Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Tobias Kuhn

aus Hildesheim

2000

Aufbau und Test eines aktiv-optischen Systems für den Einsatz in der Ophthalmologie

die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Tobias Kuhn am

Kirchhoff-Institut für Physik, Heidelberg

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. Josef Bille

Zusammenfassung

Der Einsatz adaptiv-optischer Methoden zur Kompensation der Aberrationen des menschlichen Auges kann zu einer erheblichen Verbesserung der Auflösung von Netzhautbildern führen. Mit Hilfe eines Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors (HSS) lassen sich die Aberrationen des Auges messen. Die so ermittelten Daten können zur Ansteuerung aktiv-optischer Elemente dienen, mit denen sich diese Aberrationen kompensieren lassen.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein HSS zur Vermessung des Auges aufgebaut und die Auswirkungen möglicher Fehljustagen auf die Meßergebnisse untersucht. Zwei Sensoren mit unterschiedlichen Geräteparametern werden im Hinblick auf die Genauigkeit der Wellenfrontrekonstruktion verglichen.

Ferner werden zwei Membranspiegel und der Prototyp eines neuentwickelten Mikroelementspiegels hinsichtlich ihrer Eignung zum Einsatz in einem kompakten adaptiv-optischen System untersucht. Mit den Membranspiegeln werden durch Testlinsen erzeugte Aberrationen mit Hilfe eines genetischen Algorithmus kompensiert und die Kompensationsergebnisse beider Spiegel verglichen. Mit dem Mikroelementspiegel werden erste Untersuchungen zu Funktion und optischer Qualität durchgeführt.

Abstract

Adaptive optical techniques have shown their potential to compensate the aberrations of the human eye and to improve the quality of retinal imaging. The aberrations of the eye are measured with a Hartmann-Shack wavefront sensor (HSS). The data obtained can be used to control active optical devices to compensate these aberrations.

In the present thesis, a HSS to measure the aberrations of the eye was set up and the effects of improper adjustment of the HSS are examined. Two sensors with different lenslet arrays are compared with regard to their accuracy in wave front reconstruction.

Furthermore, two micromachined membrane mirrors and the prototype of a micromirror array are tested to evaluate their suitability for application in a compact adaptive optical system. Aberrations generated with trial lenses are compensated with the membrane mirrors using a genetic control algorithm and the results of the compensation of both mirrors are compared. The micromirror array is tested with regard to its function and optical quality.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Grundlagen **3**
2.1 Strahlen- und Wellenoptik 3
2.2 Beugungsbegrenzte Auflösung 5
2.3 Fourier-Optik 7
2.3.1 Point-Spread-Function (PSF) 8
2.3.2 Modulation-Transfer-Function (MTF) 8
2.4 Der Hartmann-Shack-Sensor 10
2.5 Aktiv-optische Elemente 13
2.5.1 Aktive Spiegel 14
2.5.2 Durchlichtelemente 15
2.6 Aktive Optik 16

3 Aufbau **19**
3.1 Laserdioden 19
3.2 Linsenarrays 20
3.3 CCD-Kamera und Framegrabber 20
3.4 Aktive Spiegel 21
3.4.1 Membranspiegel 21
3.4.2 Mikroelementspiegel 23
3.5 Interferometer 26
3.6 PC und Software 27

4 Messungen mit dem Hartmann-Shack-Sensor **28**
4.1 Testmessungen 28
4.1.1 Brennweite des Linsenarrays 28
4.1.2 Abweichung von der konjugierten Ebene 29

4.2 Vergleich der Linsenarrays 31
4.3 Messungen zur Netzhautreflexion 40
4.3.1 Aufbau 40
4.3.2 Änderung der Eintrittspupille 41
4.3.3 Einsatz von Testlinsen 42

5 Messungen mit aktiven Spiegeln **45**
5.1 Test und Vergleich der Membranspiegel 45
5.1.1 Auslenkungsverhalten 45
5.1.2 Lineare Überlagerung von Spiegeleinstellungen 46
5.2 Kompensationsmessungen 47
5.3 Mikroelementspiegel 60
5.3.1 Form der Einzelelemente 60
5.3.2 Auslenkungsverhalten 61
5.3.3 Ansteuerungsversuche 61

6 Zusammenfassung und Ausblick **65**

A Zernike-Polynome **67**

Literaturverzeichnis **72**

Kapitel 1

Einleitung

Die adaptive Optik hat sich in den letzten 20 Jahren als erfolgreiche Technik zur Auflösungsverbesserung erdgebundener Teleskope etabliert. Mit Hilfe von aktiven Spiegeln lassen sich Bildstörungen, die durch Turbulenzen in der Atmosphäre entstehen, so sehr verringern, daß eine nahezu beugungsbegrenzte Abbildung erreicht werden kann. Glaubt man den Historikern, geschah der erste Einsatz aktiver Spiegel bereits im Jahre 215 v. Chr., als die römische Flotte Syracus belagerte:

> Wie nun Marcellus seine Fahrzeuge eine Bogenschußweite entfernte, verfertigte der Alte* eine Art sechseckigen Spiegel, brachte in einem entsprechenden Abstand zum Spiegel ähnliche viereckige Kleinspiegel an, die sich durch eine Art Gelenke und Scharniere bewegen ließen, und machte den Spiegel zum Zentrum der Sonnenstrahlen, ihres Mittagsglanzes, sei es im Sommer, sei es im tiefsten Winter. Wenn sich darin die Strahlen reflektierten, erhob sich eine fürchterliche Feuerlohe auf den Schiffen, und verwandelte sie noch aus Bogenschußweite in Asche.

Wenn auch am Wahrheitsgehalt dieser Schilderung [Ca85] gezweifelt werden darf, so handelt es sich bei dem von Archimedes entwickelten Gerät trotz allem um das erste historisch erwähnte aktiv-optische Element technischer Art.
Ein weitaus älteres adaptiv-optisches System ist das menschliche Auge. Es ist (im jugendlichen Alter) in der Lage, seine Brechkraft um bis zu 14 dpt zu ändern und kann sich zusätzlich Leuchtstärken von 10^{-6}-$10^{7}\,\mathrm{cd/m^2}$ anpassen [ST90].
Das Auge macht dabei ständig das, was man vereinfacht gesagt als das Grundprinzip der adaptiven Optik bezeichnen kann: Es hält das Licht automatisch im Fokus, wenn es sich aus diesem entfernt [Ty97].

*Archimedes

Anfang der achtziger Jahre, als die ersten adaptiv-optischen Systeme in der Astronomie zum Einsatz kamen, wurde auch die Anwendung in der ophthalmologischen Optik vorgeschlagen [Bi82]. Die Untersuchung der Netzhaut des menschlichen Auges ist sowohl für die Diagnose von Krankheiten wie dem Glaukom von Bedeutung, als auch von wissenschaftlichem Interesse (z. B. bei der Beobachtung von Rezeptoren in vivo). Die Auflösung der Netzhautbilder ist dabei durch den Pupillendurchmesser begrenzt. Eine Weitung der Pupille könnte theoretisch zu einer Verbesserung der Auflösung führen. Da jedoch die Abbildungsqualität des Auges in den Randbereichen immer schlechter wird, ist es nicht möglich, die theoretische Auflösungsgrenze von $\approx 1.5\,\mu$m auf der Netzhaut bei einem Pupillendurchmesser von 8 mm und einer Wellenlänge von λ=550 nm, was ungefähr der Mitte des sichtbaren Spektrums entspricht, zu erreichen.
Zur Kompensation der durch das Auge hervorgerufenen Aberrationen mit adaptiv-optischen Techniken ist zunächst die Messung dieser Aberrationen nötig. Dazu hat sich in den letzten Jahren der Hartmann-Shack-Wellenfrontsensor zu einer Alternative zu anderen objektiven und subjektiven Meßmethoden entwickelt [Li94]. In der Arbeitsgruppe wurde basierend auf der Doktorarbeit von Liang [Li91] ein kompakter Hartmann-Shack-Sensor (HSS) entwickelt [Sch97, Mü98]. Einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bilden Tests eines solchen HSS, der speziell zur Vermessung von Probanden konzipiert war.
Die durch den HSS gewonnenen Informationen über die Wellenfrontaberrationen können auch zur Ansteuerung eines aktiv-optischen Elements dienen. Mit einer solchen Kombination war es erstmals möglich, Aberrationen des menschlichen Auges zu kompensieren und somit hochaufgelöste Netzhautbilder aufzunehmen [Li97/II]. Als aktives Element diente in diesem Fall ein Spiegel, der für den Einsatz in der Astronomie konzipiert war und aufgrund seiner Größe nicht für die Verwendung in ophthalmologischen Geräten geeignet ist.
Zweiter Schwerpunkt der Arbeit ist daher der Test von kompakten aktiven Spiegeln, die für eine solche Verwendung geeigneter scheinen. Aufbauend auf der Vorgängerarbeit [Wü99] wurden zwei Membranspiegel bezüglich ihrer Fähigkeit zur Kompensation von Aberrationen getestet und erste Untersuchungen an Mikroelementspiegeln durchgeführt.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Strahlen- und Wellenoptik

Zur Beschreibung der Abbildungseigenschaften optischer Systeme ist die geometrische (Strahlen-) Optik ein sehr nützliches Werkzeug. Dies gilt vor allem für Strahlen eines rotationssymmetrischen Systems im Bereich der optischen Achse (Paraxialnäherung). Auch Abbildungsfehler lassen sich mit Hilfe der Strahlenoptik darstellen: Abbildung 2.1 zeigt eine ideale Sammellinse und eine Sammellinse mit sphärischer Aberration*. Diese ist in diesem Fall gegeben durch die Abweichung der Schnittpunkte der einzelnen Strahlen mit der optischen Achse vom Brennpunkt der idealen Linse.
Bei komplizierteren Systemen, die zudem keine radiale Symmetrie aufweisen, bietet sich zur Beschreibung von Aberrationen das Konzept der Wellenfronten an. Als Wellenfronten sind Flächen konstanter Phase einer sich ausbreitenden Welle

*Im Kontext dieser Arbeit wird immer von monochromatischen Aberrationen ausgegangen. Chromatische Aberrationen, die durch wellenlängenabhängige Brechungsindizes hervorgerufen werden, werden nicht berücksichtigt.

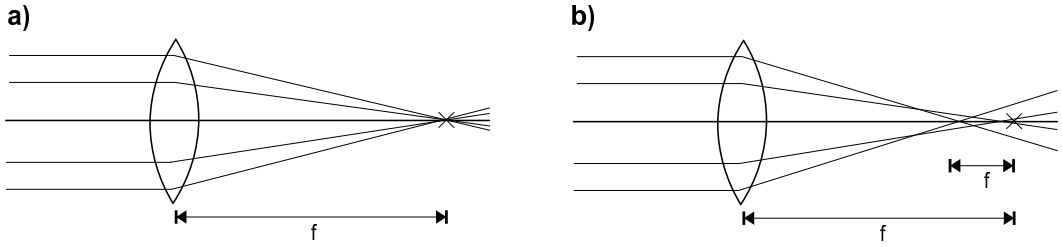


Abbildung 2.1: Darstellung von Aberrationen in der Strahlenoptik: a) ideale Linse b) Sphärische Aberration führt zu Abweichungen Δf vom idealen Brennpunkt.

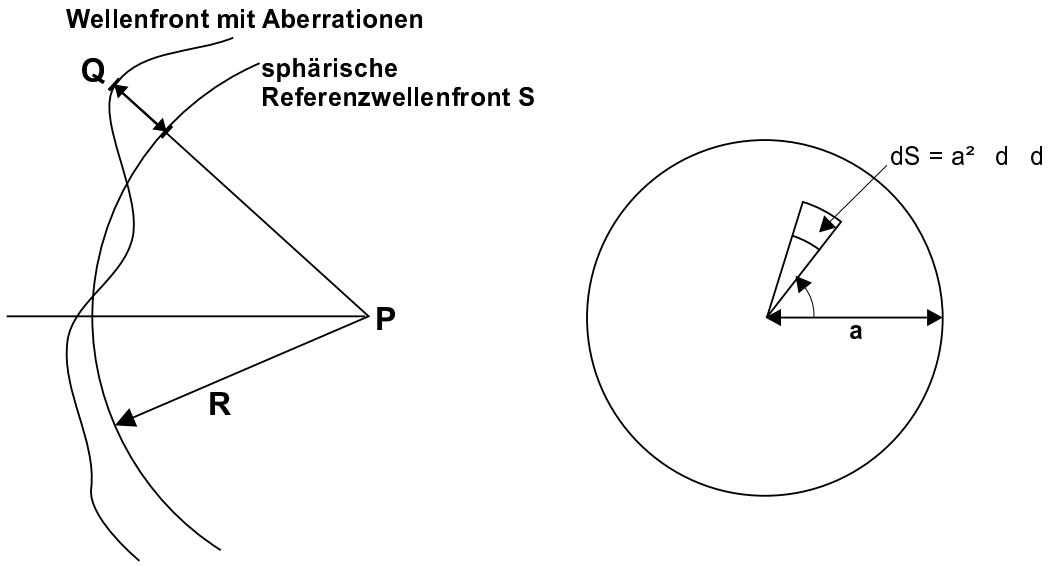


Abbildung 2.2: Aberrationen im Wellenfrontbild: Die Wellenfrontaberration Φ ist die Abweichung von der idealen (beugungsbegrenzten, s. u.) Wellenfront S.

definiert. Optisch bedeutet dies, daß eine Wellenfront aus allen Punkten besteht, die von einem gewählten Objektpunkt die gleiche optische Weglänge entfernt sind. Wellenfronten stehen immer senkrecht zur Ausbreitungsrichtung einer Welle (also senkrecht auf den Strahlen der Strahlenoptik). Abbildungsfehler manifestieren sich im Wellenfrontbild als Abweichungen von einer Referenzwellenfront, wie in Abbildung 2.2 dargestellt [Ha78]. An Punkt Q läßt sich die gestörte Wellenfront darstellen als:

$$W(R,\Phi) = \frac{A}{R} e^{ik(\Phi+R)} \tag{2.1}$$

Dabei ist A die Amplitude und R der Radius der Referenzwellenfront. Die resultierende Störung am Bildpunkt P auf der optischen Achse ist dann:

$$U(P) = -\frac{i}{\lambda}\frac{Ae^{-ikR}}{R^2}\iint e^{-ik(\Phi+R)}dS \tag{2.2}$$

Hierbei wird über alle Elemente dS der Wellenfront integriert. Für die Intensität am Punkt P ergibt sich:

$$I(P) = |U(P)|^2 = \left(\frac{Aa^2}{\lambda R^2}\right)^2 \left|\int_0^1 \int_0^{2\pi} e^{ik\Phi}\rho\, d\rho\, d\theta\right|^2 \tag{2.3}$$

Bei einer ungestörten Wellenfront (d. h. $\Phi = 0$) ergibt sich somit eine normali-

sierte Intensität I_0 von:

$$I_0 = \pi^2 \left(\frac{Aa^2}{\lambda R^2} \right)^2 \tag{2.4}$$

Das Verhältnis der Intensität des Bildes eines realen Abbildungssystems zu der Intensität des Bildes eines perfekten (beugungsbegrenzten) Systems wird als *Strehlzahl* (engl. Strehl ratio) $i(P)$ bezeichnet [Bo84].

$$i(P) = \frac{I(P)}{I_0} = \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} e^{ik\Phi} \rho \, d\rho \, d\theta \right|^2 \tag{2.5}$$

Bei kleinen Wellenfrontaberrationen ($\Delta\Phi \leq \lambda/10$) vereinfacht sich dies zu:

$$i(P) \approx 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) (\Delta\Phi)^2 \tag{2.6}$$

$(\Delta\Phi)^2$ ist die mittlere quadratische Abweichung der Wellenfront von der Referenzwellenfront. Die Strehlzahl macht deutlich, wie massiv sich Wellenfrontaberrationen auf die Intensität eines Bildpunktes auswirken: Bei einer mittleren Abweichung (engl. *root mean square*, RMS) von $\Delta\Phi = 0.1$ Wellenlängen beträgt die Strehlzahl nur noch 0.6, die Intensität sinkt demnach auf 60 % des idealen Wertes ab.[†]

Die Betrachtung von Wellenfrontaberrationen anstelle von Strahlaberrationen hat den Vorteil, daß die Wellenoptik im Gegensatz zur Strahlenoptik Beugungsphänomene berücksichtigt. Ferner lassen sich Wellenfrontaberrationen, die von einzelnen optischen Komponenten eines Systems herrühren, addieren, um zur Gesamtaberration zu gelangen.

Zur Darstellung der Wellenfront hat sich die Verwendung der Zernike-Polynome durchgesetzt. Natürlich ist auch eine Entwicklung in z. B. Taylor-Polynome denkbar. Die Zernike-Polynome haben jedoch den Vorteil, daß ihre ersten Terme mit den klassischen Aberrationen (Defokus, Koma, Astigmatismus sowie sphärische Aberration) korrespondieren. Einige Eigenschaften der Zernike-Polynome sowie deren erste Ordnungen sind in Anhang A aufgeführt.

2.2 Beugungsbegrenzte Auflösung

Selbst beim Wegfall sämtlicher Aberrationen ist die Bildqualität eines jeden abbildenden Systems durch Beugung begrenzt. Die Abbildung eines Punktes durch

[†] Zum Vergleich: Selbst "gute" Augen besitzen bei einem Pupillendurchmesser von 6 mm einen RMS von ungefähr 0.8 Wellenlängen (λ=550 nm). Hier läßt sich die Näherung aus Gl. 2.6 nicht mehr anwenden! Die Strehlzahl liegt dann aber etwa bei 0.05.

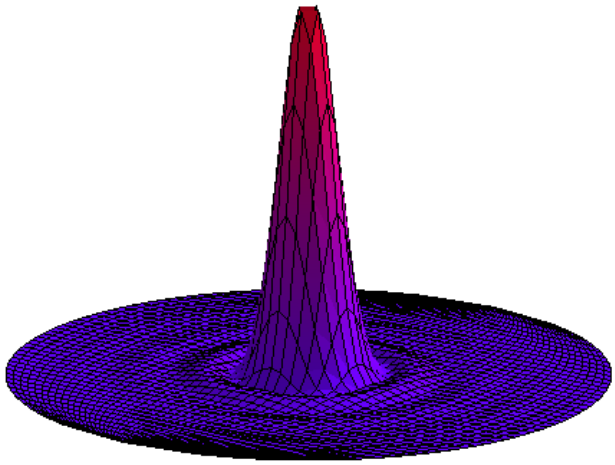


Abbildung 2.3: Intensitätsverteilung bei Beugung an einer runden Apertur.

eine Apertur endlichen Durchmessers ist nie ein Punkt, sondern durch Beugung am Aperturrand entsteht das nach Lord Airy benannte Airy-Muster (Abbildung 2.3), das aus einem hellen Zentrum und mehreren hellen und dunklen Ringen besteht. Die Intensitätsverteilung läßt sich mit der Theorie der Fraunhoferbeugung berechnen [He89]. Interessant für das Auflösungsvermögen ist der Abstand r vom Hauptmaximum zum ersten Minimum der Beugungsfigur. Dieser ist für eine Linse mit Brennweite f und Durchmesser D im Brennpunkt der Linse:

$$r \approx 1.22 \frac{f\lambda}{D}, \tag{2.7}$$

wobei λ die Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle ist.
Was die Definition der Auflösung betrifft, so hat ein von Lord Rayleigh eingeführtes Kriterium aufgrund seiner Einfachheit immer noch Bestand. Danach sind zwei Lichtquellen genau dann noch aufzulösen, wenn das Intensitätsmaximum des Bildes der einen Lichtquelle in das erste Intensitätsminimum des Bildes der zweiten fällt. Für zwei Punktlichtquellen bedeutet dies, daß sie noch auflösbar sind, wenn ihr Winkelabstand $\Delta\phi \approx 1.22\,\lambda/D$ ist (Abbildung 2.4).
Das Rayleigh-Kriterium gilt nur für inkohärente Lichtquellen. Bei kohärentem Licht und in der Astronomie hat sich das strenger formulierte Sparrow-Kriterium durchgesetzt. Hierbei gelten zwei Punkte gerade dann noch als auflösbar, wenn das Minimum zwischen den beiden Intensitätsmaxima der einzelnen Punkte gerade verschwindet [He89].

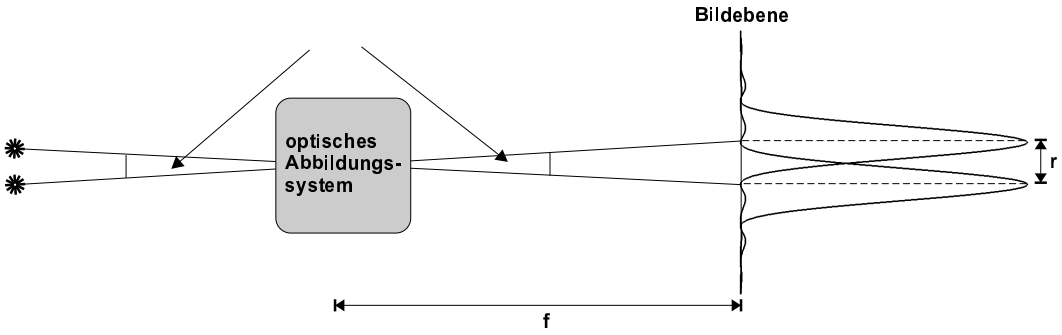


Abbildung 2.4: Zwei Lichtquellen, die nach dem Rayleigh-Kriterium gerade noch auflösbar sind.

Wendet man das Rayleigh-Kriterium an, um die erreichbare Auflösung von Netzhautbildern zu bestimmen, so errechnet sich der in der Einleitung angesprochene Wert von $\approx 1.5\,\mu$m bei einem Pupillendurchmesser von 8 mm. Es treten allerdings auch bei normalsichtigen Augen, die keinen starken Defokus oder Astigmatismus aufweisen, Aberrationen höherer Ordnung auf [Ch91, Li97/I]. Dies führt dazu, daß die höchste Auflösung bei einem Pupillendurchmesser von 2.5 mm - 3 mm erreicht wird. Abbildung 2.5 zeigt Line-Spread-Functions (LSF) des menschlichen Auges im Vergleich zu denen eines beugungsbegrenzten Abbildungssystems. Die LSF beschreibt, wie eine Linie durch ein optisches System abgeblidet wird. Sie ist das Analogon zur Point-Spread-Function (PSF), die im nächsten Kapitel näher erläutert wird. Man erkennt, daß sich die LSF des Auges bei größer werdendem Pupillenradius durch den Einfluß der Aberrationen verbreitert. Dies bewirkt eine zunehmende Verschlechterung der Auflösung.

2.3 Fourier-Optik

Eine sehr elegante Beschreibung der Bildentstehung ist die Verwendung von Methoden der Fourier-Analyse im Rahmen der linearen Systemtheorie. Eine genauere Behandlung dieses mathematisch doch sehr komplexen Gebietes überschreitet allerdings den Rahmen dieser Arbeit. Daher sollen an dieser Stelle nur die hier verwendeten Funktionen näher beschrieben werden. Genaue Abhandlungen finden sich in [Go96] und [Wi95].

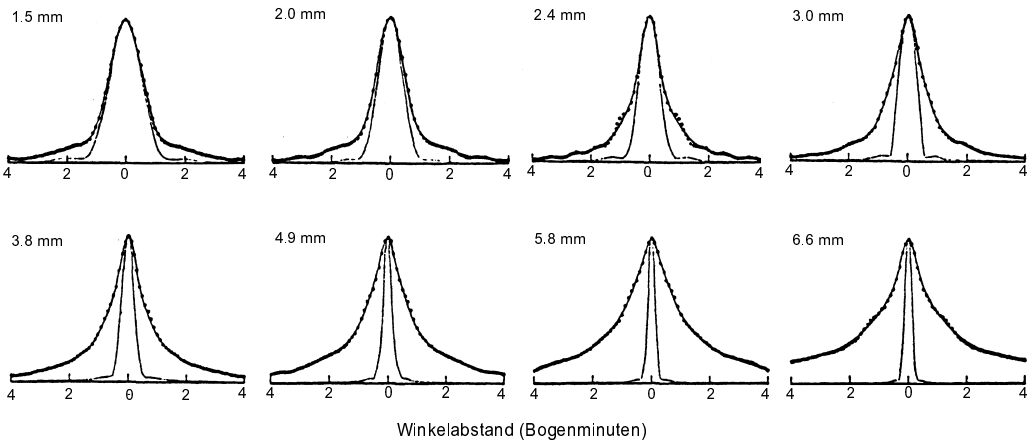


Abbildung 2.5: Linespread-Functions des menschlichen Auges für verschiedene Pupillengrößen (nach [Ca66]). Die dünnen Linien entsprechen den beugungsbegrenzten LSFs bei den entsprechenden Pupillendurchmessern. Eine Bogenminute entspricht einem Abstand von etwa 5 μm auf der Netzhaut.

2.3.1 Point-Spread-Function (PSF)

Die Point-Spread-Function (PSF), auch Punktverwaschungsfunktion genannt, beschreibt, wie ein Punkt durch ein optisches System abgebildet wird. Das Bild ergibt sich dann aus der Faltung der Gegenstandsfunktion mit der PSF des Abbildungssystems. Da die Methode der Faltung recht unhandlich ist, lohnt es sich an diesem Punkt, die Fouriertransformierten der einzelnen Funktionen zu betrachten, da eine Faltung im Ortsraum einer Multiplikation im Fourierraum entspricht. Eine Intensitätsverteilung im Ortsraum wird durch die Fouriertransformation zu einem Intensitätsspektrum von Raum- oder Ortsfrequenzen im Fourierraum. Aus der PSF entsteht durch Fouriertransformation die optische Übertragungsfunktion (Optical-Transfer-Function OTF), die angibt, wie gut die jeweiligen Raumfrequenzen durch das optische System übertragen werden. In Abbildung 2.6 sind diese Zusammenhänge noch einmal übersichtlich aufgeführt.

2.3.2 Modulation-Transfer-Function (MTF)

Die Modulation-Transfer-Function (MTF) ist der Absolutbetrag der OTF. Sie ist von besonderem Interesse, da sie ein Maß für die Kontrastverringerung vom Eingangs- zum Ausgangsspektrum darstellt[‡]. Vereinfachend läßt sich sagen, daß sich ein optisches System wie eine Art Tiefpaßfilter verhält, bei dem hohe Fre-

[‡]Dabei gilt: Je höher der Wert für die MTF bei einer bestimmten Raumfrequenz ist, um so besser wird diese vom optischen System übertragen.

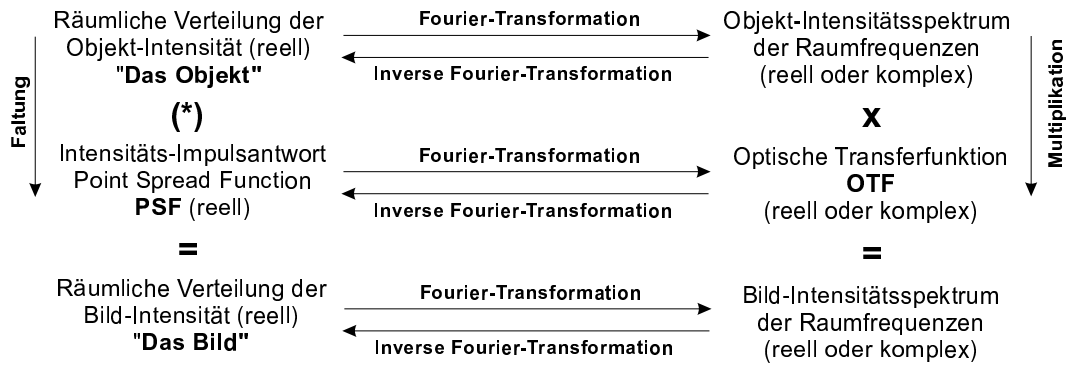


Abbildung 2.6: Bildentstehung mit inkohärentem Licht bei einem System mit Vergrößerung 1 (nach [Wi95]).

