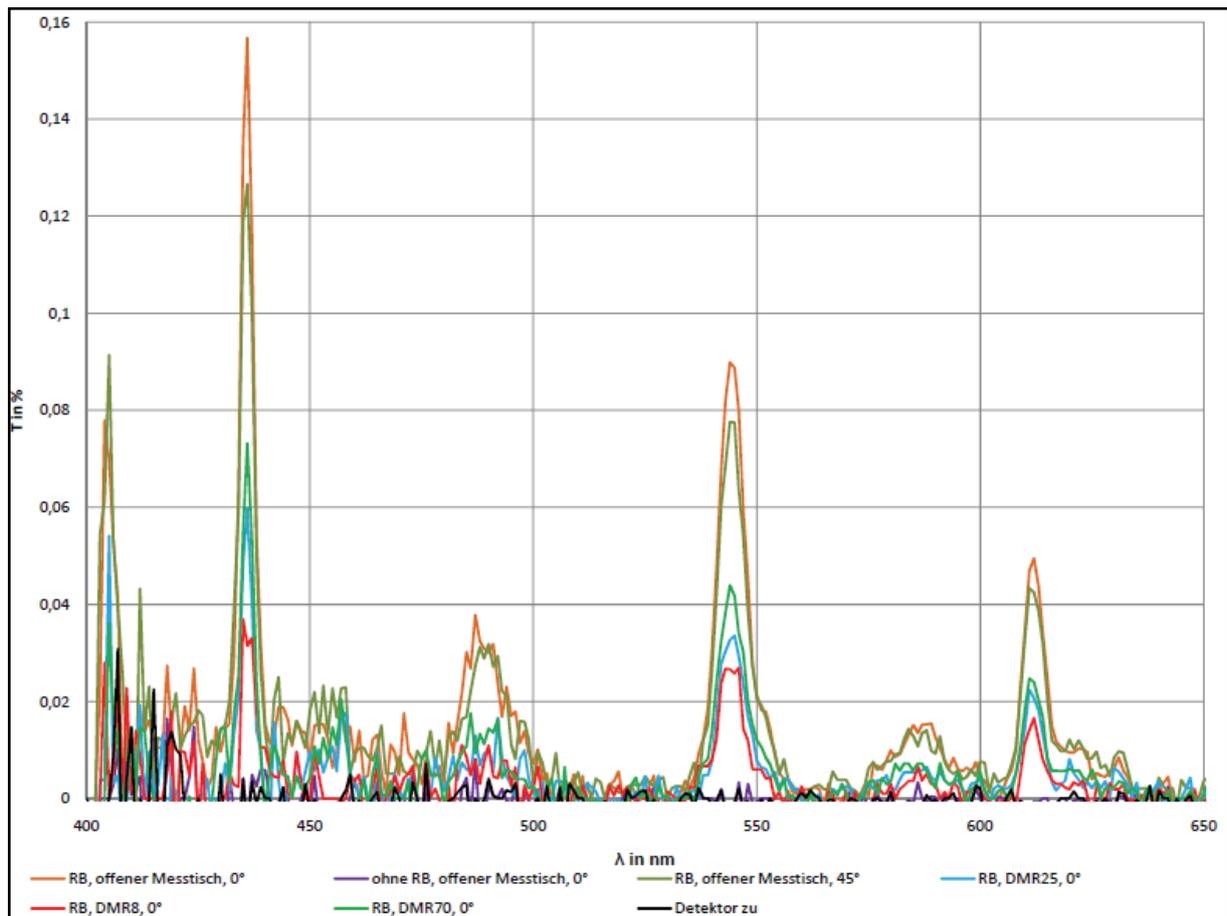


Abb. 5-12: Fremdlichtmessung der Raumbelichtung RB

Wie zu erwarten war, sinkt der Einfluss des Fremdlichtes bei kleiner werdender Öffnung der Probenaufnahme. Aus Messungen unter größer werdenden Winkeln (0 bis 60°) ergab sich eine Abnahme des Fremdlichteinflusses bis um den Faktor zwei. Da bei Transmissionsmessungen immer eine Probenaufnahme verwendet wird, kann der maximale Einfluss von Fremdlicht bei Raumbelichtung auf unter 0,08% angesetzt werden. Dies stellt eine Verringerung um den Faktor vier im Vergleich zum mobilen Aufbau (Fremdlichtanteil etwa 0,33%) mit den Faserkollimatoren von Zeiss dar. Diese Werte sind bei Transmissionsmessungen mit dem MCS601 zu berücksichtigen. Eine Verminderung des Fremdlichts ist mit einem zusätzlichen Aufbau, welcher den Messstrahl vom Umgebungslicht abschottet möglich.

5.2.2 Messstrahldurchmesser und Strahlgeometrie

Das Aus- und Einkoppeln des Messstrahls in die Lichtleitkabel geschieht über zwei Faserkollimatoren von Hellma. Der Kollimator zum Auskoppeln des Strahls besitzt einen Linsendurchmesser von 6mm. Damit das Faserbündel durch den Kollimator scharf abgebildet werden kann, muss die numerische Apertur des SMA-Faser-Anschlusses mit der des Kollimators übereinstimmen und die Brennpunkte beider Optiken müssen zusammenfallen. Beim Verbinden der Faser mit dem Kollimator, konnte erst nachdem ein definierter Abstand zwischen SMA-Anschluss und Kollimator hergestellt war, eine scharfe Abbildung des Faserbündels realisiert werden. Der gleiche Vorgang wurde am detektorseitigen Kollimator durchgeführt, indem das Lichtleitkabel von der Lampe angeschlossen wurde. Nachdem die Kollimatoren mit den Lichtleitkabeln verbunden waren, konnte die Strahlgeometrie ermittelt werden. Der Messstrahl hat am auskoppelnden Kollimator einen Durchmesser von 5,5 mm. Nach einer Strecke von 35mm besitzt der Strahl eine Taille von 5mm und verbreitert sich auf den letzten 75mm zum detektorseitigen Kollimator (Linsendurchmesser 16mm) auf einen Durchmesser von 8 mm. Die Probenoberflächen sind bei Transmissionsmessungen zwischen 40 bis 60 mm vom auskoppelnden Kollimator entfernt und weisen einen Messfleck von 5 bis 5,5mm auf.

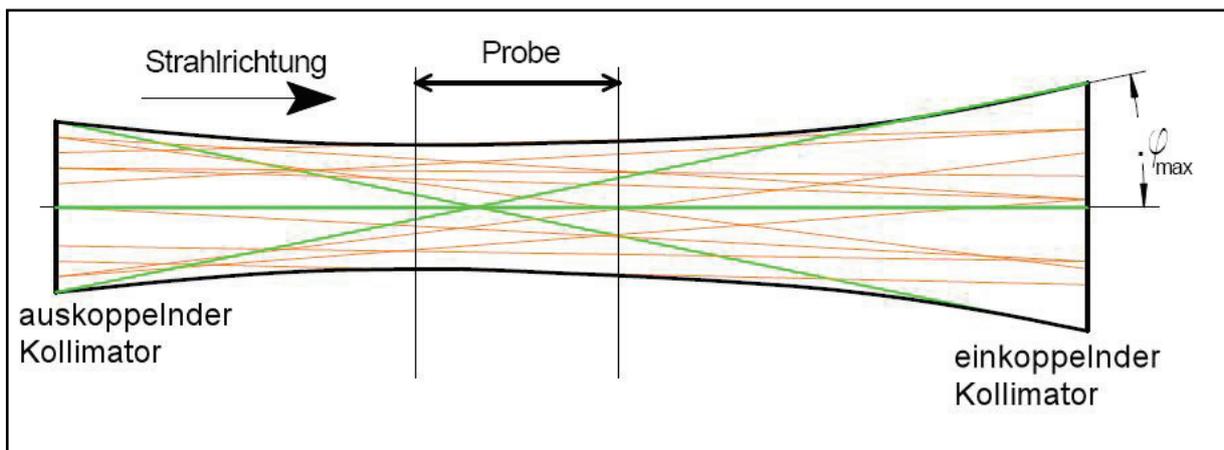


Abb. 5-13: Strahlgeometrie

Die Strahlgeometrie in Abb. 5-13 entsteht durch viele Teilstrahlen aus denen sich der Gesamtmesstrahl zusammensetzt.

Durch die Winkelverteilung der Einzelstrahlen setzt sich das erhaltene Ergebnis aus unterschiedlichen Inzidenzwinkeln von $\varphi = 0^\circ$ bis φ_{\max} zusammen. Da die Winkelverteilung im Strahlengang voraussichtlich nicht die Form einer Rechteckfunktion aufweist, werden bestimmte Winkel φ mit $0 \leq \varphi \leq \varphi_{\max}$ einen unterschiedlich starken Einfluss auf die Messergebnisse haben.

Das Spektrum eines dielektrischen Systems verschiebt sich bei einem Einfallswinkel von 10° um circa ein halbes Prozent der betrachteten Wellenlänge. Das ergibt eine Verschiebung des Spektrums um 1,2 nm bei einem Winkel von $\varphi = \varphi_{\max} = 3,5^\circ$ und einer Wellenlänge von 700nm. Die Verschiebung des Spektrums bei den jeweiligen Winkeln zwischen 0 und φ_{\max} führt somit zu einer Verschmierung des Gesamtspektrums. In einem Experiment, bei welchem der Messstrahl mit einer Blende eingeeignet und folglich der maximal mögliche Winkel im Gesamtstrahl verkleinert wurde, war kein Unterschied in den gemessenen Kurven festzustellen. Das lässt darauf schließen, dass der Hauptanteil der Winkel im gesamten Messstrahl bei 0° anzutreffen und die Verschmierung des Spektrums, im Vergleich zu anderen Faktoren wie dem Stützstelleneinfluss und der spektralen Auflösung vernachlässigt werden kann.

