

Entwicklung einer Messmethode  
zur Messung der fokussierten Reflektivität  
von CTA-Spiegelsegmenten  
in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von  
Dominic Bernreuther  
1. Februar 2016

Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Erstgutachter: Prof. Dr. Christopher van Eldik  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Ulrich Katz



## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird eine Messmethode zur Messung der fokussierten Reflektivität von sphärischen Spiegelsegmenten in Abhängigkeit von der Wellenlänge eingeführt. Diese wird soweit entwickelt, dass erste Messungen durchgeführt und Ergebnisse präsentiert werden können. Mit Hilfe einer Kombination aus einer Deuterium- und Halogenlichtquelle werden hierzu Middle Sized Telescope Spiegel (MST-Spiegel) für das Cherenkov Telescope Array (CTA) vermessen. Zur Überprüfung der Homogenität der Lichtquelle wird eine Schrittrasterung des Lichtspots vorgestellt. Um das Abstandsgesetz für die Intensität einer punktförmigen Lichtquelle über den gesamten betrachteten Wellenlängenbereich verifizieren zu können, wird die Methode der Abstandsmessung erläutert. Schließlich wird das Messprinzip zur Messung der fokussierten Reflektivität  $R$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. In dieser Arbeit wird eine mittlere fokussierte Reflektivität  $\bar{R}$  eines MST-Spiegels über den Wellenlängenbereich von  $300 - 600$  nm von  $\bar{R} = 0,71 \pm 0,01$  gemessen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einführung</b>	<b>1</b>
1.1 Das Cherenkov Telescope Array (CTA) . . . . .	1
1.2 Prinzip der Detektion von $\gamma$ -Strahlung . . . . .	1
1.3 Reflektivität . . . . .	2
<b>2 Grundlagen zur Messung der fokussierten Reflektivität</b>	<b>3</b>
2.1 CTA-Spiegel . . . . .	3
2.2 Anforderungen an die Spiegel . . . . .	4
2.3 2f-Methode . . . . .	4
2.4 Messaufbau . . . . .	5
2.4.1 Ulbrichtkugel . . . . .	5
2.4.2 Glasfaser . . . . .	6
2.4.3 Spektrometer . . . . .	6
2.5 Abstandsgesetz einer punktförmigen Lichtquelle . . . . .	7
<b>3 Versuchsaufbau und Messmethode</b>	<b>9</b>
3.1 Optischer Tisch . . . . .	9
3.2 Lichtquelle . . . . .	9
3.3 Bestimmung des Öffnungswinkels . . . . .	12
3.4 Schrittrasterung . . . . .	12
3.4.1 Aufbau der Schrittrasterung . . . . .	12
3.4.2 Rasterung des Spots . . . . .	13
3.5 Überprüfung des Abstandgesetzes . . . . .	14
3.5.1 Aufbau zur Abstandsmessung . . . . .	14
3.5.2 Abstandsmessung . . . . .	15
3.6 Messung der fokussierten Reflektivität . . . . .	15
3.6.1 Aufbau zur Messung der Reflektivität . . . . .	15
3.6.2 Fokussierte Reflektivitätsmessung . . . . .	16
<b>4 Messungen und Ergebnisse</b>	<b>18</b>
4.1 Öffnungswinkel . . . . .	18
4.1.1 Faser . . . . .	18
4.1.2 Linsen . . . . .	18
4.1.3 Fehlerrechnungen zur Berechnung der Öffnungswinkel . . . . .	19
4.2 Struktur des Deuteriumspots . . . . .	19
4.3 Abstandsmessung . . . . .	22
4.4 Fokussierte Reflektivität . . . . .	24
4.4.1 Aufbereitung der Messdaten . . . . .	24
4.4.2 Extrapolation des Lichtflusses . . . . .	25
4.4.3 Ergebnisse . . . . .	27
4.4.4 Fehlerrechnungen zur fokussierten Reflektivität . . . . .	29
<b>5 Diskussion und Ausblick</b>	<b>32</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>33</b>

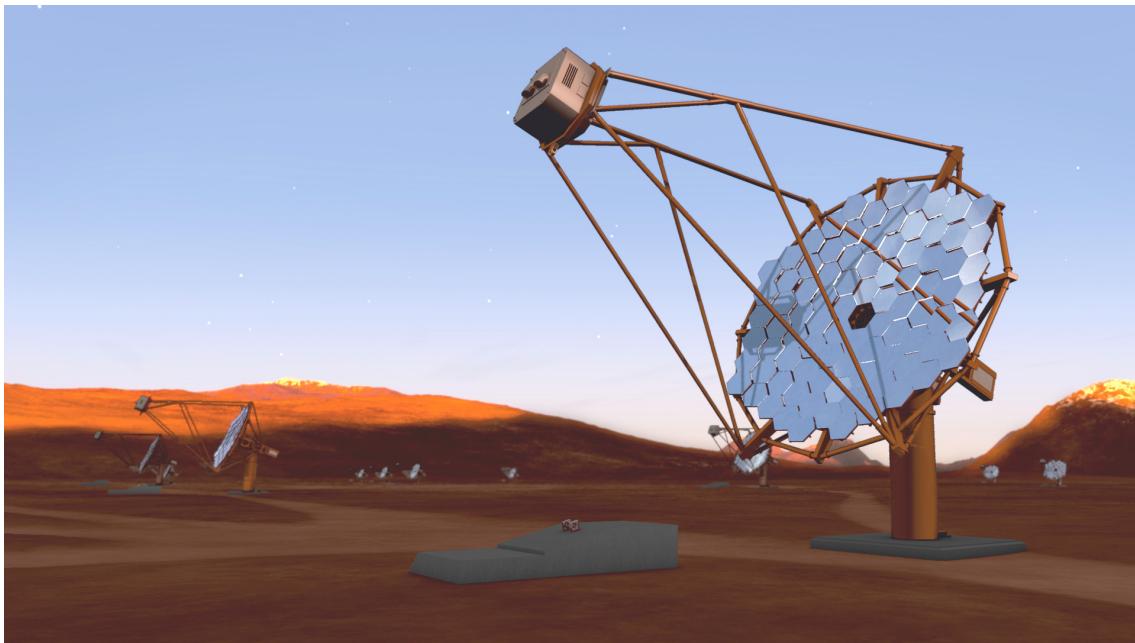


# 1 Einführung

## 1.1 Das Cherenkov Telescope Array (CTA)

Das Cherenkov Telescope Array ist ein zukunftsweisendes Experiment, um unser Universum bei sehr hohen Energien  $E > 10 \text{ GeV}$  (Very High Energy - VHE) zu untersuchen. Momentan befindet sich das Experiment in der Konzeptionsphase und soll voraussichtlich im Jahr 2017 in die Bauphase übergehen. Ziele dieses Observatoriums sind unter Anderem die Erforschung der Teilchenbeschleunigungsprozesse in der Umgebung von Schwarzen Löchern und die Natur der Dunklen Materie. [6]

Bisherige Planungen sehen zwei Standorte für CTA vor. Das Array auf der Südhalbkugel soll aus drei unterschiedlich großen Typen von Spiegelteleskopen, für jeweils verschiedene Energiebereiche bestehen. Ein zweites Array soll auf der Nordhalbkugel der Erde entstehen, das nur aus den zwei größten Teleskoptypen bestehen wird. Jedes dieser Arrays soll dabei mindestens aus 60 Teleskopen der unterschiedlichen Typen aufgebaut werden. Der kleinste Teleskoptyp (Small Sized Telescope - SST) soll einen Spiegeldurchmesser von 4 m aufweisen und einen Energiebereich von einigen TeV bis zu 300 TeV abdecken [6]. Das mittlere Teleskop (Middle Sized Telescope - MST) wird hingegen einen Durchmesser von ca. 12 m besitzen und für die Detektion von Photonen mit Energien zwischen 100 GeV und 10 TeV zuständig sein (s. Abbildung 1) [6]. Für Energien von 20 GeV bis 200 GeV soll schließlich ein Teleskop vom Durchmesser 23 m (Large Sized Telescope - LST) in das Array verbaut werden [6].

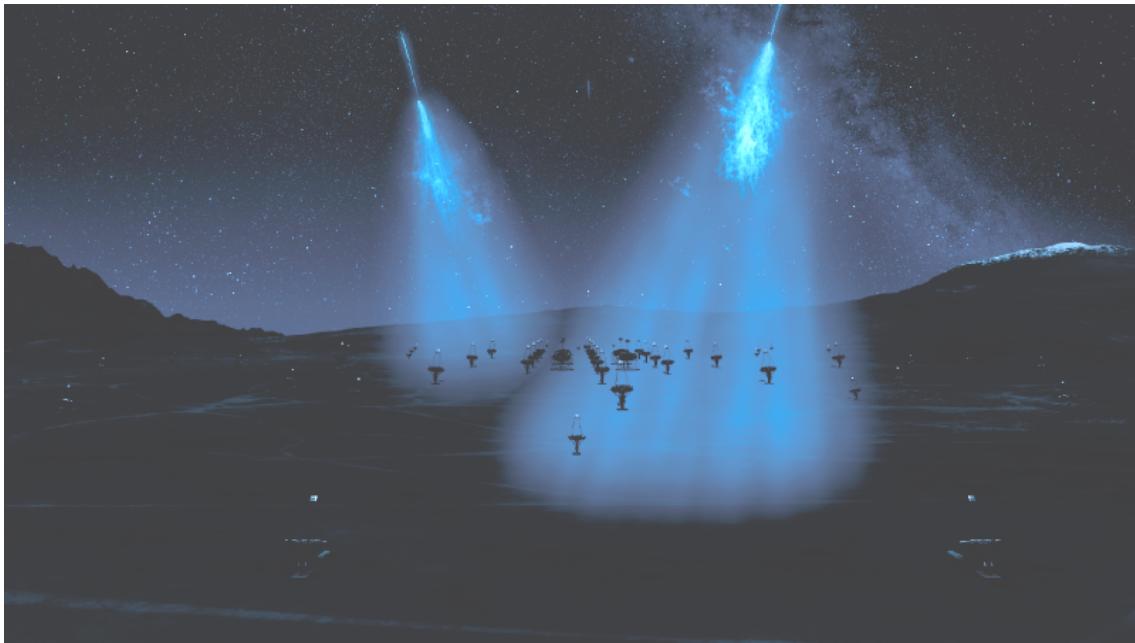


**Abbildung 1:** Grafik des geplanten Cherenkov Telescope Arrays mit einem MST im Vordergrund. [7]

## 1.2 Prinzip der Detektion von $\gamma$ -Strahlung

Die für CTA verwendeten Imaging Air Cherenkov Telescopes (IACTs) detektieren Cherenkov-Licht aus etwa 10 km Höhe. Dieses Licht entsteht, wenn hoch energetische  $\gamma$ -Strahlung innerhalb der Erdatmosphäre mit den dort befindlichen Teilchen wechselwirkt. Dadurch entsteht ein Teilchenschauer, der aus Elektronen und Positronen mit unterschiedlichen

Energien besteht. Geladene Teilchen, wie Elektronen oder Positronen, die sich mit einer Teilchengeschwindigkeit  $v_T > \frac{c}{n}$  durch das Medium (mit Index  $n$ ) bewegen, erzeugen Cherenkov-Licht (s. Abbildung 2). Dieses wird in einem Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 600 nm emittiert und hat ein Helligkeitsmaximum bei 400 nm. Die Spiegel des Teleskops (s. Abbildung 1) reflektieren das darauf fallende Licht und fokussieren es auf die Kamera, die das Licht schließlich detektiert. Durch das Detektieren des Cherenkov-Lichtes und die dadurch mögliche Rekonstruktion der Struktur des Teilchenschauers kann man auf die Richtung und die Energie des ursprünglich in der Atmosphäre absorbierten Photons schließen.



**Abbildung 2:** Grafik des Arrays bei Nacht: Die durch Photonen (gerade blaue Linien) ausgelösten Teilchenschauer (helle chaotische Strukturen) erzeugen Cherenkov-Licht (blaue konische Flächen), das von CTA beobachtet werden kann. [7]

### 1.3 Reflektivität

Für die Detektion von Cherenkov-Licht ist eine gute Reflektivität der CTA-Spiegel nötig, um einen großen Energiebereich vermessen zu können. Eine hohe Reflektivität der Spiegel bedeutet, dass ein großer Bruchteil der Photonen, die auf die Spiegeloberfläche treffen, auch von dort wieder reflektiert werden. Die Energie eines Photons ist proportional zur Intensität des Lichtes. Je mehr Photonen von den Spiegeln reflektiert werden können, desto niedriger ist die Energieschwelle für die Detektion der Photonen. Diese Schwelle legt die Photonenergie fest, die ein Photon des Cherenkov-Lichtes mindestens haben muss, damit es von einem Teleskop detektiert werden kann. Eine niedrigere Energieschwelle führt also zu einem größeren Energiebereich, den das Teleskop abdecken kann.

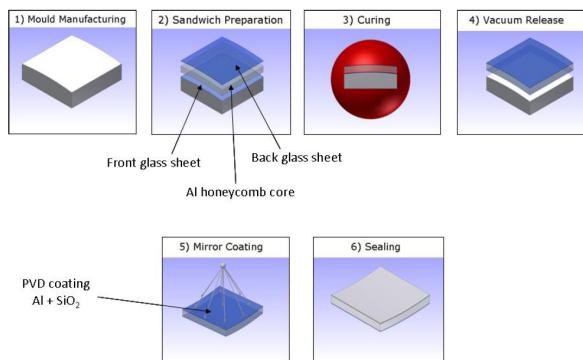
Daher ist es wichtig die Reflektivität der CTA-Spiegel zu testen. Hierzu werden in den folgenden Kapiteln die Grundlagen, der Versuchsaufbau und die Messmethode für die Messung der fokussierten Reflektivität erklärt. In den Kapiteln 4 und 5 werden dann die Ergebnisse aus den Messungen dargestellt und diskutiert.

## 2 Grundlagen zur Messung der fokussierten Reflektivität

Jedes Teleskop des Cherenkov Telescope Arrays trägt mehrere Spiegel. Jeder dieser Spiegel muss gewisse Anforderungen erfüllen, um eine gute Sensitivität des Instruments sicherzustellen. In dieser Arbeit wird eine Messmethode entwickelt, mit der eine dieser Anforderungen, die fokussierte Reflektivität  $R$ , überprüft werden kann. In den folgenden Kapiteln werden die hierzu benötigten Grundlagen wie die Anforderungen an die Spiegel, das Abstandsgesetz für die Intensität einer Punktlichtquelle und die verwendeten Messmittel behandelt. Zudem wird die  $2f$ -Methode eingeführt, mit der die Messung zur fokussierten Reflektivität durchgeführt wird.

### 2.1 CTA-Spiegel

Die Spiegel für das CTA haben eine sechseckige Geometrie und bilden auf den Teleskopen daher eine Wabenstruktur. Für diese Arbeit steht ein Spiegel für ein Middle Sized Telescope zur Verfügung. Die MST-Spiegel sind sphärisch gekrümmte Spiegel und haben eine Fokallänge  $f$  von ca. 16 m. Der Abstand von Kante zu Kante beträgt 1200 mm. Die Spiegel werden in mehreren aufeinander folgenden Prozessen gefertigt. Zuerst wird eine Grundform hergestellt, die die Form des fertigen Spiegels besitzt (für die MST-Spiegel sphärisch). Im nächsten Schritt, dem sogenannten Slumping, werden eine Unterstruktur und zwei Glasschichten auf die Grundform aufgepresst. Das Slumping findet unter Vakuum statt, um Lufteinschlüsse zwischen Grundform und den aufgepressten Glasschichten zu vermeiden. Danach werden die verschiedenen Komponenten zusammengeklebt. Durch das anschließende Trocknen des Klebers erhält die Struktur ihre Stabilität. Dieser Prozess wird Curing genannt. Eine im Hochvakuum aufgedampfte Aluminiumschicht bildet schließlich die Reflexionsschicht. Aluminium zeigt vom UV-Bereich bis in den IR-Bereich einen hohen Reflexionsgrad und ist daher gut für die CTA-Spiegel geeignet. Zum Schutz vor UV-Strahlung wird eine Siliciumdioxidschicht ( $SiO_2$ ) angebracht. Durch das Anbringen mehrerer Reflexions- und Schutzschichten können die Reflexionseigenschaften und die Strapazierfähigkeit der Spiegel verbessert werden. Dieser Prozess wird Coating genannt. Der Wellenlängenbereich, für den der Spiegel eine gute Reflektivität aufweist, hängt von den verwendeten Materialien der unterschiedlichen Schichten ab. Für die CTA-Spiegel ist der Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 600 nm besonders wichtig, um Cherenkov-Licht nachzuweisen. Die Abbildung 3 skizziert exemplarisch den Fertigungsablauf solcher Spiegel.



