Institut für Lasertechnologien in der Medizin und Meßtechnik an der Universität Ulm
(Direktor : Prof. Dr. R. Steiner)

Eignung der flächenhaften Detektion zur Erweiterung der optischen Kohärenztomographie an stark streuenden dermalen Strukturen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der Humanbiologie (Dr. biol. hum.)
der Medizinischen Fakultät der Universität Ulm

vorgelegt von
Aristotel Razvan Lazar
aus Klausenburg
1999

Amtierender Dekan: Prof. Dr. med. Peter Gierschik

Erster Gutachter: Prof. Dr. Rudolf Steiner

Zweiter Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Hermann Schumacher

Tag der Promotion: 21.01.2000

Meiner Familie
gewidmet

"When you can measure what you are speaking about, and express it in numbers, you know something about it. But when you cannot measure it, when you cannot express it in numbers, your knowledge is of a meagre and unsatisfactory kind. It may be the beginning of knowledge but you have scarcely in your thoughts advanced to the state of science."

William Thomson, Lord Kelvin, 1824-1907.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 1

1.1. Zielsetzung der Arbeit 3
1.2. Gliederung der Arbeit 5

2. Morphologie und optische Parameter der Haut 7

2.1. Morphologie der Haut 7
2.2. Optische Parameter der Haut 11

3. Grundlagen der OCT 13

3.1. Spektrales Sichtfenster für Gewebe 14
3.2. Streuung 15

4. Das Michelson-Interferometer 21

4.1. Funktionsprinzip 21
4.2. Interferenznachweis 22

5. Koaxiale Beleuchtung und Detektion 23

5.1. Funktionsprinzip und Aufbau 23
5.2. Ergebnisse und Grenzen 24

6. Slow-Scan-CCD-Kamera 27

6.1. Prinzip und Auswirkung der flächenhaften Detektion 27
6.2. Aufbau 28
6.3. Interferenzbilderzeugung 29
6.4. Auswertung des Interferenzbildes 29
6.5. OCT-Bild versus Histologie 32
6.6. Abstand zum Einstrahlpunkt 34

7. Erhöhung der Meßgeschwindigkeit 36

7.1. Anforderungen zur Konstruktion eines schnellen OCT-Aufbaus 36
7.2. Prinzip der komplementären Detektion 37
7.3. Symmetrie und Polarisationsneutralität des optischen Mischers 40

8. Photodetektoren und heterodyne Detektion 42

8.1. Modulation und Demodulation 44
8.2. Vergleich unterschiedlicher OCT-Meßmethoden 48

9. Störungen, Rauschen 58

9.1. Störungen 59
9.2. Rauschen 59
9.3. Rauschzahl, Rauschbandbreite und Spektrale Rauschdichte 64

10. Diodenzeilen mit sequentieller Ausgabe 66

10.1. „Texas-Instruments“ Zeilen 66
10.2. Optischer Aufbau 71
10.3. Elektronische Ansteuerung 72
10.4. Auswertungseinheit 74

11. Zeilensignalfilter und Unterschied zur Pixelkorrekturmethode 80

11.1. Analyse des Zeilendetektorsignals im Frequenzraum 80
11.2. Praktische Ausführung des Zeilensignalfilters 89
11.3. Schlußfolgerung der Zeilensignalfilterung 91

12. Diskrete Detektion im und um den Einstrahlpunkt 95

12.1. Beschreibung des Aufbaus 95
12.2. Demodulationsmethode 97
12.3. Photomultiplier im Photonenzählverfahren 99
12.4. Avalanche Diode im Schritt-für-Schritt Meßverfahren 106
12.5. Vergleich der Methoden der Weglängenmodulation 111
12.6. Faserdetektion 112
12.7. Specklebild 113

13. Weglängenmodulation mit Phasengitter 118

13.1. Weglängenmodulator mit Drehlinsenumlenkung 121
13.2. Weglängenmodulator mit Periskopumlenkung 127

14. Messungen, Ergebnisse und Interpretation 133

14.1. Meßzeit 133
14.2. A-Scan 134
14.3. B-Scan 141

15. Zusammenfassung 151

16. Literaturverzeichnis 153

1. Einleitung

Die Entwicklung der bildgebenden Verfahren in der Medizin hat in den letzten Jahren beeindruckende Fortschritte gemacht. Wenn auch die Grundlagen der meisten Anwendungen bereits am Anfang oder spätestens in der ersten Hälfte des XX. Jahrhunderts physikalisch geklärt worden sind, haben die bildgebenden Verfahren mit diagnostischer Anwendung in der Medizin in den letzten 20 Jahren eine zweite Revolution erlebt. Die rasante Entwicklung der Mikroelektronik und der Informatik hat die Grenzen und Möglichkeiten der etablierten Methoden der Diagnostik stark erweitert. Einerseits hat sich das diagnostische Instrumentarium als Folge der Entwicklung verfeinert, andererseits hat sich parallel dazu auch das medizinische Wissen erweitert, was die diagnostische Verfahrens- und Geräteentwicklung durch neue Fragestellungen gefördert hat.

Die bildgebenden Verfahren in der Medizin sind heute in der Lage, genaue und vor allem räumlich wohldefinierte diagnostische Anhaltspunkte sowohl im anatomischen und morphologischen als auch im physiologischen Sinn zu liefern. Alle diese Verfahren, die für die Abtastung des menschlichen Körpers entweder Gamma- oder Röntgenstrahlen, Schallwellen oder elektromagnetische Felder einsetzen, erzeugen rechnergestützt Bilder, die die ortsaufgelöste Information einer menschlichen Betrachtung und Interpretation zugänglich machen. Dabei werden die sonst unsichtbaren Strahlen und Felder durch empfindliche und hoch spezialisierte Detektoren meist in elektrische Größen umgewandelt, zwischengespeichert, skaliert und anschließend durch eine Grauwert- oder Farbkodierung dargestellt. Dabei besteht die Möglichkeit, ortsaufgelöst die Ergebnisse mehrerer aufeinanderfolgender oder paralleler Messungen in mehreren Projektionsebenen darzustellen. Dabei wurde der Begriff „Scan“ eingeführt, der zwar im engeren Sinne eine Verschiebung der Meßsonde im Rahmen eines räumlich aufgelösten Abtastverfahrens impliziert, aber im übertragenen Sinne sich auch auf eine Bildqualität bezieht: ein Scanbild verspricht eine andere Bildeigenschaft als die eines herkömmlichen Schattenwurfs, der in der Röntgendiagnostik im klassischen Fall üblich war. Bei einem klassischen Schattenwurfbild werden alle Ebenen, alle Schichten des durchleuchteten Körpers durch die Bildgebung überlagert. Ein Scanbild verspricht eine viel genauere räumliche Definition, und zwar ist es meist die Tiefendimension, die einer genaueren Festlegung unterliegt als bei dem herkömmlichen Schattenbild.

Auf dieser Basis, durch den Fortschritt der Computertechnologie unterstützt, hat sich unter dem Namen „Tomographie“ ein weiteres bildgebendes Verfahren allgemein etabliert. Unter Tomographie wird heute allgemein die Computer-(Rekonstruktions-) Tomographie, die Magnetische Kernspinresonanz- oder Positronen-Emissions- Tomographie verstanden. Bei diesen Methoden werden aus mehreren Messungen, die radial symmetrisch um das untersuchte Objekt herum gemacht worden sind, die internen Strukturen als scheibenförmige Schnittbilder durch Rekonstruktionsalgorithmen dargestellt. Aber der Begriff Tomographie bedeutet nicht implizit die radial symmetrische Rekonstruktion eines dreidimensionalen Körpers. Die Tomographie hat sich als eine allgemeine Bezeichnung für bildgebende Verfahren etabliert, bei denen es nichtinvasiv möglich ist, eine Schnittebene durch das untersuchte Objekt bildgebend auszuwerten. Die Bezeichnung erinnert im übertragenen Sinn an das Mikrotom: das histologische Präparationsinstrument. Dies ist etwas widersprüchlich, denn die tomographische Methode zeichnet sich gerade durch ihre Nichtinvasivität aus.

Alle diese Verfahren haben die Notwendigkeit gemeinsam, das untersuchte biologische Gewebe physikalisch abzutasten, um die für die Bildgebung erforderliche Information zu erhalten. Meist handelt es sich dabei um ionisierende Strahlung, die den menschlichen Körper durchdringt und mit ihm wechselwirken muß, bevor sie detektiert und weiterverarbeitet

werden kann. Darüber hinaus benötigen viele bildgebende Verfahren die Zugabe von Kontrastmitteln, um eine darstellbare Gewebedifferenzierung zu erreichen, was das nichtinvasive Prädikat der Methode zerstört. Einzig die Verwendung des Ultraschalls als diagnostisch bildgebendes Instrument erfüllt die Nichtinvasivitätskriterien und stellt nachweislich eine minimale Belastung für das Organismus dar. Aber auch die Ultraschall-Verfahren haben ihre Grenzen sowohl darin, daß sie abhängig von der Wellenlänge in Auflösung und Eindringtiefe begrenzt sind, als auch darin, daß sie akustische Eigenschaften der Materie für die Bildgebung auswerten, die vor allem für oberflächlicheren Strukturen nicht sehr kontrastreich sind.

Die Wiederentdeckung der optisch-diagnostischen Methode, die wohl auch Hippokrates im 5. Jahrhundert v. Chr. bekannt gewesen sein dürfte, steht in einem direkten Zusammenhang mit der Entwicklung des optischen Instrumentariums, die in den letzten Jahrzehnten erfolgt ist. Dadurch hat die optische Methode eine völlig andere qualitative Ebene erreicht. Um das Licht gezielt als modernes diagnostisches Instrument einsetzen zu können, hat es zunächst der Entwicklung und Ausreifung der Lasertechnologie bedurft. Die Verwendung des Laserlichtes als physikalisches Instrument in einem optischen Abbildungsverfahren verspricht eine interessante Alternative im Vergleich zu den etablierten Methoden der bildgebenden medizinischen Diagnostik zu werden. Vor allem bei der Differentialdiagnostik oberflächlicher Tumoren, die eine Auflösung im Bereich unterhalb von 100 µm voraussetzt, sind alle anderen Methoden überfordert. An dieser Stelle wären Methoden notwendig, die Auflösungen eher im Bereich der konventionellen histologischen Biopsie aufweisen, die aber den Anspruch der Nichtinvasivität dabei nicht verlieren.

Die Hauptschwierigkeit der unmittelbaren Anwendung eines Laserstrahls als „diagnostische Sonde“ ist die starke Streuung, die vom Gewebe im sogenannten „diagnostischen Fenster[*]“ verursacht wird. Herkömmliche optische Abbildungsmethoden wie z.B. die mikroskopischen Verfahren, einschließlich der konfokalen Mikroskopie, sind wegen dieser hohen Streuung nicht oder nur bedingt einsetzbar. In den letzten Jahren wurden verschiedene Verfahren entwickelt, um den negativen Einfluß der starken Streuung im biologischen Gewebe auf die räumliche Auflösung und auf den Bildkontrast zu reduzieren. Ohne auf die Einzelheiten der verschiedenen Methoden einzugehen (siehe Literaturangaben), sollen an dieser Stelle die Hauptrichtungen der nichtinvasiven, tiefenaufgelösten, optischen bildgebenden Methoden erwähnt werden:

- die Methode beruhend auf der Auswertung in der Zeitdomäne [Berg 1993],
- die Methode beruhend auf der Auswertung in der Frequenzdomäne [Sevick 1993]
- und die Methode der kohärenten Interferometrie, die auch als „Optische Kohärenz-tomographie“ (OCT) [Izatt 1993 a] oder „Optische Kohärenzmikroskopie“ (OCM) [Izatt 1994] bekannt ist.

Die hier erwähnten Methoden werden im Verlauf der Arbeit stets bezugnehmend auf ihre Überschneidungen mit der OCT ausführlicher erklärt. Eine Gemeinsamkeit der erwähnten Methoden ist einerseits die Nichtinvasivität, die durch die Verwendung von Licht für die Abtastung des untersuchten Volumens erreicht wird und andererseits die Eigenschaft, aus dem stark streuenden biologischen Gewebe longitudinal und transversal aufgelöste Struk-turinformation extrahieren zu können. Die Auflösung der verschiedenen optischen Methoden und vor allem die Tiefenreichweite sind unterschiedlich und den gestellten Aufgaben angepaßt. Auf diese Weise werden die Methoden der Zeit- und Frequenzdomäne eher für die

[*] günstiges spektrales Gebiet für optisch diagnostische Verfahren

tomographische Abbildung großer Tiefen (über 5 cm) mit einer moderaten Auflösung (im Millimeterbereich) angewandt [Pan 1996]. Die OCT dagegen hat als Zielsetzung die tomographische Abbildung oberflächlicher Strukturen (in bis zu 2 mm Tiefe) mit einer longitudinalen und transversalen Auflösung, die deutlich besser als 50 µm ist. Eine spezielle Methode der OCT ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

1.1. Zielsetzung der Arbeit

Die Methode der OCT ist ursprünglich für die nichtinvasive Untersuchung ophthalmologischer Strukturen eingeführt worden [Fercher 1993]. Das gleiche Verfahren wurde anschließend für die tomographische Untersuchung von stärker streuenden epithelialen Strukturen [Huang 1991] erfolgreich angewendet und hat seitdem ein beachtliches diagnostisches und morphoanalytisches Potential vor allem, aber nicht nur in der Dermatologie entwickelt [Welzel 1997], [Pan 1996]. Die OCT hat durch eine vielseitige Entwicklung aller ihrer Komponenten wie Strahlquelle, Strahlführung, Signaldetektion und -verarbeitung bereits ihre physikalischen Grenzen bezüglich der Auflösung und Eindringtiefe in stark streuenden Medien erreicht [Pan 1997]. Am stärksten ist die OCT von dem grundsätzlichen Kompromiß zwischen erreichter Auflösung und dem Signal-Rausch-Verhältnis begrenzt. Die Methode muß, um eine brauchbare Auflösung in tieferen Schichten zu erreichen, eine scharfe Selektion des remittierten Lichtes in eine stark und eine schwach gestreute Komponente gewährleisten. Die Standard-OCT-Methode geht davon aus, daß die bildgebend auswertbare Information überwiegend in der schwach gestreuten Komponente enthalten ist und daß die stark gestreute Komponente nur zum Rauschen der tomographischen Messung beiträgt [Schmitt 1999]. Wie sich im Verlauf der Arbeit zeigen wird, bedeutet die Unterdrückung der stark gestreuten Streukomponente des aus dem Gewebe remittierten Lichtes gleichzeitig auch ein Signal- bzw. Informationsverlust.

Am *Institut für Lasertechnologien in der Medizin und Meßtechnik an der Universität Ulm* (ILM) wurde eine OCT-Methode entwickelt, die es ermöglicht, ausschließlich die vielfach gestreute Komponente des remittierten Lichtes für die tomographische Bildgebung auszuwerten [Brunner 1995]. Das Grundprinzip dieser OCT-Methode beruht auf der Theorie der Photonenausbreitung im biologischen Gewebe auf sogenannten Fermatschen Pfaden [Cui 1991] im sogenannten „Retroreflexionsverfahren“. Dabei werden diejenigen Strahlen für die Signalauswertung verwendet, die aus dem Gewebe durch die gleiche Ebene remittiert werden, durch die die einfallende Lichtstrahlung eingedrungen ist. Das Auswertungsverfahren der OCT-relevanten Information beruht auf einer flächenhaften Detektion. Diese Detektionsmethode setzt die Auswertung mehrerer Photodetektoren voraus, die außerhalb des Einstrahlpunktes angeordnet sind. Die Tiefenselektion des detektierten Signals beruht auf einer interferometrischen Methode, die die Breitbandigkeit der Lichtquelle, d.h. die geringe Kohärenzlänge vergleichbar mit der konventionellen Weißlichtinterferometrie ausnutzt.

Die Notwendigkeit, möglichst viele Photodetektoren bei der Auswertung einzubeziehen, ergibt sich aus Gründen der Signalkonditionierung. Zu diesem Zweck wurde in einem ersten Versuch für die Detektion eine hochempfindliche slow-scan-CCD-Kamera eingesetzt [Brunner 1996], [Lazar 1996 a], [Lazar 1996 b]. Die Versuche mit dieser Konfiguration verliefen sehr vielversprechend, aber bedingt durch die technischen Merkmale der slow-scan-CCD-Kamera sind die Meßzeiten, die für die Erstellung eines 5 x 2 mm großen tomographischen Scans notwendig waren, im Stundenbereich gewesen. Auf diese Weise konnte das Verfahren für die tomographische Abbildung epithelialer Strukturen *in vivo* nicht eingesetzt werden.

Daher war die primäre Zielsetzung der vorliegenden Arbeit, einen OCT-Aufbau zu entwickeln, der auf der Methode der flächenhaften Detektion beruht, der aber hinsichtlich der Meßgeschwindigkeit dahingehend optimiert ist, daß er *in vivo* Messungen erlaubt. Der zu erstellende OCT-Aufbau sollte einfach zu bedienen, kompakt und robust genug sein, um den portablen Einsatz zu erleichtern, und darüber hinaus kostengünstig und effizient einsetzbar sein.

Eine weitere Zielsetzung war die Evaluierung der OCT-Methode mit flächenhafter Detektion bezüglich ihrer Eignung als diagnostisches Verfahren in der Dermatologie für die tomographische Abbildung epithelialer Strukturen und Strukturveränderungen. Dies sollte stets im Vergleich mit der Standard-OCT-Methode mit koaxialer Einstrahlung und Detektion erfolgen. Der eingehende Vergleich der verschiedenen OCT-Methoden sollte zur Charakterisierung eines optimalen Aufbaus für ein OCT-System speziell für den Einsatz in der dermatologischen Diagnostik dienen. Dabei sollten alle Ebenen der tomographisch bildgebenden Apparatur einbezogen werden und deren grundlegende physikalische Eigenschaften verglichen werden.

Die Arbeit wurde im Rahmen des Forscherverbundprojektes „Optische Tomographie“ (F+E–Vorhaben 13N7149) gefördert.

1.2. Gliederung der Arbeit

Die Arbeit gliedert sich in fünf größere Abschnitte. Weil sie zum Teil unterschiedliche Aspekte der gestellten Thematik behandeln, haben sie eine gewisse Eigenständigkeit und konnten nicht stärker zusammengefaßt werden. Die Erkenntnisse und Ergebnisse werden in dem Abschnitt zusammengefaßt, wo das im Rahmen der Arbeit realisierte tomographische Verfahren durch die Präsentation und Interpretation der Meßergebnisse im Ganzen betrachtet wird.

I. Der erste Abschnitt ergänzt die Einleitung mit der Problematik der tomographischen Abbildungsverfahren epithelialer Strukturen.
   Im Kapitel 2 werden globale Aspekte der Hautmorphologie erörtert. Dabei werden die jeweiligen geometrischen Abmessungen der einzelnen Zellen und Schichten aufgeführt, soweit sie bei der Auslegung der tomographischen Apparatur von Bedeutung sind. Anschließend werden die wichtigsten optischen Parameter der Epidermis und der Dermis aus der Literatur in tabellarischer Form zitiert. Anhand eines Bildes, das die Gegenüberstellung einer benignen und einer malignen Hautveränderung darstellt, wird eine Klassifizierung der Tumoreindringtiefe präsentiert.
   Im Kapitel 3 werden die Voraussetzungen und Prinzipien der tomographisch bildgebenden Methode der OCT erläutert und die wichtigsten Wechselwirkungsmechanismen des Lichtes mit dem biologischen Gewebe definiert.
   Das interferometrische Meßverfahren wird anhand einer Beschreibung des Michelson-Interferometers im Kapitel 4 verdeutlicht.

II. Der zweite Abschnitt bezieht sich hauptsächlich auf das Detektionsprinzip der OCT mit flächenhaften Detektion. Dabei wird zunächst im Kapitel 5 das Detektionsverfahren der Standard-OCT-Methode zum Vergleich präsentiert. Dadurch werden die im Kapitel 6 eingeführten Einzelheiten des flächenhaften Detektionsverfahrens mit der slow-scan-CCD-Kamera deutlicher und somit wird eine schärfere Abgrenzung von der Standard-OCT-Methode möglich. Anschließend wird im Kapitel 7 die Notwendigkeit für die Erhöhung der Meßgeschwindigkeit des OCT-Verfahrens mit flächenhafter Detektion erläutert und ein „Pflichtenheft“ für die Umsetzung dieses Vorhabens dargelegt. Der Begriff der komplementären Detektion wird an dieser Stelle eingeführt und die Wege zu seiner Realisierung skizziert.

III. Der dritte Abschnitt behandelt die Kernproblematik der vorliegenden Arbeit: die Photodetektoren und deren Auswertung im Rahmen interferometrischer Meßverfahren. Im Kapitel 8 wird ein analytisches Gerüst vorgeschlagen, mit dem es möglich ist, in vereinfachter Art und Weise die Signalverarbeitungspfade in einem interferometrischen Meßverfahren zu modellieren. Die Modelldarstellung ist für einen tiefergehenden Vergleich zwischen verschiedenen OCT-Methoden unentbehrlich. Die individuellen Eigenschaften der Signalverarbeitungspfade sind von grundlegender Bedeutung für die Funktion und Abbildungscharakteristika der einzelnen OCT-Methoden.
   Die bei der Photodetektion zu erwartenden Stör- und Rauschphänomene werden im Kapitel 9 dargelegt, um eine einheitliche konzeptuelle Definition zu schaffen.
   Die bei der Durchführung der Arbeit eingesetzten Zeilendetektoren werden im Kapitel 10 ausführlich präsentiert. Die elektronische Ansteuerung der Zeilendetektoren, die Auswertungsverfahren, die dazu notwendige Hintergrundkorrektur und schließlich der optische Aufbau werden ausführlich beschrieben. Im Vergleich zur eingesetzten Hintergrundkorrektur der Zeilensignale wird im Kapitel 11 eine mögliche Alternative der Signalauswertung dargestellt. Die Alternativmethode beseitigt zwar gewisse technische Unzulänglichkeiten der Hintergrundkorrektur, schränkt aber die Detektionsbandbreite ein. Die Beschreibung der Alternativmethode ist aber insofern angebracht, als es die

Unzulänglichkeiten der Hintergrundkorrektur aus einem anderen Gesichtspunkt darstellt und dabei viel deutlicher erscheinen laßt.

IV. Der vierte Abschnitt führt zwei alternative Aufbaukomponenten des OCT-Systems ein. Im Kapitel 12 wird anstelle der komplementären Zeilendetektion eine punktförmige, diskrete Detektion verwendet. Dabei wurde im Experiment das Interferenzbild mit einem einzigen Detektor abgetastet, um die Verteilung der OCT-Signalamplitude in radialer Richtung um den Einstrahlpunkt zu erfassen. Die slow-scan-CCD-Kamera und die Zeilendetektoren können wegen ihrer eingeschränkten Meßdynamik für eine Detektion innerhalb und in der unmittelbaren Nachbarschaft des Einstrahlpunktes nicht verwendet werden. In diesem Abschnitt werden zu diesem Zweck verschiedene diskrete Photodetektoren eingesetzt (Photomultiplier, PIN- und Avalanche-Photodioden) und ihre Eignung für diese Aufgabe wird verglichen und diskutiert. Auch die Meß- und Auswertungsverfahren der Interferenzdetektion werden ausführlich beschrieben.
Im Kapitel 13 wird eine alternative Methode der interferometrischen Weglängenmodulation präsentiert. Die herkömmliche Weglängenmodulation besteht aus einem Referenzspiegel, der von einer Linearverschiebeeinheit mechanisch bewegt wird. Die herkömmliche Methode ist relativ langsam und verursacht im Schritt-für-Schritt-Modus Erschütterungen, die den Modulationskontrast zerstören. Bei der hier vorgeschlagenen Methode wird die Linearverschiebung in eine kreisförmige Strahlbewegung transformiert und der Referenzspiegel durch ein Phasengitter ersetzt. Die Eignung des Verfahrens mit dem Phasengitter für die Zwecke der OCT wird ausführlich in unterschiedlichen Varianten getestet und durch konkrete Messungen dokumentiert.

V. Der fünfte und letzte Abschnitt präsentiert im Kapitel 14 mehrere typische OCT-Aufnahmen, die mit dem Aufbau mit komplementärer Zeilendetektion aufgenommen worden sind. Dabei werden zunächst einige Tiefenscans einfacher Homogenstreuer ohne transversale Verschiebung (A-Scans) für die Verdeutlichung der Funktion und Abbildungseigenschaft der Anlage gezeigt. Im zweiten Teil werden longitudinal und transversal aufgelöste OCT Bilder (B–Scans) von Streukörpern mit einfachen Tiefeninhomogenitäten präsentiert, um die Auflösungseigenschaften und -grenzen der Anlage zu dokumentieren. Die OCT-Aufnahmen werden ausführlich diskutiert und die Wirkung einiger Korrekturverfahren auf die Bildqualität in konkreten Beispielen demonstriert.

2. Morphologie und optische Parameter der Haut

Die Haut[*] ist das größte Organ des menschlichen Körpers. Sie bedeckt eine 1,5 bis 1,8 m^2 große Oberfläche und erfüllt wichtige Regulativ- und Stoffwechselfunktionen. Die Haut stellt eine erste Barriere für Bakterien und Fremdkörper dar, spielt die Rolle eines selektiven Ausscheidungsorgans, ist ein taktiler und thermischer Sensor und hat darüber hinaus eine regulierende Funktion bei der Stabilisierung des Wärmehaushaltes des menschlichen Körpers.

2.1. Morphologie der Haut

Morphologisch setzt sich die Haut aus der Kutis und Subkutis zusammen. Die Kutis besteht aus der Epidermis und Dermis, die Subkutis ist eine subkutane Fettschicht.

Die Epidermis hat eine mehrschichtige Epithelialstruktur und erstreckt sich –von der Oberfläche nach innen betrachtet– zwischen Hornschicht und Keimschicht (siehe Abb. 2.1). Die Keimschicht besteht aus Basalzellen, die durch ihre mitotische Aktivität für das Wachstum und die Erneuerung der Epidermis verantwortlich sind. Die Zellteilung führt in einem Zyklus von etwa 20 bis 30 Tagen zu einer vollständigen Erneuerung der Epidermis. Eine Basalzelle (5–6 µm Durchmesser) wandert im Laufe des Erneuerungszyklus von der Basalmembran zur Oberfläche, wobei sie zu einer Keratinozyt-Zelle wird (Stachelzelle: 10–15 µm Durchmesser). Am Ende ihrer Entwicklung wird die Keratinozyt-Zelle zu einer Korneozyt-Zelle (Hornzelle 3–4 µm Dicke und 30–40 µm Breite), wobei sie ihre Form abflacht und ihre Vitalität verliert. Die Korneozyt-Zellen, die sich durch Auflösung ihres Kerns nicht mehr teilen, bilden die Hornschicht. Ebenfalls in der Epidermis, an der Basalzellschicht, residieren die Melanozyt-Zellen (Pigmentzellen). Die Melanozyten sind weniger zahlreich als die Keratinozyten und ihre funktionelle Rolle ist die Melanin-produktion. Sie sind große Zellen, die in der Basalschicht lokalisiert sind und über Dendriten direkte Verbindungen zu den Basal- und Stachelzellen haben. Noch weniger zahlreich (3-8%) sind die Langerhanszellen, die immunologische Funktionen haben.

Die Dermis wird von der Epidermis von der Basalmembran getrennt und besteht aus dem Stratum papillare und Stratum reticulare. Die Dermis setzt sich aus einem dichten Gewebe von Bindegewebsfasern und elastischen Fasern zusammen. In der Dermis befinden sich Blut- und Lymphgefäße, Haarfollikel, Nervenendungen, Schweiß-, Duft- und Talgdrüsen sowie glatte Muskulatur. Die Dermis ist mit der Epidermis durch Papillen verzahnt. Die Verzahnung vergrößert die Oberfläche zwischen Dermis und Epidermis, wodurch sowohl der Stoffwechsel als auch der Wärmetransport zwischen Papillargefäßen und Epidermis optimal gewährleistet wird. Die Zellen der Dermis sind die Fibroblasten (20 µm Durchmesser), die Mastozyten (25 µm Durchmesser) die Histozyten (30 µm Durchmesser) und die Lymphozyten (5–15 µm Durchmesser). Die extrazelluläre Umgebung der Dermis besteht aus einem faserigen Bindegewebe aus Kollagen (2–15 µm Durchmesser / Faser), das die mechanische und elastische Eigenschaft der Dermis bestimmt.

Die Subkutis ist ein Fettgewebe und stellt das Bindeglied zwischen der Muskulatur und der Haut dar. Die Subkutis besteht aus Lipozyten und hat die Rolle eines Ernährungsspeichers

[*] Die Angaben bezüglich der morphologischen Eigenschaften der Haut wurden aus der Literatur entnommen [Pais 1983].

und die eines mechanischen und thermischen Isolators. Die Subkutis ist von Nerven und Blutgefäßen durchsetzt.

Die Hautdicke variiert vor allem in Abhängigkeit von der Lokalisation. Sie ist dünner im Gesicht und auf den Genitalien, dicker auf dem Thorax, Abdomen und in den großen Hautfalten und am dicksten auf den Sohlen und Handflächen. Die Epidermis ist die dünnste Schicht der Kutis: zwischen 30 und 500 µm. Die Dermis hat eine Dicke von 2 mm auf der Brust und 2,5 mm auf dem Rücken. Die Dicke der Subkutis variiert sehr stark, sowohl in Abhängigkeit von der Lokalisation, als auch zwischen Individuen.

2.1.1. Das maligne Melanom

Die Erkrankungen der Haut im Allgemeinen aber auch die bösartigen Hautkrebserkrankungen unterscheiden sich von denen anderer Organe des menschlichen Körpers dadurch, daß sie sich äußerlich sichtbar entwickeln und sich meist durch eine direkte visuelle Kontrolle identifizieren und in ihrem Verlauf beobachten lassen.

Zu den bösartigsten Erkrankungen der Haut gehören die malignen Melanome, die gleichzeitig die Tumoren mit der höchsten Inzidenzsteigerung sind. Die Inzidenz des malignen Melanoms hat in den letzten Jahren auffallend zugenommen. Anhand von statistischen Hochrechnungen soll im Jahre 2000 bei jeder 90. Person der hellhäutigen Bevölkerung der USA eine Melanomerkrankung diagnostiziert werden, bei einer Inzidenz von 5-10 Neuerkrankungen / 100000 Bewohner / Jahr). In anderen Regionen der Welt ist die Melanominzidenz unterschiedlich, erreicht aber mit Ausnahme Afrikas und Südostasiens (1 Neuerkrankung / 100000 Bewohner / Jahr) besorgniserregende Dimensionen (Australien 36–60, Südstaaten (USA) 20-30, Deutschland 10, Italien 5 Neuerkrankungen / 100000 Bewohner / Jahr) [Tilgen 1996].

Auffallend ist die Verteilung der Melanominzidenz auf ethnische Gruppen. Bei Asiaten und Farbigen ist die Melanominzidenz äußerst gering und fast nur im Schleimhautbereich oder palmoplantar lokalisiert. Bei den hellhäutigen Menschen ist die Melanominzidenz insgesamt höher. Bei Männern sind die Melanome am häufigsten auf dem Rumpf und bei Frauen auf den unteren Extremitäten lokalisiert. Offensichtlich ist die Melanominzidenz mit verschiedenen Erbfaktoren und mit der übermäßigen Sonnenexposition vor allem während der Kindheit korreliert. Kontrovers und statistisch nicht eindeutig nachgewiesen sind umwelttoxische, medikamentöse, soziale und endokrine Faktoren [Tilgen 1996], [Braun-Falco 1994].

Als Ausgangszellen für das maligne Melanom gelten die Melanozyten. Dabei ist die Bösartigkeit der malignen Melanome nicht so sehr mit der Entwicklung des Krebsgeschwulstes selbst verbunden, sondern vielmehr mit der Neigung dieser Krebsart frühzeitig Metastasen zu bilden. Dieses Verhalten, gekoppelt mit einer bemerkenswert geringen immunologischen Antwort des Organismus auf ein malignes Melanom, läßt für die metastasierten Stadien der Erkrankung keine bekannte wirksame Therapie zu [Hoc 1997]. Für die initialen Stadien des malignen Melanoms dagegen sind die Heilungschancen durch eine vollständige operative Entfernung sehr gut.

Die genaue Diagnostik der Hauterkrankungen und vor allem die Prognose des Krankheitsverlaufes erfordern allerdings erweiterte diagnostische Mittel, die über eine direkte visuelle Kontrolle der Hautoberfläche hinausgehen. Vor allem die klinische Diagnostik von initialen Hauttumoren ist immer noch problematisch. Selbst erfahrene Dermatologen können durch eine rein visuelle Kontrolle nicht alle Fälle richtig einordnen. Daher werden Verfahren

entwickelt, die eine Verbesserung der klinischen Diagnostik erwarten lassen. Die Entwicklung der Auflichtmikroskopie zur Untersuchung der Hautoberfläche erlaubt die Unterscheidung von mehr Farb- und Strukturmerkmale als eine direkte visuelle Kontrolle mit dem bloßen Auge [Kreusch 1991]. Das auflichtmikroskopische Untersuchungsinstrument, das Dermatoskop genannt wird, wurde 1989 eingeführt. Es besteht aus einem Okular mit einer 10fachen Vergrößerung und einer eingebauten Halogenlampe. Das Instrument wird unter Verwendung von Immersionsöl flach auf der Haut aufgelegt und läßt die Hornhaut fast transparent erscheinen. Dadurch läßt sich eine genauere Differenzierung zwischen benignen und malignen Hautveränderung erreichen. In einem hierarchischen Verfahren können durch die semiquantitative Beurteilung von vier Kriterien –einer sogenannten ***ABCD***- Regel– 92,2 % der verdächtigen Hautveränderungen richtig diagnostiziert werden [Schulz 1996]. Für die vier Kriterien werden Punkte vergeben. Die vier Kriterien sind:

A. ***A***symmetrie (0–2 Punkte),
B. Schärfe der ***B***egrenzung des Pigmentmusters (0–8 Punkte),
C. Anzahl der in den Hautveränderungen vorkommenden Farben (***C***oloration, 0–6 Punkte)
D. und Anzahl der in der ***D***ifferentialstruktur vorkommenden Strukturelemente (0–5 Punkte).

Durch die anschließende Bildung einer gewichteten Summe werden die Ergebnisse der ***ABCD***-Regel quantifiziert: $A \times 1{,}3 + B \times 0{,}1 + C \times 0{,}5 + D \times 0{,}5$.
Hautveränderungen, die einen Punktwert über 5,45 erreichen gelten dabei als maligne und solche unter 4,75 Punkte sind, können als benigne eingestuft werden [Stolz 1993]. Der Grenzbereich zwischen 4,75 und 5,45 dermatoskopische Punkten erfordert weitere differential-diagnostische Untersuchungen.

Die auflichtmikroskopische Untersuchung stellt –wie oben geschildert– eine hinreichend genaue Methode der Differentialdiagnose dar. Allerdings können durch die Auflicht-mikroskopie das Tumorvolumen und die Tumordicke nicht oder nur über eine indirekte Korrelation zwischen Durchmesser und Tiefe bestimmt werden. Vor allem die Tumordicke hat eine wichtige prognostische Bedeutung für den Krankheitsverlauf und für die Einschätzung des Metastasierungsrisikos. Die Dicke kann mit hinreichender Genauigkeit nur durch die Erstellung eines histologischen Schnittes des operativ entfernten Tumors festgestellt werden. Die histologisch bestimmte Eindringtiefe ist in fünf Klassen unterteilt (nach Clark [Braun-Falco 1994]):

I. Tumorzellen nur in der Epidermis, oberhalb der Basalmembran
II. Tumorzellen bis in das Stratum papillare (< 0,75 mm)
III. Tumorzellen bis in die Grenzzone zwischen Stratum papillare und Stratum reticulare (0,75–1,5 mm)
IV. Tumorzellen im Stratum reticulare (1,5–4 mm)
V. Tumorzellen bis in die subkutane Fettschicht (> 4 mm).

In Abb. 2.1 ist die Klassenunterteilung der Melanom-Eindringtiefe rechts neben einer schematischen Strukturdarstellung der Haut angedeutet.

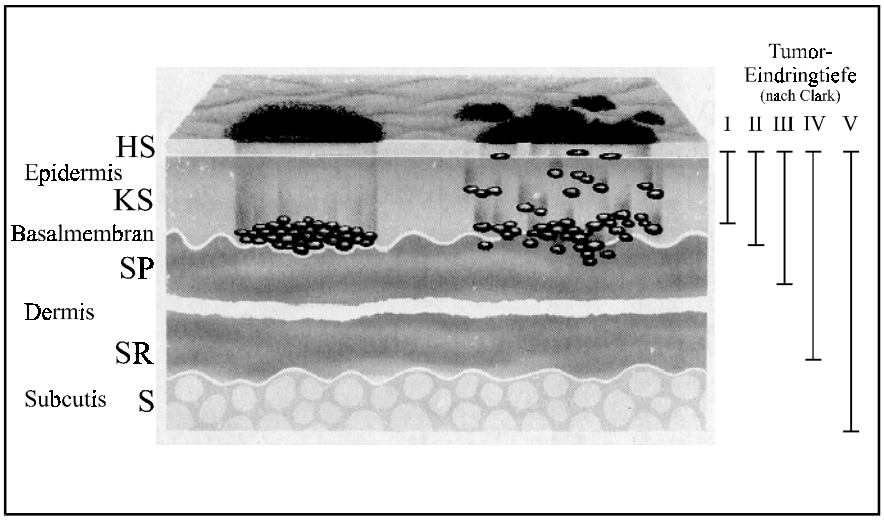

Abb. 2.1: Stark vereinfachte Strukturdarstellung der Haut [ADP 1999]. Die Haut von oben nach unten: Epidermis mit Hornschicht (HS) und Keimschicht (KS). Unterhalb der Basalmembran besteht die Dermis aus Stratum papillare (SP) und Stratum reticulare (SR). Die tiefste Hautschicht, die Subcutis (S) besteht aus subkutanem Fett. Rechts neben dem Bild ist die Klassifikation der Tumoreindringtiefe skizziert und im Text ausführlich erläutert. Links ist ein benignes Muttermal zu sehen, das aus gleichmäßig in der Basalschicht verteilten Melanozyten besteht. Das maligne Melanom in der rechten Hälfte des Bildes zeigt bösartig veränderte Melanozyten, die unregelmäßig wuchern, Tochterherde bilden, die Basalmembran durchdringen und dadurch Anschluß zu den Papillargefäßen der Dermis erhalten. Über die Blut- und Lymphbahnen können sie als Tochtergeschwulste –sogenannte Metastasen– in den gesamten Organismus vordringen. (Mit freundlicher Genehmigung der *Kommission zur Früherkennung und Prävention von Hautkrebs*)

Statistisch beträgt die Überlebensrate nach Entfernung der Primärtumoren mit Eindringtiefen der Klassen I bzw. II über 90 %, bei Eindringtiefen von IV oder V dagegen nicht mehr als 20–30 % [Braun–Falco 1984]. Entsprechend richtet sich auch die postoperativ adjuvante und prophylaktische Therapie nach der Klassifizierung der Eindringtiefe.

Der Nachteil der histologischen Bestimmung der Eindringtiefe ist, daß sie nur post- oder bestenfalls intraoperativ erfolgen kann. Würde man die Eindringtiefe präoperativ bestimmen können, könnte man die Operation so gestalten, daß möglichst wenig gesundes Gewebe entfernt wird. Bis zu einer Eindringtiefe von 0,75 mm (Klasse II) können die Tumoren fast ohne eine Randzone entfernt werden. Bei Tumoren mit einer Eindringtiefe bis zu 1,5 mm (Klasse III) muß ein Sicherheitsrand von 10 mm und bei Tumoren mit einer Eindringtiefe größer als 1,5 mm (Klasse IV und V) sogar 30 mm operativ entfernt werden. Die Schätzung der Eindringtiefe erfolgt in diesen Fällen durch eine empirische Korrelation zwischen dem auflichtmikroskopisch gemessenen Durchmesser und der vermuteten Tiefe, was dazu führt, daß stets ein größerer Sicherheitsrand exzidiert wird als unbedingt notwendig. Dadurch können kosmetische Probleme entstehen, wenn sich die Operationswunde nicht einfach verschließen läßt und es muß u.U. eine (eigen-) Hauttransplantation vorgenommen werden. Daher ist die präoperative Bestimmung der Tumoreindringtiefe von sehr großer Bedeutung.

Eine der weitest verbreiteten Möglichkeiten der Bestimmung der Tumoreindringtiefe ist die Ultraschall-Sonographie. Neben der Sonographie hat sich in den letzten Jahren auch eine andere nichtinvasive Methode entwickelt, mit der es möglich ist, die Eindringtiefe präoperativ zu bestimmen. Es handelt sich dabei um die „Optische Kohärenztomographie“ (OCT), eine bildgebende Methode, die eine optische Abtastung des untersuchten Gewebevolumens

vornimmt. Die OCT ist ein longitudinal und transversal aufgelöstes optisch-tomographisches Verfahren, das eine Auflösung im Bereich von 10 bis 20 µm erreicht [Pan 1996]. Die Eignung der OCT für die morphologische Darstellung der oberflächlichen Hautschichten bis in eine Tiefe von 0,5 bis 1,5 mm ist bereits in zahlreichen Untersuchungen normaler und pathologischer Strukturen demonstriert worden [Welzel 1997].

Die OCT kann mit der Ultraschall-Sonographie verglichen werden, allerdings mit dem Unterschied, daß die OCT nicht akustische, sondern optische Eigenschaften des untersuchten Objektes tomographisch abbildet. Aus diesem Grund ist es schwierig zu sagen, welches der beiden Verfahren die bessere Alternative ist. Einerseits haben vergleichende Untersuchungen zwischen Ultraschall-Sonographie bei 50 MHz und OCT in ausgewählten Fällen die Vorteile der OCT demonstriert [Pan 1996]. Andererseits ist die Sonographie in der klinischen Praxis bereits gut etabliert und zusammen mit anderen klassischen Verfahren (darunter auch optische Verfahren wie die konfokale Mikroskopie und die Auflichtmikroskopie, die allerdings eine sehr geringe Eindringtiefe haben) erfüllt sie die Bedürfnisse der klinischen Praxis zufriedenstellend. Die OCT aber liefert im Vergleich zu den etablierten Methoden transversal aufgelöste Abbildungen der optischen Eigenschaften von Gewebe und könnte dadurch über eine reine Tiefenbestimmung von Hautstrukturen hinaus auch zu einer Verfeinerung der differentialdiagnostischen Verfahren beitragen. Die OCT verspricht nicht nur eine Verbesserung der *in-vivo*-Diagnostik epidermaler Veränderungen, sondern kann auch im Bereich der nichtinvasiven, berührungslosen Untersuchung pharmakologischer oder pharmakosmetischer Effekte sowie bei der Verfolgung von Wundheilungsprozessen eingesetzt werden. Bei den OCT-Systemen in Faserbauweise ist auch der endoskopische Einsatz für die tomographische Untersuchung von Hohlorganen denkbar.

2.2. Optische Parameter der Haut

Die komplexe mikroskopische Struktur der Haut macht eine genaue theoretische Beschreibung ihrer optischen Parameter sehr schwierig. Die Messung der optischen Parameter der Haut ist mit großen Unsicherheiten bezüglich der Probenherkunft, -präparation und -geometrie verknüpft. Aus der Literatur sind zahlreiche Daten bekannt, die aufgrund der erwähnten Schwierigkeiten bei einem Vergleich unterschiedlicher Quellen stark voneinander abweichen [Cheong 1990], [Gemert 1989], [Rogan 1997], [Seschek 1997]. Trotz dieser Schwierigkeiten und ohne tiefer auf den Mechanismus der elektromagnetischen Wechselwirkung mit der Haut einzugehen, lassen sich gewisse Tendenzen erkennen, die für die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit zu einer ausreichend genauen Beschreibung der Haut führen. Die optischen Parameter sind zwar wellenlängenabhängig, aber in der vorliegenden Arbeit wurde für die optische Abtastung ausschließlich Lichtstrahlung im nahen Infrarot im sogenannten „diagnostischen Fenster“ eingesetzt. Daher wurden die Daten aus der Literatur nur bei der Wellenlänge von 850 nm entnommen.

Die Brechzahl n der Haut variiert zwischen 1,37 und 1,5 [Gemert 1989]. Ein für biologisches Gewebe typischer Wert $n = 1{,}4$ [Beck 1998] wurde im Rahmen dieser Arbeit für eine globale Charakterisierung der Haut verwendet, ohne die starke Variation der lokalen, mikroskopischen Brechzahl zu berücksichtigen.