5.2.3 Transmissionsmessungen mit $\text{AOI} \geq 0^\circ$ und Strahlversatz

Mit dem universellen Messaufbau sind Transmissionsmessungen mit einem Einfallswinkel von 0 bis 63° möglich. Mit dem verwendeten Rotationstisch von New Focus lassen sich mittels eines Feintriebes Winkel mit der Genauigkeit von 1,2 Minuten einstellen. Da die Winkelablesung am Umfang des Rotationstisches über eine Skala realisiert ist, können Winkel mit der Genauigkeit von einem viertel Grad abgelesen und infolge dessen eingestellt werden. Eine Abweichung von einem halben Grad entspricht, in Abhängigkeit vom Inzidenzwinkel, der Verschiebung eines Spektrums bei einer Wellenlänge von 700nm um maximal 0,1nm. Mit der Mikrometerschraube des Feintriebes können jedoch Winkeländerungen von 1,2 Minuten vorgenommen werden.

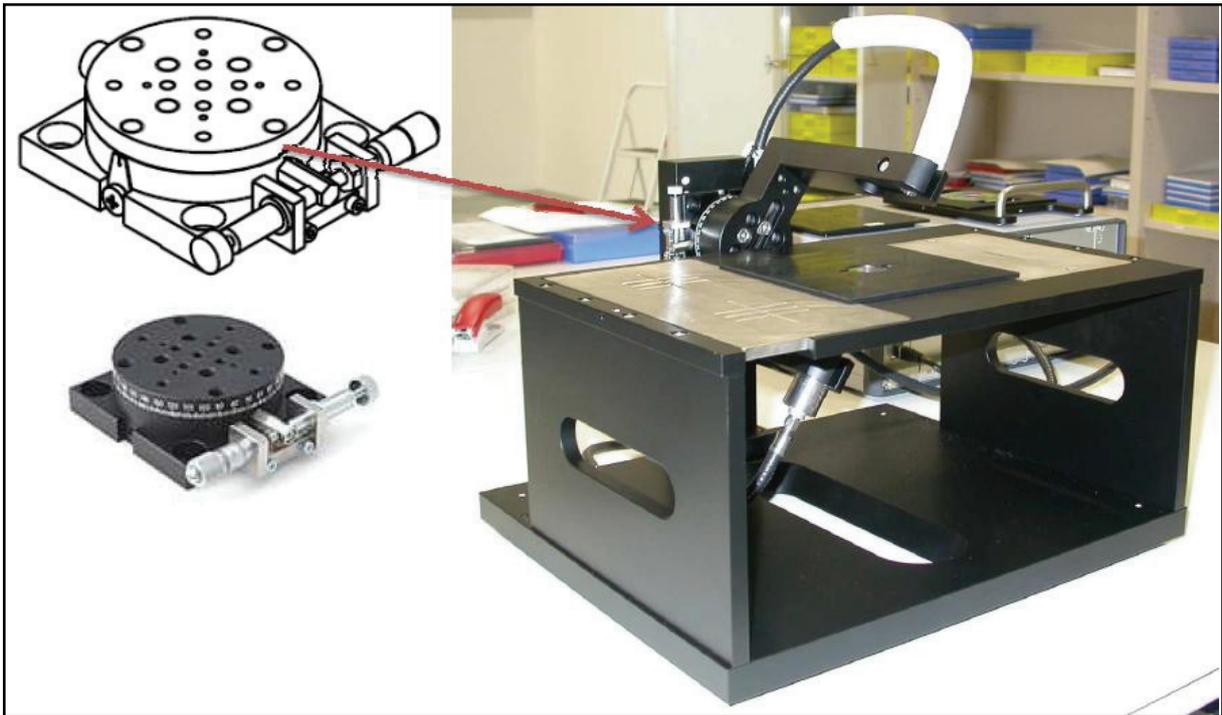


Abb. 5-14: Universaler Messaufbau (Rotationstisch New Focus™)

Eine Berechnung und ein darauf folgender Versuch bezüglich des auftretenden Strahlversatzes bei Winkelmessungen lieferte bei einer Inzidenz von 45° auf ein Glassubstrat aus BK7¹⁸ von 10mm Dicke und einem Brechungsindex von $n=1,5168$ bei $\lambda=587,6\text{nm}$ einen Versatz von 3,36mm.

Der Faserkollimator, welcher den Messstrahl einkoppelt, ist in der Lage einen Strahlversatz von 3,5mm zu kompensieren und fängt somit den gesamten versetzten Messstrahl wieder ein. Diese Substratdicke stellt bei mso jena allerdings eine Ausnahme dar, da überwiegend Proben mit Dicken weniger 2mm gemessen werden sollen. Für einen Strahlversatz von mehr als 3,5mm muss eine Blende genutzt werden um den Durchmesser des Messstrahls zu verkleinern und somit die Akzeptanz eines größeren Strahlversatzes zu realisieren.

Wird der Inzidenzwinkel der auf einen dielektrischen Filter einfallenden Strahlung vergrößert, so verschiebt sich das Spektrum zum Kurzwelligen hin. Zum Nachweis dieser theoretischen Erkenntnis wurden zwei Filter, eine Breitband-Antireflex-

¹⁸ BK7 ist ein Bor-Kronglas der Schott AG

Beschichtung (AR1) und ein Schmalbandfilter (BP705), unter verschiedenen Winkeln unpolarisiert gemessen und die Ergebnisse mit der Theorie sowie dem Referenzmessverfahren verglichen.

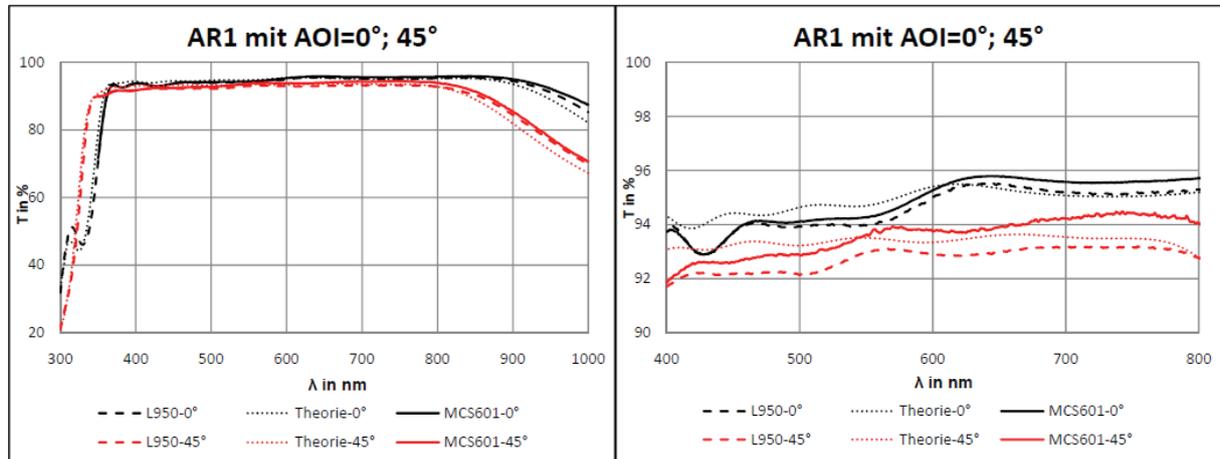


Abb. 5-15: Winkelmessung – AR1

In Abb. 5-15 ist eine Breitbandentspiegelung (AR1) in zwei Diagrammen dargestellt. Im Vergleich der Kurven des MCS601, L950 und der von der Theorie Prognostizierten wurden Abweichungen festgestellt. Diese sind damit zu erklären, dass die im Schichtdesign festgelegten Schichtdicken bei der Beschichtung nicht auf das Nanometer genau realisiert werden können. Des Weiteren weichen die Brechungsindizes und das Dispersionsverhalten der verwendeten Schichtmaterialien von denen im Design leicht ab. Die Verläufe der lokalen Maxima und Minima der mit beiden Spektrometern aufgenommenen Kurven stimmen jedoch überein. Die großen Abweichungen der Kurven in den Bereichen kleiner 400 und größer 900nm sind durch die Eigenschaften der Diodenzeile und der verwendeten Halogenlampe zu erklären. Mit Verwendung der Deuteriumlampe können die Abweichungen im Kurzwelligen minimiert werden. Die stets höher gemessenen Transmissionsmesswerte haben ihren Ursprung in Fremd- und Streulichteffekten sowie Mehrfachreflexionen im Strahlengang.

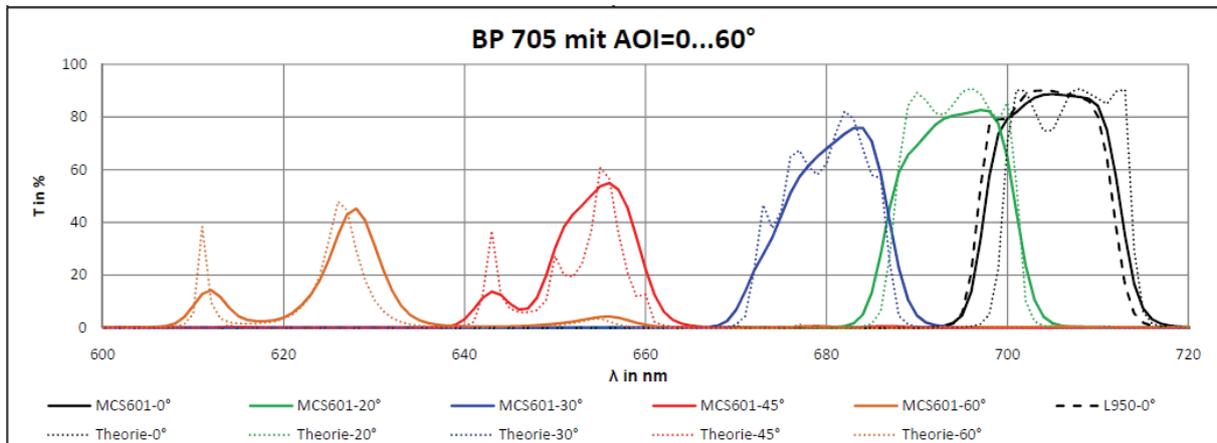


Abb. 5-16: Winkelmessung – BP705

Ein Schmalbandfilter ist in Abb. 5-16 dargestellt. Das für den Vergleich verwendete Design stellt einen Vorgänger des gemessenen Schichtsystems dar, woraus hohe Abweichungen der spektralen Verläufe von Theorie und Messung resultieren. Die Verschiebung des Spektrums der Theorie- sowie der Messkurven verläuft nahezu synchron. Die bei beiden untersuchten Filtern auftretende Verschiebung des Spektrums der Theorie- sowie der Messkurven legt den Einsatz des universellen Messaufbaus auch bei winkelabhängigen Transmissionsmessungen nahe.