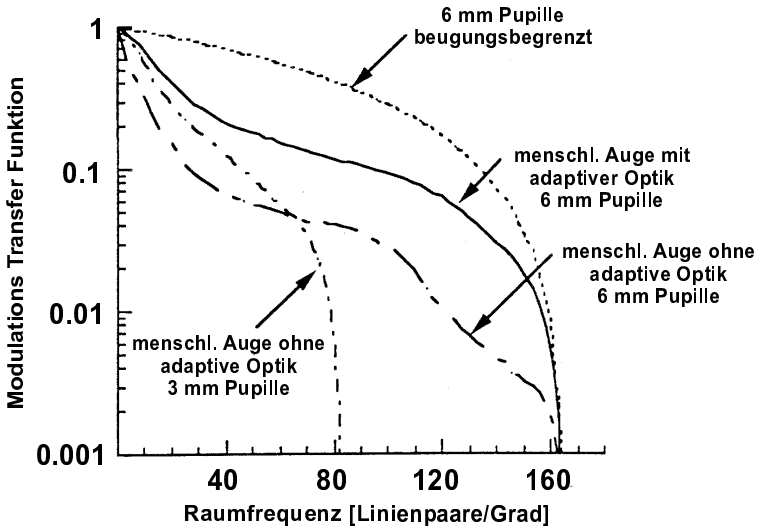


Abbildung 2.7: Modulations-Transfer-Funktionen des menschlichen Auges für Pupillendurchmesser von 3 mm und 6 mm. Mit Hilfe adaptiver Optik ließ sich die MTF für die geweitete Pupille über den gesamten Frequenzbereich erhöhen [Li97/II].

quenzen (im optischen Falle hohe Raumfrequenzen) gedämpft, beziehungsweise ab einer bestimmten Frequenz überhaupt nicht mehr übertragen werden. Der Übertragungsbereich ist durch Beugung begrenzt, jede Art von Aberrationen macht sich durch eine Erniedrigung der MTF bemerkbar. Umgekehrterweise kann durch Kompensation von Aberrationen die Kontrastübertragung verbessert werden (Abbildung 2.7).
Die MTF läßt sich aus den mit dem Hartmann-Shack-Sensor gemessenen Aberra-

tionen der Wellenfront berechnen. Die dazu nötigen mathematischen Grundlagen sowie die Implementierung der entsprechenden Algorithmen war Teil einer zeitgleichen Diplomarbeit [Co00], so daß an dieser Stelle darauf nicht eingegangen werden soll.

2.4 Der Hartmann-Shack-Sensor

Um die Qualität von Linsen und Spiegeln zu testen, verwendete Hartmann Anfang des 20. Jahrhunderts einen undurchsichtigen Schirm mit runden Aperturen, der vor dem zu testenden Objekt plaziert wurde. Das Licht, das durch die Aperturen fällt, wird vom optischen Element abgelenkt und erzeugt ein Punktmuster. Bei genauer Justage ergibt die Position der Punkte die lokale Verkippung der Wellenfront und somit die Qualitiät des getesteten Elements an.
Shack und Platt veränderten den Hartmann-Test, indem sie eine matrixförmige Anordnung von Mikrolinsen (engl. *microlens array* oder *lenslet array*[§]) anstatt des Schirms benutzten [Pl71]. Der so entstandene Hartmann-Shack-Sensor (HSS) wird seit Anfang der siebziger Jahre zur Wellenfrontmessung in der Astronomie eingesetzt [Ty97]. Er hat gegenüber anderen Methoden wie dem Shearing Interferometer den großen Vorteil, ohne eine Referenzwelle arbeiten zu können. Der erste Einsatz eines HSS in der Ophthalmologie geschah im Rahmen einer Doktorarbeit von Liang 1991 [Li91].
Das Prinzip des Hartmann-Shack-Sensors ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Die zu testende Wellenfront fällt auf das Linsenarray, wird auf die verschiedenen Subaperturen aufgeteilt und erzeugt in der Detektorebene ein Muster von Fokuspunkten. Eine ebene Welle erzeugt ein gleichmäßiges Gitter von Fokuspunkten, deren Abstand x dem Durchmesser der Mikrolinsen entspricht. Die Fokuspunkte einer gestörten Wellenfront verschieben sich gegenüber denen der ungestörten, ebenen Welle um Δx. Die Verschiebung der Spots ist ein direktes Maß für die mittlere Steigung der Wellenfront am Ort der Subapertur, und es gilt:

$$\frac{\partial}{\partial x}W(x,y) = \frac{\Delta x}{f} \qquad \frac{\partial}{\partial y}W(x,y) = \frac{\Delta y}{f} \tag{2.8}$$

Mit Hilfe eines Least-Square-Fits läßt sich aus den Steigungen die Form der Wellenfront rekonstruieren. Um die Wellenfront möglichst gut der realen Wellenfront

[§]Die korrekte deutsche Übersetzung dieses Ausdrucks, "Mikrolinsenfeld" oder "Mikrolinsenraster", wird in dieser Arbeit nicht verwendet, da sich in der Arbeitsgruppe im täglichen Gebrauch der (semantisch inkorrekte) Begriff "Linsenarray" durchgesetzt hat.

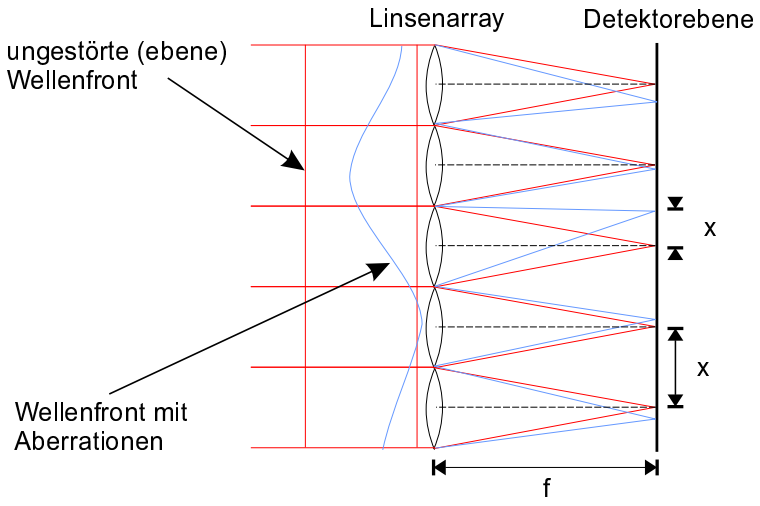


Abbildung 2.8: Prinzip des Hartman-Shack-Sensors.

anzupassen, ist eine geeignete Zahl von Subaperturen nötig, da diese die "Stützstellen" für die berechnete Wellenfront darstellen. Die Mindestanzahl der Subaperturen hängt davon ab, bis zu welcher Ordnung die Wellenfront dargestellt werden soll. Einen Anhaltspunkt gibt das aus der Nachrichtentechnik bekannte *Nyquist Theorem*, das besagt, daß zur korrekten Rekonstruktion eines Signals die Abtastfrequenz f_A mindestens doppelt so hoch wie die höchste Signalfrequenz f_G sein muß, d. h. $f_A \geq 2f_G$.
Die Zernikepolynome 6. Ordnung besitzen 6 Nullstellen, haben also eine "Raumfrequenz" von 3, die Abtastfrequenz muß demnach mindestens 6 betragen. Man benötigt also beim Hartmann-Shack-Sensor für die Rekonstruktion einer Wellenfront mit Zernikepolynomen n-ter Ordnung mindestens n Subaperturen. Dabei erhöht eine größere Anzahl von Subaperturen die Güte des Fits, oder macht es überhaupt erst möglich, Wellenfronten bis zu bestimmten Ordnungen zu rekonstruieren (Abbildung 2.9).
Hier zeigt sich bereits eine Grenze des HSS: Wellenfronten können bei gegebener Subaperturgröße nur bis zu einer bestimmten Raumfrequenz abgetastet werden. Höhere Frequenzen, die innerhalb einer Subapertur auftreten, werden herausgemittelt. Besonders kritisch ist die Detektion stufenförmiger oder diskontinuierlicher Wellenfronten, wie sie beispielsweise durch Segmentspiegel erzeugt werden. Im Extremfall, wie er in Abbildung 2.10 dargestellt ist, wird eine Wellenfront mit stufenförmiger Verkippung (a) oder stufenförmigem Defokus (b) nicht als solche erkannt, da die einzelnen Stufen direkt auf einzelne Sublinsen des HSS treffen und als ebene Wellenfronten detektiert werden. Der HSS "sieht" also eine ebene

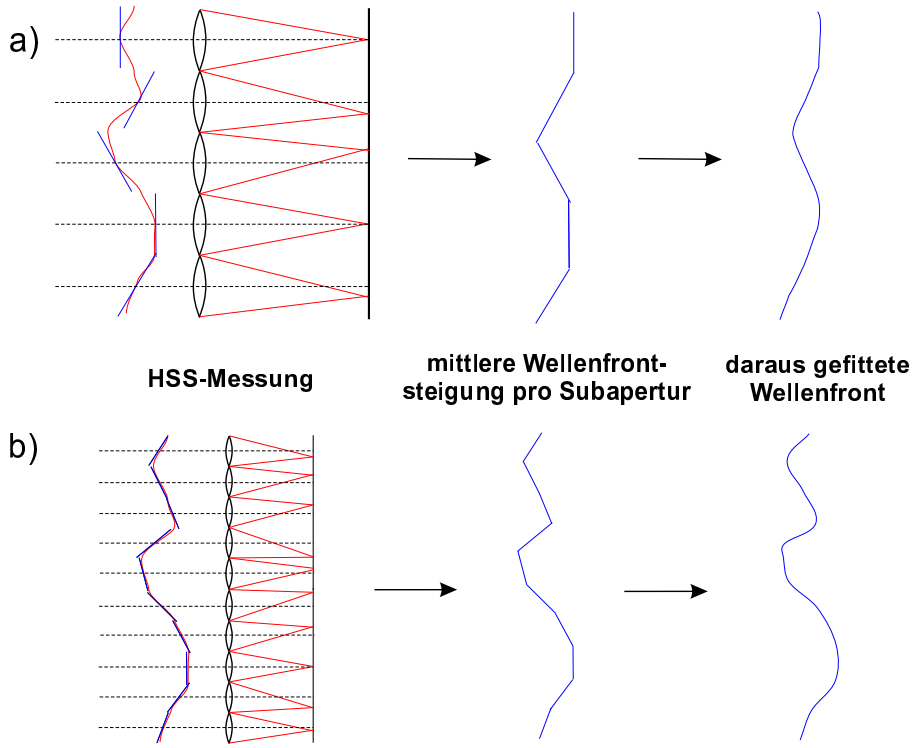


Abbildung 2.9: Rekonstruktion einer Wellenfront mit Hilfe des HSS: Die einzelnen Subaperturen liefern durch die gemittelte Steigung der Wellenfront über den Subaperturbereich die "Stützstellen" für den Wellenfrontfit. Daraus läßt sich die Wellenfront rekonstruieren: kleinere Subaperturen (b) ermöglichen eine Detektion und Rekonstruktion von Aberrationen höherer Ordnung bei gleichem Auswerteradius.

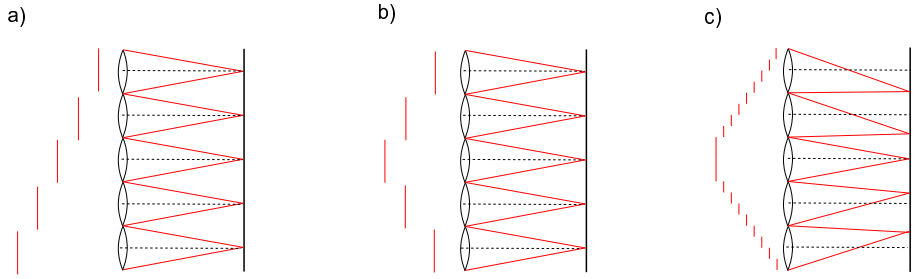


Abbildung 2.10: Diskontinuierliche Wellenfronten (Tilt (a), Defokus (b)) können vom Hartmann-Shack-Sensor nicht erkannt werden. Bei kleineren Stufen (c) ist eine Detektion wieder möglich.

Wellenfront statt einer diskontinuierlich gekrümmten oder einer verkippten.
Ein weiterer Punkt, der für die Leistungsfähigkeit eines HSS ausschlaggebend ist, ist die laterale Auflösung. Aus Gleichung (2.8) erkennt man, daß diese proportional zur Brennweite f des Linsenarrays ist. Man muß an dieser Stelle aber beachten, daß es bei zu starker Verkippung der Wellenfront zur Überschneidung der Spots der einzelnen Mikrolinsen kommen kann. Die Spots können dann den Subaperturen nicht mehr eindeutig zugeordnet werden. Eine Vergrößerung der Brennweite führt also zu einer Verbesserung der lateralen Auflösung bei Verkleinerung des dynamischen Meßbereichs.
Bei Messungen am Auge ist es wichtig, die Lichtbelastung des Probanden respektive Patienten möglichst niedrig zu halten. Die Lichtausbeute in der Detektorebene ist gegeben durch die *Blendenzahl* (engl.: f-number $f/\#$), dem Quotienten aus Brennweite und Durchmesser einer Linse:

$$f/\# \equiv \frac{f}{D} \tag{2.9}$$

Dabei gilt, daß um so mehr Licht die Detektorebene erreicht, je kleiner die Blendenzahl der Mikrolinsen ist.
In der Praxis muß also ein Kompromiß zwischen Fit-Qualität, dynamischem Meßbereich und Lichtstärke gefunden werden, wobei die Variationmöglichkeiten alleine durch die kommerziell zur Verfügung stehenden Linsenarrays und CCD-Kameras eingeschränkt werden.

2.5 Aktiv-optische Elemente

Als aktiv-optische Elemente lassen sich allgemein Komponenten eines Systems bezeichnen, mit denen man die Phase der Lichtwelle definiert verändern kann. Dies

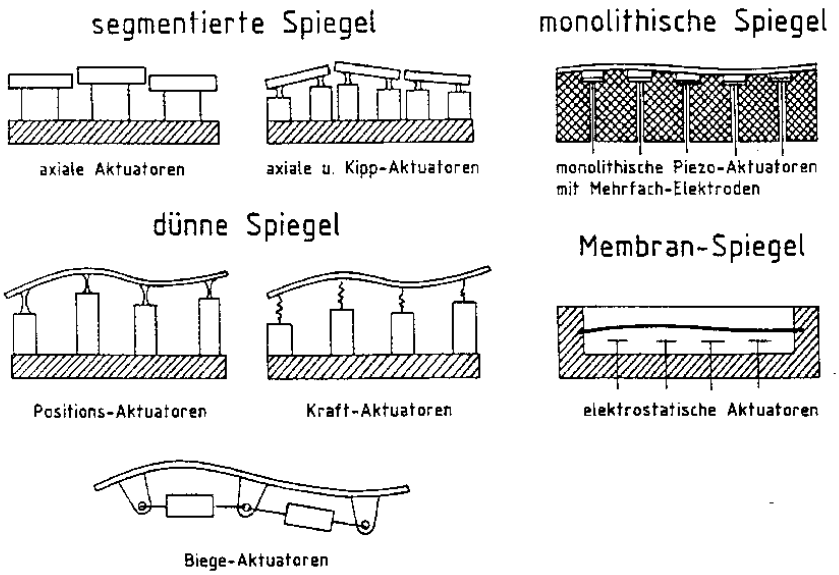


Abbildung 2.11: Verschiedene Arten aktiver Spiegel [Me88].

kann sowohl im Durchlicht durch Änderung der Lichtgeschwindigkeit (d. h. des Brechungsindex) als auch in Reflexion durch mechanische Weglängenänderung geschehen. Letzteres läßt sich durch aktive Spiegel erreichen. Phasenverschiebungen im Durchlicht können mit Flüssigkristallelementen realisiert werden.

2.5.1 Aktive Spiegel

Es gibt verschiedenste Arten von aktiven Spiegeln, von denen einige in Abbildung 2.11 dargestellt sind. Hier soll nur auf zwei Typen, die auch in dieser Arbeit verwendet wurden, eingegangen werden. Eine genauere Beschreibung der anderen Typen findet sich unter anderem in [Ha78].

- **Membranspiegel** bestehen aus einer beschichteten Membran, deren Form durch Krafteinwirkung verändert werden kann. In der Astronomie kommen meist Aktuator-Spiegel zum Einsatz. Dabei ist die Membran fest mit mechanischen Stellelementen, den Aktuatoren, verbunden, die die Membran in beide Richtungen verschieben können. Am Ort der Aktuatoren kann somit eine definierte Wellenfrontverschiebung eingestellt werden. Diese Spiegel sind bauartbedingt recht groß (Durchmesser $\approx 10\text{-}20\,\mathrm{cm}$) und teuer. Membranspiegel, die elektrostatisch gesteuert werden, sind inzwischen in sehr kompakter Bauweise mit Aperturen von 15 mm zu günstigen Preisen erhältlich. Problematisch bei dieser Bauart ist zum einen, daß sich der Spiegel nur

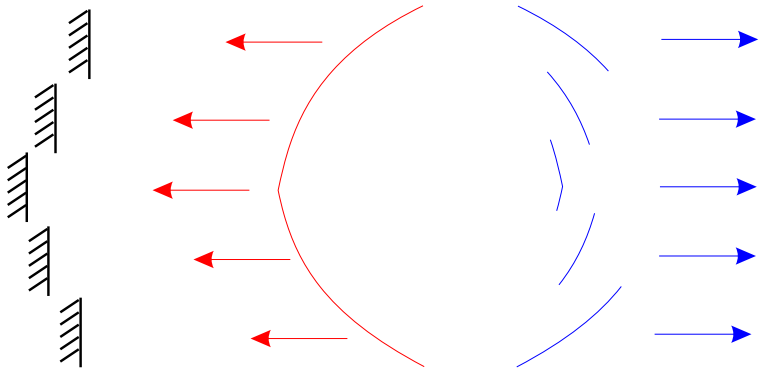


Abbildung 2.12: Ein Segmentspiegel erzeugt eine diskontinuierliche Wellenfront.

in einer Richtung auslenken läßt (elektrostatische Anziehung). Zum anderen ist die Wirkung der einzelnen Elektroden (die in diesem Fall die Aktuatoren ersetzen) nicht unabhängig voneinander, es besteht eine Abhängigkeit der Auslenkung (*Cross-Talk*) zwischen den Elementen. Auf die Funktionsweise des elektrostatischen Membranspiegels wird in Kap 3.4.1 noch genauer eingegangen.

- **Segmentspiegel** besitzen keine kontinuierliche Spiegelfläche. Die einzelnen Segmente können entweder mechanisch oder elektrostatisch unabhängig voneinander angesteuert werden. Der Nachteil bei diesen Spiegeln besteht darin, daß sie keine kontinuierliche Wellenfront erzeugen können. In Abbildung 2.12 ist dargestellt, wie eine Wellenfront mit Defokus nach Kompensation mit einem Segmentspiegel aussehen würde. Die diskontinuierliche Form der Wellenfront kann, wie bereits angesprochen, zu Problemen bei der Detektion mit dem HSS führen. In den letzten Jahren ist es durch neue Methoden der Mikromechanik möglich geworden, Segmentspiegel zu entwickeln, deren einzelne Elemente Kantenlängen von weniger als $100\,\mu$m besitzen.

2.5.2 Durchlichtelemente

Flüssigkristall-Elemente können ebenfalls zur Phasenverschiebung eingesetzt werden. Sie bestehen aus kleinen, mit Flüssigkristall-Molekülen gefüllten Zellen, an die elektrische Spannungen angelegt werden können. Die Ausrichtung der Moleküle im elektischen Feld führt dazu, daß für Licht mit einer bestimmten Polarisation eine Änderung des Brechungsindex in den einzelnen Zellen auftritt. Daraus resultiert eine Phasenverschiebung des die Zellen durchquerenden Lichtes.
Da die Flüssigkristallelemente aus Zellen definierter Größe bestehen, verhalten sie

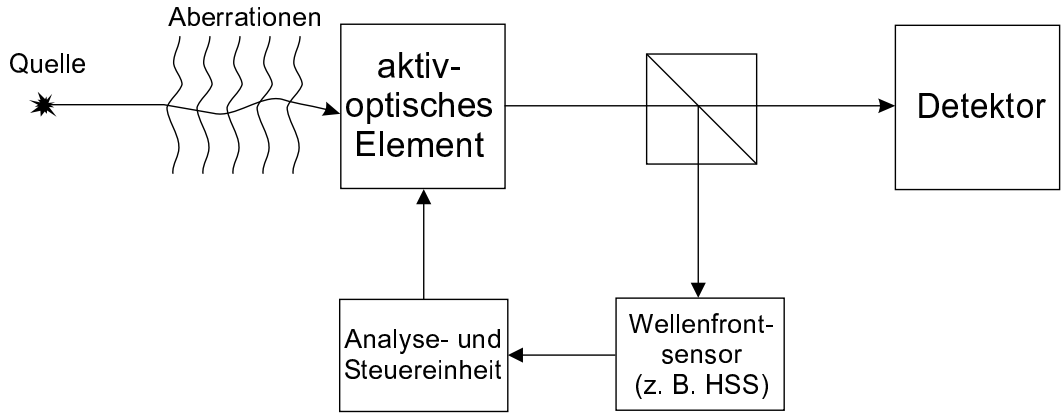


Abbildung 2.13: Prinzip der adaptiven Optik: Die Wellenfront wird vom Wellenfrontsensor analysiert. Mit den so gewonnenen Daten läßt sich das aktive Element zur Kompensation der Aberrationen ansteuern.

sich bezüglich der Modulation der Wellenfront wie Segmentspiegel. Erste Tests in Verbindung mit Hartmann-Shack-Wellenfrontsensoren [Da97] und in der ophthalmologischen Optik [Th97, Va98] wurden bereits durchgeführt.

2.6 Aktive Optik

Den Vorgang der Detektion und Kompensation gestörter Wellenfronten bezeichnet man allgemein als *aktive Optik*. Hierbei handelt es sich um ein sehr breites Gebiet, das zum Beispiel die Fokuskontrolle bei industriellen Laserschneideverfahren oder auch die Kontrolle von Tilt und Defokus mit niedrigen Regelungsfrequenzen ($\approx 1\,\mathrm{Hz}$, z. B. bei Temperaturänderungen) in der Astronomie umfaßt.
Die *adaptive Optik* kann als Spezialfall der aktiven Optik angesehen werden. Mit ihr bezeichnet man die hochfrequente Echtzeitkompensation[¶] optischer Aberrationen in einem sogenannten *Closed-Loop* System, wie es in Abbildung 2.13 gezeigt ist. Aberrationen einer Wellenfront werden mit Hilfe eines Wellenfrontsensors ermittelt. Mit den so gewonnenen Daten läßt sich das aktive Element ansteuern und kann so die gemessenen Aberrationen korrigieren.
Hauptanwendungsgebiet der adaptiven Optik ist die Astronomie. Bereits Newton erkannte 1730 , daß die Turbulenzen der Atmosphäre die Abbildungsmöglichkeiten eines noch so perfekten Teleskops begrenzen würden. Die Ursprünge der heutigen adaptiven Optik liegen im Jahr 1953, als Babcock vorschlug, ein ver-

[¶]In der Astronomie bezeichnet man üblicherweise Systeme mit Regelungsraten unter 1/10 Hz als aktiv und solche mit Raten höher als 1/10 Hz als adaptiv.

formbares optisches Element mit Hilfe eines Wellenfrontsensors zu steuern. Ein Großteil der Arbeit auf diesem Gebiet wurde im militärischen Bereich unternommen und unterlag bis 1991 der Geheimhaltung. Einen Überblick über die adaptive Optik bis 1978 findet sich in [Ha78], neuere Entwicklungen in [Ty97]. Zu letzteren gehört die *Laser-Guide-Star*-Methode, bei der mit sehr starken Lasern künstliche Sterne erzeugt werden. Das Licht dieser Sterne dient zur Detektion der Atmosphärenturbulenzen und ermöglicht so die Korrektur derselben. Abbildung 2.14 a zeigt das Ergebnis einer solchen Kompensation: Ohne adaptive Optik kann der Doppelstern BD 31 643 nicht aufgelöst werden. Mit Korrektur sind die einzelnen Sterne deutlich erkennbar, die Halbwertsbreite der einzelnen Peaks nimmt um die Hälfte ab [MPI].
Der erste Einsatz adaptiver Optik in der Ophthalmologie erfolgte 1989, als Dreher et al. mit einem aktiven Spiegel das Auflösungsvermögen eines Laser-Scanning-Tomographen verbessern konnten [Dr89]. 1997 gelang es Liang und Williams Aberrationen des menschlichen Auges mit einem Aktuatorspiegel (der eigentlich für Anwendungen in der Astronomie vorgesehen war) zu kompensieren und somit die Auflösung von Netzhautbildern zu steigern [Li97/II]. Abbildung 2.14 b zeigt ein Netzhautbild vor und nach adaptiv-optischer Kompensation.

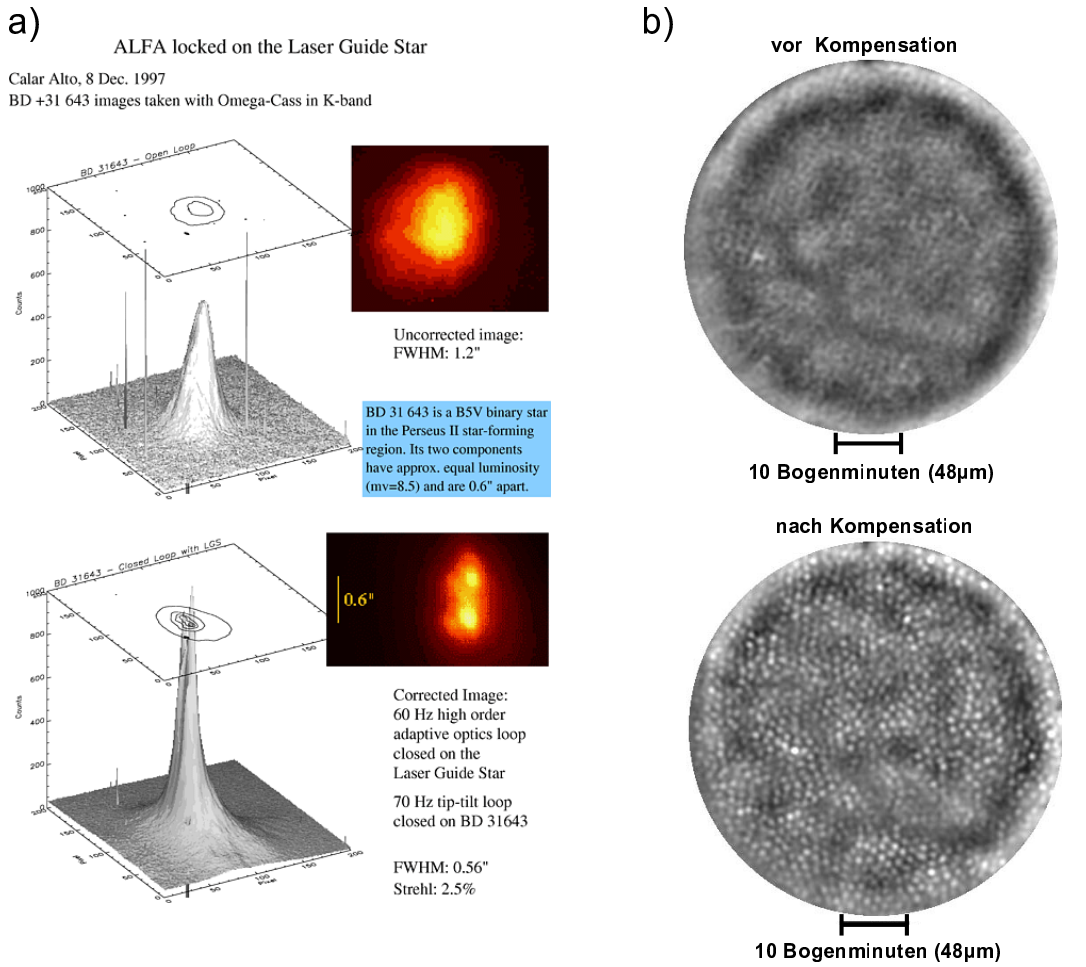


Abbildung 2.14: Anwendungen der adaptiven Optik in der Astronomie (a) und der Ophthalmologie (b).

Kapitel 3

Aufbau

In diesem Kapitel werden die bei den Experimenten verwendeten Komponenten näher beschrieben. Da der optische Aufbau aufgrund der verschiedenen Anforderungen von Messung zu Messung unterschiedlich ist, wird auf diesen bei den jeweiligen Messungen gesondert eingegangen.

3.1 Laserdioden

Als Lichtquellen standen zwei Laserdioden zur Verfügung, deren wichtigste Eigenschaften in Tabelle 3.1 zusammengefaßt sind.

Typ	**Point-Source**	**Sony SLD201-V/3** mit Schäfter & Kirchhoff Laserdrive SK 9710
Wellenlänge	685 nm	780 nm
Max. Ausgangsleistung	10 mW	50 mW
Strahlführung	fasergekoppelt mit Kollimator	freistrahlend mit Anamorphot

Tabelle 3.1: Die verwendeten Laserdioden.