**Abbildung 3:** Skizze des Prinzips der Spiegelfertigung am Beispiel von INAF Brera vorgestellt von Giovani Pareschi. Abbildung aus der Diplomarbeit von André Wörlein [2]

## 2.2 Anforderungen an die Spiegel

Im Wesentlichen muss ein CTA-Spiegel zwei Hauptmerkmale erfüllen. Das erste Kriterium ist die Güte der Fokussierung: Um diese Eigenschaft für verschiedene Spiegel zu messen und die Ergebnisse vergleichen zu können, wird die Größe  $d_{80}$  eingeführt. Diese ist definiert als der Durchmesser eines Kreises, der 80% des reflektierten Lichts enthält. Um den  $d_{80}$  zu bestimmen beobachtet man die Punktstreufunktion (Point-Spread Function - PSF), die die Struktur des reflektierten Spots einer Lichtquelle beschreibt, welche Parallellichtstrahlen auf den Spiegel wirft. Da jedes Teleskop mit einer Kamera aus zahlreichen Photomultipliern ausgestattet ist (für das MST ca. 2000 Stück) und die Öffnung eines solchen Photomultipliers die Pixelgröße der Kamera definiert, darf die Größe  $d_{80}$  ein Drittel der Photomultiplieröffnung nicht überschreiten. Für das MST beträgt der Durchmesser der Öffnung eines Photomultipliers  $d_{PM} = 50$  mm. Für die MSTs ergibt sich daher ein Durchmesser von  $d_{80} = 17$  mm.

Das zweite Kriterium ist die fokussierte Reflektivität  $R$ : Sie gibt den Anteil der Lichtmenge wieder, die in ein Pixel reflektiert wird. Dabei wird eine fokussierte Reflektivität von mindestens 85% (d. h.  $R \geq 0,85$ ) gefordert.

## 2.3 2f-Methode

Im Labor ist es schwierig die reelle Situation des CTA-Experiments nachzustellen. Da in dem hier verwendeten Versuchsaufbau eine Punktlichtquelle verwendet wird und diese nicht in unendlicher Entfernung zum Spiegel aufgestellt werden kann, kann im Gegensatz zum Experiment das auf den Spiegel treffende Licht nicht als paralleles Licht angesehen werden. Bei der  $2f$ -Methode wird die punktförmige Lichtquelle in einen Abstand von  $r_{Ges} \approx 2f$  vom Spiegel positioniert, wobei  $f$  die Fokallänge des Spiegels ist. Das auf den Spiegel treffende und dort reflektierte Licht wird dann in einem  $2f$ -Abstand vom Spiegel wieder fokussiert, da dieser Abstand dem Krümmungsradius sphärischer Spiegel entspricht (s. Abbildung 4). Die  $2f$ -Methode ermöglicht daher die Messung der fokussierten Reflektivität aller sphärischen CTA-Spiegel in einem Labor. Für den in dieser Arbeit verwendeten MST-Spiegel beträgt der Abstand

$$2f \approx 32 \text{ m} . \quad (1)$$

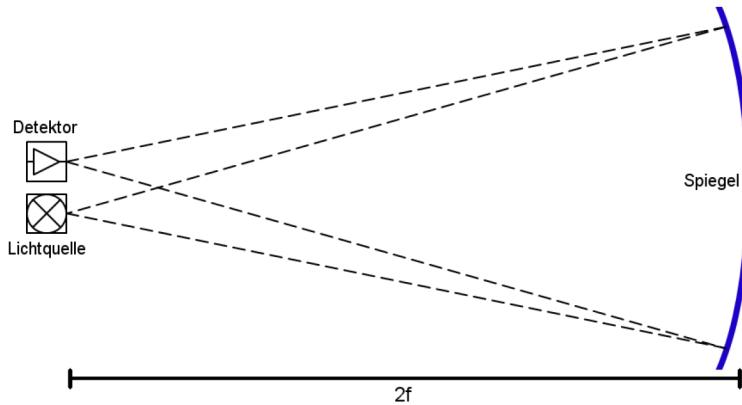
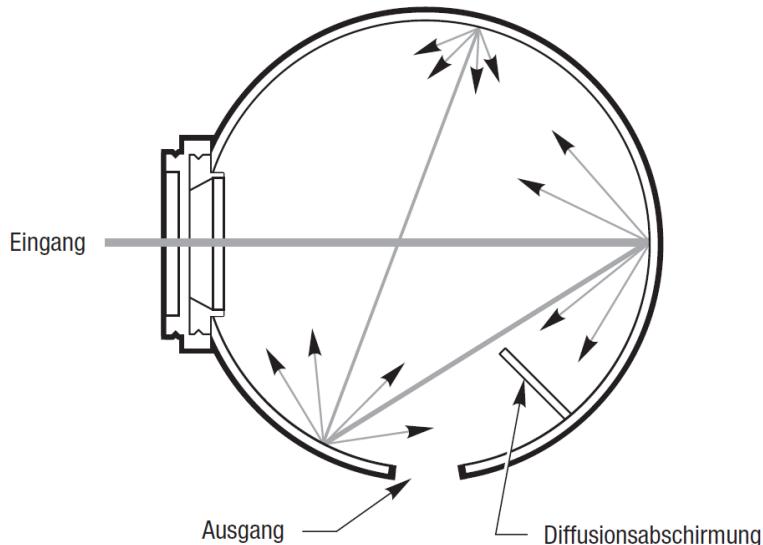


Abbildung 4: Skizze des  $2f$ -Aufbaus mit punktförmiger Lichtquelle. [1]

## 2.4 Messaufbau

### 2.4.1 Ulbrichtkugel

Die Ulbrichtkugel ist ein Bauelement der technischen Optik und wird beispielsweise als Lichtquelle diffuser Strahlung, oder um diffuses Licht zu sammeln verwendet (Integrationskugel). Wird die Ulbrichtkugel zum Sammeln diffuser Strahlung verwendet, wird das in die Kugelloffnung (Eingang) fallende Licht mehrmals an der stark reflektierenden Innenwand der Kugel reflektiert (s. Abbildung 5). Das Verhältnis der Öffnungsfläche und der Fläche der reflektierenden Innenwand wird so gewählt, dass ein Großteil des gesammelten Lichts nicht mehr aus der Kugel entweichen kann. Es entsteht ein diffuses Lichtfeld im Inneren der Kugel. Trifft das Licht auf eine Detektoröffnung (Ausgang - meist um einen Winkel von  $90^\circ$  zum Eingang versetzt) der Ulbrichtkugel (s. Abbildung 5), kann es in eine Glasfaser eingekoppelt und beispielsweise mit einem Spektrometer ausgelesen werden. Je länger die Zeit des Auslesens gewählt wird, desto mehr Licht wird gesammelt und vermessen, man spricht von der Integrationszeit  $t_I$ .



**Abbildung 5:** Funktionsskizze einer Ulbrichtkugel mit ähnlichem Aufbau wie der der verwendeten Ulbrichtkugel von der Firma LOT-Quantum Design. [5]

Ulbrichtkugeln werden in verschiedenen Ausführungen hergestellt, dabei unterscheiden sie sich durch die Größe ihres Innendurchmessers und durch die Beschichtung ihrer Innenwand. Abhängig vom Wellenlängenbereich werden Ulbrichtkugeln mit  $\text{BaSO}_4$  (Bariumsulfat), PTFE (Polytetrafluorethylen), oder Gold beschichtet.

Die im Folgenden verwendete Ulbrichtkugel (s. Abbildung 6) der Firma LOT-Quantum Design<sup>1</sup> besitzt eine  $\text{BaSO}_4$  Beschichtung, die für einen Spektralbereich von  $350 - 1300 \text{ nm}$  ausgelegt ist und eine hohe Reflektivität von mehr als 97% im sichtbaren Bereich aufweist. Eine Beschichtung aus PTFE hingegen deckt einen Spektralbereich von  $250 - 2500 \text{ nm}$  ab und wäre daher für diese Arbeit besser geeignet. [5]

---

<sup>1</sup>[www.lot-qd.com](http://www.lot-qd.com)



**Abbildung 6:** Die in diesem Aufbau verwendete Ulbrichtkugel der Firma LOT-Quantum Design. [1]

Da für die spätere Anwendung die genaue Fläche der Kugelöffnung von Interesse ist, wurde der vom Hersteller angegebene Durchmesser  $d_{\text{UK}}^{\text{soll}} = 25 \text{ mm}$  zur Kontrolle nachgemessen. Der gemessene Durchmesser der Ulbrichtkugelöffnung ist

$$d_{\text{UK}} = 24,85 \pm 0,05 \text{ mm} . \quad (2)$$

#### 2.4.2 Glasfaser

Als Lichtleiter werden Glasfaserkabel der Firma Avantes<sup>2</sup> mit der Bezeichnung FC-UV600-1-ME verwendet. Die Fasern haben einen Durchmesser von  $600 \mu\text{m}$  und eine Länge von 1 m. Der Hersteller gibt einen Wellenlängenbereich von 200 – 800 nm an [4]. Für die hier verwendeten Kabel wird eine spektrale Abschwächung bei 253 nm angegeben [4]. Unterhalb dieser Wellenlänge wird das Spektrum abgeschnitten.

#### 2.4.3 Spektrometer

Das verwendete Spektrometer der Firma Ocean Optics<sup>3</sup> ist ein modular aufgebautes Instrument (s. Abbildung 7) der JAZ-Serie. Es kann über einen Lichtleiter mit einem Detektor (Ulbrichtkugel) verbunden werden und ermöglicht so beispielsweise das Vermessen des Lichtflusses. Das Spektrometer-Modul arbeitet in einem Wellenlängenbereich von 200 nm bis 1100 nm und hat einen Sensitivitätsmaximum bei 650 nm. Dieses Modul wird über eine Software ausgelesen und gesteuert. Der dynamische Bereich beträgt 16bit, d. h. es können maximal 65535 Counts gemessen werden. Durch die Software kann die Integrationszeit von  $t_{\text{I}}^{\text{min}} = 100 \mu\text{s}$  bis  $t_{\text{I}}^{\text{max}} = 65 \text{ s}$  eingestellt und die Anzahl der Messungen, über die gemittelt werden soll, gewählt werden. Die gemessenen Counts, gemessene Intensität integriert über die Integrationszeit und die Messfläche (Öffnungsfläche der Ulbrichtkugel), werden in ein Histogramm, mit einer Binbreite  $b = 0,38 \text{ nm}$  (Anzahl der Bins  $N_b$ ), eingetragen und so das Spektrum der vermessenen Lichtquelle angezeigt. Das Spektrometer bietet zusammen

---

<sup>2</sup>[www.avantes.com](http://www.avantes.com)

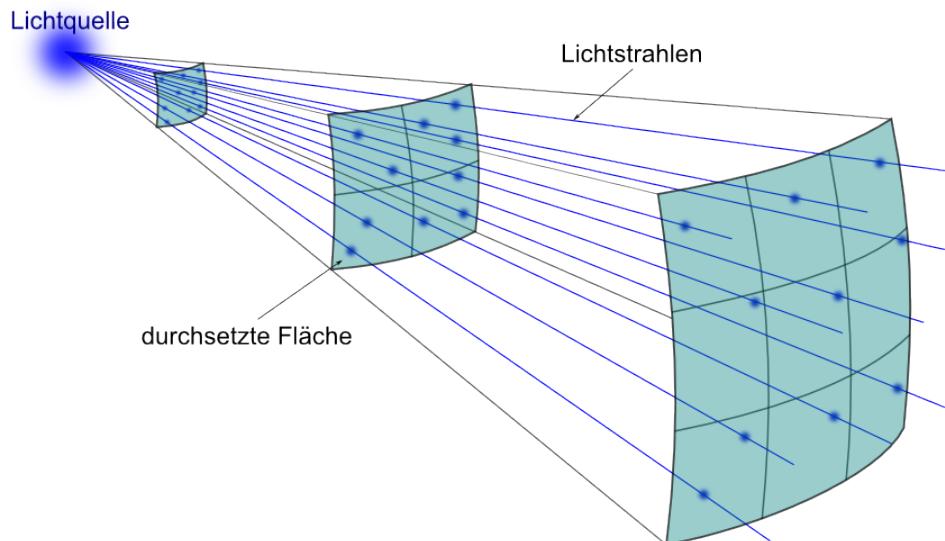
<sup>3</sup>[www.oceanoptics.com](http://www.oceanoptics.com)

mit der Software weitere Mess- und Einstellungsmöglichkeiten, die jedoch für diese Bachelorarbeit nicht relevant sind. Ein Batterie-Modul sorgt für eine Flexibilität bezüglich des Messortes.



**Abbildung 7:** Das modulare Spektrometer der Firma Ocean Optics mit seinen verschiedenen Modulen. [1]

## 2.5 Abstandsgesetz einer punktförmigen Lichtquelle



**Abbildung 8:** Darstellung des Lichtflusses mit zunehmenden Abstand zur Lichtquelle: Die Lichtstrahlen durchsetzen die blau eingefärbten Flächen. Aufgrund der Geometrie nimmt der Lichtfluss mit  $\frac{1}{r^2}$  ab.

Der Zusammenhang zwischen dem Lichtfluss  $\phi(r)$  einer punktförmigen Lichtquelle und den Abstand  $r$  zur Lichtquelle wird durch das Abstandsgesetz ( $\frac{1}{r^2}$ -Gesetz) beschrieben. Demnach ist die Proportionalität der beiden Größen durch

$$\phi(r) \propto \frac{1}{r^2} \quad (3)$$

gegeben (s. Abbildung 8) und kann wie folgt geschrieben werden:

$$\phi_0 \cdot r_0^2 = \phi(r) \cdot r^2 , \quad (4)$$

wobei  $\phi_0 \cdot r_0^2 = C$  eine Konstante ist, die als die Lichtmenge im Abstand  $r_0 = 1 \text{ mm}$  zur Lichtquelle angesehen werden kann, die auf eine Fläche von  $1 \text{ mm}^2$  trifft. Nach Umformung der Gleichung 4 und Einführung eines zweiten Parameters  $A$  wird diese zu

$$\phi(r) = \frac{C}{(r + A)^2} . \quad (5)$$

Der Parameter  $A$  ist dabei der Abstand von der physikalischen Lichtquelle zum festen Bezugspunkt  $r_0$ , von dem aus auch der Abstand  $r$  zum Spiegel gemessen wird. Die Abbildung 9 veranschaulicht diesen Abstand  $A$ .

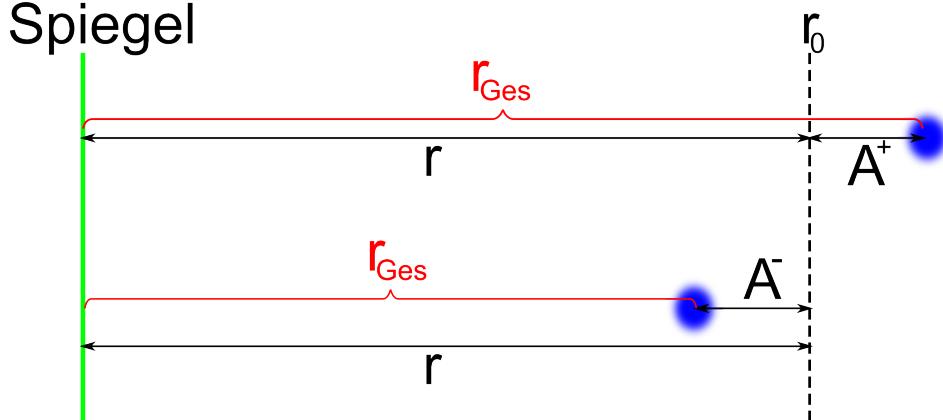
Für die spätere Anwendung der Gleichung 5 (Extrapolation) werden die in das  $i$ te Bin des Histogramms eingetragenen gemessenen Intensitäten (Counts)  $I_i(r)$  mit einem Normierungsfaktor

$$N = \frac{1}{F_N} = \frac{1}{F_{\text{UK}}} \quad (6)$$

multipliziert und auf eine Fläche von  $1 \text{ mm}^2$  Normiert [1]. Hierbei ist  $F_N$  die Fläche, mit der die Normierung durchgeführt werden muss. Im Folgenden ist dies die Öffnungsfläche  $F_{\text{UK}} = \frac{\pi}{4} \cdot d_{\text{UK}}^2$  der Ulbrichtkugel. Somit ist

$$\hat{\phi}(r) = N I_i(r) \quad (7)$$

der gemessene Lichtfluss in Einheiten von Counts/ $\text{mm}^2$  im Abstand  $r$ .



**Abbildung 9:** Anschauung des Parameters  $A$ : Der Abstand  $r_{\text{Ges}}$  (rot) vom Bezugspunkt  $r_0$  zum Spiegel (grün) muss  $r_{\text{Ges}} = 32 \text{ m}$  betragen. Der Parameter  $A$  gibt den Abstand der physikalischen Lichtquelle (blau) zum Bezugspunkt  $r_0$  an und legt daher den zu messenden Abstand  $r$  vom Bezugspunkt  $r_0$  zum Spiegel fest. Der Abstand  $A$  gibt den Ort der physikalischen Lichtquelle bezogen auf  $r_0$  an. Ein negativer Abstand  $A^-$  bedeutet, dass die physikalische Lichtquelle sich vor dem Bezugspunkt  $r_0$  befindet, d. h. näher beim Spiegel ist. Ein positiver Abstand  $A^+$  zeigt, dass die physikalische Lichtquelle hinter dem Bezugspunkt  $r_0$  liegt.