5.2.4 Positionierungsfehler

Ein dielektrisches Filtersystem, aufgebracht auf ein Substrat, weist durch den Beschichtungsvorgang einen spektralen Verlauf entlang der Substratgeometrie auf. Daher muss die Möglichkeit bestehen, eine Probe an einer definierten Position reproduzierbar zu messen. Die exakte Positionierung der Probe in der Aufnahme ist folglich von großer Bedeutung. Mit dem universellen Messaufbau werden überwiegend zwei Probengeometrien gemessen, Kugelkappenähnliche Filter mit 70mm Durchmesser und einem festgelegten spektralen Verlauf sowie planaren Substrate mit 25mm Durchmesser.

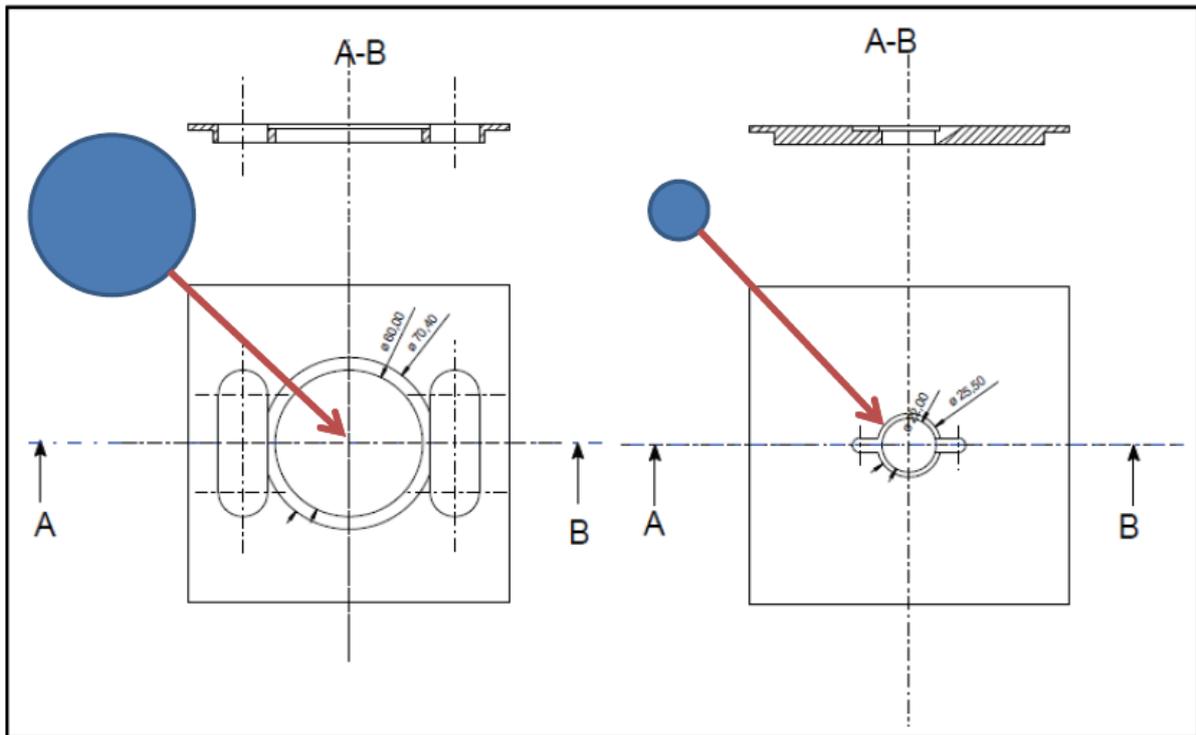


Abb. 5-17: Aufnahmen (links/rechts $\text{Ø}=70/25\text{mm}$)

Die in Abb.5-17 dargestellten Aufnahmen werden in den universellen Messaufbau spielfrei eingebettet. Die Proben werden anschließend in die dafür vorgesehenen Aussparungen in den Aufnahmen eingesetzt. Ein größerer Durchmesser zur Platzierung der Proben ergibt ein Spiel von 0,5mm bei der 25,5mm und 0,4mm bei der 70,4mm durchmessenden Probenaufnahme. Da die zu messenden Filter mit 25mm Durchmesser keinen nennenswerten spektralen Verlauf aufweisen, war das Spiel in der Aufnahme zu vernachlässigen.

Der spektrale Verlauf auf den 70mm durchmessenden Filtern verändert sich auf einer gedachten Geraden von einer Markierung an der Seite über den Mittelpunkt der Probe. Zur messtechnischen Erfassung dieses Effektes, wurde die Probe an drei Positionen (-10mm, mittig und +10mm) gemessen, wobei sich das Spektrum nichtlinear verschiebt.

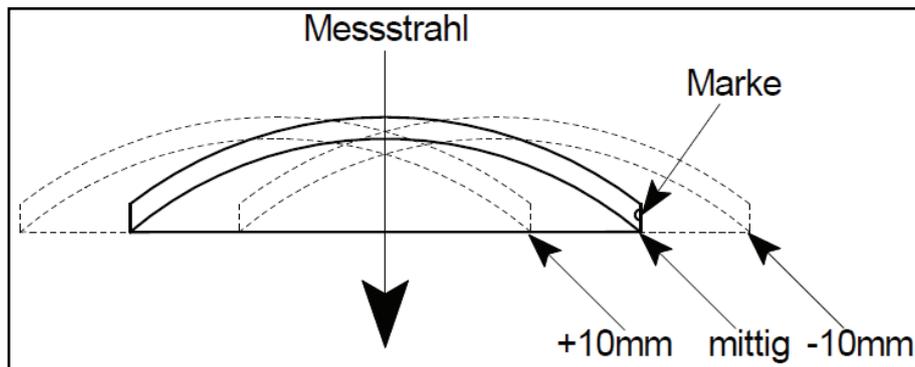


Abb. 5-18: Messpositionen

Für eine Abschätzung des, durch die Positionierung bedingten, Messfehlers wurde eine Probe wiederholt in der Aufnahme platziert und gemessen. Aus den Messwerten wurde die Standardabweichung der Einzelmessung gebildet und in Abb. 5-19 über der Wellenlänge aufgetragen.

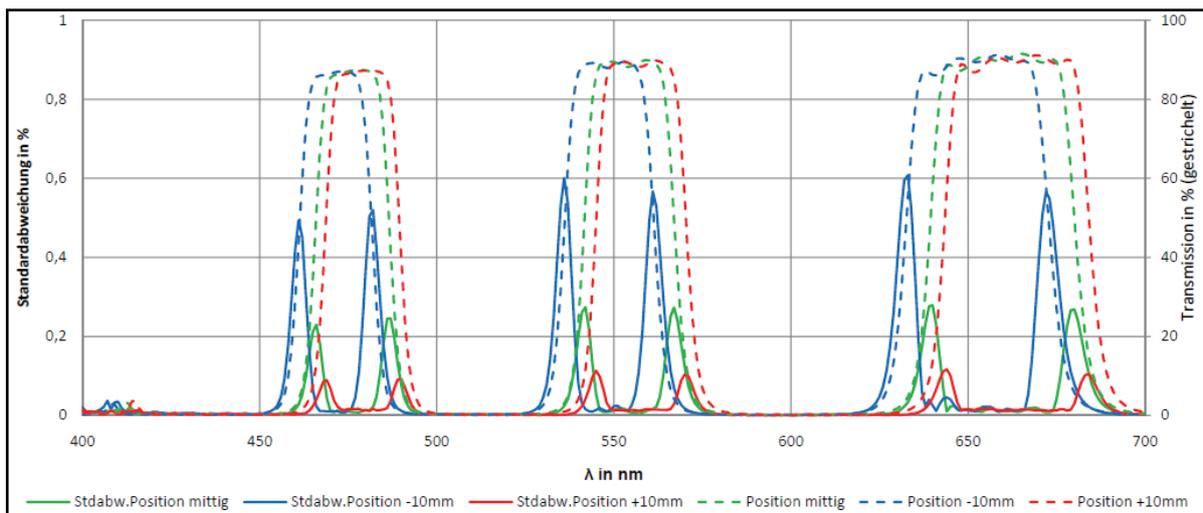


Abb. 5-19: Multibandpass – Positionierungsfehler

In Bereichen hoher Transmissionsänderung steigt auch die Standardabweichung der Messwerte bedingt durch Positionierungsfehler.

Aus dem nichtlinearen Verlauf des Filters resultiert ein unterschiedlich hoher Einfluss der Positionierungsungenauigkeit auf die Messwerte dieser Probe. Eine maximale Standardabweichung von 0,6% (L950: 0,9%, mobiler Messaufbau: 0,2%) bestätigt den Vorteil des universellen Aufbaus gegenüber der Probenaufnahme des L950. Während im mobilen Messaufbau die Probe direkt an zwei Anlagekanten positioniert

wurde, muss im universellen Aufbau die Probenaufnahme samt Schlitten in die definierten Messpositionen gebracht werden.

Den Vorteil verschiedene Probengeometrien an definierten Stellen zu messen wurde mit einem höheren Fehler bei der Positionierung eingebüßt.