Die Sony Laserdiode wurde für die Augenmessungen und Messungen am "Kunstauge"* eingesetzt. Da sie zur Vermeidung von Laserspeckles unterhalb der Laserschwelle betrieben wurde (bei einem Arbeitsstrom von ca. 50 mA, die Laserschwelle liegt bei etwa 70 mA), war sowohl das Strahlprofil als auch der Polarisationskontrast nicht zufriedenstellend. Es wurde daher zuerst mittels einer variablen

*Als "Kunstauge" diente dabei ein Achromat mit 40 mm Brennweite, in dessen Brennebene ein Stück Millimeterpapier angebracht war.

	Linsenarray 1	Linsenarray 2
Durchmesser	25.4 cm	
Subapertur-ø	400 μm	250 μm
Brennweite	53 mm	19 mm
$f/\#$	132.5	76
Substratdicke	6 mm	2 mm

Tabelle 3.2: Technische Daten der Linsenarrays.

Blende der äußere Strahlbereich ausgeblendet, und der verbleibende Strahl dann um den Faktor drei aufgeweitet. Zur Verbesserung des Polarisationskontrastes wurde zusätzlich ein Polarisator in den Strahlengang eingesetzt.
Die Point-Source Laserdiode besitzt am Faserende einen Kollimator. Der austretende Strahl besitzt einen Durchmesser von ca. 15 mm und wurde zu Durchlicht- (Single-Pass-) Messungen an Testlinsen, sowie bei den Kompensationsmessungen verwendet.

3.2 Linsenarrays

Die Linsenarrays wurden vom Hersteller Adaptive Optics Associates bezogen, der auf die Entwicklung von adaptiv-optischen Komponenten und Systemen spezialisiert ist. Ihre wichtigsten Daten sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.
Die Linsenarrays bestehen aus einer Glasplatte aus BK7 als Substrat, auf das Sublinsen aus Epoxydharz aufgebracht sind. Bei der Angabe der Brennweite ist zu beachten, daß sie sich lediglich auf die Sublinsen bezieht. Bringt man das Linsenarray so an, daß die Glasplatte in Richtung des Detektors zeigt, muß man die reduzierte Weglänge beachten: Im BK7-Substrat beträgt diese $d_{reduziert} = \frac{d_{Substrat}}{n_{Substrat}}$. Der Abstand von der Linsen- zur Detektorebene muß daher entsprechend vergrößert werden.

3.3 CCD-Kamera und Framegrabber

Als Detektor für den Hartmann-Shack-Sensor stand eine CCD-Kamera vom Typ VM 44 der Firma PCO zur Verfügung. Der CCD-Chip stammt von Sony und besitzt eine aktive Fläche von 8.8 mm $\times$ 6.6 mm. Die 756×581 Pixel besitzen eine Größe von ca. $11 \times 11\ \mu m^2$. Das Kameramodul liefert Bilder nach CCIR-Norm. Das Signal der Kamera wurde von einem Framegrabber, Typ Meteor, der Firma

	Membranspiegel 1	Membranspiegel 2	Mikroelementspiegel
Aperturform	rund	rund	quadratisch
Apertur-abmessungen	15 mm	15 mm	4.8 mm × 4.8 mm
optischer Füllgrad	100 %	100 %	95 %
Reflexivität	98 %	98 %	> 90 %
Steuer-spannung	0-250 Volt	0-190 Volt	0-50 Volt
maximale Auslenkung	7 μm	8 μm	1.25 μm

Tabelle 3.3: Technische Daten der aktiven Spiegel, die in dieser Arbeit verwendet wurden.

Matrox digitalisiert und mit der zugehörigen Software-Bibliothek MIL-Lite 3.0 ausgelesen. Zur Auswertung standen dann Graustufenbilder mit 256 Graustufen (8 bit) zur Verfügung.

3.4 Aktive Spiegel

Im Rahmen dieser Diplomarbeit standen drei verschiedene aktive Spiegel zur Verfügung (Tabelle 3.3): zwei Membranspiegel und ein Mikroelementspiegel. Die Membranspiegel wurden hinsichtlich ihrer Fähigkeit zur Kompensation von Standardaberrationen untersucht, mit dem Mikroelementspiegel konnten lediglich erste Versuche zur Funktion und zur optischen Qualität unternommen werden. Ferner wird in diesem Unterkapitel kurz auf die elektronische Ansteuerung der Spiegel eingegangen.

3.4.1 Membranspiegel

Bei den Membranspiegeln handelt es sich um zwei Modelle der Firma OKO Technologies aus den Niederlanden. Die Spiegel wurden von Gleb Vdovin im Rahmen seiner Doktorarbeit [Vd96] entwickelt und sind seit einiger Zeit kommerziell erhältlich. Die beiden Modelle unterscheiden sich im wesentlichen durch die maximal anlegbaren Steuerspannungen, die maximale Ansteuerfrequenz, sowie die Größe der aktiven Spiegelfläche. Beide Spiegel besitzen eine optische Apertur von ca. 15 mm Durchmesser. Bei Modell 1 ist die gesamte Fläche aktiv, bei Modell 2, aufgrund kleinerer Steuerelektroden, nur die zentralen 12 mm. Die Spiegel wer-

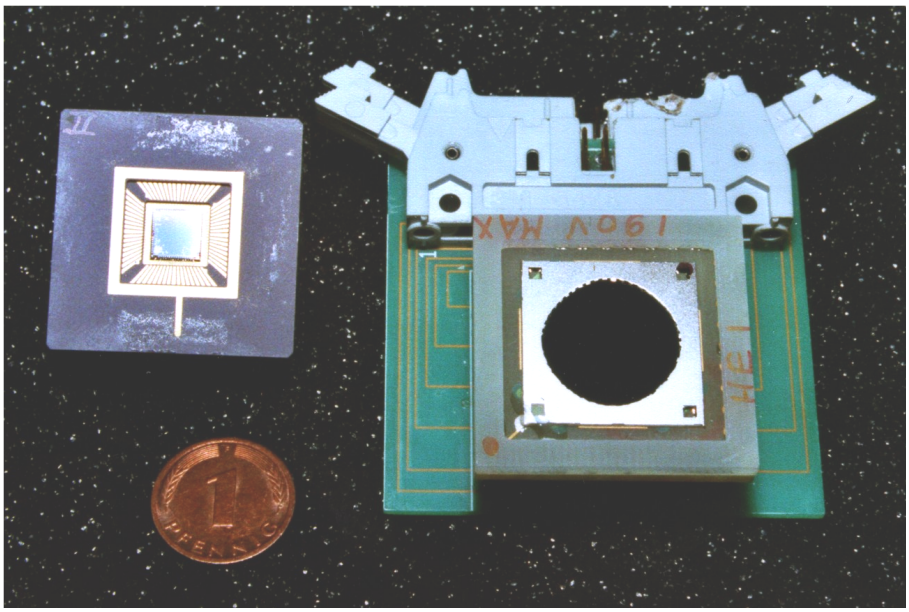


Abbildung 3.1: Aufnahme des Mikroelementspiegels (links) und eines Membranspiegels (rechts). Zum Größenvergleich ist ein Pfennigstück mit abgebildet.

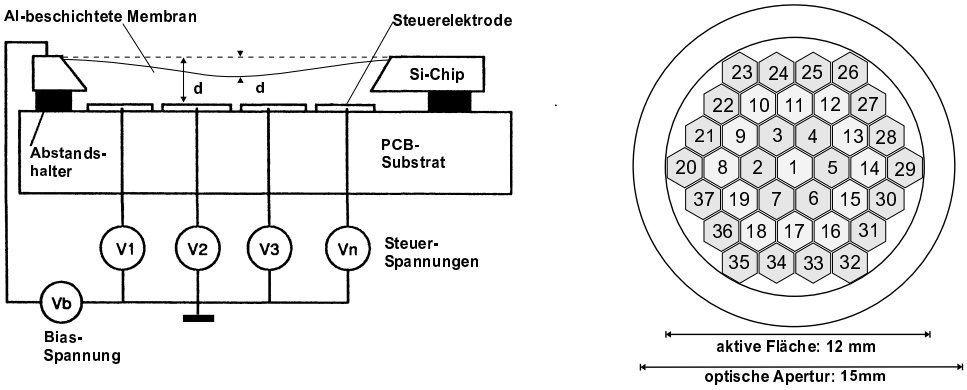


Abbildung 3.2: *Links:* Aufbau des Membranspiegels. *Rechts:* Elektrodenstruktur des neueren Modells (Modell 2). Bei Modell 1 sind die Elektroden über die gesamte optische Apertur ausgedehnt.

den in der sogenannten *silicon bulk micromachining technology* hergestellt. Sie bestehen aus einem Siliziumblock, aus dem eine Silizium-Nitrid Membran herausgeätzt wurde. Diese Membran kann mit Gold oder Aluminium beschichtet werden, wobei die hier verwendeten Modelle eine Aluminiumbeschichtung besitzen. Der Chip ist auf einem PCB-Halter angebracht. Auf diesem befinden sich die Steuerelektroden, Abstandhalter zum Chip sowie die Anschlüsse. Ein Schema

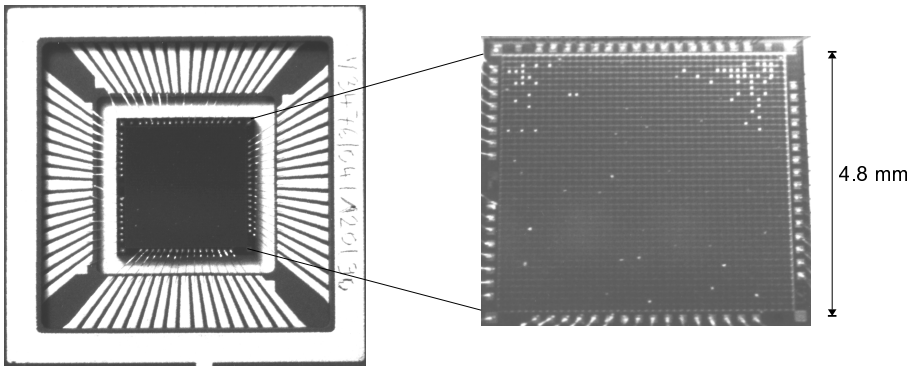


Abbildung 3.3: Detailaufnahme des Mikroelementspiegels.

des Spiegels sowie seiner Elektrodenstruktur ist in Abbildung 3.2 dargestellt.
Für die elektrostatische Kraft zwischen zwei Elektroden gilt allgemein:

$$F = \frac{\epsilon\epsilon_0 V^2 A}{d^2} \tag{3.1}$$

Hierbei ist $\epsilon\epsilon_0$ die Dieelektrizitätskonstante zwischen den Elektroden, V die angelegte Spannung, A die Elektrodenfläche und d deren Abstand.
Die Auslenkung der Spiegeloberfläche $\delta d(x, y)$ ist sehr viel kleiner als der Abstand $d(x, y)$ von der Spiegeloberfläche zu den Steuerelektroden. Daher ist die Auslenkung proportional zum Quadrat der Steuerspannungen V_i^2.
Die Membranspiegel wurden über einem Digital-Analog-Konverter (DAC) mit 40 Kanälen angesteuert. Dieser lieferte 0-5 Volt Ausgangsspannung mit 13 bit Auflösung. Die Ausgangsspannung wurde von Verstärkerplatinen um den Faktor 58 verstärkt. Diese wurden ihrerseits von einer stabilisierten Spannungsversorgung der Firma Rohde & Schwarz (Typ NGM 280/0.1) mit bis zu 300 Volt versorgt. Um die Spiegel nicht zu beschädigen, wurde die am Spiegel abfallende Maximalspannung softwareseitig auf 250 respektive 175 Volt begrenzt.

3.4.2 Mikroelementspiegel

Die Mikroelementspiegel wurden am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme entwickelt und mit Methoden der Oberflächen-Mikromechanik hergestellt [FI98]. Abbildung 3.3 zeigt eine Detailaufnahme des Spiegelchips in der die Bondingdrähte vom Chipträger zum eigentlichen Spiegelchip zu erkennen sind. In der Vergrößerung werden die Einzelelemente selbst sichtbar, wobei einige scheinbar Defekte in der Beschichtung aufweisen.
Der Aufbau der Einzelelemente ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die einzelnen Spiegelelemente sind an je 4 Stützpfosten über einer Elektrodenstruktur auf-

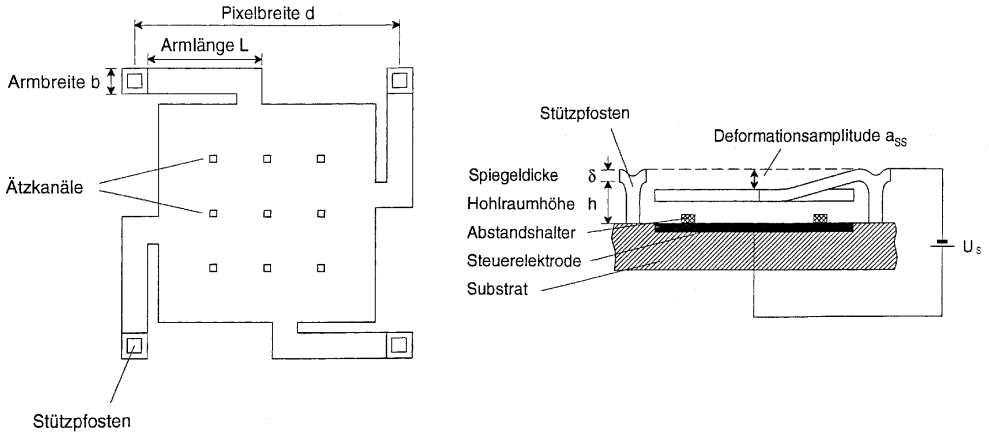


Abbildung 3.4: Schema eines Spiegelelements. *Links:* Draufsicht; *Rechts:* Seitenansicht.

gehängt. Durch Anlegen einer Spannung zwischen Spiegelfäche und Steuerelektrode wird die Spiegelfläche in den Hohlraum hineingezogen. Zur Vermeidung von Kurzschlüssen sind auf den Elektroden Abstandshalter angebracht, die die Berührung von Spiegelfläche und Elektrode verhindern. Da die elektrostatischen Anziehungskräfte mit dem reziproken Abstandsquadrat zunehmen (vgl. Gl. 3.1) und in diesem Fall nicht gilt $\delta d(x, y) \ll d(x, y)$, die mechanische Rückstellkraft jedoch nur linear mit der Auslenkung zunimmt, ist für das Auslenkverhalten der Spiegel auch in diesem Fall eine nichtlineare Abhängigkeit von der Steuerspannung zu erwarten. Eine Simulation der Auslenkung zeigt Abbildung 3.5.
Ein besonderes Merkmal dieser Art von Stellelementen ist die Existenz eines sogenannten *Pull-in-Points*. An diesem Punkt wird das Gleichgewicht von elektrostatischer und mechanischer Kraft überschritten, und die Spiegel gehen spontan in den voll ausgelenkten Zustand über. Dieses Verhalten führt dazu, daß nur ca. ein Viertel des Hohlraums zwischen Elektrode und Spiegelfläche als Auslenkungsbereich nutzbar ist. Da der Hohlraum produktionsbedingt auf ungefähr $5\,\mu$m begrenzt ist, beträgt der Analogauslenkbereich damit ca. $1.25\,\mu$m, was einem optischen Weglängenunterschied von 2500 nm entspricht.
Der Spiegelchip ist in einem keramischen PGA68-Gehäuse untergebracht, welches auch die Pins zum Anschluß an die Steuerspannungen enthält. Dieses Gehäuse wurde auf einem Klemmsockel befestigt, der auf einer Platine mit zwei 40-poligen Pfostensteckerleisten verdrahtet war.
Für erste Versuche standen zwei Prototypen mit 1600 Spiegelelementen zur Ver-

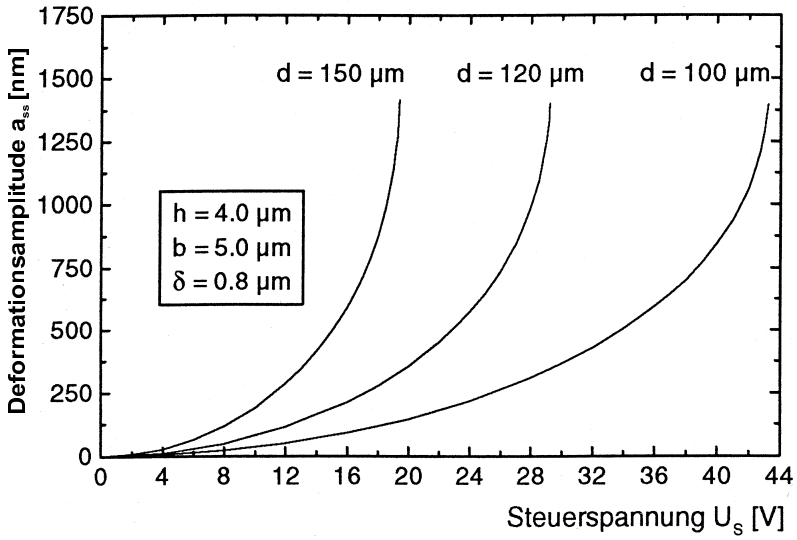


Abbildung 3.5: Auslenkung der Spiegelelemente in Abhängigkeit von der Steuerspannung (Simulation).

fügung, wobei die Kantenlänge der Einzelelemente 120 μm betrug. Diese waren zu Clustern von 5×5 Elementen zusammengefaßt. Die so entstandenen 64 Pixelgruppen konnten unabhängig voneinander angesteuert werden. Dazu standen speziell entwickelte DAC- und Verstärkerkarten zur Verfügung. Um den Adreßbereich des verwendeten PC's nicht unnötig zu belegen, wurde im Gegensatz zu den 40-Kanal DAC-Karten für die Membranspiegel, bei denen jeder Kanal über eine eigene Adresse angesteuert wird, eine andere Philosophie verfolgt: Über eine Adresse wird das anzusteuernde Element ausgewählt, und dann über eine zweite Adresse dem ausgewählten Element eine Steuerspannung zugewiesen. 80 Kanäle können somit über nur zwei I/O-Adressen angesteuert werden. Die DAC-Karten liefern Spannungen von -4.9 bis +4.9 Volt mit 13 bit Auflösung. Da nur der positive Spannungsbereich genutzt wurde, standen also 0 bis 4.9 Volt mit 12 bit Auflösung (4096 Schritte) zur Verfügung.
Die Verstärkerkarten wurden so konstruiert, daß sie wie die DAC-Karten in einem ISA-Slot des Steuerrechners untergebracht werden konnten. Der Verstärkungsfaktor der 80 Kanäle beträgt 10.87 mit einer Standardabweichung von 0.05 und wurde hinsichtlich seiner Linearität überprüft (Abbildung 3.6). Zur Bereitstellung der Versorgungsspannung von zunächst 50 V wurde ein Hewlett-Packard-Netzteil (HP 6289 A) verwendet. Es ist vorgesehen, in Zukunft auch die Spannungsversorgung im Steuerrechner zu integrieren, so daß die gesamte Elektronik für die Spiegelsteuerung im Rechner untergebracht ist.

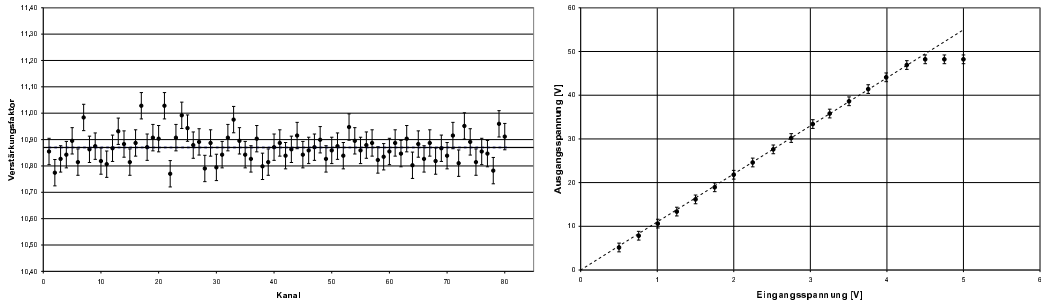


Abbildung 3.6: Verstärkungsfaktoren der 80 Verstärkerkanäle für den Mikroelementspiegel und Linearitätsverlauf für Kanal 1.

3.5 Interferometer

Um erste Tests mit den Spiegeln durchzuführen, stand ein μ-Phase Kompaktinterferometer der Firma Fisba zur Verfügung. Das μ-Phase ist ein Zweistrahl-Interferometer nach Twyman-Green. Das grundlegende Prinzip ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Der Lichtstrahl des Beleuchtungslasers (in unserem Fall ein stabilisierter He-Ne-Laser mit einer Wellenlänge von λ=633 nm) fällt auf einen Strahlteiler und wird in Referenz- und Meßstrahl aufgeteilt. Nach Reflexion am Referenzspiegel respektive Meßobjekt erzeugen beide Strahlen in der Detektorebene ein Interferenzmuster. Man ändert nun die Länge des Referenzarmes in $\lambda/4$-Schritten und kann aus der Änderung des Interferenzmusters die Oberfläche des Testobjekts bestimmen. Für eine detailliertere Behandlung des Twyman-Green Interferometers sei auf [Ma92] verwiesen.
Die laterale Auflösung ist durch das verwendete Objektiv gegeben[†] und der Tabelle 3.4 zu entnehmen. Es standen vier verschiedene Objektive zur Verfügung. Diese vergrößerten bzw. verkleinerten den Meßstrahl auf die aktive Fläche des CCD-Arrays. Für die z-Auflösung der Objektive wurde vom Hersteller eine Auflösung von ca. $\lambda/1000$ angegeben. Praktisch ist die erreichbare Genauigkeit vor allem von der verwendeten Referenz abhängig, in diesem Fall eine Spiegelplatte, die bezüglich einer idealen ebenen Fläche eine mittlere Abweichung von $0.014\,\lambda$ aufwies (Herstellerangabe). Bei sehr guter Justage ist also eine Genauigkeit von maximal 10 nm bei der Oberflächenvermessung erreichbar.

[†] und natürlich durch den Detektor, in diesem Fall ein CCD-Array mit 164×164 Pixeln.

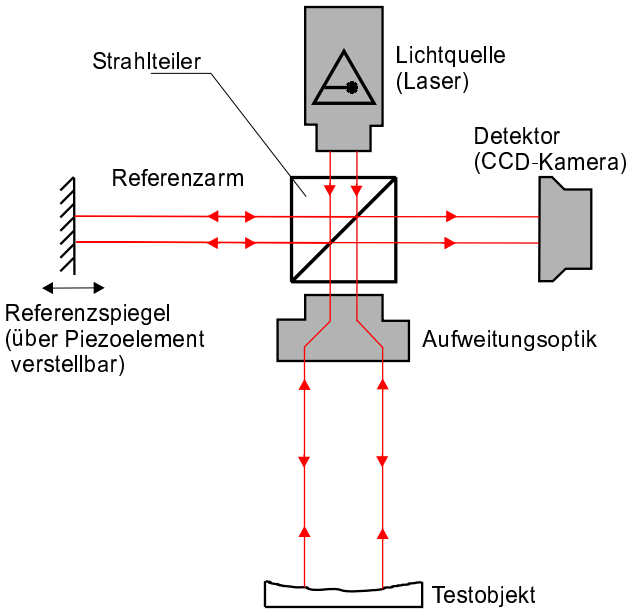


Abbildung 3.7: Prinzip des Twyman-Green-Interferometers

Objektiv	30/∞	10/∞	3/∞	1/∞
Durchmesser des Teststrahls [mm]	30	10	3	1
laterale Auflösung [Pixel/μm]	183	61	18	6

Tabelle 3.4: Objektive des μ-Phase-Interferometers

3.6 PC und Software

Zur Steuerung und Datenaufnahme stand ein Personalcomputer mit einem Pentium-II-Prozessor (450 MHz) und 256 MB Hauptspeicher zur Verfügung. Als Betriebssystem wurden Microsoft WindowsNT und Windows95 verwendet. Die Auswertung der HSS-Bilder sowie die Spiegelsteuerung erfolgte mittels der Software „HSS-Analyse“. Diese wurde im Rahmen vorangehender Arbeiten [Sch97, Mü98, Wü99] unter Borland C++ 5.0 entwickelt.
Für die Ansteuerung des Interferometers und die Datenauswertung stand das Programm PlanSphr 3.1 der Firma Fisba zur Verfügung.

Kapitel 4

Messungen mit dem Hartmann-Shack-Sensor

In diesem Kapitel werden grundlegende Messungen zum Verhalten des Hartmann-Shack-Sensors vorgestellt. Dazu gehört der Vergleich zweier Linsenarrays mit verschiedenen Spezifikationen, sowie die Auswirkung verschiedener Dejustagen des Systems. Zusätzlich werden Messungen an Probanden zur Untersuchung der Netzhautreflexion vorgestellt.
Zu den jeweiligen Messungen wird noch einmal auf den verwendeten Versuchsaufbau eingegangen.

4.1 Testmessungen

Die Auswirkungen von Dejustagen bei Hartmann-Shack-Sensoren sind sowohl theoretisch [Pf98], als auch praktisch [Mü98, Wü99] untersucht worden. An dieser Stelle wird die Auswirkung einer axialen Verschiebung zwischen Linsen- und Detektorebene genauer untersucht. Ferner ist es für Messungen an Probanden wichtig zu wissen, inwieweit sich eine axiale Verschiebung der Augenposition aus der konjugierten Ebene auswirkt.

4.1.1 Brennweite des Linsenarrays

Die Brennweite des Linsenarrays (400 μm Subaperturdurchmesser) ist mit 53 mm angegeben. Da sich in unserem Aufbau das Substrat zwischen Sublinsen und Detektor befindet, muß, wie im vorigen Kapitel angesprochen, die reduzierte Weglänge im Substrat beachtet werden. BK7 besitzt bei den verwendeten Wellenlängen einen Brechungsindex von 1.51, das Substrat ist 6 mm dick, die redu-

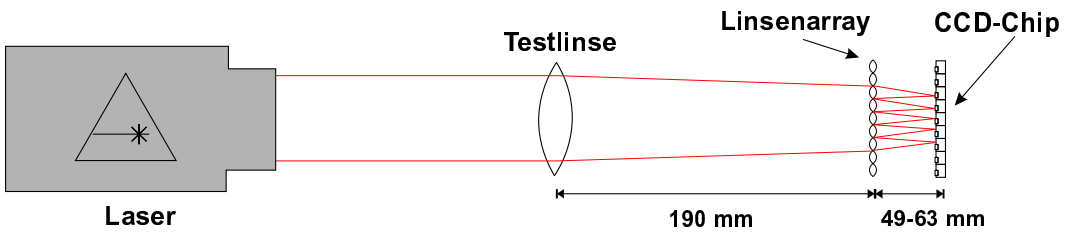


Abbildung 4.1: Aufbau zur Bestimmung der exakten Brennweite des Linsenarrays.

zierte Weglänge im Substrat beträgt also

$$d_{reduziert} = \frac{6\,\mathrm{mm}}{1.51} \approx 4\,\mathrm{mm}. \tag{4.1}$$

Demnach muß also der Abstand zwischen Linsenarray und CCD-Chip um 2 mm vergrößert werden. Dies wurde mit dem Aufbau in Abbildung 4.1 kontrolliert. Der kollimierte Strahl der Point-Source Laserdiode fällt auf eine 1 dpt Testlinse*, die 190 mm vom Linsenarray entfernt ist. Der HSS sollte dann einen Defokus von 0.84 dpt messen, wenn die Entfernung zwischen Linsenarray und CCD-Chip korrekt eingestellt ist. Abbildung 4.2 zeigt das Ergebnis der Messung. Wie erwartet liegt der korrekte Abstand zwischen Linsenarray und CCD bei etwa 55 mm. Der Abstand ließ sich aufbaubedingt auf ± 0.25 mm genau einstellen. Bei dieser Justagegenauigkeit ergibt sich ein maximaler Fehler in der Defokusbestimmung von ungefähr $\pm 1\,\%$ des gemessenen Defokus.

4.1.2 Abweichung von der konjugierten Ebene

Da sich die Form einer Wellenfront bei der Propagation der Welle verändert, mißt man am HSS in der Regel nicht die originäre Wellenfront. Bei einer Aberration niedriger Ordnung, wie z. B. einem Defokus, läßt sich bei bekanntem Abstand von Quelle zu Sensor noch relativ leicht die ursprüngliche Aberration rechnerisch bestimmen. Dies ist bei höheren Aberrationen nicht der Fall, so daß man auf ein anderes Verfahren zurückgreifen muß, um die Wellenfront vom Ort der Quelle auf den Detektor abzubilden. Dies kann über ein Teleskop geschehen, wobei die Wellenfront lediglich mit der Vergrößerung des Teleskops skaliert wird. Quelle und Detektor müssen sich dazu in den Brennpunkten der Teleskoplinsen, den *konjugierten Ebenen* befinden. Dies wird auch noch einmal im Schema des Meßaufbaus (Abbildung 4.3) deutlich: Eine Testlinse dient zur Erzeugung einer Wellenfront

*Die verwendeten Testlinsen wiesen eine Abweichung von maximal $\pm 1\,\%$ ihres nominellen Wertes auf.