Der Absorptionskoeffizient μ_a wird als mittlere Anzahl der Absorptionsereignisse pro Längeneinheit und der Streukoeffizient μ_s entsprechend als mittlere Anzahl der Streuereignisse pro Längeneinheit definiert. Der Anisotropiefaktor g ist ein Maß für die Abweichung der Streuung von dem isotropen Fall, oder anders formuliert für den Grad der Vorwärtsstreuung im untersuchten Gewebevolumen. Er wird als mittlerer Kosinus des Streu-

winkels definiert und nimmt die Größe null für die isotrope Streuung und eins für die vollständig vorwärtsgerichtete Streuung an. In der sogenannten Diffusionsnäherung wird der reduzierte Streukoeffizient als $\mu_s' = (1-g)\,\mu_s$ definiert. Die für die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit notwendigen optischen Parameter [Seschek 1997] werden in Tab. 2.1 für die Epidermis und Dermis aufgeführt.

Tab. 2.1: Optische Parameter für Dermis und Epidermis [Roggan 1997]

	μ_a (mm^{-1})	μ_s (mm^{-1})	μ_s' (mm^{-1})	g
Epidermis	0,16	40,3	1,5	0,962
Dermis	0,03	28,5	0,9	0,968

μ_a: Absorptionskoeffizient
μ_s: Streukoeffizient
μ_s': reduzierter Streukoeffizient : (1-g) μ_s
g: Anisotropiefaktor,
(g = 0: isotrope Streuung, g = 1: Vorwärtsstreuung)

Diese Faktoren wurden in der vorliegenden Arbeit einerseits bei der Auswahl und Erstellung von Phantommodellen berücksichtigt, andererseits haben sie einen unmittelbaren Einfluß auf die Auslegung des gesamten experimentellen Aufbaus gehabt. So läßt sich aus den Werten der Anisotropiefaktoren *g* erkennen, daß die Lichtstreuung in der Haut stark vorwärtsgerichtet ist. Der Vergleich der Absorptions- und Streukoeffizienten deutet darauf hin, daß im nahen Infrarot die Streuung gegenüber der Absorption deutlich überwiegt.

3. Grundlagen der OCT

Die optische Kohärenztomographie (*Optical Coherence Tomography*: OCT) ist ein bildgebendes Verfahren, das neben anderen Anwendungen auch in der medizinischen Diagnostik eingesetzt wird. Das Ziel der OCT in der medizinischen Anwendung ist die longitudinal und transversal aufgelöste, nichtinvasive Abbildung von biologischem Gewebe und die optische Charakterisierung von Strukturen, die sich im Allgemeinen einer direkten visuellen Betrachtung entziehen.

Im Gegensatz zu anderen Untersuchungsverfahren, die zwar nicht invasiv sind, aber durch Verwendung ionisierender Strahlung eine gewisse Belastung für den Gesamtorganismus darstellen, beruht die OCT für die Abtastung des abzubildenden Volumens lediglich auf Lichtstrahlung.

Ähnlich wie bei der Sonographie –ein weiteres nichtbelastendes bildgebendes Verfahren– kann die OCT sowohl in Transmissions als auch in Retroreflexion eingesetzt werden. Die jeweils genützte Detektionsrichtung –Transmission oder Retroreflexion– richtet sich nach den speziellen geometrischen Voraussetzungen des zu untersuchenden Objektes.

Die OCT ähnelt der Ultraschalldiagnostik insofern, als auch hier das zu untersuchende Gewebe mit einem Signal wohldefinierter Phase bestrahlt wird. Die Antwort auf das Bestrahlungssignal wird bei der Remission aus dem Gewebe in Transmissions- oder Reflexionsrichtung empfangen. Durch eine Korrelation mit dem ursprünglichen Signal wird versucht, die Signalantwort des untersuchten biologischen Materials zu gewinnen. Daraus ergeben sich Amplituden- und Phaseninformationen, die entweder eindimensional, tiefenaufgelöst dargestellt werden (A–Scan), oder unter Hinzunahme einer zusätzlichen transversalen Dimension zu einem tomographischen Bild verarbeitet werden (B-Scan).

Die Parallele mit dem Ultraschall hört beim Vergleich der Wellenlängen der jeweiligen Schwingungsfelder auf. Die starke Extinktion der longitudinalen Druckwellen des Ultraschalls führt dazu, daß für Wellenlängen unterhalb von 100 µm die Eindringtiefe ins Gewebe stark abnimmt und die sonographische Bildqualität entsprechend nachläßt. Zu noch kürzeren Wellenlängen hin nimmt überdies die Problematik der Einkopplung der Schallenergie ins Gewebe und die Nahfeldproblematik zu. Die OCT setzt an dieser Stelle ein und verspricht dort, wo der Einsatzbereich von Ultraschall aufhört, eine Auflösung im Mikrometerbereich. Darüber hinaus beruhen die Wechselwirkungen der elektromagnetischen Wellen auf ganz anderen Mechanismen als die longitudinalen Ultraschallwellen. Dies führt dazu, daß die OCT die räumliche Verteilung optischer Parameter im Gewebe darstellt, wogegen die Sonographie ortsaufgelöste Daten der lokalen Dichte- und Elastizitätsvariation liefert.

Die Transilluminations-OCT hat sich nur in bestimmten Spezialgebieten der bildgebenden Diagnostik etabliert und zwar hauptsächlich als eine kohärente Erweiterung der Diaphanoskopie. Im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit wird deswegen durch die Bezeichnung „OCT“ immer das Retroreflexionsverfahren gemeint sein.

Im Vergleich mit der Röntgendiagnostik oder der Diaphanoskopie versucht die OCT nicht nur eine „Schattenprojektion“ des untersuchten biologischen Volumens darzustellen. Bei der OCT wird beabsichtigt, durch eine eindeutige Phasenmarkierung des Bestrahlungsfeldes eine Zuordnung der Amplitudenverteilung des empfangenen Signals auf einer Zeitskala herstellen zu können. Dadurch erhält das empfangene Signal neben seiner Amplitude auch die

Dimension der Phase. Aus der Phaseninformation kann der Amplitudeninformation eine zusätzliche Tiefendimension im Gewebe zugeordnet werden (Echographie).

Vor etwa 10 Jahren ist die OCT aus der Weiterentwicklung der optisch-interferometrischen Entfernungsmessung und der optischen Kohärenz-*Topographie* entstanden [Fercher 1988]. Der eindimensionalen optisch-telemetrischen Methode, die ähnlich einem Radar die Flugzeit als Maß für die Entfernung und die Amplitude als Maß für die Konsistenz der untersuchten Objekte interpretiert, wurde eine zusätzliche transversale Dimension hinzugeführt. Dadurch wurde eine transversal aufgelöste Abtastung von Oberflächen ermöglicht (Topographie).

Durch die Erhöhung der Tiefenselektivität der Methode ist es zunächst möglich geworden, nicht nur freigelegte Oberflächen, sondern auch schichtförmig überlagerte, schwach streuende Medien zu durchleuchten und tomographisch abzubilden. Im medizinisch-diagnostischen Bereich waren dies zunächst bildgebende Verfahren mit Anwendung in der Ophthalmologie. Durch weitere Verbesserungen des gesamten Systems sind mit der Zeit auch tomographische Aufnahmen stark streuender biologischer Gewebearten wie Schleimhaut oder Haut mit einer Auflösung von wenigen Mikrometern bis in eine Tiefe von über einem Millimeter unter der Oberfläche möglich geworden [Pan 1997].

3.1. Spektrales Sichtfenster für Gewebe

Die Wechselwirkung der elektromagnetischen Strahlung mit dem biologischen Gewebe im infraroten Wellenlängenberich ist vielfältig und wird an dieser Stelle nicht ausführlich behandelt. Die Wahl des nahen infraroten Wellenlängenbereiches zwischen 700 und 1400 nm als optimales Fenster für optische Untersuchungen von direkt zugänglichen Organen wie Schleimhaut, Haut und Auge ist aufgrund der Eindringtiefe dieses Spektralbereichs schon früh getroffen worden.

Die Extinktion der elektromagnetischen Strahlung im Gewebe aus dem ultravioletten (UV) bis in den infraroten (IR) Bereich wird von den spektralen Eigenschaften von Protein, Hämoglobin und Wasser bestimmt. Wasser absorbiert im tiefen UV-Bereich und hat ein Transmissionsfenster bis in den nahen IR-Bereich. Ab 1300 nm nimmt die Absorption wieder zu. Die Hämoglobin-Absorption ist im sichtbaren Bereich groß und nimmt im IR-Bereich ab. Auch die Proteinabsorption ist für IR- geringer als für die UV- Wellenlängen.

Neben der Betrachtung der Absorption und Extinktion als einschränkende Größen der Eindringtiefe spielt die Streuung elektromagnetischer Wellen an mikroskopischen und submikroskopischen Strukturen im biologischen Gewebe eine weitere, sehr wichtige Rolle bei der Ermittlung eines für Bildgebung spektral günstigen Fensters. Auch aus dieser Hinsicht ist der nahe IR–Bereich besser geeignet als andere in Frage kommende Spektralgebiete. Nichtsdestoweniger bleibt die starke Streuung im Gewebe der limitierende Faktor bei jeder Art von bildgebendem Verfahren.

3.2. Streuung

Die Verwendung der Ausdrücke „Photonen“, Photonenbahnen, -pfade und -strahlen erfolgt im Rahmen dieser Arbeit nicht im strengen quantenmechanischen Sinn. Die Photonenausbreitung wird hier unter den Gesichtspunkten der geometrischen Optik betrachtet. Dabei haben die Photonen korpuskuläre Eigenschaften und die Wechselwirkung mit der Materie wird als elastischer Zusammenstoß im Falle der Streuung und als extrem inelastischer Stoß im Falle der Absorption angesehen.

Infolge der Streuung werden die in das Gewebe eindringenden Photonen je nach Grad der Auslenkung aus der ursprünglichen Richtung in sogenannte ballistische Photonen, in schwach und in stark oder diffus gestreute Photonen unterteilt.

Die ballistischen Photonen werden entweder das untersuchte Volumen wechselwirkungslos durchdringen, oder infolge einer einzelnen Reflexion an einer Diskontinuität des Mediums durch die Einfallsfläche remittiert. Die ballistische Strahlung enthält erwartungsgemäß die meiste bildgebende Information. Im Gegensatz dazu setzt sich die diffuse Komponente aus Strahlen zusammen, die infolge der Vielfachstreuung die Information der ursprünglichen Ausbreitungsrichtung vollständig verloren haben und unter einem zufälligen Winkel aus dem Medium remittiert werden.

Bei der Untersuchung von stark streuendem Gewebe ist die Wahrscheinlichkeit, daß nur die ballistische Komponente auftritt, verschwindend klein. Im Anwendungsfall setzt sich das remittierte Strahlungsfeld aus einer Überlagerung unterschiedlich gestreuter Einzelstrahlen zusammen. Die rein ballistisch gestreuten Anteile werden dabei praktisch nach Wegstrecken von wenigen Mikrometern durch das Gewebe von den anderen Komponenten des gestreuten Feldes überdeckt. Aus diesem Grund wird in der Regel versucht, den Einfluß der vielfach gestreuten Photonen auf die Auswertung durch Vorselektion zu unterdrücken. Im Gegensatz dazu soll in der vorliegenden Arbeit gerade der Informationsgehalt der vielfach unter kleinen Winkeln stark gestreuten Anteile für die Bildgebung verwendet werden.

3.2.1. Verwendung des ballistischen und schwach gestreuten Lichtes zur Bildgebung

Wie oben erwähnt, wird die ballistische und schwach gestreute (remittierte) Strahlung von einer geringen Anzahl von Streuprozessen aus der geraden Bahn abgelenkt und kommt daher für eine unmittelbare Verwertung in einem bildgebenden Verfahren eher in Frage.

In Abb. 3.1 wird die infolge verschiedener Streumechanismen erfolgte Ablenkung der Photonen aus der ursprünglichen Ausbreitungsrichtung summarisch dargestellt. Der Photonenstrahl *J* fällt senkrecht auf das Gewebe und hat eine quasi punktuelle Ausdehnung. Die einfallenden Photonen werden an der Gewebeoberfläche je nach Brechzahlunterschied zum Teil reflektiert, zum Teil dringen sie ins Gewebe ein. Im Gewebe bewegen sich die Photonen zunächst bis zur ersten Wechselwirkung mit Gewebeinhomogenitäten entlang ihrer ursprünglichen Ausbreitungsrichtung. Erst aufgrund der Wechselwirkung mit Streuzentren im Gewebe nehmen einzelne Photonen individuelle Bahnen ein, die sie von den anderen unterscheidet.

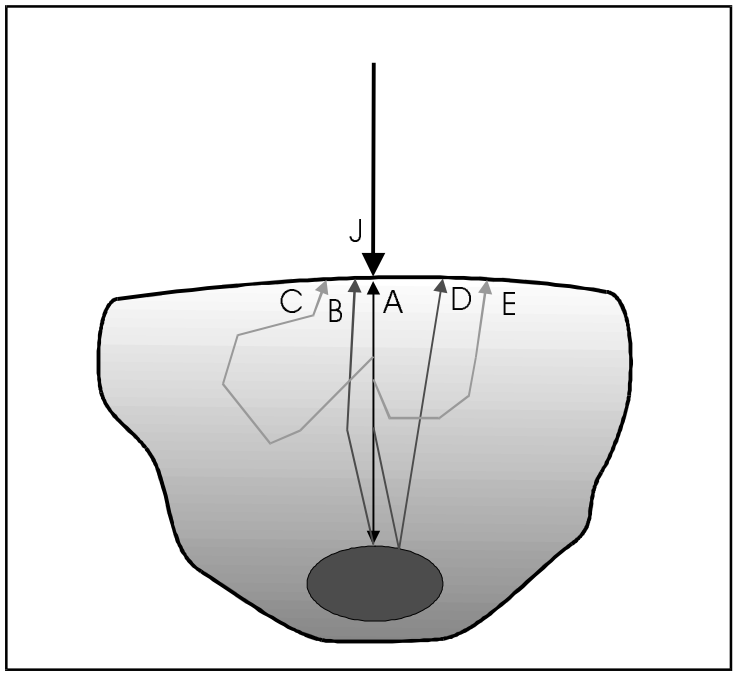

Abb. 3.1: Mögliche Photonenbahnen durch Volumenstreuer bei Berücksichtigung der Streuung und spekulären Reflexion. Photonen, die infolge der Streuung oder Absorption nicht durch die Einfallsfläche remittiert werden, sind dabei nicht berücksichtigt. Die dunkle Ellipse stellt eine Diskontinuität des Medium dar und zeichnet sich durch veränderte optische Parameter im Vergleich zur Umgebung aus.

J: einfallende Strahlrichtung und Einstrahlpunkt

A: spekuläre Reflexion an einer Diskontinuität des Objektes mit Remission unmittelbar im Einstrahlpunkt

B: spekuläre Reflexion mit zusätzlicher Streuung auf dem Rückweg und Remission nahe am Einstrahlpunkt

C: diffuse und vielfache Vorwärtsstreuung mit Remission nahe am Einstrahlpunkt

D: spekuläre Reflexion mit Vorwärtsstreuung auf dem Hinweg und Remission abseits des Einstrahlpunktes

E: diffuse und vielfache Vorwärtsstreuung mit Remission abseits des Einstrahlpunktes

Die Vielfalt möglicher Bahnen, die ein Photon durch Streuung im Gewebe einnehmen kann, zwingt zu einer vereinfachten Gliederung der möglichen Wechselwirkungen und deren Einfluß. Für die hier betrachtete Bildgebung sind nur diejenigen Photonen von Interesse, die aufgrund der Streuung das Gewebe durch die Eintrittsoberfläche verlassen.

Tief im Inneren des Gewebes befindet sich das abzubildende Objekt. In diesem Beispiel (siehe Abb. 3.1) handelt es sich um eine Diskontinuität des Mediums, die sich optisch aufgrund der Brechzahl, Absorption und Streuung vom restlichen, homogen streuenden Volumen unterscheidet.

Diejenigen Photonen, die nach einer einzigen Umlenkung ihrer Ausbreitungsrichtung das Gewebe durch *A* im Einstrahlpunkt wieder verlassen, sind an der Grenzschicht der Diskontinuität ein einziges Mal unter 180° gestreut worden. Man kann hier von einer spekulären Reflexion sprechen, oder von einer einfachen Rückstreuung („single backscattered light“ [Pan 1995], [Schmitt 1994]). Es ist offenbar, daß diese Photonenkategorie (*A* in Abb. 3.1)

eine unmittelbar auswertbare Information bezüglich der Diskontinuitätsstruktur und ihrer Position beinhaltet.

Die Photonenkategorie *B* wird entweder auf dem Hin- oder Rückweg einer sehr geringen Anzahl von Streuprozessen –darunter auch eine Reflexion oder Rückwärtsstreuung an der Diskontinuität– unterzogen. Die Photonen *B* verlassen das Gewebe in der unmittelbaren Nachbarschaft des Einstrahlpunktes, unter einem Winkel, der nahezu gleich dem Einfallswinkel ist („least backscattered light“ [Pan 1995], [Schmitt 1994]). Die Photonen aus der Kategorie *B* beinhalten infolge der zusätzlich erlittenen Streuungen eine unschärfere Information über die Position und Konsistenz der Diskontinuität.

Die Photonengruppe *C* gelangt zur Oberfläche in der unmittelbaren Umgebung des Einstrahlpunktes ohne aber die Diskontinuität je erreicht zu haben. Die Umkehr ihrer Ausbreitungsrichtung im Gewebe ist nicht die Folge einer einzigen Rückwärtsstreuung, sondern vielmehr die summierte Wirkung vieler Vorwärtsstreuprozesse unter kleinen Auslenkungswinkeln („multiple narrow angle forward scattering“ [Pan 1995], [Schmitt 1994]). Trotz der Tatsache, daß die Pfadlänge der Photonen *C* durchs Gewebe ähnlich groß wie die der Kategorie *A* oder *B* sein kann, ist ihr Informationsgehalt bezüglich der Diskontinuität, die sie nie erreicht haben, praktisch gleich null.

Die Photonengruppe *D* erreicht ähnlich der Gruppe *B* die Oberfläche nach wenigen Streuprozessen. Die Gruppe *D* wird aber aus dem Gewebe weit weg von dem Einstrahlpunkt und unter einem zufälligen Ausbreitungswinkel remittiert. Ihr Informationsgehalt bezüglich der Diskontinuität bleibt aber der Detektion vorenthalten, wenn die Photonen *D* nicht mehr von der Detektionsapertur eingefangen werden können.

Ähnlich der Photonengruppe *C* breiten sich die Photonen *E* infolge einer vielfachen Vorwärtsstreuung auf gekrümmten Bahnen durchs Gewebe aus, werden aber in größerem Abstand vom Einstrahlpunkt remittiert. Weder besitzen sie irgendwelche Informationen bezüglich der Diskontinuität, die sie nie erreicht haben, noch werden sie von der Detektion aufgenommen, wenn sie an ihre Apertur vorbei remittiert werden.

Die Photonen aus den Gruppen *A*, *B* und unter Umständen *D* bilden die Hauptgruppe der Photonen, die die maximale Dichte bezüglich der lokalen optischen Information der abzubildenden Diskontinuität beinhalten. Aufgrund der wenigen Streuprozesse, die sie unterwegs erlitten haben, bewahren diese Photonen sowohl die Kohärenzeigenschaft des ursprünglichen Strahls als auch seine Polarisationsrichtung. Gemeinsam ist für alle Photonen aus den Gruppen *A* und *B* ihre Pfadlänge oder Flugzeit durch das Gewebe, eine Eigenschaft, die es erlaubt, diese ballistischen oder schwach gestreuten Photonen, von der anderen Gruppe der vielfach und diffus gestreuten Photonen bei der Auswertung zu trennen.

Die Photonen aus den Gruppen *C* und *D* werden in den Schichten oberhalb der Diskontinuität gestreut. Trotz der Tatsache, daß sie die Diskontinuität nicht erreicht haben, können ihre Pfadlängen zufällig ähnliche Größen erreichen wie die der ballistischen Photonen. Deswegen tragen diese „diffus“ gestreuten Photonen nur zum Rauschen bei, weil sie keinerlei direkte Information bezüglich der zu untersuchenden Diskontinuität beinhalten. Die diffus gestreute Photonen erschweren durch ihr Vorhandensein die Detektion der informationstragenden ballistischen Komponente. Aus diesem Grund ist die Hauptaufgabe eines herkömmlichen OCT-Systems, eine scharfe Vorselektion der ballistischen von der diffus remittierten Photonengruppe durch alle zur Verfügung stehenden optischen und elektronischen Mittel vorzunehmen.

Bei mittelstark streuendem Gewebe gelingt die Trennung der ballistischen von der diffusen Kategorie mit herkömmlichen Mitteln auch zufriedenstellend. Dies erklärt die Erfolge der Standard-OCT bei dieser Gewebeart. Eine scharfe Trennung ist aber in stärker streuenden Medien nicht mehr möglich. Die diffus remittierte Komponente überwiegt in diesen Medien so stark, daß die maximale Nachweistiefe ballistisch gestreuter Photonen bei wenigen hundert Mikrometern liegt [Pan 1997].

3.2.2. Verwendung des vielfachgestreuten Lichtes zur Bildgebung

Der Gedanke liegt nahe, im Falle der OCT-Anwendung an stark streuenden Medien zu versuchen, ob der überwiegende Teil der Photonen, die diffus gestreut worden sind, nicht auch für die Bildgebung verwendet werden kann. Den Ansatz dafür liefert ein theoretisches Modell der Photonenausbreitung im Gewebe, auf dem die unter dem Namen „random walk“ bekannte Simulationsmethode beruht [Cui 1991], [Seschek 1997].

Das theoretische Modell beruht auf einer experimentell untermauerten Hypothese der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photonenbahnen für den Fall, daß der Einstrahlpunkt und die Detektion räumlich getrennt sind („banana shaped photon flux paths“ [Cui 1991]). Dieser Hypothese zufolge ist die wahrscheinlichste Ausbreitungsbahn zwischen räumlich getrennten Einstrahl- und Detektionspunkt eine elliptische Bahn, die im Inneren des Streuvolumens verläuft und die zwei Punkte miteinander verbindet (Fermatscher Photonenpfad). Unter bevorzugter Berücksichtigung der vielfach unter kleinen Winkeln vorwärts gestreuten Photonen ergibt sich in dieser Anschauungsweise auch die Schlußfolgerung, daß die optische Information aus den tieferen Schichten des untersuchten Volumens von Photonen getragen wird, die in einer größeren Entfernung vom Einstrahlpunkt remittiert werden.

In Abb. 3.2 wird die wahrscheinlichste Ausbreitungsbahn von der Kurve *A* dargestellt, die den einfallenden Strahl *J* mit dem remittierten Strahl *R* verbindet. Der Mittelpunkt der Kurve *A* stellt die maximale Eindringtiefe am Apex des Strahls dar.

Neben der wahrscheinlichsten Ausbreitungsbahn zwischen *J* und *R* gibt es natürlich eine ganze Schar von ähnlich geformten Pfaden *B* und *C*, die in der gleichen Ausbreitungsrichtung fast parallel zur Kurve *A* verlaufen. Die Wahrscheinlichkeit der ähnlich geformten Pfade ist im Vergleich zu der der Kurve *A* nur unwesentlich geringer. Die theoretische Annahme postuliert, daß sich die Photonen im Falle der getrennten Einstrahl- und Detektionspunkten auf räumlich verengte Vorzugsbereiche durchs Gewebe ausbreiten. Es ist daher das zentrale Anliegen dieser Arbeit, diesen Anteil der Photonen für die Ausdehnung der OCT auf stark streuenden Medien auszunutzen.

Die Breite des Kurvenschar zwischen *B* und *C* und die maximal erreichte Tiefe in dieser Annahme wird primär von dem Absorptionskoeffizienten des untersuchten Volumens und von der Beleuchtungs- und Detektionsgeometrie beeinflußt. Durch Erhöhung des Detektionsabstandes *J–R* wird einerseits eine größere Eindringtiefe erreicht, andererseits eine breitere räumliche Verteilung der Kurvenschar *B–C* verursacht, die zu einer Abnahme der Auflösung führt.

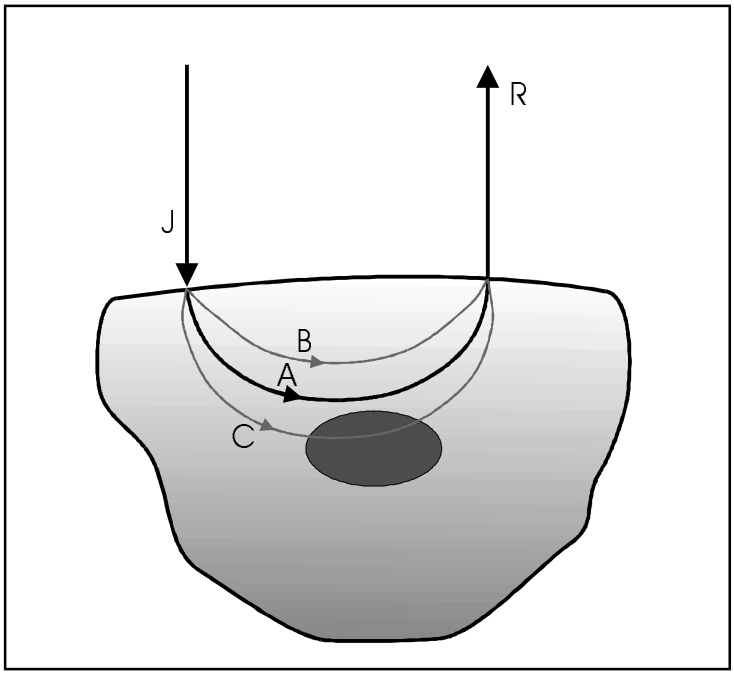

Abb. 3.2: Die Fermatsche Photonenpfade in einem streuenden Medium bei räumlich getrennten Einstrahl- und Detektionspunkt. Aus der Fülle der möglichen Photonenbahnen durch das Medium werden anhand der Kohärenzeigenschaft der Quelle durch die interferometrische Auswertung nur diejenige Pfade berücksichtigt, deren Längen sich nicht um mehr als die Kohärenzlänge unterscheiden. Die dunkle Ellipse stellt eine Diskontinuität des Medium dar und zeichnet sich durch veränderte optische Parameter im Vergleich zur Umgebung aus.

J: einfallende Strahlrichtung

R: Detektion; die Detektionsrichtung, -apertur, -fläche und -abstand vom Einstrahlpunkt haben einen großen Einfluß auf die Detektionseigenschaft.

A: wahrscheinlichster Photonenpfad bei Berücksichtigung der Streuparameter des Objektes und des Abstandes zwischen J und R

B und C: kürzester und längster möglicher Photonenpfad bei Berücksichtigung der Kohärenzlänge der Lichtquelle

Die in der Literatur erwähnten Vorschläge für die Anwendung dieses Phänomens als bildgebendes Verfahren machen keinen Gebrauch von der Kohärenzeigenschaft der Lichtquelle. Auf einen homogenen Bereich kalibriert, werden die *J–R* Einstrahl- und Detektionspunkte seitlich über das Gewebe bewegt. Trifft die Ellipsenschar aus der Tiefe des Objektes auf einem Absorber, so wird sich dessen Einfluß auf die Detektionsamplitude als eine Verengung der Wahrscheinlichkeits-Verteilungsfunktion der *B–C* Ellipsenschar auswirken [Seschek 1997]. Die Krümmungsparameter der elliptischen Bahnen werden von den Streuparameter des Gewebevolumens bestimmt. Die Streuparameter beeinflussen aber überraschenderweise die Breite der Kurvenschar nicht [Cui 1991].

Zum Erreichen größerer Tiefen im Gewebe muß im inkohärenten Fall die Bestrahlungs- und Detektionsgeometrie verändert werden. An dieser Stelle greift die kohärente Ergänzung des Verfahrens, die das zentrale Thema der vorliegenden Arbeit darstellt. Durch Einführung der Kohärenzbedingung kann einerseits die Breite der *B–C*–Kurvenschar direkt durch die Kohärenzlänge beeinflußt werden, andererseits kann die Eindringtiefe über die zusätzliche Einführung einer kohärenten *J–R* Bahnlängendiskrimination gesteuert werden.

Die kohärente Erweiterung der Methode der elliptischen Bahnen wird kontrovers diskutiert, weil allgemein angenommen wird, daß die Vielfachstreuung sowohl die räumliche als auch die zeitliche Kohärenzeigenschaft des Lichtes zerstört [Pan 1997], [Schmitt 1993]. Diesbezügliche Voruntersuchungen haben aber ergeben, daß mit bestimmten Detektionsgeometrien und Signaldemodulationsverfahren, die im Verlauf der vorliegenden Arbeit ausführlich behandelt werden, der Kohärenznachweis des vielfach im Gewebe gestreuten Lichtes auch aus Tiefen von über 2 mm gelingt [Brunner 1995].

Die Notwendigkeit der Einführung eines neuen Konzeptes an der Basis der OCT-Bildgebungsmethode ist an der Stelle offensichtlich, wo die Standard-OCT Methode, die auf der Auswertung der ballistischen Photonen beruht, versagt. Die neue Bildgebungsmethode, die auf der Auswertung der diffus und auf elliptischen Bahnen remittierten Photonen beruht, macht in dem Fall Sinn, wenn größere Eindringtiefen ins Gewebe erreicht werden müssen, als es durch die Auswertung der ballistischen Pfade möglich ist. Eine andere Notwendigkeit für die Verwendung dieser umständlicheren Methode ergibt sich auch, wenn –aus welchen Grund auch immer– der Einstrahlpunkt mit der Detektion räumlich nicht übereinstimmen kann.

Der Nachteil der neu eingeführten Bildgebungsmethode im Vergleich zur Standard-OCT ist offensichtlich. Der reale Fall vielschichtiger Gewebestrukturen wird durch die übersichtliche Objektgeometrie aus Abb. 3.2 nicht mehr repräsentiert. An ihre Stelle tritt eine räumliche Mixtur von lokal unterschiedlichen Absorptions- und Streueigenschaften, die für die Abbildung durchleuchtet werden müssen. Darüber hinaus ist die Auflösung der Methode dadurch begrenzt, daß die *B–C*–Kurvenschar mit der zunehmenden Tiefe an ihrem Apex immer breiter wird. Nicht zuletzt stellt sich die Frage der Effektivität und Geschwindigkeit der Methode. Darüber wird aber ausführlich in späteren Abschnitte der vorliegenden Arbeit berichtet, wo die Realisierung einer schnellen OCT-Apparatur diskutiert wird, die auf der flächenhaften Detektion der vielfach und auf elliptischen Bahnen vorwärts gestreuten Photonen beruht.

3.2.3. Bestrahlungsquelle und kohärente Tiefenselektion

Für die tiefenaufgelöste Auswertung der tomographischen Signale wird eine Methode eingesetzt, die die Photonen nach der Länge ihrer durch das untersuchte Objekt zurückgelegten Pfade selektiert. Diese selektive Wirkung wird durch die interferometrische Auswertung der kurzen *zeitlichen* Kohärenz der *räumlich* kohärenten Strahlung einer breitbandigen Lichtquelle erreicht[*]. Die zeitliche Kohärenzeigenschaft wirkt sich an dieser Stelle im Sinne der Prinzipien der bekannten Weißlichtinterferometrie dadurch aus, daß getrennte Strahlen einer und derselben Quelle nur noch miteinander interferieren können, wenn ihre optischen Pfadlängen sich um nicht mehr als die Kohärenzlänge unterscheiden. Die Zeit, die Photonen in ihrer Ausbreitung benötigen, um einen Weg entsprechend der Kohärenzlänge zurückzulegen, ist die Kohärenzzeit. Daher ist eine Selektion nach den optischen Pfadlängen mit einer Selektion nach der Flugzeit einzelner Photonen durch das streuende Objekt gleichbedeutend. Das Instrument, mit dem man die Kohärenz nachweist und quantitativ auswertet, basiert auf dem Grundprinzip eines Michelson-Interferometers.

[*] Die Voraussetzung einer Strahlung kurzer zeitlichen Kohärenz und ausreichender räumlichen Kohärenz wird von den optoelektronischen Halbleiterbauteilen erfüllt, die unter der Bezeichnung „Superlumineszenzdioden“ komerziell erhältlich sind.

4. Das Michelson-Interferometer

Das Michelson-Interferometer wird sowohl für die Erzeugung interferenzfähiger Strahlen, als auch zum Nachweis und zur quantitativen Erfassung des Interferenzeffektes eingesetzt. Das Michelson-Interferometer wird an dieser Stelle nur für die Verdeutlichung der interferometrischen Meßmethode geschildert und nicht als Bestandteil der im Rahmen der Arbeit erstellten Meßapparatur. Dafür wurde eine Abwandlung des Michelson-Interferometers verwendet, die aber auf dem gleichen interferometrischen Meßprinzip beruht.

4.1. Funktionsprinzip

Das Licht einer zunächst hinreichend lang kohärenten Lichtquelle* wird von einem Strahlteiler in zwei Strahlen räumlich gespalten Abb. 4.1. Der eine Strahl I_{ref} wird in einem Referenzarm wohl definierter Länge an einem beweglichen Referenzspiegel reflektiert und kehrt auf dem gleichen Weg wieder zum Strahlteiler zurück. Der andere Strahl I_{obj} hat eine zunächst unbekannte Länge. Das Licht im I_{obj}-Strahl wird am Objekt reflektiert und kehrt ebenfalls zum Strahlteiler zurück.

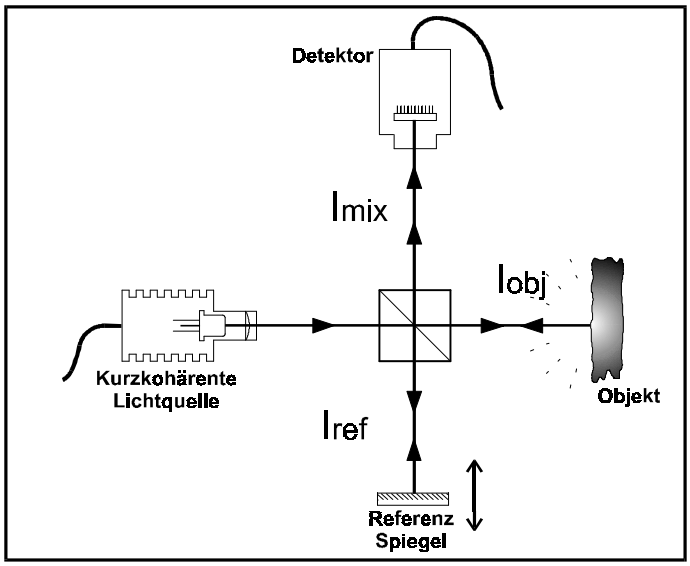

Abb. 4.1: Aufbauskizze zur Verdeutlichung der kurzkohärenten interferometrischen Detektion mit einem Michelson-Interferometer. Der einfallende Strahl einer kurzkohärenten Lichtquelle wird von einem Strahlteiler in einem Referenz- und Objektstrahl geteilt. Gleichzeitig führt der Strahlteiler die an dem Referenzspiegel und Objekt reflektierten Strahlen wieder zusammen. Am Ort des Detektors interferieren die zusammengeführten Strahlen nur wenn ihre optischen Weglängen sich um weniger als die Kohärenzlänge unterscheiden. Ist die Referenzarmlänge kalibriert, so kann dadurch eine eindeutige Aussage bezüglich der Position des Oberflächenreflexes gemacht werden.

Der Strahlteiler, der die Teilung des ursprünglichen Strahls beim Hinweg verursacht hat, übernimmt im Rückweg der reflektierten Strahlen nun die Rolle eines Lichtmischers und führt den Objekt- und Referenzstrahl in den I_{mix} -Strahl zusammen. An einer beliebigen Stelle im Mischstrahl befindet sich ein Photodetektor, auf dessen Oberfläche die zwei Strahlen interferieren. Je nach der Phasenlage der kohärenten Strahlen wird am Ort des Detektors eine konstruktive oder destruktive Interferenz stattfinden. Umgekehrt wird der Nachweis einer

* in diesem Fall eine herkömmliche Laserquelle

konstruktiven oder destruktiven Interferenz auf dem Detektor einen Rückschluß über die momentane Phasenlage der Strahlen ermöglichen.

Die Phasenlage der Strahlen hängt aber ihrerseits von dem Längenverhältnis des Referenz- und Objektarmes ab. Wird die Position des Referenzspiegels auf der optischen Achse verändert, verändert sich entsprechend die Phase des reflektierten Referenzstrahls und auf dem Detektor wird die Interferenzlage von konstruktiv auf destruktiv wechseln und umgekehrt. Der photoelektrische Detektor wird die Übergänge der auf ihn interferierenden Phasen als eine Folge von Hell- und Dunkelzustände registrieren und entsprechend an seinem elektrischen Ausgang in einer Variation des photoelektrischen Stromes wiedergeben. Bei einer kontinuierlichen Verschiebung des Referenzspiegels wird die Frequenz des photoelektrischen Stromes für den Bewegungszustand des Referenzspiegels charakteristisch sein und das Betragsquadrat seiner Amplitude der Reflektivität der Objektoberfläche entsprechen [Brunner 1991]. Wird nun der Längenunterschied des Referenz- und Objektarmes größer als die Kohärenzlänge der Quelle, so wird die Interferenzfähigkeit der zwei Strahlen abnehmen. Durch Verwendung einer Lichtquelle mit einer Kohärenzlänge im Mikrometerbereich wird dadurch die Möglichkeit geschaffen, nicht nur die relative Reflektivität des Objektes zu bestimmen, sondern auch seine absolute Position auf der optischen Achse des Objektarmes. Die absolute Position des Referenzspiegels kann dabei durch eine externe Kalibration als bekannt vorausgesetzt werden. Durch den Nachweis der Interferenzfähigkeit des Lichtes aus Objekt- und Referenzarm kann nun die Ermittlung der Position des Objektes mit einer Genauigkeit in der Größenordnung der Kohärenzlänge der Quelle* erfolgen [Pan 1995].

4.2. Interferenznachweis

Der Nachweis der Interferenzfähigkeit elektromagnetischer Lichtstrahlen in einem Interferometer beruht auf der photoelektrischen Umwandlung der Betragsquadrate der elektrischen Komponenten des elektromagnetischen Mischfeldes am Ort des Detektors in eine meßbare elektrische Größe. Das quantitative Auswertungsverfahren der interferometrischen Messung basiert entweder auf der sogenannten heterodynen Detektion oder begnügt sich mit einer differentiellen, zeitaufgelösten Erfassung von Photonendichte-Verteilungen (Photonen in der Zeiteinheit auf der Flächeneinheit).

Obwohl beide Verfahren eigentlich einen gemeinsamen physikalischen Ursprung haben, unterscheiden sie sich dramatisch in den praktischen Aspekten ihrer Umsetzung. Auf diese Weise sind mit der heterodynen Demodulation dynamische Meßbereiche bis in über 100 dB möglich und Meßempfindlichkeiten, die an der physikalischen Quantennachweisgrenze liegen [Chan 1994], [Chan 1996]. Photonenzählverfahren können auch die Quantennachweisgrenze erreichen, erreichen aber –wie sich an einer anderen Stelle zeigen wird– aufgrund der verwendeten Detektoren und Auswertungsmethoden eine weitaus engere Dynamik von bis zu 40 dB und benötigen dafür relativ lange Meßzeiten. Die Verfahren unterscheiden sich allerdings nicht nur unter dem Aspekt der erreichten Dynamik und Meßzeit, sondern auch im Bezug auf der charakteristischen Modulationsübertragungsfunktionen der jeweiligen Detektions- und Demodulationsverfahren. Deswegen ist es notwendig, auch die zeitintensivere und dynamikärmere Methode hinsichtlich der Eignung ihres Abbildungspotentials in der OCT zu untersuchen und mit den topographischen Ergebnissen der Standard-OCT zu vergleichen.

* Umgekehrt kann das Verfahren eingesetzt werden, um die Kohärenzlänge der Lichtquelle und somit indirekt ihre spektrale Bandbreite zu bestimmen.

5. Koaxiale Beleuchtung und Detektion

Die optische Kohärenztomographie, „OCT“ hat sich –wie bereits erwähnt– als eine konsequente Fortsetzung der kohärenten Topographie entwickelt [Huang 1991], [Swanson 1992].

5.1. Funktionsprinzip und Aufbau

Das Prinzip der Standard-OCT beruht auf einem Michelson oder Mach-Zender Interferometer in Faserbauweise und bietet große dynamische Meßbereiche mit einer räumlichen Auflösung im Bereich von 10 µm [Pan 1995], [Pan 1997]. Das Auflösungsvermögen wird in der Tiefe (longitudinal) von der Kohärenzlänge der Quelle und lateral (transversal) durch die Beugungsbegrenzung der Fokussierungs- und Detektionsoptik limitiert.

Die Kerneigenschaften des mittlerweile zum Standard gewordenen Aufbaus für die OCT [Huang 1991], [Izatt 1993 a] sind die Faserbauweise, die koaxiale oder sogar konfokale Beleuchtungs- und Detektionsapertur und die heterodyne Demodulation. Andere verbesserte Variationen des ursprünglichen Aufbaus bringen viele Neuerungen an einzelnen peripheren Komponenten des Grundaufbaus. Sie behalten aber den Grundaufbau -bestehend aus der Führung, Strahlteilung und Mischung der Strahlung– und das heterodyne Demodulationsverfahren praktisch unverändert bei. Die wiederholt erwähnte heterodyne Demodulation wird in einem späteren Abschnitt ausführlich erläutert (siehe Kapitel 8).

Die Monomode-Faserbauweise gewährleistet eine sonst schwer zu erreichenden Unempfindlichkeit gegenüber mechanischen Erschütterungen und Luftturbulenzen [Hellmuth 1996]. Die Monomode-Faserbauweise spielt gleichzeitig eine nicht zu unterschätzende Rolle als Raumfilter. Dies wird sowohl auf der Seite der Laserquelle deutlich, wo es eine einzelne Mode aus dem möglichen Gemisch trennt, als auch auf der Detektorseite, wo es aus dem meist diffus remittierten Licht aus dem Gewebe die am wenigsten gestreute und gleichzeitig informationsreichste Komponente des Strahlfeldes scharf selektiert.

Die Koaxialität der Beleuchtung mit der Detektion hat einen ebenso wichtigen Einfluß auf die Qualität der selektierten Information. In der Literatur wird die Bedeutung der Beleuchtungs- und Detektionsgeometrie durch die Einführung einer nicht nur koaxialen sondern auch konfokalen Optik [Schmitt 1994] demonstriert. Vergleichsmessungen der Reflektanz sowohl mit als auch ohne kohärente Detektion zeigen den Einfluß der konfokalen Optik als zusätzliches Selektionsmittel für die Erhöhung der Effektivität der kohärenten Detektion [Izatt 1995].

Die Nebeneffekte der Beleuchtungs- und Detektionsoptik auf die heterodyne Effizienz und deren globalen Einflüsse auf die Qualität der tomographischen Bilder sind bis ins Detail auf theoretischer Basis [Hellmuth 1996], [Pan 1995] untersucht worden. Die praktischen Auswirkungen der konstruktiven Einzelheiten sind durch konkrete Vergleichsmessungen ausführlich dokumentiert [Schmitt 1993]. Die daraus resultierenden Schlußfolgerungen sind sehr spezifisch an die jeweils angewandten Methoden gebunden und lassen eine einzelne, fast triviale Verallgemeinerung zu: die Optimierung der Optik kann nur durch eine enge Anpassung an die konkrete Aufgabe vorgenommen werden.

5.2. Ergebnisse und Grenzen

Die heterodyne Demodulation prägt vielleicht am stärksten die zum Standard gewordene Methode der OCT dadurch, daß es die einzigartige Möglichkeit anbietet, schwache, kohärente Anteile aus einem starken inkohärenten Hintergrund zu selektieren. Die Methode ist *per definitionem* schmalbandig und beeinflußt dadurch maßgebend das Aussehen der von ihr gelieferten tomographischen Bilder [Hellmuth 1996], [Schmitt 1999]. Von der Schmalbandigkeit der heterodynen Detektion profitiert auch das als „Lock-In" bekannte und weit verbreitete Verfahren. Es handelt sich also dabei keinesfalls um eine negative, sondern um eine durchaus beabsichtigte Eigenschaft, die für die Erhöhung des systembedingten Rauschabstandes wirkungsvoll in der Meßtechnik eingesetzt wird.

Die Standardmethode der OCT hat sich als besonders erfolgreich bei der tomographischen Abbildung schwach streuender Organe –hauptsächlich mit Anwendung in der Ophthalmologie– erwiesen. Ihre Tiefenauflösung ist von der Kohärenzlänge der verwendeten Quelle abhängig. Die laterale Auflösung ist von der Beugungsgrenze der Beleuchtungs- und Detektionsoptik gegeben. Beide Auflösungen, unter dem Begriff „räumliche Auflösung" zusammengefaßt, werden im Bereich unter 20 µm angegeben [Pan 1997]. Die Tiefenauflösung kann mit Hilfe von Lichtquellen einer noch kürzeren Kohärenzlänge erhöht werden und für die laterale Auflösung bringt die Verwendung konfokaler Abbildungssysteme eine leichte Verbesserung.

Eine deutliche Verfeinerung der Demodulationsmethode hat die Einführung einer doppelt balancierten heterodynen Demodulation gebracht [Izatt 1993 b]. Dadurch ist es möglich, das systemeigene Rauschen zu minimieren und somit die Quantennachweisgrenze zu erreichen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Standardmethode der OCT sowohl hinsichtlich des optischen Aufbaus als auch bezüglich der Detektionsmechanismen bereits bis an die physikalische Grenze ausgereift ist.

