

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Diplom-Physiker Ingo Albert Lutz Müller-Vogt
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 8. November 2000

**Hochpräzise drei-dimensionale Bestimmung
optischer und biomechanischer Eigenschaften
der menschlichen Hornhaut**

Gutachter

Prof. Dr. Josef F. Bille
Prof. Dr. Karlheinz Meier

Zusammenfassung: Hochpräzise drei-dimensionale Bestimmung optischer und biomechanischer Eigenschaften der menschlichen Hornhaut

Die Bildentstehung im menschlichen Auge basiert auf den optischen Eigenschaften der Hornhaut und der Linse, wobei erstere mit ca. 70 % den größeren Anteil dazu beiträgt.

Zur Bestimmung der optischen Eigenschaften der menschlichen Hornhaut wurde in dieser Arbeit ein Hornhauttopographiegerät entwickelt, das auf der Methode der Wellenfrontanalyse nach Hartmann-Shack basiert. Die kompakte, für den klinischen Einsatz aufgebaute Meßapparatur bildet die Oberfläche der Hornhaut unter Beachtung der Phasenbeziehung auf einem Hartmann-Shack-Sensor ab. Die Phasenbeziehung, die sich auch als Wellenfront darstellen läßt, wird dann mit Hilfe des Hartmann-Shack-Sensors analysiert. Daraus wird die Oberfläche der Hornhaut rekonstruiert und durch eine Entwicklung nach Zernikepolynomen parametrisiert. Dafür entwickelte Softwaremodule übernehmen diese Aufgabe und lassen dann eine graphische Darstellung der Topographie in mehreren Varianten zu. Durchgeführte in vivo Messungen demonstrieren die Funktionalität des Hornhauttopographen. Darüberhinaus kommt diese Methode ohne Interpolationen aus und weist eine höhere Genauigkeit auf, die noch gesteigert werden kann.

Die biomechanischen Eigenschaften der menschlichen Hornhaut werden durch das Stroma, das aus länglichen Lamellen, die eine Formdoppelbrechung aufweisen, bestimmt. Ist die Orientierung der einzelnen Lamellen an einem Ort nicht statistisch verteilt, kann eine doppelbrechenden Eigenschaft gemessen werden. Diese ist mit einer Spannung innerhalb der Hornhaut in Richtung der Doppelbrechung korreliert. Zur Vermessung dieser doppelbrechenden Eigenschaft der menschlichen Hornhaut in zwei Dimensionen wurde, für den klinischen Einsatz, ein sehr kompaktes elektrooptischen Ellipsometer entwickelt und aufgebaut. Erste Punktmessungen an einem optisch doppelbrechenden Probekörper demonstrieren die Möglichkeiten der elektrooptischen Ellipsometrie.

Abstract: Highly accurate three dimensional measurement of the optical and biomechanical properties of the human eye

The refractive power of the human eye is based on the optical properties of the cornea and the lens. The former has a share of 70 % of the refractive power.

In order to measure the optical properties of the human cornea a corneal topographical device based on the method of wavefront analysis by Hartmann-Shack was developed. This compact instrument developed for clinical use analyses a wavefront reflex of the human cornea by means of Hartmann-Shack sensor. This sensor was especially built for the use in cornea topography measurement. With the help of developed software modules it is possible to reconstruct the surface of the cornea and describe it in a mathematical way in Zernike polynomials. This can also be shown in a graph. Cornea measurements of in vivo will demonstrate the functionality of this corneal topographical device. This method does not need any interpolations and is more accurate than conventional methods.

The biomechanical properties of the human cornea are determined by the stroma which consists of elongated lamellas which show formbirefringence. This can be measured when the orientation of the lamellas is not distributed in one place statistically. This is correlated with a tension within the cornea. For clinical use a compact electrooptical ellipsometer for measurements in two dimensions was developed and built. Measurements with an optical birefringence test device demonstrate the potential of the ellipsometer.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Die Hornhaut und das Auge | 3 |
| 2.1 | Das Auge | 3 |
| 2.1.1 | Anatomie des Auges | 3 |
| 2.1.2 | Refraktion des Auges und Bildentstehung auf der Retina | 4 |
| 2.1.3 | Refraktionsanomalien | 5 |
| 2.1.4 | Augenbewegungen | 5 |
| 2.2 | Anatomie der Hornhaut | 7 |
| 2.2.1 | Aufbau der Hornhaut | 7 |
| 2.2.2 | Form der Hornhaut | 9 |
| 2.2.3 | Oberfläche der Hornhaut | 11 |
| 2.2.4 | Doppelbrechung der Hornhaut | 11 |
| 3 | Optische Eigenschaften: Topographiemessung der Hornhaut | 13 |
| 3.1 | Hartmann-Shack-Sensor | 14 |
| 3.1.1 | Das Meßprinzip | 14 |
| 3.1.2 | Die Wellenfrontrekonstruktion | 16 |
| 3.1.3 | Die Zernike-Polynome | 18 |
| 3.2 | Meßapparatur | 22 |
| 3.2.1 | Gesamtaufbau | 22 |
| 3.2.2 | Die einzelnen Komponenten | 24 |
| 4 | Biomechanische Eigenschaften: Doppelbrechungsmessung mittels Ellipsometry | 33 |
| 4.1 | Polarisiertes Licht | 33 |

| | | |
|----------|------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 4.1.1 | Doppelbrechung | 34 |
| 4.1.2 | Formdoppelbrechung | 36 |
| 4.2 | Grundlagen der Ellipsometrie | 37 |
| 4.2.1 | Mathematische Beschreibung der Polarisierung | 38 |
| 4.2.2 | Meßtechnische Grundlagen | 44 |
| 4.3 | Meßaufbau | 47 |
| 4.3.1 | Gesamtaufbau | 48 |
| 4.3.2 | Die einzelnen Komponenten | 50 |
| 5 | Eich- und Meßergebnisse | 59 |
| 5.1 | Messungen mit dem Hartmann-Shack-Sensor: | |
| | Topographiemessung der Hornhaut | 59 |
| 5.1.1 | Eichmessungen an Probekörpern | 59 |
| 5.1.2 | Der Meßablauf für in vivo Messungen an der menschlichen Hornhaut | 69 |
| 5.1.3 | Voraussetzungen für in vivo Messungen an der menschlichen Hornhaut | 70 |
| 5.1.4 | In vivo Messungen an der menschlichen Hornhaut | 74 |
| 5.1.5 | Zusammenfassung der Ergebnisse mit dem HSS | 79 |
| 5.2 | Messungen mit dem elektrooptischen Ellipsometer: | |
| | Doppelbrechungsmessung | 80 |
| 5.2.1 | Eichmessungen der Pockelszellen | 80 |
| 5.2.2 | Eichmessungen des elektrooptischen Ellipsometers | 83 |
| 5.2.3 | Ureichung | 85 |
| 5.2.4 | Ellipsometrische Eichung des Scanners | 86 |
| 5.2.5 | Testmessung des elektrooptischen Ellipsometers | 87 |
| 5.2.6 | Zusammenfassung der Ergebnisse des elektrooptischen Ellipsometers | 87 |
| 6 | Diskussion und Ausblick | 89 |
| | Literaturverzeichnis | 91 |

Kapitel 1

Einleitung

Die Sinne des Menschen bieten ihm die Möglichkeit, Umwelteinflüsse wahrzunehmen, und machen das Leben lebenswert. Einer dieser Sinne ist der Lichtsinn, welcher uns die Möglichkeit eröffnet, unsere Umgebung visuell wahrzunehmen, uns darin zu orientieren und darauf zu reagieren. Das dafür verantwortliche Sehorgan setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen, die jeweils komplexe Aufgaben übernehmen müssen. Der offensichtlichste Teil ist das Auge, das ähnlich einem Fotoapparat für die Bildentstehung auf dem lichtempfindlichen Augenhintergrund sorgt. Diese Abbildung basiert auf zwei optisch wirksamen Komponenten des Auges, der Hornhaut und der Linse. Diese beiden sind für die Qualität der Projektion der Umgebung auf den Augenhintergrund verantwortlich. Der optische Apparat des Auges wird durch die Hornhautvorderseite dominiert, an ihr fällt auf Grund des großen Brechungsindexunterschiedes zwischen der Luft und der Hornhaut ca. 78 % der gesamten Brechkraft ab.

Die Abbildungsqualität des Auges variiert einmal innerhalb der Bevölkerung und zum zweiten im Verlauf des Lebens einzelner Personen. Daher ist sie seit langem Ziel medizinischer Bemühungen, was dazu führte, daß entweder mit Hilfe von zusätzlichen optischen Komponenten wie einer Brille, Kontaktlinsen oder Linsenimplantaten oder durch refraktive Hornhautchirurgie die Abbildungseigenschaften des Auges verbessert wurden. Viele dieser Methoden beruhen auf einer Veränderung der Hornhautvorderseite, da diese neben der hohen Brechkraft sehr einfach zugänglich ist. Eine erfolgreiche Planung der Refraktionsverbesserungen, die an der Hornhaut ansetzen, erfordert neben der Kenntnis der Gesamtrefraktion des Auges auch Daten über ihre Topographie. Im Falle der refraktiven Chirurgie wäre es auch von Vorteil, etwas über das Spannungsgefüge innerhalb der Hornhaut zu wissen. Damit könnten die Einflüsse von Abtragungen oder radialen Schnitten auf eine Verformung des mechanischen Gebildes Hornhaut im Vorfeld bestimmt werden. Die Hornhaut besteht zum größten Teil aus dem Stroma, das die mechanische Eigenschaft dominierend bestimmt. Es ist aus Lamellen zusammengesetzt, die eine Formdoppelbrechung aufweisen. Sind diese Lamellen nicht statistisch verteilt, dann ist eine Doppelbrechung zu messen. Es wird erwartet, daß diese Doppelbrechung, die auf eine vorzugsweise Orientierung der Lamellen hindeutet, mit einer Spannung entlang dieser Orientierung korreliert ist.

Im Rahmen dieser Arbeit sollten daher zwei Meßgeräte entwickelt werden, die zur

besseren Planung von refraktiven Eingriffen am Auge dienen und für einen klinischen Einsatz vorgesehen sind.

Es liegt eine Methode in der Astronomie vor zum Testen von Teleskopen, die auf der Methode der Wellenfrontanalyse nach Hartmann-Shack basiert. Sie wurde noch nicht zur Vermessung der Hornhauttopographie am menschlichen Auge in vivo verwendet. In dieser Arbeit soll gezeigt werden, daß die Verwendung dieser Methode in der Ophthalmologie einsetzbar ist und gegenüber herkömmlichen Topographiemeßgeräten Vorteile bietet. Dazu zählt zum einen die Möglichkeit berührungsfrei zu messen ohne Hinzugabe von Meßmitteln in Form von Augentropfen als Fluoreszenzen und zum anderen die Möglichkeit die Hornhautoberfläche ohne Interpolationen erfassen zu können. Die Wellenfrontanalyse als Meßverfahren bietet zudem die Möglichkeit eine höhere Meßgenauigkeit, eine bessere Darstellung der Ergebnisse sowie eine kürzere Meßzeit zu erreichen. Die Gegebenheiten in der Ophthalmologie im Gegensatz zur Astronomie müssen berücksichtigt werden. Die zu vermessende Fläche, die Hornhaut, ist während der Aufnahme nie in Ruhe und die verwendete Lichtmenge muß an das Auge angepaßt werden.

Die biomechanischen Eigenschaften der menschlichen Hornhaut, die mit der Formdoppelbrechung der Hornhaut korrelieren, sollen mit Hilfe eines elektrooptischen Ellipsometers vermessen werden, das im Rahmen dieser Arbeit dafür zu entwickeln und aufzubauen ist. Bisherige Fourierellipsometer benützen mechanisch rotierende optische Phasenschieber. Im Rahmen dieser Arbeit soll nun gezeigt werden, daß elektrooptisch aktive Komponenten wie z. B. Pockelszellen für einen kompakten Meßgeräteaufbau und schnelle ansteuerbare Meßzyklen einsetzbar sind. Damit könnte leicht auf die Gegebenheiten der Ophthalmologie besondere Rücksicht genommen werden. Hierzu zählt im Besonderen die Justagemöglichkeit auf das Patientenaug, die Meßzeit sowie die Bedienungsfreundlichkeit.

Im folgenden wird in Kapitel (2) die Hornhaut als Teil des Auges näher erläutert. Dabei wird im besonderen auf die für diese Arbeit wichtigen Gegebenheiten der Hornhaut eingegangen. Diese gehen aus der Anatomie, der Form und der Oberfläche hervor. Kapitel (3) beschäftigt sich mit dem Hornhauttopographiemeßgerät. Nach der Beschreibung des Meßverfahrens und der Theorie der Wellenfrontrekonstruktion wird die Meßapparatur vorgestellt. Die Messung der Doppelbrechung mittels Ellipsometrie ist Gegenstand von Kapitel (4). Darin wird zuerst die Theorie von polarisiertem Licht, der Doppelbrechung und der Formdoppelbrechung eingeführt. Danach werden die Grundlagen der Ellipsometrie erklärt und anschließend wird der Meßaufbau erläutert. Die durchgeführten Messungen mit den beiden Meßapparaturen sind in Kapitel (5) zu finden. Abgeschlossen wird diese Arbeit mit der Diskussion der Ergebnisse und dem Ausblick in Kapitel (6).

Kapitel 2

Die Hornhaut und das Auge

Die Hornhaut, die in dieser Arbeit von besonderem Interesse ist, ist ein wichtiger Teil des Auges und damit unseres Sehsinns. Im folgenden wird, um die Hornhaut und ihre Funktion im optischen System des Menschen einordnen zu können, auf den Aufbau des Auges und die Bildentstehung eingegangen. Abgeschlossen wird dieser Abschnitt mit einer Betrachtung der Augenbewegungen, die bei der Entwicklung der beiden in den folgenden Kapiteln beschriebenen Meßverfahren berücksichtigt werden müssen. Danach wird die Hornhaut hinsichtlich ihrer Anatomie, den optischen und den biomechanischen Eigenschaften näher beleuchtet.

2.1 Das Auge

2.1.1 Anatomie des Auges

Ein Teil des Sinnesorgans, der Augapfel, liegt in der von den Schädelknochen gebildeten Augenhöhle, der sogenannten Orbita. Er ruht dabei mit seiner Rückseite auf einem Fettpolster, welches wie eine Gelenkpfanne gebildet ist, und wird von sechs Muskeln gehalten und bewegt.

Den Inhalt des Augapfels kann man in drei Räume einteilen. Die vordere Augenkammer ist der Raum zwischen Hornhaut einerseits sowie Linse und Iris andererseits. Die hintere Augenkammer erstreckt sich von der Iris-Rückfläche bis zur Vorderfläche des Glaskörpers. Beide Kammern sind mit Kammerwasser gefüllt, welches im Ziliarkörper produziert wird, durch die Pupille in die vordere Kammer gelangt und durch den Schlemm'schen Kanal wieder abfließt. Der gelartige Glaskörper bildet den dritten Raum.

Der Augapfel selbst hat annähernd Kugelgestalt und wird außen durch die Lederhaut, Sklera, und die Hornhaut, auch Cornea genannt, begrenzt, siehe Abbildung (2.1). Die Hornhaut ist transparent und gleicht einem Fenster für den Eintritt der Lichtstrahlen. Sie ist etwas stärker gekrümmt als die umliegende Sklera und ist wie ein Uhrglas in sie eingefügt. An der Rückseite des Augapfels liegt eine Öffnung, die Papille, durch welche die Nervenfasern der Netzhaut gebündelt zum Gehirn geführt werden.

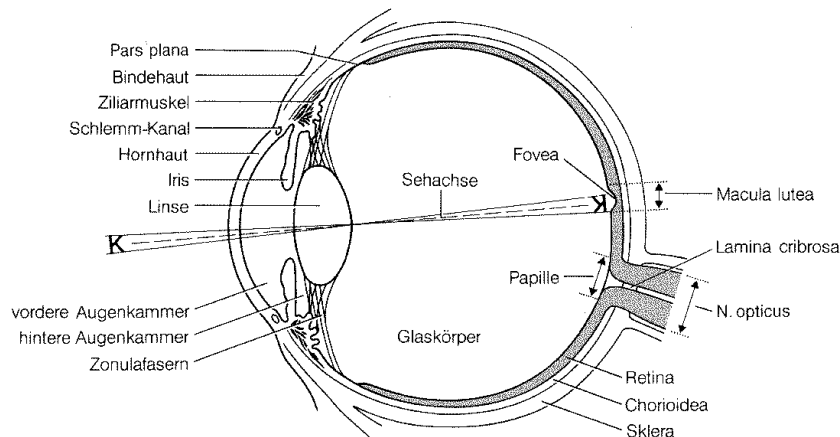


Abbildung 2.1: Aufbau des Auges [Gr95]

Die mittlere Augenhaut setzt sich aus der Regenbogenhaut, Iris, sowie dem Ziliarmuskel, und der Aderhaut, Chorioidea, zusammen. Die Iris, die als Blende die Pupille, die Lichtöffnung, umgrenzt, geht ohne scharfe Absetzung in den Strahlenkörper über, der den Ziliarmuskel enthält. Der übrige Anteil wird Aderhaut genannt und ist für die Ernährung und Sauerstoffversorgung der Netzhaut und des Strahlenkörpers verantwortlich.

Die innere Augenhaut besteht aus der lichtempfindlichen Netzhaut, genannt Retina, und dem Pigmentepithel. Fällt nun Licht auf die Retina, muß es erst die Nervenfaserschicht, die Ganglienzellschicht und die innere Körnerschicht durchstrahlen, um dann auf die lichtempfindliche Schicht, die das eigentliche Sinnesepithel der Retina darstellt, zu treffen. Dort wird dann eine komplizierte Kette chemischer Reaktionen ausgelöst. Die dadurch ausgelösten elektrischen Reize werden bereits in der Netzhaut durch synaptische Kontakte weiter verarbeitet und dann erst an das Gehirn weitergeleitet [Ax80] [Ho88].

2.1.2 Refraktion des Auges und Bildentstehung auf der Retina

Um Gegenstände der Außenwelt wahrnehmen zu können, muß eine Abbildung auf die lichtempfindliche Schicht, die Retina des Auges, erfolgen. Hierfür sind die Hornhaut, die Iris und die Linse zuständig, die vergleichbar mit dem Objektiv einer Photokamera sind. Das ankommende Licht wird an der Vorder- und Rückfläche der Hornhaut, sowie an der Linsenvorder- und -rückfläche gebrochen und damit auf die Retina fokussiert. Wie man aus der Tabelle (2.1) ersehen kann, ist der Unterschied der Brechungsindizes zwischen Luft und Hornhautvorderfläche am größten und bewirkt hier schon ca. 73% der gesamten Lichtbrechung des Auges. Durch die Änderung der Linsenkrümmung kann man erreichen, daß nicht nur Objekte aus der Ferne abgebildet werden, sondern auch Objekte aus der Nähe. Die Linse ist an kleinen Zonulafasern an dem Ziliarkörper fixiert, der ihr durch Kontraktion erlaubt kugelförmiger zu werden, wobei die Brechkraft erhöht

wird. Die optischen Eigenschaften sowie die Längenmaße des Auges sind in der Tabelle (2.1) zusammengestellt.

| | Krümmungsradien (mm) | Brechungsindizes | Brechkraft (dpt) | Entfernung von Hornhautvorderfläche (mm) |
|----------------------|----------------------|------------------|------------------|------------------------------------------|
| Luft | | | 1 | |
| Hornhautvorderfläche | 7,7 | | 48,3 | |
| Hornhaut | | 1,376 | | |
| Hornhaurückfläche | 6,8 | | -5,9 | 0,5 |
| Kammerwasser | | 1,336 | | |
| vordere Linsenfläche | 10,0-5,3 | | | 3,6 |
| Linse an den Polen | | 1,385 | | |
| Linse Allgemein | | | 19,1-33,6 | |
| Linse im Kern | | 1,406 | | |
| hintere Linsenfläche | 6,0-5,3 | | | 7,2 |
| Glaskörper | | 1,336 | | |
| Retina | | | | 22,8 |
| Gesamtsystem | | | 61,5-76,0 | |

Tabelle 2.1: Optische Eigenschaften des Auges [Re93]

2.1.3 Refraktionsanomalien

Bei einem normalsichtigen Auge wird parallel einfallendes Licht auf einen Punkt auf der Retina fokussiert. Man spricht hierbei von Emmetropie. Allerdings ist das bei sehr vielen Menschen nicht der Fall. Die wohl am meisten verbreiteten Fehlsichtigkeiten sind Myopie (Kurzsichtigkeit) und Hyperopie (Weitsichtigkeit). Bei der Myopie liegt der Brennpunkt parallel einfallender Lichtstrahlen vor der Netzhaut und bei der Hyperopie dahinter. Die Ursachen dieser beiden Fehlsichtigkeiten können in einer falschen Brechkraft des optischen Systems oder in der falschen Achsenlänge des Auges liegen. Eine weitere Fehlsichtigkeit, der sogenannte Astigmatismus, hängt mit der Fehlkrümmung der Hornhaut zusammen. Hierbei kommt keine punktförmige Abbildung parallel einfallender Strahlen auf der Netzhaut zustande. Dies kann durch eine nicht kugelförmige Hornhaut hervorgerufen werden, die in zwei verschiedenen Achsen eine unterschiedliche Brechkraft besitzt. [Ho88][Gr95]

Weitere Refraktionsanomalien können z. B. die Seidelschen Aberrationen sein. Vertreter hierfür sind die Spärische Aberration bei sehr weit geöffneter Pupille, Koma oder Verzerrung. Diese sind mit den herkömmlichen Mitteln der Augenoptik noch nicht erfaßt worden. Meßtechniken, die auf der Wellenfrontanalyse basieren (siehe Kapitel (3.1.1)) lassen hier zumindest für die Hornhaut detailliertere Angaben zu.

2.1.4 Augenbewegungen

Es wird hierbei zwischen lateralen und axialen Augenbewegungen unterschieden. Im Gegensatz zu den lateralen, welche aktiv durch den Zug von sechs Muskeln verursacht werden, beruhen die axialen meist auf der Atmung, dem Herzschlag oder Rotationsbewegungen des Auges.

Laterale Augenbewegungen

Diese Augenbewegungen dienen dazu, das Bild desjenigen Gegenstandes, den man betrachten will, in der Fovea, dem Punkt des schärfsten Sehens, festzuhalten. Eine Erfassung des Objekts geschieht durch rasche Blickzielbewegungen, den sogenannten Saccaden. Große Objekte werden durch eine Serie von Saccaden abgetastet, die durch Blickfixation von 0,1 bis 1 sec unterbrochen werden. Betrachtet man einen Punkt oder kleinen Gegenstand für längere Zeit, bilden sich kleine Mikrosaccaden, welche eine Frequenz von ca. 30-80 Hz und eine Amplitude von 30-40 Bogensekunden haben. Hierdurch wird die Kontrastwahrnehmung, welche nur wenige Sekunden bestehen bleibt, immer neu angeregt [Re93]. Der Blick auf einen Gegenstand ist allerdings immer auch mit einem kleinen Drift um ihn herum verbunden. Das bedeutet, daß zu den Mikrosaccaden eine langsame Bewegung weg von dem Gegenstand zu erkennen ist, die mit einer langsameren Frequenz wieder auf den Ausgangspunkt zurückgestellt wird. Abbildung (2.2) zeigt eine zeitliche Verteilung der lateralen Augenposition beim Betrachten eines Gegenstandes.

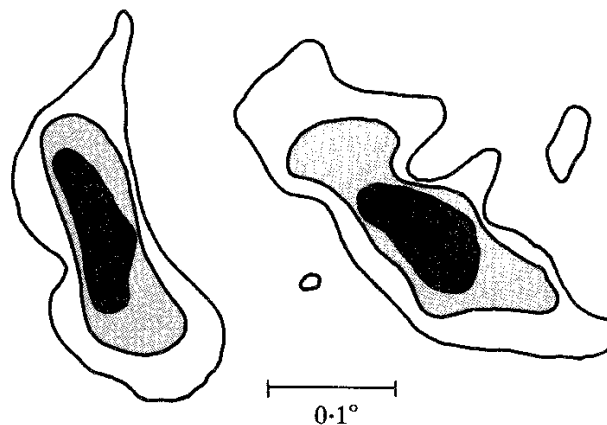


Abbildung 2.2: Zeitliche Verteilung der lateralen Augenposition. Die Felder (von innen nach außen) geben die Raumwinkel an, in die, nach Schwärze gestaffelt, innerhalb einer halben Minute am häufigsten geblickt wurde [Ca88].

Axiale Augenbewegung

Betrachtet man die axialen Augenbewegungen anhand des Hornhautreflexes, so können sie von zwei Bewegungen herrühren.

Zum einen kommt es bei jeder lateralen Augenbewegung auch zu einer axiale Bewegung der Reflektionsebene der Hornhautoberfläche, da der Krümmungsmittelpunkt nicht mit dem Rotationsmittelpunkt des Auges zusammenfällt. Bei einer Rotation um 1 Grad erhält man eine z-Verschiebung von $1,5 \mu\text{m}$, bei 2 Grad von $6 \mu\text{m}$ und bei 4 Grad von $24 \mu\text{m}$. Normale Bewegungen bei Fixation eines Punktes haben allerdings keine meßbaren Einflüsse [Ca88]. Zum anderen haben Atmung und Herzschlag einen so

großen Einfluß auf die axiale Position des Auges und damit natürlich auch auf die Reflektionsebene der Hornhautoberfläche, daß sich diese um bis zu $400\ \mu\text{m}$ bewegen kann. Die Atmung kann dabei Bewegungen des gesamten Auges bis zu $\pm 150\ \mu\text{m}$ mit einer zeitlichen Abfolge von ca. 5 sec bewirken. Der Herzschlag löst kleinere Bewegungen von bis zu $\pm 50\ \mu\text{m}$ mit einer höheren Frequenz aus [Da95].

2.2 Anatomie der Hornhaut

2.2.1 Aufbau der Hornhaut

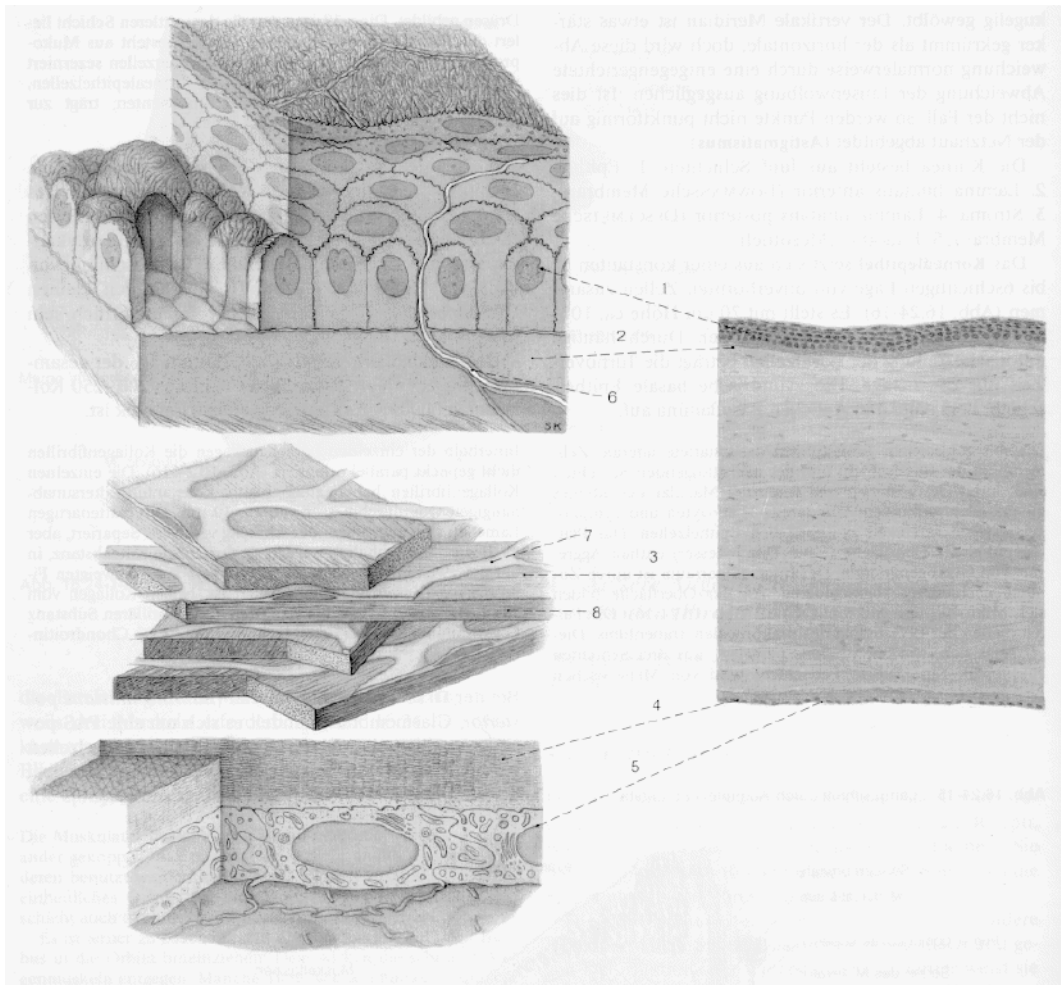


Abbildung 2.3: Aufbau der Hornhaut von außen nach dem Augenninneren; 1=Epithel, 2=Bowman'sche Membran, 3=Stroma, 4=Descemet'sche Membran, 5=Endothel, 6=sensibler Nerv, 7=Keratozyt, 8=Bündel kollagener Fibrillen [Be94].

Wie schon erwähnt, bildet die Hornhaut das klare Fenster im Augapfel, durch das Licht in das Innere des Auges gelangt, und durch das eine Abbildung von Gegenständen

der Außenwelt auf der Retina entsteht. Ihre Krümmung und die glatte, optisch brechende Oberfläche stellen zugleich einen Teil des optischen Systems des Auges dar. Sie besteht aus fünf Schichten: 1. Epithel, 2. Bowman'sche Membran, 3. Stroma, 4. Descemet'sche Membran und 5. Endothel; siehe Abbildung (2.3). Die Transmission der Hornhaut liegt im sichtbaren Bereich von ca. 300 nm bis 750 nm zwischen 80 und 90 %. Dieses Verhalten ist in Abbildung (2.4), in Abhängigkeit der eingestrahlichten Wellenlänge, graphisch dargestellt.

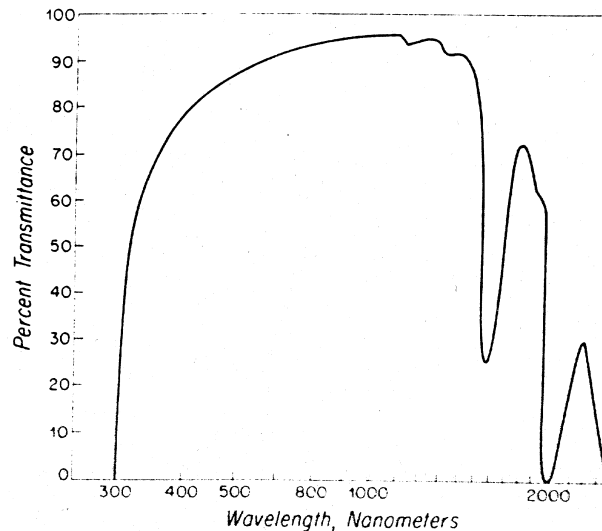


Abbildung 2.4: Transmission der Hornhaut in Abhängigkeit der Wellenlänge [Kr86].

Das Hornhautepithel setzt sich aus einer 5-6 schichtigen Lage von unverhornten Zellen zusammen und stellt mit einer Dicke von etwa $50-60 \mu\text{m}$ ca. 10% der gesamten Cornea dar. Die Oberflächenbeschaffenheit der Hornhaut wird in Abschnitt (2.2.3) näher betrachtet. Das Epithel selbst hat eine leicht raue Oberfläche, welche mit Hilfe der Tränenflüssigkeit geglättet wird. Es ist wasserundurchlässig und dient insbesondere als Barriere gegen das Eindringen von Fremdstoffen und Bakterien. Da sich zahlreiche sensible Nerven im Inneren befinden, ist es sehr schmerzempfindlich. Verletzungen des Epithels heilen sehr schnell. Diese Schicht erneuert sich alle 5-7 Tage [Ha60].

Die $8-14 \mu\text{m}$ dicke Bowman'sche Membran stellt eine zellfreie Kollagenschicht dar, welche hauptsächlich zur Wahrung der Stabilität der Hornhaut dient. Da es sich hier um eine zellfreie Schicht handelt, ist sie nicht regenerationsfähig. Sie ist mit einer Reihe von verbindenden Strukturen mit dem Stroma über ein Fasernetzwerk verankert.

Das Stroma stellt mit ca. $500 \mu\text{m}$ 89% der gesamten Dicke der Hornhaut dar. Es besteht aus 200-250 plattenartigen Kollagenlamellen, die gegeneinander winkelig verlagert und je etwa $2 \mu\text{m}$ dick sind. Es bestimmt vor allem die mechanischen Eigenschaften der Hornhaut, die sich charakterisieren lassen als recht unelastisch und nur ganz gering dehnbar. Der Wassergehalt des Stromas beträgt ungefähr 78 %. Verletzungen dieses Gewebes heilen sehr langsam und führen oft zu Narbenbildung. Die Kollagenlamellen sind aus kleinen Fibrillen zusammengesetzt, wie in Abbildung (2.5) zu sehen ist. Diese

weisen auf Grund ihrer Abmessungen der zylindrischen Komponenten eine Formdoppelbrechung auf. Diese Art der Doppelbrechung wird in Abschnitt (4.1.2) erklärt. Auf diese Eigenschaft der Hornhaut wird in Abschnitt (2.2.4) näher eingegangen.

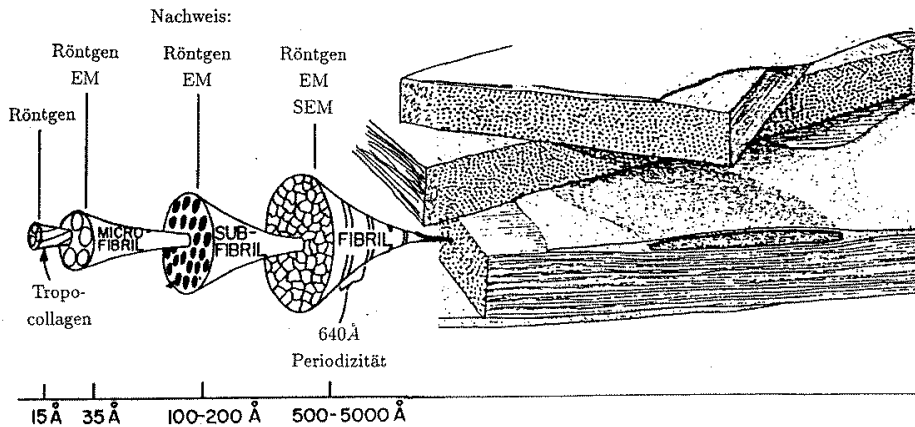


Abbildung 2.5: Aufbau des Stromas [He93].

Die Descemet'sche Membran ist elastisch und setzt pathologischen Prozessen oft einen erheblichen Widerstand entgegen. Im Gegensatz zur Bowman'schen Membran ist sie regenerationsfähig.

Das Endothel besteht aus einer einschichtigen Lage abgeplatteter Zellen, die in der Lage sind eine Decemet'sche Membran aufzubauen. Es sorgt für einen konstanten Wassergehalt und die Nährstoffversorgung der Hornhaut durch aktiven Transport und selektive Diffusion bestimmter Stoffe aus dem Kammerwasser. Umgekehrt diffundieren Stoffwechselprodukte durch das Endothel in das Kammerwasser zurück. Eine Verletzung des Endothels führt durch die starke Wasserbindungsfähigkeit des Stromas zu einer Aufquellung mit anschließender Trübung. Die Heilung vollzieht sich langsam und größere Defekte werden nicht immer vollständig kompensiert. Hier können Vergrößerung und Verlagerung von Nachbarzellen helfen, welche ihre Aktivität erhöhen müssen [Be94].

Es sei noch erwähnt, daß die Hornhaut auch über die Sclera mit größeren Molekülen versorgt werden kann [Re93].

2.2.2 Form der Hornhaut

Die Hornhaut, das transparente Fenster des Auges, ist auf der Vorderseite konvex und auf der Rückseite konkav gekrümmt. Sie hat einen vertikalen Durchmesser von 10,6 mm und einen horizontalen von 11,6 mm, der bei Frauen in beiden Richtungen etwa 0,1 mm kleiner ist. Weichen diese Werte um mehr als 1,5 mm ab, werden sie als pathologisch angesehen und man spricht von einer Makro- bzw. Mikrocornea. Am Scheitel beträgt die Dicke 0,5-0,7 mm, die zur Sclera auf bis zu 1,2 mm zunimmt.

Die Hornhaut kann topographisch in drei Zonen eingeteilt werden, die jedoch keine

Abgrenzung untereinander aufweisen. Es handelt sich hierbei um die apicale Zone, die das Zentrum mit einem Durchmesser von ca. 4-5 mm darstellt. Das ist der, für das Sehen, wichtigste Bereich der Hornhaut. Daran schließt sich die periphere Zone an, die den Bereich beschreibt, der von der Iris abgeschattet, oder bei Dämmerung oder bei Dunkelheit durch öffnen der Pupille freigegeben wird. Den Randbereich, der den Übergang von der Hornhaut zur Sclera darstellt und der nicht mehr als optische Zone genutzt wird, bezeichnet man als limbale Zone. [Sch95]

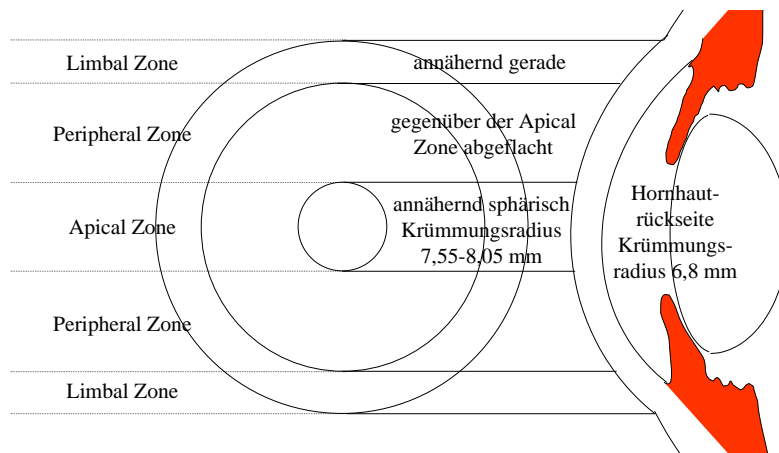


Abbildung 2.6: Einteilung der Hornhaut in Topographische Zonen, sowie deren Krümmung

Die in diesem Abschnitt angegebenen Daten sind hauptsächlich aus [Sch95]. Eine Reihe von Messungen sind z. B. zu finden in: [Li99]. Die einzelnen Zonen und ihre Form sind in Abbildung (2.6) dargestellt.