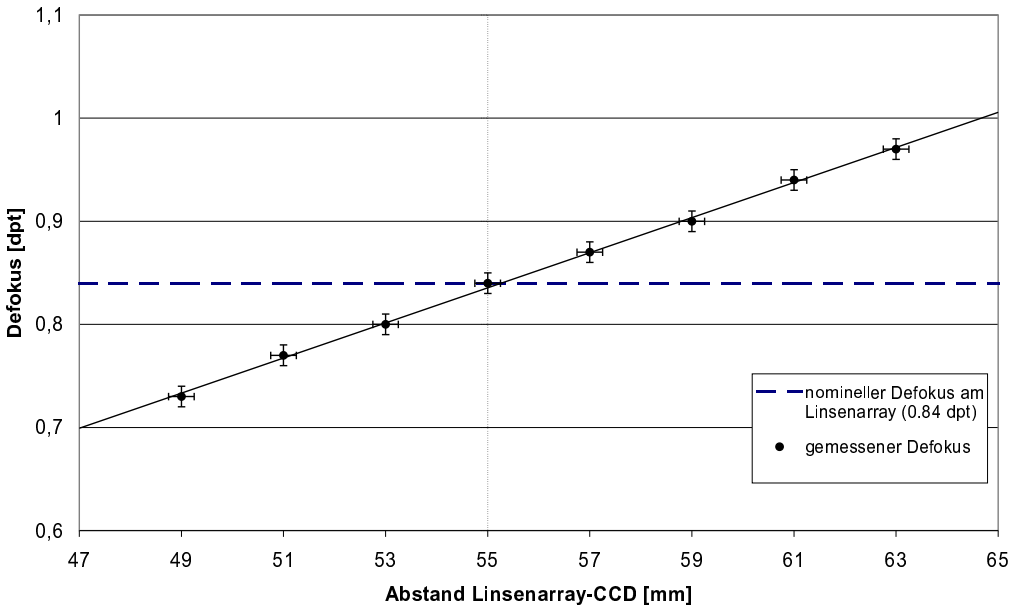


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der Meßergebnisse des HSS vom Abstand zwischen Linsenarray und Detektorebene.

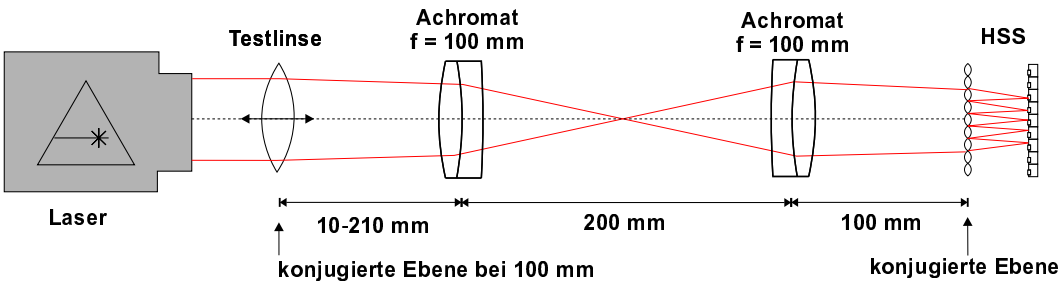


Abbildung 4.3: Untersuchung, wie sich eine Abweichung aus der konjugierten Ebene auf die Meßergebnisse des HSS auswirkt.

mit Defokus. Die Testlinse wird dann entlang der optischen Achse aus der konjugierten Ebene verschoben. In Abbildung 4.4 sind die Ergebnisse dieser Messung aufgeführt.
Es läßt sich zunächst feststellen, daß die gemessenen Defokuswerte systematisch zu niedrig liegen, wobei die Abweichung bei der 2 dpt Testlinse stärker ist als bei der 1 dpt Testlinse. In der Tat war bei dieser Messung der Abstand zwischen CCD-Chip und Linsenarray auf die nominellen 53 mm Brennweite des Linsenarrays eingestellt, und nicht auf die korrekten 55 mm.
Im Vergleich zur vorigen Messung erkennt man, daß sich die Abweichung der Meßwerte von der theoretischen Kurve durch diese Fehleinstellung erklären läßt. Sowohl Testlinsen als auch Probanden ließen sich auf ± 2 mm genau in der zum HSS konjugierten Ebene positionieren, so daß der maximale Fehler hier bei 2 % des gemessenen Defokus lag. Bei einer Messung von 1 dpt Defokus ergibt sich also im ungünstigsten Fall bei zusätzlicher Berücksichtigung der Justageungenauigkeit des HSS (Abstand Linsenarray-CCD) eine maximale Abweichung von 0.03 dpt.

4.2 Vergleich der Linsenarrays

Der Aufbau zum Vergleich der Linsenarrays ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Dargestellt ist die Konfiguration zur Aufnahme von Messungen an Kunstaugen und Probanden. Das Licht der Sony-Laserdiode wird zunächst durch eine Blende variabler Größe räumlich gefiltert. Dann erfolgt eine Aufweitung des Strahls um den Faktor 3. Da die Laserdiode unterhalb der Laserschwelle betrieben wird, ist der Polarisationskontrast des austretenden Laserlichtes sehr schlecht. Daher wird ein zusätzlicher Polarisator in den Strahlengang eingebracht, um unerwünschte Polarisationsanteile herauszufiltern. In unserem Fall dient dazu ein polarisierender Strahlteilerwürfel. Der so polarisierte Stahl wird von einem weiteren polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBS) um 90° abgelenkt und durchläuft das aus den Achromaten AC 1 (f=100 mm) und AC 2 (f=100 mm) gebildete Teleskop. Durch das darauffolgende $\lambda/4$-Plättchen wird das Licht zirkular polarisiert, durchquert Hornhaut und Linse des Auges und wird an der Netzhaut reflektiert.[†] Das reflektierte Licht durchquert nun wiederum Linse und Hornhaut, ist dann aufgrund der doppelbrechenden Eigenschaften von Netz- und Hornhaut elliptisch polarisiert [Tü97] und bleibt dies auch nach dem Durchgang durch das $\lambda/4$-Plättchen, wobei der senkrecht zum einfallenden Strahl polarisierte Anteil größer ist.
Die Blende im Teleskop dient zur Strahlreinigung, insbesondere zur Verminderung

[†]Auf die Art der Netzhautreflexion wird später noch genauer eingegangen, da sie entscheidend für die Interpretation der Meßergebnisse am menschlichen Auge ist.

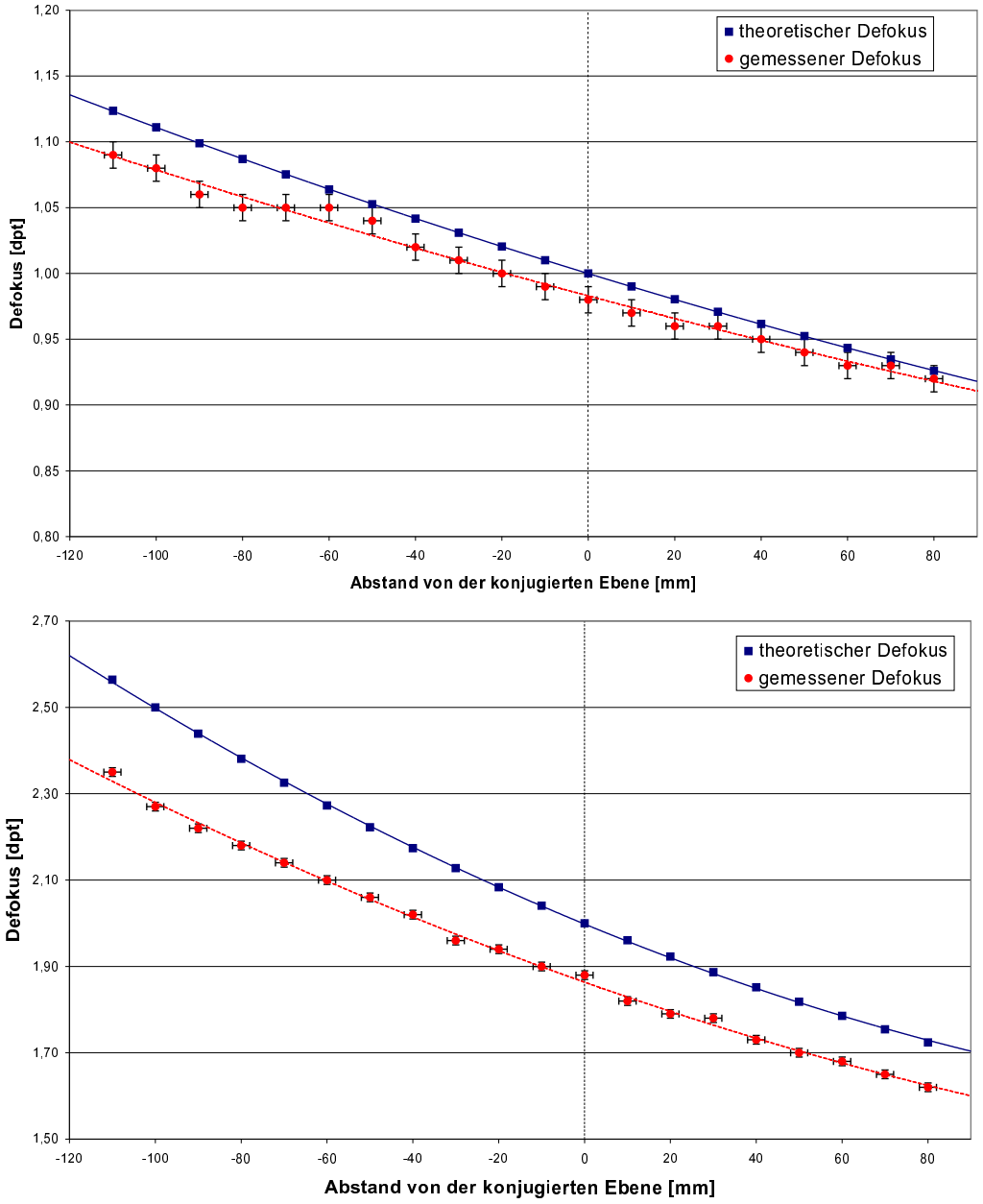


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Defokusmessung vom Abstand der Testlinse von der konjugierten Ebene. Oben: 1 dpt Testlinse; Unten: 2 dpt Testlinse.

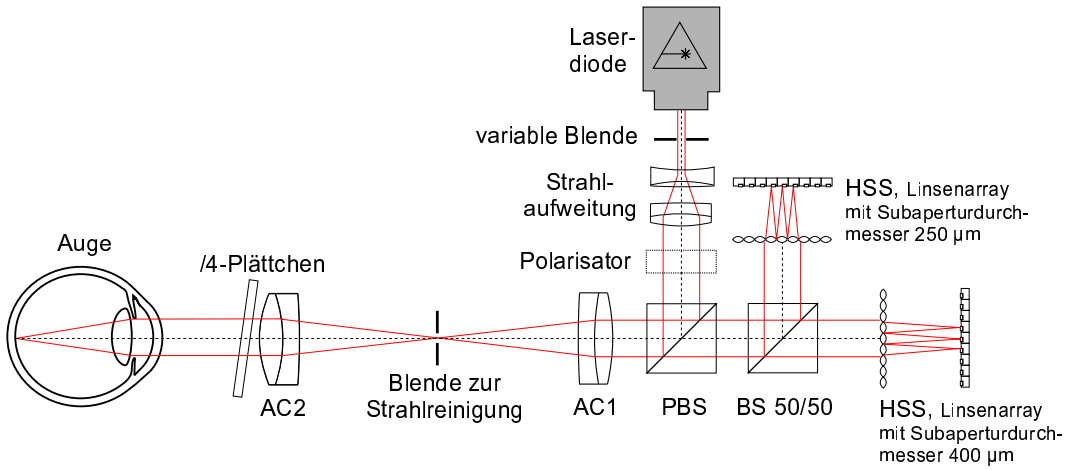


Abbildung 4.5: Setup zum Vergleich der Linsenarrays. Der Strahlengang und die einzelnen Komponenten werden im Text erläutert.

des Hornhautreflexes, wobei zu beachten ist, daß ein zu kleiner Blendendurchmesser die Aberrationen des Auges aus dem Strahl herausfiltern würde, so daß diese nicht mehr meßbar wären. Daher wurde stets mit Blendendurchmessern gearbeitet, die größer als 0.5 mm waren, so daß ein Defokus bis zu $\pm$ 3 dpt gemessen werden konnte.
Am PBS wird nun nur der Anteil des Lichtes zu den Hartmann-Shack-Sensoren hindurchgelassen, der senkrecht zum einfallenden Strahl polarisiert ist. Dadurch wird verhindert, daß von den Linsen stammendes Reflexlicht die Messungen beeinflußt. Da dieses die gleiche Polarisationsrichtung wie der einfallende Strahl besitzt, wird es vom PBS abgelenkt. Der zweite Strahlteilerwürfel (BS 50/50) teilt den Strahl zu gleichen Anteilen auf die beiden HS-Sensoren auf und ermöglicht so simultane Messungen.[‡] Zunächst wurden Messungen an Testlinsen vorgenommen. Dazu wurden die Testlinsen an der Pupillenposition (konjugierte Ebene!) positioniert und mit der Point-Source-Laserdiode im Durchlicht wie in den vorherigen Aufbauten beleuchtet. Abbildung 4.6 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Man erkennt, daß die Meßwerte des HSS mit dem 250 μm-Linsenarray immer etwas zu starke Defoki anzeigen, sowohl im positiven als auch im negativen Bereich. Der Grund für diese Abweichung liegt darin, daß sich mit den zur Verfügung stehenden mechanischen Komponenten der Abstand zwischen Linsenarray und CCD-Chip nicht auf weniger als 21 mm statt der nötigen 19.5 mm einstellen ließ. Die Meßwerte für das 400 μm-Linsenarray liegen hingegen etwas zu niedrig, was

[‡] Jeder HSS war hierbei an einen eigenen Rechner angeschlossen. Zur Messung wurde dann bei beiden Rechnern "gleichzeitig" die Return-Taste betätigt und somit die Messung durchgeführt.

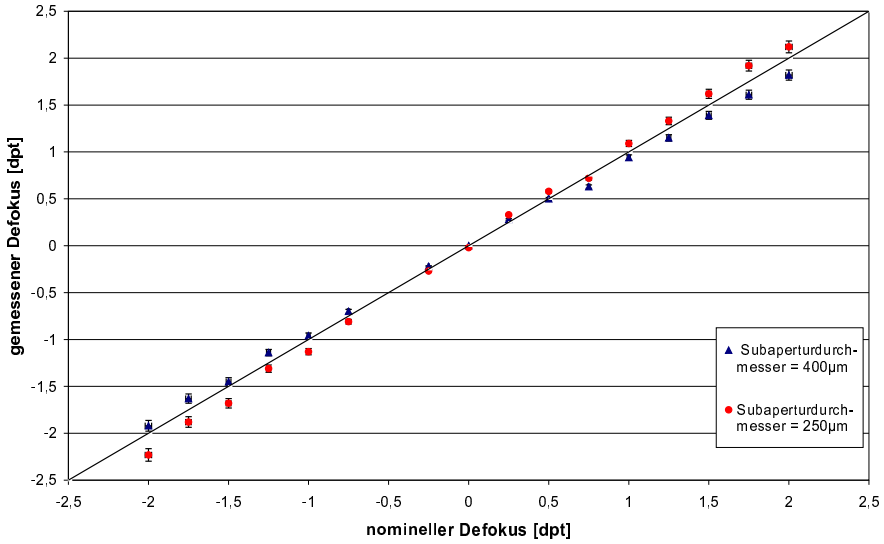


Abbildung 4.6: Messung von sphärischen Testlinsen mit beiden Linsenarrays.

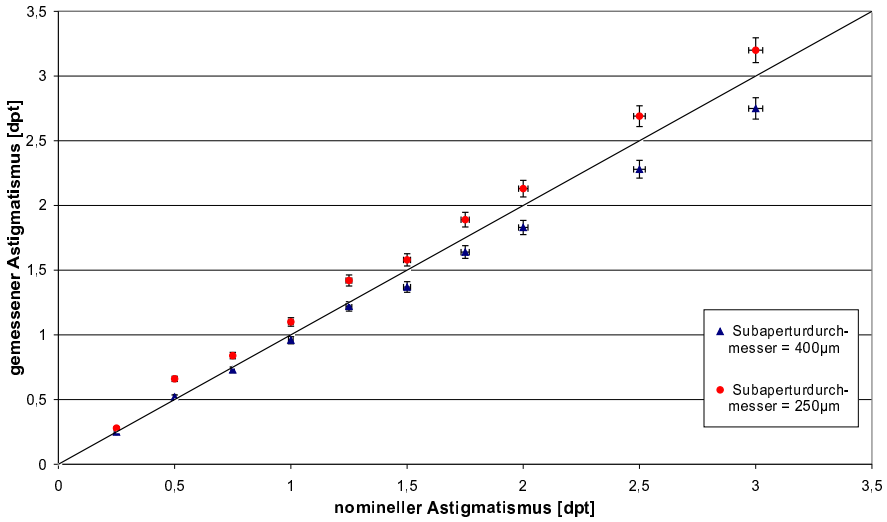


Abbildung 4.7: Messung von astigmatischen Testlinsen mit beiden Linsenarrays.

darauf schließen läßt, daß der Abstand Linsenarray-CCD in dieser Meßreihe etwas zu gering war. Auf Messungen an astigmatischen Linsen hat diese Dejustage denselben Einfluß, wie man in Abbildung 4.7 erkennen kann.
Abgesehen von den leichten Abweichungen, die sich durch die Ungenauigkeiten in der Justage erklären lassen, lieferten die Messungen mit beiden Linsenarrays Ergebnisse mit zufriedenstellender Übereinstimmung.

Proband	BA_l		BS_l		BA_r		FM_r		HK_r	
Subapertur-ø [μm]	250	400	250	400	250	400	250	400	250	400
Defokus [dpt]	-0.47	-0.47	-0.71	-0.71	-0.38	-0.44	0.05	0.05	-0.46	-0.33
Astigmatismus [dpt]	0.41	0.44	0.17	0.15	0.54	0.56	0.61	0.62	0.18	0.20
Winkel [°]	58.9	60.0	7.6	11.3	135.8	136.7	127.6	123.8	61.3	69.5

Tabelle 4.1: Meßwerte von Probanden. Ausgewertet wurde jeweils ein Pupillendurchmesser von 5 mm.

Dies gilt auch auch für die Vermessung von Probanden. In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse für 5 verschiedene Augenmessungen aufgeführt. Ausgewertet wurde jeweils eine Austrittspupille von 5 mm. Bei den Messungen zeigt sich lediglich beim Probanden HK eine größere Abweichung in der Messung des Defokus. Dies läßt sich eventuell dadurch erklären, daß das Auge während der Messung nicht genau auf den Laserstrahl fixiert war.
Diese Abweichung macht sich auch in der Höhenliniendarstellung der gemessenen Wellenfronten bemerkbar. Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen die Höhenliniendarstellung der Wellenfronten, die bei Messungen an zwei Probanden mit beiden Linsenarrays aufgenommen wurden. Beim Probanden BA ist die Übereinstimmung in den Höhenlinienbildern sehr gut, während sich beim Probanden HK stärkere Abweichungen zeigen.
Auch die aus den Wellenfronten berechneten Modulations-Transfer-Funktionen, die in Abbildung 4.10 dargestellt sind, zeigen eine gute Übereinstimmung. Hier unterscheiden sich ebenfalls nur die für den Probanden HK ermittelten MTF's erheblich. Man erkennt, wie sich stärkere Aberrationen auf die MTF auswirken: Die MTF des Probanden BS, dessen Defokus 0.71 dpt beträgt, ist deutlich niedriger als der Durchschnitt der MTF's der übrigen Probanden, deren Defokus im Bereich von 0.4 dpt liegt.
In Abbildung 4.11 ist der RMS der Wellenfrontabeichung für drei Augenmessungen mit beiden Linsenarrays dargestellt. Dieser ist ein direktes Maß für die optische Qualität des vermessenen Auges, und an dieser Stelle könnte man erwarten, daß der mit dem 250 μm Linsenarray gemessene RMS etwas größer ist, da Aberrationen höherer Ordnung detektiert und so im RMS berücksichtigt werden können. Die ermittelten Werte für den RMS bestätigen dies jedoch nicht. Da die Wellenfront nur mit Zernike-Polynome bis zur 6. Ordnung dargestellt wird, macht sich die größere Anzahl auswertbarer Subaperturen hier nicht bemerkbar.

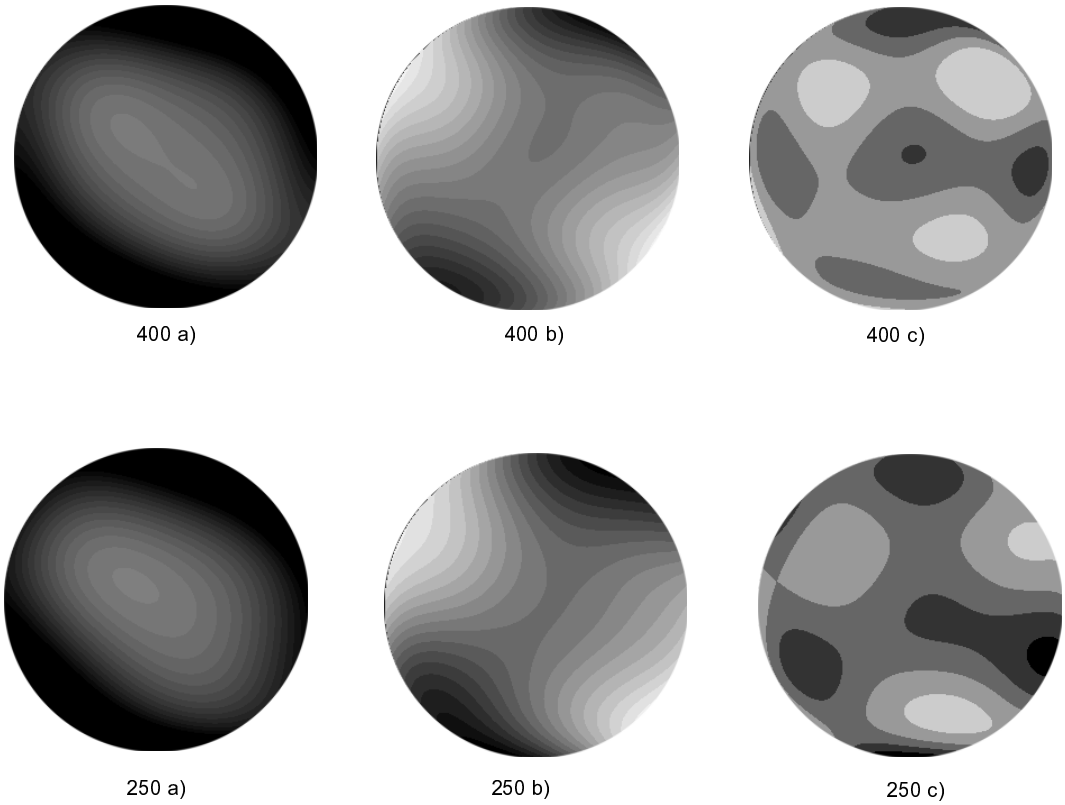


Abbildung 4.8: Höhenliniendarstellung der am Probanden BA gemessenen Wellenfront. *Oben:* Messung mit dem 400 μm Linsenarray; *Unten:* Messungen mit dem 250 μm Linsenarray. Im mittleren Bild (b) ist jeweils der Defokus entfernt, im rechten (c) zusätzlich der Astigmatismus. Eine Graustufe entspricht $\lambda/10$ ($\lambda = 780\,\mathrm{nm}$), der Pupillendurchmesser beträgt 5 mm. Die Randbereiche in (a) können nicht korrekt dargestellt werden, da aufgrund der feinen Abstufung von $\lambda/10$ nicht genügend Graustufen zur Verfügung stehen.

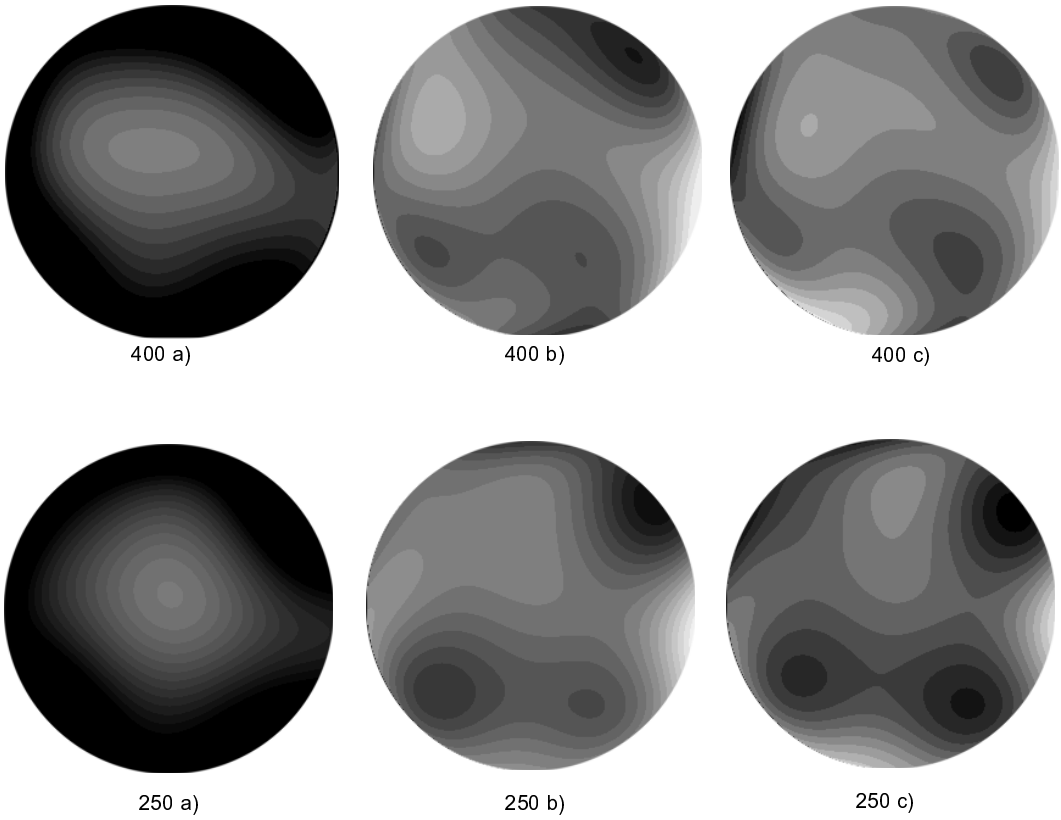


Abbildung 4.9: Höhenliniendarstellung der am Probanden HK gemessenen Wellenfront. *Oben:* Messung mit dem 400 μm Linsenarray; *Unten:* Messungen mit dem 250 μm Linsenarray. Im mittleren Bild (b) ist jeweils der Defokus entfernt, im rechten (c) zusätzlich der Astigmatismus. Eine Graustufe entspricht $\lambda/10$ ($\lambda = 780\,\mathrm{nm}$), der Pupillendurchmesser beträgt 5 mm. Auch hier sind die Randbereiche in (a) nicht korrekt dargestellt.

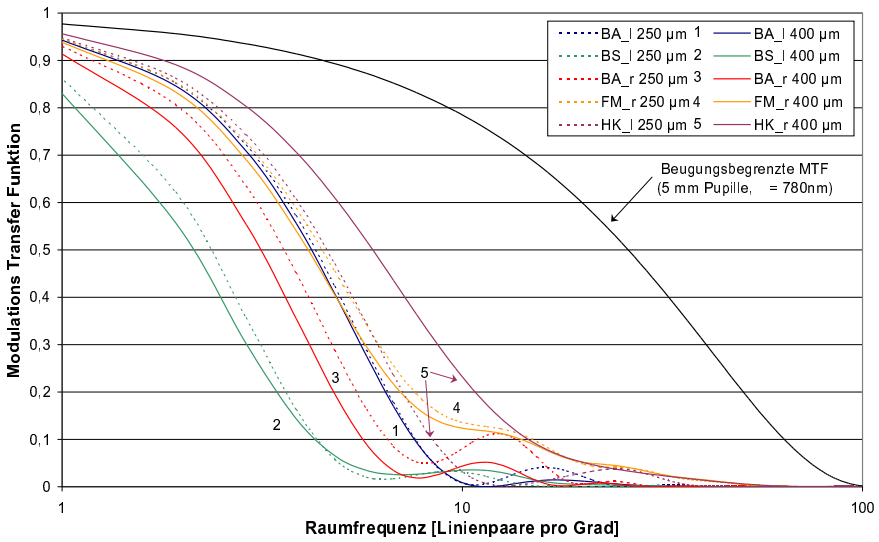


Abbildung 4.10: Modulations-Transfer-Funktionen der vermessenen Augen. Gestrichelte Linien: Messungen mit dem 250 μm Linsenarray; durchgezogene Linien: Messungen mit dem 400 μm Linsenarray.