Beim Versuch, das Anwendungsspektrum der OCT auch auf mittelstark streuende Organe auszuweiten, gelingt zunächst die tomographische Abbildung der Schleimhaut und des vaskulären Systems bis in Tiefen von einigen Millimetern [Pan 1997]. Die Erweiterung des Anwendungsspektrums der OCT an noch stärker streuenden Medien wie dermalen Strukturen ist bis jetzt auf eine Tiefe von knapp 1 mm begrenzt.

Der limitierende Faktor im Falle einer OCT-Apparatur mit beugungsbegrenzter Optik und quantennachweisbegrenzter Detektion liegt offensichtlich an den extremen Verhältnissen im stark streuendem Gewebe. Die Standardmethode der OCT ist von Anfang an für den Nachweis der ballistischen und der schwach gestreuten Komponente des remittierten optischen Feldes optimiert worden [Schmitt 1994]. Dadurch versagt die Methode in Tiefen und an Meßobjekten, bei denen die Vielfachstreuung stark überwiegt und die ballistische Komponente praktisch unter der Nachweisgrenze drückt.

Einen weiteren begrenzenden Faktor der Auflösung der OCT Methode ist die Eigenschaft kohärenter Strahlung, Speckles zu bilden. Speckles entstehen durch die Verzerrung der Wellenfront eines ursprünglich ebenen Strahls infolge der Streuung. Durch die unregelmäßig gewordene Phasenlage der Wellenfront entstehen am Detektor benachbarte Bereiche konstruktiver und destruktiver Interferenz, die durch ihr verrauschtes Verhalten die OCT-Signalauswertung erschweren. Die infolge der Streuung entstehenden Speckles haben nicht nur eine unregelmäßige, körnige Struktur, sondern auch ein eigenes dynamisches Verhalten,

das sich dem OCT-Signal überlagert. Das Speckle-Phänomen ist so eng mit der tomographischen Bilderzeugung verbunden, daß eine vollständige Ausglättung des Specklefeldes eine restlose Unterdrückung der OCT-Information als unmittelbare Folge hätte [Schmitt 1999]. Die Problematik wird von der Existenz unterschiedlicher Arten von Speckles kompliziert. Ein Ansatz, durch Specklereduktion die Qualität der OCT-Bilder zu verbessern, beruht darauf, die Speckles in informationstragende und informationslose oder sogar –störende Kategorien zu unterteilen. Die praktische Umsetzung der Methode der Speckleselektion besteht in einer Optimierung der OCT-Anlage dahingehend, nur die informationstragende Komponente auszuwerten und die informationslose möglichst zu unterdrücken. Die in der Literatur angegebenen [Schmitt 1999] und an dieser Stelle nur als Hinweis zitierten Möglichkeiten der Specklereduktion sind:

- die Polarisations-Vielfalt („polarisation diversity“),
- die räumlich inkohärent aufgelöste Auswertung von Specklefeldern („spatial diversity“),
- die inkohärente statistische Verarbeitung von Specklefeldern mit unterschiedlichen Wellenlängen („frequency diversity“),
- die Verarbeitung mit speziellen Mittel der Echtzeit-Signalverarbeitung („digital signal processing“)
- und die anschließende Bildverarbeitung („image post-processing“).

Die Umsetzung der Vorschläge aus der oben erwähnten Aufzählung kann die Auflösung der OCT in stark streuendem Gewebe durch eine deutliche Reduzierung des Specklerauschens verbessern. Darüber hinaus wird durch die Einführung mehrerer getrennt steuerbaren Mechanismen der Rauschunterdrückung die Voraussetzung geschaffen, die Methode an unterschiedlichen Aufgaben dynamisch anpassen zu können.

An dem Grundprinzip der Standard-OCT verändert sich aber nichts. Die Beleuchtungs- und Detektionsapertur bleiben koaxial, um die maximale Anzahl der ballistischen und schwach gestreuten Photonen zur Detektion hinzuziehen zu können. Die Demodulation des OCT-Signals bleibt weiterhin schmalbandig. Dadurch wird versucht, durch eine konsequente Anwendung des heterodynen Prinzips einerseits das Spektralbereich des niederfrequenten Rauschens zu meiden, andererseits das diffus gestreute Licht möglichst zu unterdrücken.

Unbeantwortet bleibt die Frage, wieviel bildgebende Information durch die räumliche Filterwirkung der Beleuchtungs- und Detektionsoptik verloren geht. Inwiefern könnte man durch eine Detektionsverlagerung aus dem Einstrahlpunkt hinaus noch Informationen über tiefer gelegene Gewebeschichten aufnehmen?

Um diese Fragen zu beantworten, wurde am ILM ein Aufbau realisiert, bei dem die Detektion der OCT-Signale mittels einer slow-scan-CCD-Kamera flächenaufgelöst um den Einstrahlpunkt herum angeordnet ist. Nicht nur der optische Aufbau, sondern auch das Demodulationsverfahren unterscheidet sich wesentlich von dem des Standard OCT-Aufbaus.

Im Rahmen des Standard-OCT-Verfahrens wird durch eine kontinuierliche Verschiebung eines Retroreflektors im Referenzarm dessen Lichtfrequenz dopplerverschoben. Am Detektor entsteht durch eine nichtlineare Überlagerung mit dem Objektstrahl eine sogenannte Zwischenfrequenz, die der Differenz der Frequenzen der beiden Lichtstrahlen entspricht. Die Zwischenfrequenz ist somit der Dopplerfrequenz gleich. In dem Standard OCT-Aufbau werden durch die Wahl einer hohen Zwischenfrequenz (fast 100 kHz [Izatt 1993 a]) zwei wichtige Ziele verfolgt. Einerseits führt eine schnelle Verschiebung im Referenzarm zu einer hohen Scangeschwindigkeit, andererseits wird bei der Demodulation das niederfrequente

Rauschen gemieden und dadurch die Quantennachweisgrenze bei einer kurzen Demodulationszeitkonstante erreicht.

Anstelle einer heterodynen Demodulation mit einer möglichst hohen Zwischenfrequenz wurde bei der Erstellung des ILM-OCT-Aufbaus ein unterschiedliches Detektionsprinzip ausgewählt, bei dem durch Photonenzählverfahren die relative Beleuchtungsstärke als Maß für die Interferenzfähigkeit zweier Strahlen ausgewertet wird. Dabei findet die Verschiebung des Retroreflektors aus dem Referenzarm nicht kontinuierlich, sondern in einem Schritt-für-Schritt-Verfahren statt, Methode die eng an die Voraussetzungen der verwendeten Detektoren angepaßt ist. Diese Methode wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

6. Slow-Scan-CCD-Kamera

Der Grundaufbau der OCT mit flächenhaft aufgelöster Detektion außerhalb des Einstrahlpunktes wurde in verschiedenen Publikationen ausführlich präsentiert: [Brunner 1995], [Brunner 1996], [Brunner 1997], [Lazar 1996 a], [Lazar 1996 b].

6.1. Prinzip und Auswirkung der flächenhaften Detektion

Die Standardmethode der OCT versucht das vielfach gestreute Licht möglichst effektiv zu unterdrücken, um an der phasenempfindlichen Demodulation nur die remittierten Lichtanteile zuzulassen, die entweder ballistisch oder nur wenig gestreut worden sind. Dies wird in der Annahme gemacht, daß einerseits das vielfachgestreute Licht wenig bis gar keine bildgebend auswertbare Information mehr besitzt und andererseits, daß die Vielfachstreuung die Kohärenzeigenschaft restlos zerstört [PAN 1997], [Schmitt 1993].

Das Prinzip der flächenhaften Detektion außerhalb des Einstrahlpunktes mit einer slow-scan-CCD-Kamera unterscheidet sich wesentlich von der Standardmethode der OCT mit koaxialer Detektion im Einstrahlpunkt. Auch die Aufgabenstellungen der beiden OCT-Methoden unterscheiden sich im Detail. Deswegen ist es sehr schwierig, die flächenhafte Detektion durch einen Vergleich mit verwandten Methoden aus der Literatur zu begründen. Ähnlich schwierig ist es, die Ergebnisse der flächenhaften Detektion durch eine Gegenüberstellung mit OCT-Aufnahmen anderer Verfahren vorzustellen.

Die flächenhafte Detektion kann als eine kohärente und tiefenaufgelöste Weiterentwicklung von Verfahren aufgefaßt werden, die versuchen, durch eine Analyse der Speckledynamik an der Gewebeoberfläche, strukturelle, aber nicht tiefenaufgelöste Information zu erhalten [Hielscher 1997], [Zimnyakow 1996].

Bei einer ersten Betrachtung würde die Methode der flächenhaften Detektion am ehesten dem aus der Literatur bekannten zeitaufgelösten OCT-Verfahren ähnlich erscheinen [Berg 1993], [Izatt 1993 a], [Sewick 1993], [Yoo 1993]. Im Rahmen des zeitaufgelösten Verfahrens werden die am Detektor eintreffenden Photonen nach ihrer Verweildauer im untersuchten Streuvolumen, oder anders formuliert nach ihrer Flugzeit durch das Streuvolumen selektiert. Entsprechend dieser zeitaufgelösten Selektion werden sie für die Bildgebung verwendet oder verworfen.

Ähnlich wie das zeitaufgelöste Verfahren selektiert die flächenhafte Detektion die eintreffenden Photonen nach der Dauer ihrer Flugzeit durch das untersuchte Volumen. Lediglich die Selektionsmechanismen unterscheiden sich. Bei dem zeitaufgelösten Verfahren ist das Selektionskriterium die absolute Zeit im Sinne einer genauem Messung der Flugzeit der Photonen durch das untersuchte Volumen. Die Methode der flächenhaften Detektion verwendet für die Selektion nach der Flugzeitdauer die Kohärenzeigenschaft und die damit verbundene Kohärenzzeit. Der Hauptunterschied zwischen dem zeitaufgelösten Verfahren und die Methode der flächenhaft aufgelösten Detektion von ILM ist aber der, daß bei der ersten die Detektion koaxial mit dem Einstrahlpunkt verbleibt, wogegen bei der letzteren die Detektion stets außerhalb des Einstrahlpunktes erfolgt.

Hier wird allerdings ein gravierender Unterschied zwischen den beiden Methoden der zeitaufgelösten Verfahren und der flächenhaften Detektion außerhalb des Einstrahlpunktes offenbar. Bei dem zeitaufgelösten Verfahren wird aus der zeitlichen Ankunftsverteilung

lediglich der erste Teil der früh ankommenden Photonen bevorzugt ausgewählt. Diese zuerst am Detektor eintreffenden Photonen breiten sich auf ballistischen oder schwach gestreuten Pfaden durchs Gewebe aus und beinhalten dadurch die meiste bildgebende Information. Deswegen werden ausschließlich diese ballistischen Photonen für die Bildgebung verwendet. Der restliche, diffus gestreute und spät eintreffende Teil der Photonenankunftsverteilung wird dagegen verworfen.

Die Methode der flächenhaften Detektion verwirft dagegen grundsätzlich die ballistischen und schwach gestreuten Photonen durch die Verlegung des Detektors außerhalb des Einstrahlpunktes. Die Photonen, die die flächenhafte Detektion zur bildgebenden Auswertung hinzuzieht, können nur nach einer vielfachen Anzahl von Streuprozessen den Detektor erreichen und gehören somit *per definitionem* der Gruppe der diffus gestreuten Photonen an. Den bildgebend auswertbaren Informationsgehalt erhalten die vielfach gestreuten Photonen durch die Störung ihrer Wahrscheinlichkeits-Verteilungsfunktion um die theoretisch postulierten elliptischen Bahnen von Diskontinuitäten im Inneren des Streuvolumens [Cui 1991], [Seschek 1997]. Dieser Zusammenhang wurde bereits in einem vorherigen Kapitel erläutert (siehe Kapitel 3.2.2).

Bei der slow-scan-CCD-Kamera wird die Bahnlängenselektion –wie erwähnt– nicht direkt zeitaufgelöst sondern durch eine äquivalente Kohärenzselektion vorgenommen. Der Nachweis der Erhaltung der Kohärenzeigenschaft auch nach mehreren hundert Vorwärtsstreuprozessen, ist bis jetzt nur mit einem Auswertungsverfahren gelungen, das eigens für den Kameraaufbau konzipiert wurde. Wegen der ausschließlichen Verwertung der vielfach gestreuten Komponente des remittierten optischen Feldes sind die von der slow-scan-CCD-Kamera gelieferten OCT-Bilder wenig kontrastreich. Mit der Methode der flächenhaft aufgelösten OCT konnten aber in der Haut noch Tiefen von 2 mm tomographisch abgebildet werden [Brunner 1997]

6.2. Aufbau

Innerhalb eines Michelson-Aufbaus, der speziell für den eingeschränkten, konstruktiv bedingten dynamischen Meßbereich der slow-scan-CCD-Kamera modifiziert wurde, wird die Oberfläche des untersuchten Objektes von einer fokussierten, kurzkohärenten Lichtquelle beleuchtet [Brunner 1997], [Lazar 1996]. Das Oberflächengebiet bis zu einem radialen Abstand von ca. 2 mm um den Einstrahlpunkt wird auf dem CCD-Chip der Kamera vergrößert abgebildet. Die Abbildung des Einstrahlpunktes führt zu einer lokalen Übersteuerung der Kamera, so daß aus diesem Gebiet keine Information gewonnen werden kann. Spätere Aufbauvarianten blenden den Einstrahlpunkt entweder mit Hilfe eines Spiegels mit einem zentralen Loch oder durch Verwendung einer fasergeführten Beleuchtung aus.

Das Referenzlicht wird auf den Kamerachip senkrecht eingestrahlt und überlagert sich mit dem vom Objekt kommenden Streulicht. Die Beleuchtungsstärke des Referenzlichtes wird durch den Auskoppelfaktor so eingestellt, daß sie inkohärent betrachtet etwa der Helligkeit des Objektlichtes am Ort des Detektors entspricht. Dies ist eine direkte Voraussetzung der Maximierung des Modulationsgrades im Photonenzählverfahren [Brunner 1995]. Die gesamte Beleuchtungsstärke der Quelle wird so eingestellt, daß die Kamera am Rande der Brennpunktabbildung unter der inkohärent summierten Bestrahlung vom Objekt- und Referenzlicht gerade noch nicht übersteuert wird. Radial nach außen nimmt die Helligkeit des Objektes ab; die Helligkeit des Referenzarms bleibt dabei konstant.

6.3. Interferenzbilderzeugung

Eine einzige Aufnahme der slow-scan-CCD-Kamera repräsentiert nur die inkohärente Verteilung der Bestrahlungsstärke auf der Objektoberfläche. Durch die kohärente Überlagerung mit dem Referenzstrahl entsteht auf dem CCD-Chip der Kamera zwar ein Interferenzbild, seine Modulation geht aber in dem Specklerauschen des Objektlichtes unter. Erst die Aufnahme von zwei aufeinanderfolgenden Bildern, zwischen denen die Phase des Referenzstrahls um $\lambda/2$ verändert wurde, bringt durch Differenzbildung das eindeutige Interferenzbild zustande.

Die Prozedur kann für beliebig eingestellte Referenzarmlängen wiederholt werden. Durch eine Kalibration der Referenzarmlänge kann jedem so erhaltenen Interferenzbild eine wohl definierte Vorzugsbahnlänge der Photonen durchs Objekt zugeordnet werden.

6.4. Auswertung des Interferenzbildes

Die durch die Differenzbildung entstandenen Interferenzbilder beinhalten die räumlich aufgelöste Interferenzinformation aller radialen Abstände bis in eine Entfernung von 2 mm um den übersteuerten Einstrahlpunkt.

Bei einer Einstellung der Referenzarmlänge entsprechend der Entfernung aus dem Objektarm bis zur Objektoberfläche, werden nur die Photonen zur Interferenz gebracht, die an der Oberfläche des Objektes reflektiert worden sind. Die meisten Photonen von der Oberfläche werden in dem übersteuerten Bereich des Brennpunktes sich der Auswertung entziehen. Aufgrund der Streuung im optischen Weg und aufgrund des einfallenden Strahlprofils wird es aber auch außerhalb des übersteuerten Bereiches ein erhebliches kohärentes Oberflächensignal geben.

Bei einer Erhöhung der Referenzarmlänge bildet sich nach Verschwinden der Oberflächensignale auf dem kohärenten Differenzbild ein konzentrisches Kreismuster von Interferenzsignalen um den Einstrahlpunkt. Die Entstehung der konzentrischen Kreise wird durch die Ausbreitung der Photonen im Streuvolumen erklärt [Seschek 1997]. Die Korrelation mit der Referenzarmlänge führt dazu, daß nur remittierte Photonen mit dem Referenzstrahl interferieren, die im Gewebe optische Wege zurückgelegt haben, deren Länge –Brechzahl des Objektes berücksichtigt– innerhalb der Kohärenzlänge mit der Referenzarmlänge übereinstimmt. Die Methode ist also eher weglängen- und nicht unbedingt tiefenselektiv. Die Photonen können aber im Objekt in Folge vielfacher vorwärtsgerichteter Streuung unterschiedliche Tiefen bei gleichbleibender Weglänge zurücklegen. Die Photonen, die bei gleicher Weglänge tief ins Objektinnere eingedrungen sind, werden –wenn überhaupt– an der Oberfläche näher zum Einstrahlpunkt remittiert. Die Photonen, die nur wenig ins Objektinnere eingedrungen sind und sich fast parallel zur Oberfläche ausbreiten, werden –wenn überhaupt– an die Oberfläche in größeren radialen Abständen vom Einstrahlpunkt remittiert. Diejenigen Photonen, die nur knapp unterhalb der Oberfläche eindringen und innerhalb einer vorgegebenen Zeit in den größtmöglichen radialen Abstand vom Einstrahlpunkt remittiert werden, bilden einen sogenannten Photonenhorizont.

Wegen der radialen Symmetrie des Interferenzbildes wurde ein darauf angepaßter Auswertungsalgorithmus für die Verarbeitung der Kohärenzinformation entwickelt.

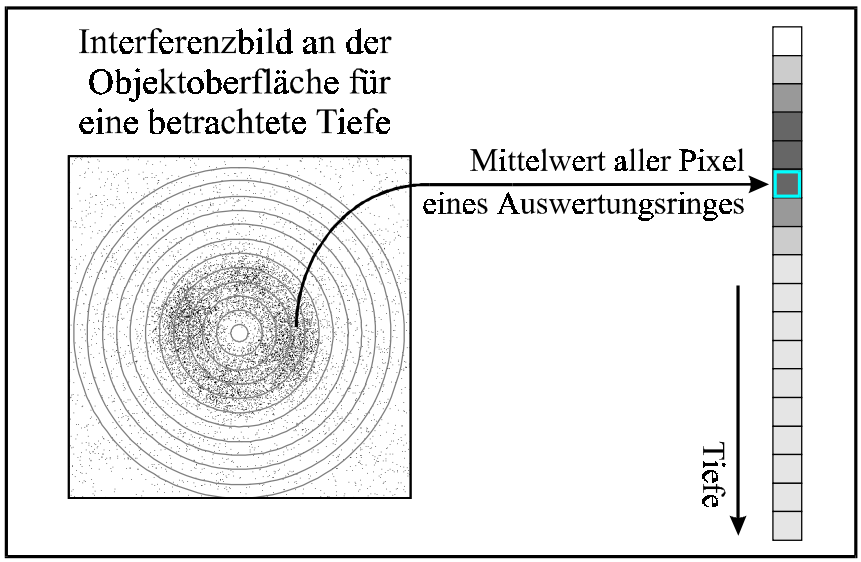

Abb. 6.1: Auswertungsverfahren des Interferenzbildes für eine betrachtete Tiefe. Bei einer gegebenen Referenzarmlänge werden auf der Oberfläche des Objektes durch die interferometrische Detektion nur diejenige Photonen sichtbar gemacht, die mit der Referenzstrahlung kohärent sind. Der inkohärente Hintergrund wird durch die Differenzbildung zwischen phasenverschobenen Bildern unterdrückt. Wegen der Zentralsymmetrie wird das Interferenzbild für die Auswertung in konzentrische Ringzonen unterteilt. Die Auswertung der Interferenzsignale kann für jede Ringzone separat erfolgen. Die Auswertung selbst findet durch die Bildung eines inkohärenten Mittelwertes der Interferenzsignale über alle Pixel eines Auswertungsrings statt und stellt die charakteristische Information bei einer gegebenen Tiefe und bei einem gegebenen Abstand vom Einstrahlpunkt dar.

Das durch Differenzbildung entstandene Interferenzbild wird in eine Reihe von konzentrischen Ringen um den Einstrahlpunkt unterteilt. Entlang dieser Ringe wird eine inkohärente Mittelwertbildung durchgeführt, wodurch die Phasen einzelner Pixelbeiträge durch eine Betragsbildung unterdrückt wird.

Der daraus entstandene Mittelwert ist eine charakteristische Größe für den jeweiligen Auswertungsring und für die jeweils eingestellte Referenzarmlänge. Das Verfahren ist schematisch in Abb. 6.1 präsentiert. Die inkohärente Mittelwertbildung kann nun für mehrere Auswertungsringe wiederholt werden und die daraus entstandenen Werte können in einer horizontalen Zeile gespeichert werden, der die gesamte Information für eine bestimmte Tiefe beinhaltet (siehe Abb. 6.2).

Die Prozedur kann für alle gewünschten Referenzarmlängen hintereinander durchgeführt werden. Als Ergebnis entsteht dann –für alle Tiefen und für alle Auswertungsringe– eine Kohärenzmatrix (siehe Abb. 6.2). Die Matrix stellt ein vollständiges Charakteristikum des Objektes für einen gesamten Tiefenscan dar.

In Abb. 6.2 ist neben einem schematisch dargestellten Verarbeitungsablauf auf der rechten Seite des Bildes auch eine Matrix dargestellt, die auf realen Meßdaten basiert. Die Matrix zeigt die verarbeiteten Meßdaten, die aus der Vermessung eines homogenen Streumodells von der Physikalisch Technischen Bundesanstalt in Berlin (PTB) [Sukowsky 1995] entstanden sind.

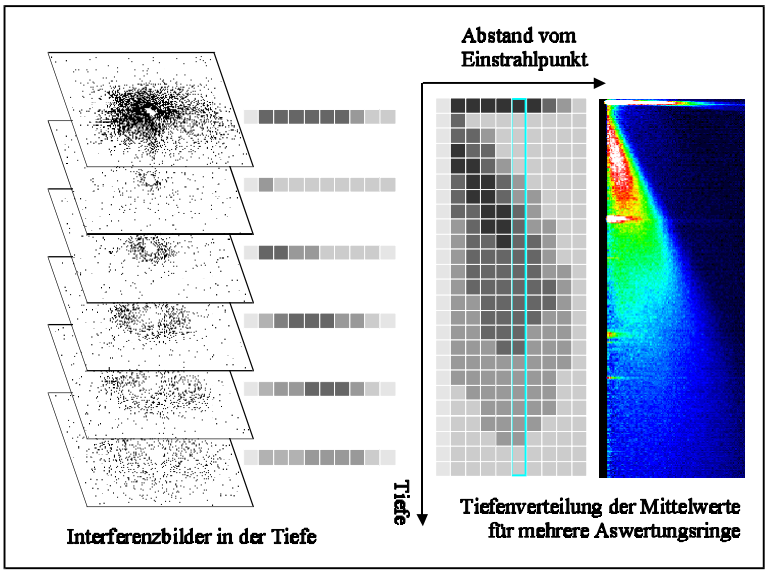

Abb. 6.2: Auswertungsverfahren der Interferenzbilder für mehrere Tiefen. Die Auswertung aller konzentrischen Ringe eines Tiefenbildes ergibt eine Meßwertzeile, deren Elemente die Interferenzinformation in Abhängigkeit von der Detektionsentfernung zum Einstrahlpunkt wiedergeben. Die tomographische Auswertung mehrerer Tiefen ergibt eine Meßwertetabelle, die die Interferenzsignale aller Tiefen und aller Abstände vom Einstrahlpunkt beinhaltet. Für die praktische Anwendung wird allerdings nur eine Spalte dieser Tabelle benötigt, die die Interferenzsignale aller Tiefen bei einem gegebenen Abstand vom Einstrahlpunkt repräsentiert. Die restliche Information wird verworfen, muß aber vom Kamerasystem trotzdem verarbeitet werden.

Das Bild stellt in der horizontalen Richtung die radiale Entfernung vom Einstrahlpunkt auf einer Ausdehnung von 0 mm (links) bis 2 mm (rechts) dar. Die einzelnen Punkte aus dieser Dimension gehören unterschiedlichen Ringe auf den links gezeigten Interferenzbilder einer gemeinsamen Weglängeneinstellung des Referenzarmes an.

Die vertikale Richtung stellt unterschiedliche Einstellungen der Referenzarmlänge, entsprechend einer Bahnlänge im Objekt von 0 mm (oben) bis zu 2 mm (unten) dar. Die waagerechte helle Linie im oberen Teil des Bildes repräsentiert die starken Oberflächenreflexe. Darunter breitet sich nach unten eine Signalkeule aus, die mit der Spitze nach oben zeigt und deren rechter Rand von dem bereits erwähnten Photonenhorizont begrenzt wird.

Die Information des dadurch entstandenen Bildes beinhaltet eine gewisse Redundanz, denn alle interferierende Photonen einer horizontalen Zeile in Abb. 6.2 zeichnen sich durch eine gemeinsame zurückgelegte optische Weglänge aus. Die Datenmenge, die bei der Berücksichtigung aller Bildpunkte aus Abb. 6.2 entstehen, ist viel zu groß, um eine schnelle und effektive Verarbeitung zuzulassen.

Um die Datenmenge zu beschränken, kann die Auswertung auf einen einzigen Ring reduziert und die Information der restlichen Oberfläche verworfen werden. Dieser Gedanke bildet die Grundlage zum Entwurf eines schnellen OCT-Systems mit Zeilendetektoren.

6.5. OCT-Bild versus Histologie

Der Kameraaufbau ließ sich anfangs wegen der langen Meßzeiten nicht direkt für Messungen *in vivo* anwenden. Neben zahlreiche Untersuchungen an Streumodellen [Brunner 1997] wurden Messungen an fixierten Humanhautpräparaten vorgenommen. Diese ließen eine Beurteilung der Qualität der OCT-Aufnahmen durch einen direkten Vergleich mit histologischen Präparationen der exakt gleichen Stelle zu.

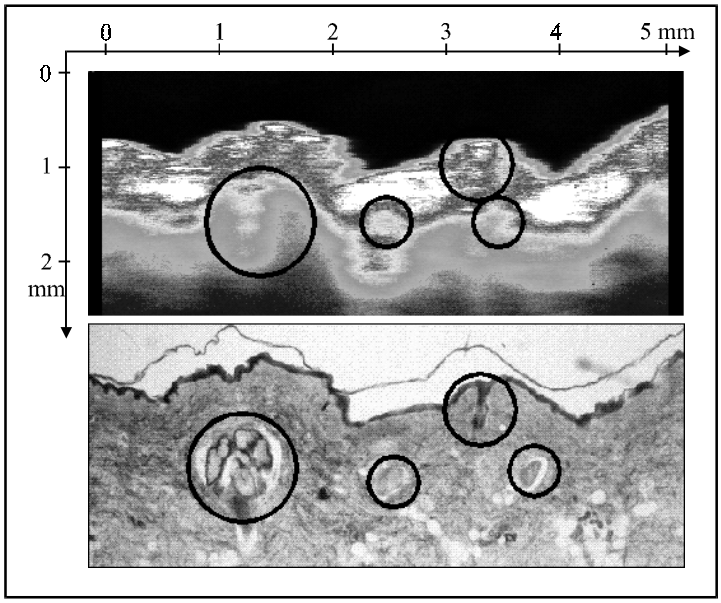

Abb. 6.3: OCT-Vergleich mit der Histologie. Oben im Bild ist die OCT-Aufnahme eines Fuß-Humanhautpräparats dargestellt und unten –zum Vergleich– der entsprechende histologische Schnitt. Das Bild hat eine Tiefe von 2,5 mm und eine Breite von 5 mm. Die schwarzen Kreise markieren Strukturen, die sowohl in der Histologie als auch in der OCT-Aufnahme zu erkennen sind.

In Abb. 6.3 wird oben das OCT-Bild eines Fuß-Humanhautpräparats dargestellt. Zum direkten Vergleich wird darunter die histologische Aufnahme der gleichen Stelle gezeigt. Das Bild hat eine Tiefe von 2,5 mm und eine Breite von 5 mm.

Wichtige Details sind zur Verdeutlichung mit Kreisen sowohl auf dem OCT-Bild als auch auf der entsprechenden Stelle der Histologie markiert. Der größere Kreis links im Bild markiert den Anschnitt einer Talgdrüse. Zwei weitere kleinere Kreise in der Bildmitte markieren weitere, nicht näher identifizierte Strukturen, die an der gleichen Stelle sowohl im OCT-Bild als auch in der Histologie zu erkennen sind. In der oberen rechten Hälfte markiert der mittelgroße Kreis eine Stelle, wo die Epidermis kegelförmig nach innen in die Dermis hinein wächst. Die Epidermis hat stärkere Streueigenschaften als die Dermis und verursacht ein entsprechend stärkeres OCT-Signal.

Der Vergleich der Bilder Abb. 6.3 läßt die Möglichkeiten und gleichzeitig auch die Einschränkungen der flächenhaft aufgelösten OCT mit einer slow-scan-CCD-Kamera erkennen.

Der Vorteil ist die hohe Nachweistiefe, die mit beinahe 2 mm eine Verdoppelung der bisher mit Standardmethoden erreichten Tiefen darstellt. Auch wirkt sich die gründliche Reduktion des Speckleraus chens, die durch die inkohärent durchgeführte Mittelung über mehrere

hundert Pixel der Kamera erreicht wurde, positiv auf die subjektive Betrachtung der OCT-Aufnahmen aus.

Der größte Nachteil ist die lange Meßzeit, die ursprünglich mehrere Stunden für ein Bild dieser Größe betragen hat. Durch eine Einschränkung des Meßbereiches und Anwendung aller Beschleunigungsmöglichkeiten der Apparatur ist die Meßzeit mit einem deutlichen Qualitätsverlust auf Minuten reduziert worden. Dadurch sind auch *in vivo* Aufnahmen möglich geworden. Die geschwindigkeitsbegrenzenden Faktoren liegen einerseits in der langen Verarbeitungszeit der Bilddaten der Kamera, andererseits in der angewendeten Photonenzählmethode, die durch ein zeitaufwendiges integratives Verfahren die einzelnen differentiellen Meßwerte liefert.

6.5.1. Deutung des OCT-Bildes

Neben der quantitativen Aussage bezüglich der Lokalisation einer Struktur präsentiert das gezeigte Bild einen weiteren, ebenso wichtigen Aspekt bezüglich dessen qualitativen Eigenschaften. Die OCT-Aufnahmen eines Standard-OCT-Systems sind für einen radiologisch oder sonographisch kundigen Betrachter sehr leicht zu deuten. Das Radarprinzip, auf dem sowohl die Sonographie als auch die Standard-OCT beruht, ist für beide Methoden gleichermaßen anwendbar. Befindet sich innerhalb der einfallenden Strahlungskeule ein Hindernis in der Form eines Impedanzsprunges im Gewebe, so wird es ein Echosignal verursachen. Das Echosignal wird zeitverzögert vom Detektor empfangen und entweder ein Echodiagramm (A-Scan) oder durch die Auswertung seiner Amplitude und zweidimensionale Phase (B-Scan) eine Bildinformation liefern.

In dieser echographischen Ansicht sind sich die Sonographie und die Standardmethode der OCT ähnlich. Beide Systeme werden homogene Gebiete im Gewebe dunkel und informationslos tomographisch darstellen. Gleichermaßen werden inhomogene Gebiete, die aber einen höheren Absorptionsanteil aufweisen, auch dunkel und informationslos dargestellt. In beiden Fällen wird die Bedeutung des Informationszustandes „dunkel“ die physikalische Tatsache wiedergeben, daß aus dem gerade betrachteten Gebiet keine Echosignale nachgewiesen werden können. Im Falle der sonographischen Diagnostik verläßt sich der Betrachter auf die ihm vertrauten „Schallphänomene“ und deutet die Konsistenz eines dunklen Areals im Sonogramm durch die Interpretation des Bereiches hinter der Verdunkelung. Werden hinter einem dunkel dargestellten Bereich andere Strukturen sichtbar, oder hat man es sogar mit einer „Schallverstärkung“ in dem Bereich zu tun, kann es sich bei dem dunklen Schatten nur um ein homogenes, schwach absorbierendes Gebiet handeln. Wirft der dunkle Bildausschnitt einen ausgeprägten Schatten in der Tiefe, so handelt es sich um ein Gebiet, über dessen Konsistenz gesagt werden kann, daß es entweder stark absorbiert, oder daß es die Schallwelle aufgrund einer starken Impedanz-Fehlanpassung überhaupt nicht durchläßt. Durch aufmerksame Betrachtung der seitlichen Randzonen des signalarmen Gebietes lassen sich feinere Rückschlüsse über dessen Konsistenz ziehen.

Diese und weitere ähnliche Erfahrungswerte stellen die subjektive Deutbarkeit der sonographischen Bildgebung auf eine objektive Basis. Die Menge dieser etablierten Erfahrungswerte kann fast ohne gravierende Änderungen an die Standardmethode der OCT Anwendung finden.

Wenn man davon ausgeht, daß bei der Standard-OCT die Modulationsübertragungsfunktion der Signalauswertung eine Bandpaßcharakteristik hat [Hellmuth 1996], [Pan 1995], [Schmitt 1997], dann wird die Qualität der gelieferten Bilder deutlich. Das System filtert den

breiten Ortsfrequenzraum des Objektes entsprechend seiner Bandpaßfunktion, dämpft dabei die Ortsfrequenzanteile, die sich oberhalb und unterhalb der Filterkante befinden und bevorzugt diejenigen, die sich innerhalb seines Durchlaßbereiches befinden. Dies führt zum Beispiel dazu, daß die sehr niedrige Ortsfrequenz eines homogenen Bereiches bis auf die oberwellenreichen Kanten des Gebietes vollständig unterdrückt wird. Ebenfalls wird die hohe Ortsfrequenz einer sehr feinkörnigen Struktur unterdrückt, weil sie sich jenseits der oberen Kante des Frequenzganges des abbildenden Systems befindet.

Durch eine entsprechende Rücktransformation in den Zeitraum kann man die Faktoren, die die Bandbreite eines Standard-OCT-System beeinflussen, identifizieren: zu niedrigeren Ortsfrequenzen hin ist es die Demodulationszeitkonstante und zu höheren Ortsfrequenzen hin die zeitliche Kohärenzlänge der Quelle.

Bezüglich der Bildinterpretation ist die flächenhaft aufgelöste OCT mit Detektion außerhalb des Einstrahlpunktes mit der echographischen Methode nicht direkt vergleichbar. Der Frequenzgang der flächenhaft aufgelösten OCT hat die Gestalt eines Tiefpaßes im Ortsfrequenzraum. Im Gegensatz dazu entspricht der Frequenzgang der echographischen Methode einem Bandpaß. Auf diese Weise wird die flächenhaft aufgelöste OCT höhere Ortsfrequenzen unterdrücken und die tieferen bevorzugt darstellen. Dagegen bildet die Standard-OCT nur die Ortsfrequenzen innerhalb ihres Durchlaßbereiches ab.

Die unterschiedlichen Mechanismen der Signaldemodulation der zwei OCT-Methoden führen dazu, daß die von ihnen erzeugten tomographischen Aufnahmen verschiedene Aspekte der breitbandigen optischen Information des untersuchten Objektes darstellen. Die Standardmethode der OCT ist insofern im Vorteil, als ihre Abbildungseigenschaft der des allgemein bekannten sonographischen Verfahrens ähnlicher ist und die damit erhaltenen Bilder somit leichter zu deuten sind.

6.6. Abstand zum Einstrahlpunkt

Wie bereits erwähnt, kann man die Redundanz der Information, die von der slow-scan-CCD-Kamera geliefert wird, reduzieren, indem man im Interferenzbild die Auswertung auf einem konzentrischen Ring um den Einstrahlpunkt beschränkt (siehe Kapitel 6.4).

Es stellt sich dann die Frage nach der optimalen radialen Entfernung des gewählten Auswertungsringes vom Einstrahlpunkt. Die Extremwerte des Ringradius werden von physikalischen Faktoren eingegrenzt. Nach innen –zum Einstrahlpunkt hin– wird der sinnvolle Auswertungsringradius dadurch begrenzt, daß der dynamische Bereich der Kamera sehr eng ist und sie von den starken Oberflächenreflexen übersteuert wird. Dies betrifft einen Radius von etwa 50 bis 100 µm um den Einstrahlpunkt. Nach außen wird der maximale Radius von der Abbildungsvergrößerung und Abmessung des CCD-Chips auf etwa 2 mm begrenzt. Zwischen den beiden Extremwerten existiert ein Bereich, innerhalb dessen die Apparatur je nach Aufgabe optimale Ergebnisse liefert.

Um die Suche nach einem optimalen Radius zu demonstrieren, wurde die bereits gezeigte OCT-Aufnahme eines Fuß-Humanhautpräparats mit unterschiedlichen Ringradien ausgewertet.

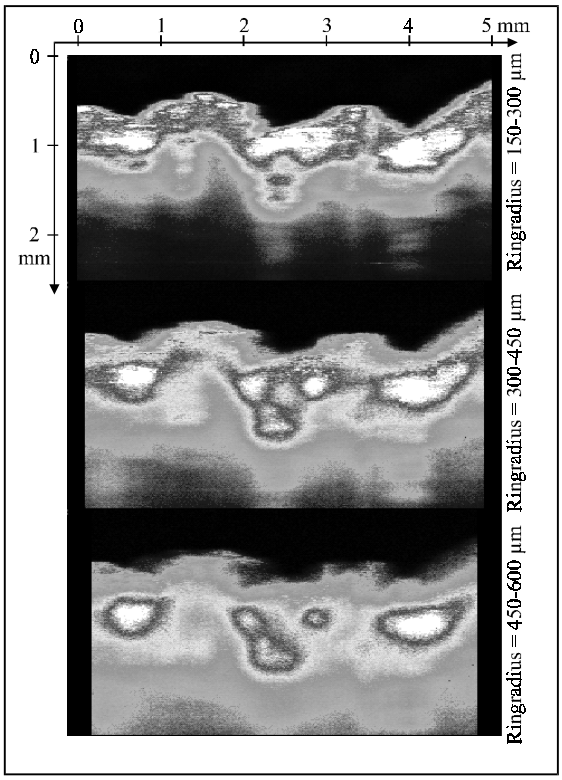

Abb. 6.4: Der Einfluß des Detektionsabstandes von dem Einstrahlpunkt auf die Bildqualität. Die OCT-Aufnahme eines Humanhautpräparats wurde mit drei unterschiedlichen Ringradien in verschiedenen Abständen vom Einstrahlpunkt ausgewertet. Man erkennt, daß die tomographische Abbildung oberflächlicherer Gebiete am besten durch Auswertung der kleinen Ringradien gelingt (oberes Bild). Die Verwendung von größeren Ringradien bringt weniger Auflösung, dafür aber mehr Signal aus tieferen Schichten (unteres Bild). Das Bild in der Mitte stellt einen Kompromiß zwischen Auflösung und Tiefensignal dar.

In Abb. 6.4 ist von oben nach unten betrachtet dreimal die gleiche Aufnahme mit unterschiedlichen Auswertungsradien gezeigt. Ganz oben ist ein Auswertungsring mit einem Innen- bzw. Außenradius von 150 bzw. 300 µm verwendet worden, in der Mitte sind die Radien 300 bzw. 450 µm und unten entsprechend 450 bzw. 600 µm.

Die Bildanalyse zeigt deutlich das gegenläufige Verhalten von Auflösung und Tiefensignal. Von oben nach unten, für eine immer größere Entfernung des Auswertungsringes von der Bildmitte nimmt das Signal aus der Tiefe zu, während die Auflösung der dargestellten Strukturen mit der zunehmenden Entfernung des Auswertungsrings von der Bildmitte abnimmt. Offensichtlich stellt ein Ringradius zwischen 300 und 450 µm den besten Kompromiß bezüglich Auflösung, Tiefensignal und Ausnutzung des eingeschränkten dynamischen Bereiches der Kamera dar [Lazar 1998].

In Anlehnung an die sehr spezifischen Detektions- und Auswertungsverfahren des slow-scan-CCD-Kamerasystems sollte ein hinsichtlich der Aufnahmegeschwindigkeit verbesserter OCT-Meßaufbau realisiert werden. Der schnellere Meßaufbau sollte auch auf dem Grundprinzip der flächenhaft aufgelösten OCT mit Detektion außerhalb des Einstrahlpunktes beruhen. Aus diesem Grund sollten die Angaben, die bezüglich des optimalen Detektionsabstandes für den Kamerasystem gelten, auch für den schnelleren Aufbau Gültigkeit haben.

7. Erhöhung der Meßgeschwindigkeit

Das Meßprinzip der Interferenzdetektion durch statische Bestimmung der Helligkeitsverteilung auf einem flächenhaft auflösenden Detektor um den Einstrahlpunkt wurde eigens für eine slow-scan-CCD-Kamera entwickelt. Das Verfahren ist aber sehr zeitintensiv und führt für die Auswertung eines 5 mm breiten und 2 mm tiefen OCT-Bildes zu Meßzeiten im Stundenbereich.

Die lange Meßdauer der slow-scan-CCD-Kamera wurde auf die Verarbeitungszeit der gesamten CCD-Fläche zurückgeführt, nicht also auf prinzipielle Eigenarten des verwendeten Schritt-für-Schritt Auswertungsverfahrens. Die Notwendigkeit einer Erhöhung der Meßgeschwindigkeit stellt eine Voraussetzung für die Umsetzung des Meßprinzips bei OCT-Untersuchungen dermaler Strukturen *in vivo* dar. Die Beschleunigung des Meßverfahrens sollte eine unmittelbare Anwendung in klinischen und vorklinischen Studien bezüglich der OCT-Abbildung dermaler Strukturen ermöglichen. Es lag nahe zur Erhöhung der Meßgeschwindigkeit die Kamera durch einfachere und schnellere Zeilendetektoren zu ersetzen.

Durch den Verzicht auf große Teile der redundanten Information der slow-scan-CCD-Kamera, durch Parallelisierung und durch eine optische und elektronische Vorverarbeitung der Detektorsignale sollte der Rechen- und Datentransportaufwand für die Bilderzeugung merklich verringert werden.

Gleichzeitig mit der Beschleunigung des Detektionssystems sollte auch der optische Aufbau optimiert werden, um schnellere Messungen zu ermöglichen. Angesichts eines eventuellen portablen Einsatzes sollte der optische Aufbau möglichst kompakt und robust konzipiert werden.

7.1. Anforderungen zur Konstruktion eines schnellen OCT-Aufbaus

Die Grundvoraussetzungen eines neuen, schnellen OCT-Aufbaus betreffen in erster Linie die zeitlichen und geometrischen Eigenschaften des Detektorkopfes.

Die räumliche Dimension ausgedrückt in Pixelanzahl, -verteilung und -größe soll einer Reduktion der CCD-Matrix der Kamera auf eine einzige Zeile entsprechen. Dabei sollen hundert bis fünfhundert Pixel auf einem bis zu 10 mm Kantenlänge großen Areal verteilt sein. Die Pixelgröße soll dabei zwischen 10 und maximal 100 µm Durchmesser betragen und der Pixelabstand soll klein im Vergleich zum Pixeldurchmesser sein. Die optimale räumliche Verteilung der Pixel (linien- oder kreisförmig angeordnet) sollte aus weiteren Voruntersuchungen mit dem slow-scan-CCD-Kamera-Aufbau genauer festgelegt werden.

Die maximal zulässige Meßzeit des Auswertungssystems sollte eine Sekunde pro Tiefenscan nicht wesentlich überschreiten. Dabei sollte ein Tiefenscan (A-Scan) aus mindestens 100 Messungen bestehen. Die Einzelmessungen sollten äquidistant auf einer Tiefe von bis zu 2 mm in Gewebe verteilt sein. Die dadurch entstehende Notwendigkeit, den Referenzarm mit einer Geschwindigkeit von 2 mm/s in Schritt-für-Schritt Modus bewegen zu müssen überschreitet die maximal erreichbare Verfahrgeschwindigkeit kommerziell erhältlicher Linearpositionierer mit Schrittmotoren. Daher wurde die Erstellung eines Alternativkonzeptes bezüglich einer schnellen und erschütterungsfreien Weglängenveränderung in Erwägung gezogen.

Mit dem schnelleren Detektor sollten zunächst ausführliche Testmessungen an PTB-Homogen- und Dreischichtstreumodellen [Sukowsky 1995] durchgeführt werden. Die Eignung des schnelleren Detektors für die Ziele der flächenhaft aufgelösten Methode der OCT sollte durch direkte Vergleiche mit den Ergebnissen der slow-scan-CCD-Kamera beurteilt werden.