### 3 Versuchsaufbau und Messmethode

Bei der Messung der fokussierten Reflektivität wird ein Lichtspot auf den in 32 m entfernten MST-Spiegel geworfen. Das vom Spiegel reflektierte Licht wird dann mit einer Ulbrichtkugel vermessen. Die fokussierte Reflektivität ist definiert durch

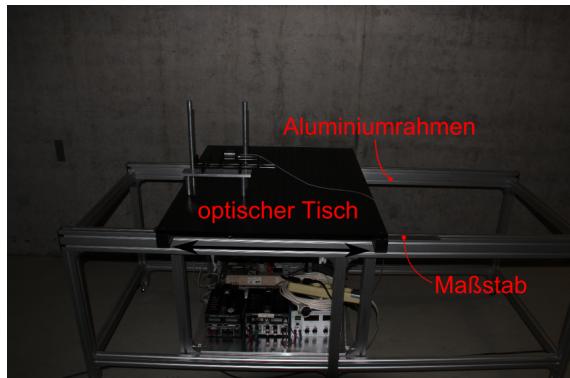
$$R := \frac{I_{\text{det}}}{I_{\text{ref}}} , \quad (8)$$

wobei  $I_{\text{det}}$  die gemessene (detektierte) und  $I_{\text{ref}}$  die zu erwartende reflektierte Intensität (Counts) ist. Um das Verhältnis der beiden Größen bilden zu können, muss  $I_{\text{ref}}$  extrapoliert werden. Damit die Extrapolation durchgeführt werden kann, muss der Lichtspot homogen sein, d. h. die Intensitäten müssen über den Bereich des auf den Spiegel treffenden Spots konstant sein.

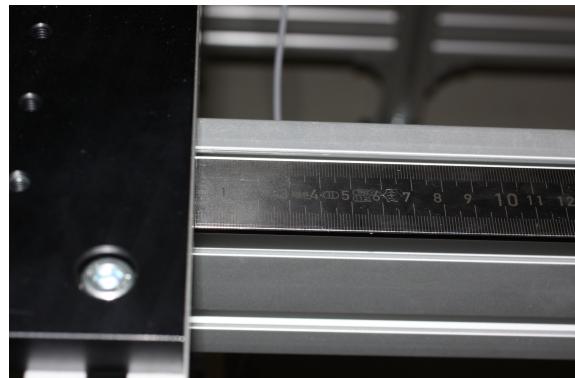
In diesem Kapitel wird der Versuchsaufbau und die Messmethode zur fokussierten Reflektivität eingeführt. Dazu wird auf die einzelnen Komponenten des Aufbaus eingegangen und vorbereitende Messungen wie die Schrittrasterung und die Abstandsmessung erläutert. Mit der Schrittrasterung kann die Spotstruktur der Lichtquelle untersucht werden. Die Abstandsmessung dient zur Bestimmung des  $C$ -Parameters und des Abstandes  $A$  die für die Extrapolation benötigt werden (s. Kapitel 2.5).

#### 3.1 Optischer Tisch

Der optische Tisch, auf dem die Lichtquelle montiert ist, lässt sich durch seine Konstruktion um etwas mehr als einen Meter auf seinem Aluminiumrahmen verfahren. Dabei kann mit Hilfe einer Längenskala der zurückgelegte Weg  $\delta r$  gemessen werden (s. Abbildung 10).



(a) optischer Tisch



(b) Längenskala

Abbildung 10: (a) Bild des optischen Tisches (b) Längenskala zum Ablesen des Abstandes  $\delta r$

#### 3.2 Lichtquelle

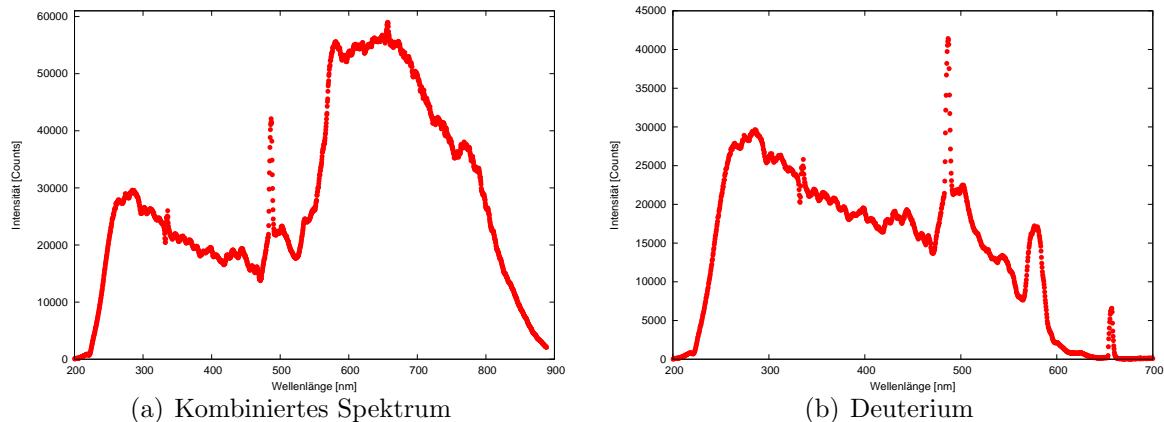
Als Lichtquelle wird eine Kombination aus einer Deuterium- und Halogenlampe (s. Abbildungen 11 und 12 (a)) der Firma Avantes<sup>4</sup> mit der Bezeichnung Avalight-DH-S-BAL verwendet. Die beiden Lampen können unabhängig voneinander ein- bzw. ausgeschaltet werden. Das kombinierte Spektrum reicht nach Angaben des Herstellers von 200 nm bis zu 2500 nm [4]. Da die CTA-Spiegel für einen Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm

<sup>4</sup>[www.avantes.com](http://www.avantes.com)

eine hohe Reflektivität aufweisen müssen, wird hier auf die Verwendung der Halogenlichtquelle verzichtet, da das Spektrum der Deuteriumlichtquelle den entsprechenden Wellenlängenbereich ausreichend abdeckt (s. Abbildung 12 (b)). Laut Hersteller benötigt die Lichtquelle eine 30-minütige Aufwärmphase [4].

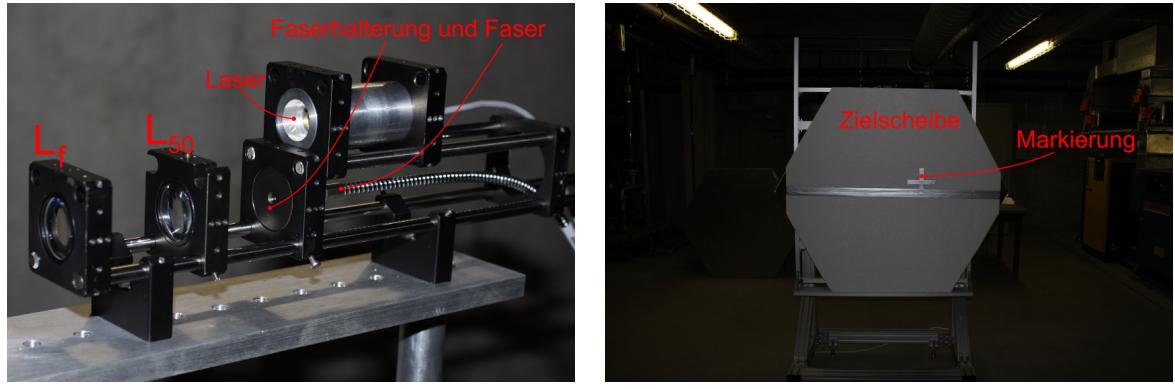


**Abbildung 11:** Bild der verwendeten Lichtquelle mit angeschlossener Glasfaser.



**Abbildung 12:** Spektren der Lichtquelle: (a) Kombiniertes Spektrum aus Deuterium- und Halogenquelle (b) Spektrum der Deuteriumquelle. Die Spektren wurden mit einer Glasfaser aus Kapitel 2.4.2 vermessen.

Das Licht aus der Deuteriumquelle wird in eine Glasfaser (s. Kapitel 2.4.2), die auf die dafür vorgesehene Vorrichtung der Lichtquelle geschraubt wird (s. Abbildung 11), eingekoppelt und mit deren Hilfe zu einen Linsenaufbau geleitet. Das andere Ende der Faser wird auf die Faserhalterung montiert (s. Abbildung 13 (a)). Dort wird das Licht unter einem Winkel  $\theta$  emittiert. Um möglichst wenig Lichtverluste hinnehmen zu müssen, wird das Licht mit einer Sammellinse ( $L_{50}$ ) mit einer Brennweite von  $f_{50} = 50$  mm in einem Abstand von  $a = 35$  mm zur Faser gesammelt und in guter Näherung in Parallelstrahlen transformiert. Nun kann mit einer zweiten Linse ( $L_f$ ), einer Zerstreuungslinse, mit entsprechender Brennweite  $f$  der Öffnungswinkel  $\varphi$  des Deuteriumspots nach dem Linsensystem bestimmt werden (s. Abbildung 14). Das  $f$  steht hier für die später gewählte Brennweite der Zerstreuungslinse.

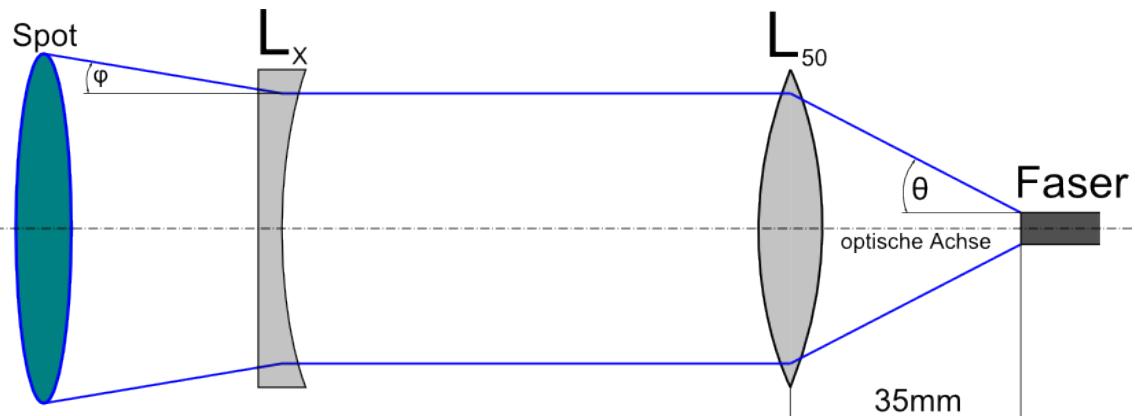


(a) Linsenaufbau mit  $L_f$  und Laser

(b) Zielscheibe

**Abbildung 13:** Bild zum Linsenaufbau (a) und der Zielscheibe (b).

Die Linsenkombination  $L_{50}L_f$  bestimmt daher wie viel Licht auf den Spiegel trifft und dort reflektiert werden kann und somit den Lichtfluss, der bei der Messung zur fokussierten Reflektivität vermessen wird. Dieser sollte so groß wie möglich gehalten werden, um ein großes Signal- zu Untergrund-Verhältnis zu erreichen. Für diese Arbeit stehen nur Zerstreuungslinsen mit einer Brennweite  $f \geq -50$  mm zur Verfügung. Eine Linse  $L_f$  mit einer Brennweite von  $f = -50$  mm weitet den Spot natürlich genau so auf wie nach Austritt aus der Glasfaser, da die Lichtstrahlen aus der Faser mit einer Linse mit einer Brennweite von  $f = 50$  mm in Parallelstrahlen transformiert wurden. Eine Linse mit einer Brennweite  $f > -50$  mm weitet dagegen den Spot stärker auf und verringert so den Lichtfluss der auf den Spiegel trifft. Daher wurde sich für eine Zerstreuungslinse  $L_f$  mit  $f = -50$  mm entschieden und in Kapitel 4 untersucht, ob der Linsenaufbau die Struktur des Spots erhält.

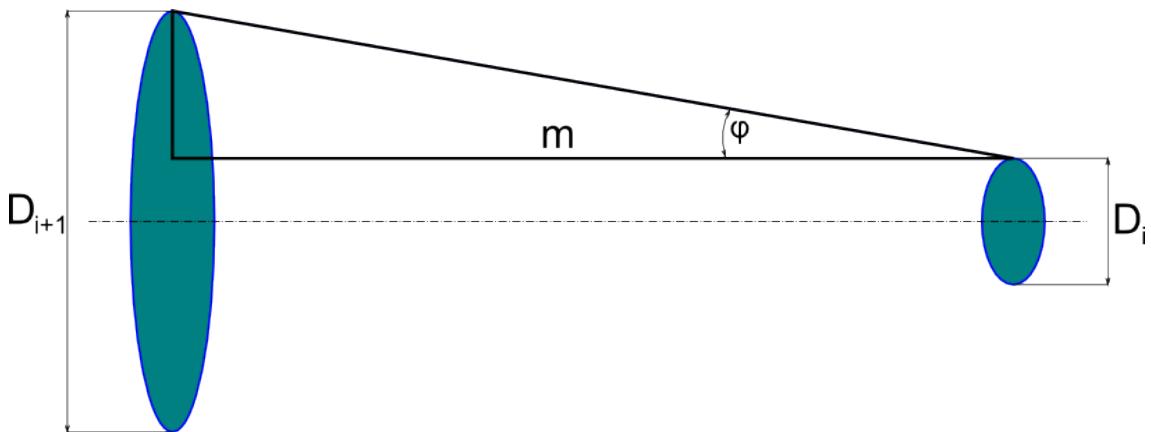


**Abbildung 14:** Linsenschema mit den eingezeichneten Öffnungswinkeln  $\varphi$  des Spots und  $\theta$  der Faser.

Damit der Spot möglichst genau auf den Spiegel ausgerichtet werden kann, wird oberhalb der Glasfaser ein Laser montiert (s. Abbildung 13 (a)). Zusammen mit einer Zielscheibe, die vor dem Spiegel platziert werden kann und mit einer Markierung für den Laser versehen ist (s. Abbildung 13 (b)), dient dieser zur Ausrichtung des Deuteriumspots auf den Spiegel. Um zu gewährleisten, dass der Spot mittig auf den Spiegel trifft, damit der Lichtfluss auf den Spiegel besser abgeschätzt werden kann, wird der Linsenaufbau

(bzw. die optische Achse des Linsensystems) auf gleiche Höhe mit der Spiegelmitte gebracht.

### 3.3 Bestimmung des Öffnungswinkels



**Abbildung 15:** Schematische Darstellung zur Messung des Öffnungswinkels  $\varphi$

Damit der Spotdurchmesser in der Spiegelebene  $D_{\text{Sp}}^S$  bestimmt, und somit der Bereich des Lichtspots abgeschätzt werden kann, der auf den Spiegel (mit Durchmesser  $d_S$ ) fällt, wird der Öffnungswinkel  $\varphi$  des Spots nach den Linsen (bzw.  $\theta$  der Faser) gemessen. Dazu wird der optische Tisch an die Wand geschoben und der Spot auf einen Schirm an derselben geworfen. Danach kann der optische Tisch um  $\delta r$  verfahren werden, der jeweilige Durchmesser des Spots gemessen und der Öffnungswinkel nach Abbildung 15 mit

$$\tan(\varphi) = \frac{\frac{1}{2}(D_{i+1} - D_i)}{m} = \frac{\Delta D}{2m} \quad (9)$$

berechnet werden, wobei  $D_i$  der Durchmesser des  $i$ ten Lichtspots und  $m = \delta r_{i+1} - \delta r_i$  die Differenz zweier aufeinander folgender Abstände  $\delta r$  ist.

### 3.4 Schrittrasterung

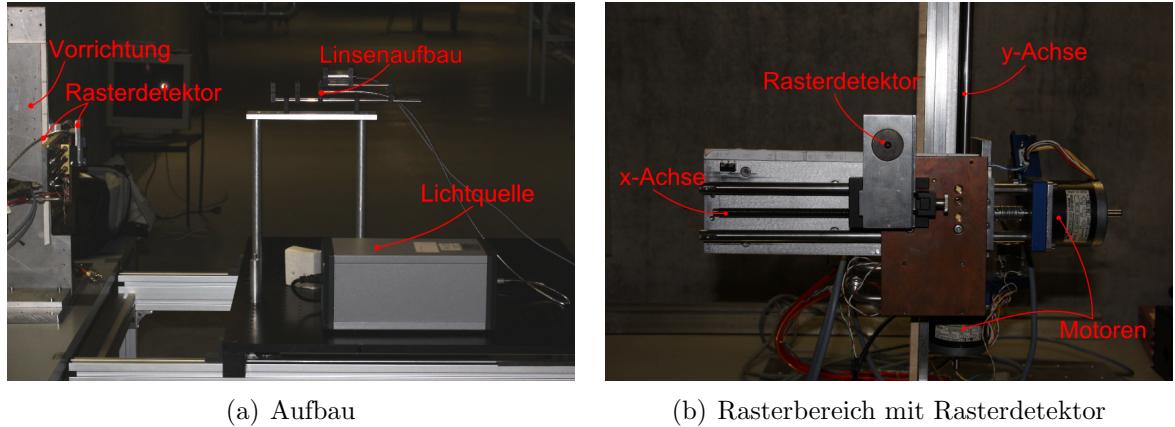
Die Schrittrasterung dient zur Untersuchung der Spotstruktur. Da für die Reflektivitätsmessung ein homogener Deuterium Lichtspot nötig ist, um den auf den Spiegel treffenden Lichtfluss zu bestimmen, wird der Lichtspot vorher mit der Schrittrasterung abgefahren. In diesem Zusammenhang bedeutet homogen, dass die Intensitäten über den inneren Bereich des Spots konstant sind.