In der apicalen Zone ist die Hornhautkrümmung annähernd sphärisch und weist einen horizontalen Radius von 7,55-8,05 mm auf. In vertikaler Richtung ist der Krümmungsradius um etwa 0,1 mm flacher. Dies wird durch den Liddruck hervorgerufen [Li00]. Dieser Effekt setzt sich bis in die periphere Zone fort. Dieser natürliche Astigmatismus wird zum größten Teil von der Linse kompensiert. Die periphere Zone, die sich an den zentralen Bereich anschließt, weist eine Abflachung der Krümmung auf. Diese Abflachung schwankt innerhalb der Bevölkerung, so daß in der Literatur hierüber keine Angaben gemacht werden. In der anschließenden limbale Zone ist die Hornhaut dann flach und besitzt keine Krümmung mehr.

Die Hornhaurückseite weist einen konstanten Radius von 6,8 mm auf. Es ergibt sich somit aus der Form der Hornhaut, die einen Brechungsindex von 1,376 hat, eine Brechkraft von 48,8 dpt für die Vorderseite und von -5,88 dpt für die Rückseite. Die Gesamtbrechkraft ist somit 42,92 dpt.

2.2.3 Oberfläche der Hornhaut

Die Oberfläche der Hornhaut wird gebildet von der letzten Schicht, der Epithelschicht, sowie einem sich darauf befindenden Tränenfilm. Die Epithelschicht (siehe Abschnitt (2.2.1) und Abbildung (2.3)) stellt die Zellgrenzschicht dar. Diese wird durch den Tränenfilm, der sich an diesen Zellen anlagert, geschützt, mit Flüssigkeit und Nährstoffen versorgt sowie geglättet. Der Flüssigkeitsfilm ist auf Grund seiner physikalisch chemischen Zusammensetzung geschichtet auf dem Auge zu finden, siehe dazu Abbildung (5.1.3).

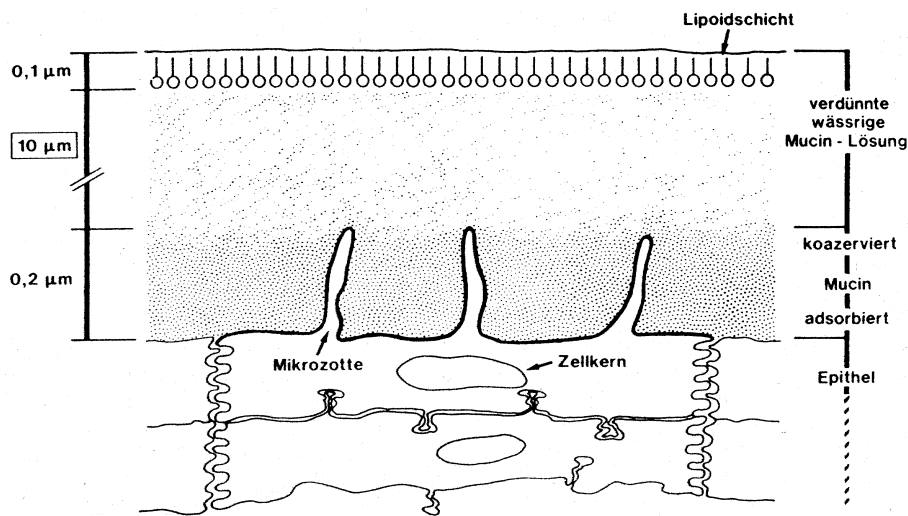


Abbildung 2.7: Darstellung des Tränenfilms und seiner Schichtung [Ha82]

Die unterste Schicht stellt die Mucinphase dar, die sich mit der hydrophilen Oberfläche des Hornhautepithels verbindet. Der größte Anteil des Films besteht aus einer wässrigen Schicht, die Proteine und niedermolekulare Substanzen enthält. Diese übernehmen die oben angesprochenen Aufgaben abgesehen von der Glättung der Oberfläche. Diese Oberflächenvergütung, die die optische Eigenschaft der Hornhaut deutlich beeinflusst, wird von der Lipidschicht übernommen. Sie zieht sich auf Grund ihrer Zusammensetzung aus Fettsäureestern außen wie ein dünnes Häutchen als monomolekulare Schicht über die wässrige Schicht. [Re93] [Gr95] [Li82] [Ha82]

2.2.4 Doppelbrechung der Hornhaut

Beleuchtet man die Hornhaut mit polarisiertem Licht und betrachtet es durch einen zu dieser Polarisierung gekreuzt angeordneten Polarisator, dann kann man das sogenannte Polarisationskreuz des Auges sehen. Eine Photographie davon ist in Abbildung (2.8) dargestellt.

Auf Grund der Eigenschaften des polarisierten Lichtes und des Polarisators (siehe Kapitel (4)) bleiben alle Bereiche in denen das Licht keine Phasenverschiebung

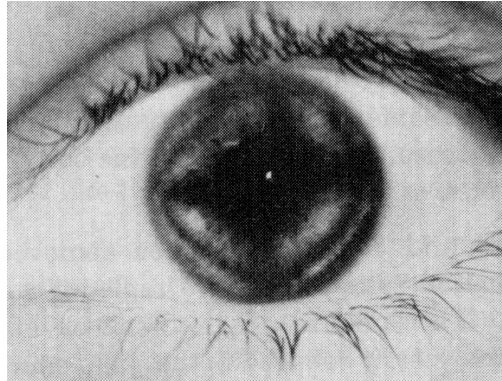


Abbildung 2.8: Polarisationskreuz der Hornhaut [Co77]

erfährt dunkel, und alle anderen, in denen sich die eingestrahlte Polarisation ändert, werden hell. In Aufnahmen dieser Art kann man die phasenverschiebende Eigenschaft der Hornhaut nicht ableiten. Dazu ist ein höherer Aufwand nötig. Die einfache Art der Photographie durch gekreuzte Polarisatoren beleuchtet nur mit einer Polarisationsrichtung und so werden die Orientierungen der optisch schnellen und langsamen Achsen nicht erfaßt.

Das Phänomen der Polarisationsänderung und damit der Doppelbrechung der Hornhaut hat nun zwei Gründe. Zum einen bewirkt die Krümmung der Hornhaut bei der polarisationsabhängigen Reflexion der Grenzfläche Luft / Hornhaut nach den Fresnel Beziehungen eine Polarisationsänderung [Co77] [Ic95] [He98] [Pi97] und zum anderen bewirkt die Formdoppelbrechung (Abschnitt (4.1.2)) innerhalb des Stromas (Abschnitt (2.2.1)) eine Polarisationsänderung des eingestrahnten Lichtes. Das Stroma mit den darin befindlichen Lamellen, die auf Grund ihrer Struktur eine Formdoppelbrechung zeigen, trägt zu einer Polarisationsänderung des eingestrahnten Lichtes bei, wenn die Lamellen eine Vorzugsrichtung einnehmen. Sind sie statistisch verteilt, dann ist keine Doppelbrechung zu messen. Diese langgestreckten Strukturen bilden das Trägermaterial der Hornhaut [He97]. Wird nun eine Doppelbrechung gemessen, die nicht auf die Krümmung zurückgeführt werden kann, dann hängt diese mit einer gehäuften Orientierung der Lamellenstruktur zusammen. Diese Vorzugsorientierung hat einen Einfluß auf die biomechanische Eigenschaft der Hornhaut. Einige Modelle zur Lamellenstruktur und der Hornhautdoppelbrechung sowie Messungen der Doppelbrechung sind u. a. zu finden in: [Bl86] [Do95] [Bo81] [Ch96] [Po66].

Kapitel 3

Optische Eigenschaften: Topographiemessung der Hornhaut

Die optischen Eigenschaften des Auges werden bestimmt durch die vier brechenden Flächen, die Hornhautvorder- bzw. Hornhaurückseite sowie die Linsenvorder- bzw. Linsenrückseite. Hierbei trägt die Hornhautvorderseite mit über 75 % den größten Anteil an der Gesamtbrechkraft (Kapitel 2). Auch ist sie als einzige brechende Fläche am Auge von außen her zugänglich und somit die ideale Stelle, um die Refraktion des Auges verändern zu können. Dies kann mittels refraktiver Hornhautchirurgie oder durch Tragen von Kontaktlinsen bewirkt werden. Erläuterungen zu diesen Themengebieten sind z. B. zu finden in: [Se87] [Se92] [Ka96] [Re93] [Gr95] [Kue98] [Es89] [Se91] [Wi98] [Se91b] [Mi99].

Die Topographie der menschlichen Hornhaut kann auf verschiedene Arten gemessen werden. Die einfachste Methode, mit Hilfe eines Keratometers, führt zu einer Bestimmung des Krümmungsradiuses der Hornhaut entlang einer Achse. Durch eine Bestimmung der Krümmung in mehreren Achsen kann der Astigmatismus und der Defokus der Hornhaut bestimmt werden, allerdings können keine irregulären Formen erfaßt werden [Gr95]. Die Mehrzahl der gebräuchlichen Geräte basiert auf der Reflexion einer Placido-Scheibe (Placido 1882) auf der Hornhaut. Aus dem reflektierten Bild der entweder konzentrischen, hellen und dunklen oder farblich voneinander abgesetzten, Ringe kann auf die Topographie der Hornhaut zurückgerechnet werden. Das Meßfeld dieser Geräte ist groß und umfaßt nahezu die gesamte Hornhaut, nur Abschattungen der Lider und Brauen schränken es ein. Ein Nachteil bei dieser Methode ist, daß die Topographie nicht vollständig, insbesondere nicht im Zentralbereich, analysiert werden kann, da in der Mitte ein Loch zur Beobachtung bleiben muß und der Ringdurchmesser nicht beliebig klein gemacht werden kann. Weitere Methoden sind zum einen die laserholographische Interferometrie, bei der das Interferenzbild eines von der Hornhaut reflektierten Laserstrahls ausgewertet wird. Dieses Verfahren ist auf der einen Seite sehr genau, auf der anderen aber gibt es Schwierigkeiten mit Höhendifferenzen im Bereich der Wellenlänge. Zum zweiten kann mit Hilfe eines schmalen Lichtstrahls aus einer Spaltlampe das Auge

abgetastet werden und das diffuse Streulicht aus der Hornhaut dazu verwendet werden, Höhendaten zu berechnen. Allerdings verfälscht hierbei die Augenbewegung, die durch eine längere Meßzeit zum Tragen kommt, das Meßergebnis. Zum dritten besteht die Möglichkeit, die Hornhauttopographie nach der Methode der Rasterphotogrammetrie zu vermessen. Hierbei wird ein Fluoreszin in das Auge geträufelt und ein Raster darauf projiziert. Die Höhendaten erhält man dann aus der Verzerrung des Musters im Fluoreszenzlicht. Die Zugabe der Augentropfen kann bei dieser Methode allerdings das Höhenbild der Hornhaut verändern. Genauere Beschreibungen zu den genannten Methoden kann man z. B. nachlesen in: [Se97] [Co99] [Fo93] [Wi91] [Th77] [Ko97].

Das Verfahren, das in dieser Arbeit verwendet wird, um die Hornhaut topographisch zu vermessen, basiert auf der Wellenfrontanalyse nach Hartmann-Shack. Eine Wellenfront ist eine Fläche, die durch Punkte gleicher Phasenbeziehung in der Lichtwelle gebildet wird, wobei die Ausbreitung des Licht senkrecht dazu erfolgt. Die Funktionsweise dieser Wellenfrontanalyse, die Meßmethode sowie die Meßapparatur werden im folgenden erläutert.

3.1 Hartmann-Shack-Sensor

Der Hartmann-Shack-Sensor ging aus einem Verfahren hervor, das Hartmann eingeführt hatte, um Teleskope zu testen, dem *Hartmann screen test*. Dabei wird mit Hilfe einer Lochplatte der aus dem Teleskop kommende parallel einfallende Strahl in mehrere Einzelstrahlen zerlegt, die eine Linse auf verschiedenen Wegen durchqueren. Das entstehende Punktemuster wird nun an zwei Stellen mittels Photoplatten aufgenommen, und zwar vor und nach der Brennebene der Fokussierlinse. Kommt aus dem Teleskop eine ideale Wellenfront, dann liegen die Lichtpunkte auf den beiden Photoplatten an der selben Stelle. Ist dies nicht der Fall, kann aus den Verschiebungen auf die Aberration des zu vermessenden Systems geschlossen werden [Ro89] [Ma92].

Shacks Idee, anstelle der Lochblende ein Linsenarray zu verwenden, machte aus dem beschriebenen Verfahren, das nun vereinfacht wurde, da nur an der Stelle der Brennebene der Linsen des Arrays eine Bildaufnahmeeinheit benötigt wird, den Hartmann-Shack-Sensor. Dieser ist ein universelles Instrument, um die Form von optischen Wellenfronten zu bestimmen [Pl71] [Li91] [Li94][Ca95] [Du96] [Pf98b].

3.1.1 Das Meßprinzip

Zur Ermittlung der Wellenfront mit Hilfe des Hartmann-Shack-Sensors, im weiteren HSS genannt, wird an vielen Stellen über eine weite Fläche jeweils die einzelne Wellenfrontverkippung an jeder Stelle des Linsenarrays gemessen. Die einzelne Verkippung wird dabei gemessen, indem man die Verschiebung eines Fokuspunktes mißt. Dies ist in Abbildung (3.1) dargestellt. Fällt eine ebene Welle unter einem Winkel α auf eine konvexe Linse, mit einer positiven Brennweite f , dann ist der Fokuspunkt in der Brennebene um die Distanz Δy verschoben. Hierfür gilt folgender Zusammenhang, der für

die x-Richtung entsprechend ist.

$$\tan \alpha = \frac{\Delta y}{f}, \quad \Delta y = f \tan \alpha \quad (3.1)$$

Bei kleinen Winkeln α kann die entstehende Verzerrung des Fokuspunktes durch Abbildungsfehler der Linse vernachlässigt werden, und die Betrachtung des Ortes des Schwerpunktes repräsentiert die Verschiebung und damit auch die Verkippung um den Winkel α [Li91].

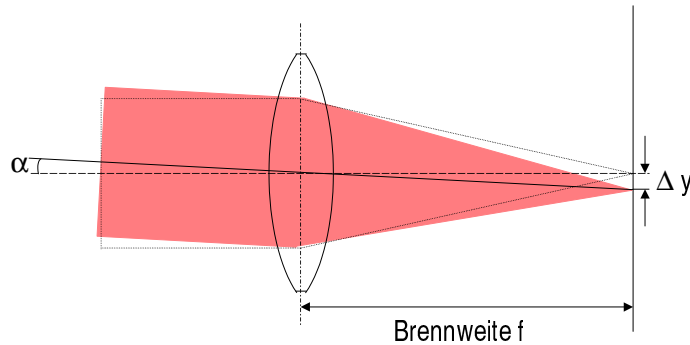


Abbildung 3.1: Darstellung der Wellenfrontverkippung an einer Linse

Der HSS besteht nun aus einem zweidimensionalen Linsenarray, das senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes steht, und für das an jeder einzelnen Linse mit Hilfe einer CCD-Kamera, die sich in der Fokalebene des Arrays befindet, die Verschiebungen des Fokuspunktes in den zwei Dimensionen (x und y) aufgenommen werden. Jede Verschiebung eines Fokuspunktes repräsentiert die Verkippung der Wellenfront an der Stelle der dazugehörigen Linse des Arrays. Dies ist in Abbildung (3.2) links als Seitenansicht und rechts als Punktemusterbild dargestellt.

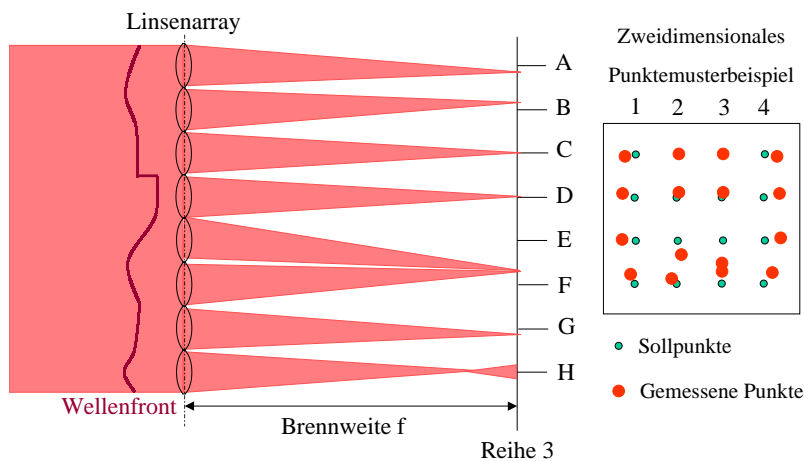


Abbildung 3.2: Links: Darstellung der Wellenfrontverkippung an einem Linsenarray; rechts: Zweidimensionales Punktemusterbeispiel

Die Verschiebung eines Fokuspunktes stellt immer eine Mittelung über eine Sub-

apertur des Linsenarrays dar, wie am Fokuspunkt (H) zu sehen ist. Eine Wellenfront mit Unstetigkeitsstellen, die auf Linsenränder fallen, läßt sich nicht als solche erkennen, da nur lokale Verkippungen wahrgenommen werden. Dies ist an den Fokuspunkten (C) und (D) zu erkennen. Am Beispiel der Spots bei (E) und (F) läßt sich erkennen, daß der Meßbereich eines HSS nicht uneingeschränkt ist. Er wird durch die Brennweite, die Apertur sowie den Abstand der Linsen des Arrays bestimmt. Die benachbarten Steigungen der Wellenfront dürfen einen maximalen Winkelunterschied (mit Vorzeichenwechsel) nicht überschreiten, sonst können die Fokuspunkte nicht mehr getrennt aufgelöst werden. Im Falle der automatischen Schwerpunktsbestimmung der Fokuspunkte, die ohne ein Modell für die Intensitätsverteilung der Fokuse auskommt, müssen diese vollständig voneinander getrennt sein. Zur Berechnung wird nun ein Fokuspunktdurchmesser durch den Durchmesser der Airy-Scheibe abgeschätzt, die das beugungsbegrenzte Bild einer Punktlichtquelle im Unendlichen darstellt. Die Intensitätsverteilung ist gegeben als: $I(\theta) = I(0) \left[\frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right]^2$, wobei J_1 die erste Besselfunktion ist. Ihr Durchmesser q ist der des Hauptmaximums. Mit dem Linsendurchmesser d , deren Brennweite f und der Wellenlänge λ des verwendeten Lichtes gilt für diesen Durchmesser folgende Beziehung [He98]:

$$q \approx 1.22 \frac{\lambda f}{d} \quad (3.2)$$

Damit ist der größte Winkel α_{Grenz} , der noch aufgelöst werden kann, gegeben als:

$$\alpha_{Grenz} = \arctan \frac{d - q}{f} \approx \arctan \frac{d - 1.22 \frac{\lambda f}{d}}{f} \quad (3.3)$$

Die Genauigkeit hängt mit der Lagebestimmung der Fokuspunkte zusammen. Trotz einer Pixelgröße von ca. $10 \mu\text{m}$ der CCD-Kamera kann durch die Auslesesoftware mittels Schwerpunktbildung eine Genauigkeit der Positionsbestimmung von kleiner $1 \mu\text{m}$ erreicht werden. Somit ergibt sich ein Winkelunterschied $\delta\alpha$ der noch gemessen werden kann zu:

$$\delta\alpha = \arctan \frac{1 \mu\text{m}}{f} \quad (3.4)$$

3.1.2 Die Wellenfrontrekonstruktion

Die Rekonstruktion und Darstellung der Wellenfront aus den gemessenen Verschiebungen Δx_i und Δy_i geschieht in drei Schritten. Zuerst wird die Steigung der Wellenfront mit Hilfe von orthogonalen Polynomen rekonstruiert, da sie über die folgende Beziehung mit den einzelnen Fokuspunktabweichungen direkt korreliert ist. Die Funktion $W(x, y)$ stellt hierbei die Wellenfront dar, f die Brennweite der Linsen des Arrays und der Laufparameter i steht für die einzelnen gemessenen Fokuspunkte.

$$\frac{\delta W(x_i, y_i)}{\delta x} = \frac{\Delta x_i}{f}, \quad \frac{\delta W(x_i, y_i)}{\delta y} = \frac{\Delta y_i}{f} \quad (3.5)$$

Danach wird mittels Koeffizientenvergleich aus der gewonnenen Steigung der Wellenfront die eigentliche Wellenfront ermittelt und in Taylorpolynomen dargestellt. Um eine

hohe Anschaulichkeit der Wellenfront zu erreichen, wird diese nun in Zernikepolynomen entwickelt (siehe Abschnitt (3.1.3)).

Der erste Schritt, die Rekonstruktion der Steigung, geschieht über ein Anpassungsverfahren, das nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung funktioniert. Es wird eine Hilfswellenfront W_H angesetzt, die durch orthogonale Polynome L_n , bis zur Ordnung M dargestellt werden kann, Gleichung (3.6).

$$\frac{\partial W_H(x, y)}{\partial x} = \sum_{n=1}^M k_n L_n(x, y), \quad \frac{\partial W_H T(x, y)}{\partial y} = \sum_{n=1}^M l_n L_n(x, y) \quad (3.6)$$

Das Quadrat der Abweichung S der Ableitung der Hilfswellenfront von den gemessenen Verschiebungen dividiert durch die Brennweite, die die Ableitung der gemessenen Wellenfront darstellt, lautet:

$$S = \sum_{i=1}^N \left(\left(\frac{\Delta x_i}{f} - \frac{\partial W_H(x_i, y_i)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y_i}{f} - \frac{\partial W_H(x_i, y_i)}{\partial y} \right)^2 \right) \quad (3.7)$$

Durch Einsetzen der Gleichung (3.6) in (3.7) ergibt sich das Quadrat der Abweichung zu:

$$S = \sum_{i=1}^N \left(\left(\frac{\Delta x_i}{f} - \sum_{n=1}^M k_n L_n(x_i, y_i) \right)^2 + \left(\frac{\Delta y_i}{f} - \sum_{n=1}^M l_n L_n(x_i, y_i) \right)^2 \right) \quad (3.8)$$

Zum minimieren von S wird die Ableitung des Ausdrucks nach δk_j und δl_j null gesetzt, das zu den Minimierungsbedingungen führt:

$$\begin{aligned} 0 = \frac{\partial S}{\delta k_j} &= \sum_{i=1}^N \sum_{n=1}^M \left(k_n L_n(x_i, y_i) - \frac{\Delta x_i}{f} \right) L_j(x_i, y_i) \\ 0 = \frac{\partial S}{\delta l_j} &= \sum_{i=1}^N \sum_{n=1}^M \left(l_n L_n(x_i, y_i) - \frac{\Delta y_i}{f} \right) L_j(x_i, y_i) \end{aligned} \quad (3.9)$$

Die Gleichungen (3.9) lassen sich umformen zu:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N \frac{\Delta x_i}{f} L_j(x_i, y_i) &= \sum_{n=0}^M k_n \sum_{i=1}^N L_n(x_i, y_i) L_j(x_i, y_i) \\ \sum_{i=1}^N \frac{\Delta y_i}{f} L_j(x_i, y_i) &= \sum_{n=0}^M l_n \sum_{i=1}^N L_n(x_i, y_i) L_j(x_i, y_i) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Für die orthogonalen Polynome gilt zumindest über einen diskreten Satz von Punkten innerhalb einer vorgegebenen Fläche, die durch die Linsenverteilung gegeben ist:

$$\sum_{i=1}^N L_n(x_i, y_i) L_m(x_i, y_i) = 0, \quad \forall n \neq m \quad (3.11)$$

Wenn die Beziehung (3.11) gilt, dann läßt sich das Gleichungspaar (3.11) nach den Koeffizienten k_n und l_n auflösen. Damit hat man die Ableitung der Wellenfront ermittelt.

$$\begin{aligned} k_n &= \frac{\sum_{i=1}^N \frac{\Delta x_i}{f} L_n(x_i, y_i)}{\sum_{i=1}^N L_m(x_i, y_i)^2} \\ l_n &= \frac{\sum_{i=1}^N \frac{\Delta y_i}{f} L_n(x_i, y_i)}{\sum_{i=1}^N L_m(x_i, y_i)^2} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Im zweiten Schritt wird nun wiederum eine Wellenfront, die diesmal in Taylorpolynomen entwickelt wird, angenommen, um mit deren Ableitung unter Zuhilfenahme der Methode des Koeffizientenvergleichs auf die Wellenfront des gemessenen Lichtstrahls zu schließen. In Gleichung (3.13) ist diese Wellenfront aufgeführt und in Gleichung (3.14) wird dann der Vergleich der Ableitung durchgeführt.

$$W(x_i, y_i) = \sum_{q=0}^Q \sum_{p=0}^q b_{qp} \cdot x^q y^{q-p} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^M k_n L_n(x, y) &= \sum_{q=0}^Q \sum_{p=0}^q b_{qp} \cdot q \cdot x^{q-1} y^{q-p} \\ \sum_{n=0}^M l_n L_n(x, y) &= \sum_{q=0}^Q \sum_{p=0}^q b_{qp} \cdot (q-p) \cdot x^q y^{q-p-1} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Somit ist die Wellenfront ermittelt und darstellbar. Eine für diese Anwendung bessere Darstellungsweise ist die Benutzung von Zernike-Polynomen. Sie werden im nächsten Abschnitt (3.1.3) eingeführt und mit einigen Beispielen verdeutlicht. Diese Darstellungsweise ist für die Ophthalmology sehr vorteilhaft [La99]. Die Umrechnung der Wellenfront $W(x, y)$ in die Form der Zernikedarstellung durch die Koeffizienten z_i und deren Polynome Z_i geschieht nach der folgenden Formel.

$$W(x, y) = \sum_{i=0}^N z_i * Z_i \quad (3.15)$$

3.1.3 Die Zernike-Polynome

Die Zernike-Polynome beschreiben die Wellenfronten klassischer Aberrationen optischer Systeme mit je einem Polynom, sowie die höheren Ordnungen davon [Wa80] [Al97]. Sie wurden 1934 von F. Zernike in einer Arbeit über die von ihm entwickelte Phasenkontrastmethode zur Wellenfrontanalyse eingeführt [Ze34]. Im Inneren des Einheitskreises sind die aus den Jakobipolynomen hergeleiteten Polynome orthogonal. In Zylinderkoordinaten haben sie die folgende Darstellung, wobei n und m ganze Zahlen darstellen, für die gilt $n \geq m$ sowie $n - m = \text{gerade}$. Mit Hilfe der Relationen $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\sin \theta = \frac{y}{\rho}$ und $\cos \theta = \frac{x}{\rho}$ können sie auch in kartesischen Koordinaten dargestellt werden.

$$Z_n^m(\rho, \theta) = R_n^m(\rho) \cos(m\theta) \quad m \geq 0, \quad (3.16)$$

$$Z_n^m(\rho, \theta) = R_n^m(\rho) \sin(-m\theta) \quad m < 0, \text{ mit} \quad (3.17)$$

$$R_n^m(\rho) = \sum_{s=0}^n \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! ((n+m)/2 - s)! ((n-m)/2 - s)!} \rho^{n-2s} \quad (3.18)$$

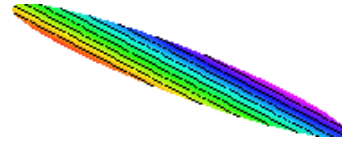
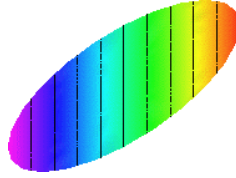
Die teilweise schon in Kapitel (2) angesprochenen Seidel-Aberrationen können als Fehler nicht idealer, dicker Linsen berechnet werden. Detaillierte Beschreibungen sowie Herleitungen dazu sind z. B. zu finden in [He98] [Bo84] [Be87]. Die Zernike-Polynome bis zur 5. Ordnung sind in den Abbildungen (3.3) und (3.4) mit ihrer Bedeutung dargestellt, und in Tabelle (3.1) in Zylinder- und kartesischen Koordinaten aufgeführt.

| Nr. | Zylinderkoord. | kart. Koord. | Bedeutung |
|------------|----------------------------------------------|---------------------------------------------------|------------------------------------|
| 0. Ordnung | | | |
| Z_0 | 1 | 1 | konst. Term |
| 1. Ordnung | | | |
| Z_1 | $\rho \sin \theta$ | x | Verkippung in x |
| Z_2 | $\rho \cos \theta$ | y | Verkippung in y |
| 2. Ordnung | | | |
| Z_3 | $\rho \sin(2\theta)$ | $2xy$ | Astigmatismus 45° zu x/y |
| Z_4 | $2\rho^2 - 1$ | $2x^2 + 2y^2 - 1$ | Defokus |
| Z_5 | $\rho^2 \cos(2\theta)$ | $y^2 - x^2$ | Astigmatismus $0^\circ / 90^\circ$ |
| 3. Ordnung | | | |
| Z_6 | $\rho^3 \sin(3\theta)$ | $3xy^2 - x^3$ | Koma in x -Richtung |
| Z_7 | $(3\rho^3 - 2\rho) \sin \theta$ | $3x^3 + 3xy^2 - 2x$ | |
| Z_8 | $(3\rho^3 - 2\rho) \cos \theta$ | $3y^3 + 3x^2y - 2y$ | |
| Z_9 | $\rho^3 \cos(3\theta)$ | $y^3 - 3x^2y$ | |
| 4. Ordnung | | | |
| Z_{10} | $\rho^4 \sin(4\theta)$ | $4xy^3 - 4x^3y$ | Sphärische Aberration |
| Z_{11} | $(\rho^4 - 3\rho^2) \sin(2\theta)$ | $8x^3y + 8xy^3 - 6xy$ | |
| Z_{12} | $6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$ | $6x^4 + 6y^4 - 12x^2y^2 - 6x^2 - 6y^2 + 1$ | |
| Z_{13} | $(\rho^4 - 3\rho^2) \cos(2\theta)$ | $4y^4 - 4x^4 + 3x^2 - 3y^2$ | |
| Z_{14} | $\rho^4 \cos(4\theta)$ | $y^4 - 6x^2y^2 + 4x^4$ | |
| 5. Ordnung | | | |
| Z_{15} | $\rho^5 \sin(5\theta)$ | $5xy^4 - 10x^3y^2 + x^5$ | |
| Z_{16} | $(5\rho^5 - 4\rho^3) \sin(3\theta)$ | $-12xy^2 + 4x^3 + 15xy^4 + 10x^3y^2 - 5x^5$ | |
| Z_{17} | $(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho) \sin(\theta)$ | $3x - 12xy^2 - 12x^3 + 10xy^4 + 20x^3y^2 + 10x^5$ | |
| Z_{18} | $(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho) \cos(\theta)$ | $3y - 12yx^2 - 12y^3 + 10yx^4 + 20y^3x^2 + 10y^5$ | |
| Z_{19} | $(5\rho^5 - 4\rho^3) \cos(3\theta)$ | $-12yx^2 + 4y^3 + 15yx^4 + 10y^3x^2 - 5y^5$ | |
| Z_{20} | $\rho^5 \cos(5\theta)$ | $5yx^4 - 10y^3x^2 + y^5$ | |

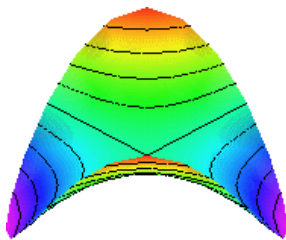
Tabelle 3.1: Zernikepolynome in Zylinder- und kartesischen Koordinaten



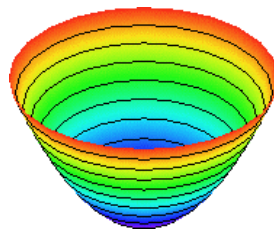
Z0 Ebene



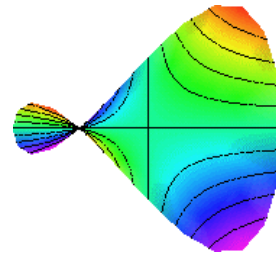
Z1 Verkipfung: Z1 in X- und Z2 in Y-Richtung



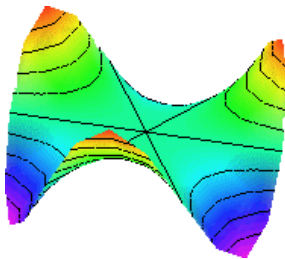
Z3 Astigmatismus 45°



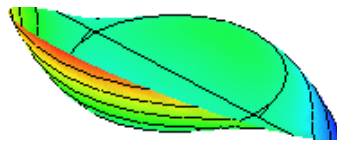
Z4 Defokus



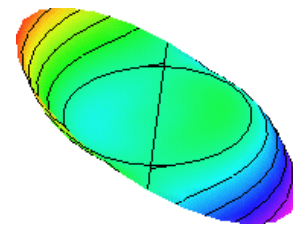
Z5 Astigmatismus 0°/90°



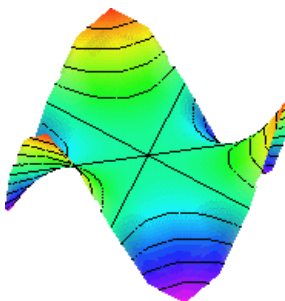
Z6



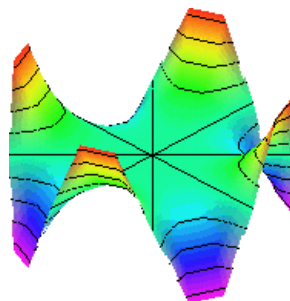
Z7 Koma X-Achse



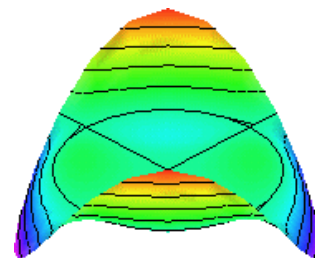
Z8 Koma Y-Achse



Z9



Z10



Z11

Abbildung 3.3: Darstellung der Zernikepolynome (Z0 bis Z11)

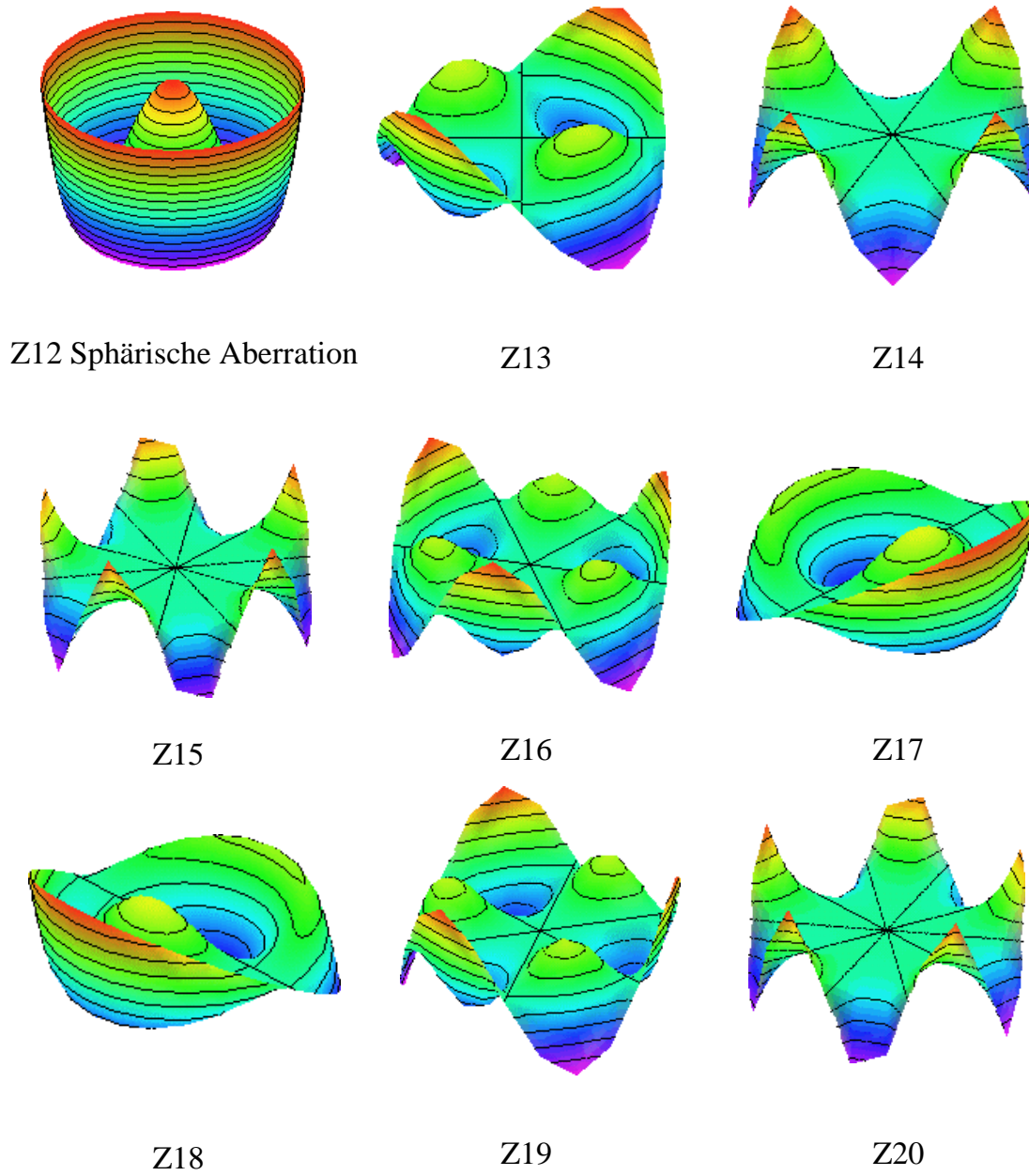


Abbildung 3.4: Darstellung der Zernikepolynome (Z12 bis Z20)

3.2 Meßapparatur

Das Grundprinzip der Hornhauttopographiemessung ist der Hartmann-Shack-Sensor (siehe Abschnitt (3.1.1)). Nun muß aber neben dem HSS die Meßapparatur ein optisches System beinhalten, das die Höhenbeschaffenheit der Hornhaut in eine zu vermessende Wellenfront umwandelt. Dies geschieht über eine Methode, die in Abbildung (3.5) dargestellt ist. Eine ebene Welle wird mittels eines Linsensystems auf den Krümmungsmittelpunkt der Hornhaut fokussiert. Die Reflexion dieser Welle an der Hornhautoberfläche enthält nach nochmaligem Durchlaufen der Fokussieroptik als Abweichung von einer ebenen Welle alle Informationen der Hornhautoberfläche, wiederum abweichend von einer ideal sphärischen. Allerdings ist die Wellenfront um die doppelte Strecke verformt, da das Licht auf dem Hin- und Rückweg die Abweichung abläuft. Wird diese Wellenfront in einer zur Hornhaut konjugierten Ebene mittels HSS vermessen, liegen die Höhendaten als Unterschiede zur ideal gekrümmten Oberfläche vor.