Aus dieser Hinsicht ist das primär gesetzte Ziel des neuen Meßkopfes nicht die Auflösung von Strukturen, die in einen Streukörper eingebettet sind, sondern vielmehr der kohärente Nachweis des vielfach unter kleinen Winkeln vorwärts gestreuten Lichtes aus den PTB-Modellen.

7.2. Prinzip der komplementären Detektion

Bei dem Versuch, einen schnelleren OCT-Aufbau zu realisieren, sollten nicht nur die Photodetektoren beschleunigt werden, sondern der gesamte Aufbau hinsichtlich einer möglichen Geschwindigkeitserhöhung der Signalerfassung untersucht und gegebenenfalls optimiert werden.

Durch eine Analyse des gesamten Meßverfahrens der slow-scan-CCD-Kamera ergibt sich, daß die Meßzeit nicht zuletzt von der Notwendigkeit erhöht wird, für eine einzige Tiefenmessung gleich zwei um $\lambda/2$ phasenverschobene Interferenzbilder aufnehmen zu müssen. Bei einer genauen Betrachtung des interferometrischen Meßprinzips fällt aber auf, daß die zueinander phasenverschobenen Bilder immer zur gleichen Zeit vorhanden sind. Dies ist eine direkte Folge der Symmetrie des auf dem Rückweg als „Lichtmischer“ verwendeten Strahlteilers. Im Falle des Michelson-Interferometers (siehe Abb. 4.1) wird das eigentliche Interferenzbild im I_{mix}–Strahl erzeugt, wogegen sein Komplement in die Einfallsrichtung zurück zur Lichtquelle projiziert wird.

Dies geschieht dadurch, daß die Strahlen bei jedem Durchgang durch den Strahlteiler in zwei Komponenten geteilt werden: eine in der Transmissions- und die andere in die Reflexionsrichtung der Teilerschicht. Dabei findet bei der Reflexion auf der dielektrischen Teilerschicht ein Phasensprung um genau π entsprechend einer halben Wellenlänge $\lambda/2$ statt, während der transmittierte Strahl keinen Phasensprung erleidet.

Die Komplementarität der zwei Ausgänge eines Strahlteilers kann ausgenützt werden, um einen Detektorkopf zu bauen, der in einer einzigen Integrationszeit zwei komplementäre Interferenzbilder mit zwei getrennten Detektoren aufnehmen kann.

7.2.1. Ausführung der komplementären Detektion

Zu diesem Zweck wurde das ursprüngliche Michelson-Interferometer zu einem Mach-Zender-Interferometer umgebaut [Lazar 1998]. Die Umbaumaßnahme dient dazu, beide Ausgänge des als „Lichtmischer“ eingesetzten Strahlteilers für die Detektion frei zugänglich zu bekommen.

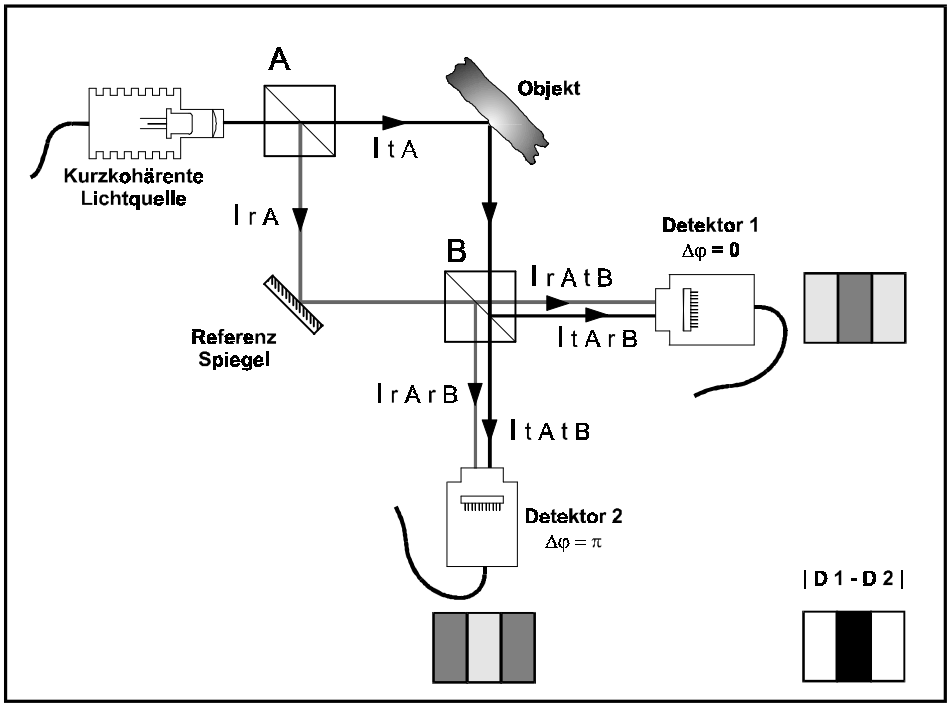

Abb. 7.1: Komplementäre Detektion mit Mach-Zender-Interferometer. Die Komplementarität der beiden Ausgänge eines Strahlteilers führt zur Entstehung von zwei um 180° phasenverschobenen Interferenzbildern. Durch Bildung einer Betragsdifferenz der lateral aufgelösten Signale der komplementär positionierten Detektoren wird der inkohärente Hintergrund unterdrückt und der kohärente Bildanteil hervorgehoben.

Das Prinzip des für die komplementäre Detektion angepaßten Mach-Zender-Interferometers ist in Abb. 7.1 skizziert. Der einfallende Strahl wird im Strahlteiler *A* in einen transmittierten Strahl I_{tA} und einen reflektierten Strahl I_{rA} geteilt.

Der Strahl I_{rA} übernimmt die Rolle des Referenzstrahls und wird von einem Referenzspiegel durch den zweiten Strahlteiler zu den zwei komplementären Detektoren geleitet. Dabei geht der Strahl I_{rAtB} zum *Detektor 1* in Transmissionsrichtung und I_{rArB} zum *Detektor 2* in Reflexionsrichtung. Die kleinen Buchstaben in den Indizes stehen dabei für die Richtung: *r* = Reflexion und *t* = Transmission. Die großen Buchstaben tragen die Bedeutung des jeweiligen Strahlteilers *A* oder *B*.

Der Objektstrahl I_{tA} verläuft spiegelsymmetrisch zum Referenzstrahl. Er wird vom Strahlteiler *A* in Transmissionsrichtung zum Objekt geleitet. Nach Streuung im Objekt und Teilreflexion an seiner Oberfläche gelangt er an den Strahlteiler *B*. Am Strahlteiler *B* wird der Objektstrahl, weil er durch eine andere, komplementäre Eintrittsfläche die Teilerschicht erreicht, genau umgekehrt wie der Referenzstrahl behandelt. Zum *Detektor 1* wird nun in Reflexionsrichtung der Strahl I_{tArB} umgelenkt und zum *Detektor 2* der Strahl I_{tAtB} transmittiert.

Am *Detektor 1* überlagern sich also die Strahlen $I_{rA\mathbf{tB}}$ und $I_{tA\mathbf{rB}}$ und entsprechend am *Detektor 2* $I_{rA\mathbf{rB}}$ und $I_{tA\mathbf{tB}}$. Wesentlich ist die Teilungsrichtung am Strahlteiler *B*. Deswegen wurden die Indizes fett geschrieben. Man sieht nun, daß die Verhältnisse der Strahlen an den zwei Detektoren komplementär sind. Dies führt dazu, daß ein beliebiges Interferenzmuster am *Detektor 1* sein komplementäres Bild am *Detektor 2* findet. In Abb. 7.1 ist als Beispiel ein „hell-dunkel-hell“ Interferenz-Streifenmuster und am *Detektor 2* sein komplementäres „dunkel-hell-dunkel“ Muster eingezeichnet.

Im Prinzip ist der Informationsgehalt der komplementären Interferenzmuster gleich. Ihre Komplementarität erlaubt aber durch eine anschließende differentielle Behandlung der elektrischen Signale der Detektoren die Unterdrückung eines eventuell vorhandenen inkohärenten Hintergrunds.

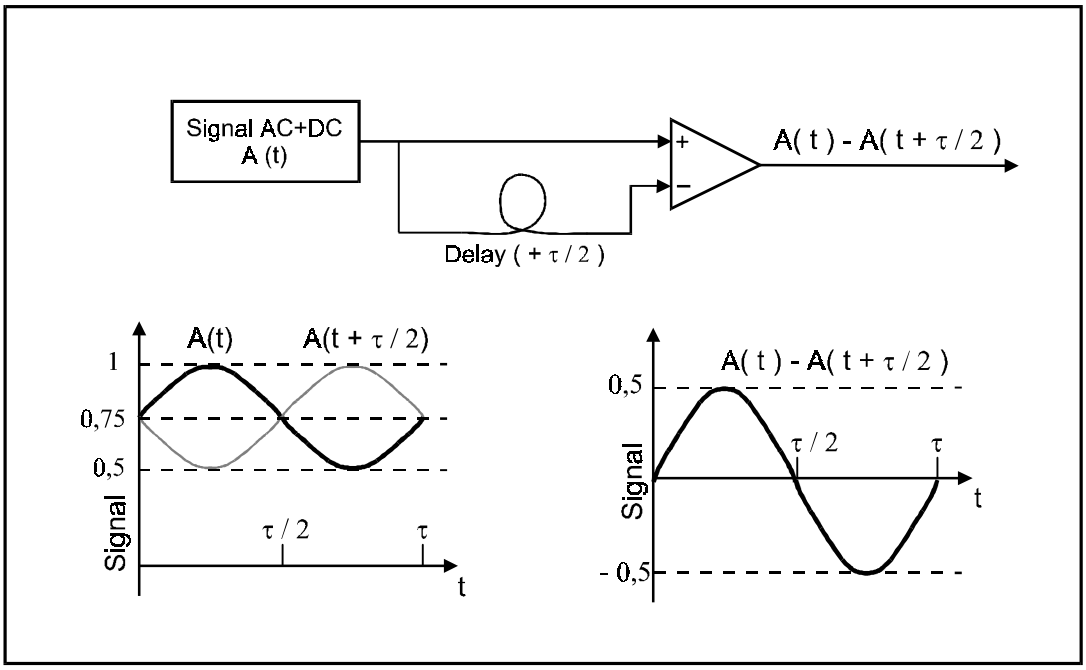

Abb. 7.2: Prinzip der differentiellen Auswertung der komplementären Detektoren. Das Verfahren dient zur Selektion eines schwachen, kohärenten Signals aus einem starken, inkohärenten Hintergrund. Oben im Bild ist zur Verdeutlichung die Realisierung des Konzepts mit einer Verzögerungslinie schematisch dargestellt. Der Verstärker bildet die Differenz *A(t) - A(t + τ/2)* zwischen dem ursprünglichen Signal und seiner um 180° phasenverschobenen Komponente (Diagramm unten links) Durch Differenzbildung wird der Gleichspannungspegel (inkohärenter Hintergrund) unterdrückt und das kohärente Signal hervorgehoben. In der Analogie mit der optischen Aufbau entspricht das Signal *A(t)* dem Ausgangssignal vom *Detektor 1* aus Abb. 7.1 und A(t + τ/2) dem Ausgangssignal vom *Detektor 2*.

Das Prinzip der differentiellen Auswertung der komplementären Detektoren ist schematisch in Abb. 7.2 dargestellt. Die Signalquelle liefert eine Überlagerung von Wechsel- und Gleichspannung *A(t) = AC(t) + DC*. Im linken Zeitdiagramm stellt die schwarze Kurve eine sinusoidale Schwingung zwischen 0,5 und 1 V um den DC-Offset von 0,75 V dar. Die grau eingezeichnete Kurve ist das gleiche Signal *A(t)* aber nach dem Durchlauf einer Verzögerungslinie, die das Signal um seine halbe Periode $\tau / 2$ verzögert. Dies entspricht einer Phasenverschiebung von π oder einer halben Wellenlänge $\lambda / 2$. Ein elektronisches Ersatzschaltbild ist oben durch die *Delay (+ τ / 2)* -Linie angedeutet. Die Signale *A(t)* und *A(t + τ/2)* aus dem Beispiel in Abb. 7.2 entsprechen den Ausgangssignalen der Detektoren *1* und *2* aus Abb. 7.1.

Durch eine Differenzbildung wird nun die „kohärente“ Wechselspannung bevorzugt behandelt und die Gleichspannung vollständig unterdrückt:

$$A(t) - A(t + \frac{\tau}{2}) = AC(t) + DC - AC(t + \frac{\tau}{2}) - DC \,. \qquad \text{Gl. 7.1}$$

Mit $AC(t) = -AC(t + \tau)$ folgt nun:

$$A(t) - A(t + \frac{\tau}{2}) = 2 \cdot AC(t) . \qquad \text{Gl. 7.2}$$

Das Ergebnis ist im rechten Zeitdiagramm Abb. 7.2 dargestellt und zeigt die verdoppelte Wechselspannungsamplitude und das Fehlen der Gleichspannungskomponente.

Die optische Implementierung dieses Verfahrens macht -wie anfangs erwähnt- die Notwendigkeit einer zweiten, zusätzlichen Integrationszeit überflüssig: beide Bilder können nun simultan von zwei unabhängigen Detektoren aufgenommen werden. Darüber hinaus hat die komplementäre Detektionsmethode den Vorteil, Gleichtaktstörungen und größtenteils das Systemrauschen zu minimieren.

In einer Variante mit nicht ortsauflösenden Detektoren wird die Methode in der Literatur hauptsächlich zur Unterdrückung des systembedingten Rauschens beschrieben [Abbas 1985], [Izatt 1995]. Die vollständige Detektoreinheit, bestehend aus Strahlführung, Strahlteiler und komplementär angebrachten Detektoren, übernimmt hier die Rolle eines „optischen Mischers“.

7.3. Symmetrie und Polarisationsneutralität des optischen Mischers

Die Grundvoraussetzung, die für eine sinnvolle Funktion eines „optischen Mischers“ unbedingt erfüllt werden muß, ist die Einhaltung einer strengen Symmetrie sowohl im optischen als auch im elektronischen Teil des Aufbaus. Jede Asymmetrie der Detektoreinheit bewirkt eine Signalverfälschung und die Entstehung von Artefakten. Die Gleichspannungskomponente wird mit dem Asymmetriegrad mehr oder weniger durchgelassen. Im Falle grober Asymmetrien wird die gesamte Kennlinie des „optischen Mischers“ stark nichtlinear und verursacht gravierende Signalverzerrungen.

Bei einem optischen Meßkopf mit komplementären und ortsaufgelösten Detektoren ist die wichtigste Voraussetzung für die Einhaltung der Symmetrie die Ähnlichkeit der Detektoren untereinander und deren relative Position an den komplementären Flächen des Strahlteilers. Die Detektoren können durch eine Vorselektion hinsichtlich einer möglichst gleichen Kennlinie aus einer größeren Charge sortiert werden. Anschließend müssen die Detektoren in genau komplementären Positionen auf die Flächen eines optischen Strahlteilerwürfels befestigt werden. Für die Einhaltung der gewünschten Präzision muß die Befestigung der Detektoren unter mikroskopischer Kontrolle erfolgen. Im nachhinein kann die Symmetrie durch eine Analyse der differentiellen elektronischen Antwort auf einem einheitlichen Lichtsignal überprüft werden.

Die Hauptschwierigkeit in der Herstellung einer strengen Symmetrie des Aufbaus besteht darin, daß herkömmliche Strahlteiler nicht ganz polarisationsunabhängig sind. Herkömmliche Strahlteiler, auch solche, die als polarisationsneutral angeboten werden, haben eine vom Hersteller breitbandig angegebene Polarisationsunabhängigkeit von nicht besser als 5%. Die einzige Möglichkeit eine polarisationsunabhängige Strahlteilung zu erreichen ist, durch Verzicht auf die rechtwinklige Geometrie einen speziellen Strahlteilerwürfel mit kleinen Winkeln der Teilerschicht zur einfallenden Strahlrichtung eigens entwickeln und herstellen zu lassen. Nach zahlreichen Anfragen bei verschiedenen Hersteller hat sich aber herausgestellt,

daß die Schwierigkeit nicht nur in der Herstellung eines derartigen Strahlteilers liegen würden, sondern daß die von uns geforderte Präzision unter 1% auch ein erhebliches meßtechnisches Problem wäre. Darüber hinaus war der Herstellungspreis eines solchen Unikats sehr hoch und es gab natürlich keine Erfolgsgarantie.

Um die Ungleichbehandlung der Polarisation zumindest teilweise zu verhindern, wurde ein herkömmlicher Strahlteiler ausgewählt, der in dem interessanten Spektralbereich um 830 nm eine vom Hersteller angegebene Toleranz von weniger als 5% hat. Darüber hinaus wurde davon Gebrauch gemacht, daß die verwendete Laserquelle nur teilpolarisiert ist. Durch eine entsprechende Orientierung der Vorzugsrichtung der einfallenden Polarisation zur Teilerschicht ist es schließlich gelungen, die statische Asymmetrie einigermaßen zu korrigieren. Dies gilt natürlich nicht für das vielfach gestreute und dadurch vollständig depolarisierte Licht aus dem Gewebe. Das remittierte Licht wird nach wie vor in Abhängigkeit von seiner statistischen Polarisationsrichtung vom Strahlteiler nicht einheitlich behandelt. Diese Störung der Symmetrie des als Lichtmischer eingesetzten Strahlteilers verringert den Modulationskontrast und führt zur Entstehung von Artefakten.

8. Photodetektoren und heterodyne Detektion

Photodetektoren werden eingesetzt, um mit Hilfe des photoelektrischen Effektes die Energie einfallender Photonen in meßbare elektrische Signale umzuwandeln. Unabhängig von der Form der Photodetektoren, ob Halbleiter oder Vakuumröhren, besteht der Mechanismus des Photoeffektes darin, daß einfallende Photonen durch ihre optischen Felder freie Ladungsträger und damit elektrische Ströme erzeugen.

Bei Halbleitern wird durch Absorption eines Energiequants hν ein Elektron aus dem Valenzband ins Leitungsband befördert. Bei einer Vakuumröhre wird ein Elektron aus der Oberfläche der Kathode herausgerissen. Die Energiedifferenz der Anfangs- und Endzustände der Elektronen entspricht der des absorbierten Lichtquants hν. Unter dem Einfluß der am Detektionsort herrschenden elektrischen Feldstärke wandert das freigesetzte Elektron zur positiven Elektrode und erzeugt somit zum Ausgleich einen Strompuls im externen elektrischen Kreis des Detektors. Die daraus global resultierende Stromänderung ist proportional zur Anregungsrate der Elektronen.

Die Übergangsrate der Elektronen ist proportional zum Betragsquadraten der komplexen Feldstärke der einfallenden Photonen. Daraus resultiert ein wichtiger Zusammenhang der Photodetektion: der photoelektrische Strom des Wandlers ist proportional zum Betragsquadraten der komplexen Feldstärke der einfallenden Photonen [Ebeling 1989]:

$$i(t) \propto \left| E(t) \right|^2 . \qquad \text{Gl. 8.1}$$

Dieser quadratische Zusammenhang zwischen Strom und Feldstärke der einfallenden Strahlung gilt für alle Photodetektoren, ob Halbleiter oder Vakuumröhren. Die Tatsache, daß der Zusammenhang quadratisch ist, führt dazu, daß sich die Feldstärken mehrerer einfallender Strahlen nichtlinear überlagern.

Für zwei einfallende Lichtwellen mit unterschiedlichen Frequenzen Ω_1 , Ω_2 und Phasen Φ_1 , Φ_2 die sich am Ort des photoelektrischen Detektors überlagern, gilt für die resultierende Gesamtfeldstärke mit $\Delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_2$,:

$$E(t) = E_1 \, e^{i\Phi_1} + E_2 \, e^{i(\Delta\Omega t + \Phi_2)} . \qquad \text{Gl. 8.2}$$

Die Signalantwort des Photodetektors ist proportional mit dem Betragsquadrat der komplexen Feldstärke:

$$i(t) \propto \left| E(t) \right|^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2 \left| E_1 E_2 \right| \cos(\Delta\Omega \, t + \Phi_2 - \Phi_1) . \qquad \text{Gl. 8.3}$$

Man sieht neben den zwei zeitlich konstanten Summanden einen Term, dessen zeitliche Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz der einfallenden Strahlen gegeben ist und dessen Phase von der Differenz der einfallenden Phasen abhängt. Dieser Zusammenhang impliziert durch die Mischung an der nichtlinearen Abhängigkeit des Photostroms aus [Gl. 8.1] die Entstehung eines Zwischenfrequenzsignals.

Das daraus entstandene Zwischenfrequenzsignal ist eine rein elektrische Schwingung im Stromkreis des Photodetektors mit der Frequenz $\Delta\Omega$ und der Phase $\Delta\Phi$. Eine sehr wichtige Voraussetzung für die Entstehung der Mischprodukte an dem Photodetektor nach dem

sogenannten heterodynen Prinzip ist, daß die Phase der einfallenden Lichtstrahlen über die gesamte Oberfläche des Detektors konstant bleiben muß. Dies bedeutet, daß die zur Mischung beteiligten Strahlen innerhalb der Detektionsfläche räumlich kohärent sein müssen.

Aus dem Zusammenhang des Photostroms von der einfallenden Feldstärke [Gl. 8.3] resultiert auch, daß weder die Frequenzdifferenz noch die Phasendifferenz eine zeitliche Abhängigkeit aufweisen, wenn die wechselwirkenden Strahlen zeitlich kohärent sind. Allerdings muß diese Bedingung nicht absolut, sondern nur lokal und relativ erfüllt werden: das Stabilitätskriterium, das zur Einhaltung der Kohärenzbedingung notwendig ist, muß auf der Detektionsfläche und über die gesamte Meßperiode erfüllt werden.

Durch die heterodyne Überlagerung resultiert eine Amplituden-, Phasen- und Frequenzinformation, in die die Qualität beider an der Überlagerung beteiligten Strahlen direkt eingehen. In der Praxis aber wird einer der beiden Strahlen, der „Lokaloszillator“ -Strahl als informationslos betrachtet, der Informationsgehalt wird dem anderen, dem zu untersuchenden „Objekt“- Strahl zugemessen.

Ist dabei der zeitliche Zusammenhang von Amplitude, Phase und Frequenz unstetig, unkorreliert und hat die Form eines beliebigen, stochastisch verteilten „Rauschens“, so ist dies direkt auf der Informationsqualität zurückzuführen, die von der heterodynen Detektion zum Ausdruck gebracht wird. In diesem Fall sind Signal- und Lokaloszillator räumlich oder zeitlich nicht mehr vollständig kohärent. Waren die Strahlen ursprünglich zwangsweise zueinander kohärent, zum Beispiel dadurch daß sie aus der gleichen Quelle entstammen, so bedeutet dies, daß sie bis zur Detektionsgrenze zueinander mehr oder weniger inkohärent geworden sind. Eventuelle Reste einer Korrelation der beiden Strahlen können immer noch vorhanden sein, erfordern aber eine Erhöhung der Nachweisempfindlichkeit, um detektiert zu werden.

Ein weiterer, wichtiger Aspekt ist der Modulationsgrad oder Kontrast der heterodynen Komponente, der als Verhältnis aus dem Maximum des zeitlich veränderlichen Terms (bei *cos* = 1) und dem zeitlich konstanten Term definiert ist [Brunner 1995]:

$$m = 2\,\frac{\left|E_1 E_2\right|}{E_1^2 + E_2^2}\ . \qquad \text{Gl. 8.4}$$

Das heterodyne Meßprinzip, das auf der nichtlinearen Mischung von Strahlungsfeldern beruht, erlaubt die Anhebung sehr schwacher Signale über einen physikalisch vorhandenen Rausch-Untergrund. Dabei wird das sehr starke Lokaloszillatorfeld mit dem schwachen Signalfeld am Ort des Detektors nichtlinear überlagert. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Tatsache, daß durch die Erhöhung der Leistung des Lokaloszillators das Schrotrauschen des Systems weit über das thermische Rauschen und über das Dunkelstromrauschen angehoben werden kann.

Das niederfrequente 1/f Rauschen kann durch die geeignete Wahl der Lokaloszillatorfrequenz umgangen werden. Die Lokaloszillatorfrequenz kann so gewählt werden, daß das resultierende heterodyne Signal im Frequenzraum jenseits des NF-Rauschens liegt. Auf dieser Weise wird die Quantengrenze der Detektion erreicht [Ebeling 1989], [Izatt 1993 a]. Die Quantengrenze, auch Schrotrauschgrenze genannt, ist die höchste Auflösung, mit der ein Photonenstrom nachgewiesen werden kann.

Hat man zwei einfallende Strahlungsfelder, die sich nicht in der Frequenz ($\Delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_2 = 0$) sondern lediglich in der Phase unterscheiden, so kann man nicht mehr direkt vom heterodynen Prinzip sprechen. Es handelt sich hier eher um eine *Homo*dyne. Das Ergebnis hat keine zeitliche Abhängigkeit mehr, d.h. die Zwischenfrequenz liegt bei null und hängt in der Amplitude nur von der momentanen Phasenlage der einfallenden Strahlungsfelder ab, die lediglich phasenverschobene Anteile des gleichen Strahls sind. Ist die Phasenverschiebung null, dann wird die Rechnung als Integralmessung einer gewöhnlichen Summe von Amplitudenquadraten noch trivialer:

$$i(t_x) \propto \left|E(t_x)\right|^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2\left|E_1 E_2\right| \cos(\Phi_2 - \Phi_1)\,. \qquad \text{Gl. 8.5}$$

Ist der Phasenterm durch das Wegfallen der Differenzfrequenz $\Delta\Omega = 0$ zeitunabhängig, kann man die Vorteile der heterodynen Detektion nicht mehr ausnützen. Die zu detektierende Information liegt im Gleichstrompegel der bei null Herz entstandenen Homodyne und wird somit von dem schwer zu beherrschenden 1/f Rauschen überdeckt. Schwieriger wird auch die Detektion und die Auslegung des Detektors selbst. Im Falle der herkömmlichen heterodynen Detektion steckt die gesamte Information bezüglich des Signalstrahls in der Wechselstromkomponente des Photostroms. Diese kann dann schmalbandig auf elektronischem Wege mit einem Blindkomponentennetzwerk (Blindkomponenten haben kein thermisches Rauschen) bereits am Detektor selbst ausgekoppelt und somit vom ungünstigen Modulationsgrad weitgehend unabhängig gemacht werden.

Für den Fall der homodynen Detektion liegt die Information im zeitunabhängigen Phasenteil $2E_1E_2 \cos(\Phi_2 - \Phi)$. Meßtechnisch betrachtet, ist dies ein Gleichspannungspegel, der sich mit der ebenfalls zeitunabhängigen Gleichspannungskomponente ($E^2_1 + E^2_2$) addiert.

Die Gleichspannungskomponente ($E^2_1 + E^2_2$), tragt aber praktisch keine Information: wegen $E_1 >> E2$ wird sie stets von E^2_1 dominiert. Ist man aber gezwungen, diesen hohen Gleichstrompegel über die gesamte Länge der Auswertungskette mitzuschleppen, so ergeben sich Schwierigkeiten technischer Natur. So können Instabilitäten der Arbeitspunkte einzelner Verstärkerelemente zu Einschränkungen der Dynamik und Linearität führen Um dies zumindest teilweise zu vermeiden, sind unterschiedliche Lösungen anwendbar, die im Kapitel 10.4 erläutert werden. Diese greifen aber erst spät in die elektronische Auswertungskette hinein und können den Schaden nur begrenzt beheben.

8.1. Modulation und Demodulation

Es stellt sich die Frage nach der Informationskodierung und deren Entschlüsselung im Rahmen eines optisch-interferometrischen Systems. Im folgenden Abschnitt soll versucht werden, die Funktion eines solchen Systems unter dem rein technischen Gesichtspunkt der Signalverarbeitung zu modellieren. Dafür ist es notwendig, den optischen Aufbau bestehend aus Lichtquelle, Meßobjekt und Photodetektor grundlegend zu vereinfachen und ihn nur als eine reine Signalübertragungskette anzusehen. Die Lichtquelle wird dabei zu einem Signalgenerator, das Meßobjekt zu einem elektrischen Zweipol mit einem Ein- und Ausgang und der Photodetektor zu einem elektrischen Signaldetektor mit einer nichtlinearen Kennlinie. Die optische Übertragungswege des interferometrischen Systems werden dabei entsprechend als elektrische Signalwege interpretiert.

In diesem Sinne nehmen wir eine Signalübertragungskette (siehe Abb. 8.1) bestehend aus Signalquelle, Meßobjekt und Detektor an. Das Signal der Quelle wird unmittelbar am Aus-

gang in zwei Teile gespalten. Ein Teilsignal wird für die heterodynen Überlagerung eventuell phasen- oder frequenzverschoben bis zum Detektor übertragen (Lokaloszillatorsignal). Die andere Signalkomponente (Objektsignal) durchläuft das Meßobjekt und wird anschließend zur Überlagerung mit dem Lokaloszillatorsignal am Detektor gebracht. Das dadurch entstandene heterodyne Zwischenfrequenzsignal wird detektiert, demoduliert und repräsentiert somit die gesuchte Eigenschaft des Meßobjektes.

Vereinfachend sei angenommen, daß die Signalantwortfunktion des Meßobjektes sinusförmig sei. Sind die Kodierungsmechanismen zunächst geklärt, kann dann im Realfall auch eine beliebige, nichtperiodische Funktion in einer Fourierreihe zerlegt werden.

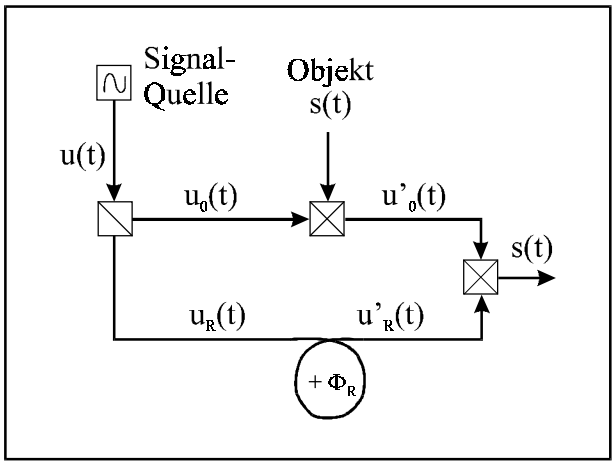

Abb. 8.1: Vereinfachte Signalübertragungskette zur Verdeutlichung der Funktion eines optisch-interferometrischen Systems. Die Signalquelle *u(t)* erzeugt die Objekt- und Referenzsignale $u_0(t)$ und $u_R(t)$. Das Objekt prägt dem einfallenden Objektstrahl seine Signalantwort *s(t)* auf und daraus resultiert $u_0'(t)$. Durch die (einstellbare) Phasenverzögerung $+\Phi_R$ des ursprünglichen Lokaloszillatorsignals $u_R(t)$ resultiert $u_R'(t)$. Beide Signale werden anschließend multiplikativ überlagert und ergeben dadurch die gesuchte Signalantwort des Objektes und eine Reihe von Intermodulationsprodukten, die ausgefiltert werden können.

Angenommen die Signalantwort

$$s(t) = S \sin(\omega t + \varphi) \qquad \text{Gl. 8.6}$$

sei eine eindeutige Beschreibung der Parameter des zu untersuchenden Objektes und

$$u_0(t) = U_0 \sin(\Omega_0 t + \Phi_0) \qquad \text{Gl. 8.7}$$

das ursprüngliche Signal vor dem Eintritt in das Objekt (Objektsignal u_0 in Abb. 8.1).

Das Meßobjekt prägt der Amplitude U_0 des ursprünglichen Signals seine Signalantwort *s(t)* auf, so daß das Objektsignal nach dem Objekt die Form haben wird*:

* Signaltheoretisch richtig und vollständig heißt es, daß die Signalantwort des Objektes *s(t)* mit dem einfallenden Signal $u_0(t)$ bei der Überlagerung ein Faltungsprodukt bilden:

$$u'_0(t) = s(t) * u_0(t) = \int s(\tau)\, u(t-\tau)\, d\tau\,.$$

An dieser Stelle wird aber angenommen, daß das einfallende Signal $u_0(t)$ eine sogenannte Eigenfunktion des Objektes darstellt und somit der verzerrungsfreie Einfluß des Objektes auf das einfallende Signal lediglich einen Amplitudenfaktor darstellt: $s(\tau) := s(t)\ \delta(\tau)$. Darüber hinaus werden *s(t)* und $u_0(t)$ als reele Funktionen betrachtet.

$$u_0'(t) = U_0\, S \sin(\omega t + \varphi) \sin(\Omega_0 t + \Phi_0)\,. \qquad \text{Gl. 8.8}$$

Die Umformung des trigonometrischen Produktes und mit $U_0\, S = K$ führt zu:

$$u_0'(t) = \frac{1}{2} K \cos\left[(\Omega_0 - \omega)t + \Phi_0 - \varphi\right] - \frac{1}{2} K \cos\left[(\Omega_0 + \omega)t + \Phi_0 + \varphi\right] \qquad \text{Gl. 8.9}$$

Dies ist ein fundamentales Ergebnis: die lineare Amplitudenmodulation [Steinbuch 1973]. Es zeigt die bei der linearen Amplitudenmodulation typischen Seitenbänder mit den Frequenzen ($\Omega_0 \pm \omega$) um die Trägerfrequenz Ω_0, bei gleichzeitigem Verschwinden der Terme mit den primären Frequenzen ω und Ω_0.

Das Einzige, was einer zusätzlichen Klärung bedarf, ist das völlige Verschwinden der ursprünglichen einfallenden Schwingung $u_0(t)$. Dies ist aber nicht immer der Fall: man sieht, daß für $\omega = 0$ die Frequenzverschiebung der Seitenbänder von der Trägerfrequenz Ω_0 verschwindet und $u_0'(t)$ nur noch vom Phasenverhältnis abhängt.

Der phänomenologische Inhalt der so erhaltenen Gleichung [Gl. 8.9] ist eine eindeutige Beschreibung der Parameter des Objektes $s(t)$, die sich dem Eingangssignal überlagern. Die Trägerschwingung $u_0(t)$ des einfallenden Objektstrahls selbst trägt keine Information. Was interessiert, ist die Form, in der sich die objektrelevante Information amplitudenkodiert wiederfindet. Diese ist in $u_0'(t)$ gleich zweimal enthalten, nämlich in den zwei Seitenbändern, die redundant die gleiche Information beinhalten.

Interessant –wenn auch einigermaßen trivial– ist die Betrachtung der physikalischen Bedeutung der einzelnen Größen aus der Signalantwort. Wie bereits gezeigt, ist die Amplitude S ein linearer Faktor, der z.B. die Signaldämpfung einer bestimmten Frequenz beim Durchgang durch das Objekte repräsentiert. Die Phase φ stellt die Verzögerung des Objektsignals innerhalb des Objektes dar und hat zunächst eine mehrdeutigen Eigenschaft. Sie kann durch eine entsprechende Kalibration eindeutig gemacht werden, ansonsten bleibt sie eine relative Bezugsgröße. In Verbindung mit der Phase φ kann die Zeit t zu einer räumlichen Achse, z.B. zu einer „Tiefenachse z“ aus der Sicht des Objektes umdefiniert werden. Die Ortsfrequenz ω ist die Grundwelle einer eventuellen zeitlichen Periodizität des Objektes, die durch die oben eingeführte Dualität der zeitlichen und räumlichen Dimension auch einer räumlichen Periodizität entsprechen kann.

Bei einer Messung gilt es, aus dem amplitudenmodulierten Signal $u_0'(t)$ die Signalantwort $s(t)$ zu extrahieren. Den Ansatz dazu gibt uns die Methode der aus der Interferometrie bekannten hetero- oder homodynen Detektion [Abbas 1985], [Ebeling 1989], [Izatt 1993 a], [Pan 1995]. Die Methode ist auch in der Nachrichtentechnik als kohärente oder synchrone Demodulation bekannt [Steinbuch 1973].

Für die heterodyne Demodulation ist es notwendig, dem amplitudenmodulierten Signal das ursprüngliche Trägersignal multiplikativ hinzu zu mischen. In diesem Fall wird aus der Signalquelle eine weitere Signalkomponente abgespalten: das Lokaloszillatorsignal (siehe auch Abb. 8.1):

$$u_R(t) = U_R \sin(\Omega_0 t + \Phi_R)\,. \qquad \text{Gl. 8.10}$$

Dieses verläuft ungehindert durch die Versuchsanordnung am Objekt vorbei und überlagert sich mit dem Objektsignal auf dem Detektor. Dabei hat der Lokaloszillator die gleiche Frequenz Ω_0 wie das Objektsignal $u_0(t)$ und unterscheidet sich von ihm lediglich in Amplitude und Phase. In diesem Fall handelt es sich um den speziellen Fall der homodynen Detektion. Der ebenfalls interessante Fall der heterodynen Detektion mit einem frequenzverschobenen Lokaloszillator $\Omega_R = \Omega_0 +/- \omega_D$ wird anhand eines konkreten Beispiels später diskutiert.

Mathematisch bedeutet die am Detektor stattfindende Überlagerung eine Multiplikation des Lokaloszillatorsignals $u_R(t)$ mit den zwei Seitenbändern der Amplitudenmodulation $u_0'(t)$. Durch Multiplikation und Umformung der trigonometrischen Produkte ergibt sich für das obere Seitenband $(\Omega_0 + \omega)$:

$$-\frac{1}{2} K \cos\left[(\Omega_0 + \omega)t + \Phi_0 + \varphi\right] U_R \sin\left(\Omega_0 t + \Phi_R\right) = \qquad \text{Gl. 8.11}$$

$$= \frac{K U_R}{4} \left\{\sin\left(\omega t + \varphi + \Phi_0 - \Phi_R\right) - \sin\left[(2\Omega_0 + \omega)t + \varphi + \Phi_0 + \Phi_R\right]\right\}.$$

Für das untere Seitenband $(\Omega_0 - \omega)$ gilt analog:

$$\frac{1}{2} K \cos\left[(\Omega_0 - \omega)t + \Phi_0 - \varphi\right] U_R \sin\left(\Omega_0 t + \Phi_R\right) = \qquad \text{Gl. 8.12}$$

$$= \frac{K U_R}{4} \left\{\sin\left(\omega t + \varphi - \Phi_0 + \Phi_R\right) + \sin\left[(2\Omega_0 - \omega)t - \varphi + \Phi_0 + \Phi_R\right]\right\}.$$

Die dabei auftretenden Summanden mit den Frequenzen $(2\Omega_0 \pm \omega)$ stellen unerwünschte Intermodulationsprodukte höherer Ordnung dar und können im praktischen Fall durch eine Tiefpaßfilterung entfernt werden. Sind nun beide Seitenbänder ohne Verzerrungen bis zum Produktdetektor übertragen worden, so ergibt sich nach der Demodulation und Filterung durch eine trigonometrische Umformung:

$$s'(t) = \frac{S U_0 U_R}{4} \left[\sin\left(\omega t + \varphi + \Phi_0 - \Phi_R\right) + \sin\left(\omega t + \varphi - \Phi_0 + \Phi_R\right)\right] = \qquad \text{Gl. 8.13}$$

$$= \frac{U_0 U_R}{2} S \sin\left(\omega t + \varphi\right) \cos\left(\Phi_0 - \Phi_R\right).$$

In $s'(t)$ findet sich die Signalantwort $s(t)$ des Objektes wieder. Der Cosinusfaktor verdeutlicht den Einfluß der Phasenlage bei der synchronen Demodulation. Sind Objekt- und Lokaloszillatorsignal in Antiphase ($\Phi_0 - \Phi_R = \pi/2$), ist das Detektionssignal null. Schwankt die Phasendifferenz, so schwankt auch die Amplitude des detektierten Signals. Ist die Phase verrauscht, so versinkt das detektierte Signal selbst ins Rauschen.

Bis zu dieser Stelle wurden keine Angaben bezüglich der Eindeutigkeit der Vermessung des Objektes mit einem kontinuierlichen Signal gemacht. An dieser Stelle ging es primär um die Mechanismen und Grenzen der Kodierung der (Objekt-) Information und der anschließenden Demodulation. Es wurde gezeigt, daß der Informationsfluß in einem interferometrischen

Meßaufbau durchaus mit gewöhnlichen Methoden der Nachrichtentechnik beschrieben werden kann.

Was noch fehlt, um die Analyse vollständig zu machen, ist die Einführung einer „kalibrierfähigen“ Zeitachse, die zu einer eindeutigen Beschreibung des Objektes führen soll. In der optischen Meßtechnik behilft man sich mit autokorrelativen Eigenschaften kohärenter Strahlen oder durch eine Diskretisierung der Zeitachse. Beides kann in diesem Modell eingeführt werden, wobei es ausreicht, die konstant vorausgesetzten Amplitudengrößen U_0, U_R und S in geeigneter Weise zeitabhängig zu machen [Pan 1995]. Wird dadurch die Zeitachse kalibriert, kann aus dem Phasenteil der erhaltenen Signalantwort –unter Berücksichtigung der Signallaufzeit– Information bezüglich der räumlichen Eigenschaft des Objektes gewonnen werden.

Weitere Ergänzungen, wie z.B. eine Dopplerverschiebung in einem der beiden Signalen $u_0(t)$ oder $u_R(t)$, können auch problemlos eingearbeitet werden und führen zu keinen gravierenden Änderungen des Modells. Die hier betrachtete Homodyne ($\Omega_0 = \Omega_R$) wird, wenn man die Dopplerverschiebung betrachtet, zu einer Heterodyne ($\Omega_0 = \Omega_R + \omega_D$). Die resultierende Signalantwort des untersuchten Objektes erscheint nicht als eigenständiges Signal sondern in den Seitenbändern, die im Abstand der Dopplerfrequenz ω_D am Ausgang des Produktdetektors zur Verfügung stehen.

Ist es unbedingt notwendig, kann durch eine weitere Mischung eine zweite Zwischenfrequenz gewählt werden. Für die meisten Anwendungen wird aber eine gewöhnliche Demodulation durch Gleichrichtung und Tiefpaßfilterung voll ausreichen. Die Einführung einer zweiten Zwischenfrequenz könnte notwendig werden, wenn es z. B. darum ginge, das Phasenrauschen der Quelle noch weiter zu unterdrücken, die Selektion und Spiegelfrequenzunterdrückung zu verbessern oder wenn man eine variable Zwischenfrequenzfilterung verwenden möchte, um bewegte Objekte, die selbst dopplerverschoben erscheinen, verfolgen zu können. Auch würde eine zweite Zwischenfrequenz beim Einsatz eines digitalisierenden Aufzeichnungs- oder Verarbeitungsgerätes Sinn machen.

Das optische Geschehen aus der nachrichtentechnischen Sicht zu betrachten mag verfremdend sein, hat aber den großen Vorteil, die optische Meßaufgabe mit bereits etablierten und kommerziell erhältlichen Mitteln lösen zu können. Darüber hinaus bietet eine andere Perspektive zusätzliche Anhaltspunkte für die Beschreibung sonst banal erscheinender Mechanismen, unter deren scheinbarer Trivialität sich interessante und vielleicht wichtige Aspekte verbergen.

8.2. Vergleich unterschiedlicher OCT-Meßmethoden
aus der Sicht der Signal- und Informationsverarbeitung

Im vorherigen Abschnitt wurde ein mögliches mathematisches Modell für die Beschreibung der Signalverarbeitungspfade in interferometrisch bildgebenden Verfahren präsentiert. Im Vordergrund steht der Mechanismus der linear amplitudenmodulierten Informationskodierung und -dekodierung. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse können genützt werden, um etablierte Methoden der OCT aus der Sicht der Signal- und Informationsverarbeitung untereinander zu vergleichen.

Um einen direkten Vergleich mit der optisch-interferometrischer Methode machen zu können, werden in der nachfolgenden Betrachtung die rein elektrischen Signale aus dem vorher

beschriebenen Modell nun durch optische ersetzt. Dies geschieht ohne dabei den Anspruch zu erheben, die Gesamtheit der Eigenschaften eines Lichtstrahls als elektromagnetisches Wellenfeld in seiner Ausbreitung und Wechselwirkung betrachten zu wollen. So sendet die Lichtquelle ein „Lichtsignal“ einer bekannten Amplitude, Frequenz und Phase aus. Das Lichtsignal wird dabei einzig durch einen Realteil beschrieben. Die Strahlwechselwirkung mit dem Objekt wird im Sinne einer Amplitudenmodulation angesehen. Die Detektion und Demodulation wird nach den bekannten Regeln der Signalverarbeitung stattfinden, ohne die komplexe Eigenschaft der Lichtwellenfelder im streng elektromagnetischen Sinne zu berücksichtigen. Die Vereinfachung ist notwendig, um das Augenmerk auf die Signalverarbeitungsebene zu konzentrieren.

Verschiedene OCT Methoden machen einerseits von der kurzkohärenten Eigenschaft spezieller Lichtquellen Gebrauch, nützen aber andererseits die heterodynen Detektionsverfahren, um die amplitudenmodulierte Information zu dekodieren und das Systemrauschen zu minimieren [Izatt 1993 a], [Pan 1995]. Dabei spielt die Tatsache, daß es sich um eine tomographische Methode handelt, bei der das zurückgestreute Licht aus der Probe detektiert und analysiert wird, eine untergeordnete Rolle. Ähnliches würde gelten, wenn es sich um ein Transmissionssystem handeln würde, bei dem die Streuung in Vorwärtsrichtung untersucht wird.