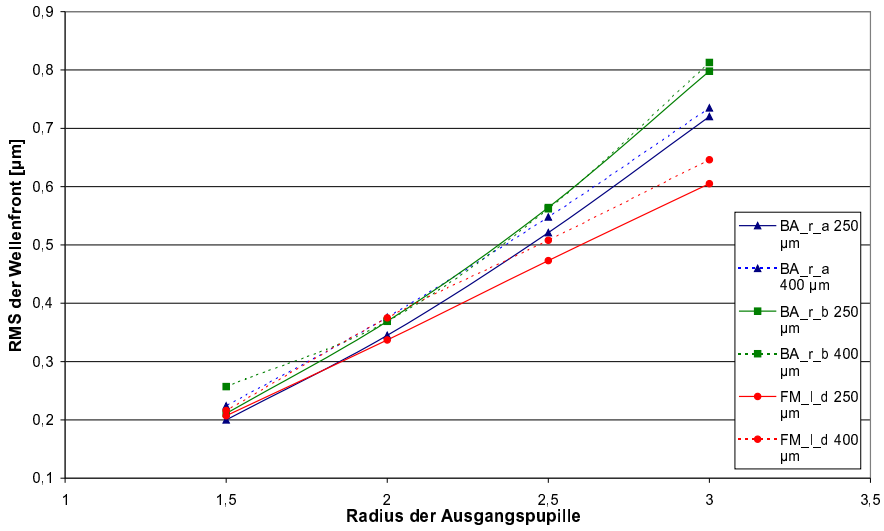


Abbildung 4.11: RMS der Wellenfrontabweichung für drei verschiedene Augen bei verschiedenen Austrittspupillen. Zusammengehörige Meßwerte sind mit Linien verbunden (kein Fit!). Gestrichelte Linien: Messungen mit dem 250 μm Linsenarray; durchgezogene Linien: Messungen mit dem 400 μm Linsenarray.

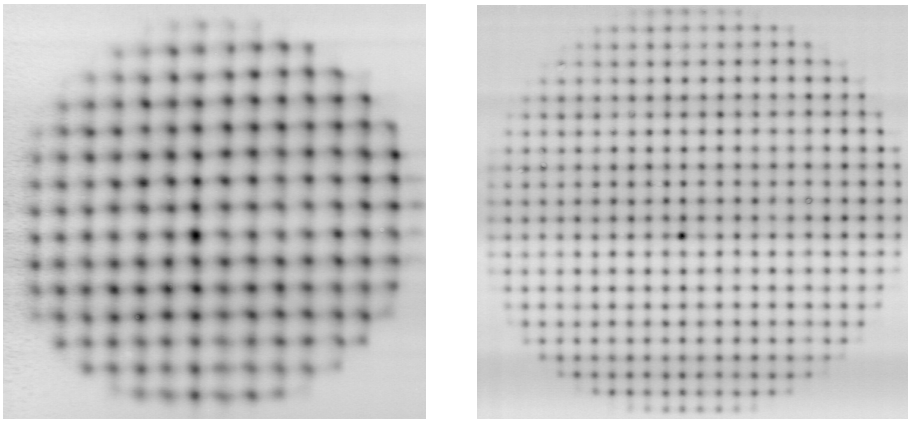


Abbildung 4.12: Spotpattern einer Messung am Probanden BA. *Links:* 400 μm Linsenarray; *Rechts* 250 μm Linsenarray.

Ferner erkennt man in dieser Darstellung ein Ansteigen des RMS für größere Austrittspupillen, ein Indiz dafür, daß die optische Qualität des Auges mit größer werdendem Pupillenradius abnimmt.
Insgesamt ließen sich mit den beiden Linsenarrays gut übereinstimmende Ergebnisse erzielen. Inwieweit eine größere Anzahl von Sublinsen auf einem gegebenen Auswerteradius zu einer höheren Fitgüte führen kann, konnte experimentell nicht bestimmt werden. Zum derzeitigen Zeitpunkt scheint aber die Zahl der auswertbaren Subaperturen, die sich bei Verwendung des Linsenarray mit 400 μm Subaperturdurchmesser ergibt, bei einem Fit bis zur 6. Ordnung der Zernike-Polynome ausreichend zu sein (sofern der ausgewertete Pupillendurchmesser nicht kleiner als 3 mm ist).
Zu beobachten war zusätzlich die erwartete höhere Lichtausbeute beim Linsenarray mit 250 μm Subaperturdurchmesser, die sich in einem Fokuspunktmuster mit sehr gutem Kontrast manifestierte. Fokuspunktmuster, wie sie bei der Messung an Probanden auftreten, zeigt Abbildung 4.12. Ein höherer Kontrast erleichtert die Bestimmung der Fokuspunktpositionen und kann somit die Auswertung beschleunigen, was für einen späteren Einsatz des HSS in einem adaptiv-optischen System von Bedeutung ist.

4.3 Messungen zur Netzhautreflexion

Die Natur der Netzhautreflexion ist wesentlich für die Interpretation der Meßergebnisse des HSS am menschlichen Auge. Sie wurde bereits 1966 von Campbell und Gubisch untersucht [Ca66]. Das Experiment ergab, daß der Netzhautreflex nahezu vollständig diffusen Charakter besitzt. Wäre dies nicht der Fall, würde der zweimalige Durchgang des Lichtes durch Hornhaut und Linse eine Verfälschung der Meßergebnisse des Hartmann-Shack-Sensors liefern.
Allgemein läßt sich dies als Problematik von *Single-Pass-* und *Double-Pass-*Messungen bezeichnen. Bei Double-Pass-Messungen wird der zweimalige Durchgang des Lichtes durch den optischen Apparat des Auges berücksichtigt. In einer typischen Double-Pass-Messung wird ein Objekt auf der Netzhaut abgebildet und das reflektierte Bild aufgenommen. Aus diesem Bild läßt sich auf die Aberrationen des Auges schließen [Ar95]. Dabei muß berücksichtigt werden, daß sich ungerade Aberrationen (wie beispielsweise Koma) aufheben können, während sich gerade Aberrationen addieren würden. Die dadurch möglichen Fehlinterpretationen von Messungen lassen sich dadurch vermeiden, daß man mehrere Bilder mit verschiedenen Eintritts- und Austrittspupillen auswertet [Ig98]. Die Analyse der Double-Pass-Bilder ist mathematisch sehr aufwendig und langwierig, und daher für Echtzeitmessungen nicht geeignet.
Der HSS mißt lediglich die Phasenverschiebungen der aus dem Auge austretenden Wellenfront und keine Intensitätsverteilungen. Unter der Annahme der diffusen Reflexion an der Netzhaut ist demnach die HSS-Messung ein Single-Pass-Verfahren. Dies sollte mit den folgenden Messungen an Probanden untersucht werden.

4.3.1 Aufbau

Der Aufbau zur Messung an Probanden findet sich in Abbildung 4.13. Der Strahlengang ist analog zu dem beim Vergleich der Linsenarrays. Bei diesen Messungen stand allerdings nur noch jenes mit Subaperturdurchmessern von 400 μm zur Verfügung. Anstelle des zweiten Linsenarrays wurde ein Fixationstarget eingebaut, dessen Strahlengang grün eingezeichnet ist. Es handelt sich hierbei um ein Fadenkreuz, das sich im Brennpunkt eines Achromaten mit 80 mm Brennweite (AC 3) befindet. Das Fadenkreuz wird von einem Feld von grünen Leuchtdioden beleuchtet, das sich hinter einer Mattscheibe befindet. Die Einkopplung des Targetstrahls in den Meßstrahl erfolgt über einen polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBS 2). Dieser ist so eingesetzt, daß er den Meßstrahl ungestört zum HSS durchläßt. Der Proband sieht das Target scharf, wenn sein Auge auf unend-

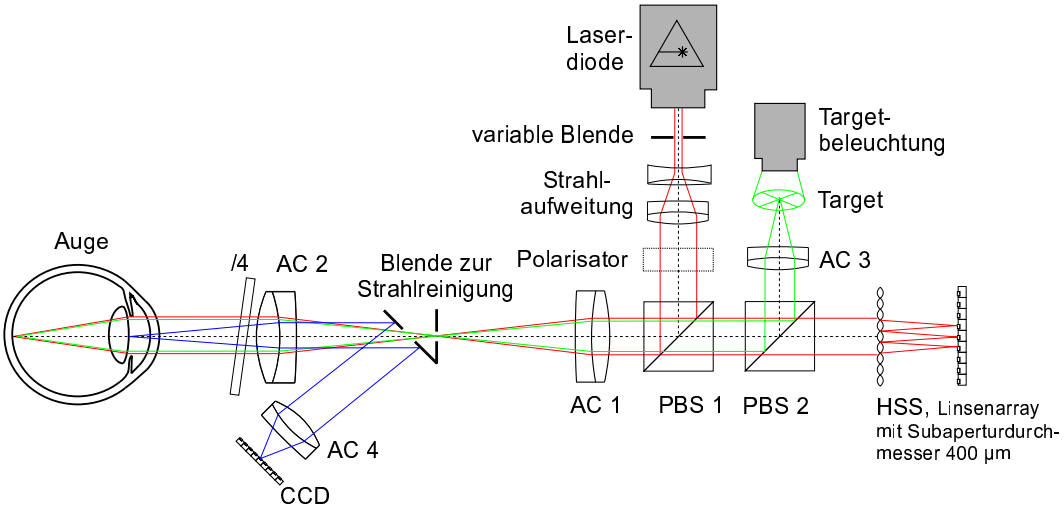


Abbildung 4.13: Aufbau zur Vermessung von Probanden.

lich akkommodiert ist. Der Laser ist für den Probanden als roter Punkt erkennbar. Er kann den Laserstrahl mit dem Mittelpunkt des Fadenkreuzes zur Deckung bringen und ist somit in der x-y-Ebene korrekt einjustiert.
Die Justage bezüglich der z-Achse geschieht mit einer zusätzlichen Beobachtungskamera. Diese ist mittels des Achromaten AC 4 so eingestellt, daß sie in Verbindung mit dem Achromaten AC 2 die Pupillenebene des Auges genau dann scharf abbildet, wenn sich diese in der konjugierten Ebene des Teleskops AC 1-AC 2 befindet. Der Rand zwischen Pupille und Iris ist in dieser Einstellung scharf zu sehen.
Bei den folgenden Messungen wurden die Pupillen der Probanden geweitet und die Akkommodation mit einem Mydriatikum gelähmt. Dadurch wurden Fehlmessungen, die sich durch Akkommodationsschwankungen der Probanden ergeben können, verringert und die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse erhöht.

4.3.2 Änderung der Eintrittspupille

Mit Hilfe der variablen Blende vor der Laserdiode ist es möglich, den Durchmesser des ins Auge einfallenden Laserstrahls zu verändern. Dies wird an dieser Stelle als Änderung der Eintrittspupille bezeichnet. Die Pupillendurchmesser der Probanden betrugen bei diesen Messungen 8 mm - 10 mm. Je größer der Durchmesser des einfallenden Laserstrahls ist, um so mehr wird das Bild auf der Netzhaut von den Fehlern des optischen Apparates des Auges beeinflußt [We62]. Bei einem spekularen Reflex an der Netzhaut sollten sich diese Fehler auch in der HSS-Messung auswirken, es wäre also eine größere Abweichung der Wellenfront zu erwarten.

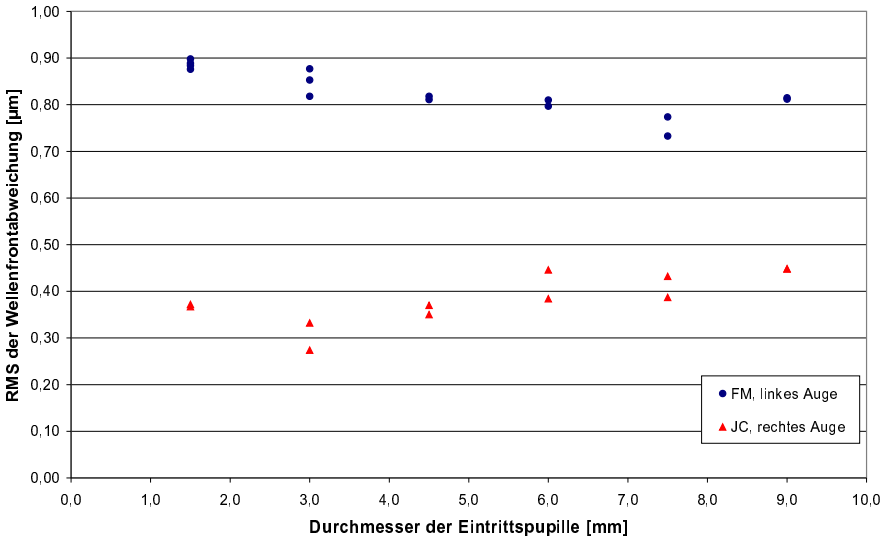


Abbildung 4.14: Abhängigkeit des RMS der Wellenfrontabweichung vom Durchmesser der Eintrittspupille für die Probanden FM und JC.

Abbildung 4.14 zeigt den RMS der Wellenfrontabweichung in Abhängigkeit von der Eintrittspupille für die Probanden FM und JC (Austrittspupille: 5 mm).
Ein eindeutiger Trend einer Verschlechterung der austretenden Wellenfront ist nicht erkennbar. Während beim Proband FM tendenziell eine leichte Abnahme des RMS bei größerer Eintrittspupille zu erkennen ist, nimmt er beim Probanden JC leicht zu. Die Änderung des Durchmessers des einfallenden Laserstrahls scheint sich also nicht in einer definierten Weise auf die Wellenfrontmessung auszuwirken, was für eine diffuse Reflexion an der Netzhaut sprechen würde. Um diese Vermutung zu bestätigen, wurde zusätzlich eine weitere Messung durchgeführt.

4.3.3 Einsatz von Testlinsen

Im Vorfeld dieser Messungen wurde zunächst die Refraktion der Probanden bei gelähmter Akkommodation durch einen Augenarzt bestimmt. Bei den Messungen mit dem Hartmann-Shack-Sensor, ebenfalls mit gelähmter Akkommodation, wurden dann Testlinsen so in den Strahlengang eingesetzt, daß der Meßstrahl diese vor und nach dem Durchgang durch das Auge durchquert. Der Einbau der Testlinse erfolgte an der vom Auge abgewandten Seite des $\lambda/4$-Plättchens, um störende Reflexionen der Testlinse am HSS zu vermeiden.
Bei diffuser Reflexion an der Netzhaut sollte der HSS die bekannte Refraktion des

Probanden plus die der Testlinse messen[§] , die Wirkung der Linse auf den ins Auge einfallenden Strahl sollte sich nicht auf das Meßergebnis auswirken. In Abbildung 4.15 ist das Ergebnis dieser Messungen dargestellt. Bei beiden Probanden wird die Refraktion des Auges plus die der Testlinse gemessen, wie es bei einem diffusen Reflex an der Netzhaut erwartet wird. Zum Probanden FM ist zu bemerken, daß seine tatsächliche Refraktion im Bereich von 0.85 dpt liegt. Da dem Augenarzt nur Testlinsen im Abstand von 0.25 Dioptrien zur Verfügung stehen, wurden in diesem Fall zwei theoretische Kurven eingezeichnet (jeweils für 0.75 und 1 dpt). Die experimentell ermittelte Kurve liegt erwartungsgemäß dazwischen.
Diese Messungen bekräftigen die Annahme einer diffusen Reflexion an der menschlichen Retina. Die Hartmann-Shack-Messung am Auge kann somit als echte Single-Pass-Messung bezeichnet werden.
Es wurden im weiteren Verlauf zusätzliche Messungen an Probanden vorgenommen, beispielsweise zur optischen Qualität des Auges bei verschiedenen Austrittspupillen, sowie der Vergleich von Messungen bei gelähmter und nicht gelähmter Akkommodation. Da diese Ergebnisse bereits in [Tü99] vorgestellt und diskutiert wurden, wird hier nicht darauf eingegangen.

[§]Wobei man an dieser Stelle beachten muß, daß sich diese nicht in der Pupillenebene befindet. Ihre Brechkraft ist dort

$$\mathrm{D}_{\mathrm{Pupillenebene}} = \frac{1}{\frac{1}{\mathrm{D}_{\mathrm{nominell}}} + \text{Abstand zur Pupillenebene}}.$$

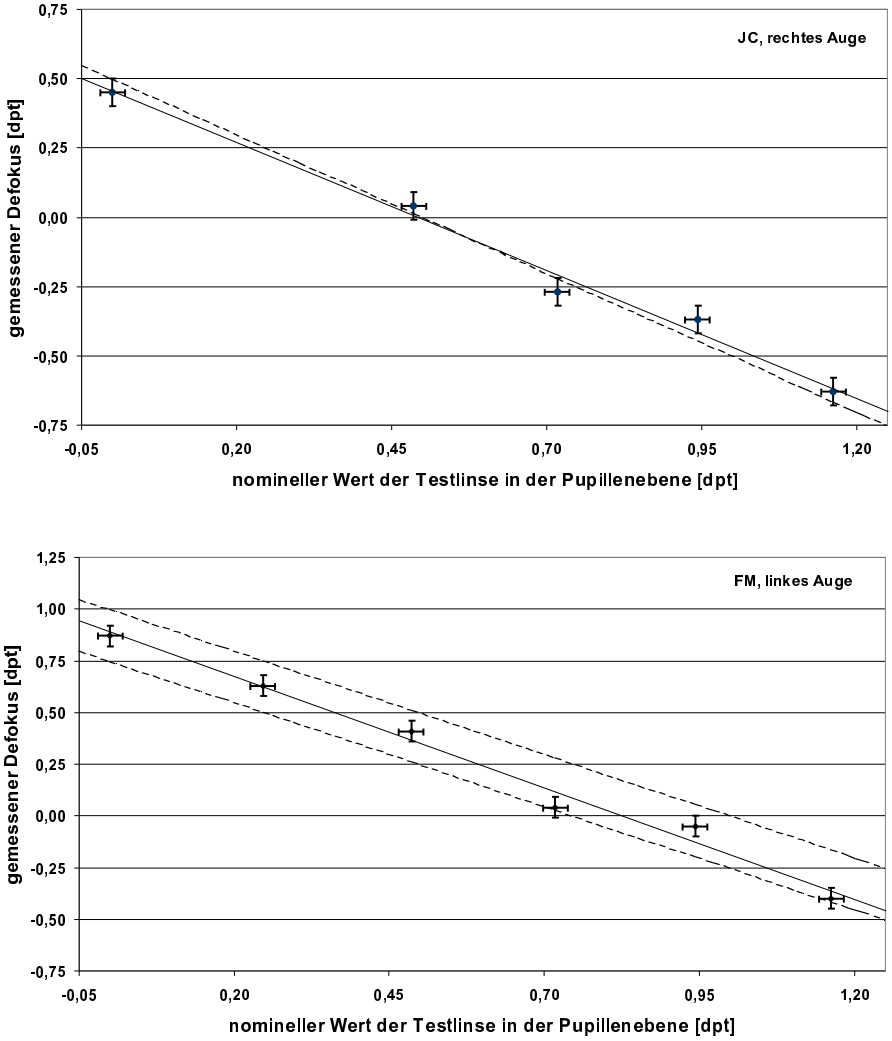


Abbildung 4.15: Test zur Netzhautreflexion. Gestrichelte Linie: theoretisch erwartetes Meßergebnis (Refraktion von Proband und Testlinse). Durchgezogene Linie: Ausgleichskurve der Meßwerte.

Kapitel 5

Messungen mit aktiven Spiegeln

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen an den aktiven Spiegeln vorgestellt. Zunächst wird das neue Modell des Membranspiegels hinsichtlich der Herstellerspezifikationen getestet. Daran anschließend folgen die Kompensationsmessungen mit den Membranspiegeln und deren Vergleich, sowie erste Tests des Mikroelementspiegels.

5.1 Test und Vergleich der Membranspiegel

Während der erste Membranspiegel bereits in der Vorgängerarbeit [Wü99] getestet worden war und die Herstellerspezifikationen nur teilweise verifiziert werden konnten, mußten diese Voruntersuchungen auch mit dem neueren Modell durchgeführt werden. Abbildung 5.1 zeigt die Spiegeloberfläche beider Spiegel im Grundzustand. Sie haben konstruktionsbedingt eine leicht astigmatische Form. Diese ist bei beiden Modellen gleich stark ausgeprägt. Für die weiteren Messungen wurde das Interferometer auf diesen Grundzustand kalibriert.

5.1.1 Auslenkungsverhalten

Gemäß Gleichung 3.1 sollte die Auslenkung der Spiegelmembran proportional zum Quadrat der Steuerspannung sein. Um dies zu überprüfen, wurden verschiedene Elektroden des Spiegels mit Steuerspannungen von 0-175 Volt in 25 Volt-Schritten angesteuert und die Oberflächenverformung mit dem Interferometer vermessen. Abbildung 5.3 zeigt das Ergebnis dieser Messung für zwei Elemente. Aufgetragen ist der Peak-to-Valley- (P-V-) Wert der Spiegeloberfläche über dem Quadrat der Steuerspannung. Unter Berücksichtigung der Meßgenauigkeit von $\pm 30\,\mathrm{nm}$ bei der Bestimmung des P-V-Werts ergibt sich in dieser Darstellung eine Gerade für den Verlauf der Auslenkung. Die Annahme einer Abhängigkeit der

Auslenkung vom Quadrat der Steuerspannungen kann somit bestätigt werden, wobei der Betrag der Auslenkung bei Elementen am Spiegelrand erwartungsgemäß abnimmt. Bei Ansteuerung aller Elemente mit 175 Volt konnte auch die angegebene Maximalauslenkung von 8 μm erreicht werden.

5.1.2 Lineare Überlagerung von Spiegeleinstellungen

Vom Hersteller wird eine lineare Überlagerung einzelner Spiegeleinstellungen angegeben. Bei Modell 1 fiel die Überprüfung dieser Eigenschaft negativ aus, und es galt nun zu testen, inwieweit der neuere Spiegel mit seiner veränderten Elektrodenstruktur diese Anforderung erfüllen konnte. Dazu wurde, wie in Abbildung 5.4 gezeigt, zunächst an zwei Elektroden jeweils unabhängig voneinander eine Steuerspannung angelegt und die Oberfläche mittels eines Fits durch Zernike-Polynome berechnet. Die einzelnen Zernike-Koeffizienten der beiden Einstellungen wurden dann addiert und mit denen verglichen, die sich aus der Oberfläche des Spie-

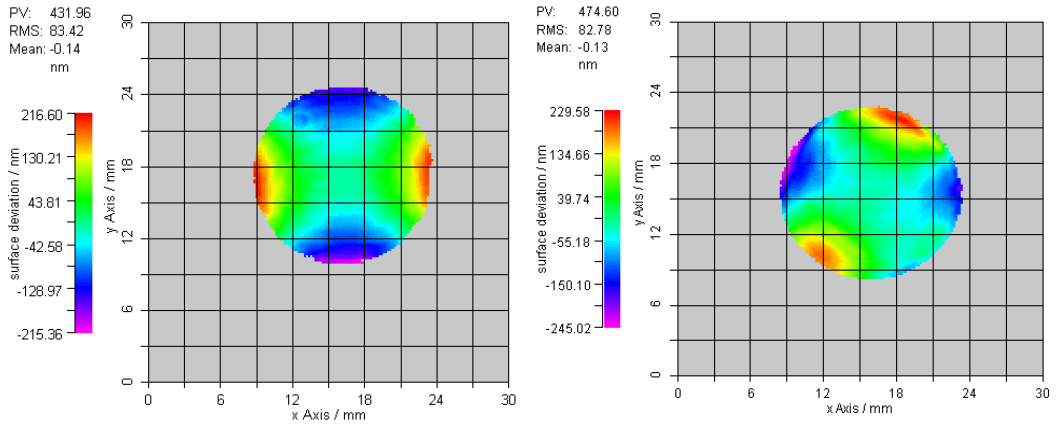


Abbildung 5.1: Astigmatische Vorkrümmung der Spiegel im Grundzustand. Diese ist für beide Modelle (links das ältere, rechts das neuere) nahezu gleich.

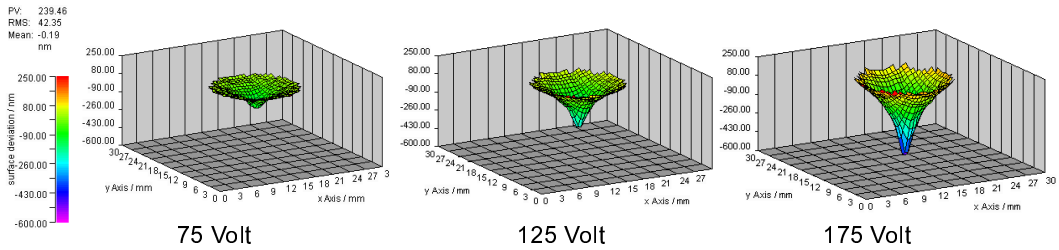


Abbildung 5.2: Interferometeraufnahmen der Spiegeloberfläche für verschiedene Steuerspannungen an der zentralen Elektrode.

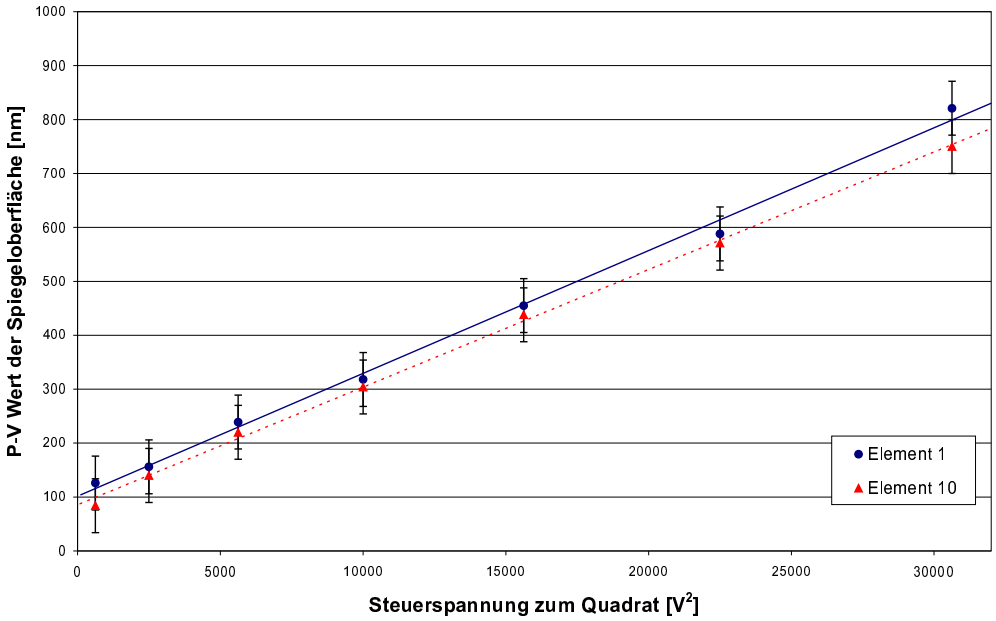
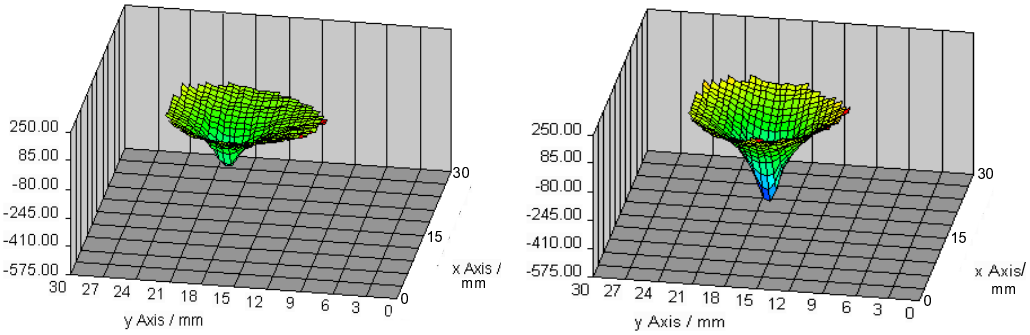


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Membranauslenkung von der angelegten Steuerspannung zum Quadrat für zwei verschiedene Elemente. Die Auslenkung des weiter außen liegenden Elements 10 ist bei gleichen Steuerspannungen immer etwas niedriger.