Um die Positionierungsgenauigkeit zu erhöhen, muss das Spiel in der Probenaufnahme durch eine Form- oder Kraftpaarung verringert werden. Weiterhin stellt die rotatorische Ausrichtung der Probe anhand ihrer Markierung eine nicht zu ignorierende Fehlerquelle mit einer Ungenauigkeit von einem Grad dar. Somit wird der spektrale Verlauf des Filters nicht entlang seiner Wirkungsgeraden gemessen.

6 Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der experimentellen Erprobung und theoretischen Betrachtungen des MCS601 zusammengefasst. Darüber hinaus wird ein Ausblick auf künftige Erweiterungen des gesamten Aufbaus gegeben.

6.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Für eine Abschätzung der spektralen Genauigkeit des MCS601 verbunden mit dem universellen Messaufbau, müssen die Größen ermittelt werden, welche einen Einfluss bei der Erfassung eines Transmissionswertes haben. Durch die spektrale Breite der einzelnen Dioden in der Detektorzeile wird der Transmissionswert eines 0,8nm breiten Wellenlängenbereiches aufgenommen, wobei der mittlere Wellenlängenwert angegeben wird. Das hat eine spektrale Genauigkeit von 0,4nm zur Folge. Zudem tragen die aus der ungenauen Einstellung des Einfallswinkels des Messstrahls folgende Spektralverschiebung und der Winkelverteilung der Einzelstrahlen im Gesamtmesstrahl einen Anteil von $\lambda = 0,1nm$ zum spektralen Fehler des gesamten optischen Messsystems bei.

Die fotometrische Genauigkeit eines gemessenen Transmissionswertes wird primär durch internes Streulicht verursacht und beträgt maximal $\Delta T = \pm 0,5\%$. Der Einfluss von Fremdlicht, Rauscheffekten und der Lampendynamik hingegen beträgt im äußersten Fall $\Delta T = \pm 0,2\%$. Diese Fehler treten unabhängig voneinander auf, wirkten sich in der experimentellen Erprobung jedoch gemeinsam auf die Messergebnisse aus und mussten in den Auswertungen, sofern es möglich war, getrennt betrachtet werden.

Zusammenfassend konnten folgende Aussagen getroffen werden. Die ermittelte spektrale Genauigkeit des MCS601 beträgt $\lambda=0,5nm$. Die fotometrische Genauigkeit in Verbindung mit dem universellen Messaufbau kann mit $T=1,4\%$ beziffert werden. Der durch das Spiel in den Aufnahmen hervorgerufene Positionierungsfehler der Filter muss zusätzlich berücksichtigt werden, wobei sich dieser Fehler abhängig von dem spektralen Verlauf auf dem Filter unterschiedlich stark auf die Messergebnisse auswirkt.

6.2 Ausblick

Der erweiterbar gestaltete universelle Messaufbau ermöglicht durch zusätzliche Aufnahmen und Rasterplatten für zukünftiger Probengeometrien orts aufgelöste Transmissionsmessungen.

Mit Verwendung von Polarisatoren ist der Aufbau auf Messungen mit p- und s-polarisierten Messstrahl erweiterbar. Die in Abschnitt 5.1.6. verwendeten Polarisationsfolien des Spektralfotometers CARY 300 Bio von Varian¹⁹ können mühelos am Kollimatorbügel innerhalb des Strahlenganges befestigt werden, womit keine zusätzliche Investition bei dieser Erweiterung zustande kommen.

Die Verwendung einer Fremdlichtverminderungseinheit in Form eines Häuschens, wie schon beim mobilen Messaufbau eingesetzt, erhöht die fotometrische Genauigkeit um $T=0,08\%$.

Mit Verwendung eines zusätzlichen Goniometers kann die Einstellgenauigkeit der Winkel erhöht und der daraus resultierende Fehler minimiert werden.

Der Einsatz einer Loch- oder Strichblende im Strahlengang wird nicht nur die Akzeptanz des Strahlversatzes bei Winkelmessungen erhöhen, sondern auch die Winkelverteilung im Messstrahl eingrenzen.

Die Optimierung der spektralfotometrischen Eigenschaften des MCS601 birgt ein Potential für zukünftige Leistungssteigerungen. So kann beispielsweise eine Detektorzeile mit 2048 Dioden und ein zusätzlicher Spalt nach dem Faserquerschnittswandler eingesetzt werden.

¹⁹ Varian Deutschland GmbH

7 Anhang

7.1 Literatur- und Quellenverzeichnis

/Ash 07/

Neil W. Ashcroft, David N. Mermin: Festkörperphysik (3.Auflage; Oldenbourg-Verlag 2007)

/Vog 99/

Helmut Vogel: Gerthsen Physik (20.Auflage; Springer-Verlag 1999)

/Ber 87/

Ludwig Bergmann, Clemens Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 Optik (8.Auflage; Walter de Gruyter, 1987)

/Dem 95/

Wolfgang Demtröder: Experimentalphysik 2; Band 2 (1.Auflage; Springer-Verlag 1995)

/Haf 03/

Heinz Haferkorn: Optik: Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen (4.Auflage; Wiley-Vch-Verlag 2003)

/Sch 08/

Hans R. Schwarz, Norbert Köckler: Numerische Mathematik (7.Auflage; Vieweg+Teubner-Verlag 2008)

/Mül 90/

Rudolf Müller: Rauschen (2.Auflage; Springer-Verlag 1990)

/Vog 02/

Edgar Voges, Klaus Petermann: Optische Kommunikationstechnik (1.Auflage; Springer-Verlag 2002)

Vakuum in Forschung und Praxis 19(2007) Nr. 4 17-23 © 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

Norbert Kaiser: Alte Faustregeln für das Design optischer Schichten; erschienen in Vakuum in Forschung und Praxis 19(2007) Nr.4 17-23 (WILEY-VCH Verlag 2007)

7.2 Formelzeichen

Formelzeichen	Erklärung
c	Vakuumllichtgeschwindigkeit
d	Geometrische Dicke
E	Elektrische Feldstärke
e	Elementarladung
H	Index
h	Plancksches Wirkungsquantum
l	Matrix, Intensität
i	Index
j	Index, imaginäre Einheit
k	Wellenvektor
L	Matrix, Physikalische Dicke
M	Matrix, Index
m	Index, Matrixelement, Anstieg, Beugungsordnung
N	Strichanzahl
n	Brechungsindex
P	Index
p	Gitterperiode
R	Reflexionskoeffizient
r	Amplitudenreflexionskoeffizient, Index, Ortsvektor
S	Matrix, Matrixelement, Standardabweichung
s	Index
T	Transmissionskoeffizient
t	Amplitudentransmissionskoeffizient, Zeit
u	Index
X	Ortskoordinate
x	Index
Y	Ortskoordinate
β	Phasenverschiebung
γ	Zusammenfassung 1
Δ	optischer Gangunterschied
λ	Wellenlänge
Φ	Winkel
ϕ	Anfangsphase, Winkel
ω	Kreisfrequenz
η	Zusammenfassung 2

7.3 Einzelteilzeichnungen

Die in diesem Abschnitt abgebildeten Einzelteilzeichnungen des universellen Messaufbaus sind in der Reihenfolge des Zusammenbaus angeordnet.