#### 3.4.1 Aufbau der Schrittrasterung

Für die Rasterung des Spots wird der optische Tisch so positioniert, dass die Lichtquelle den Lichtspot auf den Rasterbereich der Schrittrastervorrichtung wirft (s. Abbildungen 16 (a) und (b)). Dabei sollte das Zentrum des Deuteriumspots mit dem Zentrum des Rasterbereiches zusammenfallen, d. h. die optische Achse des Linsensystems muss entsprechend auf die Vorrichtung ausgerichtet werden. Da im Vergleich zu [1] für diese Bachelorarbeit kein Picoamperemeter zur Verfügung steht, wird die in [1] verwendete Schrittrasterung mit Photodiode so modifiziert, dass statt der Photodiode, eine Glasfaser (Rasterdetektor)

angebracht und direkt mit dem Spektrometer verbunden werden kann (s. Abbildung 16 (b)). Das Spektrometer wird über eine Software gesteuert, die auf einen Laptop installiert ist. Mit einem zweiten Computer und einem bereits bestehenden Messprogramm, welches die beiden Schrittmotoren der Schrittrastervorrichtung für die jeweiligen Achsen ansteuert, kann das gewünschte Raster festgelegt werden. Hierzu erscheint nach dem Start des Programms eine Parametermaske, in die der Startpunkt  $(x_0, y_0)$ , die Schrittweite  $\mathcal{W}$  und die Anzahl der Messpunkte  $\mathcal{P}$  in x- bzw. in y-Richtung einzutragen sind. Dabei ist zu beachten, dass die Motoren pro Schrittweite einen Weg von  $6,75 \mu\text{m}$  zurücklegen. Somit lässt sich die Position  $(x, y)$  wie folgt berechnen.

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = 6,75 \mu\text{m} \cdot \begin{pmatrix} \mathcal{W}_x \cdot \mathcal{P}_x \\ \mathcal{W}_y \cdot \mathcal{P}_y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \quad (10)$$



**Abbildung 16:** Zur Rasterung des Deuteriumspots: (a) verwendeter Aufbau zur Messung der Spotstruktur (b) Vorderansicht der Vorrichtung

### 3.4.2 Rasterung des Spots

Das bestehende Messprogramm, das die beiden Motoren für die x- bzw. y-Achse ansteuert, wurde so umgeschrieben, dass der Lichtspot möglichst dicht gerastert und somit die nicht messbare Fläche zwischen zwei Messpunkten so klein wie möglich gehalten werden kann (s. Abbildung 17). Um das dichtmögliche Raster zu erhalten, muss für die Schrittweite in x-Richtung

$$\mathcal{W}_x = \frac{d_F}{6,75 \mu\text{m}} \quad (11)$$

und nach Abbildung 17 für die Schrittweite in y-Richtung

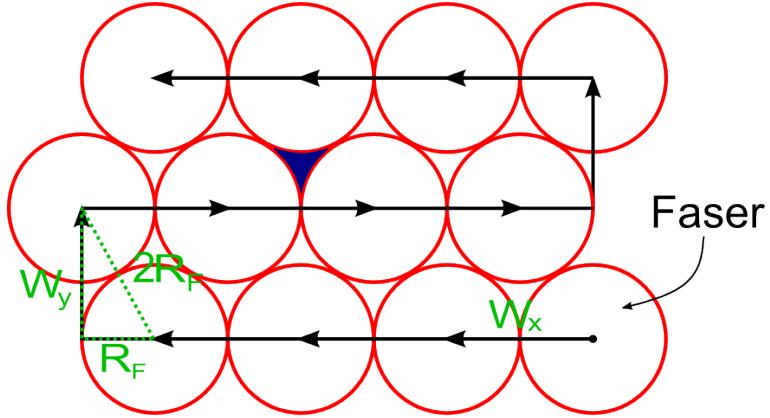
$$\mathcal{W}_y = \frac{\sqrt{3}R_F}{6,75 \mu\text{m}} , \quad (12)$$

gewählt werden, wobei  $R_F$  der Radius und  $d_F$  der Durchmesser der verwendeten Glasfaser ist. Aufgrund der Abmessung der Vorrichtung ist die maximale Schrittweite  $\mathcal{W}_x^{max}$  auf

$$\mathcal{W}_x^{max} = \frac{x^{max}}{6,75 \mu\text{m}} \approx \frac{162 \text{ mm}}{6,75 \cdot 10^{-3} \text{ mm}} = 24000 \quad (13)$$

begrenzt. Dabei ist  $x^{max}$  die maximale Schrittweite in mm. Durch geeignete Werte von  $\mathcal{W}$  und  $\mathcal{P}$  kann auch ein Cross-Scan des Spots durchgeführt werden.

Ein Nachteil dieser neuen Rastermethode ist die geringe Automatisierung. Die einzelnen Messpunkte müssen über eine Tastatureingabe in das laufende Messprogramm schrittweise angefahren werden. An den einzelnen Messpunkten muss dann jede Messung per Hand abgespeichert werden, was zu einen hohen Zeitaufwand für die Durchführung der Schrittrasterung führt.

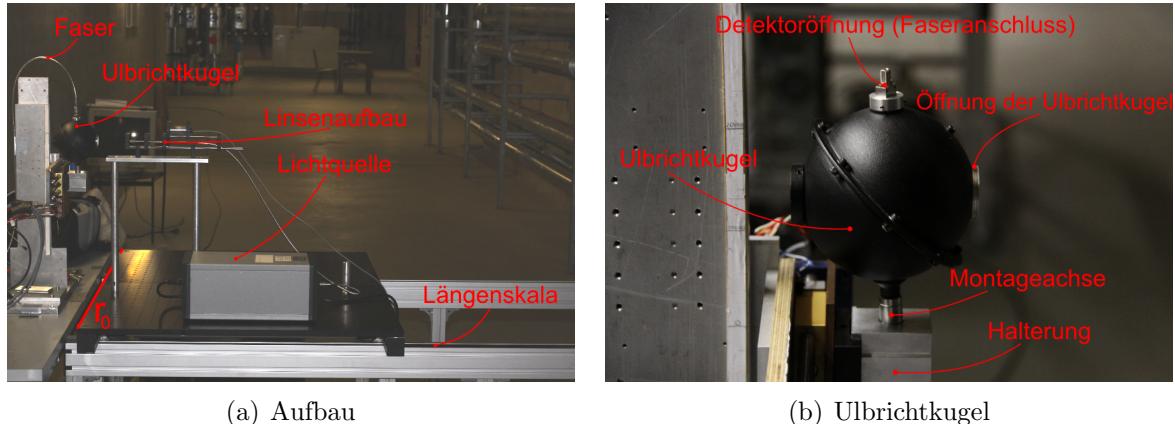


**Abbildung 17:** Zum Raster der Schrittrasterung: Die Pfeile zeigen in Richtung des durch die Schrittmotoren zurückgelegten Weges der Faser. Die blaue Fläche repräsentiert einen teil der Fläche die von der Faser, aufgrund ihrer kreisförmigen Geometrie nicht vermessen wird. Das grüne Dreieck dient zur Berechnung der y-Schrittweite  $\mathcal{W}_y$ . Die x-Schrittweite beträgt  $\mathcal{W}_x = d_F$ .

### 3.5 Überprüfung des Abstandsgesetzes

Um das  $\frac{1}{r^2}$ -Gesetz zu überprüfen und den Ort der physikalischen Lichtquelle zu ermitteln, muss der Lichtfluss in Abhängigkeit des Abstandes gemessen werden.

#### 3.5.1 Aufbau zur Abstandsmessung



**Abbildung 18:** Zur Abstandsmessung: (a) verwendeter Aufbau zur Abstandsmessung (b) Montage der Ulbrichtkugel auf der Vorrichtung

Der Aufbau zur Abstandsmessung ähnelt dem der Schrittrasterung. Der optische Tisch wird so positioniert, dass der Lichtspot ebenfalls mittig auf den Rasterbereich trifft (s. Abbildung 18 (a)). Statt des Rasterdetektors wird nun die Ulbrichtkugel an der Vorrichtung angebracht (s. Abbildung 18 (b)). Die Ulbrichtkugel wird dann über eine Glasfaser

mit dem Spektrometer verbunden. Da die Normale der Öffnungsfläche der Ulbrichtkugel einen Winkel  $\alpha \approx 97^\circ$  mit der vorgesehenen Montageachse der Ulbrichtkugel aufweist, ist die Halterung derselben so konstruiert, dass die gesamte Öffnungsfläche im Strahlengang der Lichtquelle platziert werden kann (s. Abbildung 18 (b)). Dies ist nötig, damit auch tatsächlich das Licht von der gesamten Öffnungsfläche der Ulbrichtkugel gesammelt wird. Mit Hilfe der Schrittmotoren kann die Ulbrichtkugel schließlich so positioniert werden, dass das Zentrum der Öffnungsfläche mit dem Zentrum des Lichtspots zusammenfällt, d. h. mit der optischen Achse des Linsensystems. Für die in Kapitel 3.5.2 beschriebene Abstandsmessung und den entsprechenden Markierungen für den Aufbau wird die Position (12000, 4700) verwendet. Der Bezugspunkt  $r_0$  der Abstandsmessung (s. Abbildung 18 (a)), von dem der Abstand  $\delta r$  gemessen wird, fällt mit der vorderen Kante des optischen Tisches zusammen.

### 3.5.2 Abstandsmessung

Für die Abstandsmessung sollten die gleichen Messinstrumente verwendet werden wie bei der späteren Reflektivitätsmessung, um mögliche systematische Fehler zu vermeiden. Wie in Kapitel 3.5.1 beschrieben, kann hierzu die Ulbrichtkugel auf die Schrittrasterung montiert werden. Für die Abstandsmessung ist es zum Einen wichtig, dass sich der Mittelpunkt der Ulbrichtkugelöffnung auf der optischen Achse der Lichtquelle befindet, da diese bei der Reflektivitätsmessung auf den Spiegel ausgerichtet und daher sichergestellt wird, dass der Lichtfluss, der tatsächlich auf den Spiegel trifft, vermessen wird [1]. Zum Anderen sollte sich die Öffnung der Ulbrichtkugel bei  $\delta r = 0 \text{ mm}$  am Bezugspunkt  $r_0$  der Messung befinden, womit die erste Messung bei einem Abstand von  $\delta r = r_0 = 0 \text{ mm}$  durchgeführt werden kann [1]. Ist die Ulbrichtkugel derart ausgerichtet, kann durch Verfahren des optischen Tisches der Abstand  $\delta r$  sukzessive vergrößert und für jeden Abstand eine Messung durchgeführt werden. Die Integrationszeit  $t_I$  wird so eingestellt, dass im Abstand  $\delta r = 0 \text{ mm}$  das gesamte Spektrum vollständig gemessen werden kann und der größte Peak (Counts) gerade die Grenze des Spektrometers erreicht. Dies ist notwendig, damit bei größeren Abständen  $\delta r$  das beste mögliche Signal- zu Untergrund-Verhältnis erreicht wird. Es wird empfohlen, einen Dark-Frame mit der gleichen Integrationszeit aufzunehmen, um diesen von der Messung abziehen zu können. Der Dark-Frame wird dabei mit dem gleichen Aufbau, aber mit ausgeschalteter Lichtquelle aufgenommen. Zusätzlich ist es empfehlenswert, pro Abstand über mehrere Messungen zu mitteln, um so auch mögliche Schwankungen im Untergrund zu minimieren. An die Messdaten wird schließlich die Funktion (5) gefittet, um den Parameter  $C$  und den Abstand  $A$  zu bestimmen. Diese sind für die Messung der fokussierten Reflektivität nötig.

## 3.6 Messung der fokussierten Reflektivität

Bei der Messung zur fokussierten Reflektivität wird ein Lichtspot auf den in 32 m entfernten Spiegel geworfen und das fokussierte reflektierte Licht vermessen.

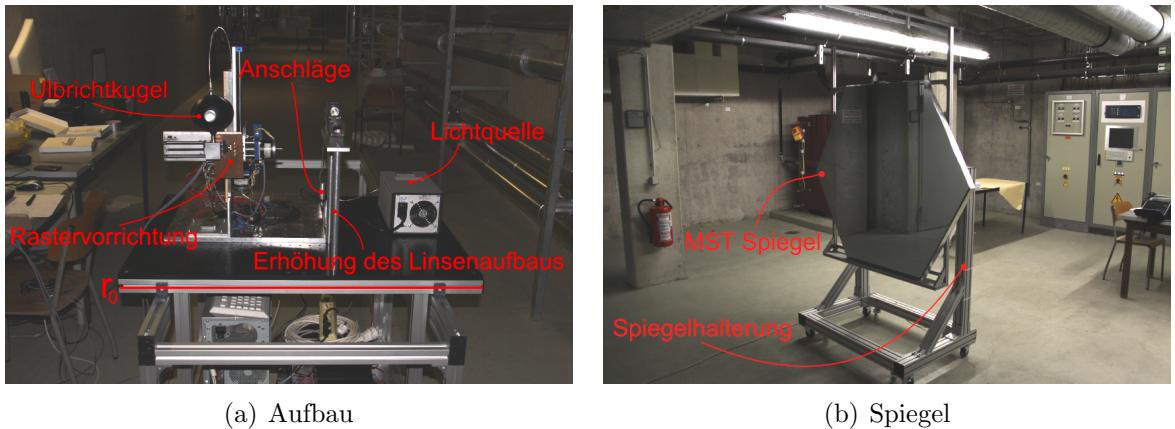
### 3.6.1 Aufbau zur Messung der Reflektivität

Die Reflektivitätsmessung wird nach der  $2f$ -Methode (s. Kapitel 2.3) durchgeführt. Hierzu muss der Abstand der physikalischen Lichtquelle zum Spiegel  $r_{Ges} \approx 2f$  betragen. Für den hier verwendeten MST-Spiegel und nach der Bestimmung der Position der physikalischen

Lichtquelle nach Kapitel 2.5 ist

$$r_{\text{Ges}} = r + A = 32 \text{ m} \approx 2f, \quad (14)$$

wobei  $r$  der gemessene Abstand vom Bezugspunkt  $r_0$  zum Spiegel und  $A$  der Abstand vom Bezugspunkt  $r_0$  zur physikalischen Lichtquelle ist. Zur Messung des reflektierten Lichtflusses wird die gesamte Schrittrastervorrichtung mit montierter Ulbrichtkugel auf den optischen Tisch neben die Lichtquelle gestellt und die Ulbrichtkugel in die Position  $(0, 0)$  gefahren (s. Abbildung 19 (a)). Die Ulbrichtkugel wird wieder über ein Glasfaserkabel mit dem Spektrometer verbunden. Der optische Tisch wird dann so positioniert, dass die Lichtquelle den Spot auf den in 32 m entfernten Spiegel wirft. Der Spiegel ist auf einer Spiegelhalterung befestigt (s. Abbildung 19 (b)).



**Abbildung 19:** Aufbau zur Messung der fokussierten Reflektivität: (a) optischer Tisch mit Rastervorrichtung (b) Spiegel

### 3.6.2 Fokussierte Reflektivitätsmessung

Zu Beginn der Messung zur fokussierten Reflektivität sollten die Linsen und der Spiegel gründlich gereinigt werden, um systematische Fehler durch Verunreinigungen zu vermeiden. Danach kann die Lichtquelle auf den Spiegel fokussiert werden und der Spiegel mit Hilfe der Spiegelhalterung (die um zwei orthogonale Drehachsen elektrisch gedreht werden kann) so eingestellt werden, dass der gesamte reflektierte Spot in die Ulbrichtkugelöffnung fällt. Für die Reflektivitätsmessung muss die Integrationszeit  $t_I$  verwendet werden, die schon bei der Abstandsmessung verwendet wurde. Nur so kann mit Hilfe der Abstandsmessung und dem Abstandsgesetz (s. Kapitel 3.5.2 und 2.5) der Lichtfluss, der auf den Spiegel trifft, extrapoliert werden. Auch hier ist ein Dark-Frame aus oben genannten Gründen zu empfehlen. Wie schon in Kapitel 3.5.2 beschrieben, wird auch hier der Dark-Frame mit gleicher Integrationszeit  $t_I$  und mit gleichem Versuchsaufbau aber ausgeschalteter Lichtquelle durchgeführt.