An dieser Stelle soll eine Gegenüberstellung in Hinblick auf die Informationsverarbeitungspfade gemacht werden zwischen:

- einer an Massachusetts Institute of Technology (MIT) etablierten OCT Methode mit punktueller Detektion im Einstrahlpunkt [Izatt 1993 a],

- einer Methode der flächenhaften Detektion mit punktueller Beleuchtung von ILM-Ulm, die speziell auf die Bedürfnisse und Grenzen einer slow-scan-CCD-Kamera angepaßt wurde [Brunner 1997]

  und

- einer Methode aus dem Physikalischen Institut Erlangen, die die kohärente Detektion der Signalantwortfunktion des Objektes mit dem sogenannten „Spectral Radar“ anstrebt [Häusler 1998].

Die Methoden unterscheiden sich auf optischer Ebene sicherlich grundlegender als auf der Signalverarbeitungsebene. Um so wichtiger erscheint es, an dieser Stelle die Gemeinsamkeiten und Unterschiede festzuhalten, um bei einem späteren systematischen Vergleich die hierdurch entstandenen Aspekte zur Argumentation hinzuziehen zu können.

8.2.1. Punktuelle Detektion im Einstrahlpunkt: MIT

Die MIT-Methode ist in einer Reihe von Artikeln beschrieben und stellt heute einen gewissen Standard der OCT dar. Die Daten des Aufbaus, die hier verwendet werden, sind nicht neu [Izatt 1993 a]. Es handelt sich aber um grundsätzliche Parameter, die sich vielleicht im Laufe der Weiterentwicklung der Methode geringfügig verändert haben. Am Prinzip hat sich aber nichts wesentlich geändert.

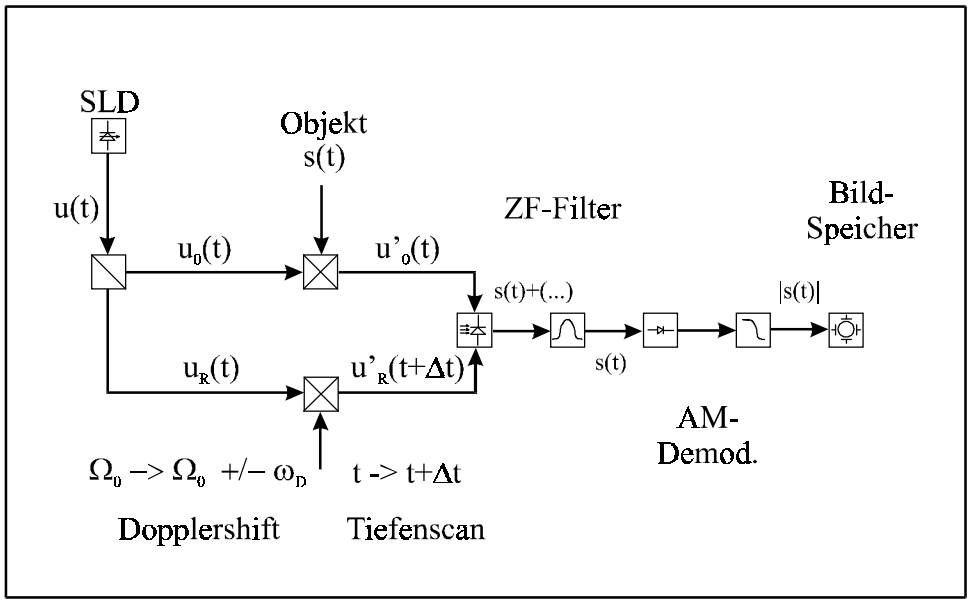

Abb. 8.2: Signalpfade des Standard OCT-Aufbaus. Die Lichtstrahlung *u(t)* einer kurzkohärenten Lichtquelle *SLD* wird in Objekt- $u_O(t)$ und Referenzstrahl $u_R(t)$ aufgeteilt. Dem Objektstrahl wird beim Durchgang durchs Objekt dessen Signalantwortfunktion *s(t)* als Amplitudenmodulation eingeprägt. Der Referenzstrahl wird frequenz- und phasenmoduliert (Dopplershift und Tiefenscan). Als nichtlineares Überlagerungsprodukt entsteht eine Zwischenfrequenz im Bereich von 100 kHz [Izatt 1993 a], die anschließend gefiltert und demoduliert wird. Am Ende der Demodulationsschaltung steht die tiefenaufgelöste Signalantwort des Objektes, die für die tomographische Bildgebung zwischengespeichert werden kann.

Die Strahlung der Lichtquelle *u(t)* wird in zwei gleiche Strahlen aufgeteilt, Referenzstrahl $u_R(t)$ und Objektstrahl $u_0(t)$ (siehe auch Abb. 8.2):

$$U \sin\left(\Omega_0 t + \Phi\right) = U_R \sin\left(\Omega_0 t + \Phi\right) + U_0 \sin\left(\Omega_0 t + \Phi\right). \qquad \text{Gl. 8.14}$$

Beim Durchleuchten des Objektes wird dem Objektstrahl die Signalantwort des Objektes (hier einfachheitshalber sinusförmig)

$$s(t) = S \sin(\omega t + \varphi) \qquad \text{Gl. 8.15}$$

eingeprägt. Dies führt zu der bekannten Form der linearen Amplitudenmodulation: [Gl. 8.8] und [Gl. 8.9]. Somit ist die Information des Objektes auf dem Objektstrahl übertragen und wird durch das Fasersystem weiter zur Detektion geleitet.

Der Referenzstrahl $u_R(t)$ hat die gleiche Form wie der Objektstrahl $u_0(t)$ vor dem Durchgang durchs Objekt. Ein mechanischer Weglängenmodulator (beweglicher Spiegel) prägt der Referenz eine Dopplershift ein, wodurch der Strahl $u_R'(t)$ mit der Dopplerfrequenz

$\omega_D = 2\,v / \lambda$ frequenzverschoben erscheint (v : konstante Geschwindigkeit des Weglängenmodulators und λ : Wellenlänge der Lichtquelle):

$$u_R'(t) = U_R \sin((\Omega_0 + \omega_D)\,t + \Phi_R)\,. \qquad \text{Gl. 8.16}$$

Ähnlich wie der Objektstrahl, wird der nun dopplerverschobene Referenzstrahl durch ein Fasersystem zur Detektion weitergeleitet.

Der Detektor ist in der Regel eine PIN-Diode. Auf der aktiven Oberfläche des Halbleiterdetektors mischen sich Objekt- und Referenzstrahl (siehe auch Abb. 8.2). Dabei entstehen die bei der heterodynen Überlagerung üblichen Mischprodukte, unter anderem die Summe und Differenz der Frequenzen der Mischsignale u_0' und u_R'. Die ganze Schar von Intermodulationsprodukten höherer Ordnung, die beiden Grundwellen sowie ihre Summenfrequenz werden hier nicht mehr weiterverfolgt, denn sie werden im allgemeinen durch den begrenzten Frequenzgang der Photodiode herausgefiltert [Schmitt 1995]. Einzig interessant ist die Differenzfrequenz der zwei Mischsignale. Auf einem ähnlichen Rechenweg wie bei der Herleitung der demodulierten Homodyne [Gl. 8.13], mit dem Unterschied, daß hier der Referenzstrahl einen Dopplershift aufweist, ergibt sich für die Multiplikation von u_R' [Gl. 8.16] mit den beiden Seitenbänder aus u_0' [Gl. 8.9]:

$$s'(t) = \frac{U_0 U_R}{2} \cdot S \cdot \sin(\omega t + \varphi) \cdot \Gamma(t) \cdot \cos(\omega_D t + \Phi_R - \Phi_0)\,. \qquad \text{Gl. 8.17}$$

In $s'(t)$ findet sich die Signalantwort des Objektes als Einhüllende einer amplitudenmodulierten elektrischen Schwingung der Frequenz ω_D wieder.

Die Γ–Funktion [Pan 1995] mit einem Wertebereich zwischen 0 und 1 hat die Bedeutung der Autokorrelationsfunktion der Lichtquelle. Sie trägt die physikalische Signifikanz der Fourier-Rücktransformation der spektralen Leistungsdichte der Quelle selbst [Brunner 1991]. Die Γ–Funktion ist der Ausdruck der in diesem Fall kurzen zeitlichen Kohärenz der verwendeten Lichtquelle. Durch die Einführung der Γ–Funktion in die mathematische Formulierung wird eine eindeutige Kalibration der Zeit- bzw. Tiefenachse vorgenommen.

Für die verwendete Superlumineszenzdiode, deren spektrale Leistungsdichte einer Gaußkurve entspricht, hat die Γ–Funktion als ihre inverse Fouriertransformation auch eine glockenförmige Gestalt. Sie führt schlußendlich dazu, daß das Ergebnis $s'(t)$ [Gl. 8.17] der Multiplikation von u_R' mit den beiden Seitenbändern aus u_0' nur dann einen von null verschiedenen Wert einnimmt, wenn die Phasenverschiebung zwischen Referenzstrahl $u_R'(t)$ und Objektstrahl $u_0'(t)$ am Ort des Lichtmischers nicht größer als die umgerechnete Kohärenzlänge ist.

Die Bandbreite der am (elektrischen) Ausgang des Mischers angeschlossenen Filterstufe mit der Mittelfrequenz ω_D ergibt sich aus der maximal zu erwartenden Ortsfrequenz des zu untersuchenden Objektes. Weil für die Demodulation aber beide Seitenbänder notwendig sind, wird man als Filterbandbreite stets das Doppelte der zu erwartenden Ortsfrequenz wählen.

Eine Verringerung der Bandbreite darüber hinaus würde zwar zu einer weiteren Rauschreduktion führen, würde sich aber auch als ein Tiefpassfilter für die Ortsfrequenz des Objektes auswirken. Dies würde dann zu einer Begrenzung der Auflösung des tomographischen Bildes

führen. Außerdem haben sehr schmale Filter zwangsweise eine sehr hohe Güte, die dazu führt, das sie zum „Nachklingeln“ neigen. Der Einsatz moderner zeitdiskreter Filter in DSP-Ausführung würde die Möglichkeit anbieten, eine dynamische Bandbreitenregelung einzuführen, die stets die Bandbreite zu den vorherrschenden Signalverhältnissen optimal anpaßt [Schmitt 1997].

Nach der Zwischenfrequenzebene ω_D folgt eine Amplitudendemodulation und Tiefpaßfilterung, deren Aufgabe die Entfernung der Trägerreste und der zusätzlichen Intermodulationsprodukte ist. Eine anschließende Bildspeicherung sorgt für die Herstellung des tomographischen Bildes in der Form eines zweidimensional aufgelösten Echogramms (B–Scan).

Damit ist die signaltechnische Betrachtung des MIT-Aufbaus für die OCT abgeschlossen. Weitere Einzelheiten, die aus der umfangreichen Literatur entnommen wurden, können an dieser Stelle nicht fehlen, obwohl sie sich eher auf der praktischen Auslegung des gesamten Systems beziehen.

Die Verwendung eines konsequent in monomode Fasern aufgebauten Systems führt zu große Stabilitäts- und Justagevorteilen. Bei einer freien Strahlführung müßten die zur Überlagerung gebrachten Strahlen auf dem Detektor hinsichtlich der Ausrichtung ihrer Phasenfronten mühsam justiert und über die Messung stabil gehalten werden. Durch die Führung der Strahlen durch Monomodefaser wird automatisch für eine kollineare Überlagerung der zwei Strahlen gesorgt. Am proximalen Ende der Detektionsfaser haben beide Wellenfronten die gleiche Form und leuchten die aktive Fläche des Photodetektors mit einem stabilen Phasenverhältnis aus. Auch die Tatsache, daß die Strahlführung durch Faser nicht polarisationserhaltend ist, ist von Vorteil, denn die „Verschmierung“ einer eventuellen Vorzugsrichtung des Lokaloszillators kommt dem ohnehin depolarisierten Objektstrahl entgegen. Würde die Faser die Polarisationsrichtung des Lokaloszillators unverändert übertragen, müßte man unbedingt eine nichtpolarisierte Quelle verwenden, um den depolarisierten Objektstrahl vollständig detektieren zu können. Ansonsten würden sich diejenige Objektstrahlen der Detektion entziehen, die nicht mehr die gleiche Polarisationsrichtung wie die Quelle haben.

Das System setzt eine Zwischenfreqenz von 93 kHz und eine Detektionsbandbreite von 9,1 kHz ein. Die erreichte Zwischenfrequenz ergibt sich aus der Dopplerverschiebung des Lokaloszillators. Diese wird von einem mit 37,5 mm/s mechanisch bewegten Spiegel erzeugt.

Einen ähnlichen Aufbau, basierend auf der Methode der heterodynen Detektion beschreibt die Literatur: [CHAN 1994] und [CHAN 1996]. Es handelt sich hier allerdings um ein Transilluminations OCT-System, was sich aber nicht in der reinen Betrachtung der Signalverarbeitung widerspiegelt. Eine erwähnenswerte Besonderheit ist die Umsetzung des heterodynen Meßprinzips: hier werden beide Strahlen mit Hilfe akusto-optischer Modulatoren in der Frequenz verschoben und zwar der Objektstrahl mit 80 MHz und der Lokaloszillator-Strahl mit 79,9 MHz.

Die Tiefenselektion ist durch die kurzkohärente Eigenschaft der Lichtquelle definiert. Sie wird hier durch eine zusätzliche mechanische Veränderung der optischen Weglänge des Lokaloszillatorarmes realisiert. Dabei ist es aber nicht notwendig, für eine möglichst kontinuierliche mechanische Bewegung zu sorgen, denn die heterodyne Detektion funktioniert hier durch die akusto-optische Frequenzmodulation. Die mechanische Weglängenmodulation und somit die Tiefenselektion kann im Schritt-für-Schritt-Verfahren erfolgen und ermöglicht somit eine frei einstellbare Demodulationsperiode. Die variable, von

der Meßgeschwindigkeit unabhängig einstellbare Demodulationszeitkonstante ermöglicht dann ihrerseits eine dynamische Anpassung der Filterbandbreite an die vorherrschenden Signalverhältnissen.

Die durch die Mischung am Detektor resultierende Zwischenfrequenz von 100 kHz wird dann in gewohnter Art und Weise einer Amplitudendemodulation unterzogen. Mit einer im Artikel angegebenen Demodulationsperiode von 0,1 ms und bei einer Lichtleistung von 10 mW auf einer 1 cm dicken Intralipid-Probe sind dynamische Meßbereiche von 120 dB erreicht worden. Laut Verfasser [CHAN 1994] und [CHAN 1996] sind dies Werte, die nur durch eine konsequente Umsetzung des heterodynen Meßprinzips erreicht werden konnten.

Das Besondere an der hier zitierten Methode ist die Erzeugung der Dopplershift unabhängig von der Geschwindigkeit des Tiefenscans. Dadurch läßt sich die Demodulationszeitkonstante beliebig an die lokale Gegebenheit der Probe anpassen. Die OCT-Abbildungsmethode setzt sich aus einem kombinierten Scan in longitudinaler und transversaler Richtung zusammen. Besteht die Möglichkeit, die Dopplershift unabhängig von dem Tiefenscan einzustellen, läßt sich der Tiefenscan an einer beliebigen Tiefe im inneren des Objektes anhalten und an seiner Stelle einen zusätzlichen Scan in transversaler Richtung vornehmen. Dadurch läßt sich gezielt eine einzelne Ebene in einer bestimmten Tiefe zweidimensional abbilden. Eine ähnlich realisierte Abwandlung der OCT aus einer longitudinal und transversal aufgelösten in eine zweidimensional transversal aufgelöste Bildgebungsmethode bei einer festgelegten Tiefe ist auch an einer anderen Stelle in der Literatur unter dem Namen „en face“ -Verfahren beschrieben [Izatt 1994].

Die OCT-Methode mit punktueller Detektion im Einstrahlpunkt wurde an dieser Stelle nur aus der Sicht der Signalverarbeitung und praktischen Auslegung betrachtet. Weitere Merkmale, die die Methode charakterisieren und sich von den anderen Verfahren unterscheiden, werden an anderen Stellen im Verlauf der vorliegenden Arbeit präsentiert (siehe Kapitel 5).

8.2.2. Flächenhafte Detektion mit punktueller Beleuchtung: ILM

In Anlehnung an die spezifischen Anforderungen einer CCD-slow-scan-Kamera und an die ähnlichen dynamischen Eigenschaften von Zeilendetektoren mit sequentieller Ausgabe ist am ILM ein OCT-System entstanden, bei dem die Beleuchtung räumlich getrennt von der Detektion erfolgt. Die Methode der flächenhaften Detektion mit punktueller Beleuchtung ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit. In diesem Abschnitt werden lediglich Aspekte der Signalverarbeitung diskutiert. Einzelheiten über die optischen Eigenarten dieses Systems werden an einer anderen Stelle in dieser Arbeit beschrieben (siehe Kapitel 6 und 10.2).

Das Hauptmerkmal der Signalverarbeitung des Kamerasystems (siehe auch Abb. 8.3) besteht in der Tatsache, daß die eigentliche Messung in den Ruhephasen des Phasenmodulators erfolgen muß. Würde man bei einem langsam integrierenden System die Phasenlage oder Frequenz der zur Mischung beteiligten Schwingungen während der Belichtung verändern, würde das Signal verschmiert werden und der Detektor würde nur einen zur zeitunabhängigen Gleichspannungskomponente ($E^2_1 + E^2_2$) [Gl. 8.3] proportionalen Wert daraus ermitteln.

Dies führt dazu, daß man hier nicht direkt von einer heterodynen- sondern, wie bereits erwähnt, von einer homodynen Detektion reden muß. Die Weglängenmodulation wirkt sich nicht in einer Frequenzverschiebung des Lokaloszillatorstrahls aus, sondern verändert Schritt für Schritt lediglich seine Phase im Vergleich zum Objektstrahl. Die Messung selbst erfolgt

im Stillstand, so daß der nun zeitunabhängige Phasenteil $2E_1E_2\ cos(\Phi_2 - \Phi)$ aus [Gl. 8.3] sich untrennbar mit der Gleichspannungskomponente $(E^2_1 + E^2_2)$ vermischt.

Die Information ist bei diesem Verfahren vollständig in der Amplitude des Phasenterms enthalten. Um die kohärente Information vom inkohärenten Hintergrund zu trennen, ist eine weitere Phasenschiebung entsprechend einer Weglängenveränderung des Referenzstrahls um eine halben Wellenlänge notwendig. Eine anschließende Differenzbildung der aufgenommenen Bilder nach der Vorschrift:

$$\begin{aligned}(E_1^2 + E_2^2) + 2E_1E_2\ \Gamma(t)\cos(\Delta\Phi) - (E_1^2 + E_2^2) - 2E_1E_2\ \Gamma(t)\cos(\Delta\Phi + \pi) = \\ = 2E_1E_2\cos(\Delta\Phi) + 2E_1E_2\cos(\Delta\Phi) = \\ = 2\left[2E_1E_2\ \Gamma(t)\cos(\Delta\Phi)\right]\end{aligned} \qquad \text{Gl. 8.18}$$

führt zu einer Selektion des informationstragenden Phasenteils. Die Polarität des Phasenteils hat sich durch die λ/2 Verschiebung geändert, während der inkohärente Hintergrund invariant geblieben ist. Die in [Gl. 8.18] auftretende Γ-Funktion ist die aus dem vorigen Abschnitt bekannte Autokorrelationsfunktion des Strahls, in der sich die Auswirkung der zeitlichen Kohärenz der verwendeten Lichtquelle ausdrückt [Pan 1995].

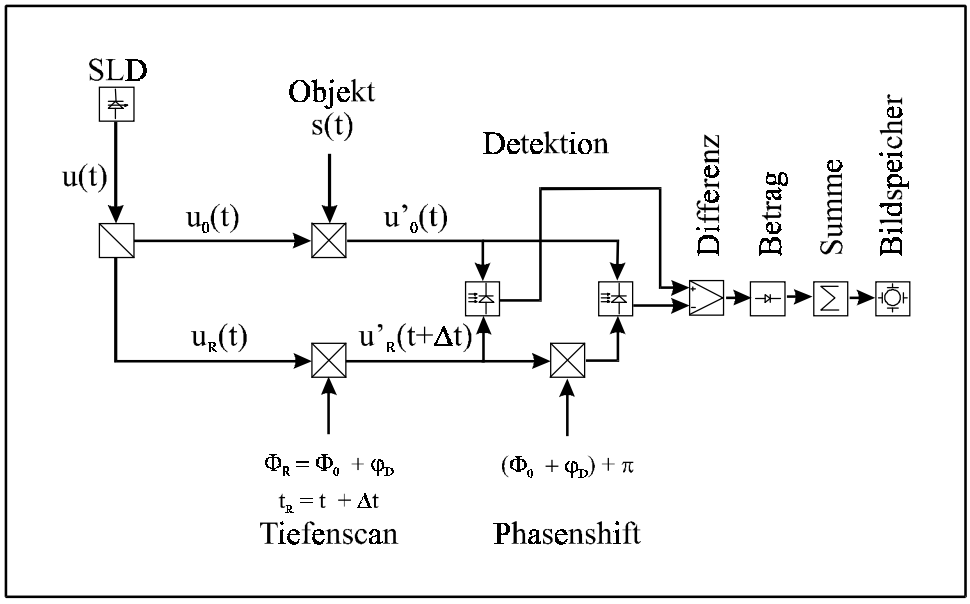

Abb. 8.3: Signalpfade des OCT-Aufbaus mit flächenhafter Detektion außerhalb des Einstrahlpunktes. Die Lichtstrahlung *u(t)* einer kurzkohärenten Lichtquelle *SLD* wird in Objekt- $u_O(t)$ und Referenzstrahl $u_R(t)$ gespalten. Dem Objektstrahl wird beim Durchgang durchs Objekt dessen Signalantwortfunktion *s(t)* als Amplitudenmodulation eingeprägt. Der Referenzstrahl wird nur in der Phase moduliert (Tiefenscan). Auf dem 180° versetzten Detektorpaar (Phasenshift) entstehen durch Überlagerung von Objekt- und Referenzstrahl komplementäre Interferenzmuster, die lateral aufgelöst und quasistatisch ausgewertet werden. Durch Differenzbildung wird die kohärente Information von dem inkohärenten Hintergrund getrennt. Die Betrags- und Summenbildung entspricht einer inkohärenten Integration des lateral aufgelösten Interferenzsignals und stellt die Amplitude der Signalantwort *s(t)* des Objektes bei einer gegebenen Tiefe dar. Durch Wiederholung der Messung für mehrere Tiefen wird *s(t)* Schritt-für-Schritt rekonstruiert.

Diese Methode ist in der Nachrichtentechnik als Grundlage des Schaltmischverfahrens bekannt, bei der durch ein Schalternetzwerk ständig im Rhythmus des Lokaloszillators zwischen dem Signal und seiner phasenverschobenen Komponente geschaltet wird. Die Methode wird vor allem wegen der hohen Aussteuerbarkeit, Phasenselektivität und geringer

Mischverluste eingesetzt, hat aber den Nachteil, durch die harte Umschalttastung spektral unreine Signale auf der Zwischenfrequenz zu erzeugen. Eine anschließende Tiefpassfilterung ist unbedingt erforderlich. Allerdings werden in der Nachrichtentechnik nur die Schaltübergänge als informationstragend angesehen und die absoluten Schaltpegel dabei unterdrückt.

Im Gegensatz dazu macht die Methode der Schritt-für-Schritt Weglängenmodulation des Kameraaufbaus die Auswertung der absoluten statischen Schaltzustände notwendig (siehe Kapitel 6). Die differentielle Information wird beim Kamerasystem aus den absoluten Meßwerten nachträglich durch eine digitale Subtraktion errechnet. Das Ergebnis der Subtraktion wird dann durch eine anschließende *inkohärente* Flächenintegralbildung zur Bildgebung genutzt.

Eine weitere Eigenart des Kameraaufbaus ist, daß durch die Verwendung eines zeitunabhängigen Lokaloszillators die resultierende Zwischenfrequenz bei null Herz liegt und damit das 1/f-Rauschen stark bevorzugt wird. Die slow-scan-Kamera ist für diese Betriebsart vorgesehen und dementsprechend optimiert. Das 1/f-Rauschen wird durch Verwendung angepaßter Bauteile auf einem Minimum gehalten und das thermische Rauschen wird durch Kühlung drastisch reduziert.

Bei Verwenden eines Zeilendetektors anstelle der Kamera wird die inkohärente Summation nach der Betragsbildung der einzelnen Pixeldifferenzen über die gesamte Länge der Zeile vorgenommen. Dies ist nicht mit der bekannten Methode der künstlichen Apertur zu verwechseln, denn bei der letzteren werden gerade die Phasenverhältnisse der einzelnen Pixeln des Detektors für die Auswertung benutzt. Hingegen wird bei dem hier beschriebenen Zeilendetektor die momentane Phaseninformation der einzelnen Pixel absichtlich unterdrückt, um so eine inkohärente Aussage über die gesamte untersuchte Bildlinie machen zu können (siehe Kapitel 10). Dies ist in Konkordanz mit dem unkorreliert zu erwartenden Phasenverhältnis der einzelnen aufzunehmenden Bildpunkte des vielfach gestreuten Lichtes.

Ein weiteres herausragendes Merkmal des Zeilensystems ist die komplementäre Detektion (siehe Kapitel 7.2). Es handelt sich dabei um eine optische Methode der Phasenverschiebung, durch die erreicht wird, daß zwei um $\lambda/2$ verschobene Bilder gleichzeitig aufgenommen werden können, ohne die Notwendigkeit einer zusätzlichen mechanischen Weglängenmodulation.

Dies wird durch die Verwendung eines Strahlteilerwürfels erreicht, der den Bildstrahl in zwei Teilstrahlen spaltet. Der eine Teilstrahl geht durch den Strahlteiler hindurch, der andere wird an der Teilerschicht reflektiert und erleidet somit einen Phasensprung (siehe Kapitel 7.2). Zwei identische, homolog positionierte Detektoren können dann die phasen-komplementären Bilder gleichzeitig aufnehmen. Somit entfällt auch die Notwendigkeit einer Zwischenspeicherung einer Zeileninformation, bis der jeweils andere, phasenverschobene Zeileninhalt verarbeitet wird. Die sequentielle Ausgaben der komplementären Detektoren können somit praktisch parallel ausgewertet werden.

Die Methode der „komplementären Zeilendetektion“ findet sich in der doppelt balancierten heterodynen Detektion von [Abbas 1985], [Izatt 1993 b] und [Hee 1993] wieder. Dort wird sie unter Verwendung zweier diskreter Photodioden eingesetzt, um das 1/f-Rauschen der Laserquelle zu unterdrücken („excess laser intensity noise“) [Izatt 1993 b] oder um den gesamten Rauschuntergrund des Systems zu senken [Abbas 1985]. Das System funktioniert aber nur bei perfekter Symmetrie der verwendeten Detektoren und bei einer von der Band-

breite unabhängig konstanten 180° Phasenverschiebung zwischen den beiden Komplementärsignalen.

8.2.3. „Spectral Radar“: Universität Erlangen

In der Arbeitsgruppe von Prof. Häusler am Lehrstuhl für Optik des Physikalischen Instituts Erlangen wurde das als „Spectral Radar“ bekannte System entwickelt und in einer Vielzahl von Anwendungen erfolgreich eingesetzt [Andretzky 1998], [Bail 1997], [Häusler 1998].

Das Prinzip zeichnet sich dadurch aus, daß es durch eine rein optische Detektionsmethode auf Frequenz- oder Phasenmodulatoren (meist träge mechanische Konstruktionen) gänzlich verzichtet.

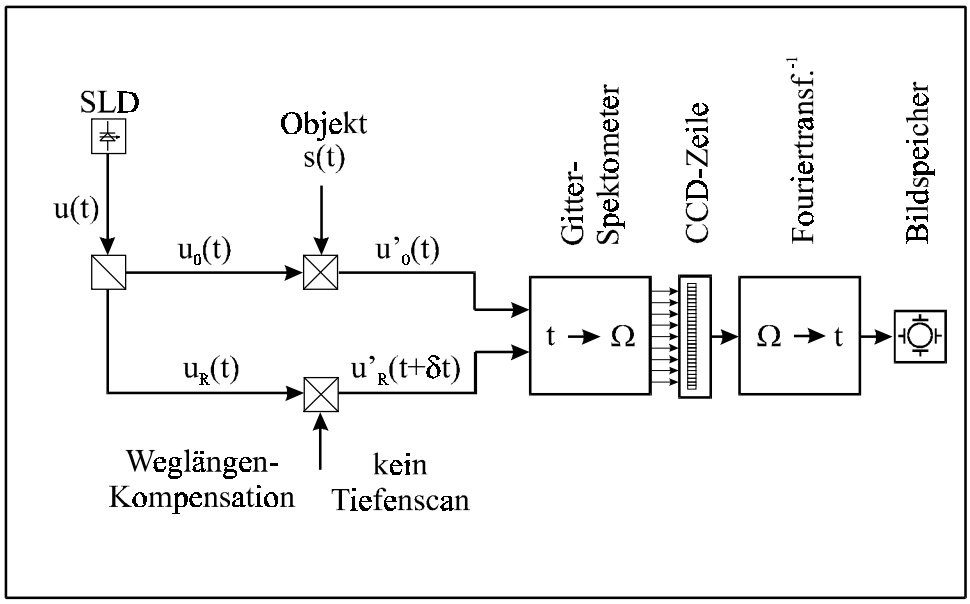

Abb. 8.4: Signalpfade des OCT-Aufbaus mit der Methode des „Spektral-Radars“. Die Lichtstrahlung *u(t)* einer kurzkohärenten Lichtquelle *SLD* wird in Objekt- $u_O(t)$ und Referenzstrahl $u_R(t)$ gespalten. Dem Objektstrahl wird beim Durchgang durchs Objekt dessen Signalantwortfunktion *s(t)* als Amplitudenmodulation eingeprägt. Der Referenzstrahl benötigt keine weitere Modulation, sondern wird lediglich einer Längenkalibration (Weglängenkompensation) unterzogen. Die Objekt- und Referenzstrahlen werden spektral zerlegt und anschließend auf dem lateral aufgelösten Detektor (CCD-Zeile) überlagert. Das so entstandene elektronisch-kodierte Spektrogramm wird Fourier-rücktransformiert und ergibt auf dieser Weise die gesuchte Signalantwort *s(t)* des Objektes für alle berücksichtigten Tiefen in einer einzigen Belichtungsperiode des Detektors.

Dabei werden Objekt- und Lokaloszillatorstrahl noch vor der kohärenten Überlagerung auf dem Detektor (hier eine spezielle CCD-Zeile, siehe auch Abb. 8.4) spektral zerlegt. Die spektrale Zerlegung beider Strahlen erfolgt mit einem Gitter und transponiert den Mechanismus der Demodulation aus dem Signal- in den Frequenzraum (t -> Ω).

Die Schwingung

$$u_0'(t) = \frac{1}{2} K\ \Gamma(t) \cos\left[(\Omega_0 - \omega)t + \Phi_0 - \varphi\right] - \\ -\frac{1}{2}\ K\ \Gamma(t) \cos\left[(\Omega_0 + \omega)t + \Phi_0 + \varphi\right] \qquad \text{Gl. 8.19}$$

beinhaltet die Signalantwort *s(t)* [Gl. 8.6] des Objektes als eine lineare Amplitudenmodulation des Trägersignals $u_0(t)$ [Gl. 8.8].

Wie bereits gezeigt, führt der herkömmliche Weg der Demodulation dieses Signals $u_0'(t)$ über einer multiplikative, phasengetreue Überlagerung mit dem Trägersignal $u_R(t)$ im Signalraum. Durch eine sehr geschickte Anwendung der Grundsätze der Fourieranalyse, macht das „Spectral Radar“ davon Gebrauch, daß eine Faltung in der Zeitdomäne einer Multiplikation in der Frequenzdomäne entspricht. Durch die spektrale Zerlegung wird die Phaseninformation aber mehrdeutig. Diese Tatsache wird durch eine Kalibration der Phase des Lokaloszillators berücksichtigt.

Das auf diese Weise entstandene „Leistungsspektrum“ des Objektes, muß nun nach der Umwandlung in ein elektronisch kodiertes Spektrogramm zurück in die Zeitdomäne transformiert werden (Ω -> t). Dies wird nun von einer Vorstufe des bildgebenden Gerätes durch eine digitale Cosinustransformation bewerkstelligt. Dabei verliert die Phase erneut ihre Eindeutigkeit. Die Mehrdeutigkeit der Phase wird sich aber nur auf die relative Position der nun rekonstruierten Signalantwort auf dem Bildschirm auswirken.

Die patentierte Methode des „Spectral Radar“ ist ein äußerst interessantes und durchaus effektives bildgebendes Verfahren, dessen Stärke in der Tatsache liegt, daß es die gesamte Tiefeninformation des Objektes parallel verarbeitet. Dies führt dazu, daß Bewegungsartefakte des Objektes hier eher kompensiert werden können als bei tiefen-scannenden Systemen, bei denen die OCT-Signale aus unterschiedlichen Tiefen sequentiell verarbeitet werden.

Die Schwächen des Verfahrens liegen –wie auch bei dem Aufbau für die flächenhafte Detektion– in der Tatsache, daß die Vorteile der heterodynen Detektion, nämlich maximale Empfindlichkeit bei großer Dynamik, nicht ausgenützt werden können. Die Anforderungen, die in technischer Hinsicht an die Zeilendetektoren gestellt werden, sind extrem und nur durch Sonderanfertigung realisierbar.

9. Störungen, Rauschen
und deren Entstehungsmechanismen

Beim Versuch, bestimmte Aspekte der physikalischen Wirklichkeit in meßbare, meist elektrische Größen umzuwandeln, wird man zwangsweise vor die Frage gestellt, wieviel von dem, was man gemessen hat, tatsächlich auf eine reine Antwort des Meßobjektes unter dem zugeführten Signal zurückzuführen ist und inwiefern diese Meßgröße von externen, nicht bedachten Einflüssen überlagert und verfälscht wurde. Dem Experimentator stellt sich die Aufgabe, aus dem gemessenen Ensemble von mehreren Einflüssen das für ihn interessante Phänomen hervorzuheben und die Seitenphänomene möglichst zu unterdrücken.

Daß dies nicht immer möglich ist (z.B. im Falle einer Kreuzüberlagerung zwischen Signal und Störung an einem nichtlinearen Element) macht es um so wichtiger, bereits bei der Planung eines Meßversuches alle dabei in Frage kommenden Aspekte in Betracht zu ziehen und deren Entstehungsmechanismen und Auswirkungen auf das Meßsignal genau zu untersuchen. Stellt sich dann heraus, daß unterschiedliche Faktoren linear miteinander wechselwirken, ist es durchaus noch möglich, nach Abschluß der Meßversuche eine Selektion der gewünschten Wirkung aus der Vielzahl der anderen Einflüsse vorzunehmen. Haben sich aber unterschiedliche Aspekte der zu untersuchenden physikalischen Wirklichkeit noch vor der Messung oder gerade erst durch die Messung nichtlinear überlagert, dann ist es nach der Messung oft nicht mehr möglich, die Wirkungen phänomenologisch und kausal zu trennen. Die Analyse eines auf diese Art entstandenen Meßergebnises wird, wenn nicht unmöglich, so doch erschwert. Werden darüber hinaus nicht alle durch die Messung zur Wechselwirkung gebrachten Faktoren berücksichtigt, kann die Analyse der Meßergebnisse gar in die Irre geleitet werden.

Neben der Vielfalt unterschiedlicher intrinsischer Größen, die die zu untersuchende physikalische Einheit repräsentieren, gibt es eine Vielzahl an unerwünschten, extrinsichen Faktoren, die sich auf das Ergebnis des Meßversuches auswirken, sei es davon unabhängig oder eben durch die Meßabsicht und -Anordnung erst ausgelöst.

Zu den Faktoren, die die Genauigkeit und Aussagekraft eines Meßversuches einschränken, gehören die Störungen und das Rauschen. Eine genaue Trennlinie zwischen diesen zwei Faktoren ist schwer zu ziehen und nur im genau definierten Rahmen einer Versuchsanordnung in ihrer räumlichen und zeitlichen Ausdehnung möglich.

Ziel dieses Kapitels ist weniger eine quantitative Untersuchung der im Experiment auftretenden Stör- und Rauschphänomene, sondern vielmehr eine konzeptuelle Festsetzung von Definitionen sowohl im formellen- als auch im sprachlichen Gebrauch. Manche Abschnitte mögen trivial erscheinen, weil sie als allgemein bekannt vorausgesetzt werden. Es geht daher an dieser Stelle nicht darum, neuartige Phänomene zu beschreiben, sondern vor Allem darum, die damit zusammenhängenden Begriffe für die weiteren Diskussionen zu klären.

Es ist sehr wichtig, eine genaue Trennlinie zwischen Störungen und Rauschen zu ziehen und die Phänomene auch im sprachlichen Gebrauch voneinander auf der kausalen Ebene zu unterscheiden. Ebenso wichtig ist die Feststellung, daß das allgemein bekannte und unvermeidliche „elektronische Rauschen“ aus einer Fülle von eigenständigen Phänomenen besteht, die sich sowohl in Ursache, Wirkung, zeitlichem Verhalten und spektraler Zusammensetzung unterscheiden.

9.1. Störungen

Eine Störung ist eher im Sinne einer sporadischen, singulären Unterbrechung einer sonst stabilen zeitlichen oder räumlichen Ordnung zu sehen. Ein Kratzer ist eine „Störung“ der Glätte einer sonst polierten Oberfläche im räumlichen Sinn, ein Händeklatschen „stört“ eine akustische Messung in ihrem zeitlichen Verlauf und ein Sonnenstrahl von außen verändert chromatisch das Aussehen eines Spektrograms.

Die Störquellen liegen oft außerhalb des Meßsystems und können erst durch Schwachstellen der Anordnung bis zur Auswertung gelangen. Bis auf seltene kosmische oder tektonische Einflüsse, sind diese Störungen meist künstlich, eine unmittelbarer Folge menschlicher Aktivität. Sie lassen sich meist durch entsprechende Maßnahmen wie Abschirmung, Abblockung, Filterung, Dämmung oder eine sorgfältige räumliche oder zeitliche Auslegung der Meßanordnung auf einem Minimum reduzieren.

9.2. Rauschen

Rauschen stellt dagegen sehr oft die ultimative Auflösungsgrenze einer Messung dar, ist ein fester Bestandteil der Meßanordnung und unteilbar verbunden mit dem Meßergebnis selbst. Es hat einen stochastischen Charakter und kann unter Umständen durch Kreuzkorrelationen chaotische Auswirkungen auf die Meßergebnisse haben. Es ist daher sinnvoll, die Entstehungs- und Wirkungsmechanismen des Rauschens zu klären, deren Einfluß auf die Meßgröße genau zu untersuchen und nach Möglichkeit Freiräume zu erkunden, wo das Rauschen ein eventuelles Minimum hat.

Im Falle der elektrischen Meßumformer und der daran für die Signalkonditionierung und Aufzeichnung angeschlossenen elektronischen Geräte sind Störungen und Rauschen ebenso wie die Nutzsignale elektrische Größen. Das Rauschen ist das Ergebnis stochastischer Phänomene und unmittelbar verbunden mit der Meßanordnung selbst. Das Rauschen kann in seinem Verlauf weder vorhergesagt noch kann es vollständig eliminiert werden. Das Rauschen ist ein begrenzender Faktor der Dynamik und der Auflösung eines Meßsystems. Durch Verstärkung kann man ein schwaches Signal beliebig viel anheben, die minimal detektierbare Grenze bleibt aber immer vom Gesamtrauschen des Systems abhängig.

Das Rauschen ist ein sowohl zeitlich als auch in der Amplituden- und Phasendimension unkorreliertes Signal. Würde man ein Rauschphänomen in irgendeine Korrelation bringen können oder wäre es eine singuläre, sporadische Erscheinung, wäre es kein ernst zu nehmendes Problem und würde sich sicherlich wie eine Störung umgehen lassen. Es muß aber nicht heißen, daß Rauschen stochastisch nicht zu charakterisieren ist: das meiste Rauschen, das in elektronische Schaltungen erscheint, ist im Zeit-Amplitudendiagram eine Gauß- oder Normalverteilung. Man spricht von weißem Rauschen für ein Rauschen, das eine spektrale Gleichverteilung hat, von rosa oder von rotem Rauschen wenn das Rauschen spektrale Anhäufungsgebiete aufweist oder sich sonst irgendwie auf der Frequenzachse auszeichnet.

Zu den wichtigsten Rauschmechanismen in elektronische Systeme zählen das thermische Rauschen, das niederfrequente 1/f Rauschen und das Schrotrauschen.

9.2.1. Das thermische Rauschen

Das thermische Rauschen wurde bereits in Verbindung mit der Brownschen Molekularbewegung phänomenologisch vorausgesagt. Das thermische Rauschen wurde erstmals von J.B. Johnson in 1927 beobachtet und von H. Nyquist in 1928 auf eine formelle theoretische Grundlage gesetzt.

Die Ursachen des thermischen Rauschens liegen in der zufälligen Bewegung und Vibration von Ladungsträgern in elektrischen Leitern. Das Verständnis dieses Effektes wird von der Tatsache verschleiert, daß man zunächst annehmen würde, daß der gemittelte Strom, verursacht von der thermischen Ladungsträgerbewegung, null sei und der Leiter sich elektrisch neutral verhalten müßte. Mikroskopisch gesehen, ohne die vorher erwähnte zeitliche und räumliche Mittelung durchzuführen, führen lokale Verdichtungen der vibrierenden Ladungsträger zu zeitlich veränderlichen Stromspitzen und dementsprechend zu einem meßbaren Wechselspannungsabfall.

Die dadurch erzeugte Rauschleistung P_t ist proportional zur Temperatur des Leiters und zur Bandbreite Δf des Auswertungssystems:

$$P_t = k\,T\,\Delta f \qquad \text{Gl. 9.1}$$

wobei k = Boltzmann Konstante = 1,38 x 10^{-23} W s / K
T = Absoluttemperatur
Δf = Rauschbandbreite des Auswertungssystems.

Die vorhandene Rauschleistung ist die durch das Rauschen erzeugte Energie, die in der Zeiteinheit an einen angeschlossenen Verbraucher abgegeben werden kann (vorausgesetzt daß Last- und Innenwiderstand übereinstimmen).

Von größerer praktischen Bedeutung ist die Umformung der Rauschleistungsgleichung in eine Gleichung, die direkt meßbare Größen beinhaltet, wie z.B. die effektive Rauschspannung. Aufgrund der Gleichheit zwischen Last- und Innenwiderstand der Rauschquelle teilt sich die Rauschspannung in zwei gleiche Spannungsabfälle an den jeweiligen Widerständen. Somit wird:

$$P_t = k\,T\,\Delta f = \frac{U_t^2}{4R_L}. \qquad \text{Gl. 9.2}$$

Daraus folgt der Effektivwert der thermischen Rauschspannung als:

$$U_t = \sqrt{4\,k\,T\,R_L\,\Delta f} \qquad \text{Gl. 9.3}$$

mit R als Realteil der Impedanz des Leiters und $4kT = 1{,}61 \times 10^{-20}$ bei Raumtemperatur.
Durch Anwendung des Ohmschen Gesetzes $U_t = I_t\,R_L$ folgt für den thermischen Rauschstrom:

$$I_t = \sqrt{\frac{4\,k\,T\,\Delta f}{R_L}}. \qquad \text{Gl. 9.4}$$

Daraus ergeben sich wichtige Folgerungen:

- Der Effektivwert der Rauschspannung ist proportional zur Quadratwurzel der Bandbreite, unabhängig davon, bei welcher Mittenfrequenz die Messung stattfindet (spektrale Gleichverteilung).

- Eindeutig erscheint die Beziehung zur Temperatur. Gekühlte Sensoren werden diesbezüglich einen größeren Rauschabstand erreichen als solche, die bei Raumtemperatur arbeiten. Dies gilt aber auch für sogenannte „sekundäre Sensoren", für Spannungsreferenzen und andere elektronische Bezugs- und Kalibrationssysteme.

- Die Einführung des Begriffes „Rauschleistung" darf nicht im Sinne einer Verletzung der thermodynamischen Gesetze verstanden werden. Durch die elektrische Verbindung einer thermisch rauschenden Quelle mit einem (selbst thermisch rauschenden) Ohmschen Verbraucher wird sich die Rauschleistung bis zur Herstellung des thermodynamischen Gleichgewichtes auf beide Elemente verteilen.

Aus dem Ausdruck für die Rauschspannung [Gl. 9.3], ergeben sich für die Minimierung des thermischen Rauschens zwei wichtige Aspekte:

- Der Innenwiderstand des Sensors und die hinzugekommenen Serienwiderstände müssen so klein wie möglich gehalten werden. Diese Forderung impliziert stets die Verwendung von Meßverstärkern mit kleinen ohmschen Eingangswiderständen. Ist dabei eine Impedanzanpassung notwendig, so sollte sie mit Blindwiderständen vorgenommen werden, denn Blindwiderstände haben grundsätzlich kein Eigenrauschen.