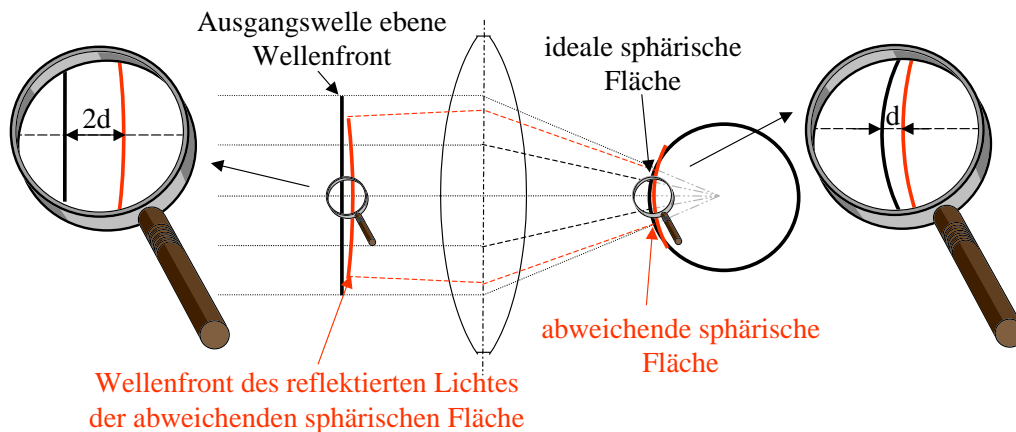


Abbildung 3.5: Meßmethode des Hornhauttopographen

3.2.1 Gesamtaufbau

Der Hornhauttopograph, der nach dem HSS-Meßprinzip und der oben stehenden Methode funktioniert, ist schematisch in Abbildung (3.6) dargestellt. Photographien der Meßapparatur sind in den Abbildungen (3.7) und (3.8) zu sehen.

Herzstück des gesamten Aufbaus ist der Hartmann-Shack-Sensor, der sich zusammensetzt aus dem Linsenarray und der CCD-Kamera. Diese beiden analysieren die Wellenfront und liefern dem Computer die Punktemuster, die benötigt werden um die Wellenfront zu rekonstruieren, siehe dazu Abbildung (3.2) in Abschnitt (3.1.1). Der polarisierende Strahlteilerwürfel PBS2 zwischen dem Linsenarray und der CCD-Kamera ist dazu da, den zu analysierenden Strahl von Reflexen zu reinigen, siehe dazu Abschnitt (3.2.2).

Der optische Teil der Apparatur ist dafür zuständig, eine Wellenfront zu erzeugen,

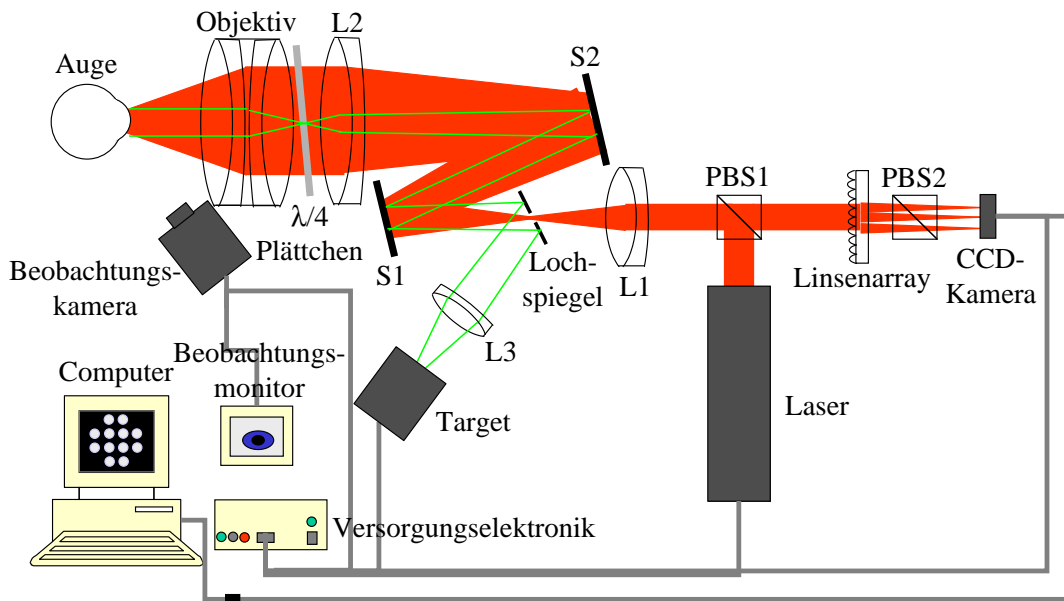


Abbildung 3.6: Schematischer Gesamtanbau des Hornhauttopographen

die die Höheninformation der Hornhaut erhält, und diese auf das Linsenarray des HSS abzubilden. Hierbei müssen die Hornhaut und das Array in zueinander konjugierten Ebenen liegen. Ein Lasermodul liefert dazu einen s-polarisierten Laserstrahl, der in dem polarisierenden Beamsplitter PBS1 um 90° abgelenkt wird. Dieser wird mit einem Teleskop, das aus den beiden Achromaten L1 und L2 besteht und das mittels den beiden Spiegeln S1 und S2 gefaltet ist, auf einen großen Strahldurchmesser aufgeweitet. Danach wird ein $\lambda/4$ -Plättchen passiert, das die s-Polarisation des Laserstrahls in rechtszirkular polarisiertes Licht umwandelt. Es ist leicht schräg in den Strahlengang eingebracht, damit Reflexionen an seiner Oberfläche nicht in den Analysationsstrahlengang gelangen, sondern mittels des Lochspiegels unterdrückt werden können. Eine ausführliche Beschreibung der Polarisation von Licht und der Funktionsweise von Phasenschiebern, wie z. B. einem $\lambda/4$ -Plättchen, sind in Kapitel (4) zu finden. Ein Photoobjektiv fokussiert diesen Laserstrahl nun in den Mittelpunkt der Hornhautkrümmung, der sich normalerweise exakt 7,8 mm hinter der Vorderfläche befindet (siehe Kapitel (2)). Dadurch wird erreicht, daß eine Wellenfront die Hornhaut trifft, die sphärisch gekrümmt ist und den Krümmungsradius der normalen Hornhaut aufweist. Die Hornhaut, mit ihrer Reflektivität bei senkrechtem Einfall von 15,8 % entsprechend Gleichung (3.19), leitet genügend Licht, das den selben Weg der Anordnung zurück bis zum polarisierenden Beamsplitter geht, zu dem Sensor, um eine Auswertung möglich zu machen.

$$r = \frac{n_{Luft} - n_{Hornhaut}}{n_{Luft} + n_{Hornhaut}} = \frac{1 - 1,376}{1 + 1,376} = -0,158 \quad (3.19)$$

Dieser wird passiert, da aus dem rechtszirkularen Laserlicht nach Reflexion an der

Hornhaut durch Richtungsumkehrung linkszirkulares geworden ist, das beim zweiten Durchgang durch das $\lambda/4$ -Plättchen zu p-polarisiertem Laserlicht wird. Alle vor dem $\lambda/4$ -Plättchen liegenden Flächen, die auch einen Reflexionsanteil besitzen, werden an diesem Beamsplitter in Richtung Laser reflektiert, und stören somit nicht die Analyse der Wellenfront. Ein weiterer Teil der optischen Apparatur ist das Target, das mittels einer Linse L3 und eines Lochspiegels in den Strahlengang gebracht wird. Außerdem befindet sich noch eine Beobachtungskamera auf dem Optikboard, die eine ausreichende Empfindlichkeit im Infraroten aufweist, um die Position des Auges zum Detektionslaserstrahl sichtbar zu machen.

Die Stromversorgung der Laserdiode, der CCD-Kamera, des Targets sowie der Beobachtungskamera, deren Bild mittels eines kleinen Beobachtungsmotors visualisiert wird, übernimmt die Versorgungselektronik. Der Computer, auf dem eine Weiterentwicklung der Software HSS-Analysis [Sch97] installiert ist, wertet das Punktemuster, welches mit einer Framegrabberkarte digitalisiert wird, aus. Die ermittelten Daten können dann wahlweise als Datensatz in Form von Zernikekoeffizienten, als Wellenfrontbild mit für die Ophthalmologie relevanten Zusatzinformationen sowie als Höhenbild der Hornhaut dargestellt werden.

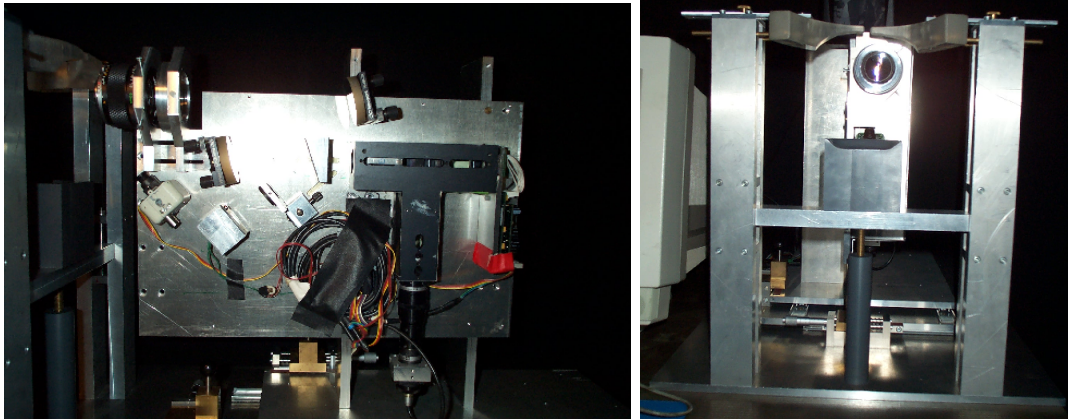


Abbildung 3.7: Photographie der Optik des Hornhauttopographen; links: Seitenansicht; rechts: Frontansicht mit Verkleidung

3.2.2 Die einzelnen Komponenten

Auf einige spezielle Spezifikationen und Besonderheiten, die die Komponenten des im vorangegangenen Abschnitt erläuterten Gesamtaufbaus des Hornhauttopographen erfüllen müssen, um die Messungen mit dem Anspruch eines Einsatzes im klinischen Betrieb durchführen zu können, wird im folgenden eingegangen.

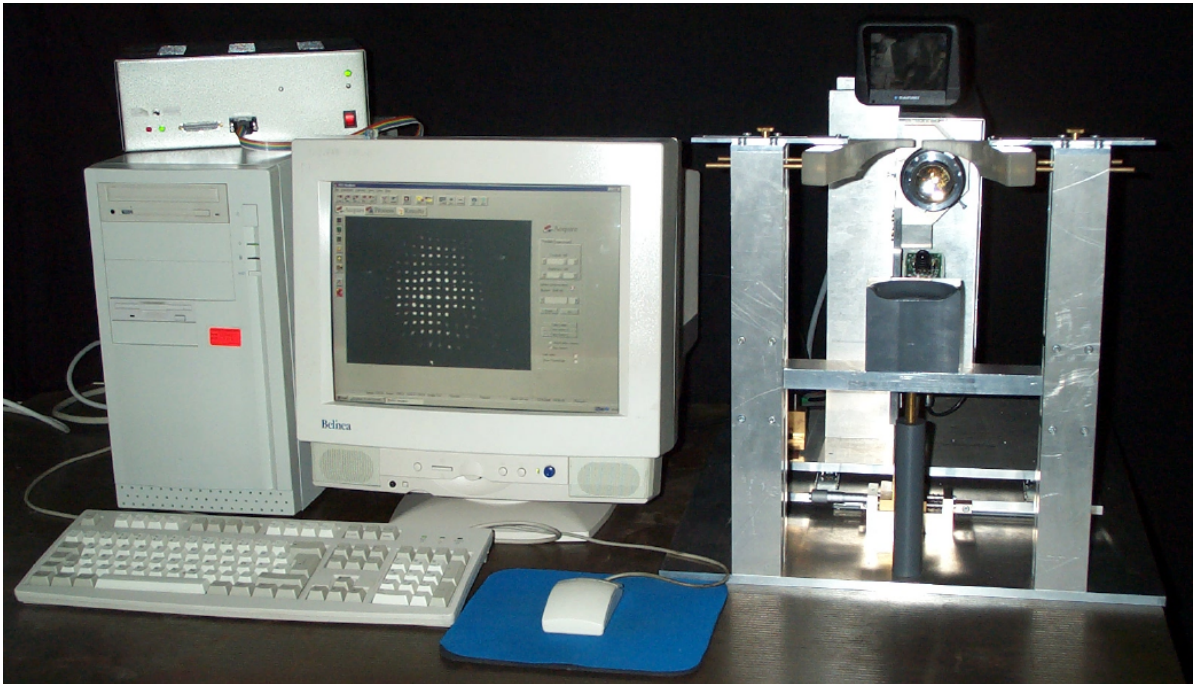


Abbildung 3.8: Photographie des Gesamtaufbaus des Hornhauttopographen

Laser

Die Beleuchtung übernimmt ein Laserdiodenmodul der Firma Schäfter&Kirchhoff, das eine Sharp-Laserdiode LT 022 MDO enthält. Diese Diode emittiert Licht mit einer Wellenlänge von 780 nm bis zu einer maximalen Ausgangsleistung von 3 mWatt. Betrieben wird diese Laserdiode mit dem Laserdrive SK 9710, ebenfalls von Schäfter&Kirchhoff. Dieses macht neben der Überwachung der Ausgangsleistung durch die Monitordiode, die in der Laserdiode integriert ist auch einen gepulsten Betrieb möglich. Die Laserdiode wird knapp über ihrer Laserschwelle gepulst mit einer Frequenz von 200 Hz betrieben. Dabei wurde das Puls- zu Pause-Verhältnis so gewählt, daß sie 1 ms an und 4 ms aus ist, was eine Leistungsreduktion auf 20 % zur Folge hat. Die Pulsfrequenz ist hoch genug, um ein gleichmäßiges Ausleuchten des CCD-Chips zu gewährleisten, der in einer Aufnahmezeit von 20 ms alles ankommende Licht integriert. Der Leistungsbereich hängt zum einen von der Empfindlichkeit der CCD-Kamera und zum anderen von der maximal auf das menschliche Auge implizierbaren Lichtenergie ab. Der dazu durch die Laserschutzverordnung festgelegte Grenzwert liegt im nahen Infrarotbereich deutlich über dem für sichtbares Licht [Be93]. Die optischen Gegebenheiten der Meßapparatur erlauben nach dieser Schutzverordnung und der verwendeten Wellenlänge eine Einstufung in die Laserklasse 1, die als ungefährlich gilt und eine Aufnahmedauer am Auge von bis zu 1000 Sekunden zuläßt. Außerdem wird die Wellenlänge nur als schwaches Rot wahrgenommen und stellt für die Patienten kein grelles Licht dar.

Das Strahlprofil der Diode wird mittels Kollimator und eines Anamorphoten so geformt, daß es rund und frei von Astigmatismus ist und einen Durchmesser von 7 mm

aufweist. Die Qualität der eingestrahnten Wellenfront ist sehr wesentlich, da sie die Basis der Messung widerspiegelt.

Polarisatoren

Die Polarisatoren sorgen dafür, daß das Laserlicht auf dem Hin- und dem Rückweg unterschiedliche Wege beschreitet. Die beiden polarisierenden Beamsplitter bestehen aus zwei verkitteten Prismen, zwischen denen sich eine dünne dielektrische Schicht, die bezüglich der Reflektion und Transmission polarisationsabhängig ist, befindet. Sie sind so beschaffen, daß sie zur Diagonalebene parallel polarisiertes Licht zu 99,7 % reflektieren und dazu orthogonal polarisiertes zu 99,3 % transmittieren. Durch Reflexe an den Kanten des ersten Strahlteilerwürfels kann allerdings ein Anteil von $2 \cdot 10^{-4} \%$ des Lichtes aus dem Laser direkt auf das Linsenarray gelangen. Um deswegen die Messung nicht zu verfälschen, wird dieser Effekt am zweiten Teilerwürfel PBS2 um 99,7 % minimiert.

Für das Kippen der Polarisation, nach der Methode, die in Abschnitt (4.3.1) erläutert ist, ist das $\lambda/4$ -Plättchen zuständig. Es besteht aus zwei planparallelen Platten, in deren Mitte eine Quarzverzögerungsplatte mit einem Durchmesser von 50 mm eingebettet ist, die eine exakte Dicke in nullter Ordnung aufweist und die beim Durchgang von Licht der Wellenlänge unter der richtigen Orientierung der Polarisation zur Polarisationsrichtung die gewünschte Verzögerung verursacht. Der für die Aufgabe der Polarisationschaltung ideale Platz des Plättchens wäre zwischen der Fokussieroptik und dem Auge, da somit nur das Auge als reflektierende Fläche einen Beitrag zu dem Licht liefern kann, das zum Linsenarray gelangt. Dies ist in diesem Aufbau nicht möglich, da der Laserstrahl durch die starke Fokussierung nach der Fokussieroptik im Randbereich mit einem Winkel von bis zu 18° einen längeren Weg durch die Quarzplatte nimmt und somit eine andere Phasenverzögerung erfährt. Der Effekt ist dann auf den Punktemustern zu erkennen, die in den Randbereichen verschwinden, siehe dazu Abbildung (3.9).

Hartmann-Shack-Sensor

Der Hartmann-Shack-Sensor bildet die zentrale Einheit des Hornhauttopographen. Er besteht aus einem Linsenarray und einer CCD-Kamera, die mittels eines Framegrabbers dem Computer digitalisierte Bilder zur Verfügung stellt.

Linsenarray

Das Linsenarray, das die ankommende Wellenfront in viele Einzelstrahlen zerlegt und diese auf die CCD-Kamera fokussiert, ist das Herzstück des HSS. Wie schon in Abschnitt (3.1.1) theoretisch gezeigt wurde, bestimmt es mit seiner Spezifikation den Meßbereich und die Genauigkeit des Sensors.

In den letzten Jahren sind im Bereich der Mikrooptik große Fortschritte gemacht worden. Mußten vor ca. 10 Jahren noch zwei gekreuzte identische eindimensionale Zylinderlinsenarrays verwendet werden [Li91], so kann heute auf kommerzielle Linsenarrays hoher Qualität zurückgegriffen werden. Verwendet wird ein Array der Firma Adaptive Optics Associates (AOA), das auf einem 1 Zoll großen Trägermaterial mit quadratische Linsen, die mit einer Kantenlänge $d = 0,4 \text{ mm}$ und einer Brennweite $f = 53 \text{ mm}$

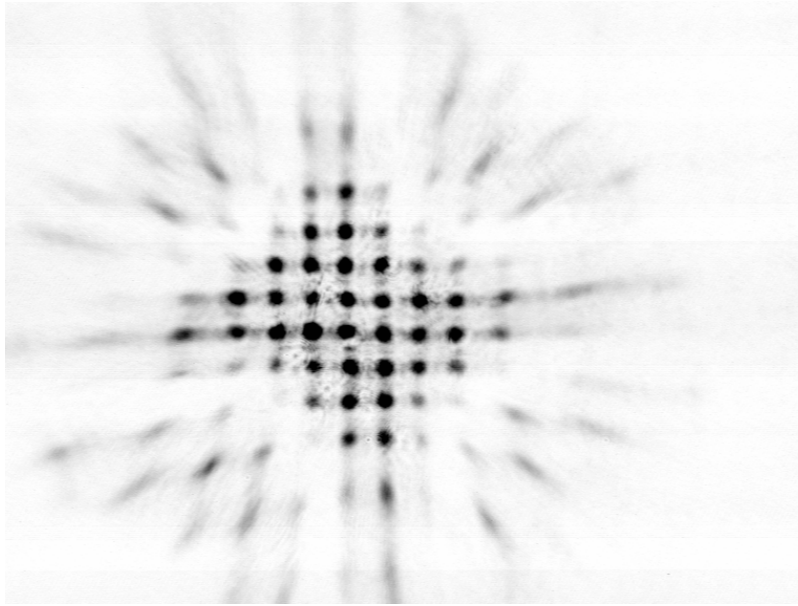


Abbildung 3.9: Abschattungen durch die unterschiedliche Durchgangslängen durch das $\lambda/4$ -Plättchen bei Positionierung zwischen Objektiv und Reflexionsschicht, dunkle Grauwerte geben hohe Lichtintensitätswerte wieder

orthogonal angeordnet sind, bestückt ist.

Der Meßbereich ergibt sich somit aus Gleichung (3.3) zu $0,32^\circ$, das über die Beziehung $\Delta h = \tan \alpha/2$ einer maximalen Höhendifferenz zwischen zwei nebeneinander liegenden Subaperturen ($0,8 \text{ mm}$) von $1,13 \mu\text{m}$ entspricht, das wiederum einer lokalen Krümmung von ca. 14 dpt entspräche. Da jede Sublinse eine Brechkraft von $18,87 \text{ dpt}$ aufweist, kann dieser theoretische Meßbereich durch die starke Verzerrung des Fokuspunktes allerdings nicht erreicht werden. Die theoretische Meßgenauigkeit, basierend auf der Gleichung (3.4), ergibt sich zu $\alpha_{min} = 1,08 * 10^{-3}$. Die experimentell ermittelten Werte für den Meßbereich und die Meßgenauigkeit werden in Kapitel (5) angegeben und diskutiert.

CCD-Kamera Framegrabber Einheit

Als CCD-Kamera wird das Modul VM 44 der Firma PCO Computer Optics GmbH verwendet. Der CCD-Chip hat 656×581 Pixel, die sich auf einem $2/3$ Zoll Chip ($6,4 \times 8,3 \text{ mm}^2$) befinden. Dieser Chip bietet durch die lens-on-chip-Technik eine ausreichende Empfindlichkeit. Digitalisiert werden die aufgenommenen Bilder mit einer Meteor Framegrabberkarte der Firma Matrox. Die Auflösung beträgt 768×576 bei einer 8-bit-Digitalisierungstiefe. Die Helligkeits- und Kontrastregelung läßt sich ohne Verlust der 8-bit-Genauigkeit durch softwaremäßiges variieren des Spannungsbereiches, aus dem digitalisiert wird, erreichen.

Fokussieroptik

Die Fokusoptik dient zum einen dazu, die Hornhautoberfläche mit einer gekrümmten Wellenfront zu bedecken und zum anderen dazu, diese Oberfläche auf das Linsenarray abzubilden. Das optische System ist schematisch in Abbildung (3.10) ohne die Faltung durch die beiden Spiegel dargestellt.

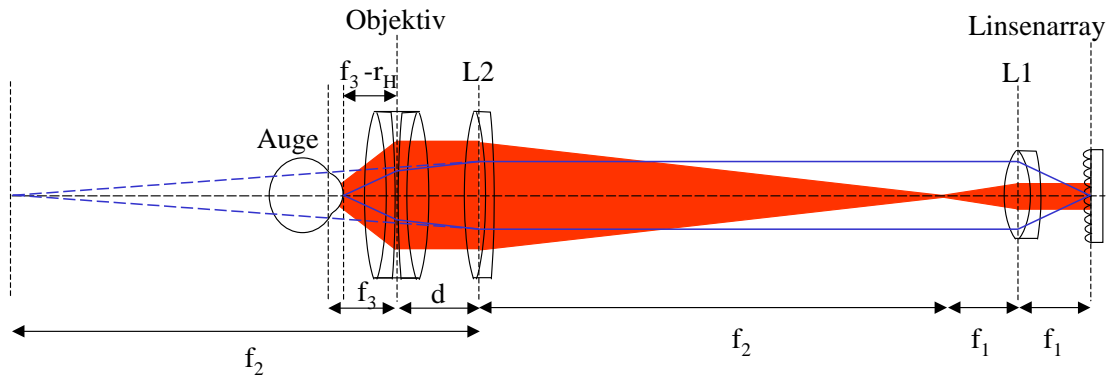


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Fokusoptik des Hornhauttopographen

Es besteht aus einem Teleskop, das aus einem Achromaten L1 mit einer Brennweite f_1 von 60 mm und einem Achromaten L2 mit einer Brennweite f_2 von 400 mm besteht. Der Laserstrahl mit einem Durchmesser von 7 mm wird dadurch um einen Faktor 6,67 ($= f_2/f_1$) auf einen Durchmesser von 46,7 mm aufgeweitet. Dieser aufgeweitete Laserstrahl der das Objektiv, das eine Brennweite f_3 von 55 mm und eine Blendenzahl von 1,2 aufweist, gerade ausleuchten kann, wird dann damit auf den Krümmungsmittelpunkt der Hornhaut fokussiert. Über eine einfache Rechnung kann man sich klarmachen, daß die Hornhaut auf einer Fläche von 6,9 mm im Durchmesser mit einer gekrümmten Wellenfront bedeckt wird.

Die Abbildung der Hornhautoberfläche auf das Linsenarray, wobei beide in zueinander konjugierten Ebenen liegen müssen, stellt nun die entscheidende Bedingung an den Abstand d zwischen dem Achromaten L2 und dem Objektiv. Dieser Abstand ergibt sich aus der Abbildungsgleichung der geometrischen Optik $\frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$. Da das Linsenarray in der Brennebene des Teleskops, bestehend aus L1 und L2, steht, vereinfacht sich die Rechnung. Das Objektiv muß die Hornhautoberfläche in die Brennebene des Achromaten L2 abbilden. Hieraus ergeben sich die folgenden beiden Beziehungen: $g_3 = f_3 - r_H$; $b_3 = f_2 - d$ mit $r_H = 7,8 \text{ mm}$ als mittlerem Hornhautradius. Somit muß der Abstand d die folgende Bedingung erfüllen:

$$d = f_2 - \frac{f_3(f_3 - r)}{r_H} = 67,2 \text{ mm} \quad (3.20)$$

Mit diesem optischen Gesamtsystem wird die Hornhaut mit einer Vergrößerung $v = \frac{f_1 f_3}{f_2 r_H} = 1,0577$ auf das Linsenarray abgebildet.

Neben den geometrischen Anforderungen an das System muß auch noch gewährleistet sein, daß die Wellenfronten mit geringen Aberrationen abgebildet werden. Dies

spielt hauptsächlich bei dem Objektiv eine Rolle, da bei einem sehr großen Durchmesser eine kleine Brennweite gefordert ist. Die sphärische Aberration, die im Randbereich zum tragen kommt, muß hierbei kompensiert werden. In Abbildung (3.11) sind zwei Punktemuster dargestellt, die mit dem selben Meßobjekt, einer Stahlkugel vom Durchmesser 8 mm, aufgenommen wurden, wobei links ein Linsendoublett und rechts ein Photoobjektiv zur Fokussierung verwendet wurde. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Aberrationen des Doubletts eine Auswertung der zu messenden Wellenfront unmöglich machen. Als am besten für diesen Einsatz geeignetes Objektiv stellte sich ein Photoobjektiv von Olympus mit den oben angegebenen Spezifikationen heraus. Es ist sowohl sphärisch als auch chromatisch korrigiert und ist im Vergleich zu einem speziell für diese Anwendung entworfenen Objektiv um viele Größenordnungen billiger.

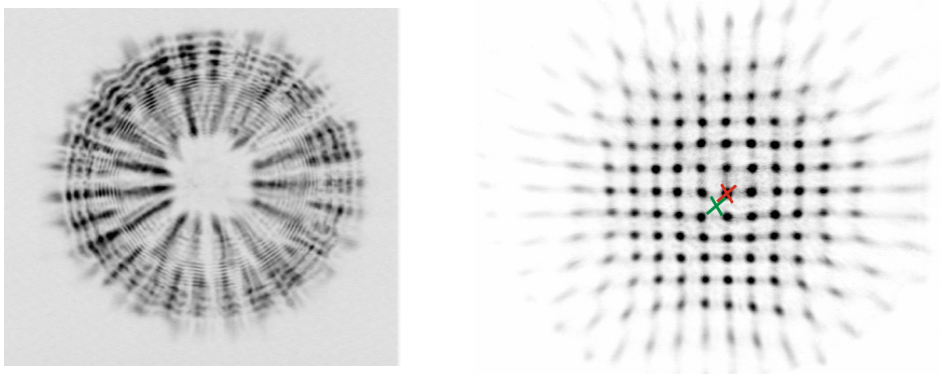


Abbildung 3.11: Punktemuster einer Stahlkugel unter Verwendung eines Linsendoubletts (links) und eines Photoobjektives (rechts), dunkle Grauwerte geben hohe Lichtintensitätswerte wieder

Fixationstarget

Das Auge des Patienten muß mit Hilfe eines Fixationstargets, das als Anhaltspunkt für die Blickrichtung gilt, aktiv von diesem auf einen Punkt fixiert werden. Das infrarote Laserlicht, das in den Krümmungsmittelpunkt der Hornhaut fokussiert ist, sieht ein Patient als eine rote Beleuchtung über das komplette Photoobjektiv. Es besteht somit keine Möglichkeit für den Patienten, sich auf dieses Licht zu konzentrieren und es zu fixieren.

Es wird dem Patienten deswegen über einen Lochspiegel ein Fixationstarget angeboten. Es besteht aus einem Fadenkreuz, das vor einem mit einer grünen LED beleuchteten Hintergrund liegt und dessen Bild mit Hilfe einer Linse L3, siehe dazu Abbildung (3.6), so in den Strahlengang eingebracht wird, daß der Patient darauf fixieren kann. Es wird als paralleles Strahlenbündel auf das Auge gegeben, so daß es ohne eine Akkommodation gesehen werden kann.

Mechanische Realisierung

Die Mechanik der Meßapparatur sollte so beschaffen sein, daß ein kompakter Aufbau möglich ist, der einfach auf den Patienten einzurichten ist, so daß ein Einsatz im klinischen Bereich möglich ist. Dazu muß auch gewährleistet sein, daß trotz ständiger Bewegung des Aufbaus durch die Justage auf das zu vermessende Auge, sich die optischen Weglängen nicht ändern und damit eine Auswertung der erhaltenen Bilddaten verfälschen.

Das ist in dem Aufbau, wie er in Abbildung (3.7) zu sehen ist, verwirklicht. Der HSS, sowie der erste Achromat des Teleskops und das Lasermodul sind in einer kompakten Anordnung, einem T-Stück ähnelnd, untergebracht. Somit sind die sehr kritischen Positionen auf der optischen Achse sowie der Rotationsachse selbst für den kompletten Sensor und die Beleuchtung in einem Aufbau fest angebracht [Pf98]. Die anderen optischen Teile sind auf einer Aluplatte angebracht, um Gewicht zu reduzieren, da alles beweglich in zwei Achsen gelagert ist. Der sehr lange optische Weg ist der Kompaktheit wegen gefaltet, wodurch eine Gesamtlänge der Apparatur von ca. 50 cm erreicht wird. Der optische Aufbau kann sowohl in Blickrichtung des Auges als auch horizontal dazu auf Schienen bewegt werden. Es sind Mikrometerschrauben angebracht, um nach einer schnellen Vorjustage die Meßposition bequemer finden zu können. Die dritte Dimension, die Justage in vertikaler Richtung, ist an der Kinnstütze möglich, mit der der Kopf des Patienten nach oben und unten bewegt werden kann.

Software

Die Aufnahme der Bilder der CCD-Kamera und die Auswertung dieser nach dem in Abschnitt (3.1.1) beschriebenen Verfahren übernimmt eine Weiterentwicklung der Software HSS-Analysis von Michael Schottner [Sch97]. Sie erlaubt, mit dem zur Verfügung stehenden Computersystem, Bilderserien von bis zu 50 Bildern aufzunehmen. Dabei liegt die Aufnahmegeschwindigkeit bei einer Frequenz von ca. 8 Hz. Ausgewählte Punktemuster können dann automatisch ausgewertet werden. Dazu gehört die Schwerpunktsfindung der einzelnen Fokuspunkte und die Berechnung der daraus resultierenden Wellenfront unter Berücksichtigung abgelegter Referenzen, die die Aberrationen der Optik des Systems beinhalten und somit kompensiert werden. Der nun zur Verfügung stehende Satz von Zernikekoeffizienten, der die gemessene Wellenfront widerspiegelt, kann als Datensatz angezeigt werden, oder als farbliche zwei- oder dreidimensionale Graphik ausgegeben werden.

Das Programm wurde zur Darstellung der Hornhauttopographie erweitert. Zum einen ist eine farbcodierte Darstellung der radialen Abweichung von einer Idealkugel, mit einem Durchmesser von 7,8 mm, aus der angepaßten Wellenfront möglich. Hierbei wird außerdem der mittlere Krümmungsradius, die Krümmungsradiusdifferenz und der Winkel des Astigmatismus sowie die Brechkraft berechnet und angezeigt. Ein Beispiel ist in Abbildung (3.12) zu sehen. Zum zweiten kann die Hornhautoberfläche auch als diskretes Punktefeld angezeigt werden, bei dem direkt aus den Spotverschiebungen die lokale Krümmung der Hornhaut berechnet wird. Dieses Darstellungsfenster ist in Abbildung (3.13) zu finden.

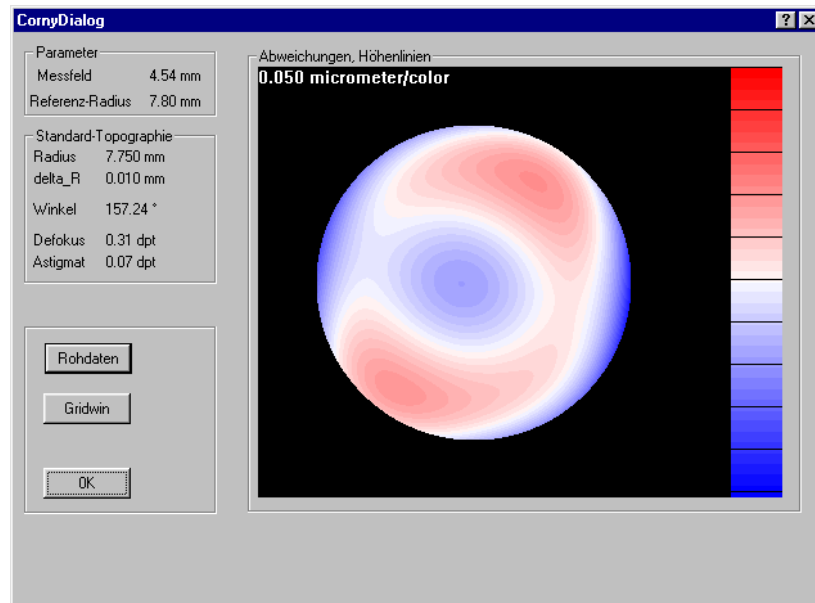


Abbildung 3.12: Darstellung der Hornhauttopographie am Beispiel einer Eichmessung

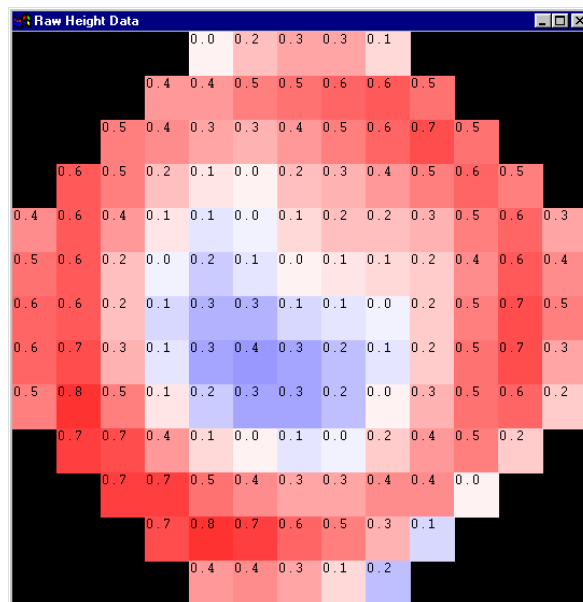


Abbildung 3.13: Dargestellte Höhendaten, die direkt aus den gemessenen Punktverschiebungen berechnet wurde am Beispiel einer Eichmessung

Kapitel 4

Biomechanische Eigenschaften: Doppelbrechungsmessung mittels Ellipsometry

Die biomechanischen Eigenschaften der Hornhaut werden im wesentlichen durch das Stroma, das ca. 99 % der Hornhaut ausmacht, bestimmt. Die darin befindlichen Collagenfibrillen, die schon in Kapitel (2) beschrieben sind, weisen eine Formdoppelbrechung auf, die im folgenden erläutert wird. Mit Hilfe einer orts aufgelösten Messung der Doppelbrechung der Hornhaut kann nun auf das Spannungsgefüge innerhalb der Hornhaut zurückgeschlossen werden.

Die dazu nötigen Begriffe, die mathematische Beschreibung sowie die Meßmethode und der Meßaufbau werden im folgenden beschrieben.

4.1 Polarisiertes Licht

Das Licht verursachte mit seinem Wellen- und Teilchendualismus lange Zeit Schwierigkeiten in der Erklärung einzelner Phänomene. Die Darstellung mittels elektromagnetischer Wellen durch Maxwell in Verbindung mit den Experimenten von Hertz, sowie den Arbeiten von Plank, Einstein und De Broglie führte mit der Vorstellung von Photonen als Wellenpakete quantisierter Energie zu dem heutigen Modell für Licht [He98].

Licht kann somit als transversale elektromagnetische Welle dargestellt werden. Die Polarisationszustände können als Überlagerung zweier orthogonal zueinander schwingender elektromagnetischer Wechselfelder mit einer festen Phasenbeziehung ε beschrieben werden. Die beiden Basisvektoren \hat{a}_x und \hat{a}_y spannen das orthogonale System auf, und polarisiertes Licht wird dargestellt über den zeitlich veränderlichen Vektor $\vec{E}(z, t)$

$$\begin{aligned}\vec{E}(z, t) &= \vec{E}_x(z, t) + \vec{E}_y(z, t) \\ &= \hat{a}_x E_{0x} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) + \hat{a}_y E_{0y} \sin(kz - \omega t)\end{aligned}\quad (4.1)$$

Hierbei sind die Amplituden der beiden orthogonalen Wellen E_{0x} und E_{0y} und die

Wellenzahl ist $k = 2\pi/\lambda$, $\omega = 2\pi\nu$.

In Abbildung (4.1) sind einige Spezialfälle dargestellt. Als roter Doppelpfeil, Kreis oder Ellipse ist die Schwingungsform elliptisch polarisierten Lichtes in Abhängigkeit von der Phasenbeziehung ϵ dargestellt. Die Lichtwelle läuft normal zur Papierebene auf den Betrachter zu. Die Komponente E_{0x} eilt der Komponente E_{0y} um die Phasenbeziehung ϵ voraus [Be87]. Die dargestellten linearen und zirkularen Zustände sind nur Sonderfälle,

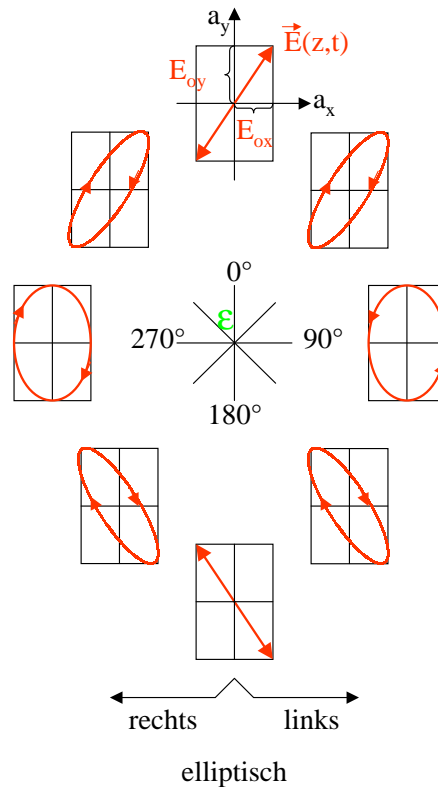


Abbildung 4.1: Darstellung linear, elliptisch und zirkular polarisiertem Lichtes

weitere Beispiele sowie eine Vektordarstellung sind in dem Kapitel (4.2.1) zu finden. Die Lehre vom polarisiertem Licht ist Gegenstand der *Ellipsometrie*.