Wie bereits erwähnt ist die fokussierte Reflektivität durch

$$R := \frac{I_{\text{det}}}{I_{\text{ref}}} \quad (15)$$

definiert, wobei  $I_{\text{det}} = I - I_{\text{dark}}$  die von der Ulbrichtkugel integrierte Intensität in Counts und  $I_{\text{ref}}$  die auf die Spiegeloberfläche treffende und von dort reflektierte Intensität in Einheiten von Counts ist. Hier ist  $I$  die von der Ulbrichtkugel gemessene Intensität in

Counts und  $I_{\text{dark}}$  die Intensität gemessen in Counts aus der Dark-Frame Messung.  $I_{\text{ref}}$  lässt sich wie folgt, aus der Fläche  $F_S$  des sechseckigen MST-Spiegels und der Gleichung 5 durch

$$I_{\text{ref}} = \phi(r_{\text{Ges}}) \cdot F_S \quad (16)$$

bestimmen, wobei  $\phi(r_{\text{Ges}})$  der Lichtfluss in Counts pro  $\text{mm}^2$  in der Spiegelebene ist (s. Kapitel 2.5). Die Spiegeloberfläche  $F_S = \frac{3}{2} \cdot \sqrt{3} l^2$  wird unter der Annahme berechnet, dass die Krümmung des Spiegels vernachlässigbar ist. Dabei ist  $l = \frac{d_s}{2}$  die Seitenlänge des Spiegels.

## 4 Messungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen vorgestellt und diskutiert.

### 4.1 Öffnungswinkel

Der Öffnungswinkel  $\varphi$  des Lichtspots nach dem Linsenaufbau (SP2) und der des Lichtspots direkt nach Austritt aus der Faser  $\theta$  (SP1) wurden nach Kapitel 3.3 und den entsprechenden Messwerten berechnet. Die in den Kapiteln 4.1.1 und 4.1.2 angegebenen Fehler berechnen sich nach Kapitel 4.1.3.

#### 4.1.1 Faser

Der Öffnungswinkel  $\theta$  des Spots SP1 wurde mit den Messwerten aus Tabelle 1 berechnet. Mit der mittleren Differenz  $\Delta D = 48 \pm 5$  mm und dem Abstand  $m = 100,0 \pm 0,7$  mm (s. Kapitel 3.3) beträgt der Öffnungswinkel

$$\theta = 0,24 \pm 0,03 \text{ rad} . \quad (17)$$

Der Rand des Lichtspots SP1 ist sehr breit, wodurch die Durchmesser  $D_i$  sehr ungenau gemessen werden können.

$j, i$	$\delta r_j$ [mm]	$D_i$ [mm]	$m = \delta r_{j+1} - \delta r_j$ [mm]	$\Delta D = D_{i+1} - D_i$ [mm]	$\theta$ [rad]
0	0	57	100	47	0,2308
1	100	104	100	51	0,2497
2	200	155	100	46	0,2261
3	300	201	100	53	0,2591
4	400	254	100	43	0,2118
5	500	297			

**Tabelle 1:** Tabelle zur Bestimmung des Öffnungswinkels  $\theta$ : (Links) Messwerte des Abstandes  $\delta r_j$  und des Spotdurchmessers  $D_i$ . (Rechts) Parameter  $m$ , Differenz  $\Delta D$  zweier unterschiedlicher Durchmesser  $D_i$  und nach Kapitel 3.3 berechneter Öffnungswinkel  $\theta$

#### 4.1.2 Linsen

Der Öffnungswinkel  $\varphi$  des Spots SP2 mit der Linsenkombination  $L_{50}L_{-50}$  wurde mit den Messwerten aus Tabelle 2 berechnet. Mit der mittleren Differenz  $\Delta D = 46,2 \pm 1,4$  mm und dem Abstand  $m = 100,0 \pm 0,7$  mm (s. Kapitel 3.3) beträgt der Öffnungswinkel des Spots

$$\varphi = 0,227 \pm 0,006 \text{ rad} . \quad (18)$$

Vergleicht man dieses Ergebnis mit dem aus Kapitel 4.1.1 stellt man fest, dass der Öffnungswinkel des Spots SP2 genauer bestimmt werden kann. Durch den Linsenaufbau wird der breite Rand des Spots SP1 abgeschnitten. Dies führt zu einen schmaleren Rand des Lichtspots SP2, was eine genauere Messung der Einzeldurchmesser  $D_i$  ermöglicht. Durch die genauere Bestimmung des Öffnungswinkels  $\varphi$  kann der Spotdurchmesser  $D_{\text{Sp}}^S$  von SP2 in der Spiegelebene und der Spiegelbereich  $D_{\text{SB}}^S$  des Spots in der Spiegelebene besser abgeschätzt werden.

$j, i$	$\delta r_j$ [mm]	$D_i$ [mm]	$m = \delta r_{j+1} - \delta r_j$ [mm]	$\Delta D = D_{i+1} - D_i$ [mm]	$\varphi$ [rad]
0	0	76	100	46	0,2261
1	100	122	100	46	0,2261
2	200	168	100	47	0,2308
3	300	215	100	46	0,2261
4	400	261	100	46	0,2261
5	500	307			

**Tabelle 2:** Tabelle zur Bestimmung des Öffnungswinkels  $\varphi$ : (Links) Messwerte des Abstandes  $\delta r_j$  und des Spotdurchmessers  $D_i$ . (Rechts) Parameter  $m$ , Differenz  $\Delta D$  zweier unterschiedlicher Durchmesser  $D_i$  und nach Kapitel 3.3 berechneter Öffnungswinkel  $\varphi$

#### 4.1.3 Fehlerrechnungen zur Berechnung der Öffnungswinkel

Die Fehler  $u_{\theta,\varphi}$  auf die Winkel  $\theta$  und  $\varphi$  lassen sich anhand Gauß'scher Fehlerfortpflanzung durch die Gleichung 19 berechnen:

$$u_{\theta,\varphi} = \frac{1}{2m(1 + (\frac{\Delta D}{2m})^2)} \sqrt{\left(\frac{\Delta D}{2m} \cdot u_m\right)^2 + u_{\Delta D}^2} \quad (19)$$

Formelzeichen	$\pm$ Fehler für SP1	$\pm$ Fehler für SP2
$u_D$	3 mm	1 mm
$u_{\delta r}$	0,5 mm	0,5 mm

**Tabelle 3:** Die Tabelle enthält die abgeschätzten Fehler und das dazugehörige Formelzeichen.

Die Fehler  $u_m$  bzw.  $u_{\Delta D}$  auf den Parameter  $m$  bzw. der Differenz  $\Delta D$  lassen sich durch

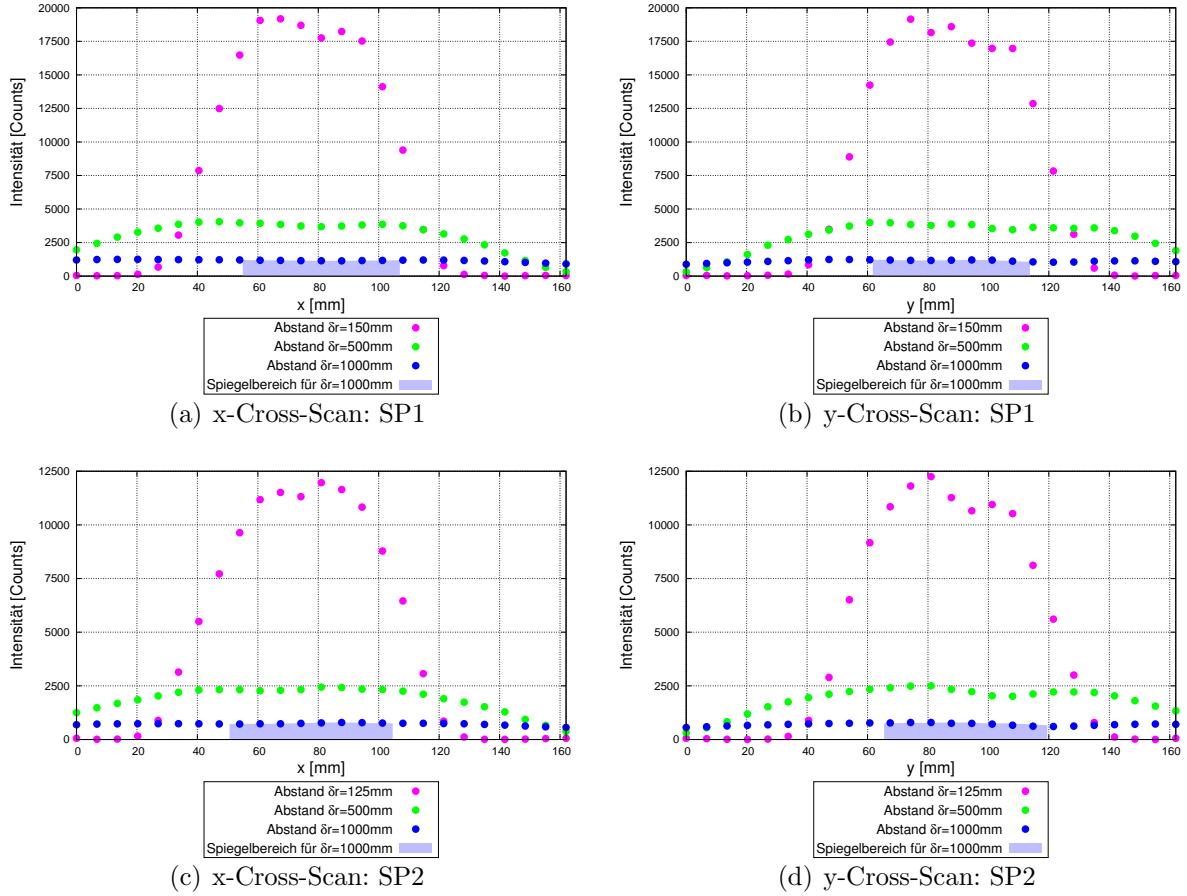
$$u_m = \sqrt{2}u_{\delta r} \quad \text{und} \quad u_{\Delta D} = \sqrt{2}u_D \quad (20)$$

bestimmen. Dabei wurden die Fehler  $u_{\delta r}$  auf den gemessenen Abstand  $\delta r_j$  und  $u_D$  auf den gemessenen Spotdurchmesser  $D_i$  abgeschätzt (s. Tabelle 3). Der Abstand  $\delta r_j$  und der Durchmesser  $D_i$  wurde mit einer Längenskala abgelesen. Anhand der Ablesegenauigkeit wurden schließlich die Fehler dieser Größen abgeschätzt. Somit ergeben sich die Fehler  $u_{\theta,\varphi}$  zu

$$u_\theta = 0,03 \text{ rad} \quad \text{bzw.} \quad u_\varphi = 0,006 \text{ rad} \quad (21)$$

## 4.2 Struktur des Deuteriumspots

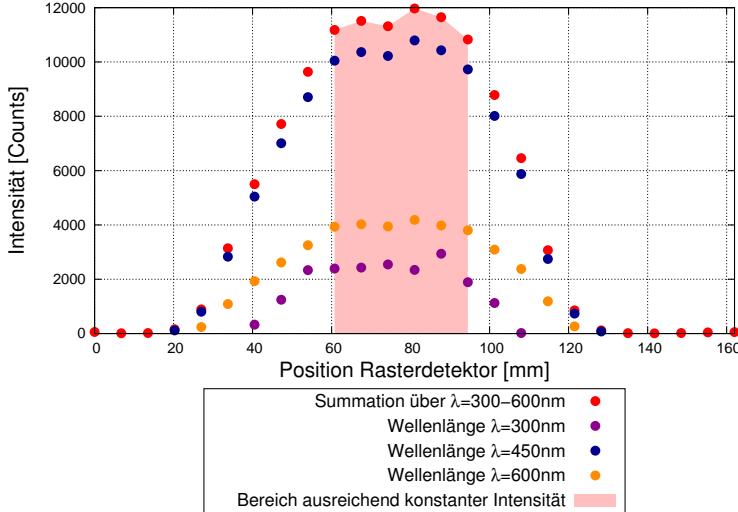
Um die Homogenität des Deuteriumspots zu messen, wurde dieser mit der Rastervorrichtung und einer Schrittweite von  $\mathcal{W}_x = \mathcal{W}_y = 1000$  gerastert. Aufgrund der geringen Automatisierung der in Kapitel 3.4.2 beschriebenen Rastermethode, werden hier nur Cross-Scans in x- bzw. in y-Richtung der Spotmitte durchgeführt. Zusätzlich zur Spotstruktur, die nach dem Linsenaufbau entsteht (SP2), wurde auch die Struktur des Lichtspots ohne den Linsenaufbau, d. h. direkt nach Austritt des Lichtes aus der Glasfaser (SP1), untersucht. Zudem wird die Spotstruktur in verschiedenen Abständen  $\delta r$ , also für verschiedene Spotdurchmesser, gescannt. Die Ergebnisse dieser Scans sind in Abbildung 20 gezeigt. Dabei werden die gemessenen Counts über den Wellenlängenbereich von 300 – 600 nm aufsummiert und über die x- bzw. y-Position des Rasterdetektors aufgetragen.



**Abbildung 20:** Cross-Scan über den maximalen Rasterbereich  $\mathcal{W}_x^{max} = 24000$  (bzw. über  $\mathcal{W}_y = \mathcal{W}_x^{max}$ ) in verschiedenen Abständen  $\delta r$ : Dabei wurden die gemessenen Counts über den Wellenlängenbereich von  $300 - 600$  nm summiert und über die  $x$ -Position (bzw.  $y$ -Position) des Rasterdetektors aufgetragen. Für größere Abstände flacht die Spotstruktur ab und kann in einem begrenzten Bereich als homogen angenommen werden. Die blaue Fläche repräsentiert den Bereich des Lichtspots, der unter einen Öffnungswinkel emittiert wird, sodass dieser später auf einen Spiegel mit dem Durchmesser  $d_S = 1,5$  m trifft. Dieser Bereich ist für einen Abstand  $\delta r = 1000$  mm gültig. Für größere Abstände wird nur der Bereich des Spots gerastert, der auf den Rasterbereich trifft.

Die beiden Spotstrukturen von SP1 und SP2 sind ähnlich, d. h. der verwendete Linsenaufbau  $L_{50}L_{-50}$  erhält die Struktur des Spots SP1. Auffällig ist allerdings, dass die Intensität des Spots SP1 um einen Faktor von ca. 1,6 höher ist, als die des Spots SP2. Dies ist auf Reflexion eines Teiles des Lichtes an den Linsen zurückzuführen. Dadurch ist der Lichtfluss für SP2 geringer als für SP1. Da der Linsenaufbau strukturerhaltend ist, könnte durch eine Zerstreuungslinse mit einer Brennweite  $f < -50$  mm der Öffnungswinkel  $\varphi$  verkleinert und somit der Lichtfluss wieder erhöht werden. Damit der Spot noch ausreichend homogen ist, muss der Öffnungswinkel  $\varphi$  jedoch so groß sein, dass der homogene Bereich des Spots auf den Spiegel trifft. Wie in den Abbildungen 20 (c) und (d) gezeigt, ist dies nur für große Abstände und im Bereich ausreichend konstanter Intensität (s. Abbildung 21) der Fall. In Abbildung 21 ist im Gegensatz zu Abbildung 20 der gleiche Spottedurchmesser in unterschiedlichen Wellenlängen dargestellt. Auch in den einzelnen Wellenlängen zeigt sich der selbe Bereich ausreichend konstanter Intensität. Der Spiegelbereich des Spots (blaue Fläche) in Abbildung 20 kann also für jede Wellenlänge als homogen angesehen werden. Deshalb kann später in Kapitel 4.4 die Intensität  $I_{ref}$  für jede einzelne Wellenlänge

extrapoliert und das gesamte reflektierte Spektrum ermittelt werden.



**Abbildung 21:** Zum Bereich ausreichend konstanter Intensität: Die rote Fläche markiert den Bereich des Spots, der für große Abstände als homogen angenommen werden kann. Jenseits der Ränder der roten Fläche fällt die Intensität stark ab. Dieser rote Bereich legt somit den maximalen Durchmesser  $D_{\text{SB}}$  des Spots fest, der auf den Spiegel treffen darf, um die reflektierte Intensität  $I_{\text{ref}}$  extrapoliieren zu können. Zusätzlich zur Spotstruktur, die sich durch die Summe über alle Wellenlängen (rot) ergibt, ist die Struktur des Spots auch bei den einzelnen Wellenlängen  $\lambda = 300\text{ nm}$  (violett),  $\lambda = 450\text{ nm}$  (blau) und  $\lambda = 600\text{ nm}$  (orange) gezeigt. Auch in den einzelnen Wellenlängen zeigt sich nahezu der selbe Bereich ausreichend konstanter Intensität wie im Fall der Summation über alle Wellenlängen.