- Das thermische Rauschen ist breitbandig und die spektrale Leistungsdichte des thermischen Rauschens ist gleichverteilt. Deswegen soll stets der Versuch unternommen werden, die Meßbandbreite nur so groß zu halten wie überhaupt notwendig.

9.2.2. Das niederfrequente Rauschen

Im niederfrequenten Bereich des Spektrums, im niederen Audiobereich und darunter, überwiegt aber eine andere Art von Rauschen. Es unterscheidet sich vom thermischen Rauschen und vom Schrotrauschen dadurch, daß seine spektrale Leistungsdichte nicht gleichverteilt ist. Die spektrale Leistungsdichte des niederfrequenten Rauschens steigt gegen Unendlich, wenn die Frequenz gegen null sinkt. Im Unterschied zu den gleichverteilten Rauschquellen, die deswegen „weiß" bezeichnet werden, wird das niederfrequente Rauschen „rosa" bezeichnet [Steinbuch 1973]. In der Literatur sind dafür Begriffe wie Überschußrauschen, Halbleiterrauschen, NF-Rauschen und Kontaktrauschen zu finden.

Bei Halbleitern sind die Ursachen im unregelmäßigen Durchtritt der Ladungsträger durch eine Sperrschicht, im zeitlichen Schwanken der Rekombination und Paarbildung oder in unregelmäßigen Haftstellen [Ebeling 1989] zu finden. Das Überschußrauschen in Leitern, Widerständen und Kontaktstellen entsteht, wenn Strom durch Diskontinuitäten der Materie fließt.

Alle diese Namen bezeichnen aber denselben Effekt eines Rauschens, dessen spektrale Dichte einer $(1/f^{\alpha})$ Funktion folgt. Typische Werte für α variieren von 0,8 bis 1,3 [Motchenbacher 1972] für unterschiedliche elektronische Komponenten. Der Sonderfall $\alpha = 2$ bezeichnet das rote Rauschen, wobei der Fall $\alpha = 1$ der wohl häufigste ist.

Diese Art von Rauschen, das offensichtlich von der Qualität der Oberflächenbehandlung bei der Herstellung elektronischer Bauteile abhängt, kann durch den Einsatz spezieller, meist gesondert hergestellter und ausgesuchter Bauteilen reduziert, nicht aber gänzlich eliminiert werden. Sehr wichtig dabei ist die Tatsache, daß man das 1/f Rauschen keineswegs durch eine Erhöhung der Meßzeit oder eine Erhöhung der Anzahl der Mittelungen reduzieren kann, wie dies beim thermischen- und Schrotrauschen der Fall ist.

Dies ist zwar nur eine apparative Begrenzung, aber man sollte sie bei der Planung und Auslegung eines Meßversuches berücksichtigen. Das niederfrequente Rauschen bleibt eine Grenze, deren Überwindung schwieriger ist, als eine apriorische Verschiebung des geplanten Versuches in „ruhigere“ Spektralgebiete zu höheren Frequenzen hin.

Quantitativ liefert schon der Name „1/f Rauschen“ den Schlüssel für die Berechnung der Rauschleistung P_f in einem bestimmten Frequenzband f_1 .. f_2:

$$P_f = k \int_{f1}^{f2} \frac{df}{f} = k \ln\left(\frac{f_2}{f_1}\right). \qquad \text{Gl. 9.5}$$

Der Effektivwert der 1/f Rauschspannung hängt quadratisch von der Leistung ab:

$$U_f{}^2 = K \ln\left(\frac{f_2}{f_1}\right) = K \ln\left(1+\frac{\Delta f}{f_1}\right) \approx K\frac{\Delta f}{f}\,. \qquad \text{Gl. 9.6}$$

Daraus folgt die spektrale Dichte *S(f)* des 1/f Rauschens:

$$\frac{\Delta U_f^2}{\Delta f} =: S(f) = \frac{K}{f}\,. \qquad \text{Gl. 9.7}$$

Die konstante *K* bleibt dabei stets von dem jeweiligen Bauteil oder Baugruppe abhängig und kann nur experimentell oder nach Herstellerangaben bestimmt werden. Nützlich dabei ist der in Datenblätter angegebene „Einsatzpunkt“ des niederfrequenten Rauschens, definiert als höchste Frequenz bei der diese Art von Rauschen in Anwesenheit der anderen Rauschquellen noch nachweisbar ist.

9.2.3. Das Schrotrauschen eines elektrischen Stromes

Das Schrotrauschen ist der unmittelbare Ausdruck der „Körnigkeit“ der Ladungsträger, die zu einem beliebigen Strom beitragen. Sowohl die Erzeugung der Ladungsträger als auch ihre Driftbewegung zur anziehenden Elektrode und eventuelle Rekombinationsprozesse unterwegs sind Zufallseffekte. Für eine längere Beobachtungsperiode als die Dauer einzelner Prozesse wird die mittlere Anzahl der Einzelereignisse von der Poissonverteilung gegeben.

In elektronischen Bauelemente wird das Schrotrauschen mit der Überwindung einer Potentialbarriere von einem elektrischen Strom assoziiert. Solche Potentialbarierren sind alle Halbleiterübergängen oder die Kathode einer Vakuumröhre. Einfache Leiter und Widerstände weisen kein Schrotrauschen auf.

Für die Berechnung des vom Schrotrauschen verursachten Stromes denkt man sich einen rauschfreien Baustein in Serie mit einem rauschbehafteten Widerstand [Motchenbacher 1972]. Der durch den Serienkreis fließende Rauschstrom hat die Form:

$$I_s = \sqrt{2\, q\, I_{dc} \Delta f} \qquad \text{Gl. 9.8}$$

wobei q = 1,59 x 10^{-19} C die Elementarladung,
I_{dc} : der Gleichstrom der durch das Bauteil fließt und
Δf : die Beobachtungsbandbreite ist.

Wie im Falle des thermischen Rauschens, hängt auch der vom Schrotrauschen erzeugte Strom von der Quadratwurzel der Bandbreite ab. Die spektrale Rauschleistungsdichte ist auch in diesem Fall gleichverteilt, so daß auch hier eine Verringerung der Bandbreite zu einer Reduzierung der gemessenen Rauschleistung führt.

Da das Schrotrauschen auf der Poissonverteilung von Einzelereignissen –hier Nachweis von Ladungsträger– beruht, werden auch andere derartig verteilte Ereignisse wie der Nachweis einzelner Photonen mit Schrotrauschen behaftet sein.

9.2.4. Schrotrauschen eines Photodetektors

Im Falle eines Photodetektors stellt sich die Frage nach dem erreichbaren Signal-Rausch-Verhältnis (SNR oder S/N) unter der Berücksichtigung aller beitragenden Rauschmechanismen.

Nehmen wir zunächst an, daß ein intensitätsmoduliertes Lichtsignal [Ebeling 1989]

$$P(t) = P_0(1 + m\cos(2\pi f t)) \qquad \text{Gl. 9.9}$$

mit einem Modulationsgrad m und eine sinusförmige Modulationsfrequenz f jenseits der 1/f Rauschgrenze, auf einem photoelektrischen Wandler mit dem Wirkungsgrad η einfällt.

Der dadurch erzeugte photoelektrische Strom ist:

$$i_{ph}(t) = \frac{\eta q}{h\nu} P_0 + \frac{m\eta q}{h\nu} P_0 \cos(2\pi f t)\,. \qquad \text{Gl. 9.10}$$

Dabei ist das „Signal“ nur in der Wechselstromkomponente beinhaltet, der erste Summand (ein Gleichstrompegel) trägt keine Information. Die mittlere Signalleistung ist somit:

$$I_{ph}^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{m\eta q}{h\nu} P_0\right)^2. \qquad \text{Gl. 9.11}$$

Bei der Berechnung des Schrotrauschens trägt dagegen nur die Gleichstromkomponente der Lichtleistung bei, denn im zeitlichen Mittel verschwindet die Wechselstromkomponente:

$$I_S^2 = \frac{2\,\eta\, q^2 P_0\, \Delta f}{h\nu}\,. \qquad \text{Gl. 9.12}$$

Der Dunkelstrom i_D verursacht auch ein Schrotrauschen:

$$I_{SD}^2 = 2\, q\, i_D\, \Delta f\ . \qquad \text{Gl. 9.13}$$

Das thermische Rauschen trägt auch zur Gesamtrauschleistung bei:

$$I_t^2 = \frac{4\, k\, T\, \Delta f}{R_L}\ . \qquad \text{Gl. 9.14}$$

Die fehlende Korrelation der drei errechneten Rauschquellen erlaubt die additive Überlagerung der einzelnen Rauschleistungen. Somit ergibt sich für das Signal-Rausch-Verhältnis:

$$SNR = \frac{\left[m\eta\, q\, P_0/(h\nu)\right]^2}{4\eta\, q^2 P_0 \Delta f\ /(h\nu) + 4q\, i_D \Delta f + 8kT\, \Delta f\ /R_L}\ . \qquad \text{Gl. 9.15}$$

Hier ist der Beitrag des Schrotrauschens alleine:

$$SNR\,\big|_{Schrot} = \frac{m^2\, \eta\, P_0}{4\, \Delta f\ h\nu}\ . \qquad \text{Gl. 9.16}$$

Für *SNR*= 1 errechnet sich aus der Schrotrauschengrenze bei einem voll modulierten Signal (m = 1) und an einem idealen Photodetektor (η = 1) die minimal detektierbare Leistung an der (Schrot-) Quantengrenze als:

$$P_0^{\min} = 4\, \Delta f\ h\nu\ . \qquad \text{Gl. 9.17}$$

Dieses Beispiel gilt unter der Annahme, daß man sich auf der Frequenzachse weit oberhalb der 1/f Rauschgrenze befindet. Überwiegt in einer Messung das 1/f Rauschen, dann ist die Schrotrauschgrenze nicht mehr erreichbar.

9.3. Rauschzahl, Rauschbandbreite und Spektrale Rauschdichte

Oft findet man in der Literatur an der Stelle, wo Überlegungen bezüglich der Rauschoptimierung präsentiert werden, Begriffe, deren Definition einer genaueren Klärung bedürfen. An dieser Stelle soll nur die Rauschbandbreite erwähnt werden, die in der Literatur für die Berechnung des Rauschabstandes (SNR) einer OCT-Anlage Verwendung findet [Izatt 1993 a].

Per definitionem [Motchenbacher 1972] ist also die NEB:

$$\Delta f = \frac{1}{A_{v0}^2} \int_0^\infty \left[A_v^{\,2}(f)\right] df \qquad \text{Gl. 9.18}$$

wobei $A_v(f)$ die spektrale Kennlinie des untersuchten Vielpols ist
und $A_{v0} = [\, A_v(f)\,]_{max}$ ist.

Die Rauschbandbreite (engl. NEB = Noise Equivalent Bandwidth) hat nicht die gleiche Definition wie die Signalbandbreite, die als Halbwertsbreite der spektralen Kennlinie $A_v(f)$ bekannt ist. Die NEB ist ebenfalls im Leistungsspektrum definiert, allerdings als die Bandbreite Δf eines rechteckigen Kastens, dessen Oberfläche der Integralwert und die Höhe des Kastens der Maximalwert der spektralen Kennlinie $A_v(f)$ im Quadrat ist. Diese Definition ermöglicht auch eine graphische Ermittlung der NEB.

10. Diodenzeilen mit sequentieller Ausgabe

Die Notwendigkeit einer Beschleunigung des OCT-Systems mit der slow-scan-CCD-Kamera ist im Kapitel 7 erörtert. Die Hauptfaktoren, die zu einer nennenswerten Erhöhung der Meßgeschwindigkeit führen sollten, sind einerseits die Verringerung der Informationsredundanz und andererseits eine analoge, möglichst parallele Datenvorverarbeitung. Eine große Rolle spielt dabei die Auswahl eines geeigneten, Photodetektors. Diese Auswahl findet nach Kriterien bezüglich seiner optischen und elektrischen Eigenschaften, Anschaffungskosten und Verfügbarkeit statt.

Ursprünglich wurde an einen Diodenring gedacht, mit dem die ringförmigen Auswertungszonen der Kamera aproximiert werden sollten (siehe Kapitel 6.4). Die Dioden würden ein größeres dynamischen Fenster anbieten und würden durch die diskrete Bauweise den direkten Zugriff auf ein beliebiges Element erlauben. Dies hätte eine echte Parallelverarbeitung der Einzelelemente zugelassen, um die Differenzbildung zwischen komplementär angeordneten Diodenpaare in Echtzeit zu ermöglichen (siehe Kapitel 7.2).

Untersuchungen mit dem Kameraaufbau haben aber gezeigt, daß im Falle eines transversalen Scans die Information nicht auf dem ganzen Umfang des Auswertungsringes gleichverteilt ist. Dieser Erkenntnis zufolge empfiehlt es sich, den Auswertungsring in vier Quadranten zu unterteilen und nur die Information der in Scanrichtung liegenden Quadranten phasenversetzt zur Auswertung hinzuzuziehen [Brunner 1997]. Die Phasenversetzung ergibt sich aus der zeitlichen Reihenfolge, in der das Objekt im transversalen Scan die jeweiligen Quadranten „erreicht“. Verzichtet man nun auch auf einen der beiden Quadranten in Scan-Richtung, so hat man den Vorteil einer eindeutigen Information, die nicht mehr phasenversetzt nachbearbeitet werden muß und den Nachteil einer schlechteren Statistik durch Halbierung der Pixelanzahl.

Auch die Form der Auswertungsfläche hat sich unter diesem Aspekt als nicht unbedingt notwendig ringförmig erwiesen. Dies gilt natürlich nur in einer ersten Näherung und für einen genügend großen Abstand vom Einstrahlpunkt im Bezug auf der Detektorgröße. Daraus ergab sich, daß eine zeilenförmige Anordnung von Einzeldetektoren ausreichend sein müßte. Die Pixelanzahl sollte groß genug sein, um eine gute Statistik zu ermöglichen aber nicht zu groß, um den Verarbeitungsaufwand nicht übermäßig steigen zu lassen. Die Pixeldimension sollte dabei in der Größenordnung der Pixel der Kamera liegen (zwischen zehn und hundert Mikrometer).

Ausgehend von diesen Rahmenbedingungen ist die Auswahl der geeigneten Detektorzeilen aus dem vorhandenen Marktangebot unterschiedlicher Hersteller erfolgt. Die endgültig ausgewählten Detektorzeilen stellen einen Kompromiß dar, hinsichtlich der internen Eigenschaften wie Abmessungen, Anzahl der Pixelelemente, Auslesegeschwindigkeit, spektrale Empfindlichkeit und nicht zuletzt Pixelgleichheit und Rauschen. Eine optimale Wahl wären kundenspezifisch hergestellte Zeilen gewesen, die aber jeden sinnvollen Kostenrahmen gesprengt hätten.

10.1. „Texas-Instruments“ Zeilen

Bei der Auswahl der Detektoren haben sich die kommerziell erhältlichen Diodenzeilen mit sequentieller Ausgabe der Firma „Texas Instruments“ TSL 1301* bzw. TSL 1401* als

* „TSL 1301“ und „TSL 1401“ sind eingetragene Warenzeichen der Firma „Texas Instruments“

vielversprechend herausgestellt. Der Nachteil der sequentiellen Ausgabe, die eine Echtzeit-Parallelverarbeitung wegen des fehlenden Einzelzugriffs auf ein Pixelelement unmöglich macht, wird zum Teil von der dadurch vereinfachten Auswertungselektronik aufgewogen. Dies geht natürlich auf Kosten der Verarbeitungsgeschwindigkeit und macht eine kontinuierliche Auswertung unmöglich. Aber für den Fall, daß man durch die Auswertungsvorschrift an die Schritt-für-Schritt-Methode gebunden ist (siehe Kapitel 7), ist die sequentielle Ausgabe kein eigentliches Hindernis: in der Zeit in der man den Tiefenscanmotor verfahren muß, muß man die Beleuchtung ohnehin unterbinden. Dadurch kann man während der (blinden) Verfahrzeit die Auswertung durchführen, ohne die Meßzeit dafür verlängern zu müssen.

10.1.1. Elektrische und optische Funktionsbeschreibung

Die ausgewählten Zeilendetektoren von „Texas Instruments“ sind hochintegrierte elektronische Bausteine, die in einem durchsichtigen Plastikkörper in der Standard DIP–8–Form („dual in line 8 Pin“) sowohl die Photodetektor-Zeilen als auch die in CMOS-Technik aufgebaute Ansteuerungs- und Signaltransferkette beherbergt. Das Gehäuse hat die Standardabmessungen eines DIP-8 Bauteils: B x T x H = 10,9 x 6,6 x 2,7 mm. Die Stromversorgungs- und Signalleitungen sind über normale IC-Pins in 2,54 mm Raster ausgeführt und eignen sich für Montage und Kontaktierung in normale IC-Sockel.

Tab. 10.1: Optische und elektrische Eigenschaften der verwendeten Zeilendetektoren (Katalogdaten aus [TSL 1301] und [TSL 1401])

Spektralbereich	400 – 700	*nm*
Pixelfrequenz	5 – 2000	*kHz*
Integrationszeit	0,0645 - 100	*ms*
Betriebsspannung	4,5 – 5,5	*V*
Ausgangsimpedanz	330	*Ω*

Die Zeilendetektoren werden zu minimalen Kosten in Industriequalität hergestellt und finden nach Angaben der Herstellerfirma „Texas Instruments“ Anwendung in verschiedenen Applikationen wie Markierungsidentifikation, optischer Schrifterkennung, Kontaktbild-gebung, Kantendetektion, Positionierung und optische Kodierung.

Die Besonderheit der Zeilendetektoren von „Texas Instruments“ besteht in der eingebauten Ansteuerungs- und Signaltransferkette, die ähnlich wie bei CCD-Elementen die lateral aufgelöste Belichtungsinformation der einzelnen Pixel am Ausgang über eine einzige elektrische Leitung in Form eines Zeittelegramms ausgibt. Dies vereinfacht die spätere Auswertung erheblich, bringt aber auch die bereits erwähnten Einschränkungen bezüglich der möglichen Demodulationsverfahren.

Die Zeilendetektoren bieten eine eingebaute elektronische Belichtungszeitkoordination und Verschlußfunktion. Jedes einzelne Pixelelement ist mit einem integrierenden Verstärker fest verbunden. Die Integrationskonstante kann von außen für alle Pixel zugleich festgelegt werden. Im Normalfall wird ein Pixelintegrator ausgewertet, die spannungskodierte Belichtungsinformation ins Zeittelegramm eingefügt und anschließend auf den Anfangswert null zurückgesetzt. Dies würde aber dazu führen, daß die Integrationszeit eines einzelnen Pixels, durch seine individuelle Auswertung bedingt, entweder früher oder später anfangen würde. Die Gesamtintegrationszeit wäre zwar für alle Pixel gleich, sie würde sich aber von Pixel zu Pixel in der Phase unterscheiden. Dies war auch der Fall bei den ursprünglich auf dem Markt erschienenen Zeilen TSL 401.

Um dies zu vermeiden, wurde vom Hersteller eine analoge Zwischenspeicherung vorgesehen. Nach der nun einheitlich gültigen Integrationszeit wird die spannungskodierte Information aller Pixel gleichzeitig zu einem Zwischenspeicher übertragen. Somit können nach erfolgter Informationszwischenspeicherung alle Integratoren zur gleichen Zeit gelöscht und neu gestartet werden. Das Mechanismus verhindert erfolgreich und in effektiver Art und Weise eine Phasenverschmierung der einzelnen Pixelsignale.

10.1.2. Parameter der Zeilendetektoren und Variantenvergleich

Die Zeilendetektoren sind in mehreren Ausführungen erhältlich. Die wichtigsten Eigenschaften der in der Arbeit eingesetzten Typen TSL 1401 und TSL 1301 werden in der nachstehenden Tabelle zusammengefaßt.

Tab. 10.2: Funktionsparameter der verwendeten Zeilendetektoren (Katalogdaten)

Zeilentyp	***TSL 1401***	***TSL 1301***	***Einheit***
Pixelanzahl	128	102	
Pixelgröße B x L / Lücke	55 x 63,5 / 8,5	77 x 85 / 8	*µm*
Sättigungsspannung	3 – 3,5	3 – 3,5	*V*
@ Sättigungsbeleuchtung	136 – 175	5,45 – 7	nJ / cm^2
Ausgangsspannung „hell“	1,8 – 2,2	1,8 – 2,2	*V*
@ „hell“ –Beleuchtung	14000	800	nW / cm^2
Spannung „dunkel“	0,1 – 0,2	0,3 – 0,4	*V*
Pixelungleichheit „hell“	+/- 7	+/- 10	*%*
Pixelungleichheit „dunkel“	0,08 – 0,12	0,04 – 0,12	*V*
Linearitätsabweichung	+/- 0,4	+/- 0,5	*%*
Pixelrauschen	1	3	*mVrms*
Signalübertrag („lag“)	0,5	1	*%*

Die Daten aus den obigen Tabellen Tab. 10.1 und Tab. 10.2 sind aus den Datenblätter des Herstellers entnommen (siehe Literaturverzeichnis [TSL 1401] bzw. [TSL 1301]) und zum Teil innerhalb der Exemplarstreuung experimentell von uns überprüft.

Der Hauptunterschied zwischen der Variante TSL 1401 und TSL 1301 ist die Photodiodenanzahl und die Abmessungen der einzelnen Pixel. Elektrisch gesehen sind sie von der Ansteuerung identisch, unterscheiden sich aber erheblich bezüglich Lichtempfindlichkeit und Rauschen. Dies ist zum Teil auf die größere Detektorfläche, zum Teil auf eine optimierte Elektronik der Zeile TSL 1301 zurückzuführen. Das Ziel der Optimierung ist –laut Hersteller– die Erhöhung der Meßgeschwindigkeit, die Reduktion des Aufwandes bei der Beleuchtung und das Erreichen eines höheren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses.

Die Diagramme aus Abb. 10.1 sollen die Funktion der Zeilendetektoren verdeutlichen. Wie bereits erwähnt, benötigen die Zeilen trotz der über hundert Dioden nur einen einzigen Ausgang, um die Belichtungsinformation ausgeben zu können. Dies geschieht dadurch, daß durch ein elektronisches Schaltwerk die Werte der einzelnen Beleuchtungszustände sequentiell in der Form eines zeitaufgelösten Signals zum Ausgang geschaltet werden. Damit ist es möglich, den sequentiellen Ausgang direkt auf einem Oszilloskop darzustellen.

Auf dem Oszilloskop ist die Zeitachse der lateralen Dimension der Zeile gleichzusetzen. Ist ein Ausgabezyklus zu Ende, so wartet die Zeile auf das nächste digitale Startsignal, wobei die Belichtungszeit für die nächste Ausgabe bereits am Anfang des letzten Lesezyklus gestartet

wurde. Dies ist durch den eingebauten, bereits erwähnten Zwischenspeicher ohne Bewegungsartefakte möglich.

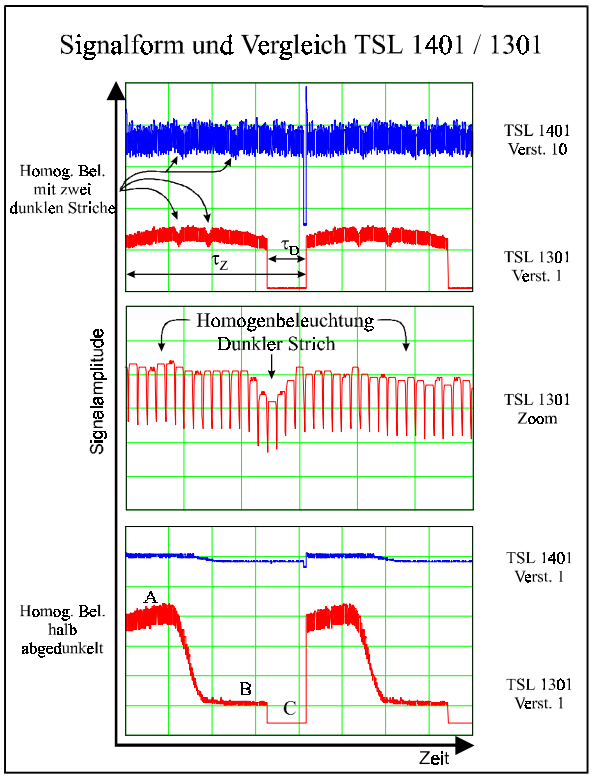

Abb. 10.1:Lateral aufgelöste Lichtantwortsignale der Zeilendetektoren. Das obere Bild zeigt bei gleicher Beleuchtungsstärke und unterschiedlicher Verstärkung die Zeilen TSL 1401 und die empfindlichere TSL 1301. Die Ordinate umfaßt zwei Zeilenperioden τ_Z getrennt durch die Verzögerung τ_D. Die Beleuchtung ist parallel und leicht gaußförmig. Zwei dunkle Balken von 200 µm Breite sind nur in der Lichtantwort der TSL 1301 zu erkennen. Das Bild in der Mitte zeigt für eine bessere Erkennung der Pixelsignalform eine vergrößerte Darstellung der TSL 1301. Das Bild unten zeigt die maximale laterale Auflösung der Zeilen bei der Abbildung einer Kante (links maximale Helligkeit A, rechts dunkel B). Die Pause zwischen den Zeilenperioden C stellt den elektrischen Nullpunkt dar.

Auf dem oberen Diagramm in Abb. 10.1 sind jeweils zwei Ausgabezyklen zu sehen. Oben im Diagramm ist die Zeile TSL 1401 bei einer zehnfachen Y-Verstärkung und unten die Zeile TSL 1301 bei einer einfachen Verstärkung (1 Kasten in Y-Richtung = 1 V) dargestellt. Die Beleuchtungsverhältnisse der zwei Zeilen sind absolut identisch. Verwendet wurde eine inkohärente Beleuchtung im roten Spektralbereich mit einem leicht gaußförmigen Strahlprofil.

Zunächst bemerkt man den großen Unterschied der Lichtantwort der unterschiedlichen Zeilen. Erhöht man die Beleuchtungsstärke, so steigt auch die Antwort der Zeile TSL 1401 und zeigt ein ähnliches Profil wie die TSL 1301. Ebenfalls gravierend ist das unterschiedliche Rauschverhalten und der Ausreißer im ersten Pixel der Zeile TSL 1401. Der Ausreißer ist nach dem Datenblatt herstellungsbedingt und relativiert sich bei erhöhter Beleuchtungsstärke. Bei TSL 1301 scheint dieses Problem behoben worden zu sein, denn auch im Datenblatt wird es nicht mehr erwähnt.

Bis auf eine leichte gaußförmige Krümmung ist das Beleuchtungsprofil der Zeilen homogen. Für Justagezwecke wurde auf den Detektoren eine 1:1 Abbildung einer von hinten homogen beleuchteten Glasplatte projiziert, auf deren zur Abbildung gewandten Seite zwei Drähte von

200 µm Durchmesser geklebt worden sind. Die Form und Tiefe der Einkerbungen aus dem Zeittelegramm der Zeilen ist bei TSL 1301 auch in der vergrößerten Aufnahme in der Mitte von Abb. 10.1 zu sehen. Die Einkerbungen geben Auskunft über die Schärfe des Abbildungssystems bestehend aus Abbildungslinse und Zeilendetektor. Bei einem perfekten Abbildungsmechanismus hätte das elektrische Signal tiefe, scharfe Kerben bis zur Dunkelspannung im Bereich von nicht mehr als zwei oder drei Pixel zeigen sollen. Die Abrundung der Kanten der elektronischen Abbildung des undurchsichtigen Drahtes deutet auf eine gegenseitige Kopplung zwischen den Pixelelementen der Zeile.

Der gleiche Effekt ist im Diagramm unten in Abb. 10.1 zu sehen. Hier wurde eine scharfe hell-dunkel Kante abgebildet. Die einzelnen Pixel der Zeile sind offensichtlich nicht unabhängig. Um den Einfluß der Linsenfehler auszugrenzen, wurde mit dem gleichen Ergebnis auch eine Abschattung unmittelbar vor der Zeile vorgenommen.

Für höhere Beleuchtungsstärken ist die Kopplung stärker und für niedrigere schwächer. Dies ist ein Anhaltspunkt für die Annahme, daß die Pixelunabhängigkeit eher auf eine elektrische als auf eine optische Kopplung zwischen benachbarte Pixel zurückzuführen ist. Der Fall einer rein optischen Kopplung würde eintreten, wenn dafür nur Streuung oder Reflexe innerhalb des Plastikkörpers verantwortlich wären. Dies würde aber ein lineares Verhalten implizieren. Das Phänomen kann entweder durch eine gegenseitige Kopplung benachbarter Detektorelemente durch das Siliziumsubstrat erklärt werden, es kann eine Folge des Schaltmechanismus am Ausgang sein, oder es kann sein, daß die Schieberegister bei der verwendeten Wellenlänge nicht lichtunempfindlich sind. Der Hersteller konnte darüber keine Auskunft geben, denn der Anspruch einer völligen Pixelunabhängigkeit wäre jenseits der Spezifikation eines so günstigen Bauteils.

Die Anforderungen des Aufbaus hinsichtlich Pixelgleichheit und Rauschen sind extrem hoch und werden von den eingesetzten Detektorzeilen nicht ganz erfüllt. So begrenzt zum Beispiel das Rauschen der einzelnen Pixel einer Zeile die Messung bei bereits 43 dB unter der maximalen Signalstärke, die zur Übersteuerung führt.

Stärkere Auswirkungen auf das Auswertungskonzept der verwendeten komplementären Zeilendetektion hat die Pixelungleichheit, die mit 10 % nach Herstellerangaben eine weitere Signalbegrenzung bereits bei 34 dB verursacht. Außerdem scheint die Pixelungleichheit nicht lediglich eine statische Größe zu sein, sondern bezieht sich auf das dynamische Verhalten eines Pixels im Vergleich zum Mittelwert aller anderen.

Im mittleren Diagramm der Abb. 10.1 ist das „laterale“ Rauschen der Zeile besonders gut zu erkennen. Es handelt sich um die unterschiedliche Antwort der einzelnen Pixel auf eine homogene Beleuchtung. Dies ist die vorhin erwähnte Pixelungleichheit. Das „vertikale“ Rauschen ist die Schwankung eines Pixelsignals bei konstanter Beleuchtungsstärke.

Im Falle von unabhängigen Pixeln würden sich beide Rauscheffekte statistisch beheben lassen. Dies war auch der Hauptansatz, der zur Verwendung der Zeile in einem derart anspruchsvollen Meßsystem geführt hat. Spätere Untersuchungen haben aber gezeigt, daß das auftretende niederfrequente Rauschen mit statistischen Mitteln nicht zu beheben ist.

Für den Aufbau des OCT-Systems mit komplementärer Detektion wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Zeile TSL 1301 wegen ihrer größeren Lichtempfindlichkeit und niedrigerem Rauschen ausgewählt.

10.2. Optischer Aufbau

Der optische Aufbau, der für die optische Kohärenztomographie mit flächenhafter Detektion erstellt worden ist, wurde im Sinne der Aufgabenstellung in Anlehnung an die Prinzipien und Erfahrungen des Kameraaufbaus konzipiert. Er gewährleistet mechanische Bewegungsachsen, die für einen vollständigen B-Scan notwendig sind, erlaubt eine Feinjustage der optischen zu den mechanischen Achsen und gewährleistet durch eine kompakte Bauweise die notwendige Stabilität des interferometrischen Teils.

Aus rein optischer Sicht beruht die Konstruktion auf dem Prinzip eines Mach-Zender Interferometers. Eine Besonderheit des Aufbaus ist die Möglichkeit, einen transversalen Scan vornehmen zu können, ohne die absolute Objektarmlänge verändern zu müssen. In Abb. 10.2 wird der schematische Aufbau gezeigt.

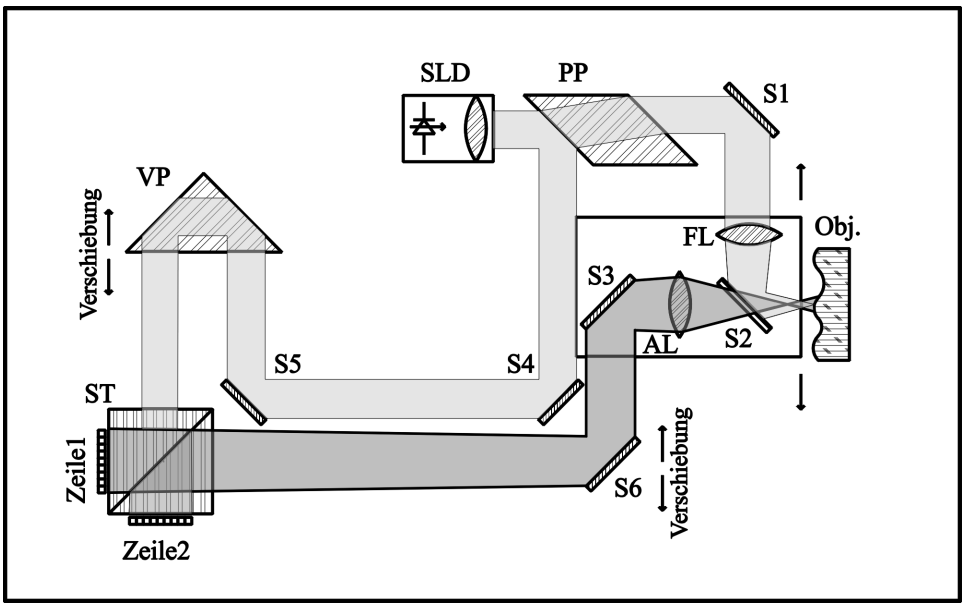

Abb. 10.2: : Schematischer Aufbau des Interferometers mit komplementärer Zeilendetektion. Der Aufbau bietet die Möglichkeit sowohl A- als auch B-Scans durchzuführen. Die gemeinsame Bewegung der Abbildungs- und Fokussieroptik (*AL* und *FL*) auf einer gemeinsamen Platte macht B-Scans ohne zusätzliche Weglängenkompensation möglich. Durch Verschiebung des Spiegels *S6* kann die relative Detektorposition im Bezug auf den Einstrahlpunkt eingestellt werden. Weitere Einzelheiten im Text.

Die Lichtquelle *SLD* ist eine zu einem breiten Ausgangsstrahl kollimierte Superlumineszenzdiode mit einer Maximalleisung von 10 mW und einer Bandbreite von $\Delta\lambda$ = 13 nm (bei 1 mW) und λ = 830 nm Zentralwellenlänge. Nach dem Wiener-Khinchine Theorem entspricht die Kohärenzfunktion einer Lichtquelle der Fourier-Rücktransformation ihrer spektralen Leistungsdichte [Hellmuth 1996]. Dadurch ergibt sich für die Kohärenzlänge l_C der Quelle:

$$l_C = \frac{2\ln(2)}{\pi}\,\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \qquad \text{Gl. 10.1}$$

Im Falle der verwendeten *SLD* Quelle entspricht dies einer Kohärenzlänge von 23 µm bei 1 mW optischer Ausgangsleistung.

Der Strahl der *SLD* wird auf etwa 10 mm aufgeweitet, um damit die 8 mm breiten Detektoren direkt bestrahlen zu können. Für die interferometrische Auswertung ist die Teilung des SLD-Strahls in zwei Teilstrahlen (Referenz- und Objektstrahl) notwendig[*]. Um ähnliche Beleuchtungsstärken auf den Detektoren sowohl aus dem Objekt- als auch aus dem Referenzstrahl gewährleisten zu können, muß der Referenzstrahl viel schwächer als der einfallende Objektstrahl sein. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, die Auskopplung der Referenz asymmetrisch unter Verwendung eines Oberflächenreflexes durchzuführen. Die Teilung in Referenz- und Objektstrahl erfolgt an der planparallelen Glasplatte *PP*. Von der Auskoppeloberfläche geht der Referenzstrahl über den Spiegel *S4* und *S5* bis zu einem beweglichen Prisma. Das Prisma *VP* kann mittels eines Schrittmotors bewegt werden. Dadurch wird die für die Detektion notwendige Weglängenmodulation des Referenzarms vorgenommen. Aus dem Retroreflektor wird der Referenzstrahl zum Detektionsstrahlteiler *ST* geleitet.

Auf dem Detektionsstrahlteiler sind die lateral aufgelösten Detektoren *Zeile 1* und *Zeile 2* komplementär ausgerichtet und fixiert. Die genaue Justage der Zeilen auf dem Strahlteilerwürfel vor der Fixierung erfolgt unter mikroskopischer Kontrolle. Anschließend kann unter Beobachtung der elektrischen Signale der Detektoren auf einem eindeutigen Lichtmuster geprüft werden, ob die Ausrichtung der Zeilen im Bezug zueinander auch stimmt. Darüber hinaus werden die Zeilendetektoren noch vor der Montage auf eine möglichst gute Übereinstimmung ihrer Kennlinien sortiert.

Der Objektstrahl wird nach der Referenzstrahlauskoplung am Spiegel *S1* umgelenkt und durch die halbdurchlässige Platte *S2* auf die Oberfläche des Objektes mit einer Linse *FL* (f = 40mm, D = 20mm) fokussiert. Nach der Streuung in der Tiefe des Objektes wird das remittierte Licht nach (erneutem) Durchlaufen der halbdurchlässigen Platte *S2* von der Abbildungslinse *AL* erfaßt und über *S3* und *S6* am Ort der komplementären Zeilendetektoren abgebildet. Die Abbildungslinse *AL* hat wie die Linse *FL* eine Brennweite von 40 mm und einen Durchmesser von 20 mm. Der Abbildungsmaß 1:10 gewährleistet eine vergrößerte Abbildung der Objektoberfläche auf den komplementären Zeilendetektoren. Dabei kann durch eine Verschiebung des Umlenkspiegels *S6* die Position der Abbildung auf den Detektoren verändert werden. Dadurch ist es möglich, auf den Detektoren entweder den Einstrahlpunkt oder einen beliebig anderen Ausschnitt der Objektoberfläche von außerhalb des Beleuchtungsflecks abzubilden.

Der transversale Scan wird durch die Verschiebung der gesamten Platte mit den optischen Komponenten *FL*, *S2*, *AL* und *S3* vorgenommen. Dadurch wird erreicht, daß die optische Weglänge des Objektarms sich während eines transversalen Scans nicht verändert.

Der kompakte Aufbau ist gegenüber einem optischen Banksystem vorteilhaft und eignet sich insbesondere für einen portablen Einsatz. Eine vollständige Implementierung des Aufbaus in Fasertechnik wäre wegen der verwendeten Methode der flächenhaften Detektion ohnehin nicht konsequent praktikabel.

10.3. Elektronische Ansteuerung

Für den Betrieb benötigt der Zeilendetektor neben der Betriebsspannung und einem impedanzrichig abgeschlossenen Ausgang lediglich zwei digitale Signale im TTL-Pegel.

[*] Die Bedeutung der Einzelnen Teilstrahlen und die genaue Funktion des interferometrischen Meßverfahrens wird im Kapitel 4 näher verdeutlicht.

Zunächst benötigt die Zeile einen Pixeltakt. Synchron mit der steigenden Flanke des Pixeltaktes gibt die Zeile die einzelnen Pixel aus, beginnend bei Pixel 1 bis 102 (bzw. 128 für TSL 1401). Nach der Ausgabe des letzten Pixels wird die Ausgangselektrode hochohmig und die Zeile wartet auf den nächsten Ausgabezyklus. Der Pixeltakt wird dabei ignoriert und muß nicht ausgeschaltet werden.

Der Start eines Ausgabezyklus wird von einem weiteren TTL-Signal veranlaßt. Darauf antwortet die Zeile mit dem Schiebevorgang der Integratorinhalte in die Zwischenspeicher und auf der darauffolgenden Pixeltaktflanke wird das erste Pixel des Zeittelegramms ausgegeben. Gleichzeitig werden die Integratoren der Photodioden zurückgesetzt, ein Zustand der bis nach dem 18. Pixeltakt andauert. Ab dem nächsten Pixeltakt beginnt die Integrationszeit der nächsten Periode.

Gewisse Mindesttoleranzen bezüglich der vom Hersteller spezifizierten zeitlichen Abfolge der Taktsignale müssen eingehalten werden. Am besten wird diese Voraussetzung durch die Herleitung aller Taktsignale aus einer einzelnen Quelle durch eine entsprechende Teilung und digitale Zählverfahren erfüllt.

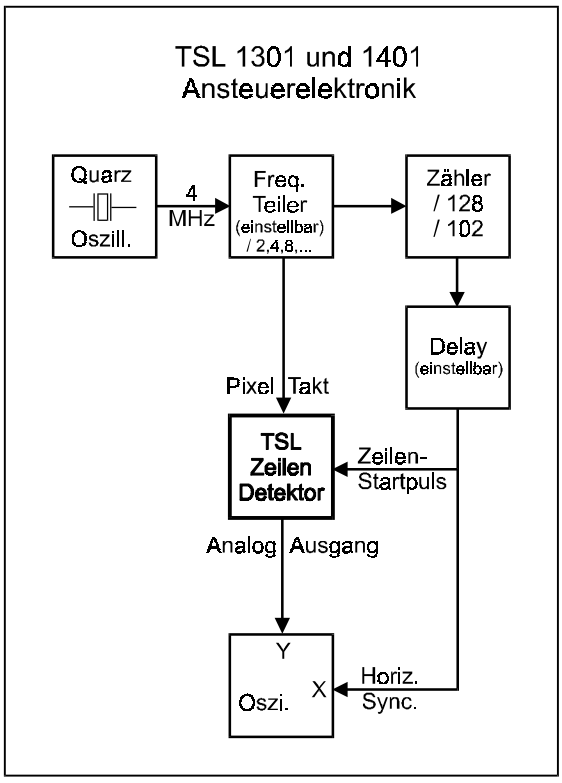

Abb. 10.3: Blockschaltbild der Ansteuerelektronik der Zeilendetektoren. Die für den Betrieb notwendigen Signale „Pixel Takt“ und „Zeilen Startpuls“ werden phasensynchron aus der gleichen quarzgesteuerten Quelle durch Teilung und Zählung hergeleitet.

In Abb. 10.3 ist ein Blockschaltbild der Ansteuerelektronik gezeigt. Der Hauptoszillator schwingt mit 4 MHz. Durch einen einstellbaren Teiler ist die Pixelfrequenz von 2 MHz abwärts in Faktoren von 2 beliebig einstellbar. Ein digitaler Zähler signalisiert nach 102 bzw. 128 Pixeltakten das Erreichen vom Ende des Auslesezyklus und triggert einen einstellbaren Verzögerungsgenerator. Dadurch wird eine einstellbare Wartezeit bis zum Beginn der nächsten Zeilendarstellung erzeugt. Nur so ist stets gewährleistet, daß die nächste Zeilenausgabe streng phasensynchron mit der vorhergehenden bleibt.

Durch die einstellbare Verzögerung wird hauptsächlich die Belichtungszeit bestimmt. Die Verzögerung kann minimal einen Pixeltakt betragen und darf nach Herstellerangaben 100 ms nicht überschreiten. Die Begrenzung bei 100 ms ist durch den Dunkelstrom und das niederfrequente Rauschen bedingt. Dies kann als „Knickpunkt“ des niederfrequenten Verhaltens der Zeile angesehen werden und hat sowohl konstruktive als auch prinzipielle Ursachen. Würde man die Zeile mit einem Peltierelement auf –20° oder –30°C kühlen, würde man eventuell ein verbessertes Verhalten im tieffrequenten Bereich erreichen. Aber die Zeile würde dann völlig außerhalb ihrer Spezifikation (0°-70°C) betrieben werden.

In Abb. 10.3 ist auch der Anschluß eines Oszilloskopen am Ausgang der Zeile angedeutet. Das Startsignal kann zur Triggerung der Horizontaleinheit des Oszilloskopen verwendet werden. Der analoge Ausgang des Zeilendetektors wird mit dem vertikalen Eingang des Oszilloskopen verbunden. Man erhält dann Darstellungen des Analogsignals wie in Abb. 10.1 dargestellt. Anstelle des Oszilloskopen kann auch eine digitalisierende Einheit angeschlossen werden, wobei eventuell beide Taktsignale für die Synchronisation der Digitalisierung gebraucht werden können.

10.4. Auswertungseinheit

Die komplementäre Detektion im Schritt-für-Schritt Weglängen-Modulationsverfahren macht eine Nachverarbeitung der Ausgaben der Zeilenausgaben notwendig. Prinzipiell kann man durch eine vollständige Digitalisierung der analogen Zeilenausgängen die Werte komplett in einen Rechner einlesen und dort in digitaler Form weiterverarbeiten.