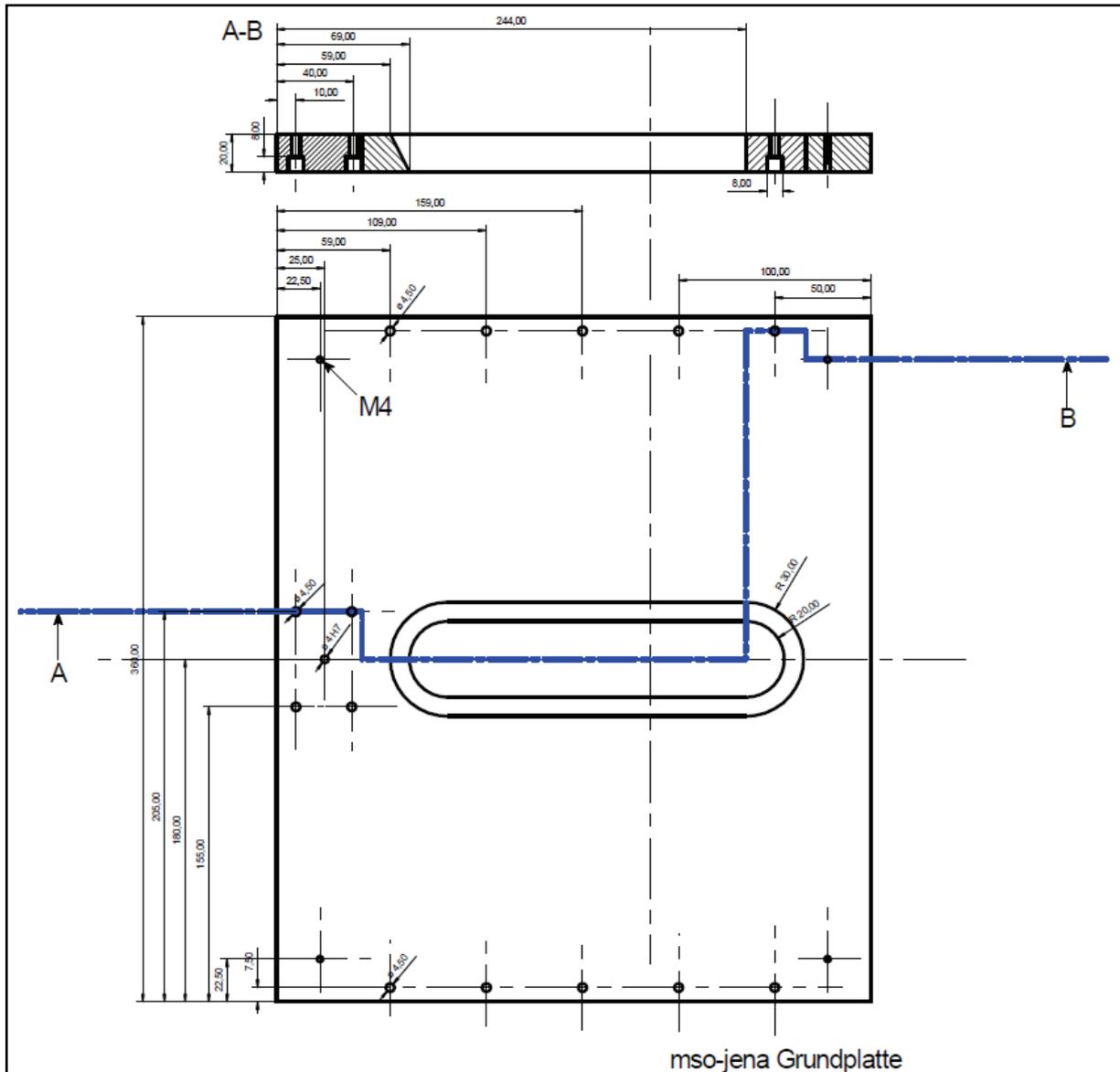


Abb. 7-1: Grundplatte

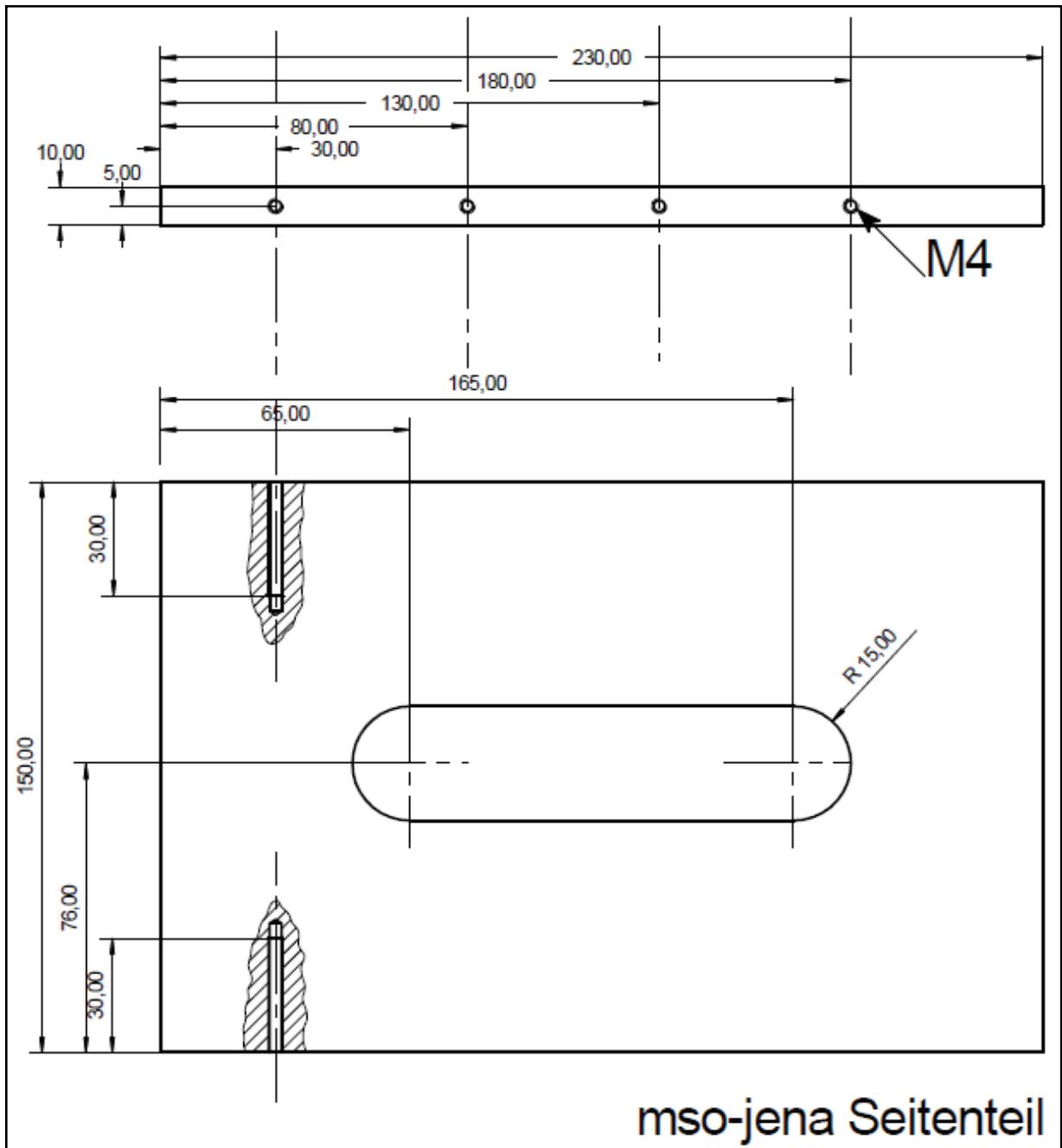


Abb. 7-2: Seitenteil

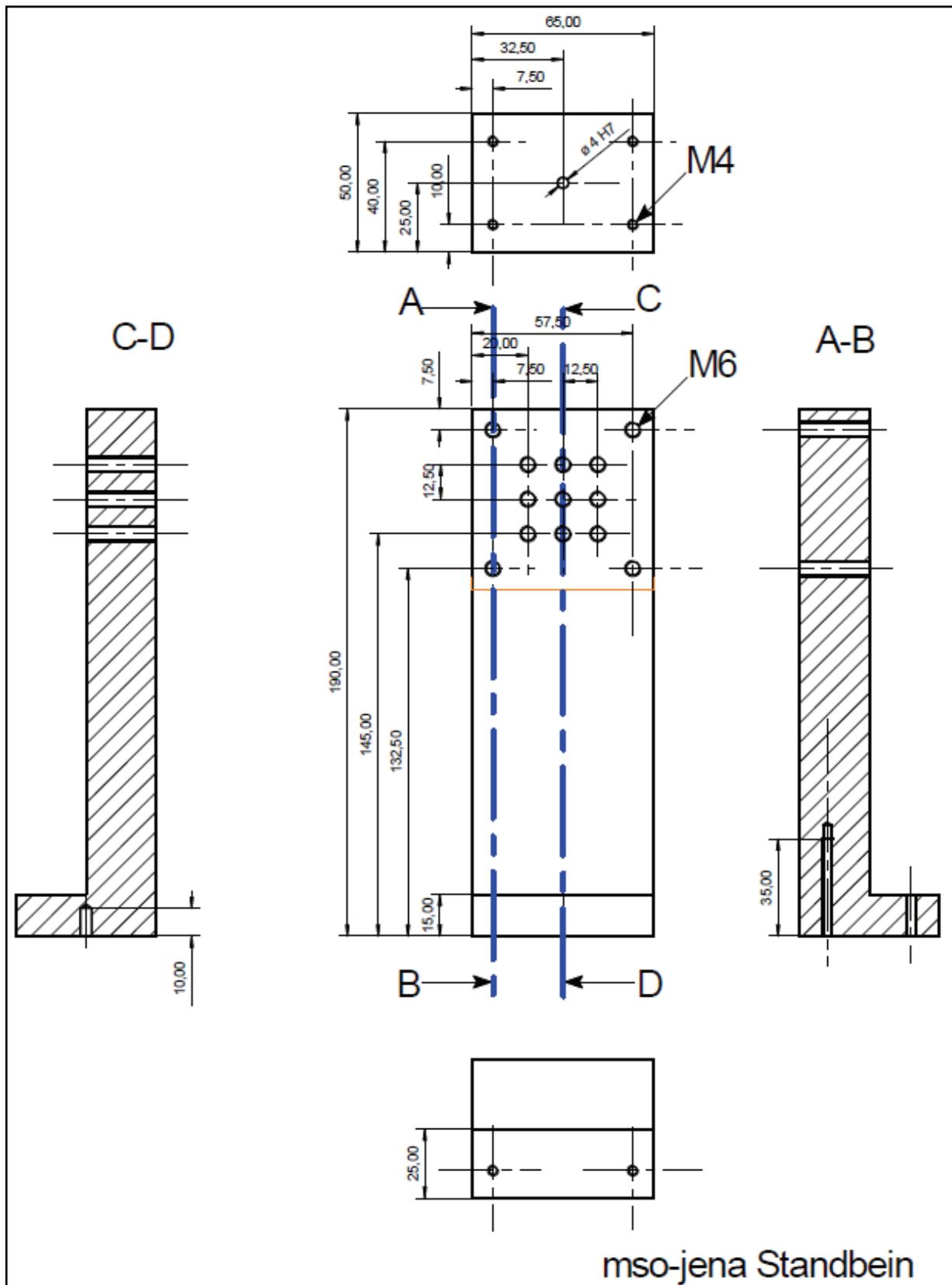


Abb. 7-3: Standbein