4.1.1 Doppelbrechung

Der wohl bekannteste Fall der Doppelbrechung ist das Phänomen des Kalkspat-Kristalls. Seine Wirkung auf einen Lichtstrahl, der gleichzeitig in zwei verschiedene Richtungen gebrochen wird, so daß aus ihm zwei getrennte Strahlen austreten (Abbildung 4.2), wurde 1669 von Erasmus Bartholinus entdeckt. Diese Erscheinung der Doppelbrechung ist ein Folge der Anisotropie der Kristalle, d. h. die Brechungsindizes n_i sind nicht in allen Richtungen gleich. Da sich Licht in einem transparenten Medium durch Anregung der Elektronen innerhalb dieses Stoffes, und Ausbildung von Sekundärwellen ausbreitet, spielen die Bindungskräfte in den verschiedenen ausgezeichneten Richtun-

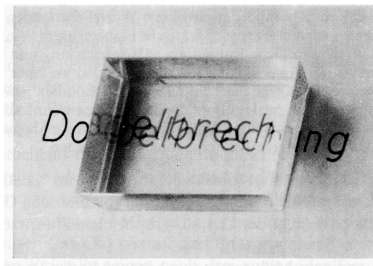


Abbildung 4.2: Doppelbrechung des Lichtes durch einen Calcit-(= Kalkspat -)rhomboeder [Be87]

gen in dem Medium eine Rolle im Hinblick auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die Geschwindigkeit der Welle ist durch die Differenz zwischen der Frequenz des \vec{E} -Feldes und der Eigenfrequenz des Elektrons bestimmt, die in Zusammenhang mit der spezifischen Bindung steht. Ein mechanisches Modell dafür ist in Abbildung (4.3) links dargestellt. Damit ist die Anisotropie der Bindungskräfte direkt mit der Anisotropie der Brechungsindizes korreliert. Die Brechungsindizes für verschiedene Raumrichtungen eines Kristalls können in einem Brechungsindexellipsoid dargestellt werden, wie er in Abbildung (4.3) rechts dargestellt ist. Hierbei repräsentieren die Abstände vom Mittelpunkt zur Oberfläche den Brechungsindex für jede Polarisationsrichtung auf einer durch die Einfallsrichtung des Lichts gegebenen Schnittebene. Die Doppelbrechung

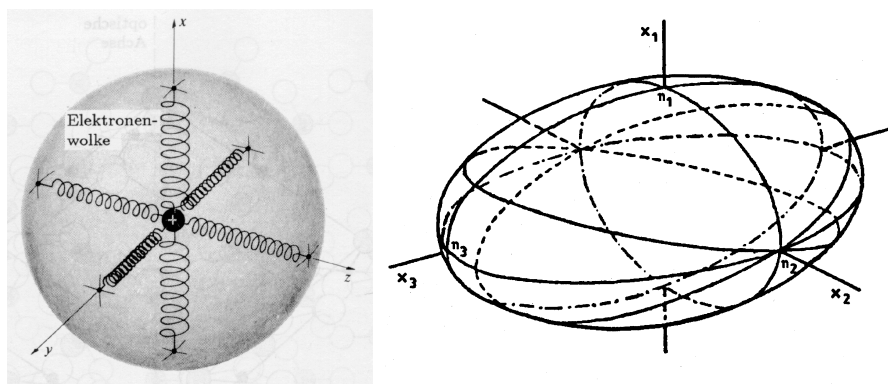


Abbildung 4.3: Links: Mechanisches Federmodell der Bindungskräfte [He98] Rechts: Brechungsindexellipsoid

kann nun dazu benutzt werden, um gezielt Polarisierung zu verändern. Verwendet man einen doppelbrechenden Kristall, der so geschliffen ist, daß die optische Achse senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl verläuft, dann wird dieser zwar in zwei Polarisationsanteile aufgespalten, aber diese laufen nicht, wie im Falle des in Abbildung (4.2) dargestellten Kalkspatkristalls, auseinander. An dieser Stelle sei erwähnt, daß auch ein Kalkspat in der Weise geschliffen und beleuchtet werden kann, daß sich der einfallende Strahl nicht aufspaltet. So hat man die Möglichkeit die Phasenbeziehung der beiden Polarisationsanteile zueinander zu verändern.

4.1.2 Formdoppelbrechung

Die Formdoppelbrechung ist eine besondere Art der Doppelbrechung, die zuerst von Wiener beschrieben wurde [Wi12]. Es handelt sich hierbei um eine Doppelbrechung, die auf die makroskopischen Strukturen des Mediums zurückzuführen ist, selbst wenn es sich um ein optisch isotropes Objekt handelt. Hierbei sind die Ordnungen der Strukturen zwar groß gegenüber den Molekülen aber klein gegenüber der eingestrahnten Wellenlänge. Für langgestreckte Strukturen, die den oben genannten Anforderungen entsprechen, läßt sich dieser Effekt über den Brechungsunterschied herleiten:

$$n_{ao}^2 - n_o^2 = \frac{f_1 f_2 (n_1^2 - n_2^2)^2}{(1 + f_1) n_2^2 + f_2 n_1^2} \quad (4.2)$$

wobei n_1 der Brechungsindex und f_1 der Volumenanteil der langgestreckten Struktur und n_2 der Brechungsindex und f_2 der Volumenanteil des einbettenden Mediums, sowie n_o und n_{ao} die ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindizes sind.

Die Formel (4.2) läßt sich wie folgt herleiten: Man betrachtet eine Anordnung die aus dünnen, parallelen Platten, mit einer dielektrischen Konstante ϵ_1 besteht umgeben von einem Medium mit einer dielektrischen Konstante ϵ_2 , wie sie in Abbildung (4.4) dargestellt ist. Die oben genannten Bedingungen $a_1 \ll \lambda$, $a_2 \gg \lambda$ und

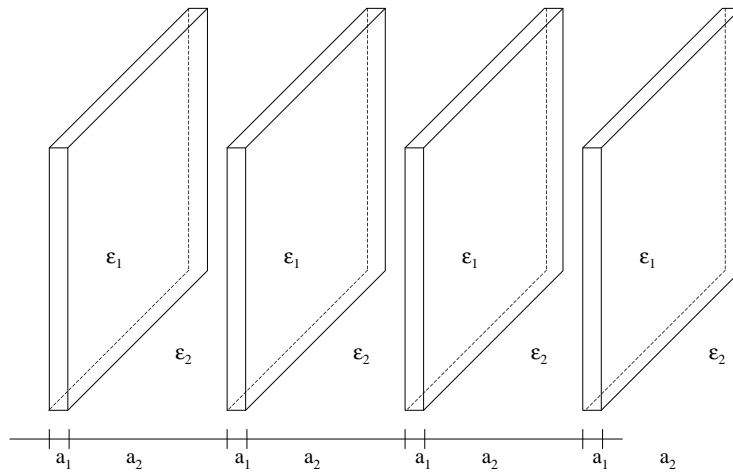


Abbildung 4.4: Veranschaulichung der Formdoppelbrechung[Bo84]

Plattenausdehnung $\gg \lambda$ sollen erfüllt sein, wobei a_1 die Dicke der Platte, a_2 den Plattenabstand und λ die Wellenlänge des Lichtes darstellen. Die elektrische Verschiebung ist konstant über die Oberfläche, an der sich die Eigenschaften der Medien ändern, so daß sie innerhalb der Platten und in dem umgebenden Medium gleich sein muß. Somit ergeben sich für die elektrischen Felder und das gemittelte elektrische Feld folgende Gleichungen [No90]:

$$\vec{E}_1 = \frac{\vec{D}}{\epsilon_1}; \quad \vec{E}_2 = \frac{\vec{D}}{\epsilon_2}; \quad \vec{E}_{gem.} = \frac{a_1 \frac{\vec{D}}{\epsilon_1} + a_2 \frac{\vec{D}}{\epsilon_2}}{a_1 + a_2} \quad (4.3)$$

Daraus folgt für die effektive dielektrische Konstante ϵ_{\perp} :

$$\epsilon_{\perp} = \frac{\vec{D}}{\vec{E}} = \frac{(a_1 + a_2)\epsilon_1\epsilon_2}{a_1\epsilon_2 + a_2\epsilon_1} = \frac{\epsilon_1\epsilon_2}{f_1\epsilon_2 + f_2\epsilon_1}. \quad (4.4)$$

hierbei sind f_1 und f_2 die relativen Volumenanteile der beiden Medien:

$$f_1 = \frac{a_1}{a_1 + a_2}; \quad f_2 = \frac{a_2}{a_1 + a_2} = 1 - f_1. \quad (4.5)$$

Der elektrische Feldvektor, der parallel zu den Platten schwingt, ist stetig über den unstetigen Verlauf der dielektrischen Konstante. Entgegen der dielektrischen Verschiebung, die bei dieser Betrachtung einen Sprung aufweist, ist das elektrische Feld innerhalb der Platten und in dem umgebenden Medium konstant.

$$\vec{D}_1 = \epsilon_1\vec{E}; \quad \vec{D}_2 = \epsilon_2\vec{E} \quad (4.6)$$

Daraus folgt für die effektive dielektrische Konstante ϵ_{\parallel} :

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{|\vec{D}|}{|\vec{E}|} = \frac{a_1\epsilon_1 + a_2\epsilon_2}{a_1 + a_2} = f_1\epsilon_1 + f_2\epsilon_2. \quad (4.7)$$

Diese gewählte Anordnung hat die Gestalt eines uniaxialen Kristalls, dessen optische Achse senkrecht zur Plattenebene liegt. Aus den Formeln (4.4) und (4.7) ergibt sich:

$$\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} = \frac{f_1f_2(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2}{f_1\epsilon_2 + f_2\epsilon_1} \geq 0. \quad (4.8)$$

Das läßt sich unter Verwendung von Brechungsindizes wie folgt umschreiben:

$$n_e^2 - n_o^2 = -\frac{f_1f_2(n_1^2 - n_2^2)^2}{f_1n_2^2 + f_2n_1^2} \quad (4.9)$$

Im Fall langgestreckter Strukturen, wie sie oben angesprochen wurden, die einen sehr kleinen Anteil am Gesamtvolumen haben ($f_1 \ll 1$), kann die letzte Gleichung umgeformt werden auf die Gleichung (4.2). Dieses System stellt dann ein positiv uniaxiales System dar, dessen Achse parallel zur Achse der Stäbchen, der langgestreckten Strukturen, verläuft [Bo84].

4.2 Grundlagen der Ellipsometrie

Die Ellipsometrie kann im allgemeinen definiert werden als die Messung des Polarisationszustandes einer polarisierten elektromagnetischen Welle [Az79]. Wird in ein Medium ein bekannter Polarisationszustand eingestrahlt, kann nun mit diesem Verfahren auch die Änderung dieses Zustandes gemessen werden, die beim Durchgang durch das Medium auftritt. Geht man davon aus, daß die eingestrahlte Lichtwelle beim Durchgang eine lineare und frequenzerhaltende Wechselwirkung mit dem Medium erfährt, kann sich der Polarisationszustand aufgrund verschiedener Prozesse ändern. Zum einen kann sich durch Reflexion und Brechung der Polarisationszustand unstetig mit dem Übergang

von einem Medium zum anderen ändern. Zum zweiten kann sich während der Transmission in einem optisch anisotropen Medium die Polarisation kontinuierlich verändern und zum dritten kann Streuung im Medium eine kontinuierliche Veränderung der Polarisation bewirken.

Im folgenden wird auf die mathematische Beschreibung der Polarisation eingegangen und danach wird das Meßprinzip der Ellipsometrie dargestellt.

4.2.1 Mathematische Beschreibung der Polarisation

Eine mathematische Beschreibung der Polarisation läßt sich auf zwei verschiedenen Methoden durchführen, die jeweils für ihre Spezialgebiete die idealen Darstellungsmöglichkeiten bilden.

G. G. Stokes beschrieb 1852 in seinem Werk eine Möglichkeit, Licht in vier Parametern darzustellen, die nur Funktionen von beobachtbaren Größen der elektromagnetischen Welle sind. Diese vier Stokesschen Parameter bilden zusammen den Stokesvektor [He98].

Der amerikanische Physiker R. Clark Jones erfand 1941 eine Darstellungstechnik, die auf kohärente Strahlenbündel anwendbar und gleichzeitig äußerst kurz hinsichtlich der Schreibweise ist [Jo41].

Stokesvektoren

Die oben angesprochenen vier Stokesparameter basieren auf der Überlegung, das einfallende Licht mit Hilfe von vier Filtern zu messen. Dabei handelt es sich zum ersten um einen Graufilter, der die Hälfte des ankommenden Lichtes durchläßt, zum zweiten um einen Linearpolarisator, der horizontal angeordnet ist, zum dritten um einen Linearpolarisator, der unter 45° angeordnet ist und zum vierten um einen Zirkularpolarisator, der nur rechtszirkulares Licht passieren läßt. Somit sind die Stokesschen Parameter durch die folgenden Relationen gegeben:

$$\begin{aligned} S_0 &= 2I_0 \\ S_1 &= 2I_1 - 2I_0 \\ S_2 &= 2I_2 - 2I_0 \\ S_3 &= 2I_3 - 2I_0 \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die Wahl der Basis ist nicht eindeutig festgelegt und wird im folgenden nach der meist benutzten Festlegung verwendet [Ja83]. Die in Abschnitt (4.1) schon beschriebene Darstellung für quasimonochromatisches Licht

$$\vec{E}_x(z, t) = \hat{a}_x E_{0x} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \quad (4.11)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \hat{a}_y E_{0y} \sin(kz - \omega t) \quad (4.12)$$

mit $\vec{E}(z, t) = \vec{E}_x(z, t) + \vec{E}_y(z, t)$ erlaubt die Stokesparameter in folgender Form darzustellen:

$$I = S_0 = \langle E_{0x}^2 \rangle + \langle E_{0y}^2 \rangle$$

$$\begin{aligned} M &= S_1 = \langle E_{0x}^2 \rangle - \langle E_{0y}^2 \rangle \\ C &= S_2 = \langle 2E_{0x}E_{0y} \cos \varepsilon \rangle \\ S &= S_3 = \langle 2E_{0x}E_{0y} \sin \varepsilon \rangle \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

Die einzelnen Parameter werden oft mit den Buchstaben I,M,C und S bezeichnet (siehe Gleichung (4.14)) und werden im folgenden auch verwendet. Einige Stokesvektoren sind in Tabelle (4.1) dargestellt.

Mit Hilfe der Stokesvektoren läßt sich nun vollständig, teilweise und unpolarisiertes Licht einfach darstellen. Natürliches Licht, welches unpolarisiert ist enthält keine polarisierten Anteile, also sind $M^2 = C^2 = S^2 = 0$. Für teilweise polarisiertes Licht gilt:

$$I^2 > M^2 + C^2 + S^2 \quad (4.15)$$

Gilt die Beziehung

$$I^2 = M^2 + C^2 + S^2 \quad (4.16)$$

handelt es sich um vollständig polarisiertes Licht.

Darstellung im Poincaré-Raum

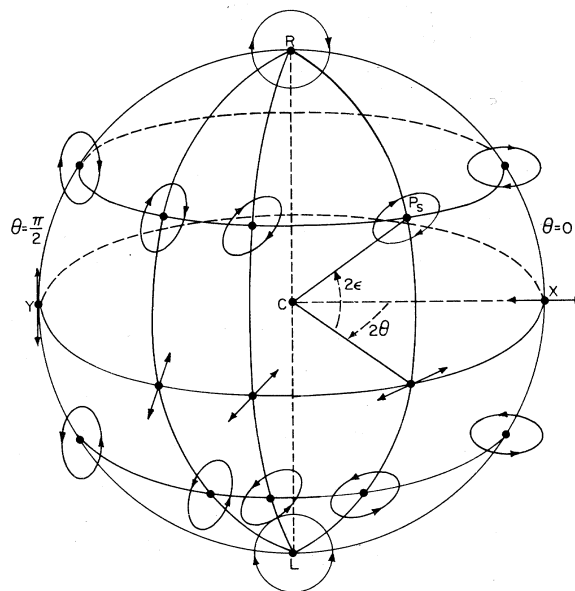


Abbildung 4.5: Poincaré-Kugel[Az79]

Die Ähnlichkeit der Gleichung (4.16) mit einer Kugelgleichung läßt sich verwenden um die Zustände von vollständig polarisiertem Licht als Punkte auf einem Einheitskreis

darzustellen. Dazu normiert man den ersten Stokesparameter auf $I = 1$. Alle Punkte in der MC-Ebene (Horizontalebene) stellen linear polarisiertes Licht dar, allerdings werden alle Winkel in dieser Ebene doppelt gezählt, da gegenüberliegende Polarisationszustände auf der Poincaré-Kugel nicht wie im kartesischen Koordinatensystem senkrecht zueinander liegen, sondern auf einer Achse. Der Nord- und der Südpol stellen je rechts und links zirkulares Licht dar. Alle übrigen Kugelpunkte repräsentieren elliptisch polarisierte Zustände, siehe dazu Abbildung (4.5). Mit Ausnahme des Ursprungs der Poincaré-Kugel, der vollständig unpolarisiertes Licht darstellt, repräsentieren alle übrigen Punkte innerhalb der Kugel teilweise polarisiertes Licht. In diesem Bild entspricht die Länge des jeweiligen Vektors dem Polarisationsgrad und die Richtung der Polarisation.

Ein polarisierter Strahl, der durch ein doppelbrechendes Medium hindurchtritt und einer Phasenverschiebung unterzogen wird, verändert seinen Polarisationszustand und nimmt einen anderen Platz auf der Poincaré-Kugel ein. Dies läßt sich als Drehung des Polarisationsvektors darstellen. Die optischen Achsen des Mediums, diejenigen unter denen keine Polarisationsänderung eintritt, bilden hierbei die Eigenvektoren und die Drehung um einen Winkel δ den Eigenwert. In Abbildung (4.6) ist diese Polarisationsänderung graphisch dargestellt.

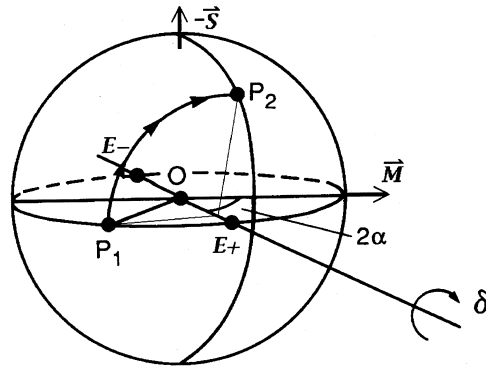


Abbildung 4.6: Polarisationsänderungen durch einen Phasenschieber werden auf der Poincaré-Kugel als Drehung um die Eigenvektorachse des Phasenschiebers mit dem Eigenwert als Rotationswinkel δ dargestellt [KL90]

Müllermatrizen

Die graphische Erfassung der Polarisationsänderung kann mittels Müllermatrizen analytisch durchgeführt werden. Dabei wird ein Polarisationszustand mit dem Stokesvektor \vec{S} unter Verwendung einer Transformation durch eine 4×4 Matrix in den neuen Polarisationszustand mit dem Stokesvektor \vec{S}' überführt.

$$\vec{S}' = M\vec{S} \quad (4.17)$$

Im folgenden wird der Buchstabe M für die Müllermatrix verwendet und nicht für die zweite Komponente des Stokesvektors, da diese Schreibweise in der Literatur üblich ist.

Eine ausführliche Beschreibung dieser Matrizen ist in [Ge75] und [Ho95] zu finden. Dort werden sie auch für viele verschiedene optische Medien hergeleitet. Die Müllermatrizen, welche für diese Arbeit von Bedeutung sind, werden im folgenden kurz dargestellt. Es handelt sich hierbei um die Müllermatrix für einen Horizontalpolarisator (Gleichung 4.18), einen Vertikalpolarisator (Gleichung 4.19), ein $\lambda/4$ -Plättchen unter einem Winkel von 45° (Gleichung 4.20) und einem $\lambda/2$ -Plättchen unter einem Winkel von $22,5^\circ$ (Gleichung 4.21).

$$M_{Pol}(0^\circ) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

$$M_{Pol}(90^\circ) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

$$M_{\lambda/4}(45^\circ) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

$$M_{\lambda/2}(22,5^\circ) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

Der Durchgang durch mehrere optische Phasenschieber läßt sich über die Matrixmultiplikation bewerkstelligen. Dies ist in Gleichung (4.22) dargestellt. Dies gilt allerdings nur für getrennte aufeinanderfolgende optische Systeme.

$$\vec{S}' = M_n \dots M_3 M_2 M_1 \vec{S} \quad (4.22)$$

Weist eine einzelne optische Komponente mehrere unterschiedliche Wirkungen auf, können diese nicht in verschiedenen Müllermatrizen aufgespalten werden, da sich diese Effekte gegenseitig beeinflussen können (Gl. 4.23). Hier bleibt nur die Möglichkeit differentiell vorzugehen, indem die Komponenten in viele Komponenten geringerer Wirkung zerlegt werden.

$$M_{Komp} \neq M_{Dichroismus} M_{\lambda/x} \quad (4.23)$$

Jonesformalismus und Jonesmatrizen

Die äußerst knappe Beschreibung polarisierten Lichtes von Jones hat den Nachteil, daß teilweise polarisiertes Licht nicht beschrieben werden kann. Da die optischen Komponenten im experimentellen Aufbau nicht immer 100%ige Phasenschieber sind, wird dieser Formalismus im folgenden zur Beschreibung von polarisiertem Licht nicht verwendet. Da der Jonesformalismus in der Literatur allerdings weit verbreitet ist, wird

hier kurz darauf eingegangen. Eine genauere Beschreibung ist z.B. nachzulesen in: [Ge75] [Az79] [He98] [Jo41] [Ya83].

Der Jonesche Vektor ist ein Spaltenvektor, der sich aus den beiden elektrischen Feldkomponenten zusammensetzt.

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{bmatrix} \quad (4.24)$$

Dabei sind $E_x(t)$ und $E_y(t)$ die momentanen Skalarkomponenten von \vec{E} . Dies lässt sich unter Beachtung der Phaseninformation umschreiben, wobei $i\varphi_x$ und $i\varphi_y$ die entsprechenden Phasen sind.

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_{0x}e^{i\varphi_x} \\ E_{0y}e^{i\varphi_y} \end{bmatrix} \quad (4.25)$$

In vielen Fällen ist die genaue Kenntnis der Amplitude nicht von Bedeutung, so kann die Beleuchtungsstärke auf 1 normiert werden. Dies wird mittels Division durch die selben reellen oder komplexen Skalargrößen erreicht. Man erhält dann sehr einfache Vektoren, siehe dazu Tabelle (4.1).

Die Änderung eines einfallenden Lichtstrahls \vec{E} durch ein optisches Medium in einen neuen Vektor \vec{E}' wird in diesem Fall durch eine 2×2 Matrix, die Jonesmatrix, beschrieben.

$$\vec{E}' = A\vec{E} \quad (4.26)$$

Es gelten hierbei die selben Regeln, die schon im Abschnitt Müllermatrizen beschrieben wurden. In Gleichung (4.27) ist die Jonesmatrix eines Horizontalpolarisators und in Gleichung (4.28) die eines $\lambda/4$ -Plättchens unter 90° als Beispiele aufgeführt.

$$A_{Pol}(0^\circ) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

$$M_{\lambda/4}(90^\circ) = e^{i\pi/4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

| Polarisationszustand | Stokessche Vektoren | Jonessche Vektoren |
|----------------------------------------|---------------------------------------------------|----------------------------------------------------|
| Horizontaler Polarisationszustand | $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ |
| Vertikaler Polarisationszustand | $\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ | $\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ |
| Polarisationszustand unter 45° | $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ | $1/\sqrt{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ |
| Polarisationszustand unter -45° | $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ | $1/\sqrt{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$ |
| Rechtszirkularer Zustand | $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ | $1/\sqrt{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$ |
| Linkszirkularer Zustand | $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$ | $1/\sqrt{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$ |

Tabelle 4.1: Stokessche und Jonessche Vektoren für einige Polarisationszustände

4.2.2 Meßtechnische Grundlagen

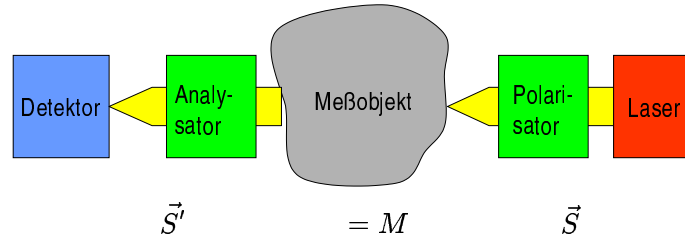


Abbildung 4.7: Meßtechnisches Prinzip eines Ellipsometers

Das meßtechnische Prinzip eines Ellipsometers ist in Abbildung (4.7) dargestellt. Man beleuchtet das hinsichtlich seiner Doppelbrechung zu vermessende Objekt mit einer definierten Lichtquelle. Dabei wird der Stokesvektor \vec{S} in dem Objekt mit der Müllermatrix M zu dem Stokesvektor \vec{S}' , der in der Analysatoreinheit analysiert werden kann. Die gesuchte doppelbrechende Eigenschaft des zu untersuchenden Mediums ist, wie weiter oben schon genauer erläutert, in der Müllermatrix enthalten. Ziel ist es also, diese meßtechnisch zu erfassen. Hier stehen sich zwei Methoden gegenüber, zum einen die Fourierellipsometrie und zum anderen die elektrooptische Ellipsometrie.

Bei der ersten Methode wird als Polarisator- und Analysatoreinheit je ein rotierendes $\lambda/4$ -Plättchen verwendet. Ist die Rotationsgeschwindigkeit des Analysators fünfmal so groß wie die des Polarisators, dann kann man aus der gemessenen Intensität, die sich in einer diskreten Fouriertransformation darstellen läßt, die Komponenten der Müllermatrix erhalten. Genauere Beschreibungen dieser Methode sind z. B. zu finden in: [Hau78] [Az78] [Rei89] [Fe91] [Ki94].

Die zweite Methode, die elektrooptische Ellipsometrie, die in dieser Arbeit verwendet wurde und im folgenden näher erläutert wird, hat den Vorteil, daß sie ohne mechanisch rotierende Komponenten auskommt. Es werden mit Hilfe von Pockelszellen Polarisationszustände im Polarisator sowie im Analysator elektrooptisch geschaltet, um nach mehreren Intensitätsmessungen im Detektor auf die Müllermatrix des zu messenden Objektes schließen zu können [Pe96] [Fe94] [Pe97] [Wes96] [Tue97] [Bi97].

Auf die Müllermatrix kann dann geschlossen werden, wenn 16 voneinander unabhängige Gleichungen diese eindeutig beschreiben. Dazu wird ein Analysator und ein Polarisator verwendet, die jeweils vier Polarisationszustände erzeugen können, worauf im folgenden näher eingegangen wird. Die vier Polarisationszustände, die der Polarisator liefert, werden durch das Meßobjekt gestrahlt. Danach werden sie im Analysator jeweils unter vier Zuständen gemessen, wodurch 16 unabhängige Gleichungen auf die Müllermatrix des durchstrahlten Objektes führen. Veranschaulicht gesprochen, wird jeder eingestrahlte Vektor, der vom Meßobjekt verändert wurde, durch Projektion auf vier unabhängigen Polarisationszuständen auf den Polarisator des Analysators gemessen, so daß die Intensitäten nach einfacher Rechnung direkt die Komponenten des Bildvektors ergeben, siehe dazu Gleichung (4.35). Somit werden für dieses Verfahren zur Bestimmung der 16 Gleichungen auch 16 Intensitätsmessungen benötigt.

Aus den 16 Gleichungen wird dann nach dem Gaußschen Algorithmus die Müllermatrix gewonnen, die alle gesuchten Werte des durchleuchteten Meßobjektes enthält. Diese Werte, der Eigenvektor sowie die Phasenverschiebung werden nach einem graphischen Verfahren ermittelt. Zur Bestimmung des Eigenvektors wird die Müllermatrix auf 45 Vektoren angewendet. Die Ebenen, deren Normalenvektoren die Verbindungsrichtungen von Bildvektor und Stokesvektor sind und durch den Ursprung gehen, sollten auf der Poincaré-Kugel eine gemeinsame Schnittgerade besitzen, auf der der Eigenvektor zu liegen kommt. Da es sich allerdings um eine gemessene und keine algebraische Matrix handelt, haben die Ebenen in der Regel nur einen gemeinsamen Punkt, den Ursprung. Die Ermittlung des Eigenvektors erfolgt nun über eine Minimierung der Summe über alle Abweichungen zu den 45 Ebenen. Die Phasenverschiebung wird ermittelt, indem 36 Vektoren der Poincaré-Kugel, die gleichmäßig auf der Ebene, die durch den Ursprung geht und senkrecht auf dem Eigenvektor steht, verteilt sind, auf die Matrix angewendet werden, und sie ergibt sich dann aus dem Mittelwert aller Drehwinkel der Stokesvektoren um die Achse des Eigenvektors [Fe94].

Die vier unabhängigen Stokesvektoren, die eingestrahlt werden und unter denen auch analysiert wird, sind so gewählt, daß sie mit einem Polarisator und zwei Pockelszellen einfach realisiert werden können, sind in Gleichung (4.29) benannt. An dieser Stelle sei bemerkt, daß die Einheitsvektoren dieser Vierervektoren $(1, 0, 0, 0)^T$; $(0, 1, 0, 0)^T$; $(0, 0, 1, 0)^T$; $(0, 0, 0, 1)^T$ physikalisch keinen Sinn machen, da es sich bei dem ersten um vollständig unpolarisiertes Licht handelt und die letzten drei keine Intensität (erste Komponente des Stokesvektors) besitzen.

$$\vec{S}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{S}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{S}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \vec{S}_3 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (4.29)$$

Erzeugt werden diese vier Zustände nacheinander durch zeitliches Beschalten der beiden Pockelszellen (siehe Abbildung (4.9)). Hierbei handelt es sich zum einen um eine Pockelszelle PoZ_1 mit der Müllermatrix $M_{\lambda/4(45^\circ)}$, die so ausgelegt ist, daß sie beim Anlegen einer fest eingestellten Spannung die Wirkung eines $\lambda/4$ -Plättchens unter 45° zeigt, und zum anderen um eine Pockelszelle PoZ_2 mit der Müllermatrix $M_{\lambda/2(22,5^\circ)}$, die sich wie ein $\lambda/2$ -Plättchen unter $22,5^\circ$ verhält. Liegen an beiden Zellen noch keine Spannungen an, dann haben sie keine doppelbrechende Wirkung, ihre Müllermatrix ist die Einheitsmatrix E und der einfallende Stokesvektor wird nicht verändert. Dieser ist mittels eines Polarisators, der vor den Pockelszellen steht, in dem ersten Zustand S_0 .

$$\vec{S}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = M_{\lambda/2(22,5^\circ)}^{aus} M_{\lambda/4(45^\circ)}^{aus} \vec{S}_{ein} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{S}_{ein} \quad (4.30)$$

Der zweite Zustand wird dadurch erreicht, daß nun die Pockelszelle $M_{\lambda/2(22,5^\circ)}$ einge-

schaltet wird.

$$\vec{S}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = M_{\lambda/2(22,5^\circ)}^{ein} M_{\lambda/4(45^\circ)}^{aus} \vec{S}_{ein} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{S}_{ein} \quad (4.31)$$

Zum Erhalt des dritten Polarisationszustandes wird die Zelle $M_{\lambda/2(22,5^\circ)}$ wieder ausgeschaltet und die Zelle $M_{\lambda/4(45^\circ)}$ eingeschaltet.

$$\vec{S}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = M_{\lambda/2(22,5^\circ)}^{aus} M_{\lambda/4(45^\circ)}^{ein} \vec{S}_{ein} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \vec{S}_{ein} \quad (4.32)$$

Durch Einschalten beider Pockelszellen kann der vierte Zustand erreicht werden.

$$\vec{S}_3 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} = M_{\lambda/2(22,5^\circ)}^{ein} M_{\lambda/4(45^\circ)}^{ein} \vec{S}_{ein} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \vec{S}_{ein} \quad (4.33)$$

Die Analysatoreinheit (siehe Abbildung (4.9)), die den Stokesvektor \vec{S}^i hinter dem Meßobjekt hinsichtlich seiner Polarisation vermißt, ist ähnlich aufgebaut. Auch sie besteht aus einer Pockelszelle PoZ_3 mit den selben Eigenschaften wie PoZ_2 , einer Pockelszelle PoZ_4 mit der Wirkung von PoZ_1 und einem Polarisator, der genauso orientiert ist wie der Polarisator vor PoZ_1 und PoZ_2 . Mit Hilfe dieser Anordnung kann nun jeder Stokesvektor \vec{S}^i in vier Polarisationen auf den Polarisator des Analysators projiziert und als Intensitätswert mit dem Detektor gemessen werden. Benutzt man hierzu wieder die Matrixschreibweise, dann kann der Stokesvektor \vec{S}^i vor dem Detektor mit einem Eingangsvektor $\vec{S}^i = (I, M, C, S)$ dargestellt werden als:

$$\begin{aligned} \vec{S}_0^i &= M_{Pol} M_{\lambda/4(45^\circ)}^{aus} M_{\lambda/2(22,5^\circ)}^{aus} \vec{S}^i = \left(\frac{I+M}{2}, \frac{I+M}{2}, 0, 0 \right); & \frac{I+M}{2} &= I_{0,0} \\ \vec{S}_1^i &= M_{Pol} M_{\lambda/4(45^\circ)}^{ein} M_{\lambda/2(22,5^\circ)}^{aus} \vec{S}^i = \left(\frac{I-S}{2}, \frac{I-S}{2}, 0, 0 \right); & \frac{I-S}{2} &= I_{\lambda/4,0} \\ \vec{S}_2^i &= M_{Pol} M_{\lambda/4(45^\circ)}^{aus} M_{\lambda/2(22,5^\circ)}^{ein} \vec{S}^i = \left(\frac{I+C}{2}, \frac{I+C}{2}, 0, 0 \right); & \frac{I+C}{2} &= I_{0,\lambda/4} \\ \vec{S}_3^i &= M_{Pol} M_{\lambda/4(45^\circ)}^{ein} M_{\lambda/2(22,5^\circ)}^{ein} \vec{S}^i = \left(\frac{I+S}{2}, \frac{I+S}{2}, 0, 0 \right); & \frac{I+S}{2} &= I_{\lambda/4,\lambda/2} \end{aligned} \quad (4.34)$$

Nach Auflösung kann der Stokesvektor $\vec{S}^i = (I, M, C, S)$ in den Intensitätswerten ausgedrückt werden als:

$$\vec{S}^i = \begin{pmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{\lambda/4,0} + I_{\lambda/4,\lambda/2} \\ 2I_{0,0} - I \\ 2I_{0,\lambda/2} - I \\ I_{\lambda/4,\lambda/2} - I_{\lambda/4,0} \end{pmatrix} \quad (4.35)$$

Da von jedem der vier eingestrahnten Stokesvektoren mit je vier Projektionen auf den Analysator die am Detektor ankommende Intensität gemessen wird, erhält man die gesuchten 16 Intensitätswerte, aus denen die Müllermatrix für das durchleuchtete Objekt berechnet werden kann.

Die Hornhaut, die in diesem Falle vermessen werden soll, kann im menschlichen Auge allerdings nicht mit einer einfachen Durchleuchtung vermessen werden, wenn sie nicht herauspräpariert wurde. Also wird in dem Auge eine Fläche gesucht an der das Detektionslicht reflektiert wird und man mißt die Doppelbrechung der Hornhaut somit zweimal, wie in Abbildung (4.8) angedeutet. Das heißt, daß sich die gemessene Matrix $M_{gemessen}$ aus mindestens zwei Müllermatrizen $M_{Hornhaut}$ zusammensetzt, siehe dazu Gleichung (4.22) in Abschnitt (4.2.1). Um einen zweidimensionalen Bereich der Horn-

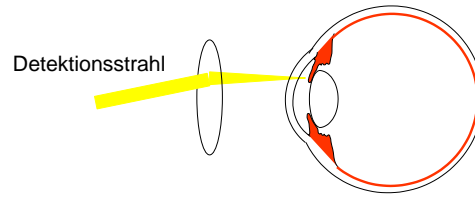


Abbildung 4.8: Zweimalige Durchleuchtung der Hornhaut

haut hinsichtlich ihrer Doppelbrechung vermessen zu können, ist der Einsatz mehrerer Linsen sowie Scannerspiegel notwendig. Da diese optischen Komponenten auch eine doppelbrechende Wirkung haben, wird diese in der gemessenen Müllermatrix $M_{gemessen}$ mit erfaßt. Gemessen wird also immer die Kombination folgender Matrizen:

$$M_{gemessen} = M_{Scanner} M_{Hornhaut} M_{Hornhaut} M_{Scanner} \quad (4.36)$$

Die Müllermatrix der Scannerkomponenten $M_{Scanner}$ kann in einer gesonderten Messung auch zweidimensional bestimmt werden und durch eine Matrixmultiplikation mit $M_{Scanner}^{-1}$ kann das Quadrat der Hornhautmatrix $M_{Hornhaut}^2$ ermittelt werden.

$$M_{Hornhaut}^2 = M_{Scanner}^{-1} M_{gemessen} M_{Scanner}^{-1} \quad (4.37)$$

Aus diesem Quadrat kann durch Wurzelziehen die gesuchte Müllermatrix der Hornhaut $M_{Hornhaut}$, in der alle gesuchten Informationen enthalten sind, errechnet werden.

4.3 Meßaufbau

Das in Abschnitt (4.2) dargestellte Meßverfahren ist im Hinblick auf die Vermessung der doppelbrechenden Eigenschaften der menschlichen Hornhaut realisiert worden. Dazu waren einige Randbedingungen zu erfüllen. Eine Aufgabe war es, eine Fläche der Hornhaut abzuscannen und an jeder Position die Doppelbrechung zu messen. Dies darf nur eine sehr kurze Zeit in Anspruch nehmen, da sich das Auge lateral durch den Nystagmus beim Fokussieren auf einen Gegenstand sowie in Blickrichtung durch Atmung

und Herzschlag bewegt. Desweiteren sollte die Meßapparatur einfach auf das zu vermessende Auge justierbar sein, was durch einen kompakten Aufbau möglich gemacht wurde. Der Forderung der Reproduzierbarkeit der Messungen wurde Rechnung getragen, indem eine sehr robuste mechanische Halterung für die optischen Komponenten entwickelt wurde. Diese ermöglichte zum einen eine Justage der Komponenten und zum anderen stellte sie deren korrekten Halt sicher. Im folgenden wird der Gesamtaufbau dargestellt und anschließend wird auf einige der verwendeten Komponenten näher eingegangen.