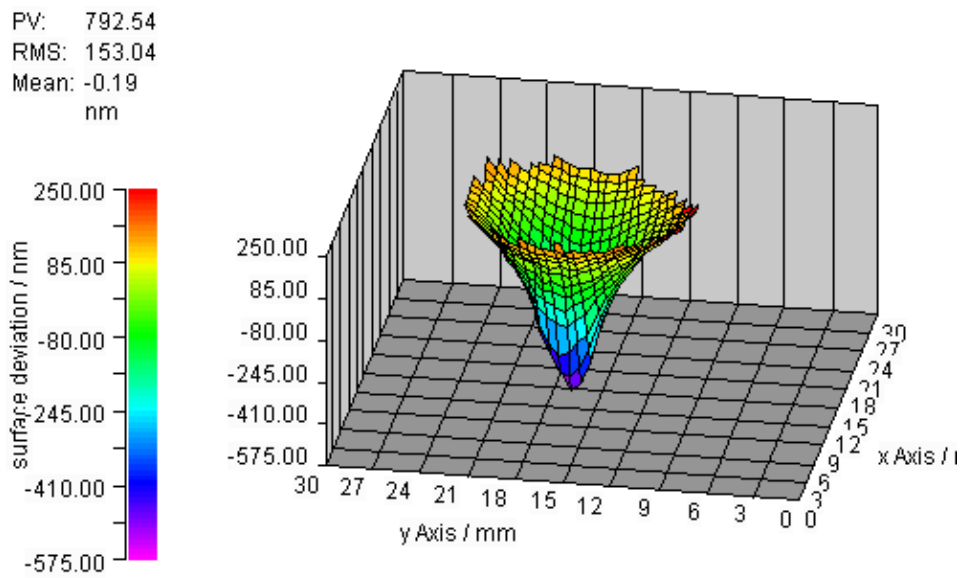
gels ergaben, wenn beide Elektroden simultan angesteuert wurden. Unter der Annahme der linearen Superposition sollte dann der Quotient aus diesen beiden Messungen genau eins betragen. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 5.5 dargestellt, zum Vergleich ebenfalls das Ergebnis einer ähnlichen Konfiguration für das alte Modell. Bei beiden Modellen weichen einige Koeffizienten doch erheblich von den theoretisch berechneten ab. Diese Abweichungen sind zwar bei dem neueren Modell geringer, trotzdem konnte die Annahme der linearen Superposition nicht in zufriedenstellender Weise verifiziert werden. Wegen des *Cross-Talks*, also der Abhängigkeit der einzelnen Steuerelemente untereinander, kann die Form der Spiegeloberfläche nicht durch das einfache Modell der linearen Superposition bestimmt werden.

5.2 Kompensationsmessungen

Der Aufbau für die Kompensationsversuche ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Testlinsen werden im Durchlichtverfahren mit der Point-Source Laserdiode beleuchtet, und die so erzeugte Wellenfront wird durch die zwei Teleskope und den aktiven Spiegel auf den Hartmann-Shack-Sensor abgebildet. Testlinse, aktiver Spiegel und



100 Volt an Element 3 150 Volt an Element 1



150 Volt an Element 1 und 100 Volt an Element 3

Abbildung 5.4: Test zur Superposition von Spiegeleinstellungen. *Oben:* Einzelne Ansteuerung der Elemente 1 und 3. *Unten:* Simultane Ansteuerung.

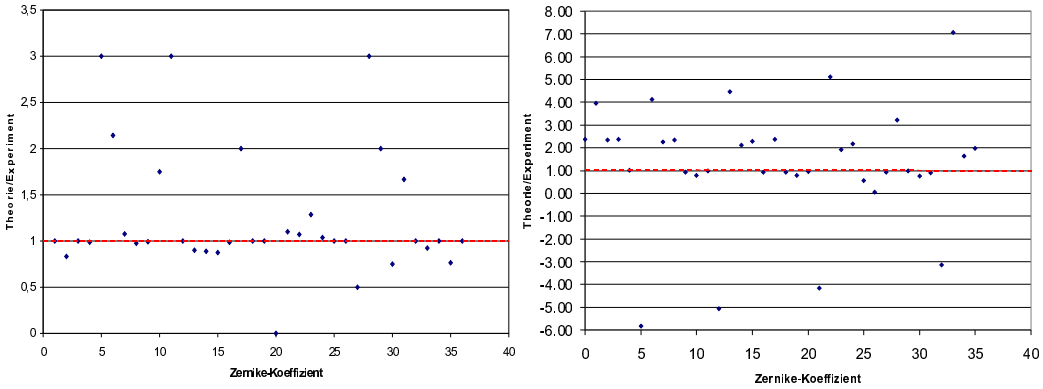


Abbildung 5.5: Überprüfung der linearen Superposition durch Vergleich von theoretisch berechneten und gemessenen Zernike-Koeffizienten. *Links:* neuer Spiegel; *Rechts:* alter Spiegel.

das Linsenarray befinden sich dabei in konjugierten Ebenen. Um den gesamten Spiegel auszunutzen, wird eine hypothetische Pupille am Ort der Testlinse durch das erste Teleskop um den Faktor 1.67 aufgeweitet. Bei den Messungen wurde stets mit einem Pupillendurchmesser von 6 mm gearbeitet, was einer Fläche von 10 mm auf der Spiegeloberfläche entspricht. Das zweite Teleskop bildet die Spiegelfläche um den Faktor 2 verkleinert auf das Linsenarray des HSS ab. Somit können mit dem System Pupillen mit bis zu 8 mm Durchmesser ausgewertet werden.
Aufgrund der im vorigen Kapitel untersuchten Eigenschaften der Membranspiegel, insbesondere des Cross-Talks zwischen den Elementen, ist die Ansteuerung des Spiegels zur Kompensation von Aberrationen mittels eines modellbasierten Algorithmus nur schwer realisierbar. Um die Antwortfunktion des Spiegels zu kennen, ist eine genaue Vermessung des Spiegels nötig. Mit diesen Daten läßt sich dann der Spiegel in einem Closed-Loop-System einsetzen [Zh98, Zh99]. In dieser Arbeit wurde jedoch von diesem sehr aufwendigen Verfahren abgesehen, und es wurden zunächst nur statische Aberrationen mit iterativen Methoden kompensiert. Dazu wurden in der Vorgängerarbeit zwei Verfahren entwickelt: ein sequentieller und ein genetischer Algorithmus [Wü99]. Da sich der genetische Algorithmus bereits in den ersten Untersuchungen als leistungsfähiger und schneller erwiesen hat, wurde in dieser Arbeit auf die Anwendung des sequentiellen Algorithmus verzichtet. Die Funktionsweise des genetischen Algorithmus soll im folgenden noch einmal kurz erläutert werden, für Details sei auf die oben zitierte Arbeit verwiesen.

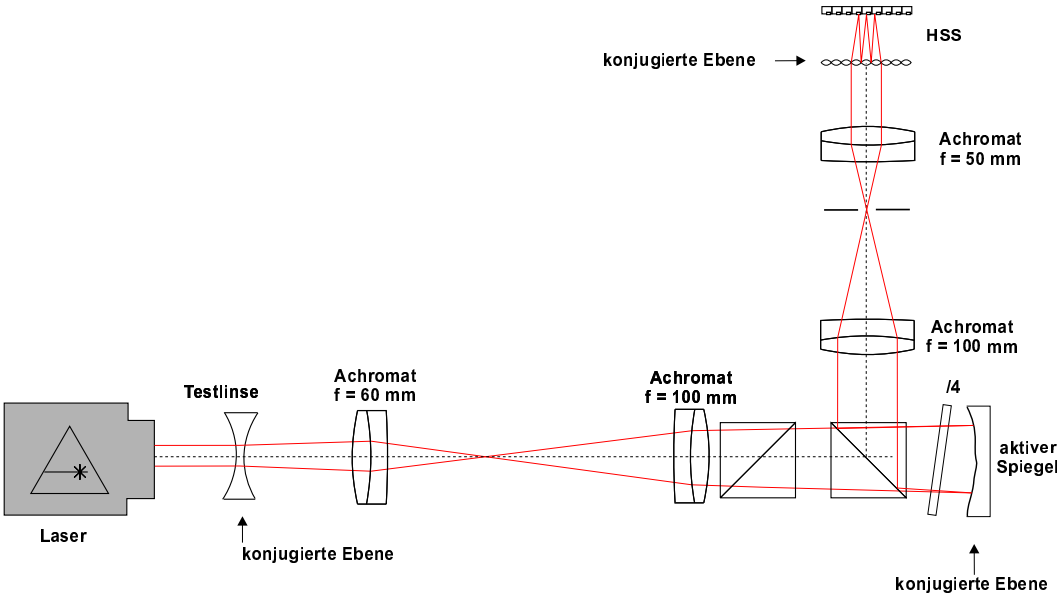


Abbildung 5.6: Aufbau zur Kompensation von Testaberrationen. Der Strahlengang ist im Text erläutert.

Kompensationsalgorithmus

Die Funktionsweise genetischer Algorithmen beruht auf Prinzipien der Evolutionstheorie. Eine gewisse Menge von Individuen bildet eine Anfangspopulation, aus der sich durch Kreuzung und Mutation neue Individuen bilden können. Im Zuge der Evolution findet eine Selektion statt, die schlecht bewertete Individuen aus der Population entfernt. Diese Selektion geschieht mittels einer vorgegebenen Bewertungsfunktion.
Bei der vorliegenden Problemstellung wird ein Individuum durch einen Vektor von Steuerspannungen repräsentiert, der zu einer gewissen Form der Spiegeloberfläche führt. Diese Spiegeloberfläche erzeugt eine Wellenfront, welche mit dem Hartmann-Shack-Sensor analysiert werden kann. Der entsprechende Spannungsvektor wird dann durch die Güte der Wellenfront bewertet. Kreuzung von Spannungsvektoren bedeutet in diesem Fall das Trennen zweier Vektoren an einem bestimmten Element und Austausch eines Bruchstückes untereinander (*One-Point-Cross-Over*). Mutation wird durch zufällige Veränderung einzelner Elemente eines Spannungsvektors erreicht.
Der verwendete Algorithmus ist Bestandteil einer in C++ entwickelten Bibliothek genetischer Algorithmen [Wa96]. Folgende Parameter konnten zunächst über eine Konfigurationsdatei, später direkt über die Benutzeroberfläche des HSS-Programms verändert werden.

- **Populationsgröße:** Sie gibt die Anzahl der Individuen an, die die zu optimierende Population bilden. Dabei war es möglich, die Individuen der Anfangspopulation vorzugeben oder durch Zufall erzeugen zu lassen. Hier wurde der Algorithmus dahingehend erweitert, daß 44 Spiegeleinstellungen, durch die Standardaberrationen annähernd kompensiert werden können, in der Anfangspopulation vorgegeben wurden.* Die restlichen Spiegeleinstellungen wurden zufallsbasiert erzeugt und der Anfangspopulation hinzugefügt, bis diese den gewünschten Umfang erreicht hatte.

- **Ersetzungszahl:** Anzahl der Individuen, die aus einer bestehenden Population gebildet werden. Nach Vergleich mit den Individuen aus der bestehenden Population wird aus der Gesamtmenge eine der Ersetzungszahl entsprechende Anzahl von Individuen entfernt und zwar die am schlechtesten bewerteten.

- **Mutations- und Cross-Over-Wahrscheinlichkeit:** Diese Wahrscheinlichkeiten bestimmen, wie häufig es bei der Bildung von Nachkommen zu Kreuzungen oder Mutationen kommt. Die Mutationswahrscheinlichkeit wird dabei immer gering (d. h. im Bereich von 1 %) gehalten, um erreichte Verbesserungen nicht zu häufig durch Mutation zu zerstören. Die Cross-Over-Wahrscheinlichkeit hingegen liegt im Bereich von 90 %, um einen möglichst großen Austausch zwischen den Individuen zu ermöglichen. In den nachfolgenden Experimenten wurde stets mit einer Mutationswahrscheinlichkeit von 1 % und einer Cross-Over-Wahrscheinlichkeit von 90 % gearbeitet.

- **Generationenanzahl** Die Entwicklung des RMS der Wellenfrontabweichung während der ersten 50 Generationen einer Kompensation ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Erfahrungsgemäß wurde nach 50 Generationen meist ein Wert erreicht, der nur noch langsam verbessert werden konnte. Dies liegt daran, daß zu diesem Zeitpunkt die meisten Individuen, also Spannungsvektoren, eine nahezu identische Struktur aufweisen. Verbesserungen können dann nur noch durch Mutation erreicht werden.

In der Praxis hat sich eine Kombination aus einer Anfangspopulation von 100 Individuen mit einer Ersetzungszahl von 25 und einer Generationenanzahl von 100 als vernünftiger Kompromiß zwischen Laufzeit und Kompensationsergebnis ergeben. An dieser Stelle machte sich auch die Vorgabe von Spiegeleinstellungen in

*Diese Spiegeleinstellungen waren vorher durch Kompensationsversuche mit Testlinsen ermittelt worden, wobei die gesamte Anfangspopulation zufallsbasiert erzeugt worden war.

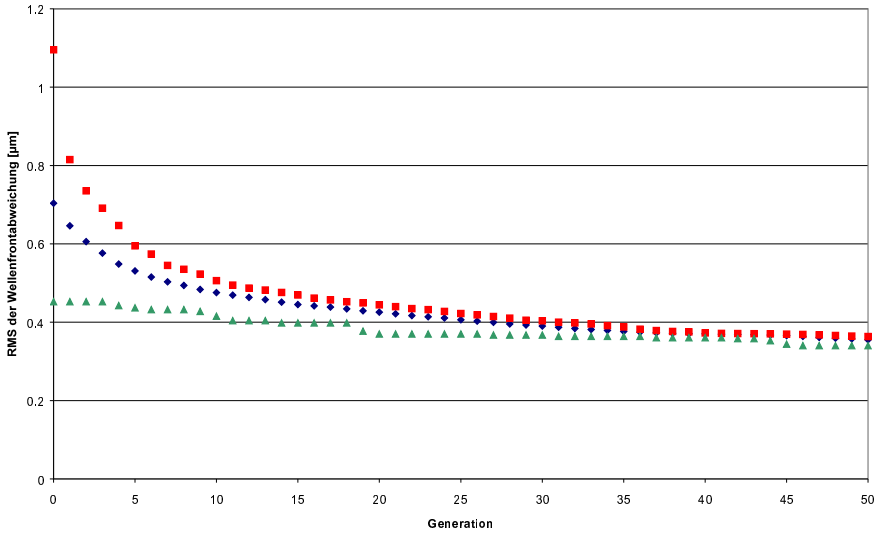


Abbildung 5.7: Verlauf der Kompensation: Dargestellt ist die Bewertung des jeweils besten und schlechtesten Individuums, sowie der Durchschnitt der gesamten Population.

der Anfangspopulation sehr positiv bemerkbar. Wie in Abbildung 5.7 zu erkennen ist, wird mit dem am besten bewerteten Individuum der ersten Generation bereits ein Wellenfront-RMS von 0.4 μm erreicht, während der RMS bei unangesteuertem Spiegel 1.11 μm betrug.
Entscheidend für den Verlauf der Kompensation ist die Bewertungsfunktion, mit der die Güte des Kompensationsergebnisses bestimmt wird. Zunächst wurde der Abstand der gemessenen Fokuspunkte von der Referenz bei den HSS-Messungen als Gütekriterium benutzt. Dies hatte allerdings den Nachteil, daß bei der Korrektur auch Tilt-Terme (d. h. globale Wellenfrontverkippungen) berücksichtigt wurden, die aber zur Bestimmung der Wellenfrontabweichung nicht herangezogen werden, da sie lediglich eine konstante Verschiebung des gesamten Bildes bewirken. Ein Großteil des Kompensationspotentials wurde somit durch die Tilt-Korrektur in Anspruch genommen. Um tatsächlich nur Aberrationen höherer Ordnung, also ab Defokus aufwärts, zu kompensieren, wurde daher der RMS der Wellenfrontabweichung (in dem die Tilt-Terme ebenfalls unberücksichtigt sind) als Bewertungsfunktion eingesetzt. So konnte das Kompensationsergebnis in bezug auf den RMS um den Faktor zwei verbessert werden. Der Unterschied in den Kompensationsergebnissen ist in den Abbildungen 5.8 und 5.9 zu sehen. Dargestellt ist zum einen der RMS der Wellenfrontabweichung für je 10 Messungen mit beiden Bewertungsfunktionen, sowie die Höhendarstellung der Wellenfronten. Bei den weiteren Messungen wurde immer der RMS der Wellenfrontabweichung als

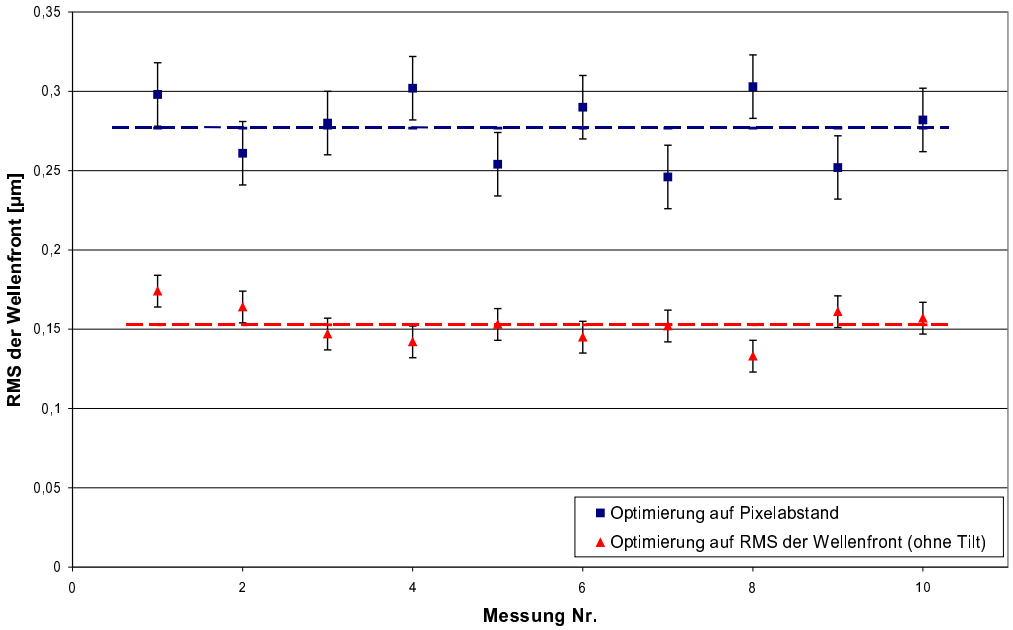


Abbildung 5.8: RMS der Wellenfront nach Kompensation einer astigmatischen Testlinse (10 Messungen) mit verschiedenen Bewertungsfunktionen.

Bewertungsfunktion für den genetischen Algorithmus benutzt.
Zu den Kompensationsversuchen wurden lediglich konkave Linsen eingesetzt, da die Membranspiegel nur in der Lage sind, divergente Wellenfronten zu kompensieren (die Membran läßt sich nur anziehen, kann also lediglich eine konkave Form annehmen). Exemplarisch sind in den Abbildungen 5.10 und 5.12 die Kompensationsergebnisse für je eine Testlinse mit Defokus und Astigmatismus dargestellt. Mit beiden Spiegeln wurde bei gleichen Parametern (Populationsgröße 100, 100 Generationen) kompensiert. Es fällt auf, daß der erreichte RMS der Wellenfrontabweichung beim Modell 2, also beim neuen Spiegel um den Faktor zwei geringer ausfällt. Die engere Anordnung läßt demnach eine etwas bessere Kompensation zu. Dies wird auch bei Analyse der Point-Spread-Functions deutlich, insbesondere bei der Kompensation des Astigmatismus. Hier spaltet sich die PSF nach Kompensation mit dem alten Spiegel in mehrere Peaks auf, was auf eine schlechtere erreichbare Bildqualitiät hindeutet. Bei der Kompensation des Defokus ist die erreichte relative Intensität beim alten Spiegel etwas höher als beim neuen Modell, weist aber am Fuß des Peaks eine Verbreiterung auf, die auf das Vorhandensein von Koma schließen läßt.
Um die Fähigkeit der Spiegel zur Kompensation von Aberrationen höherer Ordnungen zu untersuchen, konnte dem HSS mit Hilfe der Software eine künstliche

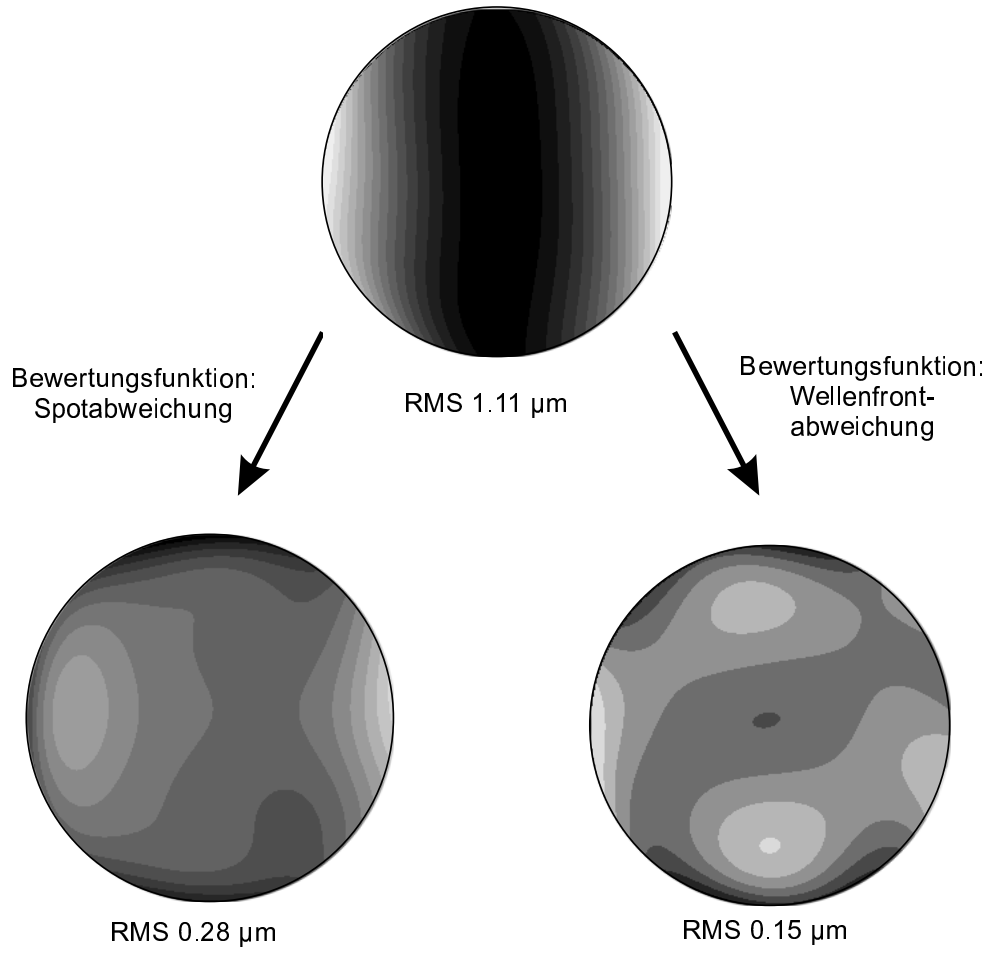


Abbildung 5.9: Höhendarstellung der Wellenfront einer 0.75 dpt Testlinse vor und nach der Kompensation unter Verwendung verschiedener Bewertungsfunktionen. Eine Graustufe entspricht $\lambda/4$ ($\lambda = 685\,\mathrm{nm}$).

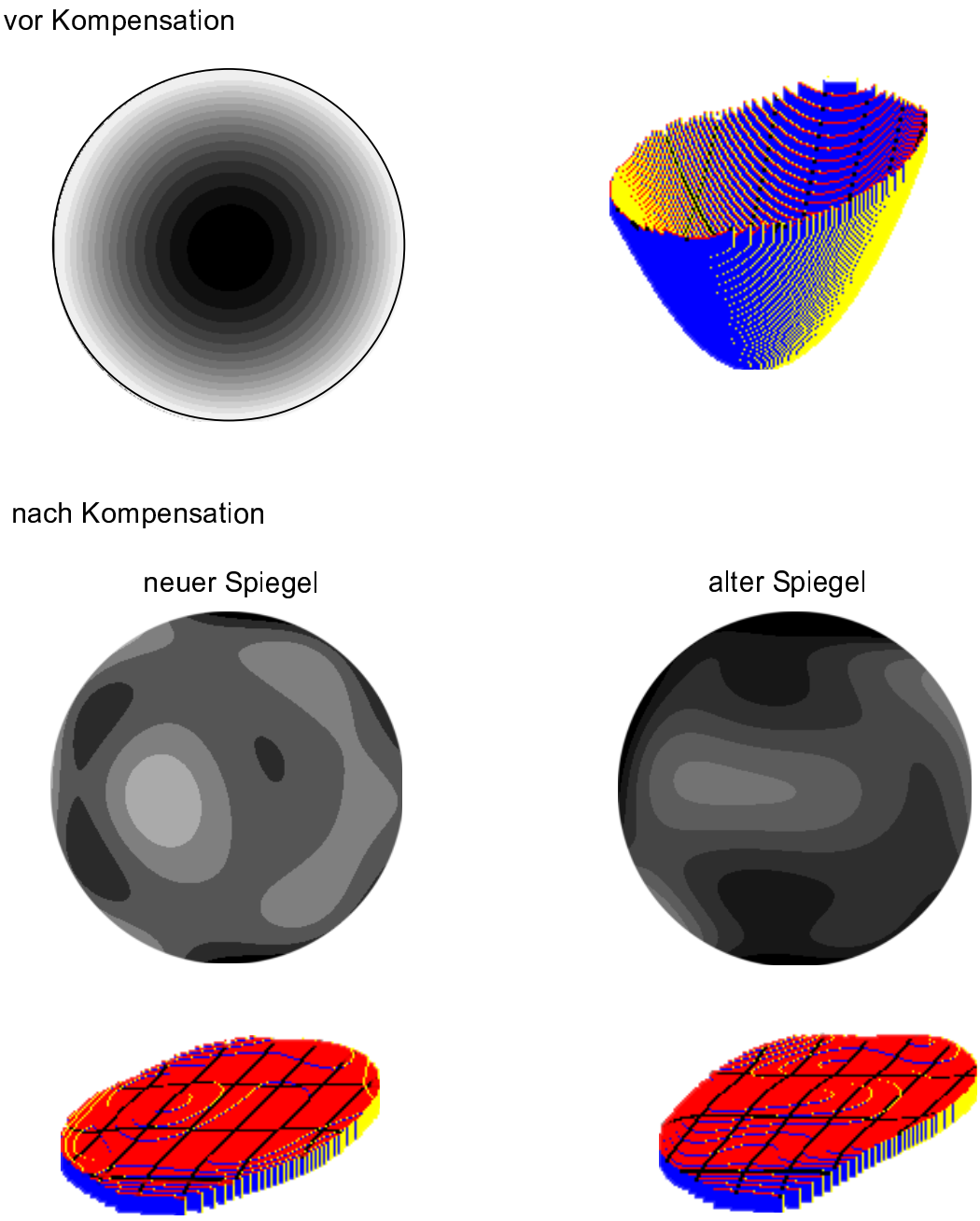


Abbildung 5.10: Kompensation einer Testlinse mit 1.5 dpt Defokus. Der RMS der Wellenfrontabweichung läßt sich mit dem neueren Spiegel von 1.91 μm auf 0.05 μm korrigieren, bei einem verbleibendem Defokus von -0.01 dpt. Mit dem älteren Modell wird ein RMS von 0.1 μm erreicht (-0.03 dpt). In der Höhendarstellung entspricht eine Graustufe bei der unkompensierten Wellenfront 0.5 λ, bei der kompensierten 0.1 λ ($\lambda = 685$ nm).