Da sich das Licht bis zur Spiegelebene geradlinig ausbreitet, gilt für das Verhältnis zwischen dem gesamten Spotdurchmesser  $D_{\text{Sp}}$  und den Teil des Spots mit dem Durchmesser  $D_{\text{SB}}$ , der auf den Spiegel trifft:

$$\frac{D_{\text{Sp}}}{D_{\text{SB}}} = \text{const.} \quad (22)$$

Mit dieser Annahme kann der Spiegelbereich des Spotdurchmessers  $D_{\text{SB}}^{\delta r}$  im Abstand  $\delta r$  wie folgt abgeschätzt werden:

$$D_{\text{SB}}^{\delta r} = D_{\text{Sp}}^{\delta r} \cdot \frac{d_{\text{S}}}{D_{\text{Sp}}^{\text{S}}} , \quad (23)$$

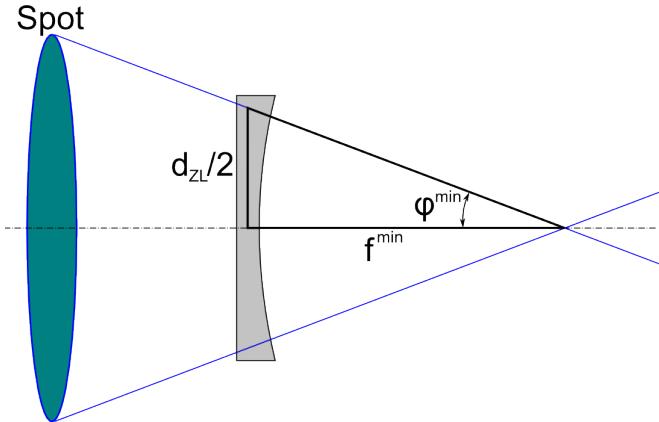
wobei  $D_{\text{Sp}}^{\delta r}$  der Spotdurchmesser im Abstand  $\delta r$ ,  $D_{\text{Sp}}^{\text{S}}$  der Durchmesser des gesamten Spots in der Spiegelebene und  $d_{\text{S}}$  der Spiegeldurchmesser ist. In Abbildung 20 präsentiert die blaue Fläche den Spiegelbereich des Spots. In diesem Bereich kann der Spot als homogen angesehen werden und somit der Lichtfluss in der Spiegelebene extrapoliert werden. Der Spiegelbereich wurde mit einem Spiegeldurchmesser  $d_{\text{S}} = 1,5\text{ m}$  und einem Abstand  $\delta r = 1000\text{ mm}$  abgeschätzt. An dieser Stelle wurde  $d_{\text{S}} = 1,5\text{ m}$  gewählt um zu gewährleisten, dass der betrachtete Spotbereich auch tatsächlich den Spiegel trifft. Betrachtet man den Bereich ausreichend konstanter Intensität (s. Abbildung 21) und nimmt an, dass diese auf den Spiegel trifft, so ergibt sich nach Gleichung 22 ein Verhältnis von etwa 4. Der gesamte Spotdurchmesser in der Spiegelebene muss demnach  $D_{\text{Sp}}^{\text{S}} = 6\text{ m}$  betragen, wenn man den Spiegelbereich des Spots in der Spiegelebene mit  $D_{\text{SB}}^{\text{S}} = 1,5\text{ m} = d_{\text{S}}$  annimmt. Der minimale Öffnungswinkel des Spots kann dann durch

$$\varphi^{\min} \approx \arctan \left( \frac{D_{\text{Sp}}^{\text{S}}}{2 \cdot r_{\text{Ges}}} \right) \approx 0,093\text{ rad} \quad (24)$$

abgeschätzt werden, wobei  $r_{\text{Ges}} = 32 \text{ m}$  ist. Die optimale Brennweite  $f^{\min}$  kann dann mit einfachen Überlegungen (s. Abbildung 22) und dem Durchmesser der Zerstreuungslinse  $d_{\text{ZL}} = 20 \text{ mm}$  mit

$$\tan(\varphi^{\min}) = \frac{d_{\text{ZL}}}{2f^{\min}} \quad (25)$$

berechnet werden. Um den Öffnungswinkel  $\varphi^{\min}$  zu gewährleisten muss daher eine Zerstreuungslinse  $L_f$  mit einer Brennweite von  $f \geq -100 \text{ mm} \approx f^{\min}$  gewählt werden.



**Abbildung 22:** Zur Berechnung der Brennweite  $f^{\min}$ .

### 4.3 Abstandsmessung

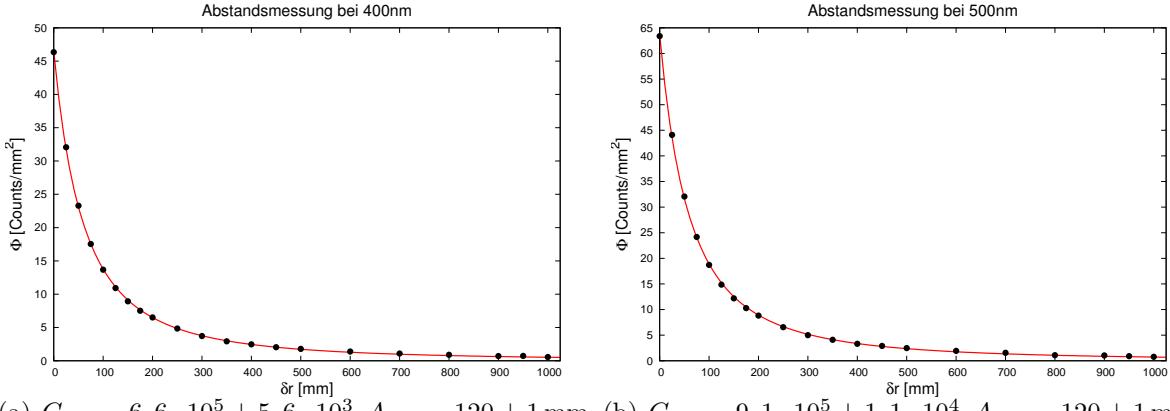
Die Abstandsmessungen für die Spots SP1 und SP2 werden mit einer Integrationszeit

$$t_I^{\text{SP1}} = 22 \text{ s} \quad \text{und} \quad t_I^{\text{SP2}} = 65 \text{ s} = t_I^{\max} \quad (26)$$

durchgeführt. Für SP2 könnten sich aufgrund der Chromatischen Aberration, die die Abhängigkeit der Brennweite  $f(\lambda)$  von der Wellenlänge beschreibt, für jede Wellenlänge im Intervall [300, 600] nm unterschiedliche Abstände  $A_\lambda$  vom Bezugspunkt der Abstandsmessung  $r_0$  zur physikalischen Lichtquelle ergeben. Dies würde bedeuten, dass zu jeder Wellenlänge auch eine eigene physikalische Lichtquelle gehört. In Abbildung 23 ist die Abstandsmessung für  $\lambda = 400 \text{ nm}$  und  $\lambda = 500 \text{ nm}$  von SP2 gezeigt. Die Abstände  $A_{400}$  und  $A_{500}$  ergeben sich aus dem Fit zu

$$A_{400} = 120 \pm 1 \text{ mm} \quad \text{und} \quad A_{500} = 120 \pm 1 \text{ mm} . \quad (27)$$

Es kann daher von einer einzigen physikalischen Lichtquelle und einen, für alle Wellenlängen gültigen, Abstand  $A$  ausgegangen werden.



(a)  $C_{400} = 6,6 \cdot 10^5 \pm 5,6 \cdot 10^3$ ,  $A_{400} = 120 \pm 1$  mm (b)  $C_{500} = 9,1 \cdot 10^5 \pm 1,1 \cdot 10^4$ ,  $A_{500} = 120 \pm 1$  mm

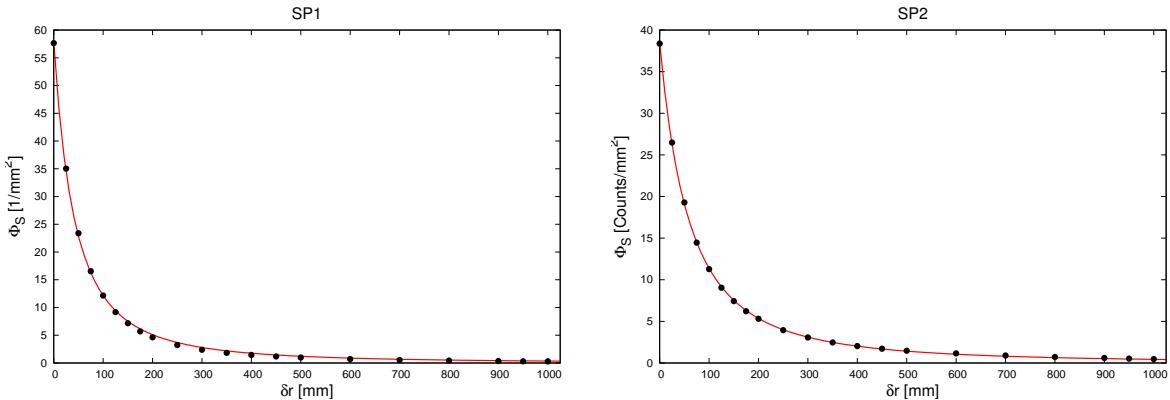
**Abbildung 23:** Ergebnis zur Abstandsmessung bei verschiedenen Wellenlängen: Um die Parameter  $C_\lambda$  und  $A_\lambda$  zu bestimmen wurde die Funktion 5 an die gemessenen Daten der entsprechenden Wellenlängen und Abstände  $\delta r$  gefittet. Die Differenz der beiden Wellenlängen beträgt  $\Delta\lambda = 100$  nm.

Im Folgenden werden für jeden Abstand  $\delta r$  die gemessenen Intensitäten  $I_i$  im Wellenlängenbereich zwischen  $\lambda_{min} = 300$  nm und  $\lambda_{max} = 600$  nm summiert und auf die Anzahl der Bins  $N_b$  normiert. Die summierte Größe

$$\phi_S = \frac{1}{N_b} \sum_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} N I_i(\lambda) \quad (28)$$

wird dann über den Abstand  $\delta r$  aufgetragen, wobei  $N$  der Normierungsfaktor aus Kapitel 2.5 ist. Um die Messung zur fokussierten Reflektivität in Kapitel 4.4 mit dem Spot SP1 und SP2 durchführen zu können, wird der Abstand  $A$  für beide bestimmt (s. Abbildung 24). Aus dem Fit ergeben sich folgende Werte für  $A$ :

$$A_{SP1} = 85 \pm 1 \text{ mm} \quad \text{und} \quad A_{SP2} = 119 \pm 1 \text{ mm} \quad (29)$$



(a)  $C_{SP1} = 4,2 \cdot 10^5 \pm 8,1 \cdot 10^3$ ,  $A_{SP1} = 85 \pm 1$  mm (b)  $C_{SP2} = 5,5 \cdot 10^5 \pm 4,3 \cdot 10^3$ ,  $A_{SP2} = 119 \pm 1$  mm

**Abbildung 24:** Ergebnis zur Abstandsmessung: Um die Parameter  $C$  und  $A$  zu bestimmen wurde die summierte Größe  $I_S$  über den Abstand  $\delta r$  aufgetragen und die Funktion 5 an die Daten gefittet.

Der Parameter  $C$ , der in Abbildung 23 ebenfalls für verschiedene Wellenlängen bestimmt wurde, weist dabei, im Vergleich zu  $A$ , eine stärkere Wellenlängenabhängigkeit

auf. Dies bedeutet, dass der Lichtfluss im Abstand von 1 mm von der physikalischen Lichtquelle für verschiedene Wellenlängen nicht als konstant betrachtet werden kann. Nach den hier erlangten Erkenntnissen kann in Kapitel 4.4 der Abstand  $A = \text{const.}$  angenommen und daher  $C$  für jede Wellenlänge berechnet werden.

## 4.4 Fokussierte Reflektivität

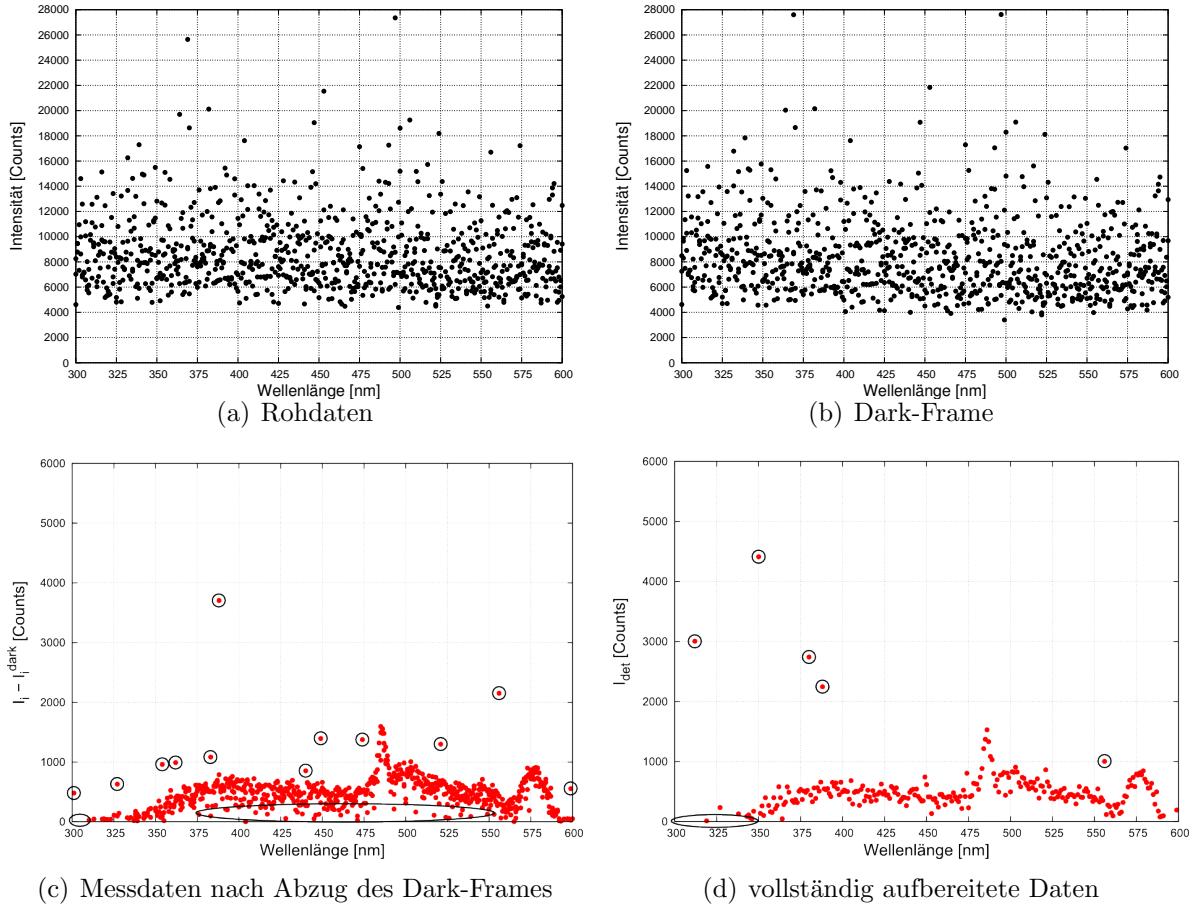
Der für die Messung der fokussierten Reflektivität verwendete Spiegel ist ein MST-Spiegel. Alle Spektrometereinstellungen wurden aus Kapitel 4.3 übernommen. Die in diesem Kapitel angegebenen Fehler berechnen sich nach Kapitel 4.4.4.

### 4.4.1 Aufbereitung der Messdaten

Für die Messung der fokussierten Reflektivität muss reflektierte Intensität  $I_{\text{ref}}$  des reflektierten Spots wie in Kapitel 3.6.2 skizziert extrapoliert werden. Da die Binbreite  $b = 0,38 \text{ nm}$  beträgt, existieren zu jeder ganzzahligen Wellenlänge mehrere Bins. Um Schwankungen im Untergrund zu verkleinern werden die Bins zusammengefasst, die zu einer ganzzahligen Wellenlänge gehören, d. h. die in diese Bins eingetragenen Counts  $I_i$  summiert und auf die Anzahl der beteiligten Bins  $N_b^\lambda$  normiert. Zusätzlich werden jeweils die Counts des Dark-Frames  $I_i^{\text{dark}}$  (s. Kapitel 3.6.2) der entsprechenden Bins abgezogen.

$$I_{\text{det}}^\lambda = \frac{1}{N_b^\lambda} \sum_i (I_i - I_i^{\text{dark}}) \quad (30)$$

ist somit die detektierte reflektierte Intensität in Counts für die entsprechende Wellenlänge  $\lambda$ . Die Abbildungen 25 (a) bis (d) dokumentieren die verschiedenen Stufen der Aufbereitung der Rohdaten. Die schwarz eingekreisten Bereiche führen in der späteren Berechnung der fokussierten Reflektivität zu Fehlern. Es ist deutlich zu sehen, dass die Anzahl der potentiellen Fehlerquellen von Abbildung 25 (c) zu (d) abnehmen. Es wird davon ausgegangen, dass diese Fehlerquellen aus dem schlechten Signal- zu Untergrund-Verhältnis stammen und demnach nach Abzug des Dark-Frames entstehen. Diese Fehler führen in den späteren Berechnungen der fokussierten Reflektivität zu nicht interpretierbaren Ergebnissen. Betrachtet man die Abbildung 25 weiter, so wird der Einfluss des Untergrundes sichtbar. Während der Peak bei  $\lambda_P \simeq 485 \text{ nm}$  (entspricht der  $D_\beta = 486 \text{ nm}$  Linie der Balmer-Serie) in den Abbildungen 25 (c) und (d) eine Intensität von etwa 1500 Counts aufweist, ist das Grundrauschen des Untergrundes über den gesamten Wellenlängenbereich oberhalb der 4000 Counts Grenze. Nach der Durchführung der oben beschriebenen Aufbereitung der Messdaten, gehen aufgrund des dominierenden Untergrunds auch Daten des tatsächlichen Messsignals verloren. Dies macht sich in der Ausdünnung des Spektrums (s. Abbildung 25 (d)) bemerkbar.