4.3.1 Gesamtaufbau

In Abbildung (4.9) ist der Meßaufbau der optischen Teile schematisch dargestellt. Die Beleuchtung erfolgt durch eine Laserdiode, die mit Hilfe eines Polarisators vertikal polarisiertes Licht auf die ersten beiden Pockelszellen PoZ_1 und PoZ_2 strahlt. Diese sind mit ihrer optischen Achse so ausgerichtet, daß sie bei Ansteuerung die geforderten vier unabhängigen Stokesvektoren erzeugen. Nach Umlenken des Detektionstrahls mittels eines Spiegels wird ein Strahlteilerwürfel passiert, der unabhängig von der Polarisation eine Transmission von 16,5 % aufweist und eine Reflektivität von 83,5 %. Dieses Teilverhältnis ist so gewählt worden, damit auf dem Rückweg des Detektionslichtes möglichst viel Licht zur Analysatoreinheit gelangt. Dies ist durch die maximale Intensität, die in das Auge gegeben werden kann, und die geringe Reflektivität an der Reflexschicht im Auge sehr gering. Davor wird der Detektionsstrahl allerdings noch mittels zweier Scannerspiegel lateral abgelenkt und durch ein Teleskop und eine Fokussierlinse auf eine Fläche im Auge die als Reflexschicht dient gebracht. Nach der

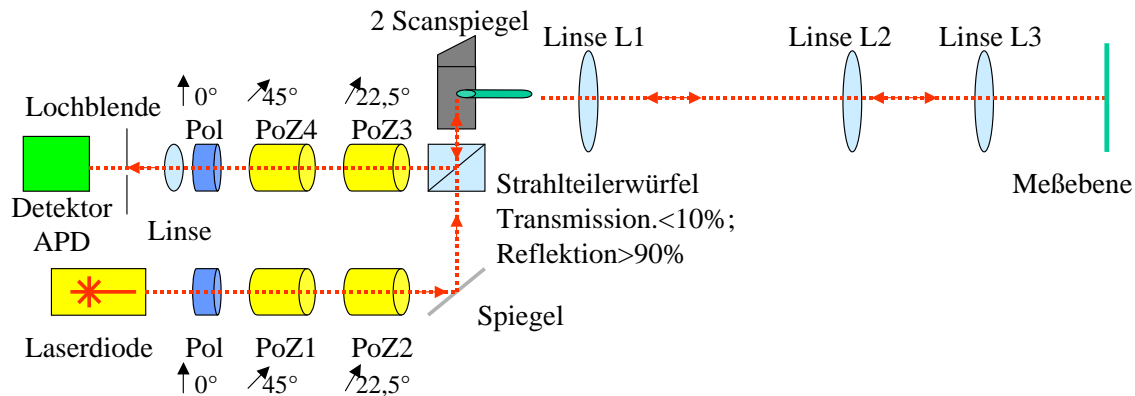


Abbildung 4.9: Schematischer Meßaufbau des elektrooptischen Ellipsometers

Reflexion im Auge und dem rückwärtigen Passieren der Scannereinheit, haben die vier verschiedenen Stokesvektoren die Hornhaut je zweimal durchlaufen. Nun werden sie nach Ablenkung durch den Strahlteilerwürfel im Analysator, der auch zwei Pockelszellen PoZ_3 und PoZ_4 sowie einen Polarisator enthält, mittels Optik auf den Detektor

geleitet. Diese vorgeschaltete Optik, die aus einer Fokussierlinse und einem Pinhole besteht, ermöglicht nach dem konfokalen Prinzip, eine Tiefendiskriminierung der Reflexionsebene [Wi91]. Dieser optische Teil muß nun, um die Messung der Müllermatrizen realisieren zu können, angesteuert und ausgelesen werden. Dazu ist zusätzlich eine Ansteuerelektronik, eine Ausleseelektronik, ein Bedienerpult und ein Personalcomputer, der die Berechnung und Darstellung der Ergebnisse übernimmt, notwendig. Dieses komplette System ist schematisch in Abbildung (4.10) und als Photographie in Abbildung (4.15) dargestellt.

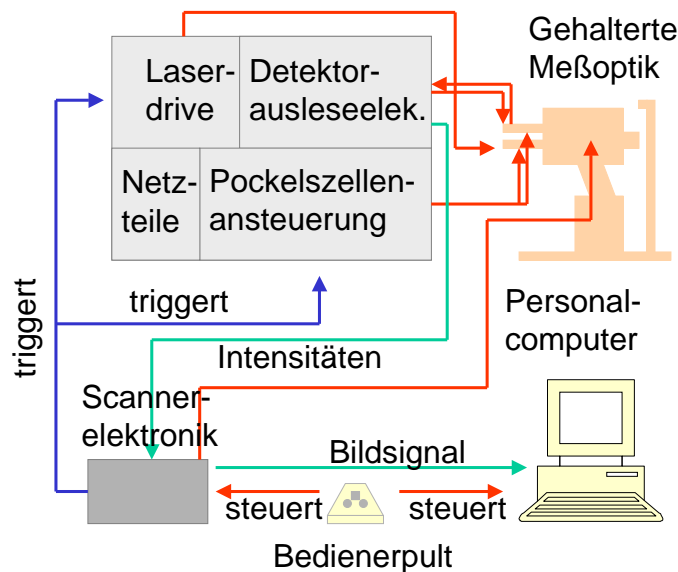


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung des elektrooptischen Ellipsometers

Wie in den vorangegangenen Abschnitten schon erläutert, werden, um je eine Müllermatrix an jedem Punkt der Hornhaut messen zu können, jeweils 16 Intensitätswerte mit den dazugehörigen Pockelszelleneinstellungen benötigt. Realisiert wird das dadurch, daß man den Scanner nicht in einem normalen Bildmodus, bei dem eine Zeile nach der anderen abgerastert wird, betreibt. Dieser veränderte Modus überstreicht jede einzelne Zeile 64 mal ($4 \cdot 16$), und nach jedem vierten Zeilenscan wird der nächste Pockelszellenzustand eingestellt. Damit hat man für jeden Punkt vier Messungen zur Verfügung, um eine Mittelung durchführen zu können. Ist der Bildaufnahmemodus einmal vom Bedienerpult gestartet, übernimmt die Scannerelektronik die zeitliche Ansteuerung der Meßanordnung. Sie überwacht die Stellung der Spiegel, triggert die Pockelszellenelektronik, die nach viermaliger Überschreitung den nächsten Pockelszellenzustand einstellt, triggert die Laserdiode, die immer nur kurzzeitig eingeschaltet wird, um das Patientenaug zu schonen, nimmt die Intensitätswerte des Detektors auf und übergibt sie als Videosignal an den Framegrabber des Personalcomputers, der die Daten digitalisiert. Diese digital vorliegenden Daten werden dann in Form von 64 Bildsequenzen abgespeichert,

und können später mit einer dafür entwickelten Software so aufgearbeitet werden, daß an jedem gemessenen Punkt die Müllermatrix der Hornhaut sowie der Eigenvektor und der Eigenwert dargestellt werden können.

4.3.2 Die einzelnen Komponenten

Laser

Bei dem Laser handelt es sich um ein Laserdiodenmodul der Firma Schäfter & Kirchhoff. Dieses beinhaltet eine Hitachi Laserdiode HL7851, die eine Wellenlänge von 785 nm bei einer Nennleistung von 50 mWatt emittiert, sowie einen Laserkolimator, der ein leicht elliptisches Strahlprofil formt. Die Laserdiode ist mit einer Monitordiode ausgestattet, die die Intensität des emittierten Laserlichtes überwacht. Die Monitordiode wird vom Laserdrive ausgelesen und dazu verwendet, die Laserleistung konstant zu halten, die sonst auf Grund von z. B. Temperaturänderungen stark schwanken würde. Das angesprochene leicht elliptische Strahlprofil wird mittels einer Lochblende auf einen Durchmesser von 1,5 mm rund geformt, um beim Durchgang durch die Pockelszellen einen homogenen Bereich zu verwenden.

Die Wellenlänge liegt im nahen Infrarotbereich, damit sie für die Patienten kein grelles Licht darstellt. Es wird nur als schwaches Rot wahrgenommen und außerdem liegen die durch die Laserschutzverordnung festgelegten Grenzwerte deutlich über denen für sichtbares Licht [Be93]. Diese Tatsache und die zeitliche Ansteuerung der Laserdiode machen eine Messung am menschlichen Auge unterhalb der Grenzwerte möglich.

Polarisatoren

Das schon polarisierte Laserlicht muß für Polarisationsmessungen nachpolarisiert werden. Dazu werden in diesem Fall, direkt nach der Laserdiode und vor dem Detektor, polarisierende Strahlteilerwürfel verwendet, die ein Auslöschungsverhältnis von $1 : 10^5$ aufweisen. Die für diese Aufgabe eigentlich am besten geeigneten Polarisatoren sind Glan-Laser-Polarisatoren, sie weisen ein Auslöschungsverhältnis das deutlich über $1 : 10^5$ liegt auf, haben aber den Nachteil, daß sie mit einer Länge von mindestens 35 mm sehr groß sind. Die polarisierenden Strahlteilerwürfel haben eine Kantenlänge von nur 7 mm und wurden deswegen hier verwendet. Im Abschnitt (Mechanische Realisierung) wird auf Anforderungen an die Maße näher eingegangen.

Pockelszellen

Die Pockelszellen dienen dazu, die vier unabhängigen Stokesvektoren aus dem eingestrahnten Laserlicht zu erzeugen. Diese Kristalle, die beim Anlegen einer Spannung den linearen elektrooptischen Effekt, den Pockelseffekt, der nach dem deutschen Physiker Carl Alwin Pockels (1865-1913) benannt wurde [He98], zeigen, verändern ihre doppelbrechende Eigenschaft und können somit eine Polarisationsänderung eines eingestrahnten Zustandes bewerkstelligen. Erklärt wird dieser Effekt über eine leichte Verformung

des Ionengitters, die sich in einer Änderung des Brechungsindexellipsoides (siehe Kapitel (4.1.1)) auswirkt. Die Stärke des Pockelseffektes ist abhängig von der Richtung des elektrischen Feldes und wird durch die Komponenten des elektrooptischen Tensors für den betreffenden Kristall beschrieben [Ya83].

Eingesetzt werden $LiNbO_3$ -Pockelszellen der Firma DoroTEK vom Typ C1040, die eine Apertur von 3 mm, eine Kristalllänge von 25 mm, eine Kapazität von 11 pF und eine $\lambda/2$ -Spannung von 510 V bei einer Wellenlänge von 633 nm mit einem Kontrastverhältnis von 180:1 bis 200:1 aufweisen.

Bei $LiNbO_3$ -Pockelszellen sind die kristallographischen Achsen x und y senkrecht zum einfallenden Licht orientiert und das angelegte elektrische Feld ist parallel zu einer dieser Achsen orientiert. Ist keine Spannung an den Kristall angelegt, dann erfährt Licht jeder Polarisation, das entlang der z-Achse eingestrahlt wird den selben Brechungsindex, was mit der Lage des Indexellipsoids, der Indikatrix, des Kristalls zusammenhängt. Wird nun eine Spannung angelegt, dann erfährt dieses Ellipsoid eine Quetschung bzw. Dehnung, wodurch der Brechungsindex nicht mehr unabhängig vom eingestrahlenen Polarisationszustand ist. Somit kann man erreichen, daß der Lithiumniobat-Kristall als abstimmbarer Phasenschieber fungiert, wobei sich eine „schnelle“ und eine „langsame“ Achse ausbildet. Die Phasenverschiebung entlang dieser Achsen ist abhängig von der angelegten Spannung. Diese Abhängigkeit für den transversalen Pockelseffekt eines $LiNbO_3$ -Kristalls der oben angesprochenen Orientierung lautet:

$$\delta(U) = 2\pi \frac{1}{\lambda} \frac{l}{d} n_o^3 r_{22} U \quad (4.38)$$

hierbei sind l und d die Länge und Dicke des Kristalls, r_{22} die wirksame Komponente des elektrooptischen Tensors, die ungefähr bei $4.3 \cdot 10^{-12} \frac{m}{V}$ liegt, und n_o der Brechungsindex, der für eine Wellenlänge von 785 nm 2.26 beträgt.

Wie in Abschnitt (4.2.2) bereits beschrieben, werden die Pockelszellen mit einer Spannung angesteuert, die eine Phasenverschiebung von $\lambda/4$ oder $\lambda/2$ entspricht. Die entsprechenden Spannungen wurden experimentell ermittelt und betragen für PoZ_1 408 V, für PoZ_2 820 V, für PoZ_3 622 V und für PoZ_4 368 V. Sie werden mit einer Frequenz von 1 kHz, die genau einem Viertel der Zeilenfrequenz entspricht, mittels einer eigens dafür entwickelten Elektronik angesteuert. Diese Elektronik setzt sich aus zwei Einheiten zusammen. Die erste Einheit teilt das von dem Scannerboard kommende Triggersignal für jede einzelne Pockelszelle herunter und liefert individuell einstellbare Referenzspannungen im Bereich von 7-15 für jede Pockelszelle. Diese Spannungen werden dann in der zweiten Einheit, den Hochspannungsverstärkerplatinen, deren Grundbaustein ein oder bei den $\lambda/2$ -Spannungen zwei Operationsverstärker PA 85 von der Firma Apex sind, auf die entsprechenden Spannungen mit einem Faktor 60 verstärkt. Die schnelle Anstiegszeit des PA 85 von $0.5 \mu s$ mußte, um Schwingungen in den Lithiumniobat-Kristallen zu vermeiden, mittels eines Tiefpasses auf eine Anstiegszeit von $30 \mu s$ erhöht werden.

Der Umgang mit diesen optischen Schaltern erfordert eine sehr hohe Sorgfalt. Zum einen sind diese Spannungen für den menschlichen Körper äußerst gefährlich, zum anderen kann sich die Wirkung der Pockelszellen bei falscher Betreibung verschlechtern oder gar unbrauchbar werden. Sie dürfen nicht über einen zu langen Zeitraum mit einer

hohen Ansteuerfrequenz betrieben werden, da sich dabei die Kristalltemperatur erhöht und sich damit die Phasenverschiebung, die temperaturabhängig ist, verändert. Die Kristalle dürfen auch immer nur eine kurze Zeit einem hohen elektrischen Feld ausgesetzt werden, da aufgrund von piezoelektrischen Effekten mit der angelegten Spannung auch Zug- und Druckspannungen im Kristall auftreten. Diese unterliegen einer Hysterese, die beim längeren Anlegen auch Auswirkungen auf die optischen Eigenschaften im Kristall hat.

Detektordiode

Die Detektordiode ist das letzte optische Element, das die Intensitätsmessungen unter den jeweils eingestellten Bedingungen vornimmt. Dazu muß sie das aus dem Auge zurückreflektierte sehr schwache Licht hinter der konfokalen Anordnung erkennen können, also eine bestimmte Empfindlichkeit aufweisen. Sie muß in dem erforderlichen Meßbereich das auftreffende Licht linear in ein elektrisches Signal umsetzen und muß zudem ein geeignetes zeitliches Ansprechverhalten aufweisen, um den schnellen Zustandsänderungen folgen zu können.

Die oben genannten Anforderungen erfüllt eine Silizium-Avalanche-Photodiode der Firma EG&G vom Typ C30950E mit einem integrierten Vorverstärker. Eine hohe Sperrspannung in der Photodiode, mit der sich die Empfindlichkeit regeln läßt, kann die durch Absorption erzeugten Ladungsträger stark beschleunigen und analog zur Stoßionisation in Photomultipliern lawinenartig weitere Ladungsträger freisetzen. Ein weiterer Einflußparameter auf die Empfindlichkeit, der die Linearität der Messung stört, ist die Temperatur der Silizium-Avalanche-Photodiode. Durch eine Messung der Temperatur mittels einer in das Gehäuse integrierten Temperaturdiode und einem Regelkreis über die an der Diode angelegte Hochspannung kann die Empfindlichkeit unabhängig von der Temperatur konstant gehalten werden. Dieser Regelkreis basiert auf Operationsverstärkerschaltungen und einem Hochspannungsnetzteil AMI 521-5 der Firma Analog Modules und ist mit einem Schutzmechanismus versehen, der verhindert, daß durch ein zu starkes Ansteigen der Temperatur die an die Photodiode angelegte Hochspannung über die Durchbruchspannung geregelt wird. Dies macht eine Überwachung der Stromaufnahme des Hochspannungsmoduls möglich, die gegebenenfalls dieses Modul und damit die Hochspannung abschaltet. Das Auslesen der Photodiode erfolgt über drei invertierende Operationsverstärker mit einer veränderbaren Gesamtverstärkung um den Faktor 1000-20000 bei einer Bandbreite von 300 kHz.

Scanner

Eine zweidimensionale Landkarte der Doppelbrechung der Hornhaut kann nur erstellt werden, wenn der Detektionslaserstrahl in dem gewünschten Gebiet gescannt wird. Diese Aufgabe übernimmt ein Scanner der Firma Heidelberg Engineering, zu dem eine Scannerelektronik, eine Framegrabberkarte sowie eine Software zur Datenaufnahme gehören.

Der optische Teil besteht aus einem Resonanzscanner, der mit 4kHz schwingt und

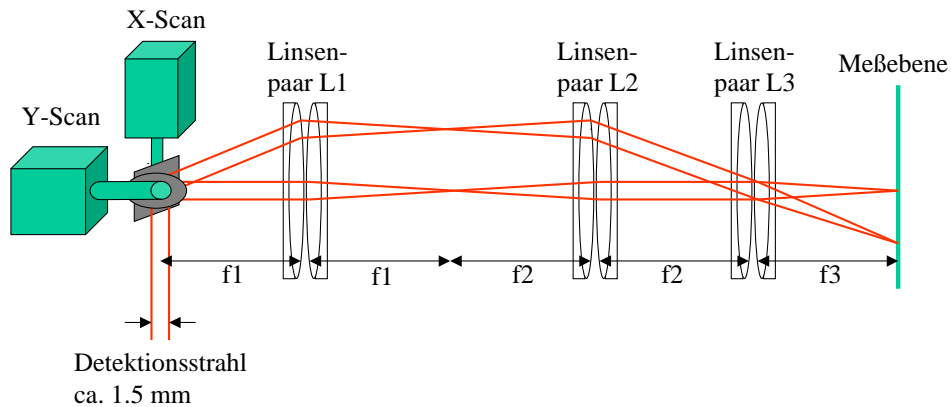


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung der Scanneroptik

die Ablenkung des Strahls innerhalb einer Zeile vornimmt und einem Galvanometer-scanner, der für die Ablenkung in die jeweilige Zeile verantwortlich ist. Der so abgelenkte Detektionsstrahl wird dann mittels eines Teleskops und einer Fokussierlinse, die sich in der konjugierten Scannpupille befindet, fokussiert (siehe dazu Abbildung (4.11)). Alle drei Linsenpaare sind so ausgelegt, daß sie jeweils eine Brennweite von $f = 60$ mm aufweisen. Das Teleskop, bestehend aus den Linsenpaaren L1 und L2, ist für einen späteren Einsatz mechanisch verstimmbar, so daß neben einem lateralen Scan auch ein Tiefenscan möglich ist. Die Scanfelder sind abhängig von den Scanwinkeln, die grob in drei Stufen eingestellt werden können, welche dann in sich noch feiner eingestellt werden können.

Wie schon in Abschnitt (4.3.1) beschrieben, übernimmt die Scannerelektronik die zeitliche Ansteuerung und gibt auch das Triggersignal an die Pockelszellensteuerung weiter. Diese wird immer wieder mit der Position der Scannerspiegel synchronisiert. So ist gewährleistet, daß die wiederholte Aufnahme von Bilddaten innerhalb einer Zeile und von einer Zeile in die nächste nicht verschoben ist.

Mechanische Realisierung

An die mechanische Realisierung wurden hohe Anforderungen gestellt. Es sollte eine Meßapparatur entwickelt werden, die zum einen sehr kompakt ist, und damit leicht auf den Patienten zu justieren ist, und zum anderen alle optischen Komponenten in den nötigen Freiheitsgraden justierbar beinhaltet. Zudem wurde gefordert, daß das Gerät für einen klinischen Einsatz tauglich sein soll, was neben der Bedienungsfreundlichkeit sehr hohe Anforderungen an die Wartungsarmut stellt. Es muß sichergestellt sein, daß alle optischen Komponenten nach der Justage arretiert werden können, so daß sich trotz der ständigen Bewegung durch die Justage auf einen Patienten, keine Veränderungen in den sehr kritischen Positionen der optischen Bauteile, insbesondere der Pockelszellen, zueinander gibt.

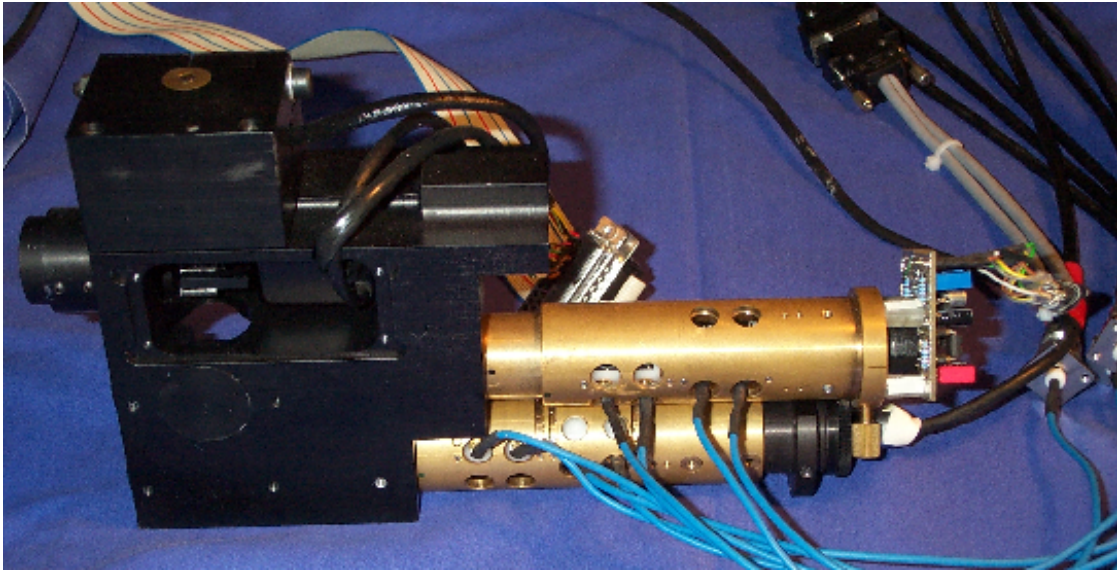


Abbildung 4.12: Photo des Scannerblocks

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, sind alle Komponenten in den kompakten Scannerblock, der in Abbildung (4.12) zu sehen ist, integriert worden. Da sich trotz der Verwendung der kleinsten auf dem Markt befindlichen Pockelszellen, die für diese Anforderungen geeignet sind, der Platz innerhalb des Beleuchtungs- und des Detektionszuganges am Scannerblock als nicht ausreichend erwies um die Justage der Teile vorzunehmen, wurden dafür Justagerohre entwickelt. Diese Rohre, die in Abbildung (4.13) zu sehen sind, werden nach der Justage in den Scannerblock eingeführt und gewährleisten eine stabile und exakte Verbindung. In jedem dieser Rohre sind zwei Pockelszellen in einer Halterung befestigt, die für die Justage der benötigten Freiheitsgrade entwickelt ist. Dazu wird eine Pockelszelle in zwei Ringe eingeklemmt, die mittels Verstellerschrauben so an den Pockelszellen befestigt werden können, daß eine Verkippung gegenüber der optischen Achse möglich ist. Ist diese Position einmal gefunden und die Pockelszellen in das Rohr eingebracht kann sie um die optische Achse, bzw. ihre Längsachse noch verdreht werden. Dieser letzte Freiheitsgrad ist, nach dem schwierigen Auffinden der korrekten Verkippung, eine ganz entscheidende Möglichkeit die kritische Winkelposition der „schnellen“ und der „langsamen“ Achse, gegenüber der eingestrahelten Polarisationsrichtung, die durch die Stellung der Polarisatoren gegeben ist, zu finden. In Abbildung (4.13) ist auch die Beleuchtung durch das Laserdiodenmodul, sowie an dem Analysationsrohr die Platine der Silizium-Avalanche-Photodiode zu erkennen.

Eine ausführliche Beschreibung der Eichungen sowie die Ergebnisse einiger Testmessungen sind in Kapitel (5) zu finden.



Abbildung 4.13: Photos der Justageröhre

Auswertesoftware

Nach der Aufnahme der Bilddaten, die die Software der Scannereinheit übernimmt, muß aus dieser Fülle an Intensitätswerten die Müllermatrizen berechnet werden. Dies übernimmt eine dafür entwickelte Software. Sie bewerkstelligt, die in Abschnitt (4.2.2) beschriebene Methode, aus den $4 \cdot 16$ Intensitätsmessungen die Müllermatrix der Hornhaut zu errechnen. Dazu werden vorab Leermessungen mit Spiegeln durchgeführt, um die Müllermatrizen des Scanners und der Meßapparatur selber für jeden Punkt zu ermitteln, damit diese nicht in dem Ergebnis enthalten sind.

Aus den ermittelten Hornhaut-Müllermatrizen wird dann der Eigenvektor und der dazugehörige Drehwinkel berechnet und kann graphisch für die gemessene Fläche dargestellt werden. Diese Auswertesoftware geht aus einem größeren Auswertetool hervor, das näher in den Arbeiten von [Wes96] und [Tue97] beschrieben ist.

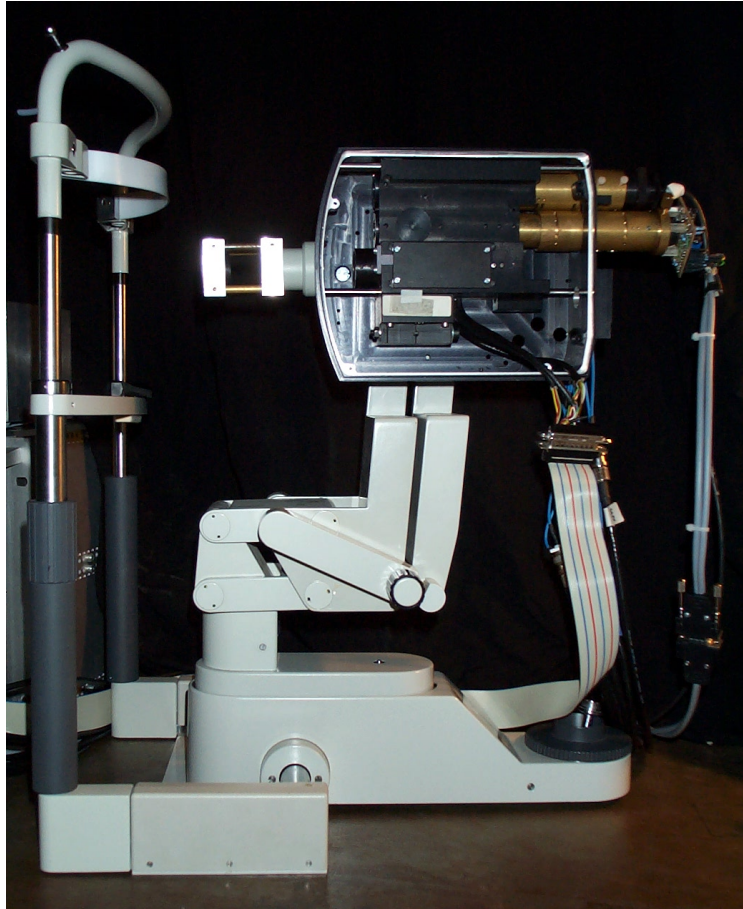


Abbildung 4.14: Photographie des optischen Aufbaus des Ellipsometers



Abbildung 4.15: Photographie des elektrooptischen Ellipsometers

Kapitel 5

Eich- und Meßergebnisse

In diesem Kapitel werden Messungen, die mit dem Hornhauttopographiegerät und dem elektrooptischen Ellipsometer durchgeführt wurden, vorgestellt und diskutiert. Es wird immer mit den bei der Entwicklung und beim Aufbau nötigen Eichmessungen begonnen, denen dann die ermittelten Ergebnisse gegenüber gestellt werden.

5.1 Messungen mit dem Hartmann-Shack-Sensor: Topographiemessung der Hornhaut

Das in Kapitel (3) vorgestellte Topographiemeßgerät für sphärische Flächen, insbesondere für die Hornhaut zur in vivo Messung, ist meßtechnisch untersucht worden. Die Ermittlung von Topographiedaten der menschlichen Hornhaut ist von vielen Parametern abhängig. Um die Güte des Meßverfahrens zu ermitteln, ist es günstig, die meisten Parameter erst einmal festzuhalten und nur einige gezielt zur Betrachtung deren Einflusses zu variieren. Dazu werden die ersten Messungen an Probekörpern durchgeführt. Diese sind hinsichtlich der zu erwartenden Ergebnisse, ihrer Oberflächenbeschaffenheit sowie ihrer Position, die sich zeitlich nicht ändert, spezifiziert. Aus diesen Ergebnissen können dann die Randbedingungen eruiert werden, die erforderlich sind, um in vivo Messungen an der Hornhaut durchführen zu können.

Ein Auszug aus den Messungen am lebenden menschlichen Auge, die unter den vorher ermittelten Voraussetzungen durchgeführt wurden, werden im folgenden dargestellt. Ein Vergleich mit Datensätzen, die mit Hilfe anderer Topographiemethoden ermittelt wurden, wird am Beispiel eines Auges durchgeführt.

5.1.1 Eichmessungen an Probekörpern

Die Eichmessung besteht aus der Aufnahme eines Punktemusters, das die Verschiebung der Fokuspunkte enthält. Dieses Muster spiegelt diejenige Wellenfront wieder, die sich aus dem Reflex von der zu vermessenden Fläche und der durch nichtideale optische Komponenten des Topographen zusammensetzt. Letzterer Einfluß muß durch Ablegen einer Referenz mittels der Software herausgerechnet werden. Ein solches Re-

ferenzpunktemuster wird erzeugt, indem man den Fokuspunkt des Objektivs auf eine reflektierende plane Fläche stellt und somit eine der Apparatur entsprechende Referenzpunktlichtquelle erzeugt, die mit dem Wellfrontsensor gemessen wird. In dem so ermittelten Punktemuster, das gespeichert und zur Auswertung benutzt wird, sind die Aberrationen des Topographen enthalten. Allerdings auch nur diejenigen, die von dem Strahlengang aufgenommen wurden. Betrachtet man Abbildung (3.5) in Abschnitt (3.2) wird deutlich, daß eine deformierte oder verkippte Wellenfront einen anderen Weg durch das optische System zurücklegt als eine ebene Welle.

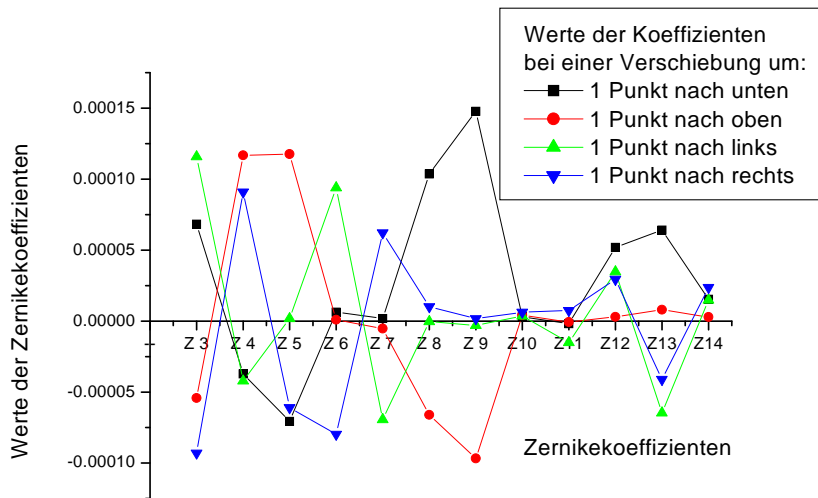


Abbildung 5.1: Änderung der Koeffizienten bei Verschiebung des Referenzmusters gegenüber dem Punktemuster aus Abb.(3.11 rechts) um je eine Punkteihe in alle vier Richtungen

An dieser Stelle sei erwähnt, daß die beiden Zernikekoeffizienten Z1 und Z2, die je eine Verkippung in horizontaler bzw. vertikaler Richtung darstellen, in Zukunft nicht berücksichtigt werden, da sie alleine durch eine laterale Verschiebung des zu messenden Objektes hervorgerufen werden. Sie sind auf dem Bildschirm dadurch zu erkennen, daß sich das Punktemuster als Ganzes lateral verschiebt. Um den oben angesprochenen Fehler möglichst gering zu halten, ist bei jeder Messung immer darauf zu achten, daß die Verkippung der Wellenfront minimal ist. Bei der Vermessung von Probekörpern, die mittels Hub- und Verschiebetisch an die Meßposition gebracht werden, können Z1 und Z2 dazu verwendet werden die ideale Position zu bestimmen. Dies ist aber immer nur über den Schritt der Aufnahme und anschließenden Auswertung möglich. Deshalb kann man darauf bei der in vivo Messung der Hornhaut nicht zurückgreifen.

Als Probekörper werden sphärische Flächen bezeichnet, die entweder Teil einer Stahlkugel mit einem Durchmesser, der im Bereich der menschlichen Hornhaut liegt, sind oder künstliche Hornhäute aus Plexiglas. Diese Plexiglasteile sind sehr genau gefertigt. Sets mit unterschiedlichen Astigmatismen sind kommerziell von der Firma Hecht

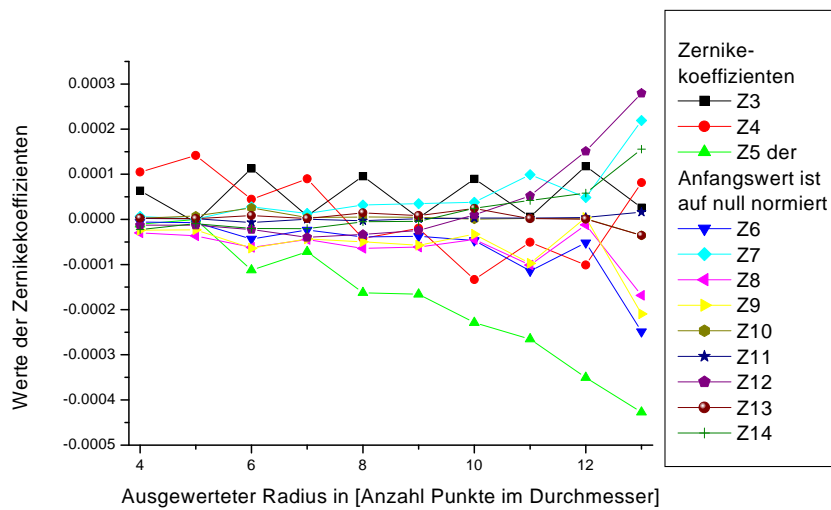


Abbildung 5.2: Auswertung des Punktemusters Abb.(3.11 rechts) für verschiedenen Auswerteradien

erhältlich und weisen annähernd den gleichen Reflexionskoeffizienten wie die menschliche Hornhaut auf.

Einfluß der Referenzmuster auf die Auswertung

Der Einfluß des Referenzmusters auf die Auswertung ist in den Abbildungen (5.1) und (5.2) dargestellt. Das auszuwertende Spotmuster und das abgelegte Referenzmuster unterscheiden sich in den meisten Fällen durch eine andere Lage auf der CCD-Kamera, einer unterschiedlichen Form und einer differierenden Anzahl von Fokuspunkten, die für eine Schwerpunktfindung geeignet sind. Somit ist die Wahl der Anzahl und der Lage der miteinander zu vergleichenden Punkte nicht eindeutig. Eine Verschiebung der Referenz gegenüber der Messung, die einen um zwei Punktreihen kleineren Durchmesser aufweist, um nur je eine Punktreihe ist in Abbildung (5.1) dargestellt. Diejenigen Koeffizienten, die nicht symmetrisch sind, wie z. B. der Astigmatismus (Z3, Z5) und das Koma (Z7, Z8), variieren entweder deutlich mit der Richtung der Verschiebung, oder bleiben bei der dazu senkrechten fast konstant. Daraus ist zu erkennen, daß die Verschiebung durch die Wahl des größtmöglichen Auswerteradius möglichst gering gehalten werden muß. In Fällen, in denen durch Verzerrung, z. B. hervorgerufen durch einen starken Astigmatismus, die Anzahl der auswertbaren Punkte nur durch eine Achse bestimmt wird, kann es zur Wahl eines falschen Mittelpunktes kommen, was wiederum das Ergebnis verfälscht. In diesen Fällen ist allerdings meistens die verursachende Aberration des gemessenen Objektes um eine Größenordnung höher als die Verfälschung. Durch Ablegen einiger Referenzmuster mit unterschiedlicher Anzahl von Fokuspunkten im Durchmesser kann erreicht werden, daß in den meisten Fällen die Wahl des Musters eindeutig ist und somit diese Einflüsse minimiert werden können.

Ein weiterer Aspekt ist die generelle Anzahl der ausgewerteten Punkte eines gemessenen Musters. In Abbildung (5.2) ist hierzu die Auswertung der Abbildung (3.11 rechts) für unterschiedliche Durchmesserzahlen dargestellt. Es sind Schwankungen zu erkennen, die sich durch die Wahl der Größe der Radien auf je gerade oder ungerade Anzahl der Punkte wiederholen. Das hängt damit zusammen, daß jeweils ein anderer Mittelpunkt benutzt wurde, die in Abbildung (3.11 rechts) als Kreuze dargestellt sind. Die angegebenen Zernikekoeffizienten für den Astigmatismus unter 0° bzw. 90° sind am Anfang auf Null normiert, damit die im Verhältnis kleineren Beträge der übrigen Koeffizienten noch zu erkennen sind. In diesem Fall ist bei der Wahl einer geraden Anzahl der Fokuspunkte im Durchmesser der Auswertebereich deutlich besser zentriert.

Reproduzierbarkeit der Messungen

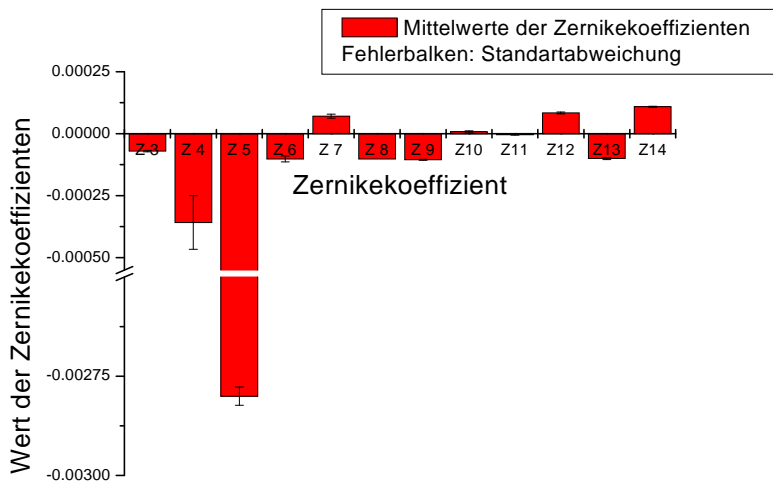


Abbildung 5.3: Mittelwerte der ermittelten Zernikekoeffizienten für eine Oberfläche bei mehreren Messungen.