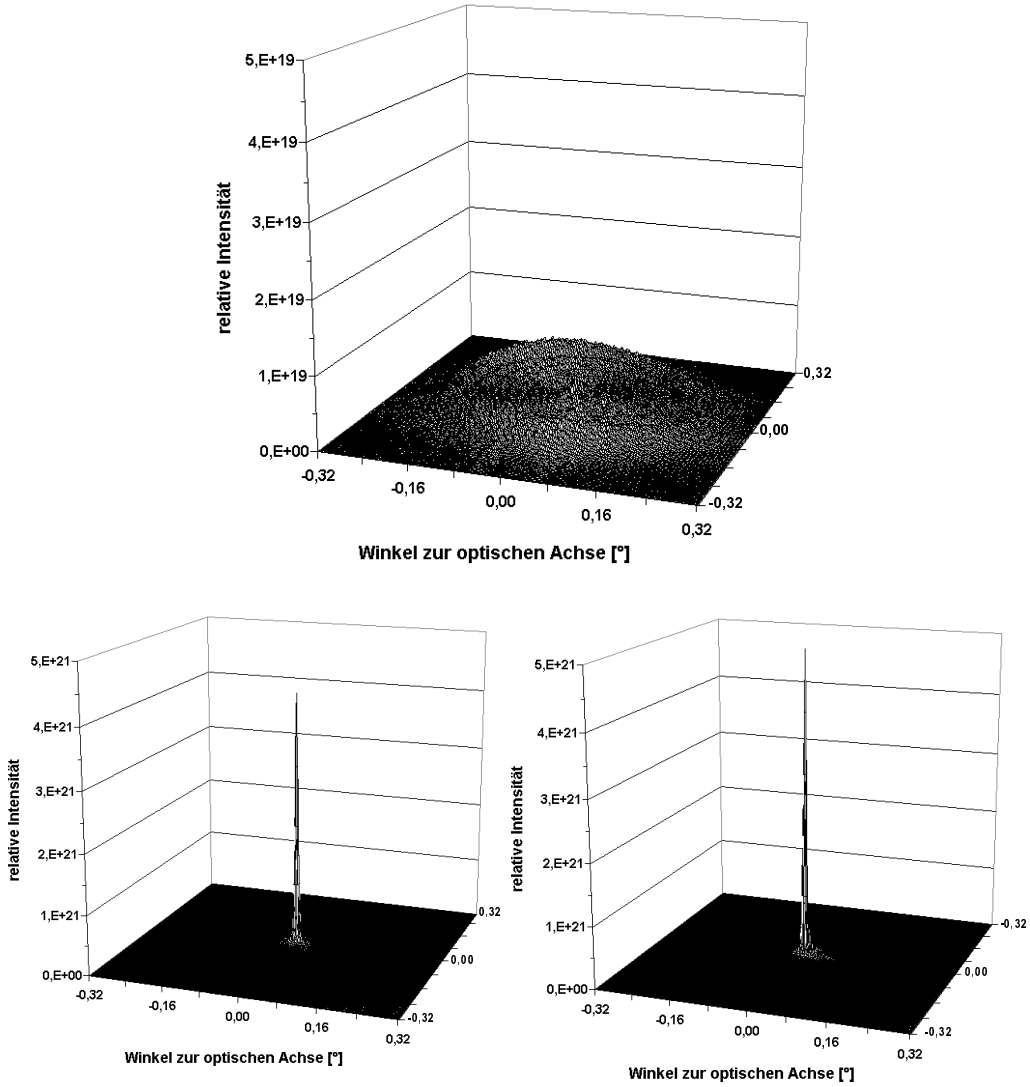


Abbildung 5.11: Point-Spread-Function der sphärischen Testlinse vor (*oben*) und nach der Kompensation. *Links unten*: PSF nach Kompensation mit dem neuen Spiegel. *Rechts unten*: PSF nach Kompensation mit dem alten Spiegel. Man beachte, daß sich die Skala der PSF's nach Kompensation um zwei Größenordnungen von der Skala der unkompensierten PSF unterscheidet!

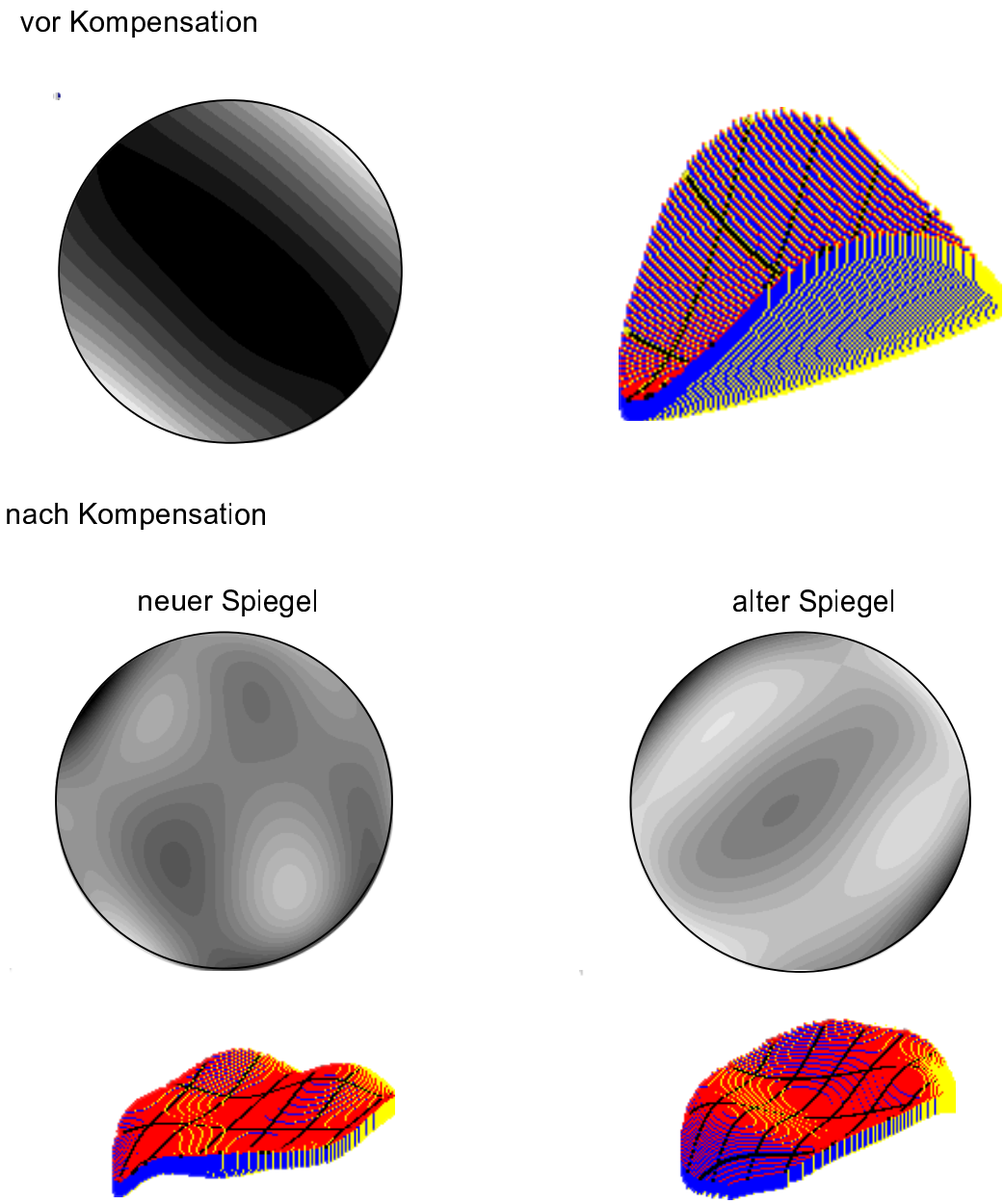


Abbildung 5.12: Kompensation von 1 dpt Astigmatismus. Die mittlere Abweichung der Wellenfront beträgt vor der Kompensation 1.11 μm. Mit dem neuen Spiegel wird ein RMS von 0.18 μm erreicht (0.04 dpt Restastigmatismus), mit dem alten ein RMS von 0.21 μm (0.08 dpt). In der Höhendarstellung entspricht eine Graustufe bei der unkompensierten Wellenfront 0.5 λ, bei der kompensierten 0.1 λ ($\lambda = 685$ nm).

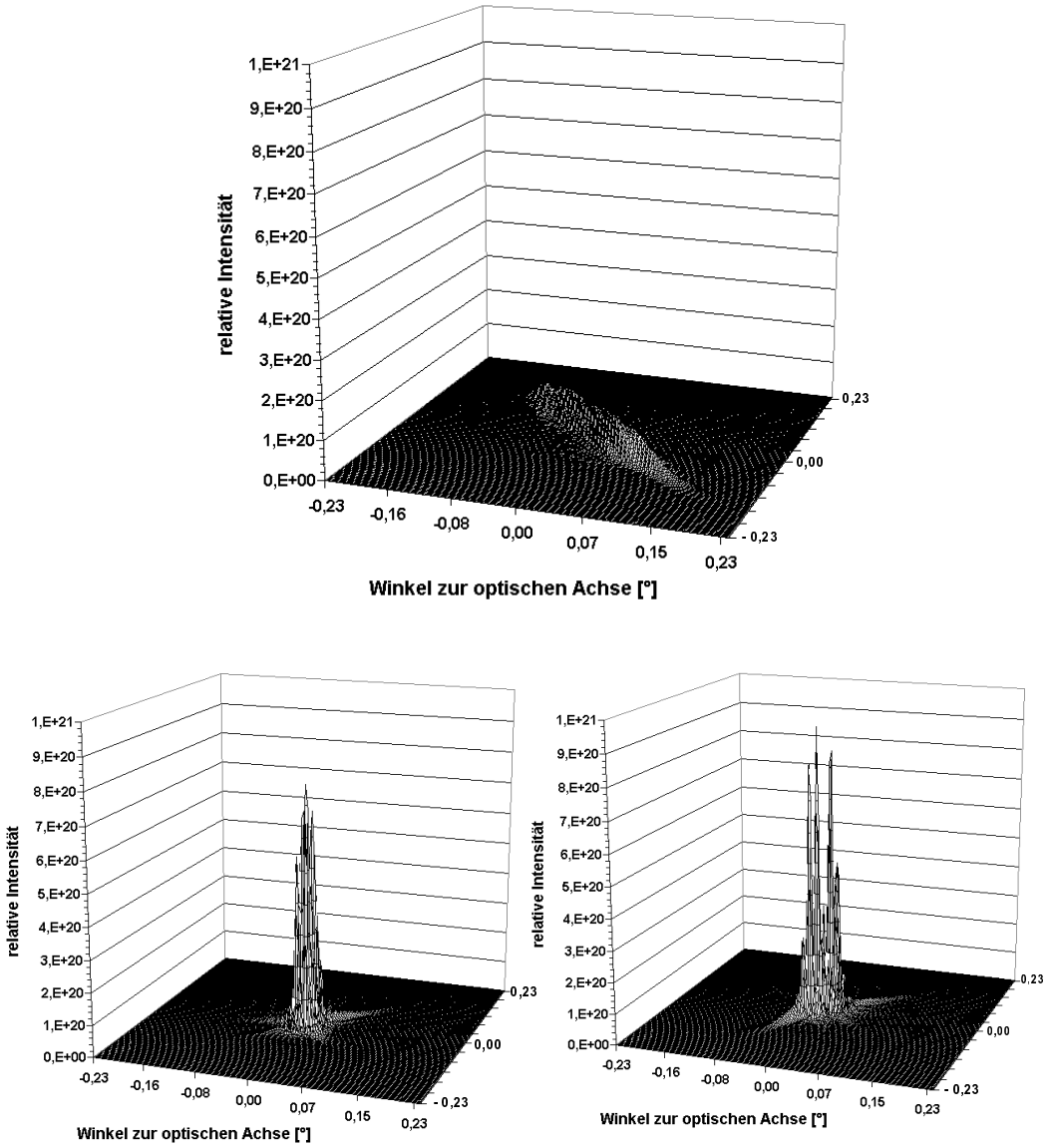


Abbildung 5.13: Point-Spread-Function der astigmatschen Testlinse vor (*oben*) und nach der Kompensation. *Links unten*: PSF nach Kompensation mit dem neuen Spiegel. *Rechts unten*: PSF nach Kompensation mit dem alten Spiegel. In diesem Fall sind die Skalen für kompensierte und unkompensierte PSF gleich. Man erkennt deutlich die Aufspaltung der PSF in mehrere Peaks bei der Kompensation mit dem alten Spiegel.

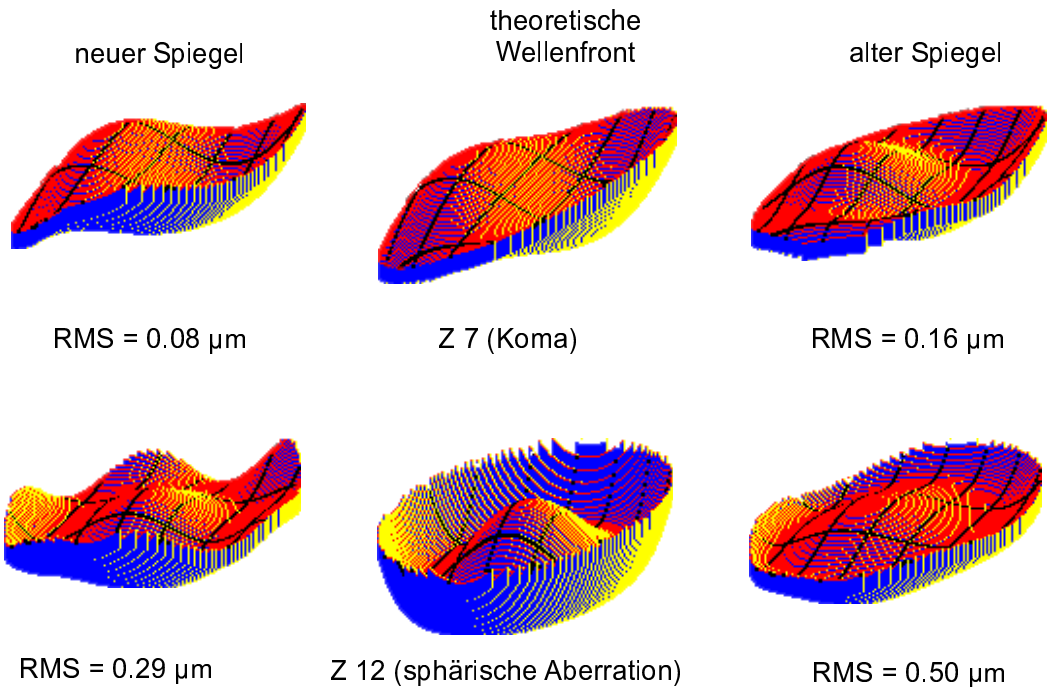


Abbildung 5.14: Nachbildung von Zernike-Moden mit den Membranspiegeln. Angegeben ist jeweils der RMS der Abweichung der nachgebildeten Wellenfront von der vorgegebenen Referenz, deren Wellenfrontform in der Mitte gezeigt ist. Der vorgegebene Wert von Z_7 respektive Z_{12} betrug jeweils $1\,\mu$m, der P-V-Wert der Wellenfront damit $2\,\mu$m.

Referenz vorgegeben werden, die dann durch den Spiegel nachgebildet werden sollte. Dazu wurde zunächst das Teleskop zwischen Spiegel und Laserdiode so verstimmt, daß eine divergente Wellenfront auf den aktiven Spiegel fiel. Um eine ebene Wellenfront am HSS zu erhalten, muß der Spiegel eine Vorkrümmung besitzen. So ist es später möglich, Phasenverschiebungen in beide Richtungen vorzunehmen. Zwei Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.14 abgebildet. Während sich die Koma noch sehr gut nachbilden läßt, zeigen sich bei sphärischer Aberration bereits deutlich die Grenzen der Membranspiegel, insbesondere in den Randbereichen ist es nicht mehr möglich, die gewünschte Wellenfrontform nachzubilden, bedingt sowohl durch den Einfluß der Steuerelemente untereinander als auch durch die geringe Flexibilität am Rand der Spiegelmembran. Der Einsatz der Membranspiegel bietet sich also primär zur Kompensation von Aberrationen niedriger Ordnung an.

5.3 Mikroelementspiegel

Die Mikroelementspiegel standen erst am Ende der Arbeit zur Verfügung und wurden daher lediglich interferometrisch getestet. Abbildung 5.15 zeigt die Spiegelfläche im Grundzustand. Sie weist eine leicht konkave Krümmung mit einem P-V-Wert von circa 200 nm auf. Laut Hersteller kann diese Krümmung ihre Ursache im Herstellungsprozeß haben und beim Polieren der Oberflächen entstanden sein. Hier stehen noch weitere Untersuchungen aus. Der RMS über die gesamte Spiegelfläche ergibt sich zu $0.1\,\lambda$ (bei $\lambda = 633\,\text{nm}$), was eine Strehlratio von 0.6 bedeutet. Für ein hochwertiges optisches Element ist dieser Wert allerdings zu niedrig, so daß an dieser Stelle noch Nachbesserungen nötig sind.

5.3.1 Form der Einzelelemente

Bezüglich der Einzelelemente wurde vom Hersteller eine ebenfalls konkave Form mit einem P-V-Wert von 100-150 nm angegeben. Um dies zu untersuchen, wurde vom Interferometerhersteller ein Objektiv mit einem Teststrahldurchmesser von 1 mm zur Verfügung gestellt. Damit ließ sich eine laterale Auflösung von 6 Pixeln pro Mikrometer erreichen, so daß ein Einzelelement in der Interfometeraufnahme durch 20×20 Pixel dargestellt wird. Abbildung 5.16 zeigt eine Aufnahme der Spiegeloberfläche mit diesem Objektiv. Ein Feld von 5×5 Pixeln ist eingerahmt. Besonders gut lassen sich die Ecken der Einzelelemente erkennen, da sie in der Falschfarbendarstellung aufgrund ihrer Höhe rot erscheinen. Auch der angegebene P-V-Wert läßt sich durch diese Aufnahmen bestätigen.
Die konkave Form ist konstruktionsbedingt, soll aber bei schon geplanten, klei-

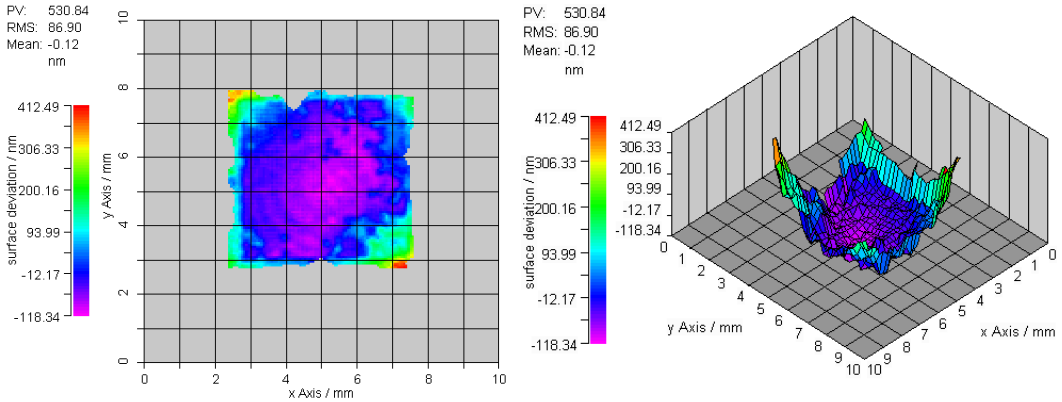


Abbildung 5.15: Grundzustand des Mikroelementspiegels

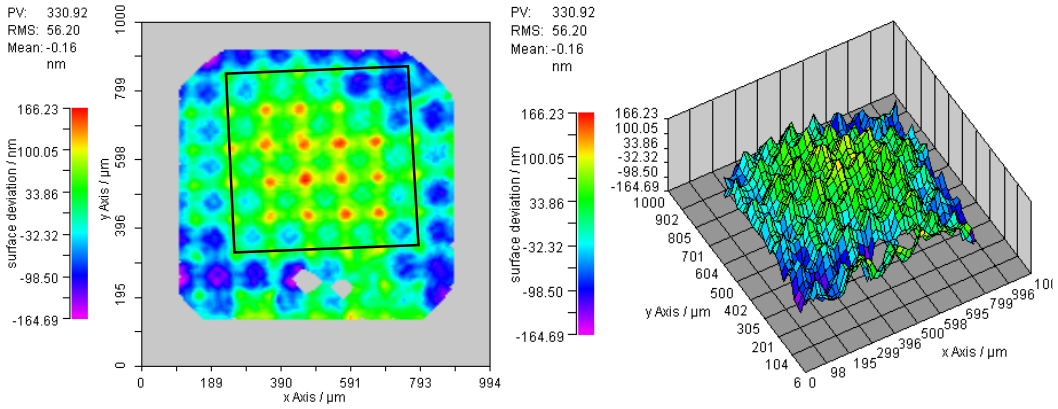


Abbildung 5.16: Aufnahme eines Spiegelausschnittes. Ein Feld von 5×5 Elementen ist eingerahmt. Deutlich erkennbar sind die Ecken der einzelnen Spiegelelemente.

neren Spiegelflächen nicht mehr auftreten.

5.3.2 Auslenkungsverhalten

Das Auslenkungsverhalten des Mikroelementspiegels läßt sich ebenfalls mit Gleichung (3.1) beschreiben. Allerdings kann in diesem Fall der Abstand d zwischen Elektrode und Spiegelfläche nicht mehr als konstant angenommen werden, die Auslenkung wird daher stärker als quadratisch von der Steuerspannung abhängen. Der bereits erwähnte Pull-In-Point wird bei den vermessenen Prototypen bei ungefähr 21 Volt erreicht. Bei der Untersuchung des Auslenkungsverhaltens konnten mit dem Interferometer allerdings keine Daten für Steuerspannungen aufgenommen werden, die größer als 13 Volt waren. Dies liegt vermutlicherweise daran, daß das Interferometer sprunghafte Oberflächenunterschiede, die größer als die halbe Wellenlänge des Beleuchtungslasers ($\lambda = 633\,\mathrm{nm}$) sind, nicht mehr korrekt detektieren kann und dann im betreffenden Bereich keine oder falsche Höhendaten liefert (siehe dazu auch Abbildung 5.18 unten). Im Bereich von 0-13 Volt stimmen die ermittelten Auslenkungen gut mit den simulierten (Abbildung 3.5) überein.

5.3.3 Ansteuerungsversuche

In Abbildung 5.18 wurde versucht, einen stufenförmigen Defokus mit dem Mikroelementspiegel einzustellen. Die maximale Steuerspannung im Zentrum des Spiegels betrug 15 Volt, und es wurde eine Auslenkung von ca. 400 nm gemes-

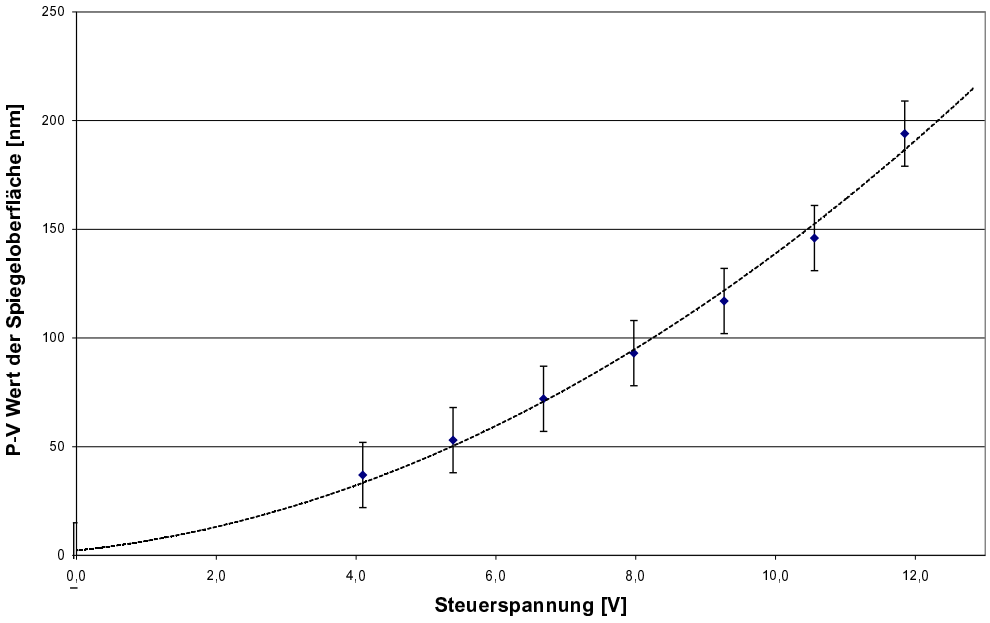


Abbildung 5.17: Auslenkung eines Mikrospiegelelements in Abhängigkeit von der Steuerspannung.

sen. An der rechten Seite läßt sich ein Element erkennen, das nicht ausgelenkt ist, was in diesem Fall auf einen fehlerhaften Anschluß bei der Verdrahtung des Spiegelsockels schließen läßt.
Erhöht man die Steuerspannung leicht, so erhält man eine Interferometeraufnahme wie in Abbildung 5.18 unten. Der mittlere Bereich des Spiegels scheint nun höher zu liegen, was sich, wie bereits angesprochen, durch eine Fehlmessung des Interferometers erklären läßt.
Bei den Testansteuerungen kann in jedem Fall innerhalb der Meßtoleranz eine Unabhängigkeit der ansteuerbaren Elemente beobachtet werden. Ein modellbasierter Algorithmus wird also für diesen Spiegel sehr viel leichter zu realisieren sein als für den Membranspiegel.
Ein Einbau in ein System mit Hartmann-Shack-Sensor wurde bis zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht vorgenommen. Ein aktives Element des Spiegels, bestehend aus einem 5×5-Cluster, hat derzeit eine Fläche von $600\times600\,\mu\mathrm{m}^2$ und ist damit eineinhalbmal so groß wie eine Subapertur des Linsenarrays, so daß in diesem Fall die in den Grundlagen angesprochenen Probleme der Detektion stufenförmiger Wellenfronten auftreten würden. Zwar ist es denkbar, mittels eines Teleskops die Spiegelfläche um den Faktor drei verkleinert auf dem HSS abzubilden, so daß dann zwei aktive Elemente auf eine Subapertur abgebildet würden. Die Lei-

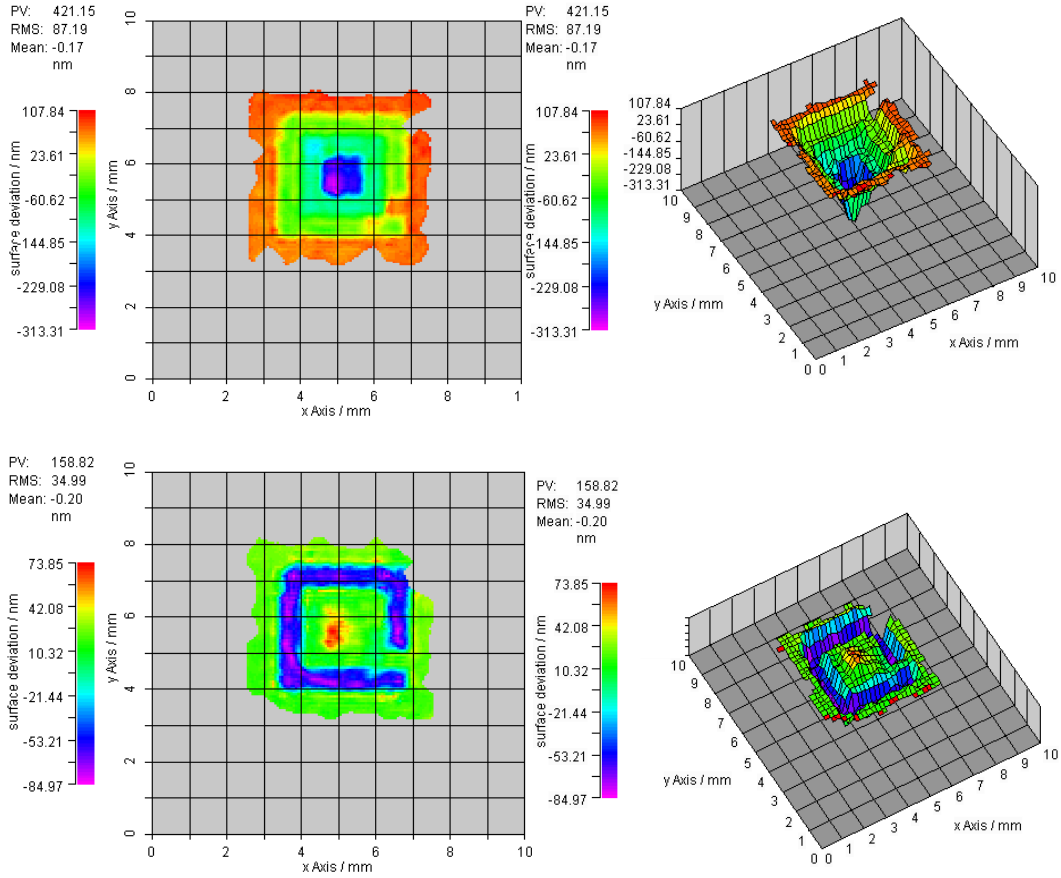


Abbildung 5.18: *Oben:* "Defokus" mit dem Mikroelementspiegel. Ein Element in der zweiten Stufe von außen wird aufgrund eines fehlerhaften Anschlusses nicht angesteuert. *Unten:* Die gleiche Konfiguration mit etwas höheren Steuerspannungen. Aufgrund der diskontinuierlichen Höhenänderung kommt es zu einer Fehlmessung des Interferometers.

stungsfähigkeit des HSS wäre in diesem Falle aber sehr eingeschränkt, da nur noch 4×4 Subaperturen zur Messung der Wellenfront zur Verfügung stünden.
In naher Zukunft soll mit kleineren Einzelelementen (40 μm Kantenlänge) und einer größeren Gesamtfläche gearbeitet werden, was zum einen zu einer erhöhten Auflösung führen wird, zum anderen die Qualität der Spiegeloberfläche verbessern soll.
Das Potential der Mikroelementspiegel zur Kompensation von realen Aberrationen konnte also bis zum jetzigen Zeitpunkt nicht experimentell bestimmt werden. Allerdings besitzt die verwendete HSS-Software die Möglichkeit, die Kompensation durch den Mikrospiegel zu simulieren. Dazu kann eine Wellenfront, die mit Hilfe des HSS gemessen wurde, in Sektoren aufgeteilt werden, deren Größe und

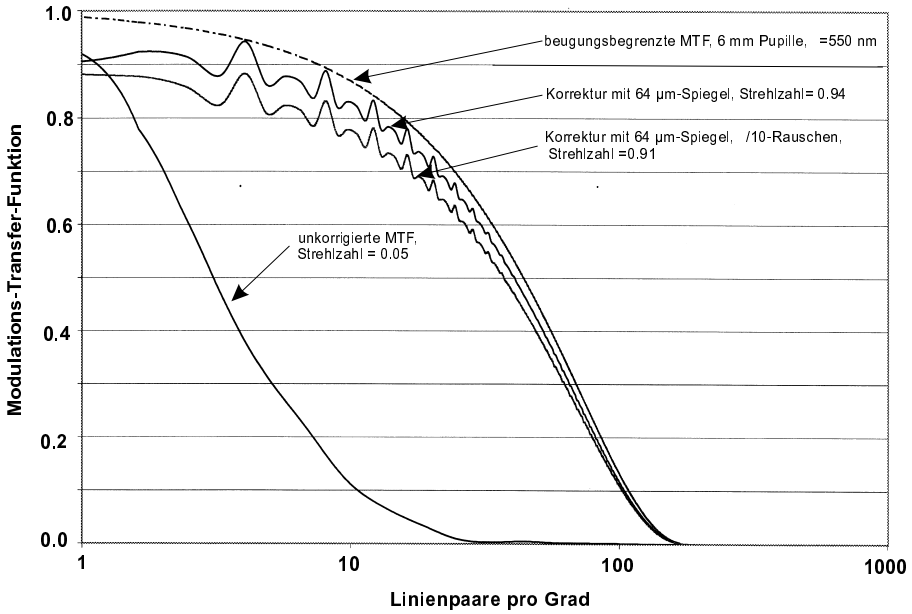


Abbildung 5.19: Kompensationssimulation mit einem Mikrospiegelarray (Kantenlänge der Einzelspiegel 64 μm). Dargestellt ist die MTF des Probanden FM vor und nach der Korrektur.