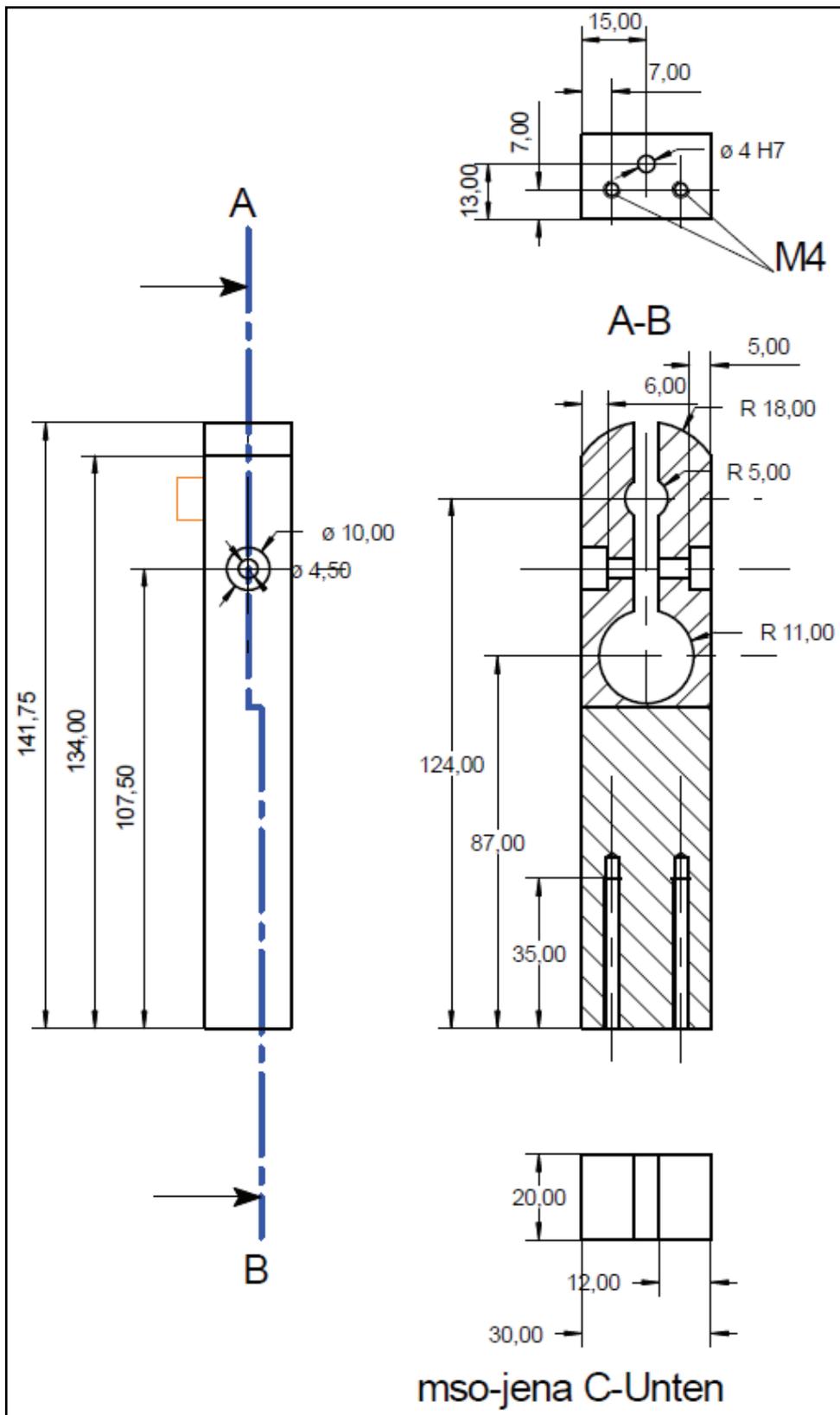


Abb. 7-5: C-Unten

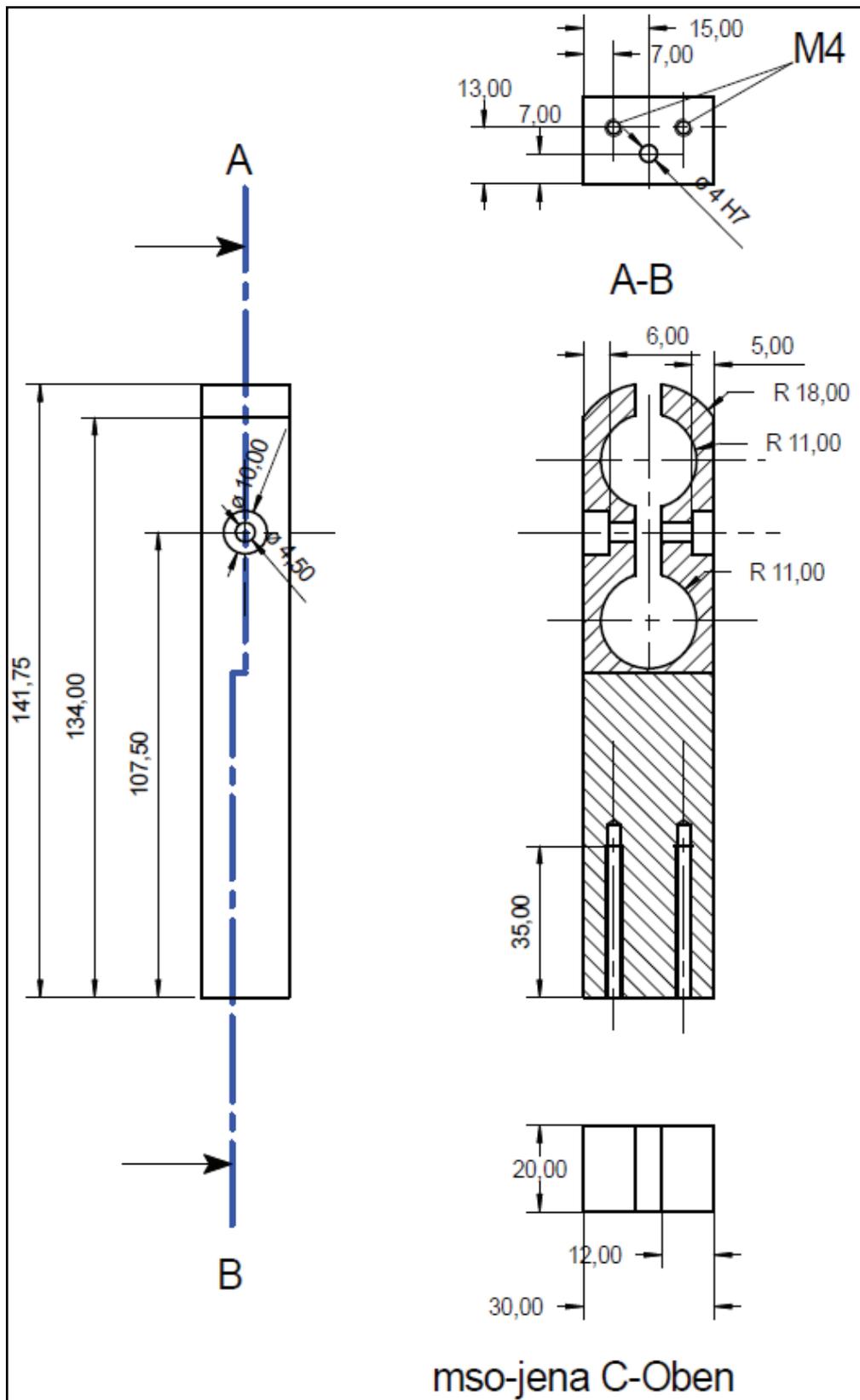


Abb. 7-6: C-Oben

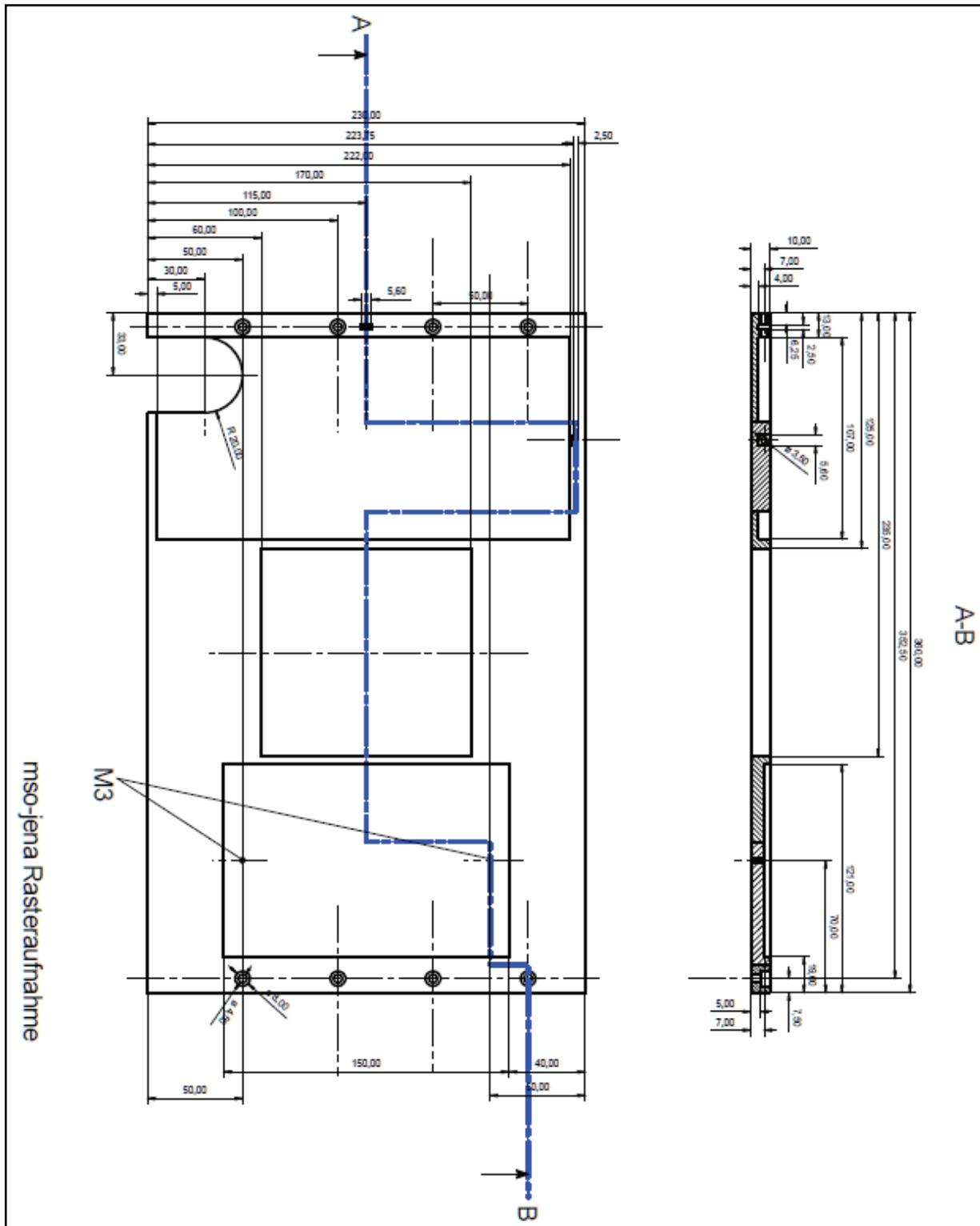


Abb. 7-7: Offener Tisch

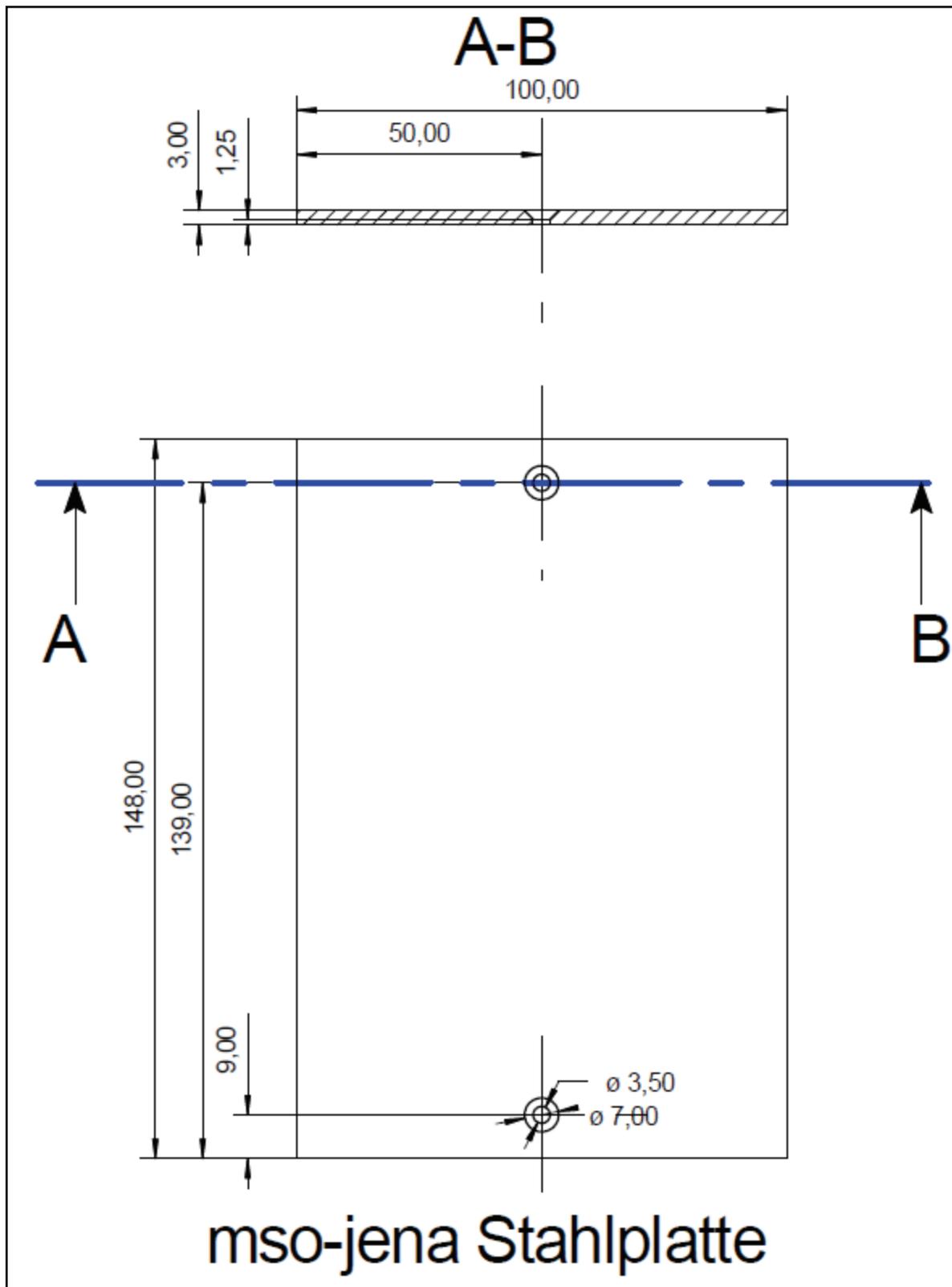