Zur Demonstration der hohen Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse wurde eine Oberfläche mehrmals einjustiert und die Topographiedaten in Form der Zernikekoeffizienten ermittelt. Das Ergebnis der Messungen ist in Abbildung (5.3) dargestellt. Als Probekörper wurde eine künstliche Hornhaut mit einem leichten Astigmatismus verwendet. Die Position, die bei jeder neuen Justage eingestellt wurde, konnte mit Hilfe von Mikrometerschrauben auf $\pm 5 \mu\text{m}$ genau angefahren werden. Da diese Ungenauigkeit in der Abbildung nicht zu sehen ist, wird in diesem Fall, wie in den folgenden auf das Einzeichnen zu kleiner Fehlerbalken verzichtet. Angaben dazu sind im Text zu finden. Die Fehlerbalken der Werte der Zernikekoeffizienten geben die Standardabweichung der Meßwerte vom Mittelwert an. Diese liegen für alle Koeffizienten, außer für den Defokus (Z4), zwischen 1,5 bis 7 % des Wertes der Zernikekoeffizienten. Der Defokus, und damit der Betrag von Z4, schwankt um $\pm 0,00011$. Dies entspricht einem prozentualen Anteil

von 30 %, was unmittelbar mit der z-Position, der Position entlang der optischen Achse, des Probenkörpers zusammen hängt, worauf im nächsten Abschnitt genauer eingegangen wird. Die Wiederholung jeder Messung mit einem im Vorfeld dafür abgestimmten Referenzmuster ist im Hinblick auf die erzielten Standardabweichungen nicht auf alle weiteren Messungen zu übertragen, was ja in dem vorherigen Abschnitt diskutiert wurde. Für die folgenden Messungen, die sich mit Verschiebungen des Meßobjektes beschäftigen, müssen die Fehler etwas größer abgeschätzt werden.

Axiale Verschiebung

Die Messung gekrümmter Flächen basiert darauf, daß der Fokuspunkt des Detektionslaserstrahls im Krümmungsmittelpunkt der Fläche liegt. Wird dieser Mittelpunkt auf der optischen Achse der Meßapparatur verschoben, ist das gleichbedeutend mit einer Vermessung einer anders gekrümmten Fläche, was wiederum einem gemessenen Defokus entspricht. Die Veränderung des Defokus kann gesehen werden als eine Verschiebung

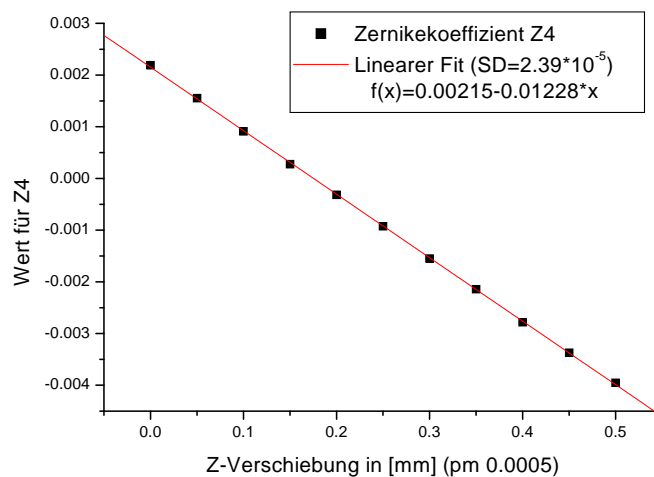


Abbildung 5.4: Änderung des Zernikekoeffizienten Z4 (Defokus) bei Verschiebung eines Probekörpers mit Radius 8 mm entlang der optischen Achse. Der Nullpunkt ist willkürlich gewählt, die Kugel wird auf das Objektiv zubewegt.

δ_g der Gegenstandsweite g eines sphärischen Spiegels mit dem Radius r . Dies verhält sich näherungsweise linear für Bewegungsbeträge, die klein gegenüber der Brennweite $f = \frac{R}{2}$ sind. Analog zu der Abbildungsgleichung für Linsen $\frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$ wird hier die Spiegelgleichung $-\frac{2}{R} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$ verwendet. Aus dieser Spiegelgleichung, mit Verwendung der Gegenstandsweite als $R + \delta_g$ und einer Näherung für $\delta_g \ll 2f$, erhält man die folgende Beziehung:

$$Z4 = A \cdot \frac{\delta_g}{R^2} \quad (5.1)$$

Der Faktor A stellt eine Konstante dar. Fast die selbe Beziehung gilt für kleine Radiusänderungen δ_r :

$$Z4 = A \cdot \frac{\delta_r}{2R^2} \quad (5.2)$$

Aus diesen beiden Beziehungen läßt sich ein Zusammenhang zwischen der axialen Verschiebung und der Radiusänderung abschätzen, allerdings nur unter den oben angegebenen Bedingungen für die Näherungen. Außerdem kann aus dem Bereich von δ_g auch der Meßbereich für δ_r bei festem Objektstand abgeschätzt werden.

$$\delta_r = 2 \cdot \delta_g \quad (5.3)$$

In Abbildung (5.4) ist eine Meßreihe dargestellt, bei der der Defokus in Form des Zernikekoeffizienten Z4 gegenüber der axialen Verschiebung einer Kugelfläche mit einem Radius von 8 mm aufgetragen ist. Diese Meßreihe sowie Messungen an anderen Probekörpern ergaben einen Verschiebungsbereich von $\delta_g \approx 0.5$ mm, woraus sich mit Beziehung (5.3) ein Wertebereich für Radiusabweichungen von $\delta_r \approx \pm 0.5$ mm ergibt. Die Änderung des Defokuses, die auf Grund der axialen Bewegung gemessen wird, kann auch berechnet werden. Für eine Verschiebung um 0.1 mm ändert sich der Lichtweg im Zentrum um 0.2 mm, an der Außenseite des Strahls aber nur um 0.193 mm (siehe Abbildung (3.5)) wodurch eine Sphärenänderung von $\delta_{SP} = (0.2 - 0.193)$ mm zustande kommt. Dies kann an Hand von trigonometrischen Berechnungen näherungsweise gezeigt werden, indem man den Schnittpunkt zwischen dem einfallenden Strahl und der verschobenen Kugeloberfläche betrachtet. Der Zernikekoeffizient Z4 beträgt genau 1, falls sich die Fläche sphärisch um ihren Durchmesser ändert, in diesem Fall um $A = 5.6$ mm bei 14 auswertbaren Punkten. Für eine Verschiebung um 0.1 mm ist also eine Änderung des Koeffizienten Z4 näherungsweise zu erwarten von $\frac{\delta_{SP}}{A} = \text{Relationsfaktor} \approx 1.228 \cdot 10^{-3}$. Dieser stimmt sehr gut mit der experimentell ermittelten Steigung von $-1.228 \cdot 10^{-3} (\pm 5.56 \cdot 10^{-5})$, die die angesprochene Relation widerspiegelt, überein.

Der Einfluß der axialen Verschiebung einer Kugeloberfläche auf höheren Zernikekoeffizienten, der in Abbildung (5.5) dargestellt ist, kann nicht vereinheitlicht erklärt werden. Da bei dieser Messung zur Auswertung eine theoretische Referenz verwendet wurde, die im Falle des Defokuses nur einen Offset ergibt, geben die weiteren Koeffizienten hauptsächlich die Fehler des Linsensystems wieder. Wird die Kugeloberfläche (mit zunehmender z-Verschiebung) auf des Objektiv zubewegt, dann wird aus einer anfangs divergenten Wellenfront eine konvergente, die weniger Randbereiche der Linsen durchwandert und somit geringere Aberrationen erfährt. Dies drückt sich in einer Abnahme der Werte der einzelnen Koeffizienten aus. Deutlich zu erkennen ist das bei der sphärischen Aberration Z12 und Z14 sowie bei dem Astigmatismus Z5.

Laterale Verschiebung

Eine laterale Verschiebung einer zu vermessenden Kugeloberfläche hat in erster Linie eine Auswirkung auf die Zernikekoeffizienten Z1 und Z2, die eine Verkippung der Wellenfront verkörpern. Dies zeichnet sich durch ein Wandern des Punktemusters über den CCD-Kamerachip aus. Versuche haben ergeben, daß ab einer lateralen Verschiebung des Krümmungsmittelpunktes der idealen gekrümmten Kugeloberfläche um $150 \mu\text{m}$ das Punktemuster an den Rand des bildaufnehmenden Chips gelangt. Jede weitere Verschiebung führt dazu, daß keine ausreichend genaue Auswertung des Punktemusters möglich ist, da dieses nicht mehr vollständig abgebildet wird. Handelt es sich bei der Messung

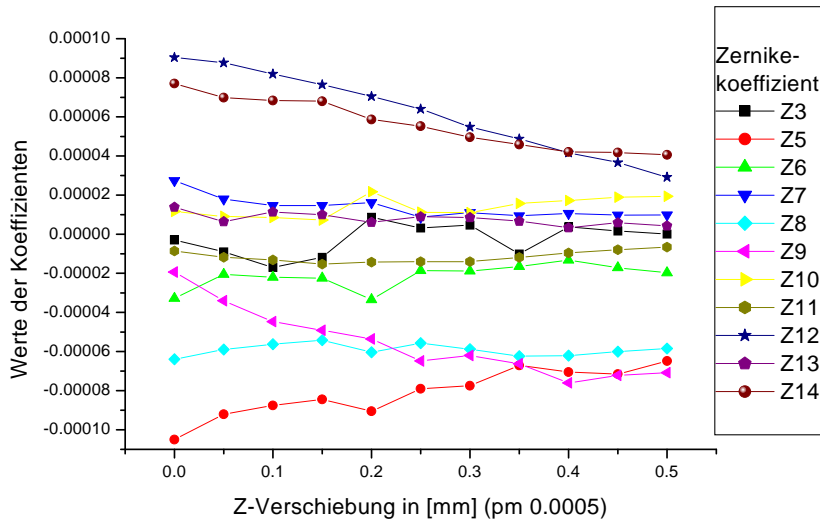


Abbildung 5.5: Änderung der Zernikekoeffizienten Z3 und Z5 bis Z14 bei Verschiebung eines Probekörpers mit Radius 8 mm entlang der optischen Achse. Der Nullpunkt ist willkürlich gewählt, die Kugel wird auf das Objektiv zubewegt.

nicht um eine ideal gekrümmte Fläche, kann sich dieser Bereich entsprechend verkleinern oder gegebenenfalls auch vergrößern. Eine Position des Meßobjektes, die nicht auf der optischen Achse liegt, hat aber auch Auswirkungen auf Zernikepolynome höherer Ordnung. Hierzu ist der Einfluß einer lateralen Verschiebung eines Probekörpers auf ausgewählte Zernikekoeffizienten in Abbildung (5.6) dargestellt.

Die Werte dieser Zernikekoeffizienten sind zwar erheblich kleiner als die der Verkipfungspolynome aber auch nicht sehr gering. Sie machen klar, daß eine exakte Positionierung der zu vermessenden Kugeloberfläche von hoher Bedeutung ist. Verdeutlichen läßt sich dieser Effekt durch die Betrachtung der Taylorentwicklung eines um die Strecke s in x -Richtung verschobenen Kreisbogens. Die selbe Entwicklung kann äquivalent für die y -Richtung durchgeführt werden. Sie ist gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 \sqrt{r^2 - (x - s)^2} &= \sqrt{r^2 - s^2} + \frac{s}{\sqrt{r^2 - s^2}} x + \\
 &\sqrt{r^2 - s^2} \left(-\frac{1}{2} \frac{1}{r^2 - s^2} - \frac{1}{2} \frac{s^2}{(r^2 - s^2)^2} \right) x^2 + \\
 &\sqrt{r^2 - s^2} \left(\frac{1}{2} \frac{s}{(r^2 - s^2)^2} + \frac{1}{2} \frac{s^3}{(r^2 - s^2)^3} \right) x^3 + \\
 &\sqrt{r^2 - s^2} \left(-\frac{1}{8} \frac{1}{(r^2 - s^2)^2} - \frac{3}{4} \frac{s^2}{(r^2 - s^2)^3} - \frac{5}{8} \frac{s^4}{(r^2 - s^2)^4} \right) x^4 \\
 &+ O(x^5)
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Da es sich um kleine Verschiebungen handelt, ist aus der Entwicklung abzulesen, daß

sich die x -Terme annähernd linear mit einem Faktor $\frac{s}{\sqrt{r^2-s^2}} \approx \frac{s}{r}$ und die x^3 -Terme mit einem Faktor $\approx \frac{s}{r^3}$ ändern. Somit wirkt sich eine horizontale Verschiebung vor allem auf die Zernikekoeffizienten Z6 und Z7 aus, da sie beide einen x^3 -Term enthalten, siehe dazu Tabelle (3.1). Die vertikale Verschiebung, die die y -Terme betrifft, wirkt sich somit am stärksten auf Z8 und Z9 aus, da sie je einen y^3 -Term enthalten. Die übrigen in Abbildung (5.6) dargestellten Zernikekoeffizienten besitzen je einen x - bzw. einen y -Term. Auf diejenigen Zernikekoeffizienten, die x^2 - und x^4 -Terme bzw. y^2 - und y^4 -Terme besitzen ist der Einfluß nur etwa halb so groß, weswegen sie hier nicht weiter aufgeführt sind. Ein weiterer Aspekt bei der Betrachtung der Zernikekoeffizienten unter Veränderung der

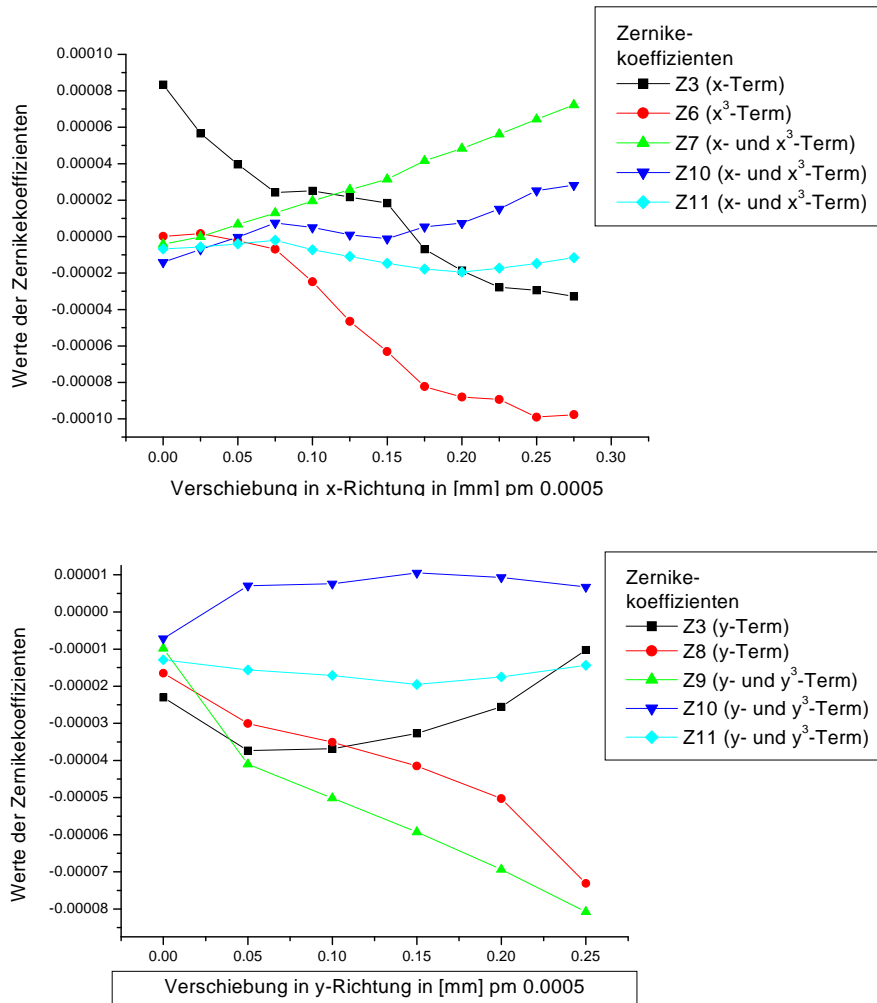


Abbildung 5.6: Änderung ausgewählter Zernikekoeffizienten bei Verschiebung eines Probestörkörpers mit Radius 8 mm lateral zur optischen Achse. Oben: horizontal; unten: vertikal. Der Nullpunkt ist willkürlich gewählt.

lateralen Position des Meßobjektes ist der Weg, den das Detektionslicht innerhalb der Meßapparatur nimmt. Ist die Verschiebung groß, werden die Randbereiche der Linsen

beleuchtet und damit kommen die Aberrationen des optischen Systems stärker zum Tragen. Dieser Einfluß ist hauptsächlich in einer zusätzlichen Änderung des Kommas zu beobachten.

Astigmatismusmessung

Der Astigmatismus (siehe Abschnitt (2.1.3)) ist durch seinen Betrag und die Lage der Achse beschrieben. In der Ophthalmologie wird er im TABO-Schema angegeben. Dieses Schema gibt Informationen über die Linse, mit der der Sehfehler korrigiert werden kann. Hierbei handelt es sich um eine Zylinderlinse, deren Stärke in Dioptrin und deren Lage als Winkel abgegeben wird. Der Winkel zwischen der Achse der Zylinderlinse, die keine Krümmung aufweist, und dem Auge wird so angegeben, daß sich jeweils rechts am Auge Null Grad befindet und gegen den Uhrzeigersinn gedreht wird.

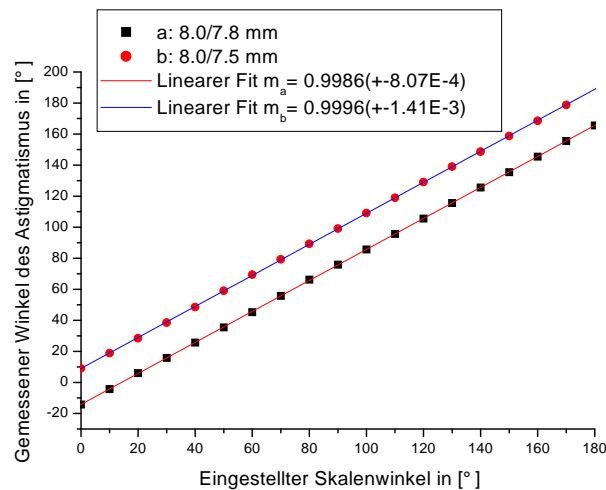


Abbildung 5.7: Gemessener Astigmatismuswinkel aufgetragen über den eingestellten Winkel an der Drehskala für zwei verschiedenen astigmatische Flächen. Gekreuzte Krümmungsradien mit a: 8.0 / 7.8 mm und b: 8.0 / 7.5 mm.

Diese Fehlkrümmung der Hornhaut kann mit dem HSS-Hornhauttopographen sehr genau vermessen werden. Dies ist in den Abbildungen (5.7) und (5.8) demonstriert. Sie stellen zwei Messungen an astigmatischen Probekörpern dar, die unter verschiedenen Winkeln vermessen wurden. Der Astigmatismus kann für große Radien aus den Zernikekoeffizienten Z_3 und Z_5 einfach berechnet werden, wenn für die Kreisbögen, die den Astigmatismus beschreiben, Parabeln als Näherungen verwendet werden. Der Betrag des Astigmatismus, der auch unter dem Begriff der Stabsichtigkeit geläufig ist, ergibt sich mit dem Vergrößerungsfaktor F der Optik sowie $r_{\text{Meßfeld}}$ als Radius des Meßfeldes zu:

$$\Delta r = \frac{2 \cdot r^2 \sqrt{Z_3^2 + Z_5^2}}{F^2 r_{\text{Meßfeld}}}, \quad (5.5)$$

Der Winkel kann aus dem Verhältnis der beiden Koeffizienten zueinander berechnet

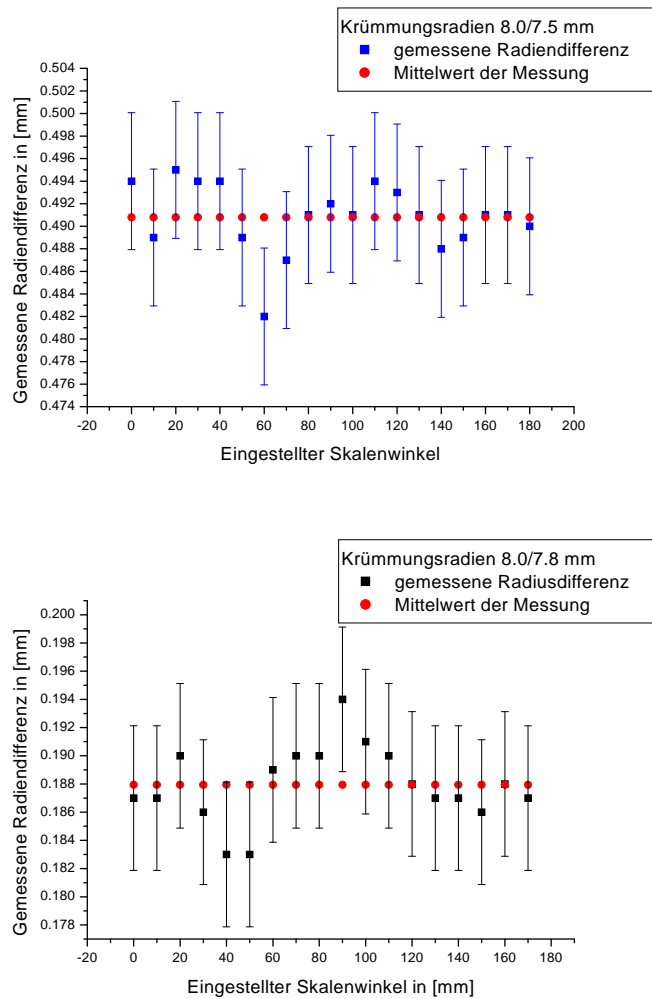


Abbildung 5.8: Gemessene Radiusdifferenz aufgetragen über den eingestellten Winkel an der Drehskala für zwei verschieden astigmatische Flächen. Gekreuzte Krümmungsradien mit a: 8.0 / 7.8 mm und b: 8.0 / 7.5 mm.

werden:

$$\alpha_{\text{Astigmatismus}} = -1 \cdot \left(0.5 \arctan \left(\frac{Z_3}{Z_5} \right) - 90^\circ \right). \quad (5.6)$$

In Abbildung (5.7) ist der gemessene Astigmatismuswinkel und in Abbildung (5.8) die Radiusdifferenz jeweils gegenüber dem eingestellten Winkel auf der Drehscheibe für 2 Probekörper mit Krümmungsradien von 8.0/7.5 mm bzw. 8.0/7.8 mm dargestellt. Die Drehscheibe kann mit einer Genauigkeit von 0.1° eingestellt werden. Aus der Steigung der Ausgleichgeraden in Abbildung (5.7), die in beiden Fällen annähernd den erwarteten Wert von eins zeigen, kann abgelesen werden, daß die gemessenen Winkel um weniger als 1° differieren. In Abbildung (5.8) ist eine systematische Abweichung der gemessenen Radiendifferenzen von den Herstellerangaben um ca. 0.01 mm aufgetreten, die durch Anpassung der Parameter in der Software hin zu genaueren Angaben, wie z. B. die Pixelgröße, Brennweite der Linsen erklärt und ausgeglichen wurde. Als

Fehler wurde hierbei in jeder Messung die Standardabweichung von 0.004 mm bzw. 0.006 mm angenommen. Die Schwankungen der Meßwerte um den Mittelwert sind darauf zurückzuführen, daß es nicht möglich war, die Drehachse der Scheibe genau mit der Symmetrieachse des Probekörpers und der optischen Achse des Geräts zur Deckung zu bringen. Bei der Drehung wird der Körper dadurch auch seitlich verschoben, was sich auch in periodischen Änderungen der höheren Koeffizienten bemerkbar macht, welche wegen zu geringer Aussagekraft nicht graphisch dargestellt sind.

5.1.2 Der Meßablauf für in vivo Messungen an der menschlichen Hornhaut

Die in vivo Messungen an der menschlichen Hornhaut erfordern, da man keine starre Verbindung zwischen Meßobjekt und Apparatur wie im Falle der Probekörper herstellen kann, einen etwas höheren Aufwand in der Einjustage. Hierzu ist, wie schon in Abschnitt (3.2) vorgestellt, der optische Teil des Hornhauttopographen in zwei Richtungen frei beweglich montiert. Die dritte Bewegungsrichtung übernimmt die Kopfstütze, die einfach hoch und runter geschraubt werden kann. Als weiteres Hilfsmittel steht das Bild der Beobachtungskamera zu Verfügung. Die Erfahrung, die bei den Messungen mit dem Hornhauttopographen gesammelt wurde, ergab, daß bei dem im folgenden erläuterten Meßablauf, am schnellsten, was für einen Meßbetrieb in einer Augenklinik von sehr großer Bedeutung ist, und am reproduzierbarsten Meßergebnisse zu ermitteln sind.

Der Meßablauf beginnt mit dem Einstufen der Kopfstütze auf den Kopf des Patienten. Diese Halterung bietet dem Patienten die Möglichkeit sein Kinn fest zu positionieren und seine Stirn gegen zwei im Abstand variierbare und ergonomisch geformte Plexiglashalterungen zu lehnen, um Kopfbewegungen zu minimieren. Der Patient wird nun gebeten das Auge zu schließen. Danach wird der Laser eingeschaltet und man justiert die Meßapparatur und die Höhe des Patientenkopfes so, daß der Fokuspunkt des Detektionsstrahls mit Hilfe des Bildes der Beobachtungskamera auf der Mitte des Augenlides liegt. Öffnet der Patient nun das Auge und fixiert das Target an, ist der Oberflächenreflex auf dem Computermonitor zu sehen. An dieser Stelle sei erwähnt, daß die drei verschiedenen Arten der Reflexe, die während des Meßablaufes zu sehen sind, durch unterschiedliche axiale Positionen der Hornhautoberfläche zur Meßapparatur zustande kommen. Sie sind in Abbildung (5.9) veranschaulicht und mit je einem Beispielpunktmuster versehen. Bei dem Oberflächenreflex spiegelt sich der Fokuspunkt des Detektionslichtes auf der Oberfläche. Der Zwischenreflex kommt zustande, wenn der Fokus zwischen der Oberfläche und dem Krümmungsmittelpunkt liegt. Er ist meist sehr schlecht zu sehen und sehr divergent oder konvergent. Er kann deutlicher gemacht werden, indem man den Laser, nicht länger als 1000 Sekunden wegen der maximalen Leistung der Lichtstrahlung die laut Laserschutzverordnung auf das Auge gegeben werden kann, auf einen cw-Betrieb umschaltet. Der Reflex, der für die Messung von Bedeutung und der Grundlage des in Kapitel (3) beschriebenen Meßverfahrens ist, ist der Zentralreflex. Der Oberflächenreflex muß durch Nachjustieren in die Mitte des CCD-Chips gerückt werden. Somit ist die laterale Position des Auges gefunden. Die axiale liegt noch um den Krümmungsradius der Hornhaut zu weit von der Meßapparatur entfernt. Das

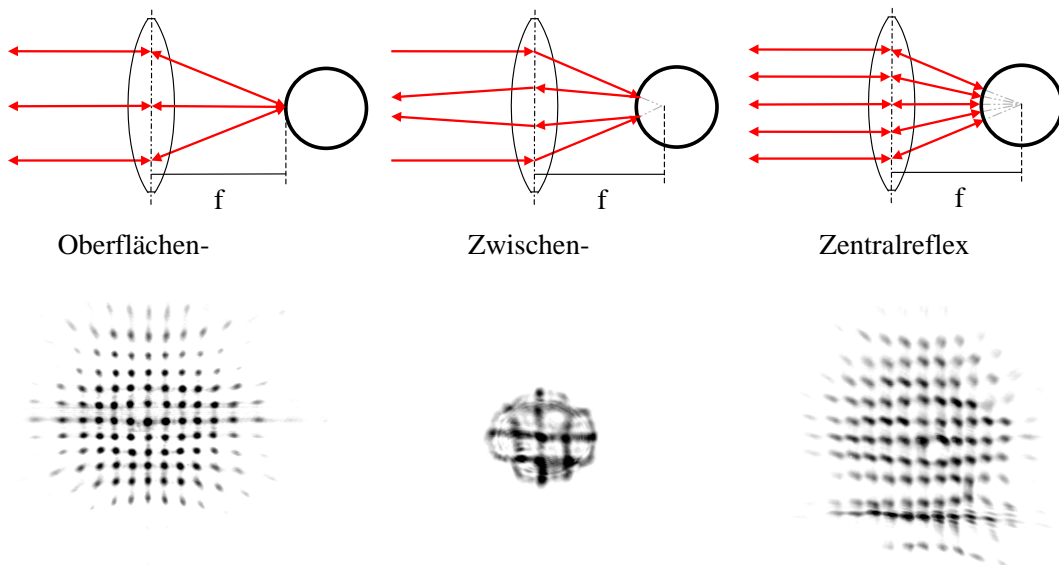


Abbildung 5.9: Veranschaulichung der Reflexarten mit Beispielen der dazugehörigen Punktemuster

heißt, daß der Hornhauttopograph um ca. 7.7 mm, das entspricht dem durchschnittlichen Radius der Hornhautoberfläche, auf das Auge zubewegt werden muß. Dazu wird die Verschiebeeinrichtung mit der Mikrometerschraube verwendet. Die laterale Position muß während dieser Bewegung immer wieder kontrolliert und nachjustiert werden. Dazu kann der schwach zu erkennende Zwischenreflex verwendet werden. Ist die axiale Position gefunden, ist der Zentralreflex zu sehen. Dieser wandert auf Grund der lateralen Bewegung des Auges schnell über den CCD-Chip hin und her. Damit trotz dieses unruhigen Bildes eine Auswertung möglich ist, hält die Software die letzten 50 Bilder, die mit einer Frequenz von 8 Hz aufgenommen werden, immer im Arbeitsspeicher. Die Aufnahme kann dann abgebrochen werden, wenn in einer Periode von einigen Sekunden das Punktemuster auf dem Bildschirm zu erkennen war. Danach kann aus den letzten 50 Aufnahmen dasjenige Bild ausgewählt werden, das zur Auswertung herangezogen werden soll. Die Anzahl der auswertbaren Bilder einer Serie hängt von einigen Faktoren ab, die im folgenden Abschnitt diskutiert werden. Es reicht aber ein Punktemuster aus, das frei von störenden Einflüssen ist, um die Topographiedaten der Hornhaut mittels Software zu ermitteln.

5.1.3 Voraussetzungen für in vivo Messungen an der menschlichen Hornhaut

Die Güte des Punktemusters wird von den Augenbewegungen, der Oberflächengüte der Hornhaut sowie der Position des Targets bestimmt. Hierauf wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

Augenbewegungen

Laterale Bewegungen der zu vermessenden Kugeloberfläche haben (siehe Abschnitt (5.1.1)) einen Einfluß auf das Meßergebnis. Die Hornhautoberfläche ist auf Grund der Augenbewegungen (siehe Abschnitt (2.1.4)) nicht in Ruhe. Die schnellen Mikrosaccaden bei der Fixation des Targets führen zu einer Verschmierung der Fokuspunkte. Deshalb kann etwa jedes fünfte aufgenommene Bild nicht ausgewertet werden. Durch die Atmung verschiebt sich das Muster mit einer langsameren Frequenz sowohl axial als auch lateral. Diese langsame Verschiebung begrenzt die Zeit, in der Bilder aufgenommen werden können, auf ca. zwei bis drei Sekunden. Von den 50 Bildern einer Meßreihe sind aus diesen Gründen in der Regel nur ca. 25 bis 30 auswertbar. Diese befinden sich in einem zusammenhängenden Zeitbereich. Durch ein Anhalten der Luft kann das etwas verbessert werden. Der Herzschlag, der den geringsten Einfluß auf die Augenbewegung hat konnte nicht als Einzeleffekt aus den Meßreihen aufgelöst werden. Diese qualitativen Aussagen, sind aber auch nicht in allen Meßreihen zu erkennen. Die Güte dieser Meßreihe und damit auch die Anzahl der auswertbaren Bilder kann von Proband zu Proband um ca. 10 schwanken. Im allgemeinen werden aber bei jeder Messung genügend Punktemuster aufgenommen um die Meßwerte mitteln zu können, die zum einen relativ zentral auf den CCD-Chip treffen, um den Einfluß der lateralen Verschiebung gering zu halten, und die zum anderen durch schnelle Augenbewegungen nicht verschwommen sind.

Tränenfilm

Der Tränenfilm, der die Oberflächenvergütung der Hornhaut (siehe Abschnitt (2.2.3)) übernimmt, hat einen sehr großen Einfluß auf das Fokuspunktemuster. Unregelmäßigkeiten darin sind sofort auf dem Bildschirm zu erkennen. In Abbildung (5.10) sind verschiedene Reflexe dargestellt, die sich auf Grund eines unterschiedlichen Tränenfilms ergaben. Diese Bilder wurden alle als Reflex einer einzigen Hornhaut in unterschiedlichen Messungen aufgenommen. Das Punktemuster oben links ist als einziges frei von störenden Effekten des Tränenfilms. Bei dem Bild oben rechts ist eine Auswertung möglich. Durch das Loch oder den Tropfen wird zu der gemessenen Topographie allerdings ein Fehler hinzukommen, der sich hauptsächlich in den höheren Zernikekoeffizienten bemerkbar macht. Bei der Aufnahme unten links gilt das gleiche. Diese wird durch die Schliere im Tränenfilm nicht die Topographie der vermessenen Hornhaut widerspiegeln, sondern mit einem größeren Fehler behaftet sein. Das Punktemuster oben links kann auf Grund der Oberflächenbeschaffenheit, die durch ein Eintrocknen und Aufreißen des Tränenfilm zustande gekommen ist, nicht ausgewertet werden, da die Schwerpunkte der Fokuspunkte nicht richtig erkannt werden.

Diese Löcher und Schlieren im Tränenfilm verschwinden, wenn der Proband blinzelt. Unmittelbar danach erscheint der Tränenfilm noch sehr unruhig aber nach 0.25 bis 0.375 Sekunden, das entspricht zwei bis drei Bildern der Aufnahmeserie, glättet er sich und man erhält Punktemuster, die frei von Störungen dieser Art sind.

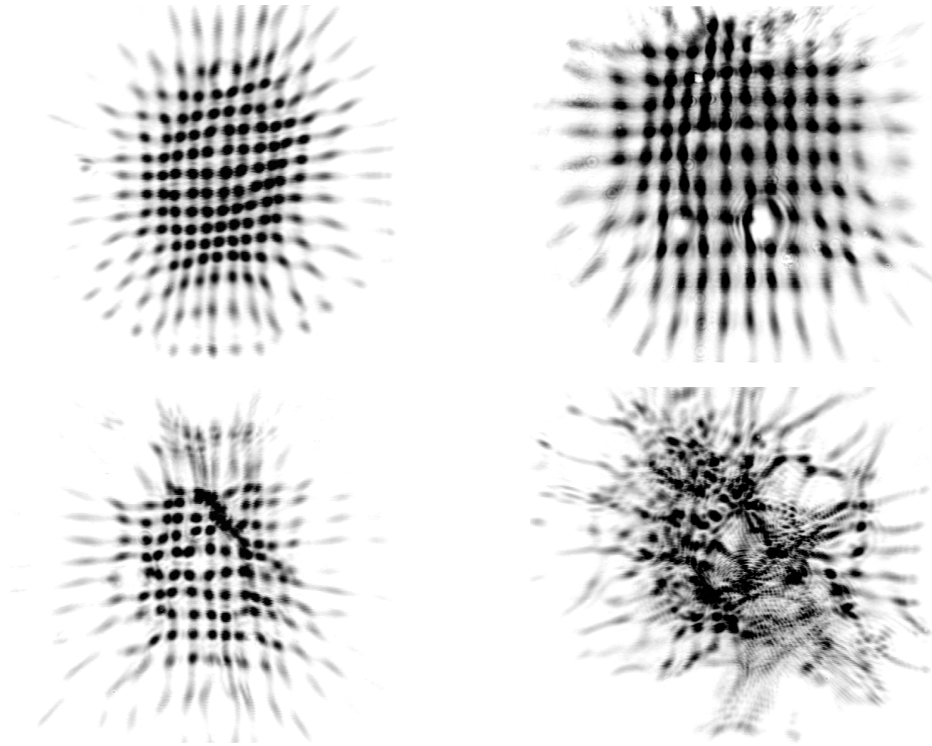


Abbildung 5.10: Beispiele für Punktemuster, die auf Grund der Varianz des Tränenfilms unterschiedlich ausfallen. Oben links: gleichmäßiger Tränenfilm; oben rechts: Loch oder Tropfen; unten links: Schliere im Tränenfilm; unten rechts: zerstörter Tränenfilm; dunkle Grauwerte geben hohe Lichtintensitätswerte wieder

Position des Targets

Die Position des Targets, das der Proband fixiert und das damit die Blickrichtung festlegt, hat einen Einfluß auf die Ergebnisse der Messung, da sie die laterale Position der Kugeloberfläche bezüglich der optischen Achse festlegt. Eine Verschiebung des Targets aus der Strahlachse bewirkt durch die Änderung der Blickrichtung eine Drehung des Auges. Da der Drehpunkt des Auges sich näherungsweise ca. 5 mm hinter dem Krümmungsmittelpunkt der Hornhaut [Ca88] befindet, verschiebt sich dieser bei Drehung der Blickrichtung um einen Winkel α ungefähr um die Strecke $\delta s \approx 5 \text{ mm} \cdot \sin \alpha$. Wird das Punktemuster in die Mitte der CCD-Kamera gerückt, um ein Bild aufnehmen zu können, muß das Gerät um diese Strecke δs verschoben werden. Nun wird aber nicht mehr der zentrale Bereich des Auges vermessen, sondern ein um die Strecke $\delta s_2 = r_H \cdot \sin \alpha$ verschobener Ausschnitt.