Form den Elementen des Mikrospiegelarrays entspricht. Für jeden dieser Sektoren wird die mittlere Wellenfronthöhe bestimmt, und dieser Wert von allen Punkten im entsprechenden Sektor abgezogen. Von der so modifizierten Wellenfront kann dann die Modulations-Transfer-Funktion (MTF) berechnet und mit der MTF der unkompensierten Wellenfront verglichen werden.
Abbildung 5.19 zeigt das Ergebnis einer solchen Simulation. Mit Spiegelelementen von 64 μm Größe läßt sich die MTF des Probanden FM der beugungsbegrenzten MTF nahezu vollständig annähern. Die Strehlratio, die beim unkompensierten Auge 0.05 beträgt, läßt sich theoretisch auf über 0.9 erhöhen. Bei dieser Simulation ist allerdings zu beachten, daß der Abstand zwischen den einzelnen Spiegeln nicht berücksichtigt wird. An dieser Stelle ist das Modell noch verbesserungswürdig, zeigt aber dennoch die Möglichkeiten, die der Mikroelementspiegel bieten kann.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Hartmann-Shack-Wellenfrontsensor zur Vermessung des menschlichen Auges aufgebaut. Dabei wurde in Ergänzung zu früheren Arbeiten eine Kamera zur Beobachtung der Augenposition in das System integriert. In Verbindung mit einem Fixationstarget ermöglichte dies ein zügiges und komfortables Einrichten des Probanden.
Testmessungen mit Linsenarrays, die unterschiedliche Subaperturgrößen besaßen, ergaben sowohl an Testlinsen als auch an Probanden gut übereinstimmende Ergebnisse. Bei der derzeit verwendeten Wellenfrontrekonstruktion mit Zernike-Polynomen bis zur 6. Ordnung wirkt sich eine höhere Anzahl von Subaperturen, die zur Bestimmung der Wellenfront zur Verfügung stehen, nicht auf die Güte des Wellenfrontfits aus.
Die Untersuchung der Netzhautreflexion bestätigte die Annahme einer diffusen Reflexion. Die Messung mit dem Hartmann-Shack-Sensor am Auge kann somit als Single-Pass-Messung bezeichnet werden. Aberrationen des einfallenden Meßstrahls wirkten sich bei den untersuchten Aberrationen nicht auf das Meßergebnis aus. Mit dem getesteten HSS steht somit ein zuverlässiges und einfach zu handhabendes Gerät zur Messung der Aberrationen des menschlichen Auges zur Verfügung.
Zum Test aktiv-optischer Elemente, die in Verbindung mit dem Hartmann-Shack-Sensor zur adaptiv-optischen Korrektur der Aberrationen des menschlichen Auges dienen sollen, wurden zunächst interferometrische Untersuchungen an Membran- und Mikroelementspiegeln vorgenommen. Mit den Membranspiegeln wurden zusätzlich Kompensationsversuche durchgeführt. Dazu wurde der vorhandene Kompensationsalgorithmus überarbeitet, und es wurden erstmalig reale, durch Testlinsen erzeugte Aberrationen kompensiert. Der Kompensationsalgorithmus ist zwar nicht für Echtzeit-Kompensationen geeignet, kann dafür aber später ohne große Veränderungen auch für erste Kompensationstests mit dem Mikroelementspiegel

verwendet werden.
Der Test der Membranspiegel zeigte, daß diese vor allem für die Korrektur von Aberrationen niedriger Ordnung von Nutzen sein können. Die Kopplung der einzelnen Spiegelelemente führt bei diesen Spiegeln dazu, daß höhere Aberrationen nur teilweise kompensierbar sind. Ferner erschwert die Kopplung die Entwicklung eines Modells zur Ansteuerung des Spiegels zur Echtzeitkompensation von Aberrationen.
Der Einsatz von Mikrospiegelarrays, deren einzelne Elemente unabhängig voneinander ansteuerbar sind, verspricht in dieser Hinsicht erfolgreicher zu sein. Erste Tests mit einem Prototypen hinsichtlich seiner Funktion konnten bereits durchgeführt werden, ein Einbau in das HSS-System konnte im gegebenen Zeitrahmen nicht mehr erfolgen, da die nötigen Modifikationen zu umfangreich gewesen wären. Hierbei bietet es sich an, direkt auf die nachfolgende Spiegelgeneration mit kleinerer Pixelstruktur zu warten, da diese auch bezüglich ihrer Oberflächenstruktur eine höhere Qualität aufweisen soll. Diese ist bei den derzeitigen Prototypen noch nicht befriedigend.
Der Einsatz eines Mikroelementspiegels mit kleineren Spiegelelementen in einem adaptiv-optischen System zur Kompensation der Aberrationen des Auges verspricht eine erhebliche Verbesserung der Abbildungsqualität und somit der Auflösung von Netzhautbildern, er stellt aber auch erhöhte Anforderungen an die Auswertung der durch den HSS gewonnenen Daten und die Ansteuerungselektronik. Die geplante Weiterentwicklung eines auf der CMOS-Technologie basierenden lichtempfindlichen ASICs (*Application Specific Integrated Circuit*) als Detektor für den Hartmann-Shack-Sensor anstelle der zur Zeit verwendeten CCD-Kameras verspricht in dieser Hinsicht eine Verbesserung der zeitlichen Auflösung bei der Ermittlung der Spotpositionen. Denkbar wäre in Erweiterung dieser Technik auch eine direkte Weiterverarbeitung der Daten und die Ansteuerung des aktiven Spiegels durch einen entsprechenden ASIC.
Neben der adaptiv-optischen Korrektur in ophthalmologischen Geräten wie Laser-Scanning-Tomographen oder Fundus-Kameras sind auch andere Einsatzgebiete für die Mikroelementspiegel im Bereich der medizinischen Optik denkbar. So könnten sie beispielsweise zur Strahlführung in der Laserchirurgie eingesetzt werden, und bei dieser Anwendung wäre die Funktion des Spiegels der des ersten aktiven Spiegels von Archimedes nicht unähnlich, sieht man von den doch sehr unterschiedlichen Anwendungsgebieten einmal ab.

Anhang A

Zernike-Polynome

Die eigentlich komplexen Zernike-Polynome wurden 1934 von Fritz Zernike eingeführt [Ze34]. Man verwendet jedoch üblicherweise die abgeleiteten reellen Zernike-Polynome. In der Optik benutzt man aufgrund der oft vorhandenen radialen Symmetrie meist Polarkoordinaten (ρ, θ), wobei gilt:

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \qquad \theta = \arctan\frac{x}{y} \tag{A.1}$$

Die Zernike-Polynome haben dann folgende Form:

$$Z_n^m = R_n^m(\rho)\cos(m\theta) \qquad \text{für } m > 0 \tag{A.2}$$

$$Z_n^m = R_n^{-m}(\rho)\sin(-m\theta) \qquad \text{für } m < 0 \tag{A.3}$$

$$Z_n^m = R_n^m(\rho) \qquad \text{für } m = 0 \tag{A.4}$$

mit

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s![(n+m)/2-s]![(n-m)/2-s]!}\, r^{n-2s}. \tag{A.5}$$

Dabei sind m und n ganze Zahlen, und es gilt $m \leq n$ und $n - m$ gerade. $|m|$ gibt die Azimuthalfrequenz an, n die radiale Ordnung. Die Zernike-Polynome bilden ein vollständiges, orthogonales System von Polynomen. Somit läßt sich eine Wellenfront darstellen durch

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\substack{m=-n \\ n-m\ gerade}}^{n} z_n^m \; Z_n^m(\rho, \theta) \tag{A.6}$$

wobei in der Realität natürlich immer mit einer abbrechenden Entwicklung gearbeitet wird, so daß gilt

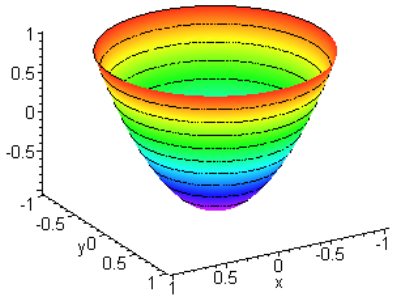
$$W(\rho, \theta) = \sum_{i=0}^{k} z_i \; Z_i(\rho, \theta) + \delta W(\rho, \theta) \tag{A.7}$$

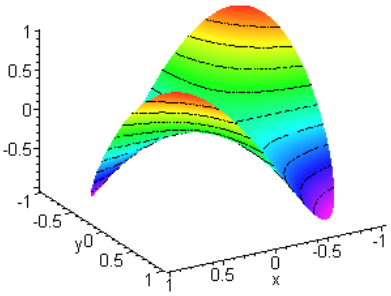
Z_i ist das i-te Zernike-Polynom in der Notation nach Malacara, die in nachfolgender Tabelle aufgeführt ist. $\delta W(\rho, \theta)$ ist der Fehler, der aufgrund der abbrechenden Entwicklung auftritt. Da sich die gemessenen Wellenfrontabweichungen auf die Wellenfronten beziehen, die durch eine abgebrochene Entwicklung durch Zernike-Polynome dargestellt werden, ist der so erhaltene RMS der Wellenfront immer etwas kleiner als der tatsächliche. Die Entwicklung bis zum Grad 6 (d.h. bis Z_{27}) hat sich jedoch bei der Untersuchung des menschlichen Auges als ausreichend erwiesen, zumal Aberrationen höherer Ordnungen immer weniger zur Wellenfrontabweichung beitragen.
Die Numerierung der Zernike-Polynome ist nicht einheitlich. Während die verwendete HSS-Software die angesprochene Notation nach Malacara verwendet, die sich in dem Arbeitsgebiet der ophthalmologischen Optik durchgesetzt hat, benutzt die Interferometersoftware eine Notation nach ISO, die der Vollständigkeit halber in Tabelle A.2 aufgeführt ist.

Grad		Polynom	Bedeutung
0	Z_0	1	Konstanter Term / Piston
1	Z_1	$\rho \sin\theta$	Tilt um y-Achse
	Z_2	$\rho \cos\theta$	Tilt um x-Achse
2	Z_3	$\rho^2 \sin 2\theta$	Astigmatismus unter $\pm 45°$
	Z_4	$2\rho^2 - 1$	Defokus
	Z_5	$\rho^2 \cos 2\theta$	Astigmatismus unter $0°/90°$
3	Z_6	$\rho^3 \sin 3\theta$	
	Z_7	$(3\rho^3 - 2\rho) \sin\theta$	x-Koma
	Z_8	$(3\rho^3 - 2\rho) \cos\theta$	y-Koma
	Z_9	$\rho^3 \cos 3\theta$	
4	Z_{10}	$\rho^4 \sin 4\theta$	
	Z_{11}	$(4\rho^4 - 3\rho^2) \sin 2\theta$	
	Z_{12}	$6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$	Sphärische Aberration 3. Ordnung
	Z_{13}	$(4\rho^4 - 3\rho^2) \cos 2\theta$	
	Z_{14}	$\rho^4 \cos 4\theta$	
5	Z_{15}	$\rho^5 \sin 5\theta$	
	Z_{16}	$(5\rho^5 - 4\rho^3) \sin 3\theta$	
	Z_{17}	$(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho) \sin\theta$	
	Z_{18}	$(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho) \cos\theta$	
	Z_{19}	$(5\rho^5 - 4\rho^3) \cos 3\theta$	
	Z_{20}	$\rho^5 \cos 5\theta$	
6	Z_{21}	$\rho^6 \sin 6\theta$	
	Z_{22}	$(6\rho^6 - 5\rho^4) \sin 4\theta$	
	Z_{23}	$(15\rho^6 - 20\rho^4 + 6\rho^2) \sin 2\theta$	
	Z_{24}	$20\rho^6 - 30\rho^4 + 12\rho^2 - 1$	Sphärische Aberration 4. Ordnung
	Z_{25}	$(15\rho^6 - 20\rho^4 + 6\rho^2) \cos 2\theta$	
	Z_{26}	$(6\rho^6 - 5\rho^4) \cos 4\theta$	
	Z_{27}	$\rho^6 \cos 6\theta$	

Tabelle A.1: Zernike-Polynome nach Malacara [Ma92].

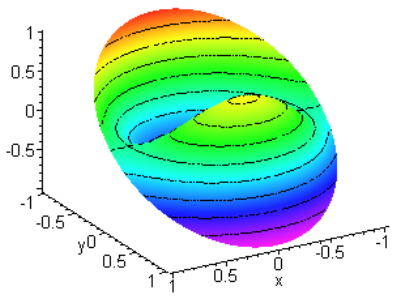
Z_4 , Defokus

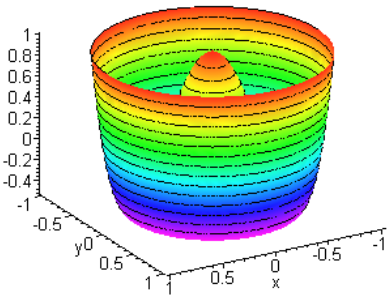




Z_3 , Astigmatismus unter 45°

Z_8 , Koma in y-Richtung





Z_{12} , sphärische Aberration

Abbildung A.1: Grafische Darstellung einiger wichtiger Zernike-Polynome.

Ordnung	n	m	Koeffizient	Polynom	Bedeutung
0	0	0	C0	1	Verschiebung/ Piston
2	1	1	C1	$\rho \cos\theta$	Tilt x
			C2	$\rho \sin\theta$	Tilt y
	2	0	C3	$2\rho^2 - 1$	Defokus
4	2	2	C4	$\rho^2 \cos 2\theta$	Astigmatismus 0° 1.0rdnung
			C5	$\rho^2 \sin 2\theta$	Astigmatismus 45° 1.0rdnung
	3	1	C6	$(3\rho^2 - 2)\rho \cos\theta$	Koma und Tilt, x
			C7	$(3\rho^2 - 2)\rho \sin\theta$	Koma und Tilt, y
	4	0	C8	$6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$	Sphärische Aberration
6	3	3	C9	$\rho^3 \cos 3\theta$	Trifoil, 0°
			C10	$\rho^3 \sin 3\theta$	Trifoil, 30°
	4	2	C11	$(4\rho^2 - 3)\,\rho^2 \cos 2\theta$	Astigmatismus 0° 2. Ordnung
			C12	$(4\rho^2 - 3)\,\rho^2 \sin 2\theta$	Astigmatismus 45° 2. Ordnung
	5	1	C13	$(10\rho^4 - 12\rho^2 + 3)\,\rho \cos\theta$	
			C14	$(10\rho^4 - 12\rho^2 + 3)\,\rho \sin\theta$	
	6	0	C15	$20\rho^6 - 30\rho^4 + 12\rho^2 - 1$	Radialterm
8	4	4	C16	$\rho^4 \cos 4\theta$	
			C17	$\rho^4 \sin 4\theta$	
	5	3	C18	$(5\rho^2 - 4)\rho^3 \cos 3\theta$	
			C19	$(5\rho^2 - 4)\rho^3 \sin 3\theta$	
	6	2	C20	$(15\rho^4 - 20\rho^2 + 6)\,\rho^2 \cos 2\theta$	
			C21	$(15\rho^4 - 20\rho^2 + 6)\,\rho^2 \sin 2\theta$	
	7	1	C22	$(35\rho^6 - 60\rho^4 + 30\rho^2 - 4)\,\rho \cos\theta$	
			C23	$(35\rho^6 - 60\rho^4 + 30\rho^2 - 4)\,\rho \sin\theta$	
	8	0	C24	$70\rho^8 - 140\rho^6 + 90\rho^4 - 20\rho^2 + 1$	
10	5	5	C25	$\rho^5 \cos 5\theta$	
			C26	$\rho^5 \sin 5\theta$	
	6	4	C27	$(6\rho^2 - 5)\,\rho^4 \cos 4\theta$	
			C28	$(6\rho^2 - 5)\,\rho^4 \sin 4\theta$	
	7	3	C29	$(21\rho^4 - 30\rho^2 + 10)\,\rho^3 \cos 3\theta$	
			C30	$(21\rho^4 - 30\rho^2 + 10)\,\rho^3 \sin 3\theta$	
	8	2	C31	$(56\rho^6 - 105\rho^4 + 60\rho^2 - 10)\,\rho^2 \cos 2\theta$	
			C32	$(56\rho^6 - 105\rho^4 + 60\rho^2 - 10)\,\rho^2 \sin 2\theta$	
	9	1	C33	$(126\rho^8 - 280\rho^6 + 210\rho^4 - 60\rho^2 + 5)\,\rho \cos\theta$	
			C34	$(126\rho^8 - 280\rho^6 + 210\rho^4 - 60\rho^2 + 5)\,\rho \sin\theta$	
	10	0	C35	$252\rho^{10} - 630\rho^8 + 560\rho^6 - 210\rho^4 + 30\rho^2 - 1$	

Tabelle A.2: Die von der Interferometersoftware verwendeten Zernike-Polynome nach der ISO-Nomenklatur

Literaturverzeichnis

[Ar95] Artal P., Marcos S., Navarro R., Williams D. R.
Odd aberrations and double-pass measurements of retinal image quality
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 12, No. 2 (1995), 195-201

[Bi82] Bille J., Freischlad K., Jahn G., Merkle F.
Image Restauration by Adaptive-Optical Phase-Conjugation
Proceedings of the „6th international conference on pattern recognition"
München 1982

[Bo84] Born M., Wolf E.
Principles of Optics - Electromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light
Pergamon Press, Sixth Edition (1984)

[Ca66] Campbell F. W., Gubisch R. W.
Optical Quality of the Human Eye
J. Physiol., Vol. 186 (1966), 558-578

[Ca85] Cassius Dio
Römische Geschichte
Band 1, Fragmente der Bücher 1-35, Zürich 1985

[Ch91] Charman W. N.
Wavefront Aberration of the Eye: A Review
Optometry and Vision Science, Vol. 68 No. 8 (1991), 574-583

[Co00] Costa J.
in Vorbereitung
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2000)

[Da97] Dayton D., Sandven S., Gonglewski J., Browne S., Rogers S., McDermott S.
Adaptive optics using a liquid crystal phase modulator in conjunction with a Shack-Hartmann-Sensor and zonal control algorithm
Optics Express Vol. 1, No. 11 (1997), 338-344

[Dr89] Dreher A. W., Bille J. F., Weinreb R. N.
Active optical depth resolution improvement of the laser tomographic scanner
Applied Optics, Vol. 28, No. 4 (1989), 804-808

[FI98] Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme
Forschungslastenheft, Projekt Mikrospiegelanordnung
Version Nr. 0.0, 04.05.1998

[Go96] Goodman J. W.
Introduction to Fourier Optics
2nd edition, McGraw-Hill (1996)

[Ha78] Hardy J. W.
Active Optics: A New Technology for the Control of Light
Proccedings of the IEEE Vol. 66, No. 6, June 1978

[He89] Hecht E.
Optik
2. Auflage, Addison-Wesley Deutschland (1989)

[Ig98] Iglesias I., Berrio E., Artal P.
Estimates of the ocular wave aberrations from pairs of double-pass retinal images
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 15, No. 9 (1998), 2466-2476

[Li91] Liang J.
A New Method to Precisely Measure the Wave Aberrations of the Human Eye with a Hartmann-Shack-Wavefront-Sensor
Promotion, Universität Heidelberg (1991)

[Li94] Liang J., Grimm B., Goelz S., Bille J.
Objective measurement of the wave aberrations of the human eye using a Hartmann-Shack wavefront sensor
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 11, No. 7 (1994), 1949-1957

[Li97/I] Liang J., Williams D. R.
Aberrations and retinal image quality of the normal human eye
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 14, No. 11 (1997), 2873-2883

[Li97/II] Liang J., Williams D. R.
Supernormal vision and high-resolution retinal imaging through adaptive optics
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 14, No. 11 (1997), 2884-2892

[Ma92] Malacara D.
Optical Shop Testing
John Wiley & Sons (1992)

[Me88] Merkle F.
Aktive und adaptive Optik in der Astronomie
Physikalische Blätter Vol. 44, Nr. 12, (1988)

[MPI] Adaptive optics with Lasers For Astronomy (ALFA)
ALFA-Homepage des Max-Planck- Instituts für Astronomie, Heidelberg
http://www.mpia-hd.mpg.de/ALFA

[Mü98] Müller F. K.
Weiterentwicklung eines Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors zur Verwendung am menschlichen Auge
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1998)

[Pf98] Pfund J., Lindlein N., Schwider J.
Misalignment effects of the Shack-Hartmann sensor
Applied Optics, Vol. 37, No. 1 (1998), 22-27

[Pl71] Platt B., Shack R. V.
Lenticular Hartmann Screen
Optical Science Center Newsletter, University of Arizona, Vol. 5, No.1 (1971), 15

[Sch97] Schottner M.
Aufbau eines kompakten Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors für den Einsatz in der Ophthalmologie
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1997)

[ST90] Schmidt R. W., Thews G. (Hrsg.)
Physiologie des Menschen
24. Auflage, Springer Verlag (1990)

[Th97] Thibos L. N., Bradley A.
Use of Liquid-Crystal Adaptive-Optics to Alter the Refractive State of the Eye
Optometry and Vision Science, Vol. 74, No. 7 (1997), 581-587

[Tü97] Türpitz A.
Entwicklung eines elektrooptischen Ellipsometers und dessen klinische Erprobung im Bereich der Glaukomfrüherkennung
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1997)

[Tü99] Türpitz A.
Entwicklung eines adaptiv-optischen Closed-Loop-Systems zur Kompensation der Aberrationen des menschlichen Auges
Promotion, Universität Heidelberg (1999)

[Ty97] Tyson R. K.
Principles of Adaptive Optics
2nd edition, Academic Press (1997)

[Va98] Vargas-Martin F., Prieto P. M., Artal P.
Correction of the aberrations of the human eye with a liquid-crystal spatial light modulator: limits to performance
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 15, No. 9 (1998), 2552-2562

[Vd96] Vdovin G. V.
Adaptive mirror micromachined in silicon
Promotion, Technische Universität Delft (1996)

[Vd] Vdovin G. V. (Editor)
Development and applications of novel optoelectromechanical systems micro-machined in silicon

[Wa84] Walsh G., Charman W. N., Howland H. C.
Objective technique for the determination of monochromatic aberrations of the human eye
J. Opt. Soc. Am. Vol. 1, No. 9 (1984), 987-992

[Wa96] Wall M.
GAlib: A C++ Library of Genetic Algorithm Components
Massachusettes Institute of Technology, August 1996
http://lancet.mit.edu/ga

[We62] Westheimer G., Campbell F. W.
Light Distribution in the Image Formed by the Living Human Eye
J. Opt. Soc. Am. Vol. 52, No. 9 (1962), 1040-1045

[Wi95] Wilson R. G.
Fourier Series and Optical Transforms Techniques in Contemporary Optics
John Wiley & Sons (1995)

[Wü99] Wühl S.
Aktive Korrektur optischer Aberrationen mittels genetischer Algorithmen
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1999)

[Ze34] Zernike F.
Beugungstheorie des Schneidenverfahrens und seiner verbesserten Form, der Phasenkontrastmethode
Physica, Vol. 1, 1934, 689-704

[Zh98] Zhu L., Sun P.-C., Bartsch D.-U., Freeman W. R., Fainman Y.
Use of a Micromachined Membrane Deformable Mirror for Eye Aberration Compensation
Vision Science and Its Applications, Santa Fe, Februar 1999 Optical Society of America, 290-293

[Zh99] Zhu L., Sun P.-C., Bartsch D.-U., Freeman W. R., Fainman Y.
Wave-front generation of Zernike polynomial modes with a micromachined membrane deformable mirror
Applied Optics, Vol. 38, No. 28 (1999), 6019-6026

Mein Dank gilt...

... Herrn Prof. Dr. Josef Bille für die interessante Themenstellung in einem ebenso aktuellen wie zukunftsträchtigen Gebiet.

... Herrn Prof. Dr. Dr. Christoph Cremer für die Übernahme des Zweitgutachtens.

... Dr. Stefan Gölz für die Betreuung meiner Arbeit, die guten Ratschläge und Anregungen, sowie seine tatkräftige Unterstützung in organisatorischen Angelegenheiten.

... Alexander Türpitz für die sehr gute Zusammenarbeit, das wiederholte Probelesen dieser Arbeit und die vielen Diskussionen, die sehr oft über das Fachliche hinausgingen.

... Frank Karlheinz Müller für seine zahlreichen Vor- und Ratschläge und die konstruktive Kritik in bezug auf diese Arbeit.

... Joana Costa für die herzliche und gute Zusammenarbeit in allen Phasen des Projektes.

... Stefan Wühl für die vielen guten Tips in der Anfangszeit meiner Arbeit.

... Michael Schottner, nicht zuletzt für seine Unterstützung in Softwarefragen.

... Birgit Schenkel, Björn Baschek, Hannes Klehr und Ingo Müller-Vogt für die gute Arbeitsatmosphäre im Augenlabor.

... Maurizio Daneluzzi, Ralf Keßler, Christian Rumpf, Marc Seemann, Ulrich von Pape und allen anderen internen und externen Arbeitsgruppenmitgliedern für das tolle Klima in der Arbeitsgruppe und den Spaß inner- und außerhalb des Instituts.

... Herrn Siegfried Spiegel aus der Diplomandenwerkstatt für seine unbürokratische Hilfe in allen Dingen, die mit bohren, sägen, drehen und fräsen zu tun hatten.

... Frau Dr. Gabriele Türpitz für die Bereitstellung der Testlinsen und die augenärztliche Betreuung der Probanden.

... Bettina Müller für die Beschaffung historischer Quellen.

... Tino Weber, Björn Eike und Markus Knopp für ihre besondere Freundschaft, sowie allen anderen Freunden und Bekannten.

... ganz besonders meinen Eltern für ihre Unterstützung, ihr Vertrauen und ihre Liebe.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 31.01.2000 .....

Tobias Kuhn