Abb. 7-8: Stahlplatte

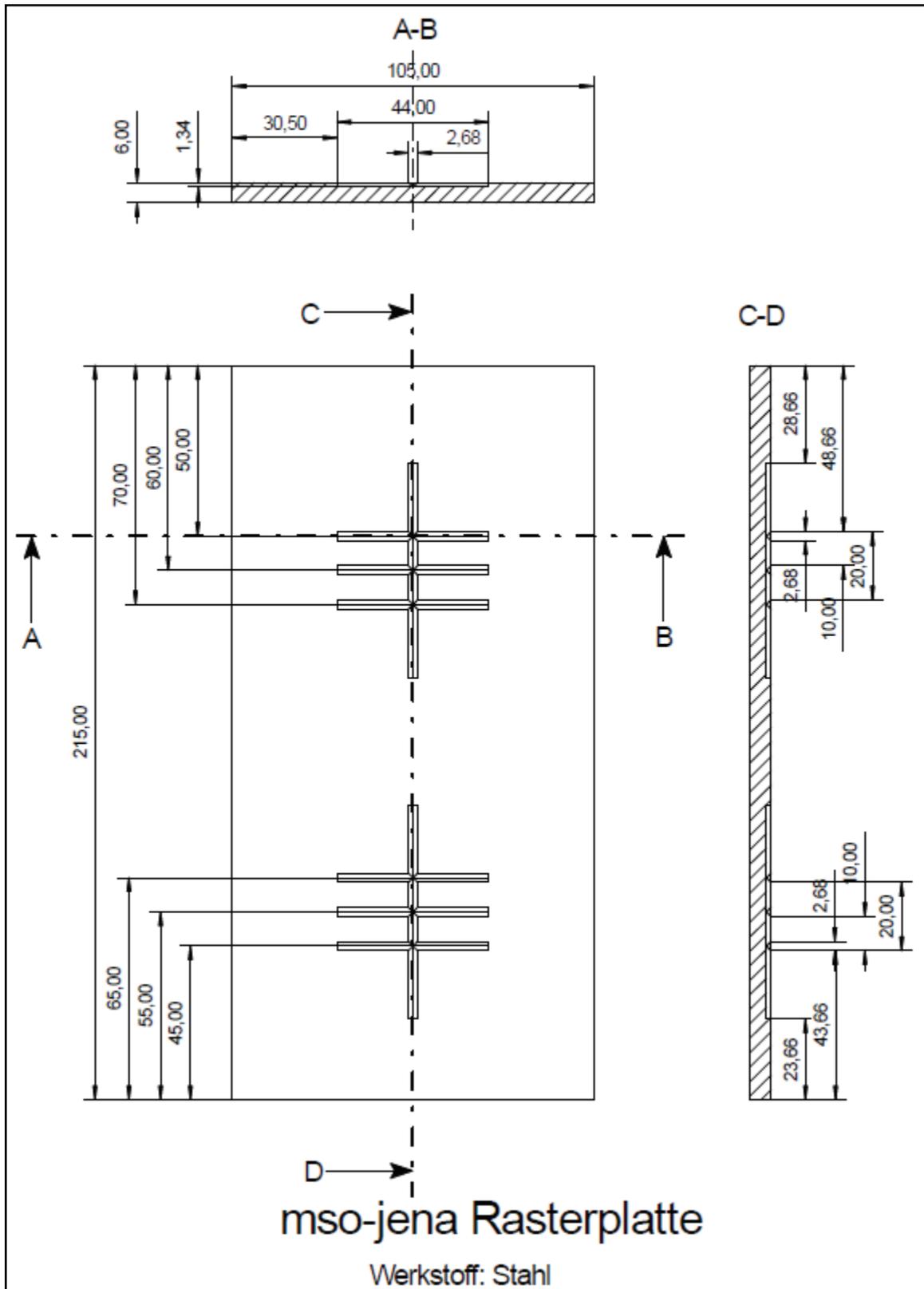


Abb. 7-9: Rasterplatte

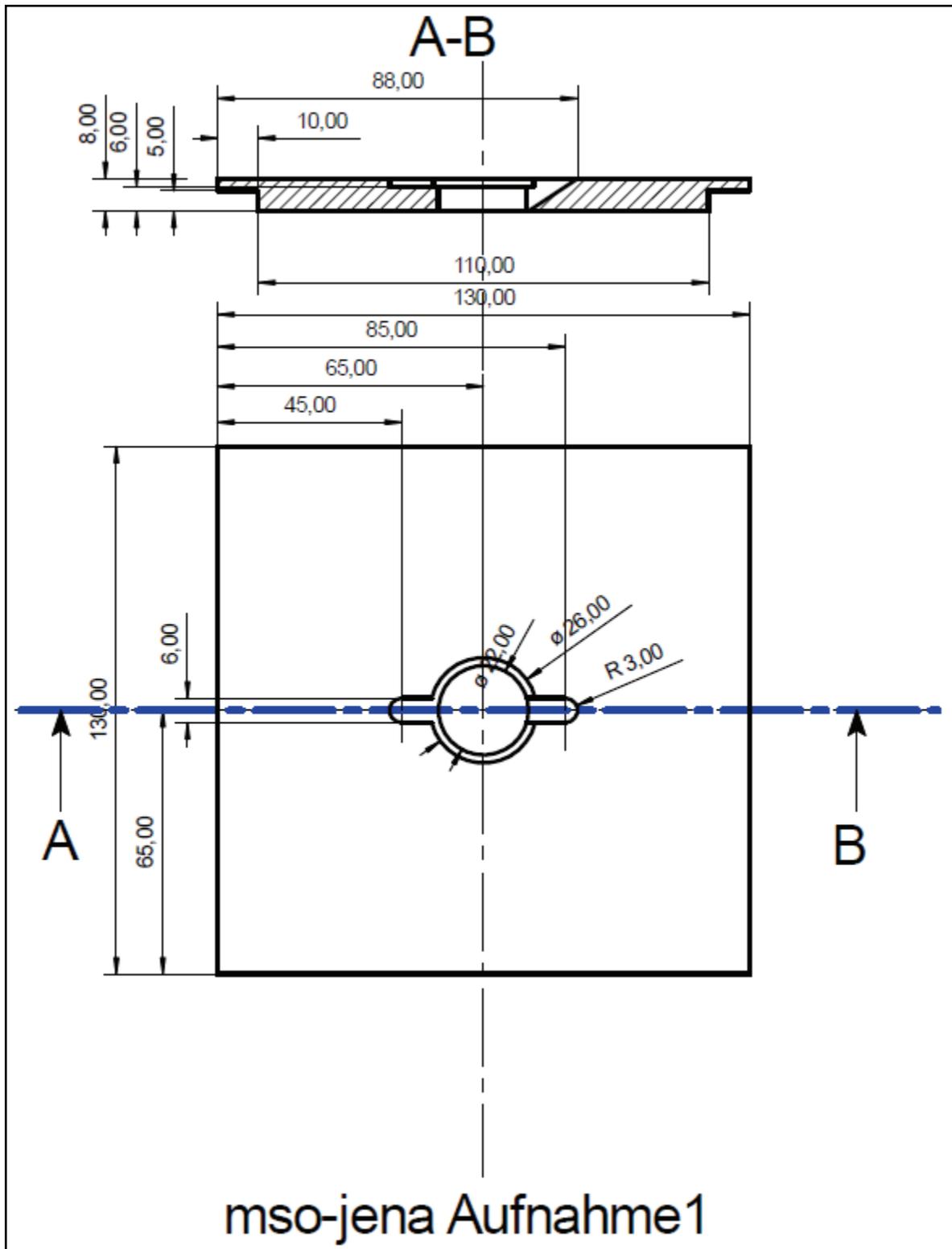


Abb. 7-11: Aufnahme1 für Probendurchmesser 25mm, Vorgänger