Dies wurde auch in einer ersten Testphase gemacht, allerdings mit erheblichen Geschwindigkeitseinbußen. Die zur Verfügung stehende Analog-Digital PC-Einsteckkarte war auf 100 kHz beschränkt und ließ sich bei hohen Geschwindigkeiten nicht eindeutig auf das Zeittelegramm synchronisieren. Phasenschwankungen, die beim Digitalisieren auftreten, können nachträglich nur korrigiert werden, wenn genug Digitalisierungsstützen für ein einzelnes Pixel zur Verfügung stehen. Anderenfalls verliert sich die eindeutige Zuordnung der physikalischen Dimension der Pixel zur digitalen Zeitachse. Die Möglichkeit, mit einer viel schnelleren Digitalisiereinheit die gesamte Zeile einzulesen und dann in digitaler Form Pixel-für-Pixel zu verarbeiten, wurde nicht weiterverfolgt. Dies ist nicht zuletzt wegen der großen dabei zu bewältigenden Datenmenge geschehen, die entsprechend große und schnelle Speicherkapazitäten erfordert hätte. Statt dessen wurde für die Datenvorverarbeitung eine sehr komplexe, aber trotzdem handliche Analogelektronik gebaut.

10.4.1. AD-Wandler

Die komplementäre Detektion setzt die parallele Auswertung zweier um einen Strahlteiler komplementär angeordneter Photodiodenzeilen voraus (siehe Kapitel 7.2).

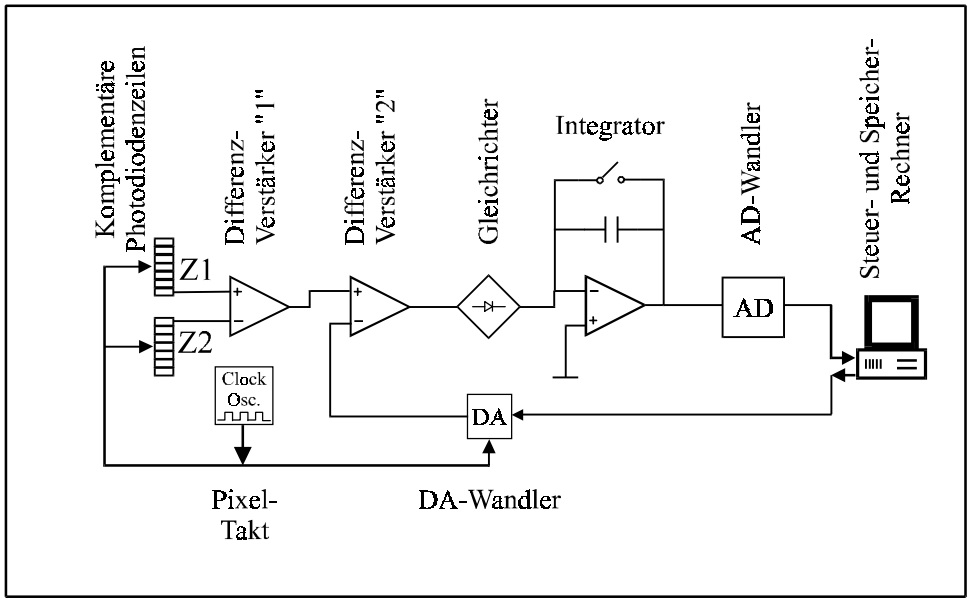

Abb. 10.4: Blockschaltbild der elektronischen Auswertungseinheit der komplementären Zeilendetektoren. Die Zeilensignale werden differentiell ausgewertet und anschließend korrigiert. Der Gleichrichter eliminiert die Phasenbeziehung der Pixelsignale: komplementäre hell-dunkel Übergänge einzelner Pixel tragen ebensoviel zur anschließenden Integralbildung wie dunkel-hell Übergänge. Die anschließende Digitalisierung übergibt den resultierenden Integralwert zur Speicherung im Rechner und zur Darstellung.

Wie in dem Blockschaltbild Abb. 10.4 gezeigt, werden die komplementären Zeilenausgaben durch die Bildung eines Differenzwertes zwischen den momentanen Signalpegeln gegeneinander ausgewertet. Die Differenzwerte werden von dem Differenzverstärker 1 gebildet.

Die Rolle des zweiten Differenzverstärkers wird erst im Zusammenhang mit der Pixelkorrektur in einem nachfolgenden Kapitel erläutert. Zunächst passiert die Signaldifferenz unverändert den Differenzverstärker 2 und wird anschließend gleichgerichtet.

Der Integrator bildet einen analogen Integralwert des gleichgerichteten Differenzsignals, der anschließend digitalisiert werden kann. Die Zeitkonstante des Integrators ist passend für die verwendete Pixel- und Zeilenperiode eingestellt und muß prinzipiell bei einer Änderung dieser Zeiten stets angepaßt werden. Praktisch lassen sich aber kleinere Variationsbereiche der Pixel- und Zeilenperiode ohne eine explizite Änderung der Zeitkonstante verarbeiten.

Nach dem letzten Pixeltakt bleibt der Integrator auf seinem zuletzt erreichten Pegel stehen und erlaubt somit einem auf das Ende der Zeilensequenz getakteten 12 Bit Analog-Digital-Wandler die langsame Digitalisierung des Integralwertes. Damit wird der Vorteil der Methode hinsichtlich der erforderlichen Digitalisierungsgeschwindigkeit und Speicherkapazität ersichtlich. Anstatt zwei mal 102 Pixelwerte schnell digitalisieren und zumindest temporär speichern zu müssen, kann nun nach erfolgter Integration ein einziger Analogwert langsam digitalisiert und gespeichert werden.

Die Integration ist durch die Vorverarbeitung durch den Differenzverstärker 1 und die darauf folgende Gleichrichtung von der Phase der einzelnen Pixel unabhängig. Das heißt, daß nur der Betrag der komplementären Änderung der Interferenzpolarität eines Pixels bei der Integration berücksichtigt wird. Dadurch haben hell-dunkel Änderungen der Beleuchtung eines Pixels den gleichen, positiven Beitrag zur Integralbildung wie entsprechende dunkel-

hell Übergänge. Wichtig ist, daß sich dabei gegensinnige Helligkeitsänderungen nicht gegenseitig aufheben, sondern betragsmäßig zur Integralbildung beitragen. Diese Eigenart macht die an dieser Stelle präsentierte Demodulationsmethode phasenunempfindlich und die Integration dadurch inkohärent. Eine wichtige Voraussetzung für die Analyse des phasenverrauschten dynamischen Verhaltens eines Specklefeldes ist die sinngemäße Funktion der Betragsintegration. Diese wiederum hängt von der Präzision der Gleichrichtung ab und ist eine wichtige Voraussetzung für die gesamte Auswertung.

Leider hat sich in der Anwendung gezeigt, daß die Gleichrichtung wegen des lateralen Rauschens der Zeile (homologe Pixelungleichheit) und wegen der Unterschiede komplementärer Pixel aus korrespondierenden Positionen der zwei Zeilen (heterologe Pixelungleichheit) nicht hinreichend genau funktioniert. Deswegen ist ein weiterer Vorverarbeitungsschritt im Sinne einer Korrektur der Pixelungleichheit notwendig, um die richtige Funktion der Gleichrichtung zu ermöglichen[*].

10.4.2. Pixelkorrektur

Die Pixelkorrektur beruht auf der Annahme, daß die Pixelungleichheit eine additive Störquelle ist. Dies setzt voraus, daß die Pixel linear sind, grundsätzlich die gleiche Empfindlichkeit haben und sich nur durch einen pixelspezifischen DC-Offset unterscheiden. Dies bezieht sich sowohl auf die homologen Pixel einer Zeile als auch auf die heterologen Pixel des komplementär angeordneten Zeilenpaars.

Die Korrektur ist in Abb. 10.4 aus dem vorherigen Abschnitt bereits skizziert. Nach erfolgter Differenzbildung der komplementär angeordneten Zeilen durch den Differenzverstärker 1 wird im Differenzverstärker 2 die phasenrichtige additive Überlagerung mit einem vom Meßrechner berechneten Korrekturwert Pixel für Pixel vorgenommen.

Für die richtige Funktion des Korrekturmechanismus ist ein Abgleichvorgang notwendig. Dabei verändert der Steuerrechner den Korrekturwert einer einzelnen Pixeldifferenz kontinuierlich und verfolgt dabei die Variation des Integralwertes durch den Analog-Digital-Eingang. Durch eine Interpolation der sequentiell variierten Korrekturwerte läßt sich eine optimale Einstellung des Korrekturwertes für die aktuelle Pixeldifferenz errechnen und der Abgleichvorgang kann auf dem nächsten Pixelpaar aus der Reihe fortgesetzt werden. Der Beleuchtungszustand bleibt während des gesamten Abgleichvorgangs unverändert.

Nach Abgleich aller Pixeldifferenzen des komplementären Zeilenpaars wird ein Korrekturvektor in einen statischen Speicher außerhalb des Meßrechners geschrieben und dient als Bezug für einen daran angeschossenen Digital-Analog-Wandler. Die Kombination Speicher und Wandler übernimmt ab diesem Punkt, gespeist mit dem gleichen Pixeltakt wie die Zeilen, die Rolle eines blinden Detektors der stets die statischen Korrekturwerte liefert, die er am Anfang der Messung vom Rechner erhalten hat.

[*] Die Auswirkung der mangelhaft funktionierenden Gleichrichtung ist in der Nachrichtentechnik als „AM-Durchbruch“ bekannt. Dort wird die Fehlfunktion auch von Asymmetrien und groben Nichtlinearitäten der beim Mischen eingesetzten Bauteile oder durch Übersteuerung verursacht. Allerdings kann man deren negativen Einflüsse dort nicht korrigieren, sondern nur durch eine direkte Beseitigung der Ursachen grundsätzlich beheben.

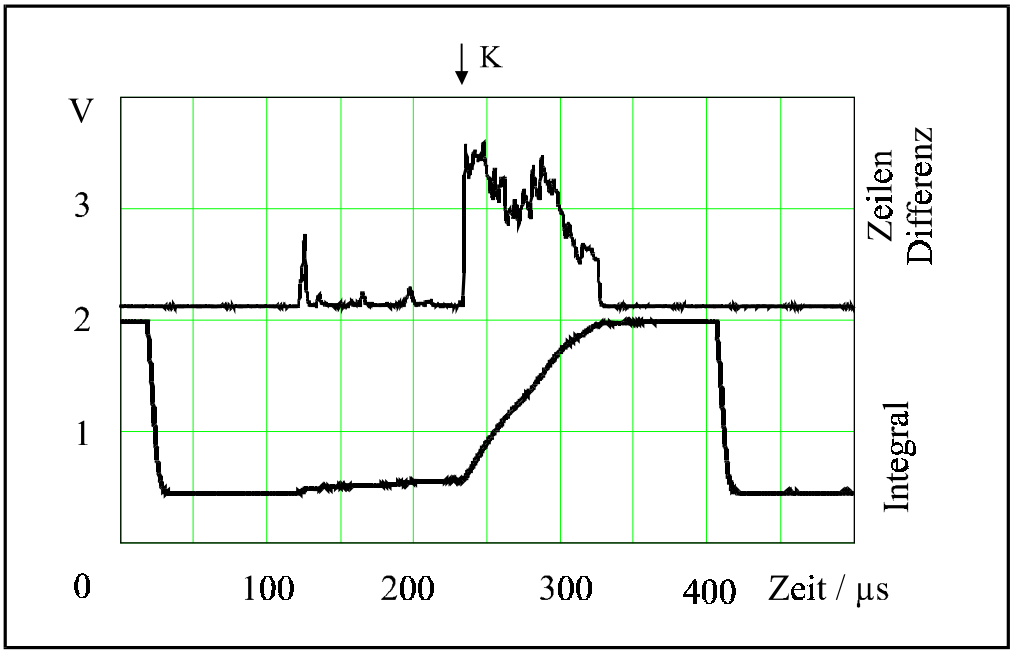

Abb. 10.5: Das Pixelkorrekturverfahren in einer Momentaufnahme während der Korrekturkalibration einer Zeilendifferenz. Die obere Kurve im Diagramm stellt den Kalibrationsvorgang dar, der gerade an der Mitte der Zeile angekommen ist (Pfeil „K“). Der Anfang der Zeile (Pixel 1-50, links) ist bereits korrigiert, der Rest der Zeile (Pixel 51-102, rechts) noch nicht. Unten im Diagramm ist der Integralverlauf zu sehen. Im korrigierten Bereich der Zeilendifferenz ist der Integralwert sehr niedrig und steigt erst im nichtkorrigierten Bereich.

In Abb. 10.5 ist die Pixelkorrektur während des Abgleichvorgangs gezeigt. Oben im oszilloskopischen Diagramm ist die Zeilendifferenz zu sehen, so wie sie am Ausgang des Differenzverstärkers 2 aus Abb. 10.5 nach der Korrektur erscheint. In der unteren Hälfte des Diagramms ist der zugehörige Integralverlauf zu sehen. Der Korrekturmechanismus hat in der Aufnahme erst die Hälfte der Pixeldifferenzen abgeglichen (im Diagramm mit dem Pfeil *K* angedeutet), so daß die linke Hälfte der Pixeldifferenzen bereits korrigiert, die rechte noch nicht korrigiert ist.

Man sieht, daß die korrigierten Pixeldifferenzen sich viel besser der Nullpunktlinie nähern als die aus der nicht korrigierten Zeilenhälfte. Der zugehörige Integralwert verläuft im korrigierten Teil flach und steigt erst im Bereich der nicht abgeglichenen Hälfte. Die Ausreißer, die in der bereits abgeglichenen Hälfte noch zu sehen sind, können in einem zweiten Durchgang beseitigt werden. Bei den ersten beiden Pixeln ist der Abgleich aus verschaltungstechnischen Gründen nicht vollständig möglich.

Am Anfang dieses Abschnittes wurde die Annahme formuliert, daß die Pixelungleichheit eine lineare Störung ist, die sich dem Meßwert additiv überlagert. Im Sinne dieser Annahme hätte die Pixelkorrektur nur ein einziges Mal für ein ausgewähltes Zeilenpaar gemacht werden müssen, ohne die Ausleuchtung in Betracht ziehen zu müssen. Die Erfahrung beim Einsatz der Pixelkorrektur in der Praxis zeigt aber, daß die Korrektur sehr stark von dem Beleuchtungszustand abhängt. Dies erfordert nicht nur einen Neuabgleich vor jeder Messung, sondern macht sich bei Veränderungen der inkohärenten Reflektivität des Objektes während einer Messung besonderes störend bemerkbar.

Die dynamische Veränderung der inkohärenten Beleuchtungsverhältnisse während der Messung führt dazu, daß sich der Integralwert innerhalb eines tiefen oder transversalen Scans

in seinem Ruhewert (DC-Offset) sich je nach der lokalen Beleuchtungsstärke auf den Detektoren verändert. Bei dem Tiefenscan sind dies Veränderungen der Referenzarmhelligkeit aufgrund einer leichten, nicht korrigierbaren Abweichung der Kolliniearität des Strahls zur mechanischen Bewegungsachse. Bei dem transversalen Scan sind dies Veränderungen der lokalen, inkohärenten Reflektivität des Objektes.

Der Einfluß der DC-Offset-Veränderungen auf den Integralwert könnte im Prinzip in digitaler Form korrigiert werden, weil es sich dabei meist um tieffrequente Veränderungen handelt. Bei der Veränderung der Referenzarmhelligkeit ist die Störungsperiode größer als die gesamte Scantiefe und bei dem Unterschied in transversaler Richtung müßte die Anpassung des Gleichspannungspegels eigentlich nur einmal für jeden Tiefenscan gemacht werden.

Ein solches „Filterkorrekturprogramm“ wurde getestet und es verbessert in der Tat die inhärenten Bildstörungen, die von kleinen, inkohärenten Reflektanzänderungen der Probe verursacht werden. Die Drift auf der Tiefenachse kann mit einem Hochpaßfilter zum Teil entfernt werden. Das Problem ist aber die Tatsache, daß das Auftreten dieser Störung eine Fehlfunktion des gesamten Prinzips der komplementären Detektion signalisiert und die umständliche Pixelkorrektur eigentlich überflüssig macht. Die Pixelkorrektur ist mit der festen Absicht eingeführt worden, eine Änderung des Integralwertes ausschließlich durch den kohärenten Teil des Beleuchtungsfeldes zu erlauben. Darüber hinaus funktioniert eine jede nachträgliche Filterung nicht mehr, sobald die Gleichtaktstörungen einen gewissen Maß überschreiten und sich dem kohärenten Signal nichtlinear überlagert haben.

Die Hauptursache des Fehlverhaltens der Pixelkorrektur ist eine Abweichung der Steigung der Kennlinie eines einzelnen Pixels im Vergleich zu der seiner homo- und heterologen Korrespondenten. Die Verhältnisse komplizieren sich dadurch, daß die einzelnen Pixelelementen, die unterschiedliche Kennlinien haben, innerhalb einer Zeile voneinander nicht gänzlich unabhängig sind, sondern in einem gewissen Grad aufeinander übersprechen. Dazu kommt noch eine mögliche Lichtempfindlichkeit der internen Schieberegister bei der verwendeten Wellenlänge (830 nm), die sich außerhalb des für die Zeilen spezifizierten Bereiches (400-700 nm) befindet.

Eine Beobachtung der Abhängigkeit der Pixelungleichheit von der Struktur des Bestrahlungsfeldes enthüllt eine andere Fehlerquelle des komplementären Zeilendetektors. Es handelt sich dabei darum, daß ein veränderliches aber inkohärentes und räumlich homogenes Bestrahlungsfeld die Pixelkorrektur weitaus weniger stört als die Bestrahlung mit einem inhomogenen Specklefeld. Sicherlich ist das gesamte Bild des Specklefeldes „unruhiger“ im Vergleich mit einer homogenen Beleuchtung. Wenn aber durch die Strahlteilung die auf den komplementären Detektoren entstandenen Bilder auch wirklich komplementär wären, dürfte sich das Verhalten der dynamischen Pixelungleichheit nicht wesentlich von der unterscheiden, die im Falle der homogenen Beleuchtung beobachtet werden kann.

Dieses Phänomen kann zwei Ursachen haben. Entweder sind die Zeilen nicht perfekt komplementär auf dem Strahlteilerwürfel montiert worden (siehe Kapitel 10.2) oder der Strahlteilerwürfel teilt eine homogene Beleuchtung wesentlich anders als ein Specklefeld. Die Montage der Zeilen auf dem Strahlteilerwürfel ist mikroskopisch überprüft worden. Auch im Probebetrieb (siehe Abb. 10.1) konnte eine ausreichende Übereinstimmung zwischen den komplementären Signalen beobachtet werden.

Was den Strahlteiler anbelangt, so gilt dieser zwar als „polarisationsneutral“, allerdings ist die vom Hersteller spezifizierte breitbandige Polarisationsunabhängigkeit der transmittierten und reflektierten Strahlen nicht besser als 5%. Er wurde zwar bezüglich seiner Polarisationsunabhängigkeit aus einem größeren Angebot ausgewählt, ist aber doch diesbezüglich nicht perfekt symmetrisch. Die Sonderanfertigung eines für die verwendete Wellenlänge perfekt angepaßten Strahlteilers ist an der technischen Undurchführbarkeit des Vorhabens gescheitert.

Wenn bei der Strahlteilung die Symmetrie durch Ungleichbehandlung der Polarisation verletzt wird, wirkt sich dies nur unwesentlich und additiv bei der Teilung eines unpolarisierten aber homogenen Strahls aus. Im Falle der Teilung eines Specklebildes spielt die Polarisation eine wesentliche Rolle. Dies führt bei einer Ungleichbehandlung der Polarisationsrichtungen dazu, daß die Specklestrukturen aus den komplementären Ausgängen des Strahlteilers sich mehr oder weniger voneinander unterscheiden. Diesbezügliche Experimente mit gekreuzten Polarisatoren für die Untersuchung der räumlichen Variation des Streulichtes aus Volumenstreuer sind aus der Literatur bekannt [Hielscher 1997]. Sie beruhen darauf, daß die Struktur der Specklefelder an der Oberfläche stark von der Vorzugsrichtung der Beobachtungspolarisation abhängt.

Im Falle des verwendeten Strahlteilers ist die Polarisationsungleichbehandlung gering. So wird die Polarisation nicht die einzige Ursache der Fehlfunktion sein, sondern nur einen Aspekt aus einem komplexeren Zusammenhang darstellen. Die Polarisationsungleichbehandlung führt aber dazu, daß die sowieso schwachen Signale der vorwärtsgestreuten Photonen nochmals von einem Nebeneffekt, der wohl auch ein dynamisches Verhalten hat, gestört werden. Dieser und andere zusätzliche Effekte, die sich durch die Komplexität der Zeilenauswertung gegenseitig beeinflussen, erschweren auch die Interpretation der resultierten Messungen und machen eine eindeutige Diagnose des Fehlverhaltens unmöglich.

11. Zeilensignalfilter und Unterschied zur Pixelkorrekturmethode

Die Hauptschwierigkeit des Vorhabens, durch die Pixelkorrektur die Fehlfunktion der komplementären Zeilendetektion zu beseitigen, besteht darin, daß durch eine nachträgliche Korrektur nicht die Ursache sondern die Auswirkungen des Fehlers behandelt werden. Sind nun durch den Fehler –in diesem Fall die inhärente Asymmetrie des Aufbaus– die Nutzsignale mit den Störungen multiplikativ überlagert, so läßt sich durch eine additive Nachbehandlung die ursprüngliche Form der Signale nicht rückgewinnen. In diesem Fall lassen sich die Störungen vom Signal gar nicht mehr trennen. Der einzige Ausweg wäre in diesem Fall eine Symmetrierung des Lichtmischers.

Weil dies aus technischen Gründen nicht erreicht werden konnte, wurde an einen anderen Ausweg gedacht. Dafür mußte im Vorfeld geklärt werden, worin der Unterschied zwischen Störung und Signal liegt und auf welcher Ebene man sie auseinander bringen könnte. Die Analyse wurde dadurch erschwert, daß die zu erwartenden Signale der vorwärtsgestreuten Photonen im nachrichtentechnischen Sinn sich schwer vom Rauschen abgrenzen lassen. Die Signale haben, wie auch im Kapitel 12 gezeigt, keinerlei feste Phasenbeziehung, keine fest auswertbare Frequenz und eine eher zufällige Amplitude. Sie können aus dem Rauschen nur durch die eigens für den Kameraaufbau entwickelte Meßvorschrift herausgehoben werden.

Eine Analyse der Zusammenhänge auf der Ebene des Leistungsspektrums der Detektoren kann hilfreich sein, um eine bessere Übersicht zu erhalten. Dabei können die grundsätzlichen Schwierigkeiten des Detektionsverfahrens mit der Schritt-für-Schritt-Weglängenmodulation leider auch nicht behoben werden. Die Untersuchung der möglichen Detektionssignalen im Frequenzraum zeigt aber die Unterschiede zwischen der herkömmlichen und der flächenhaft aufgelösten OCT-Methode aus einem anderen Blickwinkel. Darüber hinaus bietet sie mögliche und vor allem praktikable Alternativen, die allerdings nicht gänzlich im Sinne der Aufgabenstellung sind.

11.1. Analyse des Zeilendetektorsignals im Frequenzraum

Zunächst ist es erforderlich, die spektrale Zusammensetzung einer einzelnen Zeile im Betrieb (im Sinne einer Analyse ihres Leistungsspektrums) zu betrachten. Im Anwendungsfall wird zwar nicht das Signal einer einzelnen Zeile, sondern die Differenz zweier komplementärer Zeilen verwendet, dies macht aber bei der folgenden Betrachtung keinen prinzipiellen Unterschied.

Auf Anhieb erscheint die spektrale Zusammensetzung des Zeilensignals, so wie in Abb. 10.1 dargestellt, recht kompliziert zu sein. Man kann aber, um eine detaillierte Übersicht zu gewinnen, das Ausgangssignal einer Zeile in mehrere einzelne Komponenten zerlegen.

11.1.1. Leistungsspektrum einer homogen beleuchteten Zeile

Die Zeilensignale werden von der Zeile selbst synchron mit dem vom Hauptoszillator generierten Pixeltakt erzeugt. Dabei benötigt die Zeile ein zusätzliches Startsignal. Im Falle der hier betrachteten Zeilenansteuerungselektronik aus Abb. 10.3 wird das Startsignal auch aus dem gleichen Hauptoszillator hergeleitet. Dadurch wird sichergestellt, daß das Startsignal mit dem Pixeltakt unabhängig von der Delay-Einstellung für die Belichtungszeit in einer festen Phasenbeziehung steht.

Wird eine homogene Ausleuchtung der Zeile vorausgesetzt und vernachlässigt man jeden weiteren spektralen Einfluß, so erscheint das Signal der Zeile auf einem angeschlossenen Oszilloskop als eine multiplikative Überlagerung der beiden erwähnten Komponenten: die Frequenz ω_Z des Zeilentaktes und das reine Pixeltaktsignal mit der Frequenz ω_P.

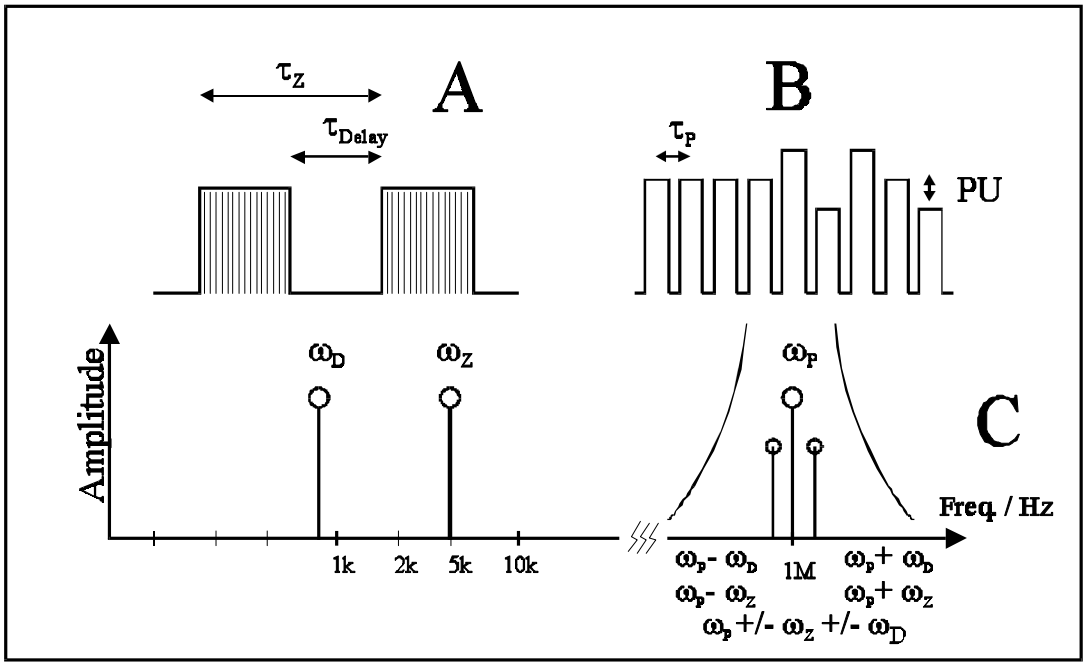

Abb. 11.1: Darstellungen der Zeilensignale im Zeit- und Frequenzraum

A: zwei Zeilenausgabeperioden getrennt durch eine Delay-Zeit. Die Belichtungszeit eines Zeilenzyklus τ_Z besteht aus der eigentlichen Ausgabezeit der vorherigen Belichtungsinformation und aus der Delay-Zeit τ_{Delay}. Der Inhalt der aktuellen Belichtung wird erst im nächsten Zyklus ausgegeben.

B: die Pixelperiode τ_P und die Pixelungleichheit PU. Die Pixelungleichheit erscheint hier als ein statischer Formfehler der Pixelhöhe, hat sich aber als eine beleuchtungsabhängige Störung herausgestellt, die das Verhalten verschiedener Pixel bezüglich Offset und Steigung ihrer Kennlinie unterscheidet.

C: spektrale Analyse eines Zeilensignals: ω_D Dopplerfrequenz des optischen Beleuchtungsfeldes; ω_Z Zeilenfrequenz; ω_P Pixelfrequenz. In der Nachbarschaft der Pixelfrequenz sind die Seitenbänder der Amplitudenmodulation des Pixelsignals mit der Doppler- oder Zeilenfrequenz (übersichtshalber graphisch nur jeweils die eine oder andere Modulationsfrequenz berücksichtigt).

In Abb. 11.1 sind die einzelnen oben erwähnten Signale eingezeichnet. An der Position *A* ist das Zeilensignal mit der Periode τ_Z und der entsprechenden Frequenz ω_Z stark vereinfacht zu sehen. An der Position *B* ist ein Ausschnitt aus der Zeilenausgabe dargestellt, der das Pixelsignal mit der Periode τ_P und Frequenz ω_P repräsentiert.

An der Position *C* unten in Abb. 11.1 ist das Leistungsspektrum der Signale anhand eines Beispiels mit einer Pixelfrequenz ω_P von 1 MHz und einer Zeilenwiderholrate ω_D von 5 kHz dargestellt. Die weiteren Eintragungen im Diagramm werden später zur Erklärung hinzugezogen.

Durch diese Betrachtungsweise hat man schon eine für ein leichteres Verständnis vorteilhafte und vereinfachte Ansicht der Signalstruktur erhalten. Die Signalzusammenhänge ergeben sich aus der multiplikativen Überlagerung des Zeilensignals mit dem Pixelsignal im Sinne einer gewöhnlichen linearen Amplitudenmodulation mit unterdrücktem Träger. Betrachtet man die Zeilenwiderholung als eine einfache (nicht unbedingt streng symmetrische) „0-1-0"-Rechteckfunktion, so ergibt ihre Multiplikation mit einem beliebigen anderen Signal eine „ein-aus"-Tastung auf der Zeitachse.

Bei einer näheren Betrachtung entspricht die multiplikative Überlagerung der beiden Signale einer Amplitudenmodulation des Pixelsignals mit der Zeilenform. Der einzige Punkt, wo der erläuterte Zusammenhang unübersichtlich wird, ist die Tatsache, daß rechteckige Signale keine spektrale Reinheit besitzen, sondern selber aus einer unendlichen Überlagerung ihrer Grundwelle mit den zugehörigen ungeradezahligen Harmonischen bestehen. Darüber hinaus sind die Rechtecksignale nicht um die Zeitachse symmetrisch, sondern schwingen zwischen Null und ihrem jeweiligen Vollausschlag, entsprechend einer Gleichstromkomponennte (DC-Offset) bei null Herz von der halben Schwingungsamplitude.

Bei einer Überlagerung zweier solcher rechteckiger Signale entsteht dann eine Schar von Intermodulationsprodukten der Frequenz $f_1 + f_2$, $3f_1 + f_2$, $f_1 + 3f_2$, $5f_1 + f_2$, usw. Der Sache dienlich ist aber lediglich die eingeschränkte Betrachtung der Überlagerung von Grundwellen, so daß man sich nur darauf in einer ersten Näherung begrenzen kann, ohne prinzipielle Fehler zu begehen.

11.1.2. Leistungsspektrum einer Zeile mit zeitlich veränderlicher Beleuchtung

In einem weiteren Schritt kann man nun das Zeilensignal beliebig ein- und ausschalten. Bei ausgeschaltetem Zeilensignal bleibt nur die ω_P Schwingung übrig, so als hätte man die Delay-Zeit (siehe Diagramm *A* in Abb. 11.1) auf null gesetzt. Auf der Zeitachse wird in diesem Fall nur noch das Pixelsignal ununterbrochen erscheinen.

Moduliert man nun die bisher homogene und zeitlich konstant vorausgesetzte Beleuchtungsstärke mit einer im Vergleich zu ω_P viel kleineren Frequenz ω_D, so wird das oszilloskopische Bild näherungsweise die Abtastung der Beleuchtungsstärke im Takt der Pixelfrequenz darstellen. Diesen Zusammenhang kann man mit einer multiplikativen Überlagerung beider Signale gleichsetzen. Multiplikativ und nicht additiv deswegen, weil das resultierende Signal die Summe der Nullstellen der zwei Überlagerungssignale haben wird. Ist die Beleuchtungsstärke in ihrem Nulldurchgang, so wird unabhängig vom Pixelsignal das Ergebnis auch null sein. Entsprechend wird der Ausgang zwischen zwei Pixel auch dann null sein, wenn die Beleuchtung einen beliebig großen Wert annimmt. Somit entspricht die Abtastung des optischen Signals auch einer gewöhnlichen Amplitudenmodulation mit unterdrücktem Träger, die im Leistungsspektrum durch das Verschwinden des Trägers und Erscheinen der Seitenbänder zum Ausdruck kommt.

Wegen der integrativen Wirkung der Zeile wird dies eher im Takt der Zeilenfrequenz und nicht im Takt der Pixelfrequenz erfolgen, aber durch die Auslegung der elektronischen

Steuereinheit sind diese beide Taktpulse phasensynchron. Außerdem hat man bereits die Frequenz ω_D als viel kleiner im Bezug auf der Pixelabtastrate ω_P festgelegt, so daß sich dadurch der Beleuchtungszustand nur unwesentlich zwischen zwei Integrationszyklen verändern wird.

Die wichtigste Erkenntnis dieses Abschnittes ist, daß man die Signalantwort der Zeile als eine Amplitudenmodulation betrachten kann. Das Trägersignal hat dabei die Pixelfrequenz ω_P. Das modulierende Signal hat die Frequenz ω_D und entspricht der zeitlichen Variation der Beleuchtungsstärke. Die Amplitudenmodulation führt zum Verschwinden des Signals mit der Pixelfrequenz. An ihrer Stelle erscheinen nun die Signalamplituden der zwei Seitenbänder $\omega_P \pm \omega_D$.

Diese Betrachtungsweise zeigt, daß die Information im Leistungsspektrum in einem Frequenzbereich der Breite $2\omega_D$ um die Trägerfrequenz ω_P konzentriert ist. Der Zusammenhang ist an der Position *C* in Abb. 11.1 skizziert.

Für die Vereinfachung der Betrachtung wurde die Zeilenfrequenz ω_Z vorerst nicht berücksichtigt, so als wäre die Delay-Zeit τ_D zu null gesetzt worden. Dies führt dazu, daß die Zeilenausgabe ohne Unterbrechung stattfindet. Dabei ist aber der Einfluß des Zeilensignals ω_Z gar nicht kompliziert und wurde bereits im vorherigen Abschnitt (11.1.1) auch als eine gewöhnliche Amplitudenmodulation des Pixelsignals beschrieben.

Wenn man nun die kombinierten Einflüsse beider Modulationssignale ω_Z und ω_D gleichzeitig zuläßt, so wird das Bild komplizierter, aber nicht unübersichtlicher. Kausal ist der modulierende Einfluß der Zeilenfrequenz vorrangig. Infolge der Überlagerung von ω_P und ω_Z entstehen beide Seitenbänder $\omega_P \pm \omega_Z$. Nun wird der Einfluß der Beleuchtungsmodulation ω_D hinzugezogen, der sich in einer Amplitudenmodulation jedes vorhandenen Seitenbandes auswirkt. Dies führt dazu, daß nun anstatt zwei, vier Seitenbänder erscheinen werden. Die Frequenzen der vier resultierten Seitenbänder berechnen sich als: $(\omega_P \pm \omega_Z) \pm \omega_D$.

Dies ist ein für die spätere Vorgehensweise sehr wichtiges Ergebnis. Dadurch kann die spektrale Informationsverteilung der Zeilenausgabe auf einen eingeschränkten Frequenzbereich festgesetzt werden. Die Bandbreite, die die gesamte auswertungsrelevante Information beinhaltet, ist dementsprechend nur auf dem Spektralbereich $2 \times (\omega_Z \pm \omega_D)$ um die Trägerfrequenz ω_P konzentriert. Der übrige Frequenzraum beinhaltet keinerlei nützliche Information.

Die Betrachtungsweise ist allgemein gültig und umfaßt jede Modulationsfrequenz des Beleuchtungsfeldes, die die gestellten Bedingung $\omega_D << \omega_P$ erfüllt. Handelt sich dabei um eine nichtperiodische Beleuchtungsmodulation, kann sie durch eine Reihenentwicklung in eine Summe monochromatischer Einzelfrequenzen umgeformt werden. Die Informationsbandbreite nimmt im nichtperiodischen Fall zu und macht das Verfahren schwer praktikabel. An der prinzipiellen Gültigkeit der Methode ändert sich dadurch nichts. Wichtig ist, erkannt zu haben, in welchem Spektralbereich die gesuchte Information liegt und wie man sie bei der Detektion gegenüber dem Breitbandrauschen und der aperiodischen Störungen bevorzugt behandeln kann.

11.1.3. Zeilenstörungen als zusätzliche Amplitudenmodulation

Hat man nun den Detektionsvorgang als Ergebnis einer Amplitudenmodulation definiert, so kann man einen weiteren Schritt gehen und den Einfluß der Störungen, die vorkommen können, durch die gleiche Vorgehensweise betrachten.

Einfachheitshalber sei nun die Beleuchtungsstärke wieder konstant und homogen und die Delay-Zeit auch wieder auf null gestellt, um ein kontinuierliches Pixelsignal auf der Zeitachse zu gewährleisten. Alle Störungen der Zeile werden sich –ähnlich dem Einfluß einer modulierten Beleuchtungsstärke– als Amplitudenmodulationen des Pixelsignals auswirken.

Die Pixelungleichheit ist im Diagramm *B* aus Abb. 11.1 als *PU* in der zweiten Hälfte der Pixelsignaldarstellung angedeutet. Sie führt im Zeitraum zu einem Verlauf, der über eine Ausleseperiode für jede Zeile charakteristisch ist. Der zeilencharakteristische Verlauf wiederholt sich dann pixel- und natürlich zeilensynchron bei einer konstanten Beleuchtung beliebig oft. Auch das sonst vollkommen statistisch verteilte Rauschen eines einzelnen Pixels wird durch die Integration zum Phasenraster des Pixelsignals synchronisiert und unterscheidet sich von der Pixelungleichheit nur durch eine fehlende Periodizität.

Wichtig ist, daß man nun auch beide störenden Einflüsse als Amplitudenmodulationen betrachten kann. Entsprechend kann man sie im Frequenzraum als Seitenbänder einer Trägerfrequenz ansehen. Daran ändert auch ihre Breitbandigkeit nichts: sind die modulierenden Signale schmalbandig, so werden die Seitenbänder auch schmal sein; sind die Signale breit, werden die Seitenbänder eine entsprechend große spektrale Breite aufweisen.

An diesem Punkt kann man nun alle Modulations- und Rauschsignale nacheinander einschalten. Die Überlagerung des Pixelsignals mit der Zeilenperiode wurde im vorherigen Kapitel beschrieben und führt zu einer gewöhnlichen Amplitudenmodulation. Die spektrale Zusammensetzung der Zeilenfrequenz ist monochromatisch und ihre Phase ist wohl definiert, so daß man in der Grundwellennäherung davon ausgehen kann, daß die resultierenden Seitenbänder auch schmal sein werden.

Auch die Überlagerung mit einer zusätzlichen Modulation der Beleuchtungsstärke wurde bereits beschrieben. Dadurch werden beide existierenden Seitenbändern zu jeweils zwei weitere aufspalten. Die Seitenbänder werden im Frequenzraum zu viert um die Pixelfrequenz und zu zweit um die Seitenbändern der Pixel- und Zeilenfrequenz symmetrisch angeordnet sein. Die vier Seitenbänder werden alle die gleiche redundante Information bezüglich der Amplitude des ω_D Signals beinhalten.

Als erster störenden Einfluß kommt die Pixelungleichheit hinzu. Ihre periodische Zeitfunktion wird mit der Zeile und den Pixeln phasensynchron sein. Sie ist aber nicht zwingend sinusförmig, sondern hat eher eine größere Bandbreite, die allerdings nicht größer als die Pixelfrequenz und nicht kleiner als die Zeilenfrequenz sein kann. Das Ergebnis der Überlagerung der Pixelungleichheit mit dem oben hergeleiteten Signalspektrum stellt eine Verbreiterung der bereits existierenden Seitenbänder dar. Das Ausmaß der Verbreiterung entspricht dabei der Bandbreite der Pixelungleichheit.

Nun kommt der letzte Faktor hinzu, das herkömmliche, zeitliche Rauschen eines einzelnen Pixels. Das Rauschen wird von der integrierenden Funktion der Pixel-Zeile Kombination zur Systemphase gezwungenermaßen synchronisiert. Es wird zwar in der Bandbreite von ω_P nach oben beschnitten, hat aber im Unterschied zur Pixelungleichheit keinerlei Periodizität und

wird nach unten von der Zeilenperiode nicht begrenzt. Auf diese Weise wird es sich über das gesamte Spektralgebiet zwischen 0 und ω_P beliebig ausbreiten. Daher wird es sinnvoll sein, die Demodulation nicht über den gesamten Spektrum durchzuführen, sondern nur auf den Bereich zu beschränken, wo die gesuchte Information konzentriert ist.

11.1.4. Signalantwortfunktion der Zeile

Abschließend läßt sich die Modulationsübertragungsfunktion der Photodiodenzeile als eine Überlagerung aller erwähnten Faktoren zusammenschreiben. Dazu muß zunächst eine Vereinbarung bezüglich der Namengebung unterschiedlicher kollinearer Zeitachsen gemacht werden, die zwar miteinander direkt verknüpft sind, in unterschiedlichen Zusammenhängen aber unterschiedliche Bedeutungen haben. Auf diese Weise wird die Zeitachse einer einzelnen Zeilenperiode der Länge τ_Z (siehe Abb. 11.1) mit *t* bezeichnet und die Zeitachse einer gesamten Tiefenmessung mit *z*. Die *z*-Zeitachse kann gleichzeitig als räumliche Tiefenachse des Objektes umskaliert werden und setzt sich zusammen aus der Aneinanderreihung mehrerer Zeilenperioden τ_Z.

Dadurch kann die Signalantwortfunktion des Zeilendetektors bezüglich aller auf sie einwirkenden Einflüssen geschrieben werden als:

$$A(t, z) = G(t) \cdot A_0(t) \cdot A_R(z) \cdot D(z). \qquad \text{Gl. 11.1}$$

Dabei sind

- *G(t)*: der Formfaktor der Zeile, bestehend aus einer doppelten Stufenfunktion („0–1–0“ = Belichten–Lesen–Belichten) und der impliziten räumlichen Gestalt des Beleuchtungsprofils der Zeile
- $A_0(t)$: Pixelungleichheit als „laterale“ Störung der Zeilenantwort auf eine homogene Beleuchtung
- $A_R(z)$: das breitbandige „vertikale“ Rauschen; beinhaltet alle Rauschquellen, die im System vorkommen können, sowohl „weiß“ (spektrale Gleichverteilung) als auch „rosa“ (1/f oder NF-Rauschen)
- *D(z)*: Modulationssignal der zeitabhängigen Beleuchtungsstärke auf der Zeile; für OCT-Anwendungen kann dies als $D(z) = d(z-z_0)\ sin(\omega_D\, z)$ geschrieben werden, wobei $d(z-z_0)$ die Einhüllende der Autokorrelationsfunktion der kurzkohärenten Lichtquelle beinhaltet.

Damit kann geschrieben werden:

$$A(t, z) = G(t) \cdot A_0 \sin(\omega_P \cdot t) \cdot A_R(z) \cdot d(z - z_0)\ \cos(\omega_D \cdot z) \qquad \text{Gl. 11.2}$$

Man sieht, daß die erste Hälfte des Ausdrucks von *A(t,z)* nur von *t* abhängt:

$$\theta(t) = G(t) \cdot A_0 \cos(\omega_P \cdot t) \qquad \text{Gl. 11.3}$$

und die letzte Hälfte nur von *z*:

$$\zeta(z) = A_R(z) \cdot d(z - z_0)\ \cos(\omega_D \cdot z). \qquad \text{Gl. 11.4}$$

Dadurch wird es möglich, die Einflüsse nach der Zugehörigkeit ihrer Ursachen zu der einen oder anderen zeitlichen Dimension einzuordnen. Auf dieser Weise ergibt sich bei der Untersuchung der *z*-Achse ein *z*-unabhängiger Faktor θ, der ein Charakteristikum jeder Zeile oder Zeilendifferenz ist und die Messung nur durch einen *z*-konstanten (skalierenden) Faktor beeinflußt. Die für das Geschehen auf der *z*-Achse interessante Information steckt vollständig in $\zeta(z)$ und ist das einzige, was bei einer Demodulation interessiert. Die Betrachtung setzt einfachheitshalber eine monochromatische $D(z)$ Signalfunktion voraus, was aber für die prinzipielle Betrachtung keine Voraussetzung ist. Auf diese Weise kann $D(z)$ durchaus breitbandige Einflüsse des Objektes beinhalten, die keine Periodizität auf der *z*–Achse aufweisen.

Mit diesen Erkenntnissen kann nun das Meßverfahren der Zeile verdeutlicht werden, indem man versucht, die Information von den Rausch- und Störquellen in der spektralen Dimension abzutrennen. Es wird gezeigt, daß dies nicht immer physikalisch möglich ist und vor allem warum und unter welchen Bedingungen dies nicht der Fall ist. Einzig durch eine Betrachtung auf der Zeitachse kann das komplexe Verhalten der Zeilensignale nicht vollständig geklärt werden.