Eine Messung dieses Einflusses ist in Abbildung (5.11) dargestellt. Es wurde ein Proband zunächst bei zentriertem Target und anschließend mit einem um 10° nach links bzw. rechts verschobenem Target vermessen. Für einen Winkel von $\alpha = 10^\circ$ ergab sich eine Verschiebung des Auges um 0.9 mm, das eine Verschiebung des Meßfeldes um etwa 1.4 mm zur Folge hat. Die Abflachung der Hornhaut in der peripheralen Zone (siehe

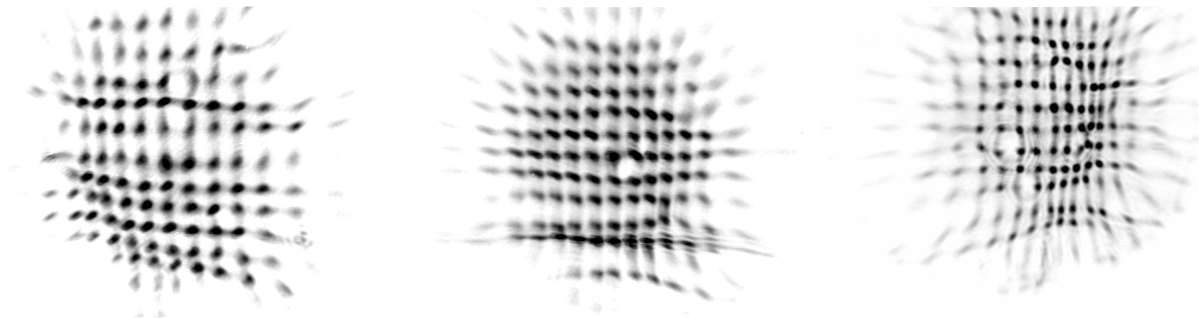


Abbildung 5.11: Veranschaulichung der Änderung des Punktmusters auf dem HSS bei horizontaler Verschiebung des Targets. Das mittlere Bild wurde bei zentriertem Target aufgenommen. Das linke (rechte) Bild zeigt das Muster des um ca. 10° rechts- (links)verschobenen Auges und damit einen links- (rechts)verschobenen Ausschnitt der Hornhaut. Dunkle Grauwerte geben hohe Lichtintensitätswerte wieder.

Abschnitt (2.2.2)) ist hier deutlich bei den nach links und rechts verschobenen Meßfeldern an den jeweils außen enger liegenden Punkten zu erkennen. Die Divergenz am äußersten Rand kommt durch die sphärischen Aberration des Gerätes zustande. In Ab-

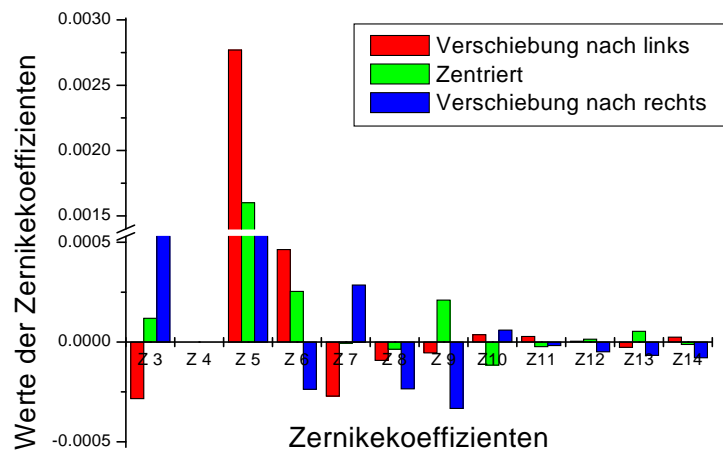


Abbildung 5.12: Werte der Zernikekoeffizienten bei Verschiebung des Fixationstargets um 10° nach rechts und links.

bildung (5.12) sind die Zernikekoeffizienten für diese Messung dargestellt. Man erkennt anhand der Werte der Koeffizienten, daß eine starke Verschiebung stattgefunden hat. Wie es bei einer lateralen Verschiebung zu erwarten ist (siehe Abschnitt (5.1.1)) haben Z6 und Z7 das Vorzeichen gewechselt. Die starke Änderung von Z8 und Z9 kommt wahrscheinlich durch eine zusätzliche vertikale Verschiebung des Targets zustande. Dieses konnte auf Grund seiner Befestigung eigentlich nur auf einem Kreisbogen gedreht wer-

den. Eine eindeutige Änderung der Koeffizienten vierter Ordnung ist nicht erkennbar, man muß dies wohl auf den geänderten Hornhautausschnitt zurückführen.

5.1.4 In vivo Messungen an der menschlichen Hornhaut

Nach dem in Abschnitt (5.1.2) erläuterten Meßablauf wurden acht Augen von fünf Probanden über einen längeren Zeitraum fünf bis acht mal vermessen. In Abbildung (5.13) sind Meßergebnisse dargestellt, die an dem Auge (1) in einem Zeitraum von eineinhalb Monaten durchgeführt wurden. Ein Meßergebnis besteht hierbei aus dem Mittelwert der verwertbaren Einzelbilder einer Serie von 50 Bildern. Als Fehler, der in der Abbildung dargestellt ist, ist jeweils die mittlere quadratische Abweichung angegeben. Die Abweichung der Meßwerte vom zeitlichen Mittelwert sind für Z3 $1.0 \cdot 10^{-4}$ und Z5 $0.52 \cdot 10^{-4}$ und für die restlichen Koeffizienten bis auf Z13 und Z14 deutlich kleiner als $0.7 \cdot 10^{-4}$. Der Defokus (Z4) schwankt sehr stark, da er, wie in Abschnitt (5.1.1) ausführlich diskutiert wurde, mit der axialen Position direkt korreliert ist. Die Abweichungen von Z13 und Z14 liegen im Bereich von $1.2 \cdot 10^{-4}$ und sind etwas höher als die anderen Koeffizienten. Das ist zum einen auf die große Anzahl der Punktemuster, die zur Auswertung herangezogen wurde, zurückzuführen, wodurch auch störende Einflüsse des Tränenfilms, siehe dazu Abschnitt (5.1.3) zur Geltung kommen. Sowie zum anderen auf die Tatsache, daß das Hornhauttopographiegerät in diesem Zeitraum verändert wurde, zurückzuführen.

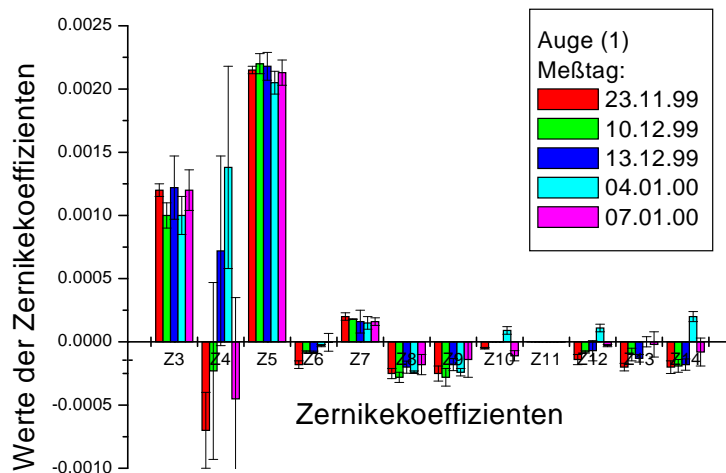


Abbildung 5.13: Meßreihe des Auges (1) über einen großen Zeitraum

In Abbildung (5.14) ist eine Meßreihe des Auges (3) dargestellt, das innerhalb einer Woche fünf mal vermessen wurde. Das Topographiegerät wurde in dieser Zeit nicht verändert. Die Abweichungen der Meßwerte vom zeitlichen Mittelwert betragen weniger als $1.5 \cdot 10^{-4}$ für den Astigmatismus Z3 und Z5 und weniger als $0.5 \cdot 10^{-4}$ für die höheren Koeffizienten. Für den Defokus Z4 gilt das selbe wie für das Auge (1).

Wie aus diesen beiden Datensätzen zu ersehen ist, entfallen auf den Astigmatismus

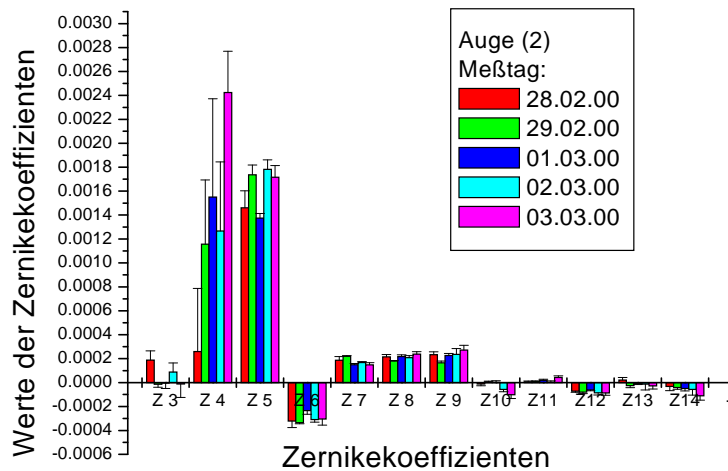


Abbildung 5.14: Meßreihe des Auges (3) über einen Zeitraum von einer Woche

mus, der sich in den beiden Zernikekoeffizienten Z3 und Z5 niederschlägt, die größten Beträge. Die höheren Koeffizienten sind vereinzelt in der Bilddarstellung der Hornhauttopographie wie sie z. B. in Abbildung (5.16) zu sehen ist, zu erkennen. Die Daten der vermessenen acht Augen wurden zum einen auf die Astigmatismusdaten reduziert und in Tabelle (5.1) zusammengefaßt und zum anderen wurden die höheren Koeffizienten in der Abbildung (5.15) dargestellt.

| Auge | Radiusdifferenz [mm] | Astigmatismus [dpt] | Winkel [°] |
|---------|----------------------|---------------------|-------------------|
| (1) (l) | 0.165 ± 0.009 | 1.02 ± 0.05 | 12.60 ± 0.53 |
| (2) (r) | 0.217 ± 0.008 | 1.48 ± 0.03 | 0.24 ± 0.76 |
| (3) (l) | 0.144 ± 0.004 | 0.89 ± 0.01 | 1.23 ± 0.81 |
| (4) (l) | 0.070 ± 0.001 | 0.43 ± 0.05 | 161.90 ± 1.05 |
| (5) (r) | 0.136 ± 0.026 | 0.84 ± 0.16 | 144.31 ± 0.98 |
| (6) (l) | 0.115 ± 0.002 | 0.70 ± 0.01 | 3.90 ± 0.90 |
| (7) (r) | 0.138 ± 0.005 | 0.85 ± 0.03 | 162.25 ± 0.49 |
| (8) (r) | 0.692 ± 0.0008 | 4.28 ± 0.004 | 16.31 ± 0.06 |

Tabelle 5.1: Gemessener Astigmatismus der acht Augen, als Fehler ist jeweils die mittlere quadratische Abweichung der Einzelmessungen angegeben.

Bei dem Auge (4) wurde ein, im Vergleich zu den anderen Augen, geringer Hornhautastigmatismus gemessen, der allerdings verdreht ist, was zu einem Refraktionsastigmatismus führt, der laut Refraktionsmessungen beim Augenoptiker festgestellt wurde. Auffällig ist aber vor allem das starke Koma in y -Richtung an den beiden Augen (4) und (5), die zu einem Probanden gehören. Die beiden Augen (6) und (7), die wiederum ein Paar bilden, weisen eine stärkere sphärische Aberration auf, die sich, bei noch größerem Meßfeld, deutlich im weiteren Absinken von Z12 bemerkbar macht. Das Auge (8) ist ein Beispiel für eine starke Hornhautverkrümmung. Der Meßfelddurchmesser war

durch die starke Verzerrung des Bildes auf 9 Punkte (3.4 mm) begrenzt. Eine solche Verkrümmung mit einer Radiusdifferenz von 0.7 mm liegt gerade unterhalb der Grenze des Meßbereiches des Hornhauttopographen.

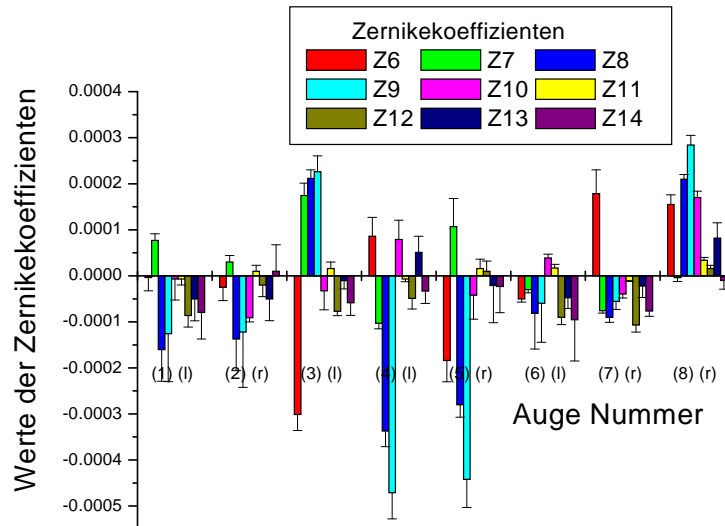


Abbildung 5.15: Darstellung der höheren Zernikekoeffizienten der Meßreihen aller acht Augen

Der Vergleich der Daten, die mit dem in dieser Arbeit aufgebauten Hornhauttopographen ermittelt wurden, mit Datensätzen, die mit Hilfe anderer Topographiemethoden ermittelt wurden, wird am Beispiel des Auges (2) durchgeführt. Es wurde zusätzlich mit einem kommerziell erhältlichen OCULUS Keratographen vermessen, der nach dem Prinzip der Reflexion einer Placido-Scheibe auf der Hornhaut basiert. Außerdem wurden die Krümmungsradien der Hornhaut mit Hilfe eines Keratometers bestimmt. Diese Messungen, deren Verfahren in Abschnitt (3) erläutert sind, wurden bei einem Augenoptiker durchgeführt, der diese Geräte zur Anpassung von Kontaktlinsen benötigt. Bei diesen Messungen sind keine Fehlerangaben ermittelt worden. Da mit Hilfe des HSS-Topographen die absoluten Krümmungsradien auf Grund der nicht bekannten axialen Position der Hornhaut nicht ermittelt werden können, siehe dazu Abschnitt (5.1.1), basiert dieser Vergleich auf den Daten des Astigmatismuses. Die ermittelten Ergebnisse sind in Tabelle (5.2) aufgeführt. Die Fehlerangabe für den Astigmatismus bei den Meßwerten des Keratographen geht auf Messungen aus [Se97] zurück. Da zu diesem Gerät keine Fehlerangaben für die Winkelbestimmung zu erhalten waren muß man sich an Messungen von [Ko97] orientieren, die fünf Meßgeräte, die nach dem Placido-Scheiben-Verfahren arbeiten, untersuchten und Standardabweichungen von $5-14^\circ$ ermittelten. Diese Daten zeigen deutlich, daß die beiden Verfahren, die die Topographie der ganzen Hornhaut betrachten, sehr gut übereinstimmen. Das negative Vorzeichen bei der Astigmatismusangabe des Keratographen ist nur eine Konvention, die mit einer unterschiedlichen Beschreibung in Europa und den USA zusammenhängt. Auffallend ist auch, das die Reproduzierbarkeit, die sich in den Fehlerangaben widerspiegelt, bei

| Meßverfahren | Radien [mm] | Radiusdifferenz [mm] | Astigmatismus [dpt] | Winkel [°] |
|--------------|-------------|----------------------|---------------------|-----------------|
| HSS | | 0.217 ± 0.0002 | 1.48 ± 0.08 | 0.24 ± 1 |
| Keratograph | 7.79 / 7.52 | 0.27 ± 0.00025 | -1.5 ± 0.1 | 0.6 (± 5) |
| Keratometer | 7.79 / 7.55 | 0.22 | 1.5 | 0 |

Tabelle 5.2: Ermittelte Topographiedaten mit drei verschiedenen Methoden an Auge (2)

dem HSS-Verfahren deutlich besser ist. Auch die mit der im Verhältnis sehr einfachen Methode des Keratometers ermittelten Daten kommen zu dem selben Ergebnis.

Die topographischen Bilder des Auges (2), die mit dem HSS und dem Keratographen ermittelt wurden, sind in Abbildung (5.16) dargestellt. Der gemessene Hornhautdurchmesser auf dem oberen Bild beträgt 4.54 mm. Auf dem unteren Bild beträgt er 8 mm und ist auf dem farblichen Höhenbild rechts oben dargestellt. Vergleicht man die Bilder unter Beachtung der unterschiedlichen Meßbereiche, dann ist eine Übereinstimmung deutlich zu erkennen.

Der große Meßbereich des Keratographen wird auf dem Außenbereich nicht exakt vermessen, sondern von der Software interpoliert und ist in seiner Aussagekraft stark eingeschränkt. Das kommt dadurch zustande, daß durch die Nase und die Augenbrauen, Abschattungen der Placido-Scheibe hervorgerufen werden, die zu einem Fehlen der auswertbaren Daten führt. Auch der Zentralbereich der Hornhaut, der für das Sehen den wichtigsten Bereich darstellt, kann mit diesem Verfahren nicht ermittelt werden und wird interpoliert. Es handelt sich hierbei um Bereiche, die von der Größenordnung der kleinsten Ringe der Placido-Scheibe abhängen und laut [Co99] dazu führt, daß im optischen Zentralbereich mit einem Durchmesser von 2 mm keine reproduzierbaren Meßwerte zu erhalten sind. Diese wichtigste Zone wird dem Hornhauttopographiegerät, das nach der Methode der Wellenfrontanalyse nach Hartmann-Shack arbeitet, erfaßt und vermessen. Die Genauigkeit des HSS wird von den Außenbereichen bestimmt, und ist auf dem Zentralbereich der Hornhaut am größten. Das ist der entscheidende Vorteil dem gebräuchlichsten Verfahren gegenüber.

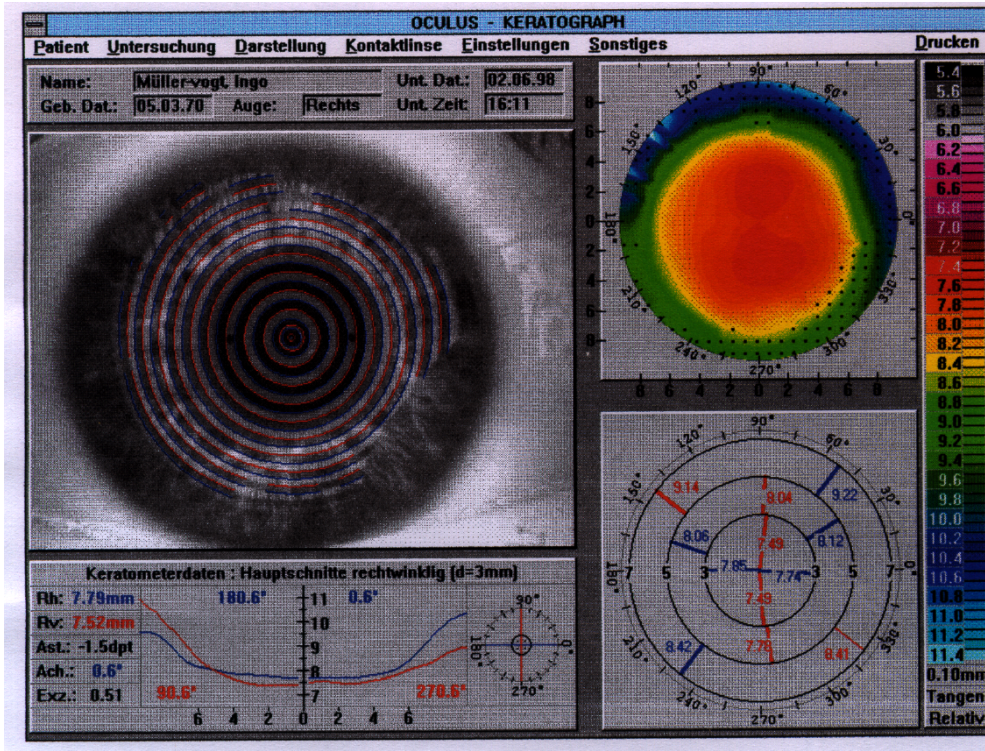
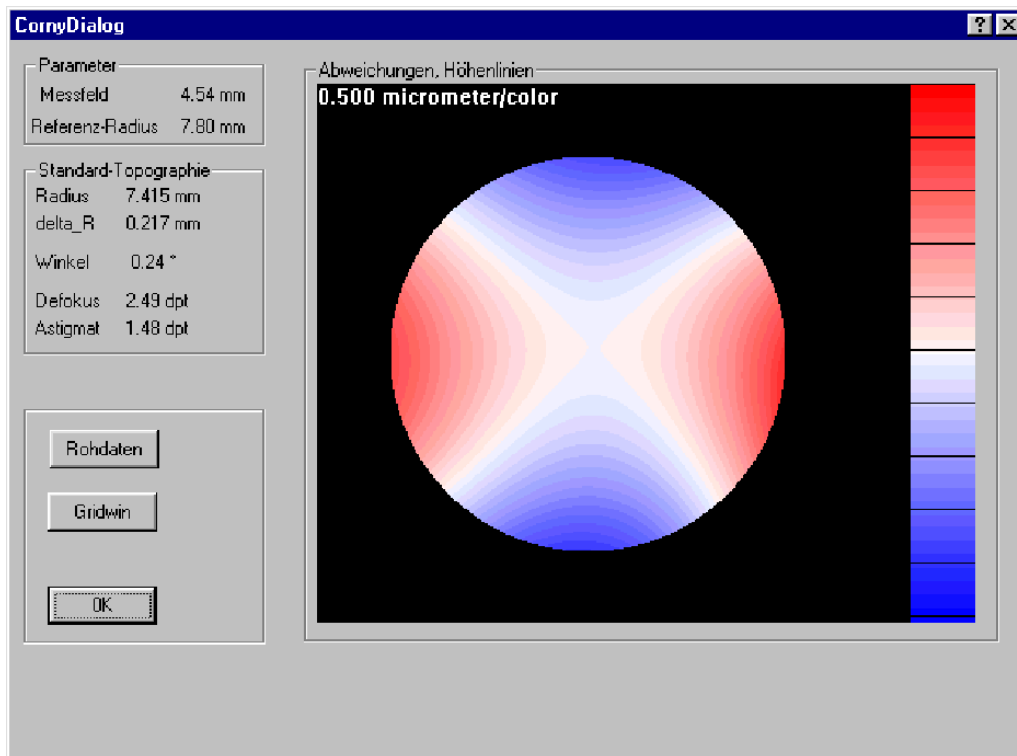


Abbildung 5.16: Topographiedarstellung des Auges (2) ermittelt mit dem Hartmann-Shack-Hornhauttopographen (oben) und mit einem Keratographen der Firma OCULUS (unten)

5.1.5 Zusammenfassung der Ergebnisse mit dem HSS

Das Meßfeld ist bis 4.2 mm Durchmesser (11 Punkte) fast immer sehr gut auswertbar. Probleme bei größeren Meßfeldern treten auf, wenn ein Defokus und stärkere Augenbewegungen gleichzeitig auftreten. Das Muster wird dann durch die Augenbewegungen häufig abgeschnitten, so daß nur noch wenige Bilder einer Serie auswertbar sind. Das größtmögliche Feld hat einen Durchmesser von 4.9 mm (13 Punkte).

Der Defokus kann auf Grund der zu stark variierenden axialen Position des Auges nicht vermessen werden. Er wird als Zernikekoeffizient mitbestimmt hat aber keine Aussagekraft. Der Betrag der normierten Koeffizienten zweiter Ordnung mit Ausnahme des Defokus kann absolut auf ca. $2 \cdot 10^{-4}$ genau bestimmt werden, das entspricht einer Genauigkeit von $20 \mu\text{m}$ im Krümmungsradius oder 0.08 dpt in der Brechkraft. Der Winkel kann bei normalem physiologischem Astigmatismus (≈ 0.75 dpt) auf weniger als 1° genau bestimmt werden. Je größer der Betrag, desto genauer wird die Winkelbestimmung. Die höheren Koeffizienten zeigen eine mittlere quadratische Abweichung von weniger als $5 \cdot 10^{-5}$, das entspricht einer Genauigkeit in der Oberflächenhöhe von $0.1 \mu\text{m}$. In Tabelle (5.3) sind Spezifikationsdaten des Hornhauttopographen zusammengefaßt.

| Messungen an Augen: | |
|---------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------|
| Meßfeld | 4.2 mm (ca. 90 %) – 4.9 mm (ca. 20 %) |
| Meßbereich | 7.8 ± 0.4 mm Hornhautradius |
| Genauigkeit Defokus | n. A. |
| Genauigkeit Astigmatismus | 0.02 mm Radiusdifferenz (0.08 dpt, $0.2 \mu\text{m}$ Oberflächenhöhe) |
| Genauigkeit des Winkel des Astigmatismus | 1° |
| Genauigkeit höhere Koeffizienten und Reproduzierbarkeit | $5 \cdot 10^{-5}$, $0.1 \mu\text{m}$ Oberflächenhöhe |
| Messungen an Probekörpern: | |
| Meßfeld | 4.9 mm |
| Meßbereich | 7.8 ± 0.5 mm Radius |
| Genauigkeit Defokus | 0.0005 mm |
| Genauigkeit Astigmatismus | 0.005 mm Radiusdifferenz |
| Genauigkeit des Winkel des Astigmatismus | 1° |
| Genauigkeit höhere Koeffizienten und Reproduzierbarkeit | $1 \cdot 10^{-5}$ |

Tabelle 5.3: Spezifikation des Hornhauttopographen

Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit kommerziellen Geräten ist in Kapitel (6) zu finden.

5.2 Messungen mit dem elektrooptischen Ellipsometer: Doppelbrechungsmessung

Das in Kapitel (4) vorgestellte elektrooptische Ellipsometer, das für Messungen der doppelbrechenden Eigenschaften von optisch transparenten Medien, insbesondere der Hornhaut für in vivo Messungen, entwickelt wurde, ist Eichungen und ersten Testmessungen unterzogen worden, die im folgenden erläutert werden. Auf die Güte der einzelnen Pockelszellen, sowie deren Eichung beim Einbau in das Gerät wird besonderes Augenmerk gelegt, da sie durch ihre Qualität die Genauigkeit des Ellipsometers bestimmen. Die Eigenschaft der mehrdimensionalen Vermessung der Doppelbrechung, auf die bei der Entwicklung und dem Aufbau viel Wert gelegt wurde, konnte noch nicht demonstriert werden. Bei Messungen an einem Punkt eines optischen Phasenschiebers, wird die Genauigkeit und Zuverlässigkeit des elektrooptischen Ellipsometers aufgezeigt.

5.2.1 Eichmessungen der Pockelszellen

Die Pockelszellen, die in dem Abschnitt (4.3.2) beschrieben sind, haben die Aufgabe je als an- und ausschaltbare $\lambda/2$ - bzw. $\lambda/4$ -Phasenschieber zu fungieren. Der Schaltvorgang wird durch Anlegen einer Spannung erreicht. Damit eine Pockelszelle die ihr zugeordnete Aufgabe möglichst gut erfüllen kann, müssen einige Parameter eingestellt werden. Zum einen muß der Spannungswert ermittelt werden, bei dem die gewünschte Phasenverzögerung erreicht wird. Zum zweiten muß derjenige Winkel zur eingestrahlichten Polarisationsrichtung ermittelt werden, bei dem die ordentliche Achse des Kristalls entweder mit einem Winkel von 22.5° oder 45° dazu stehen. Zum dritten muß jede Pockelszelle so in den Strahlengang gebracht werden, daß sie über die komplette Länge des Kristalls von 25 mm mit der optischen Achse der Meßapparatur übereinstimmt.

Vorab wurden alle Pockelszellen auf ihre phasenschiebende Eigenschaft bezüglich der benutzten Wellenlänge und des Strahldurchmessers des verwendeten Lasersystems geprüft. Es stellte sich hierbei heraus, daß sie unterschiedliche Kontrastverhältnisse aufweisen, die nicht die vom Hersteller spezifizierten Verhältnisse erreichten. Dies wurde durch mehrere Meßreihen verifiziert. Die Ergebnisse sind in Tabelle (5.4) zusammengefaßt. Da man die exakte Winkelpositionen der Polarisatoren und des $\lambda/4$ -Plättchens, die die Pockelszelle einrahmen, zueinander meßtechnisch schwer erfassen kann, können die ermittelten Werte nicht ohne Einschränkung mit den Herstellerangaben verglichen werden. Es wurden Messungen durchgeführt, bei denen jede Pockelszelle unter einem

| Pockelszelle Nummer | Intensitätsabfall auf gemessen in [%] | Kontrastverhältnis gemessen | Kontrastverhältnis Herstellerangabe |
|------------------------|------------------------------------------|--------------------------------|----------------------------------------|
| 1 | 8 ± 1 | 12.5:1 | 180:1 |
| 2 | 4 ± 0.6 | 25:1 | 180:1 |
| 3 | 2 ± 0.8 | 50:1 | 200:1 |
| 4 | 2.8 ± 1 | 35.7:1 | 200:1 |

Tabelle 5.4: Kontrastverhältnisse der Pockelszellen

Winkel von 45° zur eingestrahlichten Polarisationsrichtung als $\lambda/2$ -Phasenschieber betrie-

ben wurde. Dabei sollte sich die Polarisationsrichtung des eingestrahnten Lichtes um 90° drehen. Wird dieses Licht dann hinter dem Polarisator, der parallel zur Ursprungspolarisation orientiert ist, aufgenommen, sollte man keine Lichtintensität mehr messen können. In Abbildung (5.17) ist eine Messung dieser Art der Pockelszelle Nr. 3 dargestellt. Sie wurde aus einer Kurvenschar, bei der zusätzlich der Winkel variiert wurde ausgewählt, unter Betrachtung der minimalen Intensität, die hinter dem Polarisator gemessen wurde.

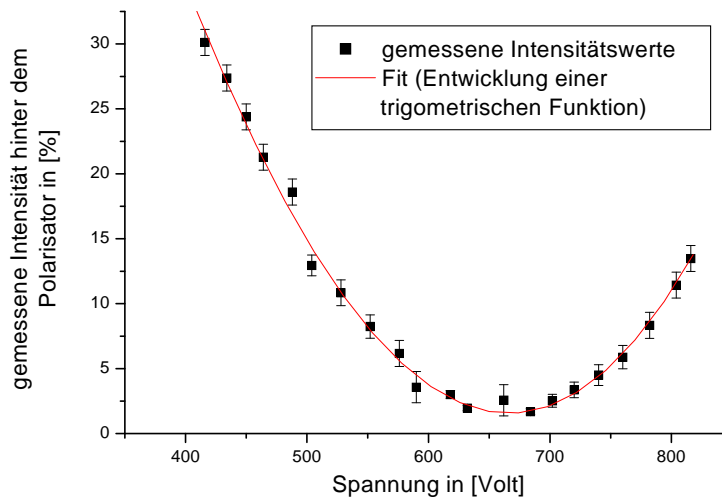


Abbildung 5.17: Eichmessung der Pockelszelle Nr. 3 unter einem Winkel von 45° zwischen zwei parallelen Polarisatoren. Aufgetragen ist die gemessene Intensität hinter dem Polarisator in Abhängigkeit der Ansteuerspannung.

In einer weiteren Meßreihe wurde das $\lambda/4$ -Verhalten der Pockelszellen getestet. Dies wurde zum einen mit zwei parallel orientierten Polarisatoren, die die jeweilige Pockelszelle einrahmen, durchgeführt, wobei ein Intensitätsabfall auf 50 % erwartet wird. Zusätzlich wurde, bei gleicher Anordnung ein unter 45° zur eingestrahnten Polarisationsrichtung orientiertes $\lambda/4$ -Plättchen hinzugefügt, wodurch ein Intensitätsabfall auf 0 % zu erwarten war. Alle Messungen ergaben, daß die beiden Pockelszellen Nr. 3 und Nr. 4 ein besseres Verhalten zeigten, als die beiden anderen. Bei allen Eichungen, der Apparatur (siehe Abschnitt (5.2.2)) wird davon ausgegangen, daß die Analysatoreinheit ideal arbeitet, da sie die Meßgrundlage der Eichungen bildet. Aus diesem Grund wurden die besseren Pockelszellen darin eingebaut, wobei die Pockelszelle Nr. 3 als $\lambda/2$ -Phasenschieber und die Pockelszelle Nr. 4 als $\lambda/4$ -Phasenschieber verwendet wurde. In der Polarisations Einheit ist Pockelszelle Nr. 1 für die Funktion des schaltbaren $\lambda/4$ -Plättchens und Pockelszelle Nr. 2 für die des $\lambda/2$ -Plättchens zuständig.

Beim Einbau in das Polarisatorrohr und das Analysationsrohr mußten die oben angesprochenen drei Parameter exakt eingestellt werden. Das zur Deckung bringen der optischen Achse mit der Längsachse des Kristalls wurde für die einzelnen Pockelszellen mit Hilfe der beiden Ringe, in die diese mit einem Spiel von ± 1 mm eingefaßt wur-

den, bewerkstelligt. Dabei wurde davon ausgegangen, daß die freien Grenzflächen des Kristalls senkrecht auf der Längsachse stehen und eine Verkippung mit einem Strahlversatz einher geht, der unter Betrachtung einer langen optischen Strecke einfach detektiert werden kann. Die beiden anderen Parameter, die Ansteuerspannung und der Winkel, beeinflussen sich gegenseitig und konnten deswegen nicht mit einer Messung ermittelt werden. Betrachtet man die Wirkung der zu eichenden Pockelszelle unter verschiedenen Bedingungen bei gleichzeitiger Varianz der beiden einzustellenden Parameter, kann die optimale Einstellung gefunden werden.

Zur Eichung der Pockelszellen, die als $\lambda/2$ -Phasenschieber unter einem Winkel von 22.5° zur eingestrahlten Polarisationsrichtung zur Verwendung kommen, wurden die in Tabelle (5.5) aufgeführten Konstellationen, die mit einem Polarisator und einem $\lambda/4$ -Plättchen aufgebaut wurden, durchgetestet. In der ersten Spalte ist immer die erwartete Intensität in % aufgeführt, die bei dem nachfolgenden Aufbau gemessen werden sollte, wobei die Winkelangaben in Bezug zur eingestrahlten Polarisationsrichtung angegeben werden.

| Erwartete Intensität in [%] | $\lambda/4$ -Plättchen unter Winkel in [$^\circ$] | Polarisator unter Winkel in [$^\circ$] |
|-----------------------------|-----------------------------------------------------|------------------------------------------|
| 50 | ohne | 0 |
| 100 | ohne | 45 |
| 0 | ohne | 135 |
| 50 | 45 | 0 |
| 50 | 90 | 0-360 |

Tabelle 5.5: Eichkonstellationen für die $\lambda/2$ -Phasenschieber

Auch für die Eichung der Pockelszellen, die als $\lambda/4$ -Phasenschieber unter einem Winkel von 45° zur eingestrahlten Polarisationsrichtung zur Verwendung kamen, wurden Konstellationen durchgetestet, die mit einem Polarisator und einem $\lambda/4$ -Plättchen aufgebaut wurden. Diese sind in Tabelle (5.6) aufgeführt. Diese Tabelle ist genauso aufgebaut wie Tabelle (5.5) und die Winkel sind in Bezug zur eingestrahlten Polarisationsrichtung angegeben.

| Erwartete Intensität in [%] | $\lambda/4$ -Plättchen unter Winkel in [$^\circ$] | Polarisator unter Winkel in [$^\circ$] |
|-----------------------------|-----------------------------------------------------|------------------------------------------|
| 50 | ohne | 0-360 |
| 0 | 45 | 0 |
| 100 | 135 | 0 |

Tabelle 5.6: Eichkonstellationen für die $\lambda/4$ -Phasenschieber

Die auf diese Weise gefundenen Spannungen sind in Tabelle (5.7) zusammengefaßt. Die dazu entsprechenden Winkel sind in der Apparatur bestmöglich eingestellt worden. Auf Grund der Form der Halterung können sie nicht mit einer größeren Genauigkeit angegeben werden als in der Tabelle aufgeführt. Während der Eichung stellte sich heraus, daß die phasenschiebende Eigenschaft einer Pockelszelle auch von der Polung der ange-

| Pockelszelle | Funktion | Spannung in [Volt] | Winkel |
|--------------|-----------------------------|--------------------|----------------------|
| (1) | $\lambda/4$ -Phasenschieber | 408 ± 1.5 | $(45 \pm 2)^\circ$ |
| (2) | $\lambda/2$ -Phasenschieber | 820 ± 3 | $(2.5 \pm 2)^\circ$ |
| (3) | $\lambda/2$ -Phasenschieber | 622 ± 3 | $(22.5 \pm 2)^\circ$ |
| (4) | $\lambda/4$ -Phasenschieber | 368 ± 1.5 | $(45 \pm 2)^\circ$ |

Tabelle 5.7: Ermittelte Spannungen für die vier Pockelszellen. Die Winkel sind auf $\pm 0.1^\circ$ genau justiert, können aber auf Grund der Halterung der Zellen nicht genau gemessen werden.

legten Spannung abhängig ist. So zeigte sich, daß die $\lambda/2$ -Pockelszellen besser arbeiten, wenn die Spannung so angeschlossen wird, daß die Spannungskonnektoren, die auf der Längsseite der Zellen hintereinander angebracht sind, siehe dazu Abbildung (4.13), in Strahlrichtung von minus nach plus gepolt sind. Die $\lambda/4$ -Pockelszellen dagegen haben eine bessere Qualität, wenn man sie von plus nach minus in Strahlrichtung betreibt.

5.2.2 Eichmessungen des elektrooptischen Ellipsometers

Die Eichung des elektrooptischen Ellipsometers geschah in drei Schritten. Die ersten beiden Schritte waren die Eichungen der beiden Pockelszelleneinheiten. Dabei wurden die Polarisator- und die Analysatoreinheit so geeicht, daß sie einzeln die vier geforderten unabhängigen Polarisationszustände (siehe Abschnitt (4.2.2)) möglichst exakt schalten. Der dritte Schritt war die Aufnahme der sogenannten Ureichung. Bei ihr wurde nach dem Einbau der Polarisator- sowie der Analysatoreinheit das elektrooptische Ellipsometer in sich vermessen. Das ermittelte Ergebnis bildet die Grundlage der Doppelbrechungsmessung.

Analysatoreichung

Mit Hilfe eines Polarisators, der parallel zur eingestrahlten Polarisation orientiert war, wurden nun die vier Polarisationszustände kontrolliert. Betrieben wird diese Einheit mit den im normalen Betrieb vorgesehenen vier Schaltungsmöglichkeiten für die Spannungen der zwei Pockelszellen. Sind beide Pockelszellen ausgeschaltet, dann sollte das linear polarisierte Licht des Lasers, beschrieben durch den Stokesvektor $\vec{S} = (1, 1, 0, 0)^T$, nicht verändert werden. Hinter dem Polarisator wird in diesem Fall die volle Intensität gemessen. Falls nur die Pockelszelle Nr. 3 eingeschaltet ist, wird um 45° gedrehtes, linear polarisiertes Licht und falls nur die Pockelszelle Nr. 4 eingeschaltet ist, zirkular polarisiertes Licht erzeugt. In diesen beiden Fällen, wird nach dem Polarisator nur noch 50 % der Anfangsintensität gemessen. Sind beide Pockelszellen eingeschaltet, dann produziert die erste um 45° gedrehtes, linear polarisiertes Licht und die zweite Pockelszelle hat keine Wirkung mehr darauf, da sie eben unter diesen 45° zwischen ihrer schnellen Achse und der Grundpolarisation des Laserstrahls im Strahl steht. Daher wird auch in diesem Fall hinter den Polarisator nur noch 50 % der Anfangsintensität gemessen. Zusammengefaßt ist ein zeitlicher Intensitätsverlauf, der mit einem Oszilloskop aufgenommen wird, zu erkennen, bei dem der erste Zustand 100 % der Intensität aufweist und

die anderen drei jeweils nur 50 %. Dies ist auch deutlich in Abbildung (5.18) zu sehen, die nach erfolgreicher Eichung aufgenommen wurde. Im Gegensatz zur Polarisatoreichung, die im nächsten Abschnitt besprochen wird, macht sich hier bemerkbar, daß die beiden Pockelszellen mit den besseren phasenschiebenden Eigenschaften verwendet wurden. Da, wie schon in Abschnitt (5.2.1) besprochen, diese Einheit die Meßgrundlage für die Ureicherung darstellt ist es erforderlich, daß hierbei die geforderten Intensitäten erreicht werden.