**Abbildung 25:** Zur Aufbereitung der Messdaten: (a) Das eigentliche Messsignal des reflektierten Deuteriumspots ist nicht zu erkennen. Das Grundrauschen des Untergrundes liegt oberhalb der 4000 Counts Grenze. (b) Dark-Frame (c) Mit Abzug des Dark-Frames kann das Messsignal gefiltert werden. Die potentiellen Fehlerquellen sind durch schwarze Kreise markiert. (d) Nach der oben beschriebenen Aufbereitung der Daten sind die potentiellen Fehlerquellen deutlich weniger. Dennoch kann das tatsächliche Messsignal nicht vollständig gefiltert werden.

#### 4.4.2 Extrapolation des Lichtflusses

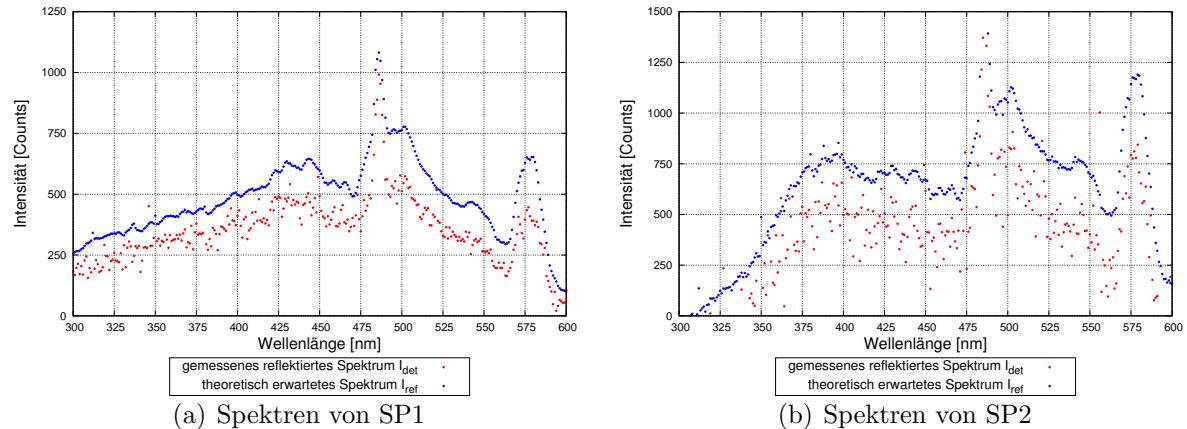
Da der Parameter  $A$  über den interessanten Wellenlängenbereich als konstant angenommen wird, kann der Parameter  $C$  für jede einzelne Wellenlänge berechnet werden. Dazu wird eine Messung aus Kapitel 4.3 bei  $\delta r = r_0$  herangezogen und die Bins ebenfalls wie oben erläutert aufbereitet. Die Abstandsmessung  $r_0$  wird für die Berechnung von  $C$  verwendet, da bei dieser Messung das Signal- zu Untergrund-Verhältnis am Besten ist und somit die durch das Untergrundrauschen verursachten Fehler minimiert werden. Durch Umstellung der Gleichung 5 kann der Parameter

$$C^\lambda = NI^\lambda(\delta r) \cdot (\delta r + A)^2 \quad (31)$$

für jede Wellenlänge berechnet werden, wobei  $I^\lambda(\delta r)$  die gemessene Intensität in Counts im Abstand  $\delta r$  für die Wellenlänge  $\lambda$  ist. Schließlich kann die reflektierte Intensität  $I_{\text{ref}}^\lambda$  mit Gleichung 16 in Abhängigkeit der Wellenlänge errechnet und somit das Spektrum des reflektierten Deuteriumspots rekonstruiert werden. Abbildung 26 zeigt die so ermittelten Spektren der Spots SP1 und SP2. Der Abstand  $r_{\text{Ges}}$  für SP1 bzw. für SP2 beträgt dabei

$$r_{\text{Ges}}^{\text{SP1}} = 32001 \pm 2 \text{ mm} \quad \text{bzw.} \quad r_{\text{Ges}}^{\text{SP2}} = 32000 \pm 2 \text{ mm} . \quad (32)$$

Die für die Berechnung von  $r_{\text{Ges}}$  nötigen Messwerte sind in Tabelle 4 zusammengefasst.



**Abbildung 26:** Spektren des reflektierten Spots: (rot) tatsächlich gemessenes Spektrum (blau) durch Extrapolation ermitteltes reflektiertes Spektrum.

Vergleicht man die beiden rekonstruierten Spektren (blau) in den Abbildungen 26 (a) und (b) stellt man fest, dass die Rekonstruktion für das Spektrum des Spots SP1 genauer durchgeführt werden konnte als die für das Spektrum des Spots SP2. Wegen der großen Integrationszeit  $t_I^{\text{SP}2}$  ist der Untergrund größer als dies für  $t_I^{\text{SP}1}$  der Fall ist, was eine schlechtere Rekonstruktion des SP2 Spektrums zur Folge hat. Im Spektrum von SP2 (s. Abbildung 26 (b)) ist im Vergleich zum Spektrum von SP1 in Abbildung 26 (a) ein deutlicher Intensitätsabfall unterhalb einer Wellenlänge von  $\lambda = 375 \text{ nm}$  festzustellen. Wie bereits von Mattias Tschiesche festgestellt wurde, ist dies auf die Linsen zurückzuführen [1], zusätzlich aber auch auf die  $\text{BaSO}_4$ -Beschichtung der Ulbrichtkugel (s. Kapitel 2.4.1). Dies wird deutlich, wenn man das Spektrum in Abbildung 26 (a) mit dem in Kapitel 3.2 vorgestellten Lichtquellspektrum in Abbildung 12 (b) im Bereich von  $300 - 425 \text{ nm}$  vergleicht. Während in Abbildung 12 (b) ein Anstieg der Intensität von  $425 \text{ nm}$  hin zu kleineren Wellenlängen zu sehen ist, nimmt die Intensität des Spektrums in Abbildung 26 (a) von  $425 \text{ nm}$  zu kleineren Wellenlängen hin ab.

$i, j$	$r_i \text{ [mm]}$ für SP1	$r_j \text{ [mm]}$ für SP2
1	31915	31879
2	31915	31881
3	31914	31883
4	31919	31882
5	31917	31881
$\bar{r} \text{ [mm]}$	$31916 \pm 2$	$31881 \pm 2$

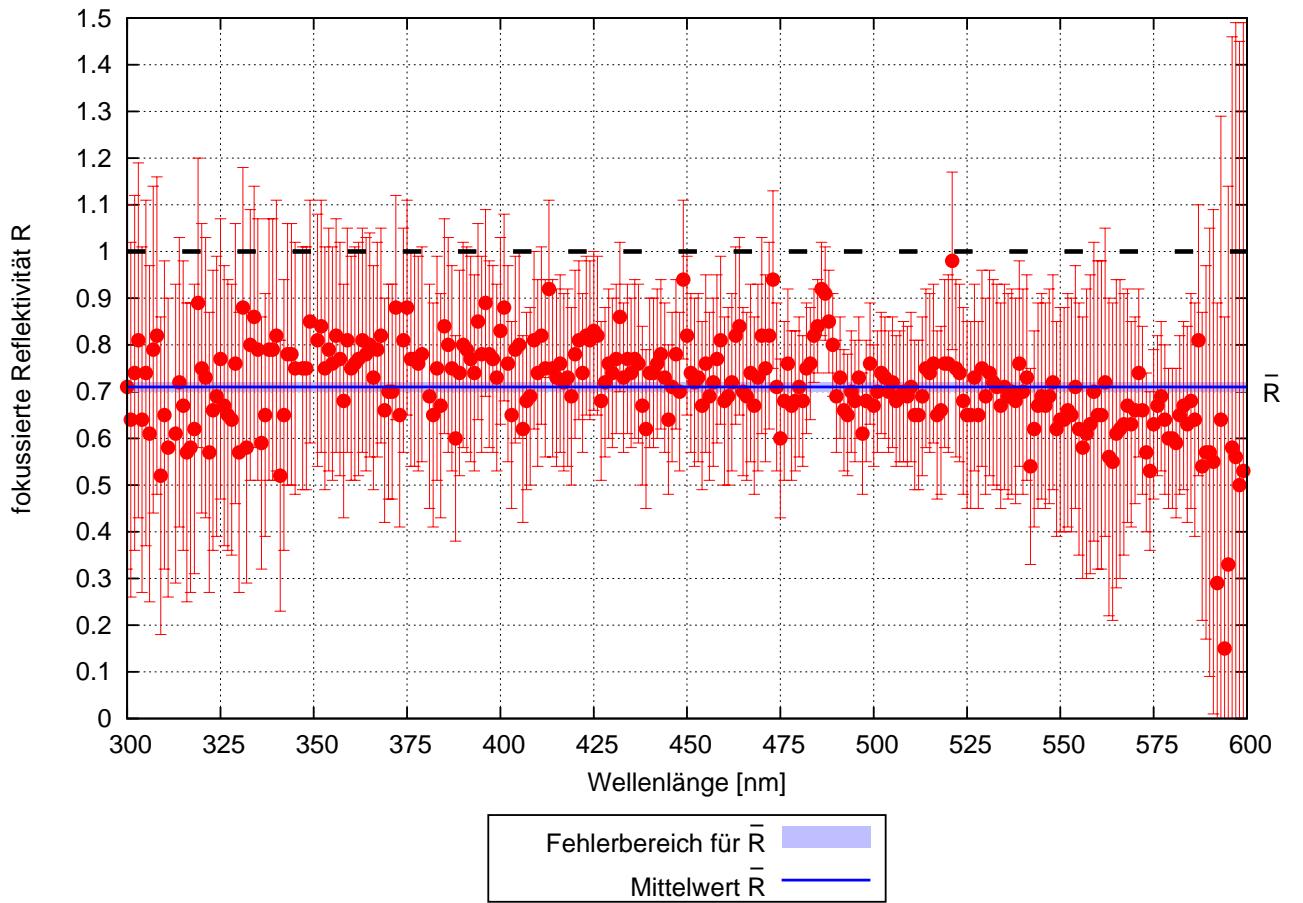
**Tabelle 4:** Messwerte zur Berechnung des Abstandes  $r_{\text{Ges}} = r + A$ : Für jeden Spot werden fünf Messungen des Abstandes  $r$  vom Bezugspunkt  $r_0$  zum Spiegel durchgeführt über die schließlich gemittelt wird.

#### 4.4.3 Ergebnisse

Nach den getroffenen Vorbereitungen kann nun die fokussierte Reflektivität für jeder Wellenlänge nach

$$R = \frac{I_{\text{det}}^{\lambda}}{I_{\text{ref}}^{\lambda}} \quad (33)$$

berechnet und über die Wellenlänge  $\lambda$  aufgetragen werden. Hier sind  $I_{\text{ref}}^{\lambda}$  und  $I_{\text{det}}^{\lambda}$  die oben beschriebenen reflektierten bzw. detektierten Intensitäten in Counts für die entsprechenden Wellenlängen. Ergebnisse, die nicht interpretiert werden konnten, wie  $R < 0$  und  $R > 1$ , wurden entfernt. Die Ursache hierfür liegt im kleinen Signal- zu Untergrund-Verhältnis, wie bereits in Kapitel 4.4.2 erwähnt. Nach Abzug des Dark-Frames vom eigentlichen Messsignal führt dies zu Fehlern in der Extrapolation von  $I_{\text{ref}}^{\lambda}$ . Abbildung 27 und 28 zeigt das Ergebnis für den Spot SP1 und SP2.

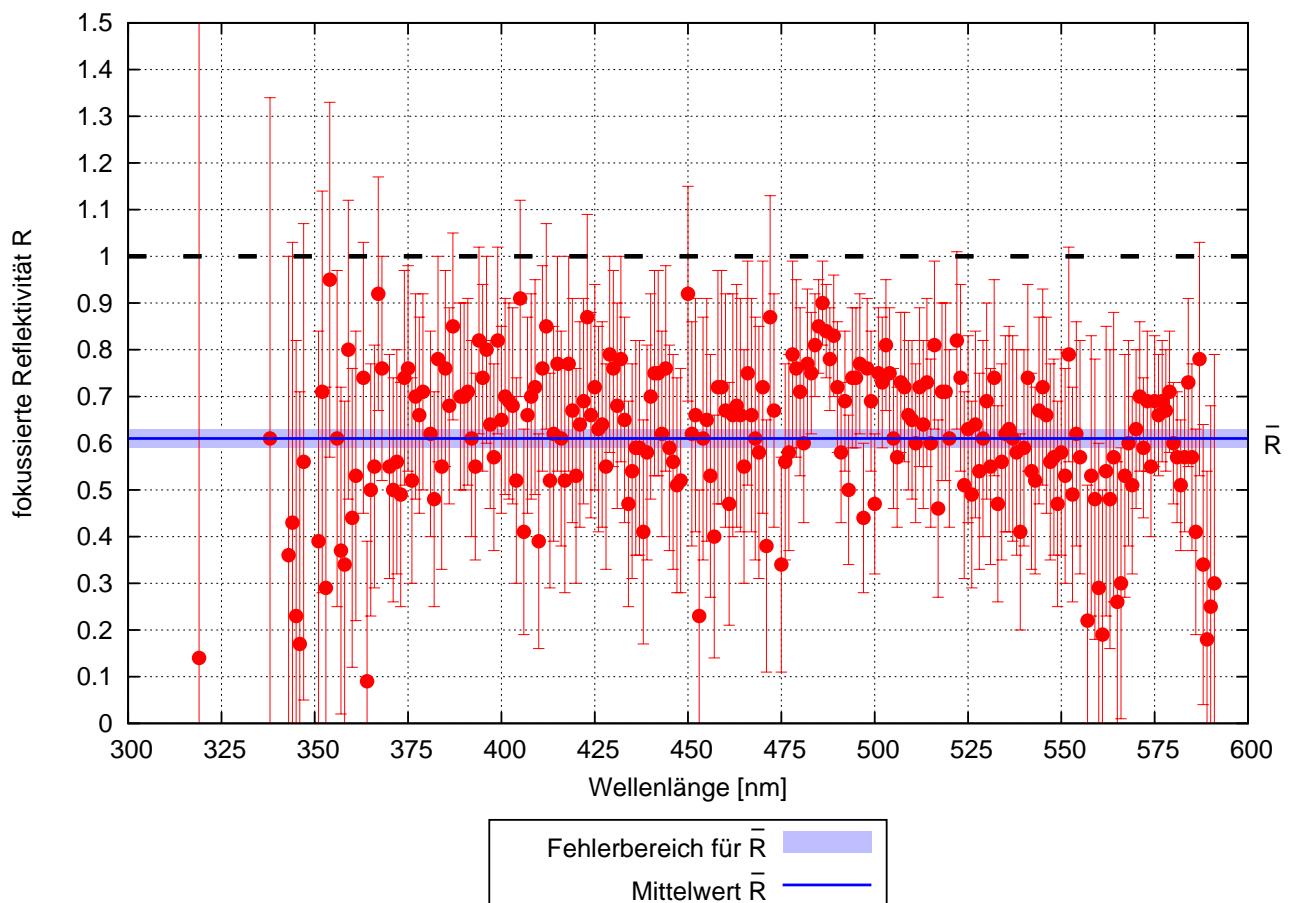


**Abbildung 27:** Ergebnis zur fokussierten Reflektivität des Spots SP1: Die mittlere fokussierte Reflektivität im Wellenlängenbereich von 300–600 nm beträgt  $\bar{R} = 0,71 \pm 0,01$ . An den Rändern nehmen die Fehler auf  $R$  zu, wohingegen im mittigen Bereich die Fehler kleiner werden. Dies ist auf das Signal- zu Untergrund-Verhältnis zurückzuführen. Die schwarze gestrichelte Linie markiert die Obergrenze für  $R$ .