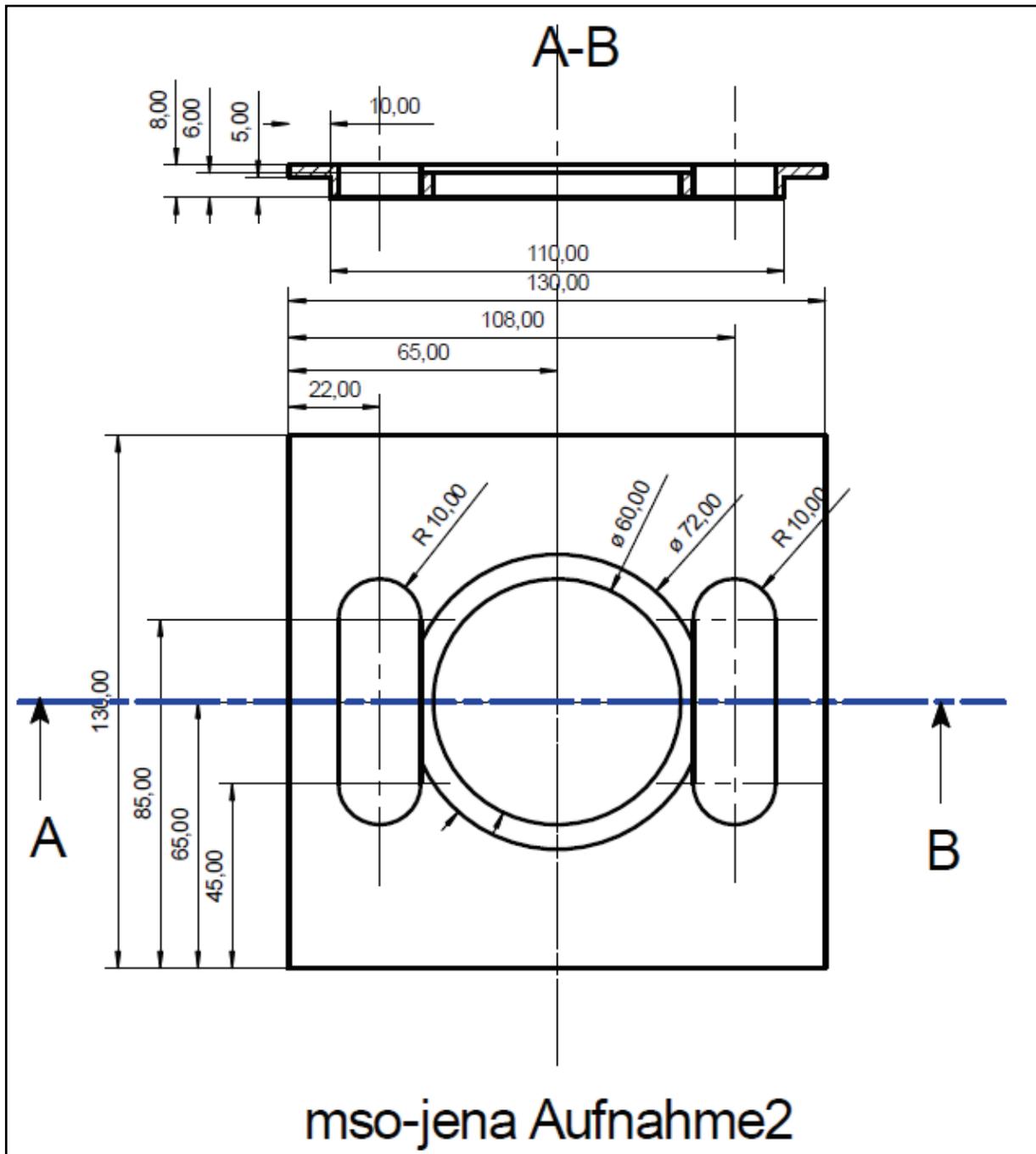


Abb.7-12: Aufnahme2 für Probendurchmesser 70mm, Vorgänger

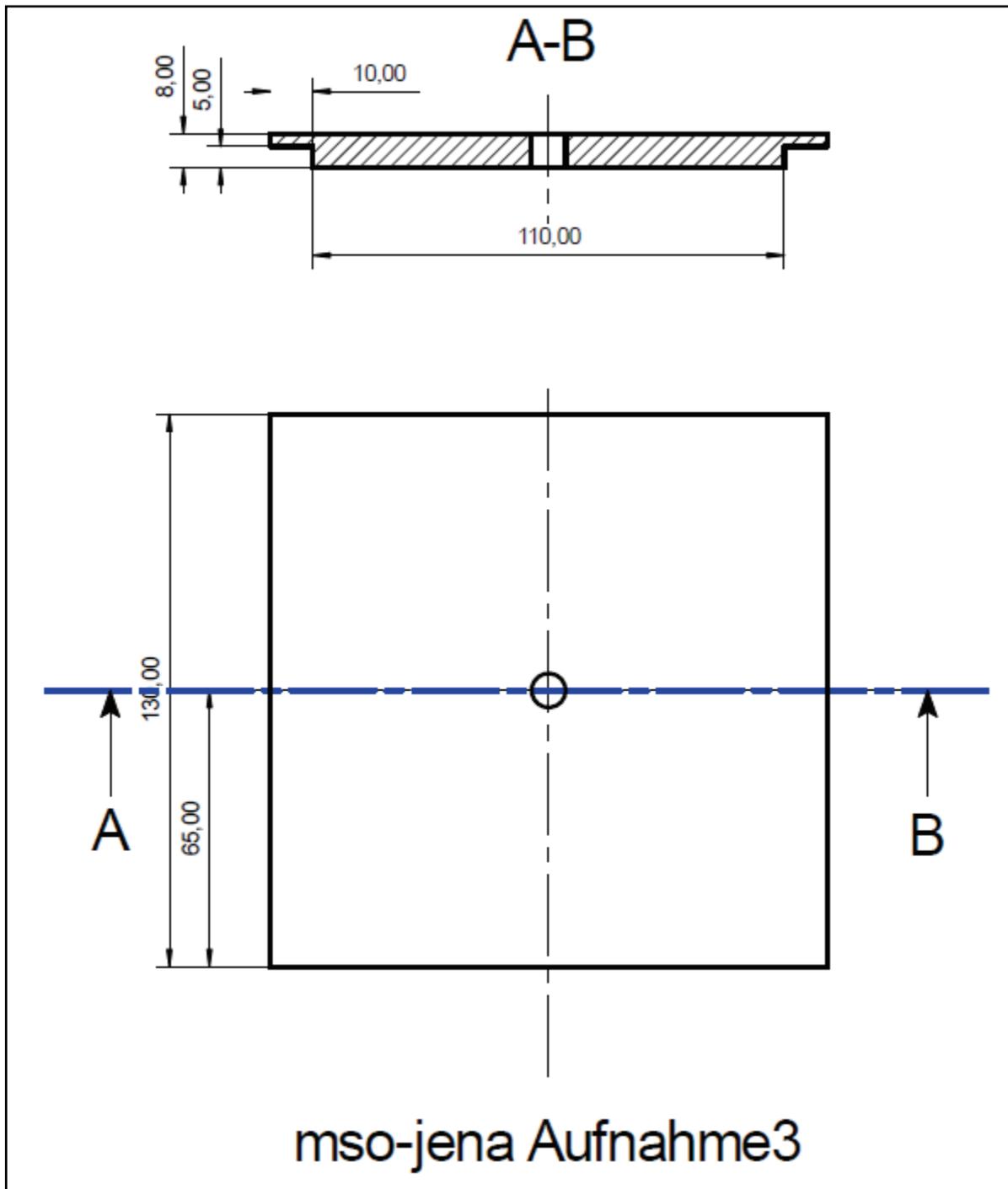


Abb. 7-13: Aufnahme3 mit Durchmesser 8mm, Vorgänger