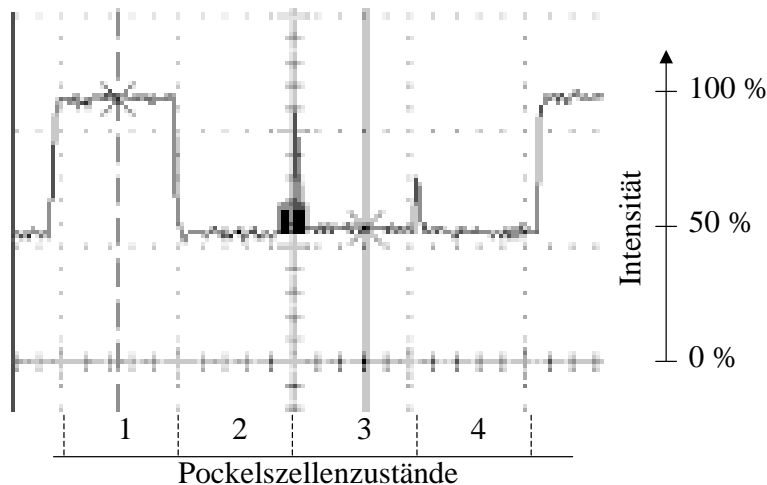


Abbildung 5.18: Eichung der beiden Pockelszellen im Analysator. Die Kurve stellt die gemessene Intensität hinter dem Polarisator dar. Dabei ist der erste Peak genau bei 100 % und die folgenden drei bei 50 % der eingestrahlichten Intensität

Polarisatoreichung

Die Polarisatoreichung verläuft analog zur Analysatoreichung und es werden die gleichen Zustände des Normalbetriebs erzeugt bis auf den letzten Fall, bei dem beide Pockelszellen eingeschaltet sind. Hier erzeugt die Pockelszelle Nr. 1 zirkular polarisiertes Licht, was durch die Pockelszelle Nr. 2 in seiner Richtung gedreht wird, so daß bei der Polarisatoreichung der letzte Zustand kein linear polarisiertes Licht, sondern zirkular polarisiertes Licht darstellt. Da aber für zirkular polarisiertes Licht die Intensität hinter dem Polarisator auch auf 50 % abfällt, ergibt sich das gleiche Oszilloskopbild wie bei der Analysatoreichung. Das ermittelte Ergebnis ist in Abbildung (5.19) dargestellt. Im Gegensatz zu der nahezu perfekten Eichung der Analysatoreinheit macht sich hier die Verwendung der Pockelszellen mit den schlechteren phasenschiebenden Eigenschaften bemerkbar. Bei der Eichung des Polarisationsstrahlenganges können die beiden Pockelszellen nicht so einzujustiert werden, daß sie, wenn sie gemeinsam geschaltet wurden, die richtige Polarisation, nämlich zirkular polarisiertes Licht, erzeugten. Daraus resultiert der letzte Intensitätswert von ca. 40 % anstelle des erwarteten von 50 %. Dieses Verhalten ist auch im Bild der Ureicherung zu finden, die im nächsten Abschnitt besprochen wird.

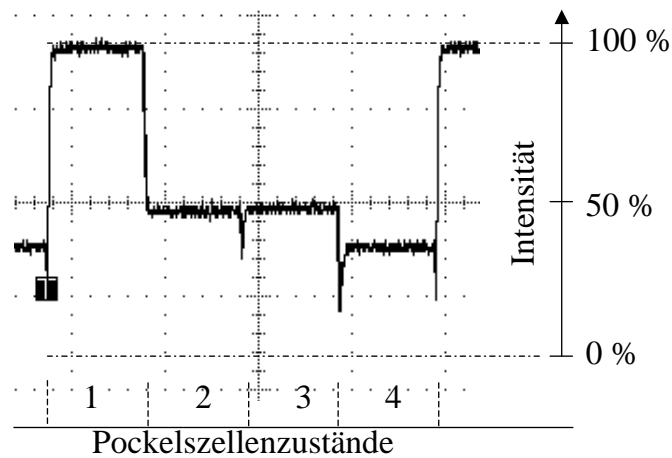


Abbildung 5.19: Eichung der beiden Pockelszellen im Polarisator. Die Kurve stellt die gemessene Intensität hinter dem Polarisator dar. Dabei ist der erste Peak genau 100 %, die folgenden zwei bei 50 % und der letzte bei ca. 40 % der eingestrahnten Intensität

5.2.3 Ureicherung

Bei der Ureicherung wird die Polarisationsseinheit vermessen und die tatsächlich verwendeten Stokesvektoren ermittelt. Dies geschieht durch die Aufnahme der 16 Intensitätswerte, wobei dazu ein Spiegel vor den Scannereingang gesetzt wird, so daß die Polarisationszustände, die von der Polarisationsseinheit erzeugt wurden, mit Hilfe der Analysatoreinheit analysiert werden können. Dabei werden die vier Pockelszellen zeitlich so geschaltet, daß die in Tabelle (5.8) aufgelisteten 16 Zustände erzeugt werden. Da alle diese 16 Schaltzustände eine definierte Polarisation erzeugen, läßt sich für jeden

| Pockelszellen- zustand | Pockelszelle Nummer | | | | Intensität in [%] |
|---------------------------|---------------------|---|---|---|----------------------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | |
| 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 100 |
| 2 | 0 | 0 | 0 | 1 | 50 |
| 3 | 0 | 0 | 1 | 0 | 50 |
| 4 | 0 | 0 | 1 | 1 | 50 |
| 5 | 0 | 1 | 0 | 0 | 50 |
| 6 | 0 | 1 | 0 | 1 | 50 |
| 7 | 0 | 1 | 1 | 0 | 0 |
| 8 | 0 | 1 | 1 | 1 | 50 |
| 9 | 1 | 0 | 0 | 0 | 50 |
| 10 | 1 | 0 | 0 | 1 | 0 |
| 11 | 1 | 0 | 1 | 0 | 50 |
| 12 | 1 | 0 | 1 | 1 | 100 |
| 13 | 1 | 1 | 0 | 0 | 50 |
| 14 | 1 | 1 | 0 | 1 | 100 |
| 15 | 1 | 1 | 1 | 0 | 50 |
| 16 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0 |

Tabelle 5.8: Erzeugung der 16 Pockelszellenzustände und deren an der APD erwartete Intensität in % der Gesamtintensität

Zustand vorhersagen, wieviel Prozent der Gesamtintensität theoretisch an der APD gemessen werden sollten. Diese Information kann auch dazu verwendet werden, um die Winkeleinstellung der Polarisator- zur Analysatoreinheit zu eichen. Dazu vergleicht man das gemessene Oszilloskopbild mit den theoretisch erwarteten Intensitätswerten. Ein solches Oszilloskopbild, das die Intensitätswerte der Ureicherung enthält, ist in Abbildung (5.20) dargestellt. Aus diesen gemessenen Intensitätswerten kann man nach dem

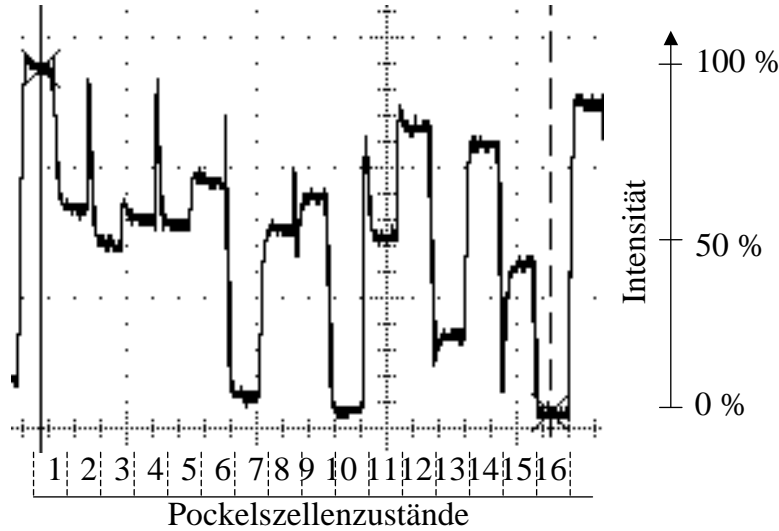


Abbildung 5.20: Intensitätsmessung der Ureicherung zur Ermittlung der Müllermatrix des Scanners.

in Abschnitt (4.2.2) beschriebenen Verfahren die vier Stokesvektoren ermitteln, die in der Polarisatoreinheit erzeugt werden. Sie sind in Gleichung (5.7) aufgeführt.

$$\vec{S}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0.717 \\ 0.123 \\ 0.053 \end{pmatrix}; \quad \vec{S}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ -0.217 \\ 0.841 \\ -0.143 \end{pmatrix}; \quad \vec{S}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0.217 \\ 0.391 \\ 0.826 \end{pmatrix}; \quad \vec{S}_3 = \begin{pmatrix} 1 \\ -0.348 \\ 0.0434 \\ -0.783 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

5.2.4 Ellipsometrische Eichung des Scanners

Bei der Messung eines doppelbrechenden transparenten Mediums mit diesem elektrooptischen Ellipsometer wird immer (siehe Abschnitt (4.2.2)) die Müllermatrix der Meßapparatur mitgemessen. Ist diese Müllermatrix bekannt, kann sie durch Matrixmultiplikation von der des zu messenden Mediums getrennt werden. Sie wird experimentell bestimmt, indem wiederum Intensitätsmessungen durchgeführt werden, wobei sich diesmal der Eichspiegel hinter den Scannerspiegeln und der Scanneroptik befinden muß. Im Falle des Scannerbetriebs muß für jeden Meßpunkt die entsprechende Matrix abgelegt werden. Für die Messung, die im nächsten Abschnitt dargestellt ist, ist die Müllermatrix

der Meßapparatur in Gleichung (5.8) angegeben.

$$M_{Scanner} = \begin{pmatrix} 0.954 & 0.111 & 0.088 & 0.075 \\ 0.142 & 0.680 & 0.161 & 0.094 \\ 0.099 & -0.241 & 0.941 & -0.654 \\ -0.131 & -0.308 & 0.169 & 0.941 \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

5.2.5 Testmessung des elektrooptischen Ellipsometers

Zum Test des elektrooptischen Ellipsometers wurde ein $\lambda/4$ -Plättchen vermessen, bei dem sowohl die verursachte Phasenverschiebung für die eingestrahlte Wellenlänge, als auch mit Einschränkungen die Lage seiner schnellen Achse bekannt sind. Somit ist ein Vergleich der gemessenen und theoretisch zu erwartenden Werte einfach möglich.

Das zu vermessende $\lambda/4$ -Plättchen wurde hinter den Scanner gestellt und dahinter befand sich ein Spiegel, so daß das Detektionslicht nach zweimaligem Durchlaufen des Plättchens wieder in das Ellipsometer gelangte. Die auf diese Art postierte Verzögerungsplatte wurde in 15° Schritten von 0° auf 180° bezüglich der Grundpolarisation des Laserstrahls gedreht. Für jeden Winkel wurde ein Bild mit allen 16 Pockelszellenzuständen abgespeichert. Hieraus ließ sich die Müllermatrix $M_{gemessen}$ ermitteln, die sich aus einer Kombination $M_{gemessen} = M_{Scanner} \cdot M_{\lambda/4} \cdot M_{\lambda/4} \cdot M_{Scanner}$ zusammensetzt. Mit Hilfe der im Vorfeld gemessenen Müllermatrix $M_{Scanner}$ kann durch Matrixmultiplikation und Wurzelziehen auf die Müllermatrix $M_{\lambda/4}$ zurückgerechnet werden. Somit wurde eine Schar von Müllermatrizen ermittelt, die das $\lambda/4$ -Plättchen unter den verschiedenen Winkeln beschreiben. Diese Müllermatrizen wurden dann mit der theoretischen Müllermatrix eines $\lambda/4$ -Plättchens für beliebige Winkel verglichen und somit der eingestellte Winkel bestimmt. In Abbildung (5.21) ist der berechnete Winkel über dem vorher eingestellten Winkel aufgetragen. Die grüne Gerade stellt den Idealfall dar, während die Rote eine an die Meßdaten angepaßte Regressionsgerade darstellt.

Es ist zu erkennen, daß die Ausgleichsgerade mit der Gleichung $f(x) = (4.28 \pm 2.1) + (0.94 \pm 0.026) \cdot x$ nicht ganz mit der erwarteten Geraden der Gleichung $g(x) = x$ übereinstimmt. Ein Grund für den großen Offset ist die nicht definierte Position der schnellen Achse des $\lambda/4$ -Plättchens, die vom Hersteller nicht spezifiziert ist.

5.2.6 Zusammenfassung der Ergebnisse des elektrooptischen Ellipsometers

Am Beispiel der Testmessung des $\lambda/4$ -Plättchens wurde gezeigt, daß das elektrooptische Ellipsometer Müllermatrizen doppelbrechender transparenter Medien zuverlässig messen kann. Die Meßapparatur wurde für eine mehrdimensionale Vermessung entwickelt und beinhaltet neben den optischen Komponenten eines einfachen Ellipsometers weitere optische Elemente. Diese haben einen Einfluß auf die Doppelbrechungsmessung des zu vermessenden Objektes. Betrachtet man weiterhin den Einfluß der Toleranzen der Pockelszellen, die in den Abschnitten (5.2.1) und (5.2.2) meßtechnisch erfaßt wurden, ist die Genauigkeit der ermittelten Müllermatrizen des $\lambda/4$ -Plättchens sehr hoch. Diese ist nur erreicht worden, da zum einen in vielen Eichmessungen die bestmöglichen

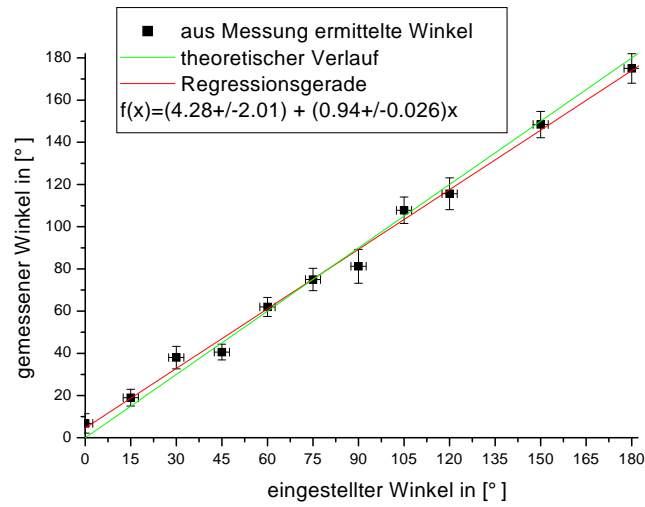


Abbildung 5.21: Ergebniss der Messung an einem $\lambda/4$ -Plättchen.

Kombinationen der optischen Teile ermittelt wurde, und zum anderen mit Hilfe eines mathematischen Konzeptes, mit dem der Einfluß nicht idealer Komponenten herausgerechnet wurde, das Meßergebnis verbessert wurde. Da das mathematische Konzept in Form einer Software vorhanden ist, kann es auch auf den mehrdimensionalen Einsatz angewendet werden. Hierzu muß allein das bildgebende Verfahren den Scannereinheit etwas verbessert werden, alle anderen Voraussetzungen dafür sind geschaffen.

Kapitel 6

Diskussion und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zur Bestimmung der optischen und biomechanischen Eigenschaften der menschlichen Hornhaut zwei Meßgeräte, ein Hornhauttopograph und ein elektrooptisches Ellipsometer, entwickelt, aufgebaut und inklusive Software getestet.

Bezüglich der Hornhauttopographie wurde ein in diesem Zusammenhang neues Verfahren, nämlich die Wellenfrontmessung mit Hilfe eines Hartmann-Shack-Sensors, eingesetzt. Es konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, das dieses Verfahren sehr leistungsfähig ist und gegenüber den bislang verwendeten Methoden entscheidende Vorteile bietet.

Es wurde ein Meßfeld von 4.9 mm erreicht, wobei die Hornhautradien dabei von 7.4 - 8.2 mm variieren können. Der Hornhautastigmatismus konnte auf 0.08 dpt genau und die Lage der Astigmatismusachse auf 1° genau bestimmt werden. Dies entspricht einer Auflösung für die Bestimmung der Oberflächenhöhe von $0.2 \mu\text{m}$ und der Bestimmung der Krümmungsradiendifferenz von $20 \mu\text{m}$. Die höheren Zernikekoeffizienten konnten mit einer Genauigkeit bestimmt werden, die zu einem Fehler von weniger als $0.1 \mu\text{m}$ führten. Die Einflüsse der Verschiebung des Meßfeldes durch die Augenbewegungen konnten mittels Meßserien kompensiert werden, die die Mittelung der Augenposition erlauben. Es wurde erreicht, daß die erzielten Ergebnisse der in vivo Messungen an der menschlichen Hornhaut nur geringfügig größere Ungenauigkeiten aufwiesen als die Messungen an Probekörpern. Die Kompaktheit und die einfache Handhabung des Hornhauttopographen ermöglichte eine einfache und schnelle Durchführung der Messungen am Auge. Die ermittelten Ergebnisse, die gemessene Wellenfront, wurden mit Hilfe von Sortwaremodulen durch Zernikepolynome parametrisiert und konnten wahlweise in einer graphischen Form oder durch Angabe der Zernikekoeffizienten dargestellt werden. Zusätzliche, speziell für diese Anwendung entwickelte, Softwaremodule ließen auch eine graphische Darstellung der Topographie in Form eines farbkodierten Höhenbildes zu.

Vergleicht man die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse mit denen, die mit kommerziell erhältlichen Hornhauttopographen ermittelt wurden und die in der Literatur zu finden sind, dann werden die Vorteile der Verwendung der Wellenfrontanalyse nach Hartmann-Shack deutlich. Nach [Se97] liegt die Genauigkeit aller vermessenen Geräte bei ± 0.1 dpt. Standartabweichung von 0.05 - 0.2 dpt und $5 - 14^\circ$ für den Winkel des Astigmatismus sind bei der Vermessung von fünf Topographiegeräten, die nach der

Methode der Placido-Scheibe arbeiten, in [Ko97] nachzulesen. Somit bestätigte sich das angestrebte Ziel, die Genauigkeit der topographischen Vermessung der Hornhaut zu verbessern.

Ein weiterer Vorteil der HSS Methode ist die exakte Vermessung des optischen Zentralbereiches der Hornhaut. Dieser kann von den Geräten, die eine Placido-Scheibe auf das Auge projizieren, in einem Bereich mit einem Durchmesser von 2 mm nicht reproduzierbar vermessen werden [Wi91]. Das in dieser Arbeit aufgebaute Meßgerät hat gerade in diesem Bereich die höchste Genauigkeit. Diese kann auch noch gesteigert werden. Unter Verwendung einer anderen Fokussieroptik kann auf Kosten der Meßfläche die Genauigkeit erhöht werden. Durch die Wahl eines Linsenarrays, mit veränderter Spezifikation kann auch unter Verkleinerung des Meßbereichs der Hornhautradien die Genauigkeit der Messung insbesondere im Zentralbereich erhöht werden.

Das Meßfeld, das in dieser Arbeit erreicht wurde, ist kleiner als das der kommerziellen Geräte. Es wurde durch die Aberrationen des Objektivs zur Fokussierung auf die Hornhaut begrenzt. Mit Hilfe eines speziell angefertigten Objektivs, das bei einem Öffnungswinkel von 60° und einer Brennweite im Bereich von 30-50 mm eine ideal sphärische Wellenfront erzeugt, kann das Meßfeld erweitert werden. Die hohe Unsicherheit des Defokuses, der sich in dem Zernikekoeffizienten Z4 widerspiegelt, kann durch hinzufügen einer axialen Positionsbestimmung unterdrückt werden. Dies kann z. B. durch einen konfokalen z-Tracker erreicht werden. Eine weitere Steigerung der Genauigkeit kann durch die Entwicklung der Wellefront in Zernikepolynomen bis hin zur fünften Ordnung erreicht werden, da damit die Auswirkungen von lokalen Unregelmäßigkeiten im Tränenfilm, die nur durch die Polynome höherer Ordnung beschrieben werden, auf die Koeffizienten dritter und vierter Ordnung minimieren. Diese Erweiterungsmöglichkeiten demonstrieren das große Potential, das in der Verwendung der Methode der Wellenfrontanalyse nach Hartmann-Shack zur Topographiebestimmung der menschlichen Hornhaut steckt.

Das elektrooptische Ellipsometer, mit dem die Doppelbrechung der menschlichen Hornhaut zweidimensional vermessen werden soll, ist für einen klinischen Einsatz in dieser Arbeit entwickelt und aufgebaut worden. Es ist in seiner Kompaktheit einzigartig. Hierzu wurde die gesamte Optik mit Hilfe von speziell entwickelten robusten Rohren in den Scannerblock eines Heidelberg Retina Tomographen der Firma Heidelberg Engineering eingebaut. Diese Meßapparatur wurde entgegen den Fourierellipsometern, die mechanische rotierende optische Phasenschieber beinhalten, mit Pockelszellen zur Erzeugung und Analyse von Polarisationszuständen realisiert. Dadurch wurde eine Verkürzung der Meßzeit erreicht, was für in vivo Messungen am menschlichen Auge entscheidend ist, da dadurch der Einfluß der Augenbewegung minimiert werden kann.

Das Ellipsometer wurde soweit fertiggestellt, daß Testmessungen an einem $\lambda/4$ -Plättchen durchgeführt werden konnten. Es wurde während seines Aufbaus vielen Eichmessungen unterzogen, wodurch erreicht wurde, das die Pockelszellen ihren Qualitäten entsprechend bestmöglich eingesetzt wurden. Nach Durchführung der Ureicherung, die die Grundlage der Messungen mit dem Ellipsometer darstellt, wurden die Testmessungen durchgeführt. Sie demonstrieren, daß Müllermatrizen doppelbrechender transparenter Medien zuverlässig vermessen werden können. Es zeigte sich eine sehr gute Überein-

stimmung zwischen dem gemessenen und dem eingestellten Winkel, die die schnelle Achse des $\lambda/4$ -Plättchens mit der Grundpolarisation des Laserstrahls bilden.

Für den klinischen Einsatz der Doppelbrechungsmessung am menschlichen Auge müssen erste Testmessungen an Hornhäuten im Labor durchgeführt werden. Die für diese Anwendung umgeschriebenen und weiterentwickelten Softwaremodule müssen damit für den zweidimensionalen Einsatz getestet werden. Nach dieser Meßreihe steht auch mit dem elektrooptischen Ellipsometer ein leistungsfähiges Meßgerät zur Verfügung, das für einen Einsatz im täglichen Klinikbetrieb tauglich ist. Es erfüllt die Anforderung der schnellen Meßzeit von 2.048 Sekunden, der einfachen Justagemöglichkeit auf das Patientenauge sowie die zweidimensionale Auswertung mit Hilfe der Softwaremodule.

Beide Meßgeräte, das Hornhauttopographiergerät als auch das elektrooptische Ellipsometer, demonstrierten in Messungen ihre Leistungsfähigkeit. Die topographische Vermessung der Oberfläche der Hornhaut wurde soweit perfektioniert, das dieses Verfahren nun im klinischen Betrieb eingesetzt werden kann. Die Vermessung der Doppelbrechung ist an einem Probekörper demonstriert worden und muß im nächsten Schritt auf die menschliche Hornhaut angewendet werden, der aus Zeitgründen nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit stattfinden konnte.

Literaturverzeichnis

- [Al97] J. Alda, J. Alonson, E. Bernabeu
Characterization of aberrated laser beams
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 14, No. 10, 1997
- [Ax80] Axenfeld, Pau
Lehrbuch und Atlas der Augenheilkunde
Stuttgart, New York, Gustav Fischer Verlag, 1980
- [Az78] R. M. A. Azzam
Photopolarimetric measurement of the Mueller matrix by fourier analysis
of a single detected signal
OPTICS LETTERS, Vol. 2, No. 6, June 1978
- [Az79] R. M. A. Azzam, N. M. Bashara
Ellipsometry and Polarized Light
Amsterdam, New York, Oxford, North-Holland Publishing Company, 1979
- [Be94] Benninghoff
Anatomie, Band 2
Urban & Schwarzenberg Verlag, 1994
- [Be87] L. Bergmann, C. Schaefer
Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III, Optik
Berlin, New York, de Gruyter, 1987
- [Be93] Berufsgenossenschaft der Feinmechanik und Elektrotechnik
Unfallverhütungsvorschriften, Laserstrahlung (VBG 93), 1993
- [Bi97] J. F. Bille, B. Pelz, C. Weschenmoser, S. Goelz, J. P. Fischer
Examination of the corneal birefringence in vivo with an electrooptical laser
scanning ellipsometer
Physica Medica, Vol. XIII, N. 1, 1997
- [Bl86] G. J. Blokland, S. C. Verhelst
Corneal polarisation in the living human eye explained with a biaxial model
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 4, No. 1, 1987

- [Bo84] M. Born, E. Wolf
Principles of Optics
Pergamon Press, Sixth Edition, 1984
- [Bo81] L. J. Bour, N. J. Lopes Cardozo
On the Birefringence of the Living Human Eye
Vision Research, Vol. 21:1413-1421, 1981
- [Ca88] R.H.S Carpenter
Movements of the eyes
London, Pion Limited, 1988
- [Ca95] R. E. Cannon
Global wave-front reconstruction using Shack-Hartmann sensors
J. Opt. Soc. Am. A; Vol. 12, No. 9, 1995
- [Ch96] W. A. Christens-Barry, W. J. Green, P. J. Connolly, R. A. Farrell,
R. L. McCally
Spatial Mapping of Polarized Light Transmission in the Central Rabbit
Cornea
Exp. Eye Res., 62(5):651-662, 1996
- [Co99] E. J. Cohen
Corneal Topography
Committee on Ophthalmic Procedures Assessment Cornea Panel, 1999
- [Co77] W. T. Cope, M. L. Wolbarsht, B. S. Yamanshi
The corneal polarization cross
J. Opt. Soc. Am., Vol. 68, No. 8, 1978
- [Da95] Rainer Andreas Dattke
Aufbau eines aktiven konfokalen Tracking-Systems für axiale Augenbewegungen
Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1995
- [Do95] D. J. Donohue, B. J. Stoyanov, R. L. McCally, R. A. Farrell
Numerical modeling of the cornea's lamellar structure and birefringence
properties
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 12, No. 7, 1995
- [Du96] C. Du, K. Zürl, J. Schwider
Wavefront characterization with a miniaturized Shack-Hartmann Sensor
Optik, 101, No. 4, 151-156, 1996
- [Es89] F. A. L'Esperance, et al
Excimer Laser Instrumentation and Technique for Human Corneal Surgery
Arch Ophthalmol 1989;107:131-139
- [Fe91] T. Fendrich
Fourierellipsometrie

- Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität,
1991
- [Fe94] T. Fendrich, S. K. Fischer, J. F. Bille
Development of an electrooptical ellipsometer with application in ophthalmology
Proc. of SPIE, Vol. 2079, pp. 76-82, 1994
- [Fo93] C. W. Fowler, T. N. Dave
Review of past and present techniques of measuring corneal topography
Ophthal. Physiol. Opt.. Vol. 14, pp 49-58, 1994
- [Gr95] F. Grehn, W. Leydhecker
Augenheilkunde
Berlin, Heidelberg, New York, Springer-Verlag, 1995
- [Ge75] A. Gerrard, J. M. Burch
Introduction to Matrix Methods in Optics
London, New York, Sydney, Toronto, John Wiley & Sons, 1975
- [Ha82] F. J. Haberich, B. Lingelbach
Critical review of our knowledge and presentation of a new working hypothesis concerning the stability of the precorneal tear film
Klin. Monatsbl. Augenheilkd., Mar;180(2):115-26, 1982
- [Ha60] C. Hanna, J. E. O'Brien
Cell Production and Migration in der Epithelial Layer of the Cornea
Arch Ophthalmol; 64:536-539, 1960
- [Hau78] P. S. Hauge
Mueller matrix ellipsometry with imperfect compensators
J. Opt. Soc. Am., Vol. 68, No. 11, November 1978
- [He98] Eugen Hecht
Optics
Addison Wesley Longman, Reading, 1998
- [He93] H. Henninghausen
Modellierung der Auswirkungen intrastromaler Ablationen auf die Hornhautkrümmung
Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1993
- [He97] H. Henninghausen
Corneal Biomechanics: Regional Strain Measurement and Finite Element Modeling
Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1997
- [Ho88] Fritz Hollwich
Augenheilkunde
Georg Thiem Verlag, 1988

- [Ho95] J. W. Hovenier
Structure of a general pure Mueller matrix
Applied Optics, Vol. 33, No. 36, 1994
- [Ic95] Y. Ichihashi, M. H. Khin, K. Ishikawa, T. Hatada
Birefringence effect of the in vivo cornea
Optical Engineering, Vol. 34, No. 3:693-700, 1995
- [Ja83] J. D. Jackson
Klassische Elektrodynamik
Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1983
- [Jo41] R. C. Jones
A new calculus for the treatment of optical systems
J. Opt. Soc. Am. 31, 488-503, 1941
- [Ka96] J. J. Kanski
Lehrbuch der klinischen Ophthalmologie
George Thieme Verlag Stuttgart, 1996
- [Ki94] S. Kirshnan, P. C. Nordine
Mueller-matrix ellipsometry using the division-of-amplitude photopolarimeter: a study of depolarization
Applied Optics, Vol. 33, No. 19, 1994
- [KL90] D. S. Kliger, J. W. Lewis, C. E. Randall
Polarized Light in Optics and Spectroscopy
Academic Press, 1990
- [Ko97] N. Koop et al
Vergleichende Untersuchungen verschiedener kornealer Topographiemeßgeräte
Ophthalmologie, 94:120-126, Springer-Verlag 1997
- [Kr86] J. M. Krauss, C. A. Puliafito, R. F. Steinert
Laser Interaction With the Cornea
Survey of Ophthalmology 31, 37, 1986
- [Kue98] H. J. Kühle, H. Busse, M. Kühle
Taschenbuch der Augenheilkunde
Bern, Göttingen, Toronto, Seattle, Verlag Hans Huber, 1998
- [La99] A. Langenbucher, B. Seitz, M. M. Kus, G. O. H. Neumann
Zernike representation of Corneal Topography Height Data after Nonmechanical Penetrating Keratoplasty
Investigative Ophthalmology and Visual Science, 1999
- [Li91] J. Liang
A New Method to Precisely Measure the Wave Aberrations of the Human Eye with a Hartmann-Shack-Wavefront-Sensor

- Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1991
- [Li94] J. Liang, B. Grimm, S. Goelz, J. F. Bille
Objective measurement of aberrations of the human eye with the use of a Hartmann-Shack wave-front sensor
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 11, No. 7, 1994
- [Li00] D. M. Lieberman, J. W. Grierson
The Lids Influence on Corneal Shape
Cornea, 19(3); 336-342, 2000
- [Li82] B. Lingelbach, F. J. Haberich
Studies on the precorneal tear film. First communication: an optical system for demonstrating tear film without fluorescein
Klin. Monatsbl. Augenheilkd., Mar;180(3):216-9, 1982
- [Li99] Z. Liu, A. J. Huang, S. C. Pflugfelder
Evaluation of corneal thickness and topography in normal eyes using the Orbscan corneal topography system
Br. J. Ophthalmol; 83:774-778, 1999
- [Ma92] D. Malacara
Optical Shop Testing
New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, John Wiley & Sons, 1992
- [Mi99] P. Mierdel, M. Kaemmerer, H.-E. Krinke, T. Seiler
Effects of photorefractive keratectomy and cataract surgery on ocular optical errors of higher order
Graefe's Arch Clin Exp Ophthalmol, 237:725-729, 1999
- [No90] W. Nolting
Theoretische Physik: Elektrodynamik
Ulmen, Verlag Zimmermann-Neufang, 1990
- [Pe96] B. Pelz, C. Weschenmoser, S. Goelz, J. P. Fischer, R. O. W. Burk, J. F. Bille
In vivo measurement of the retinal birefringence with regard on corneal effects using an electro-optical ellipsometer
Proc. of lasers in Opht. IV, SPIE, Vol. 2930, pp. 92-101, 1996
- [Pe97] B. Pelz
Entwicklung eines elektrooptischen Ellipsometers zur in vivo Evaluation der retinalen Nervenfaserschicht und der Hornhaut des menschlichen Auges
Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1997
- [Pf98] J. Pfund, N. Lindlein, J. Schwinder
Misalignment effects of the Shack-Hartmann sensor
Optical Society of America, 1998

- [Pf98b] J. Pfund, N. Lindlein, K.-E. Schwider
Absolut sphericity measurement: a comparative study of the use of interferometry and a Shack-Hartmann sensor
Optics Letters, Vol. 23, No. 10, 1998
- [Pi97] B. K. Pierscionek, R. A. Weale
Is there a link between corneal structure and the corneal cross
Eye; 11 (Pt 3):361-4, 1997
- [Pl71] B. Platt, R. V. Shack
Lenticular Hartmann Screen
Optical Science Center Newsletter Vol. 5 n.1 (3/71); University of Arizona
1971
- [Po66] D. Post, J. E. Gurland
Birefringence of the Cat Cornea
Exp. Eye Res., 5(4):286-295, 1966
- [Re93] M. Reim
Augenheilkunde
Ferdinand Enke Verlag Stuttgart, 1993
- [Rei89] K. Reiter
Nervenfaserschichtdickenbestimmung am menschlichen Auge mit dem Laser
Tomographic Scanner als Fourier-Ellipsometer
Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg, 1989
- [Ro89] G. D. Roth
Handbuch für Sternfreunde (Band 1)
Berlin, Heidelberg, New York, Springer Verlag, 1989
- [Sch95] R. F. Schmidt, G. Thews
Physiologie des Menschen
Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1995
- [Sch97] M. Schottner
Aufbau eines kompakten Hartmann-Shack-Wellenfrontsensor für den Einsatz in der Ophthalmologie
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg, 1997
- [Se87] T. Seiler, T. Bende, J. Wollensak
Astigmatismuskorrektur mit dem Excimer Laser
Klinische Monatsblätter für Augenheilkunde, 191(3),179-83, 1987
- [Se91] T. Seiler, M. Kriegerowski, G. Kahle, J. Wollensak
Excimer-Laserkeratmileusis zur Myopiekorrektur
Klinische Monatsblätter für Augenheilkunde, 199,153-159, 1991

- [Se91b] T. Seiler, J. Wollemsak
Myopic Photorefractive Keratectomy with the Excimer Laser
Ophthalmology 1991; 98:1156-1163
- [Se92] T. Seiler et al.
Asperic correction of myopia
J. Refract. Corneal Surg., 9:166-172, 1993
- [Se97] B. Seitz, A. Behrens, A. Langenbucher
Corneal Topography
Current Opinion in Ophthalmology 1997, 8; IV:8-24; Rapid Science Publishers
- [Th77] W. Thomas, M. D. Smith
Corneal Topography
Documenta Ophthalmologica 43,2 : 249-276, 1977
- [Tue97] A. Türpitz
Entwicklung eines elektrooptischen Ellipsometers und dessen klinische Erprobung im Bereich der Glaukomfrüherkennung
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1997
- [Wa80] J. Y. Wang, D. E. Silva
Wave-front interpration with Zernike polynomials
Applied Optics, Vol. 19, No. 9, 1980
- [Wes96] C. Weschenmoser
Entwicklung eines elektro-optischen Ellipsometers mit Einsatz in der Augenheilkunde
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1996
- [Wi12] O. Wiener
Abhandlung der Königlich-Sächsischen Gesellschaft der Akademie der Wissenschaften, Mathematisch-Physikalische Klasse
Vol. 32, Nr. 6, pp. 575, 1912
- [Wi98] S. E. Wilson
LASIK: Management of Common Complications
Cornea 17(5):459-467, 1998
- [Wi84] T. Wilson, C. Sheppard
Theory and Practice of scanning optical Microscopy
London: Academic Press, 1984
- [Wi91] S. E. Wilson, S. D. Klyce
Advances in the Analysis of Corneal Topography
Survey of Ophthalmology, Vol. 35, 4, 1991

- [Ya83] A. Yariv, P. Yeh
Optical Waves in Crystals
New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, John Wiley & Sons,
1983
- [Ze34] F. Zernike
Beugungstheorie des Schneidenverfahrens und seiner verbesserten Form der
Phasenkontrastmethode
Physica I, Seite 698, 1934

Bedanken möchte ich mich bei:

- Prof. Dr. J. F. Bille für die Bereitstellung des interessanten Themas sowie die ermöglichte weitgehende Freiheit und Eigenverantwortung bei der Realisierung.
- Prof. Dr. K. Meier für die Übernahme des Zweitgutachtens.
- Dr. Stefan Gözl für seine wertvollen Anregungen und Hilfestellungen in vielerlei Hinsicht.
- Dr. Jörg Fischer und Dr. Bernhard Pelz für ihre Unterstützung bei allen Ellipsometerfragen.
- Ulrich von Pape, Hannes Klehr und Birgit Schenkel für die gute Zusammenarbeit innerhalb des Projektes.
- Michael Schottner für die Hilfe bei allen Computer- und Softwarefragen und die gute Freundschaft.
- Robert Nitschmann für die Anregungen und Hilfestellungen bei allen elektronischen Aufgaben.
- Ralf Kessler für die nette Zeit während und nach der Arbeit.
- Christian Rumpf für den Spaß beim Befahren der Berge.
- Der gesamten Arbeitsgruppe, ins besondere Alexander Türpitz, Jürgen Fröhlich, Andreas Velten, Ulrich von Pape, Tobias Kuhn, Maurizio Danelluzi und Marc Seemann, für das nette Klima und den kleinen Abwechslungen hier und da.
- Der mechanischen Werkstatt, die komplizierte Ideen in Teile umwandelte.
- Uwe und Birgit Müller-Vogt für ihre seelische und moralische Unterstützung.
- Ines Wagner für ihr Verständnis und ihre liebevolle Umsorgung und die vielen anderen Dinge.
- Meinen Eltern, die mich immer bei allem unterstützen.