Für den Spot SP1 konnten über den gesamten Wellenlängenbereich von 300 – 600 nm Ergebnisse für  $R$  erzielt werden. Die mittlere fokussierte Reflektivität  $\bar{R}$  in diesem Bereich ist mit

$$\bar{R} = 0,71 \pm 0,01 \quad (34)$$

allerdings deutlich unter den vorgegebenen Werten der fokussierten Reflektivität  $R$ . Auffällig ist der bei  $\lambda_P \simeq 485$  nm zu erkennende Peak der fokussierten Reflektivität  $R$ . Der Wert für  $R$  liegt hier bei  $R_{\text{Peak}} = 0,92$  und ist somit größer als die mittlere fokussierte Reflektivität. Zudem sind im Bereich des Peaks die Fehler deutlich kleiner als dies beispielsweise an den Rändern des Wellenlängenbereichs der Fall ist. Diese beiden Auffälligkeiten lassen sich möglicherweise auf ein besseres Signal- zu Untergrund-Verhältnis zurückführen, das im Peakbereich ein Maximum erreicht (s. Abbildung 26 (a)). So lassen sich dann auch die extrem großen Fehler am Rand erklären. In Abbildung 26 (a) beträgt die Intensität am linken Rand  $\lambda_L = 300$  nm ca. 250 Counts. Am rechten Rand  $\lambda_R = 600$  nm fällt die Intensität sogar auf 60 Counts zurück. Wegen des unterschiedlichen Signal- zu Untergrund-Verhältnisses an den Rändern und dem großen Einfluss des Untergrundes sind die Fehler am rechten Rand  $\lambda_R$  größer als am linken Rand  $\lambda_L$ . Das Verhältnis von Signal- zu Untergrund hat also nicht nur einen starken Einfluss auf die Extrapolation des reflektierten Spektrums und somit auf die Berechnung der fokussierten Reflektivität  $R$ , sondern auch auf deren Fehler.



**Abbildung 28:** Ergebnis zur fokussierten Reflektivität des Spots SP2: Die mittlere fokussierte Reflektivität im Wellenlängenbereich von 300–600 nm beträgt  $\bar{R} = 0,61 \pm 0,02$ . Für die Bereiche 300–330 nm und 590–600 nm konnten nur sehr wenige Werte für  $R$  erzielt werden. Im restlichen Bereich streuen die Werte für  $R$  und deren Fehler stark. Die schwarze gestrichelte Linie markiert die Obergrenze für  $R$ .

Für den Spot SP2 konnten teilweise keine Ergebnisse der fokussierten Reflektivität  $R$  erzielt werden. Dies liegt vor allem an dem geringen Lichtfluss unterhalb einer Wellenlänge von  $\lambda = 330$  nm bzw. oberhalb von  $\lambda = 590$  nm (s. Abbildung 26 (b)). Die berechneten

Werte im Bereich 330 – 590 nm streuen stark. Die mittlere fokussierte Reflektivität für SP2 ist mit

$$\bar{R} = 0,61 \pm 0,02 \quad (35)$$

noch kleiner als die für SP1 und liegt somit weit unterhalb des Sollwertes von  $R$ . Auch in Abbildung 28 lässt sich wie in Abbildung 27 ein Peak der fokussierten Reflektivität  $R$  bei  $\lambda_{\text{Peak}} \simeq 485 \text{ nm}$  erahnen. Die fokussierte Reflektivität beträgt hier  $R_{\text{Peak}} = 0,9$ . Die Fehler im Wellenlängenintervall des Peaks sind ebenfalls kleiner als an den Rändern des Wellenlängenbereichs.

Vergleicht man die beiden Ergebnisse von SP1 und SP2 miteinander, so ist zu erwarten, dass die Ergebnisse mit kleineren Integrationszeiten  $t_I$  und einem größeren bzw. besseren Signal- zu Untergrund-Verhältnis ertragreicher und besser werden. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die hier eingeführte Methode zur Messung der fokussierten Reflektivität durchführbar ist.

#### 4.4.4 Fehlerrechnungen zur fokussierten Reflektivität

Der Fehler  $u_R$  auf die fokussierte Reflektivität der einzelnen Wellenlängen berechnet sich durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung mit

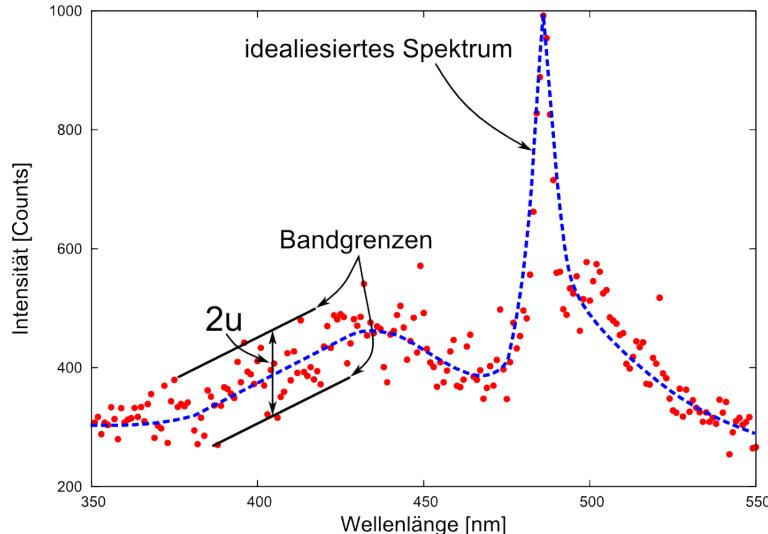
$$u_R = \frac{1}{I_{\text{ref}}^\lambda} \cdot \sqrt{u_{\text{det}}^2 + \left( \frac{I_{\text{det}}^\lambda}{I_{\text{ref}}^\lambda} u_{\text{ref}} \right)^2}, \quad (36)$$

wobei sich die Fehler  $u_{\text{det}}$  auf  $I_{\text{det}}^\lambda$  und  $u_{\text{ref}}$  auf  $I_{\text{ref}}^\lambda$  durch

$$u_{\text{det}} = \sqrt{u_I^2 + u_{\text{dark}}^2}, \quad \text{und} \quad (37)$$

$$u_{\text{ref}} = \frac{C^\lambda F_S}{(r+A)^2} \cdot \sqrt{\left(\frac{u_C}{C^\lambda}\right)^2 + \left(\frac{u_{F_S}}{F_S}\right)^2 + \frac{4}{(r+A)^2} [u_r^2 + u_A^2]} \quad (38)$$

ergeben. Hier wurden die Fehler  $u_I$  sowie  $u_{\text{dark}}$  auf  $I_i$  und  $I_i^{\text{dark}}$  abgeschätzt. In Abbildung 29 ist das Prinzip der Abschätzung derselben gezeigt.



**Abbildung 29:** Schema zur Abschätzung des Fehlers  $u_I$  auf die gemessene Größe  $I$  und  $u_{\text{dark}}$  auf den Dark-Frame: Die Abbildung zeigt einen Teil des gemessenen Spektrums (rot). Die blaue gestrichelte Linie stellt das idealisierte Spektrum des tatsächlich gemessenen Spektrums dar. Unter Berücksichtigung des idealen Spektrums gibt die Bandbreite  $2u$  den doppelten Fehler an.

In Gleichung 38 ist  $u_C$  der Fehler auf die, für jede einzelne Wellenlänge berechnete, Konstante  $C^\lambda$

$$u_C = \frac{(\delta r + A)^2}{F_{\text{UK}}} \cdot \sqrt{(\delta r + A)^2 \left[ u_{\text{det}}^2 + \left( \frac{I^\lambda(\delta r)}{F_{\text{UK}}} u_{F_{\text{UK}}} \right)^2 \right] + 4(I^\lambda(\delta r))^2 (u_{\delta r}^2 + u_A^2)} \quad (39)$$

mit dem ebenfalls geschätzten Fehler  $u_{\delta r}$  auf  $\delta r$ . Der Fehler  $u_A$  in den Gleichungen 38 und 39 auf den Parameter  $A$  ergibt sich durch den Fit in Kapitel 4.3. Die Fehler  $u_{F_S}$  auf die reflektierende Spiegeloberfläche  $F_S = \frac{3}{2}\sqrt{3}l^2$  in Gleichung 38 sowie  $u_{F_{\text{UK}}}$  in Gleichung 39 auf die Öffnungsfläche der Ulbrichtkugel  $F_{\text{UK}} = \frac{\pi}{4}d_{\text{UK}}^2$  ergeben sich zu

$$u_{F_S} = 3\sqrt{3} lu_l \quad (40)$$

mit  $u_l$ , dem geschätzten Fehler auf die Seitenlänge  $l$  und

$$u_{F_{\text{UK}}} = \frac{\pi}{2}d_{\text{UK}}u_d \quad (41)$$

mit dem Fehler  $u_d$  auf den Öffnungsdurchmesser  $d_{\text{UK}}$  der Ulbrichtkugel. Der Fehler auf den Abstand  $r_{\text{Ges}}$  zum Spiegel lässt sich durch

$$u_{r_{\text{Ges}}} = \sqrt{u_r^2 + u_A^2} \quad (42)$$

berechnen, wobei  $u_r$  die Fehler des gemessenen Abstandes  $r$  vom Bezugspunkt  $r_0$  zum Spiegel ist. Dieser lässt sich durch

$$u_r = \sqrt{\frac{\sum_i^N (r_i - \bar{r})^2}{N - 1}} \quad (43)$$

berechnen, wobei  $N$  die Anzahl der Einzelmessungen und  $\bar{r}$  der mittlere Abstand ist.

Der Fehler  $u_{\bar{R}}$  auf die mittlere fokussierte Reflektivität wird mit dem mittleren Fehler  $\bar{u}_R$  auf  $u_R$  im Wellenlängenbereich von 300 – 600 nm durch

$$u_{\bar{R}} = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot \bar{u}_R \quad (44)$$

berechnet. Dabei ist  $n$  die Anzahl Messpunkte im Plot zur fokussierten Reflektivität, d.h. Anzahl der für  $R$  erzielten Ergebnisse. Die Fehler in der Tabelle 6 sind mit den angenommenen Fehlern in Tabelle 5 berechnet.

Formelzeichen	$\pm$ Fehler für SP1	$\pm$ Fehler für SP2
$u_I$	60	100
$u_{\text{dark}}$	80	120
$u_{\delta r}$	0,5 mm	0,5 mm
$u_d$	0,05 mm	0,05 mm
$u_l$	2 mm	2 mm

**Tabelle 5:** Die Tabelle enthält die abgeschätzten Fehler und das dazugehörige Formelzeichen.

Formelzeichen	$\pm$	Fehler für SP1	$\pm$	Fehler für SP2
$u_{\bar{R}}$		0,01		0,02
$u_{\text{det}}$		100 Counts		156 mm
$u_{\text{ref}}$		100 Counts		156 mm
$u_{r_{\text{Ges}}}$		2 mm		2 mm
$u_r$		2 mm		2 mm
$u_{F_S}$		$7067 \text{ mm}^2$		$7067 \text{ mm}^2$
$u_{F_{\text{UK}}}$		$2 \text{ mm}^2$		$2 \text{ mm}^2$

**Tabelle 6:** Die Tabelle enthält die berechneten Fehler und das dazugehörige Formelzeichen. Dabei wurde auf die Angabe der einzelnen Fehler  $u_C$  auf den Parameter  $C^\lambda$  für jede Wellenlänge verzichtet.

## 5 Diskussion und Ausblick

In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass die in Kapitel 3 vorgestellte Messmethode zur fokussierten Reflektivität in Abhängigkeit von der Wellenlänge prinzipiell funktioniert. Die hier erzielten Ergebnisse sind allerdings nur als Funktionstest der Messmethode zu verstehen. Sie können keinesfalls als Ergebnisse einer endgültigen Messung der fokussierten Reflektivität interpretiert werden.

Ein Grundproblem ist das Verhältnis zwischen Messsignal und Untergrund. Für die Messung der fokussierten Reflektivität dominiert der Untergrund, sodass ein Dark Frame zwingend nötig ist, um das Messsignal zu filtern. Je größer die Integrationszeit zur Abstandsmessung, und somit auch für die fokussierte Reflektivität, gewählt werden muss, desto größer wird das Untergrundrauschen und die Bandbreite des Spektrums. Dies führt wiederum zu großen Fehlern in der Extrapolation des auf den Spiegel treffenden und reflektierten Lichtflusses. Die mangelnde Genauigkeit in der Berechnung der Intensität  $I_{\text{ref}}^{\lambda}$  und, für große Integrationszeiten, der Messung von  $I_{\text{det}}^{\lambda}$  resultiert schließlich in ungenauen Werten der fokussierten Reflektivität  $R$ .

Diese Beobachtung enthält aber auch einen Lösungsansatz des Problems. Das Signal zu Untergrund-Verhältnis muss verbessert werden. Der erste Schritt ist eine Zerstreuungslinse mit einer Brennweite  $f < -50 \text{ mm}$ , sodass der Spotdurchmesser  $D_{\text{Sp}}^S$  in der Spiegelebene verkleinert und somit der Lichtfluss auf den Spiegel vergrößert wird. Wie bereits in Kapitel 4.2 erwähnt, kann hierzu eine Zerstreuungslinse mit einer Brennweite von  $f \geq -100 \text{ mm}$  gewählt werden. Ob diese Maßnahme ausreicht ist offen, da das Licht durch die hier verwendeten Linsen bereits an Intensität verliert. Mattias Tschiesche, der bereits im März 2015 mit einer kontinuierlichen Lichtquelle erstmals versuchte, die wellenlängenabhängige fokussierte Reflektivität zu messen, schlug bereits die Verwendung von Quarzglaslinsen statt Kronglaslinsen vor, da diese für das UV-Licht durchgängig sind [1].

Möglicherweise ist es auch sinnvoll, über eine neue, und speziell für den benötigten Wellenlängenbereich ausgelegte, Ulbrichtkugel nachzudenken. Deren Flächenverhältnis zwischen Innenwand und Öffnung sollte größer gewählt werden, als dies bei der hier verwendeten Ulbrichtkugel der Fall ist, um mehr Licht zu sammeln und so die Sensitivität der Kugel zu verbessern. Zudem sollte diese eine Innenwandbeschichtung mit PTFE besitzen, um über den gesamten Wellenlängenbereich den Lichtfluss gut messen zu können.

Zusätzlich könnte an die Öffnung der Ulbrichtkugel ein Schirm angebracht werden, der das seitlich in die Öffnung fallende Streulicht verringert. So könnte das Verhältnis zwischen Messsignal und Untergrund verbessert werden.

Eine weitere Verbesserung der Versuchsdurchführung liegt in der Automatisierung der Rastermethode. Nach momentanen Stand muss jeder einzelne Messpunkt per Hand durch die verwendete Software abgespeichert und später ausgewertet werden. Dies führt zu einem großen zeitlichen Aufwand, der es unmöglich macht, die in Kapitel 3.4.2 eingeführte Rastermethode vollständig ausnutzen zu können. Dies hätte eine Datenmenge zufolge, für die zwingend eine vollständig automatisierte computergestützte Auswertung benötigt wird. Die nächste Entwicklungsstufe der hier eingeführten Rastermethode ist demnach eine automatisierte computergestützte Durchführung und Datenauswertung. Dadurch könnte die gesamte Spotstruktur, im Rahmen der existierenden Vorrichtung, aufgelöst werden.

## Literaturverzeichnis

- [1] M. TSCHIESCHE : *Messung der fokussierten Reflektivität von Spiegelfacetten mit Ulbricht-Kugeln*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 5. August 2014
- [2] A. WÖRNLEIN : *Methods to measure optical properties of mirror facets for CTA*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 9. Juli 2012
- [3] A. SCHULZ : *Methods to measure characteristics of mirror facets of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 5. November 2010
- [4] AVANTES: *Avantes - solutions in spectroscopy*, Catalog 8, 2002
- [5] NEWPORT: *Newport Resource e-Catalog*, [https://www.newport.com/Flange-Mount-Integrating-Spheres/378467/1033/info.aspx#tab\\_Literature](https://www.newport.com/Flange-Mount-Integrating-Spheres/378467/1033/info.aspx#tab_Literature) , 15. Januar 2016, 14:50 Uhr
- [6] CTA : URL: <https://portal.cta-observatory.org/Pages/Home.aspx>, 25. Dezember 2015, 15:40 Uhr
- [7] DESY : URL: <http://astro.desy.de>, 25. Dezember 2015, 16:42 Uhr





## Danksagung

Ich möchte diese Gelegenheit nutzen, um mich bei den Menschen zu bedanken, die diese Arbeit möglich gemacht haben. In erster Linie bedanke ich mich bei meinen Betreuern Prof. Dr. Christopher van Eldik, für das interessante Thema und das gute Arbeitsklima, und André Wörlein, für ein stets offenes Ohr bei offenen Fragen. Ein großes Dankeschön auch an jene, die mir während des Physik Studiums mit Rat und Tat zur Seite gestanden waren. An dieser Stelle möchte ich mich speziell bei Prof. Dr. Ulrich Katz für den einen oder anderen überlebensnotwendigen Tipp bedanken. Zum Schluss möchte ich meiner Familie Danke sagen, die mich auf meinem langen und teilweise steinigen Weg in allen Belangen unterstützt und motiviert hat und daher einen großen Anteil daran trägt, dass ich diese Zeit, vielleicht sogar besser als es anfangs zu erwarten war, durchgestanden habe.



## **Persönliche Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die hier angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Erlangen, 01.02.2016

Dominic Bernreuther