11.1.5. Reduzierung der Detektionsbandbreite am Eingang der Auswertungselektronik

Durch eine genauere Betrachtung des Leistungsspektrums des Zeilensignals ist ein realitätsnahes Modell des Detektionsverfahrens mit den TSL 1301 Zeilen entstanden. Es kann nun dazu übergegangen werden, im Frequenzraum eine Eingrenzung desjenigen Spektralbereichs durchzuführen, der für ein zunächst schmalbandig vorausgesetztes Modulationssignal die meiste Information beinhaltet. Sind dann, wie bereits gezeigt, die Störungen und das Rauschen breitbandig, kann durch ein frequenzselektives Verfahren die Information begünstigt und das übrige Spektralgebiet unterdrückt werden. Erst die durch Filterung vorbehandelte Zeileninformation soll zur eigentlichen Demodulation geleitet werden.

Im Diagramm *C* aus Abb. 11.1 wäre das diesbezüglich interessante Frequenzgebiet der Bereich um die Pixelfrequenz, der entsprechend der Argumentation die meiste Information bezüglich des Modulationssignals beinhaltet.

Die Wahl der richtigen Bandbreite für die gestellte Aufgabe ist von größter Bedeutung hinsichtlich der Funktion, die der Filter ausführen soll. Ist die Bandbreite zu groß, erfüllt sie die beabsichtigte Rauschminderungsfunktion nicht. Ist die Bandbreite zu klein, im Extremfall so klein, daß nur die monochromatische Pixelfrequenz ω_P durchgelassen wird, werden anstelle der gewünschten Information nur die Trägerreste der Pixelfrequenz durchgelassen, die eigentlich obsolet sind[*]. Die Filterfunktion unterdrückt jegliche Veränderung der Amplitude der Pixelschwingung innerhalb einer festgesetzten Zeitkonstante. Dadurch entsteht eine neue Art von Detektor und zwar einer, dessen Pixel untereinander nicht unabhängig, sondern starr miteinander verknüpft sind. Die neu geschaffenen Eigenschaften entsprechen einem einzelnen Detektor mit einer aktiven Oberfläche gleich der Summe aller Pixelflächen einer Zeile (Parallelschaltung oder kohärente Integration). Dies ist aber nicht im Sinne der flächenhaften Detektion, bei der die Unabhängigkeit der Pixel während der Detektion eine primäre Rolle spielt.

[*] Die Trägerfrequenz ist bekannt, sie trägt also keine Information.

Wird die Bandbreite bis auf die doppelte Zeilenfrequenz ω_Z um die Pixelfrequenz ω_P erhöht, so reicht dies immer noch nicht ganz für die Modulationsfrequenz ω_D, aber die Pixel sind nun innerhalb der Zeile auf einer Bandbreite $2\omega_Z$ von einander entkoppelt und können somit statistisch unabhängig ausgewertet werden.

Betrachtet man jetzt auch die eigentliche Information, die man verfolgt, nämlich die Modulationsfrequenz ω_D und die von ihr verursachten Seitenbänder, so beträgt die optimale Filterbandbreite, die für eine vollständige AM-Demodulation notwendig ist $2 \times (\omega_Z + \omega_D)$.

Die Filterkurve wird im Frequenzraum symmetrisch um die Mittenfrequenz ω_P gesetzt, wie andeutungsweise im Diagramm *C* aus Abb. 11.1 skizziert. Allerdings sind hier wegen der Übersichtlichkeit nur zwei anstatt der vier Seitenbänder der vollständigen Amplitudenmodulation eingezeichnet.

Durch die Bandpaßfilterung wird die Form der Pixelsignale auch im Zeitraum verändert. Die Auskopplung der Gleichstromkomponente führt zu einer Symmetrierung der Signale um den Nullwert. Die Entfernung der hochfrequenten Harmonischen setzt die Flankensteilheit des Signals herab. Dies bedeutet aber keineswegs, daß man durch die Filterung nützliche Information vernichtet. Die Abnahme der Signalamplitude nach der Filterung ist nicht einer Dämpfung im Durchlaßbereich gleichzusetzen. Vielmehr werden aus dem mannigfaltigen Signal die Rauschanteile und Oberwellen entfernt. Das, was dann übrig bleibt, ist die gesuchte Information. Die Gesamtamplitude des Signals mag nun zwar absolut kleiner erscheinen, aber das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist durch die Filterung günstiger geworden. Durch eine anschließende Verstärkung kann die Signalamplitude wiederhergestellt oder beliebig umskaliert werden, ohne den Rauschanteil mit verstärken zu müssen.

11.1.6. Wirkung der Zeilensignalfilterung

Die Wirkung der Zeilensignalfilterung erscheint im Frequenzraum einleuchtend und sinnvoll: sie bezweckt die Selektion der informationsreicheren Frequenzkomponenten und die Unterdrückung des restlichen Spektralbereiches, der überwiegend zum Rauschen beiträgt. Für die Funktionsbeschreibung der Methode ist aber auch die Betrachtung der Filterauswirkung im Signalraum wichtig.

Im Diagramm *A* oben in Abb. 11.1 sind als Beispiel zwei Zeilenperioden bestehend einfachheitshalber aus jeweils nur vier Pixel dargestellt. Die erste Zeilenperiode $\tau_Z(1)$ ist schwarz und mit durchgezogener Linie, die zweite Zeilenperiode $\tau_Z(2)$ grau und punktiert eingezeichnet. Das Diagramm *A* zeigt das Signal so wie es sich am Zeilenausgang darstellt.

Im Diagramm *B* darunter ist die Wirkung des „Zeilensignalfilters“ angedeutet. Man sieht die nun weicher gewordenen Flanken der Signale. Der Gleichstromanteil fehlt und dadurch pendelt das Signal um die Nullpunktlinie. Wenn man davon ausgeht, daß das Rauschen und die Pixelungleichheit breitbandige Einflüsse waren, machen sie sich nach der Filterung nur noch zum Teil bemerkbar. Die spektrale Verteilung des Rauschens und der Pixelungleichheit fällt nur teilweise im Paßbandbereich, so daß deren Amplitude entsprechend der Filterbreite erheblich reduziert wird.

Durch eine anschließende Gleichrichtung (Diagramm *B*) und Integration (Diagramm *C* aus Abb. 11.1) werden die Signale nun einem AM-Demodulation-ähnlichen Verfahren unterzogen. Eine herkömmliche AM-Demodulation würde an Stelle der Integration eine

Tiefpaßfilterung verwenden, um die Trägerreste zu entfernen und die Einhüllende der Modulation zu detektieren.

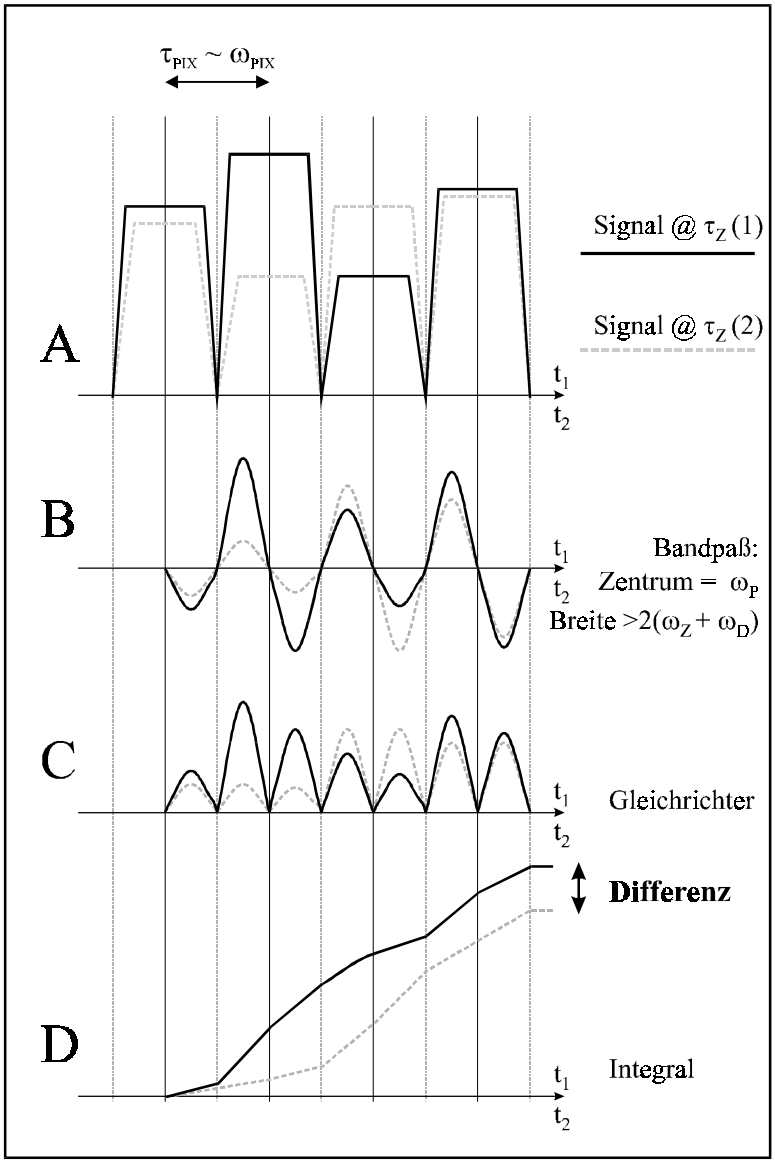

Abb. 11.2: Schematische Darstellung der Filterauswirkung im Signalraum.

A: Zeilensignale in unterschiedlichen Zeilenperioden $\tau_Z(1)$ und $\tau_Z(2)$. Zwischen beiden Zeilenausgaben hat sich die Beleuchtungsstruktur auf den Zeilen geändert.

B: das gleiche Zeilensignal in $\tau_Z(1)$ und $\tau_Z(2)$ nach einer entsprechenden Bandpaßfilterung um die Pixelfrequenz. Die gesuchte Information befindet sich ausschließlich im Durchlaßbereich des Filters. Alle übrigen Frequenzen sind informationslos und beinhalten nur Rauschen.

C: Gleichrichtung der gefilterten Zeilensignale, ebenfalls in unterschiedlichen Ausgabeperioden $\tau_Z(1)$ und $\tau_Z(2)$. Der Hauptvorteil der Methode besteht in der Entfernung des für die Gleichrichtung störenden und informationslosen Gleichspannungspegels.

D: Integralbildung über gefilterte und gleichgerichtete Zeilensignale. Die Information besteht aus der Differenz aufeinanderfolgender Integrationszyklen. Weitere Demodulationsschritte folgen.

Das Besondere an der hier durchgeführten Integration ist aber die Tatsache, daß sie eigentlich die Rolle einer zusätzlichen Demodulation erfüllt. Im Diagramm *C* aus Abb. 11.2 sind noch die Trägerreste der Zeilenfrequenz ω_Z vorhanden. Für die Unterdrückung der Trägerreste machen sich jetzt einige Details nützlich, die bereits bei der Auslegung berücksichtigt worden

sind. Zunächst ist die Integration mit dem Anfang der Zeile phasensynchron. Anschließend wird die Integrationskonstante grundsätzlich auf einem Wert zwischen der Zeilen- und Pixelperiode angepaßt. Außerdem wird durch die Digitalisierungsrate und -phase selbst dafür gesorgt, daß sich eine „Nullschwebung“ ergibt und die Zeilenfrequenz restlos unterdrückt wird.

Am Ausgang des Integrators steht nach Verarbeitung der Zeilenperiode $\tau_Z(1)$ ein Momentanwert, der der mittleren Amplitude des Modulationssignals ω_D (einschließlich Hintergrund) entspricht. Der Momentanwert, der einzig aus der Verarbeitung der Zeilenperiode $\tau_Z(1)$ entstammt, charakterisiert aber punktuell das gesuchte Modulationssignal ω_D nicht vollständig. Es muß auch die nächste Zeilenperiode $\tau_Z(2)$ demoduliert werden (siehe grau eingezeichnete Signale in Abb. 11.2) um einen Integralwert zu erhalten. Anschließend wird die Differenz der beiden Integralwerte gebildet, eventuell vom Gleichstromanteil befreit und geglättet. Erst dadurch ergibt sich ein für das Modulationssignal ω_D charakteristischer Wert. Es handelt sich dabei genauer gesagt um die erste Ableitung des Modulationssignals, die aber die gleiche Information trägt.

11.2. Praktische Ausführung des Zeilensignalfilters

In einer praktischen Ausführung wird nicht lediglich eine einzelne Zeile, sondern die Differenz zweier komplementär angeordneten Zeilendetektoren gefiltert. Der Unterschied zu den Verhältnissen aus Abb. 11.2 besteht darin, daß im Diagramm *A* das Signal auch negative Anteile haben wird. Spektral aufgelöst wird lediglich der Gleichstromanteil geringer und die Phaseninformation unterschiedlich sein.

Die Realisierung des Zeilenfilters ist nicht so kompliziert wie seine Funktionsbeschreibung. Der Vorteil des implementierten Filters liegt nicht so sehr in seiner positiven Auswirkung bezüglich der Reduzierung des Gesamtrauschens sondern vielmehr darin, daß durch die Filtermaßnahme die Eingangsstufe entlastet wird. Dadurch wird ein stabiler und übersichtlicher Betriebszustand erreicht, bei dem Rauschen und Störungen nicht durch anschließende Korrekturen beseitigt werden müssen, sondern bereits bei der Entstehung ausgesondert werden können.

Wie in Abb. 10.4 dargestellt, werden bei der Methode der Zeilenkorrektur durch „Hintergrundsubtraktion“ für die Bildung der Zeilendifferenz Operationsverstärker eingesetzt. Obwohl es sich dabei um spezielle Instrumentationsverstärker handelt, müssen bereits an dieser höchst sensiblen Stelle der Eingangsstufe gravierende Kompromisse gemacht werden, die eine verläßliche Funktion der eingesetzten Bauteile unmöglich machen. So müssen gleichzeitig bis zu 2 MHz schnelle Signale unter Berücksichtigung ihrer bis zu 3 V hohen Gleichstromkomponente differentiell verarbeitet werden. Dabei beträgt die zu erwartende effektive Amplitude des Differertialsignals oft Werte kleiner als 10 mV. Dadurch treten Probleme bezüglich des Übersprechens der Eingänge und der unzureichenden Gleichtaktunterdrückung auf. Insbesondere die Gleichtaktunterdrückung kann auch für Spezialschaltkreise nicht besser als 40 dB sein. Darüber hinaus läßt sich wegen der Mitführung der Gleichstromkomponente die Stabilität des Arbeitspunktes der verwendeten Verstärker schwer einhalten. Dies führt dazu, daß inkohärente Veränderungen der Beleuchtungsstärke die kohärenten Differentialsignale überlagern.

Grundsätzlich ist die Verwendung eines aktiven Bauteils (Differenzverstärker 1 in Abb. 10.4) unmittelbar am Eingang der Verarbeitungskette die Ursache der erwähnten Probleme. Im

Falle der Zeilensignalfilterung wird für die Differenzbildung ein magnetischer Ringkern mit einer trifilaren Wicklung verwendet (siehe Abb. 11.3).

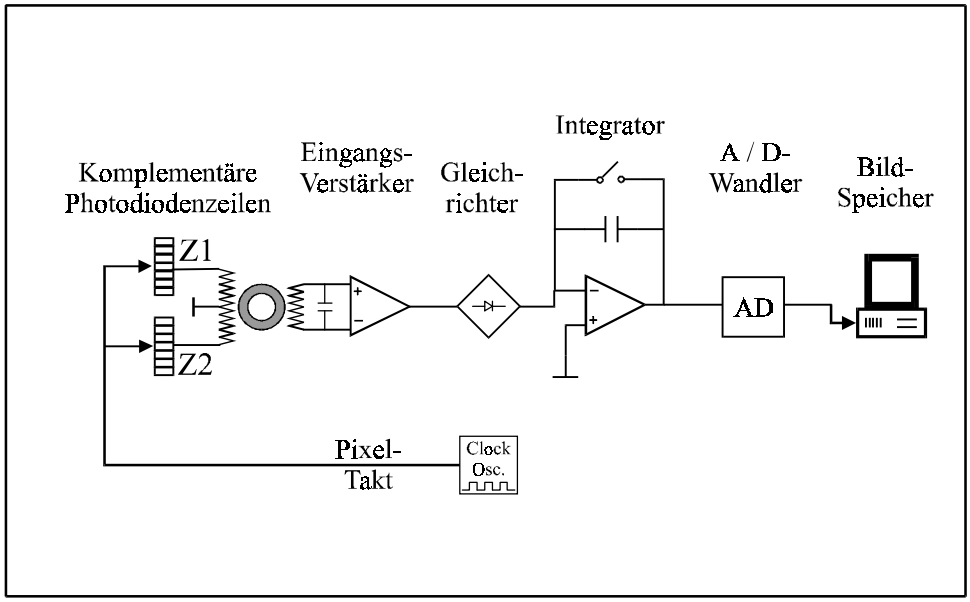

Abb. 11.3: Praktische Realisierung der Filterung im Frequenzraum der Zeile. Die Differenzbildung komplementärer Zeilen wird durch einen magnetischen Überträger in Form eines Ringkerns vorgenommen. Dies entfernt die störenden Gleichspannungspegel bereits vor dem ersten aktiven Bauteil der Auswertungselektronik. Die Filterwirkung wird durch eine resonante Auslegung des Sekundärkreises des magnetischen Überträgers erreicht. Ansonsten unterscheidet sich die Schaltung nicht wesentlich von der breitbandigen Version. Einzelheiten bezüglich der Demodulation im Text.

Die Aufgaben des Ringkerntransformators sind mannigfaltig für die spezielle Aufgabe optimal angepaßt[*]. Durch den gegenseitigen Wicklungssinn der primären Wicklungen wird die Gleichtaktunterdrückung und die magnetische Differenzbildung realisiert: die magnetischen Feldstärken im Ringkern heben sich für gleiche Ströme auf und überlagern sich additiv für ungleiche Ströme der Primärwicklungen. Die Sekundärseite ist für die Pixelfrequenz resonant ausgelegt. Die Bandbreite kann durch Veränderung des Koplungsgrades eingestellt werden. Der Ferrit-Ringkern verursacht keine Streufelder, da er die magnetischen Feldlinien in sich geschlossen hält. Er ist dadurch verlustarm und übersteuerungsfest. Die Problematik der Übersteuerung stellt sich überhaupt nicht, denn die koerzitiven Magnetfeldstärken, die eine Übersteuerung durch einen zu hohen Gleichstromanteil verursachen könnten, heben sich gegenseitig auf. Die Frage des zusätzlichen Rauschens stellt sich weniger als bei einem Längswiderstand, denn Blindwiderstände können prinzipiell kein Rauschen erzeugen. Darüber hinaus läßt sich dadurch eine passende 4:1 Impedanztransformation der höheren Ausgangsimpedanzen der Zeilen zu der niedrigeren Eingangsimpedanz des Operationsverstärkers erreichen.

An dem Sekundärschwingkreis wird die entstandene Spannung von einem Eingangsverstärker abgegriffen, gleichgerichtet und anschließend integriert. Die Reihenfolge der Gleichrichtung und Integration ist für das Vorhaben der kohärenten Auswertung der Zeilendifferenz von entscheidender Rolle.

[*] Der Nachteil der Schaltung liegt gerade in ihrem Optimierungsgrad: sie funktioniert nur für einen eingeschränkten Bereich der Pixelfrequenz. Für größere Variationen der Pixelfrequenz müssen Resonanz und Bandbreite neu eingestellt werden.

Am Ausgang des Integrators kann nun eine Analog-Digitale-Wandlung stattfinden. Die weitere Differenzberechnung zwischen konsekutiven Zeilenperioden, eine eventuelle Tiefpaßfilterung und die anschließende Bildspeicherung kann dem Meßrechner überlassen werden.

Der Meßrechner kann von der Aufgabe der Synchronisation mit dem Zeilentakt befreit werden, indem man am Ausgang des Integrators eine „sample-and-hold“ Schaltung anschließt. Die Zusatzschaltung wird so angesteuert, daß sie am Ende eines Integrationszyklus den jeweils aktuellen Integralwert abtastet und bis zum nächsten Ereignis hält. Dadurch findet an ihrem Ausgang am Ende einer jeden Integration eine Pegeländerung statt, die der Änderung des Integralwertes entspricht. Zwischen zwei Abtastereignissen wird aber der Integralverlauf im Haltemodus unterdrückt. Durch eine weitere kapazitive Entkopplung kann der informationslose Gleichstrompegel entfernt werden, das Signal geglättet und schließlich digitalisiert werden.

Der Vorteil der zusätzlichen Schaltung ist, daß nun die Digitalisierung in beliebigen, nicht unbedingt mit der Zeilenperiode synchronen Abtastzyklen erfolgen kann. Diese Methode wurde ohne Digitalisierung während der Justagearbeit der optischen Anordnung dazu verwendet, um ein akustisches Signal für die Orientierung beim Abgleich zur Verfügung zu stellen.

11.3. Schlußfolgerung der Zeilensignalfilterung

Die Methode funktioniert in der Praxis erwartungsgemäß gut, allerdings mit einer wichtigen Einschränkung bezüglich der maximal zulässigen Bandbreite des Modulationssignals. Handelt es sich um ein schmalbandiges Signal, kann die Filterung optimal durchgeführt werden. Dadurch wird nicht nur das Gesamtrauschen reduziert, sondern es können vor allem die durch diese Analyse erst deutlich gewordenen Schwachstellen der Auswertungselektronik umgangen werden. Dies geschieht hauptsächlich dadurch, daß man den für die gesamte Auswertungskette störenden und für die Detektion informationslosen Gleichstrompegel gleich an der Eingangsstufe eliminiert.

Handelt es sich dagegen um breitbandige Signale, oder wie im Falle der Meßvorschrift des Kameraaufbaus um quasistatische Schritt-für-Schritt Weglängen-Modulationsverfahren, dann ist die Auskopplung des nun informationstragend gewordenen Gleichspannungspegels nicht mehr zulässig und die Methode kann prinzipiell nicht mehr angewendet werden. Die einzige Methode, die diese Art von Signal verwerten kann, ist die Methode, die für den Kameraaufbau entwickelt wurde und zur Notwendigkeit der Einführung der Pixelkorrektur im Falle der komplementären Zeilendetektion geführt hat (siehe Kapitel 6). Sie ist zeitintensiv, weil sie wegen den breitbandigen Nutzsignalen grundsätzlich eine breitbandige Detektion durchführen muß. Erst anschließend –nach erfolgter Detektion– kann das Signal aus dem Rauschen durch statistische Mittel getrennt werden.

Die wichtigste Schlußfolgerung, die sich aus diesem Versuch ergibt, ist, daß die spektrale Verteilung des zu messenden Signals die wichtigste Rolle bei der Auslegung der Detektionselektronik spielt. Im nachrichtentechnischen Sinn fällt es schwer, von „Signalen“ zu sprechen, die weder in der Phase, noch in der Amplitude oder gar in der spektralen Verteilung vom Rauschen zu unterscheiden sind. Entsprechend schwer ist es auch, eine schnelle elektronische Anlage für ihre Detektion zu erstellen.

Unabhängig von der dynamischen Eigenschaft der Detektoren wird an dieser Stelle eine weitere Einschränkung der erreichbaren Dynamik deutlich. Diese ergibt sich aus der Tatsache, daß auch für speziell ausgesuchte, eigens für Meßaufgaben optimierte Operationsverstärker die Gleichtaktunterdrückung konstruktiv nicht besser als 40 dB im breitbandigen Betrieb sein kann. Unabhängig von der Qualität und Auslegung der Detektoren wird dies in einem Differentialaufbau immer dazu führen, daß 40 dB unter einem veränderlichen, nicht beabsichtigen Gleichtaktsignal keine breitbandige Signale mehr nachweisbar sein werden.

In dem Fall eines OCT-Systems ist die Gleichtaktstörung die Variation der inkohärenten Beleuchtungsstärke auf den Detektoren. Variiert sie aufgrund der Veränderung der inkohärenten Oberflächen- und Tiefenreflektanz oder wegen einer schwer korrigierbaren Fehljustage im Referenzarm, wird ein scheinbar „kohärentes“ Signal generiert. Die Amplitude des falschen Signals kann leicht die Größenordnung der gesuchten Interferenzsignale erreichen und diese nicht nur additiv überlagern, sondern auch durch weitere Nichtlinearitäten im System irreversibel verfälschen.

11.3.1. Variable Detektorgeometrie

Der vorgehende Abschnitt konzentriert sich auf praktische Aspekte der Interferenzdetektion, präsentiert alternative Verfahren und zeigt deren Grenzen und Unterschiede im direkten Vergleich zur ursprünglich konzipierten Methode. Abgesehen von den praktischen Ergebnissen ergeben sich auch Einsichten, die die Detektionsmethode besser in einem vergleichenden Kontext mit anderen OCT-Methoden eingliedern lassen.

Die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit ist der quantitative und tiefenaufgelöste Nachweis des gestreuten Lichtes aus stark streuenden Medien wie die menschliche Haut. Dabei wird als Detektionsverfahren eine interferometrische Methode eingesetzt, die die schwachen, kohärenten OCT-Signale aus einem starken, inkohärenten Hintergrund selektiert. Die OCT-Signale aus der Tiefe werden ortsaufgelöst aufgenommen und in der Form eines zweidimensionalen Tomograms dargestellt. Bei der tomographischen Darstellung spielt der Frequenzgang[*] der Detektionseinheit eine maßgebende Rolle für die Qualität und Deutbarkeit der dargestellten Bilder, insofern als das er die Ortsfrequenzverteilung des Objektes, das tomographisch dargestellt werden soll, überlagert. Um den Einfluß des Frequenzganges der Detektionseinheit auf die tomographische Bildeigenschaft zu verdeutlichen, reicht es, sich den bereits ausführlich diskutierten Einfluß der Detektionsbandbreite im Falle der Zeilensignalfilterung zu vergegenwärtigen.

In einem vorherigen Abschnitt (siehe Kapitel 11.1.5)wurde gezeigt, daß eine Verengung der Detektionsbandbreite auf unterhalb dem für eine vollständige AM-Detektion notwendigen Maß $2 \times (\omega_Z + \omega_D)$ dazu führt, daß bei der Detektion immer weniger die Information eines einzelnen Pixels und immer mehr die gemittelte Information aller Pixel der gesamten Zeile berücksichtigt wird. Dies führt schließlich dazu, daß durch die Verkleinerung der Bandbreite eine Veränderung der Detektoreigenschaft hervorgerufen wird. Ist er im breitbandigen Zustand ein Zeilendetektor, bestehend aus 102 unabhängigen Pixeln, wird er durch eine

[*] Wird auch Modulationsübertragungsfunktion genannt. Die Bezeichnung „Frequenzgang“ ist insofern irreführend, als das es sich dabei um eine elektrische Größe handelt, die eine wiederum elektrische Eigenschaft der Detektionseinheit widerspiegelt. Die Größe, die möglichst getreu abgebildet werden muß, ist dagegen eine *Ortsfrequenz* und deren Verteilung spiegelt eine strukturelle Eigenschaft des untersuchten Objektes wieder. In der Tat ist es aber so, daß dabei durch die photoelektrische Wandlung eine Umformung der räumlichen Ortsfrequenz in eine elektrische Größe stattfindet, die durch Weiterverarbeitung mit dem Frequenzgang der Detektionseinheit überlagert und anschließend dargestellt werden kann.

hinreichende Verengung der Detektionsbandbreite zu einem Detektor bestehend aus einer einzelnen zusammenhängenden Detektorfläche. Der auf diese Weise neu entstandene Detektor liefert innerhalb der räumlichen Abmessungen der Zeilenlänge eine einheitliche, kohärente Integralmessung. Dies wäre also immer noch ein „flächenhafter“ oder („flächiger“) Detektor, aber nicht mehr ein „flächenhaft aufgelöster“.

Der Unterschied liegt in der Tatsache, daß die Summation oder räumliche Integration eines einzelnen, großen Detektors kohärent gegenüber dem auf ihn projizierten optischen Feld ist. Dem gegenüber bildet ein flächenhaft aufgelöster Detektor eine inkohärente Summation des optischen Feldes [Schmitt 1997]. Ist das Beleuchtungsfeld homogen, hat die laterale Struktur des Detektors keine weitere Auswirkung auf die Detektion, weil die Wellenfront des einfallenden optischen Feldes homogen ist. Wenn es sich aber dabei um ein Specklefeld handelt, dann kann es durchaus vorkommen, daß einzelne Speckles unterschiedliche Phasen und eigene dynamische Verhalten haben. Der „flächige“ Detektor wird mit seiner räumlichen Tiefpaßcharakteristik die Modulation einzelner Speckle kleiner als sein Durchmesser unterdrücken. Dagegen werden „flächenhaft aufgelöste“ Detektoren die Modulation einzelner Speckle mit Abmessungen in der Größenordnung eines Detektorpixels aufnehmen und erst in einem demodulierten Zustand miteinander addieren.

Interesanterweise resultiert aus dem mit ganz anderen Absichten durchgeführten Versuch der Zeilensignalfilterung ein Residualprodukt, von dem man eventuell in einem anderen Kontext profitieren könnte. Der springende Punkt ist, daß der Frequenzraum der Zeile nicht identisch mit dem (Tiefen-) Ortsfrequenzraum des Objektes ist. Auf dieser Weise ist es möglich, die Detektionseigenschaft der OCT-Anlage stufenlos durch eine Veränderung der Detektionsbandbreite im Spektralraum der Zeile vorzunehmen. Dies kann durchgeführt werden, ohne dabei die Demodudulationsbandbreite der gesamten OCT-Anlage direkt anzutasten. Die dadurch erreichte Wirkung ist einer Anpassung der optischen Detektionsapertur ähnlich, kann aber damit nicht gleichgesetzt werden.

In der OCT-Literatur wird die inkohärente Multipixel-Detektion für die Unterdrückung des Speckleauschens nur selten erwähnt, weil die meisten Verfahren in konsequenter Faserbauweise realisiert werden. In einem Faseraufbau lassen sich die Voraussetzungen der heterodynen Detektion für räumlich ausgedehnte Detektoren nur schwer erfüllen. Auch die Verschaltung und schnelle parallele Auswertung vieler Detektoren ist (aus technischen Gründen) ein bisher ungelöstes Problem.

In einem Artikel aus der OCT-Literatur [Schmitt 1997] wird anhand einer Photodiode mit vier Quadranten dieses Problem aufgegriffen und gründlich unter einem aus der Antennentechnik bekannten Schlagwort „spatial diversity“ erläutert. Es handelt sich dabei allerdings um ein konfokales Detektionssystem, das eher der optischen Kohärenzmikroskopie (OCM) zuzuordnen ist. Wie auch anzunehmen ist, resultiert aus dem im Artikel beschriebenen Versuch, daß durch die Verwendung eines lateral aufgelösten Detektors eine Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses bei OCT-Aufnahmen gleich der Quadratwurzel der Detektorelemente erreichbar ist. Dies setzt voraus, daß die Detektoren voneinander unabhängig sind. Außerdem muß das auf dem Detektor einfallende optische Feld aus inkorrelierten Speckle in der Größenordnung eines Einzeldetektors bestehen. Der Nachteil der Methode ist eine inhärente Verschlechterung der Auflösung und der höhere Realisierungs- und Auswertungsaufwand. Im Artikel [Schmitt 1997] werden verschiedene OCT-Aufnahmen von Humanhaut *in vivo* abwechselnd mit einer kohärenten (Parallelschaltung) und inkohärenten (getrennte Verarbeitung aller Pixel und Addition bereits demodulierter Einzelsignale) Detektion

präsentiert. Zusammenfassend schreibt der Verfasser, daß die optimale Detektionsmethode eine Kombination beider im Artikel untersuchten Methoden sei.

Genau eine solche variable Kombination einer kohärenten und inkohärenten Detektion wird durch die gesteuerte Bandbreitenveränderung der Zeilensignalfilterung erreicht, die im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurde. Der Fall, in dem man eine breitbandige Filterung vornimmt, entspricht einem flächenhaften, lateral ortsaufgelösten Detektor, der eine getrennte Verarbeitung aller Pixel erlaubt (inkohärente Detektoreigenschaft). Eine Verengung der Bandbreite führt zu einer zunehmenden Verschmierung der lateralen Ortsauflösung des Detektors bis zum Extremfall der „Parallelschaltung“ aller Pixel (kohärente Detektoreigenschaft). Die inkohärente Detektoreigenschaft kann verwendet werden, um das Specklerauschen zu reduzieren. Die kohärente Detektion kann verwendet werden, um die Auflösungsverluste durch die Detektorunterteilung zu vermeiden. Dadurch daß der Übergang von dem einem zum anderen Extremfall stufenlos durch eine Veränderung der Filterbandbreite eingestellt werden kann, bietet sich die Möglichkeit an, den „Kohärenzmaß“ der Detektoreigenschaft in Abhängigkeit von der gestellten Aufgabe (oder sogar dynamisch während des Tiefenscans) anzupassen. In den superfiziellen Schichten des untersuchten Objektes, oder für eine bevorzugte Detektion von Spekulärreflexe könnte man die Filterbandbreite stark verengen, wogegen für die Detektion tieferen Schichten, oder feinkörniger Strukturen könnte man die Filterbandbreite aufweiten, um durch die getrennte, inkohärente Verarbeitung aller unabhängigen Pixel das Specklerauschen zu reduzieren.

Leider aber eignet sich die Methode grundsätzlich nicht für den von der Aufgabenstellung geforderten Nachweis der Vielfachstreuung mit der Methode der Schritt-für-Schritt Weglängenmodulation. Diese verlangt nicht nur eine große Detektionsbandbreite im Sinne der unabhängigen Auswertung aller Pixel, sondern verlangt die Auswertung des absoluten, quasistatischen Beleuchtungszustandes bei einer gegebenen Tiefe im Sinne einer „Gleichspannungsmessung“. Erst durch eine Differenzbildung zwischen zwei phasenverschobenen ($+\pi$) Gleichspannungsmessungen wird die OCT-Information aus dem inkohärenten Hintergrund selektiert.

12. Diskrete Detektion im und um den Einstrahlpunkt

Sowohl der Kamera-Aufbau (siehe Kapitel 6) als auch das im Rahmen dieser Arbeit erstellte System mit der komplementären Zeilendetektion (siehe Kapitel 10) haben den entscheidenden Nachteil einer auf etwa 40 dB begrenzten Dynamik. Mit diesen Systemen ist es grundsätzlich nicht möglich, die Detektion in den Einstrahlpunkt zu verlagern. Die im Vergleich mit dem gestreuten Licht aus der Tiefe viel zu starken Oberflächenreflexe der Probe treiben die Detektoren an ihre Übersteuerungsgrenze, bevor die schwachen Streusignale aus der Tiefe (im dynamischen Fenster) nachweisbar werden. Die Möglichkeit der selektiven Ausblendung der Oberflächenreflexe durch Ausnutzung der Polarisation wird wegen ihrer Inkompatibilität mit der Methode der flächenhaften Detektion nicht näher untersucht.

Es besteht aber ein gewisser Klärungsbedarf bezüglich der Verteilung der Interferenzsignale von vielfach gestreuten Photonen im und um den Einstrahlpunkt. Einerseits wertet die Standard-OCT Methode nur die OCT-Signale aus dem Einstrahlpunkt aus. Andererseits eignet sich der Kameraaufbau mit flächenhafte Detektion –wie oben erwähnt– nur für eine Auswertung der OCT-Signale außerhalb des Einstrahlpunktes. Gesucht wird also nach dem Verhältnis „Streusignal versus Detektionsabstand zum Einstrahlpunkt“ für einen radialen Abstand des Detektors im Bereich von null bis einigen hundert Mikrometern (gemessen von der Mitte des Einstrahlpunktes). Vor allem ist der Übergang bei der Versetzung des Detektors aus dem Einstrahlpunkt ins Feld des vielfach gestreuten Lichtes von Interesse, um die Lücke zwischen der Standard- und der flächenhaften OCT schließen zu können.

Ein weiteres Ziel der Untersuchung ist, den Einsatz unterschiedlicher Detektoren und Detektionsverfahren zu testen und hinsichtlich ihrer Eignung für die OCT zu charakterisieren. Vor allem räumlich aufgelöste Detektoren wie die Kamera oder die Zeilen lassen wegen der zwingend sequentiellen Ausgabe wenig Spielraum in der Wahl der Detektions- und Demodulationsverfahren. Ein einzelner, diskreter Detektor hingegen bietet diesbezüglich mehr Freiraum. Gesetzt den Fall, daß die Meßzeit eine untergeordnete Rolle spielt, kann in der Abbildungsebene durch eine transversale Scanbewegung des diskreten Detektors die Funktion eines räumlich aufgelösten Detektors zumindest ansatzweise nachvollzogen werden. Während des Detektorscans bleibt die Abbildung unverändert, denn das Ziel ist nicht ein Scan in transversaler Richtung, sondern die Untersuchung der Streusignale im und um den Einstrahlpunkt.

12.1. Beschreibung des Aufbaus

Als Grundaufbau dient die bereits beschriebene Strahlführung, nur daß anstelle des Detektorkopfes mit komplementären Zeilen für die Mischung des Referenz- und Objektstrahles ein einfacher 50:50 Strahlteiler *ST* (siehe Abb. 12.1) verwendet wird. In einem seiner Ausgänge wird eine in zwei Dimensionen (X-Y) verschiebbare Faserhalterung eingesetzt. Mit Hilfe der Verschiebefassung kann die Detektionsfaser an eine beliebige Stelle der Detektionsebene verschoben werden. Im dazu komplementären Ausgang des Strahlteilers *ST* wird eine Infrarot-Kamera für Justage und Kontrolle eingesetzt. Der restliche Aufbau bleibt dabei weitgehend unverändert.

Der kurzkohärente Lichtstrahl der Superlumineszenzdiode (SLD: $P \leq 10$ mW, $\lambda = 830$ nm, $l_c = 30$ µm) wird zu einem 10 mm breiten Parallelstrahl kollimiert. Die Aufweitung des Strahls ist für eine gleichmäßige Ausleuchtung der Detektionsebene mit einem möglichst parallelen Strahl notwendig.

Die SLD wird durch Verwendung unterschiedlicher Ansteuerungen entweder strom- oder leistungsgeregelt. Optional kann eine Strom- oder temperaturgeregelte Kühlung zugeschaltet werden, um die Temperaturabhängigkeit und somit die Langzeitdrift der Laserleistung zu reduzieren.

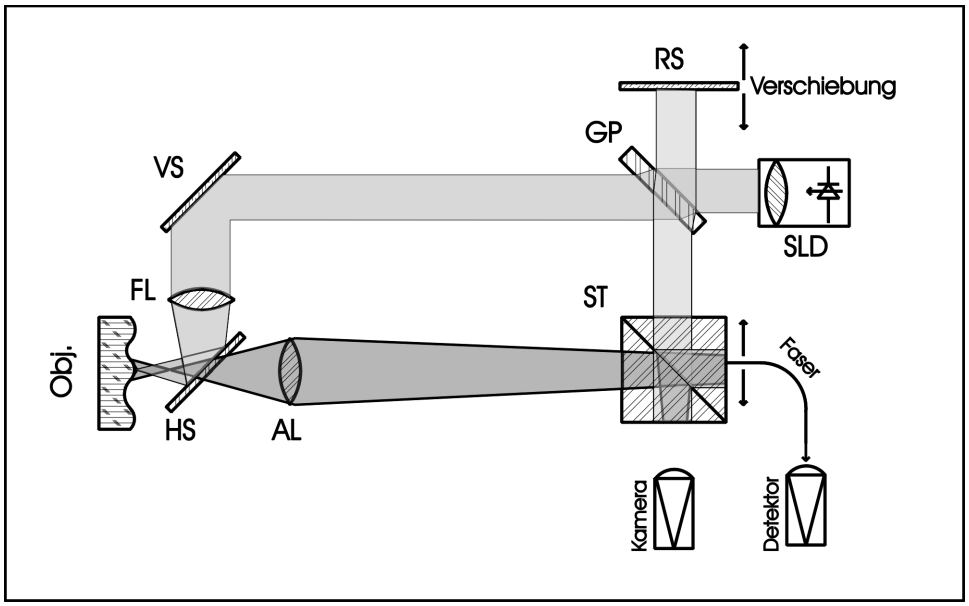

Abb. 12.1: Schematischer Aufbau der punktuellen Detektion. Das interferometrische Grundprinzip beruht auf einem Mach-Zender-Interferometer. Die Strahlteilung findet an einer Glasplatte *GP* statt. Der Objektstrahl wird über *VS*, *FL* und *HS* auf die Objektoberfläche fokussiert. Das Streulicht wird durch *HS* von *AL* am Ort der Detektion in *ST* vergrößert abgebildet. Der Strahlteiler *ST* übernimmt die Rolle eines Lichtmischers und fügt Objekt- und Referenzstrahl zusammen. Die Interferenzsignale werden von der lateral beweglichen Detektionsfaser aufgenommen und zum Detektor geführt. Im komplementären Ausgang des Lichtmischers befindet sich eine Kamera, die allerdings nur für Justagezwecke verwendet wird.

An einer Glasplatte *GP* wird der Referenzstrahl als Oberflächenreflex unter einem Winkel von 45° ausgekoppelt. Der Referenzstrahl wird an einem verschiebbaren Spiegel *RS* in sich zurück reflektiert, passiert auf dem Rückweg die Glasplatte *GP* und wird vom Strahlteilerwürfel *ST* zwischen Detektionsfaser und Beobachtungskamera geteilt.

Der Objektstrahl wird nach Durchgang durch die Glasplatte *GP* am Spiegel *VS* mit 90° umgelenkt und von einer Achromat-Linse ($f = 40$ mm, $\phi = 20$ mm) nach einer weiteren Umlenkung an einem halbdurchlässigen Spiegel *HS* auf die Objektoberfläche *Obj.* fokussiert.

Die Oberfläche des Objektes wird mit einer Abbildungslinse *AL* in die Detektionsebene durch den Strahlteilerwürfel *ST* hindurch vergrößert abgebildet. An den Ausgängen des Strahlteilerwürfels *ST* überlagern sich Referenz- und Objektstrahl je nach Weglängenunterschied konstruktiv oder destruktiv und erzeugen somit –für den Fall einer einfachen, glatten Objektoberfläche– ein charakteristisches Interferenzmuster. Die Form der Interferenzmuster hängt von der Krümmung und Verkippung der an der Interferenz beteiligten Strahlenfronten ab. Im Idealfall, für eine ebene Objektoberfläche, sollten Interferenzstreifen als eine Überlagerung ebener Wellen erwartet werden. Eine Beobachtung mit der angeschlossenen Infrarot-Kamera bringt aber stets kreisförmige Interferenzmuster, was darauf zurückzuführen ist, daß die Wellenfronten aus dem Objektstrahl durch die Abbildung zu Kugelwellen werden.

Die am Strahlenausgang des Teilerwürfels *ST* abgebildete Objektoberfläche wird mit dem Parallelstrahl der Referenz überlagert, mit einer Faser abgetastet und zur Detektion geleitet. Das gesamte Abbildungssystem und die in X und Y Richtung bewegliche Faserhalterung ist so ausgelegt, daß seine Einzelelemente ausgetauscht werden können. Auf dieser Weise lassen sich unterschiedliche Vergrößerungsfaktoren und Aperturen erreichen. Zur schrittweisen Abtastung der Abbildungsebene werden Faser mit verschiedenen Durchmessern eingesetzt. Die Tabelle Tab. 12.1 stellt in der ersten Zeile die verwendeten Faserdurchmesser und in der ersten Spalte die unterschiedlichen Brennweiten der eingesetzten Linsen. In der zweiten Spalte befindet sich die dadurch erreichte Vergrößerung. In den der jeweiligen Faser entsprechenden Spalten befinden sich die rückwärts durch die Abbildung zurückgerechneten effektiven Faserdurchmesser. Auf diese Weise entspricht eine 100 µm Faser in einer zehnfach vergrößerten Abbildung einem effektiven Durchmesser von 10 µm auf der Oberfläche des Objektes.

Es muß betont werden, daß zwar stets von der Objektoberfläche die Rede ist, daß aber eigentlich das Streulicht aus der Tiefe des Streukörpers untersucht werden soll. Die Oberfläche wird aber stets als die Ebene betrachtet, auf der sich die Streuphänomene aus der Tiefe des Objektes widerspiegeln. Außerdem stellt die Oberfläche einen Bezug für die Justage des Einstrahlpunktes und der Detektionsabbildung dar.

Tab. 12.1: Tabellarische Übersicht der Linsen, die für die vergrößerte Abbildung der Objektoberfläche verwendet und der Lichtleitfasern, die für die Detektion eingesetzt wurden. In den letzten drei Spalten ist der auf die Objektoberfläche zurückgerechnete effektive Faserdurchmesser angegeben. Bei den drei verschiedenen Fasertypen wird der Kerndurchmesser ϕ und die Numerische Apertur NA in der Kopfzeile mit angegeben.

Linse, D = 20mm Brennweite: (mm)	***Vergrößerungs-Faktor***	***Apertur***	***Monomode ϕ = 5µm, NA = 0,12***	***Multimode ϕ = 100 µm NA = 0,22***	***Multimode ϕ = 200 µm NA = 0,3***	
16	24	0,6	0,2	4,1	8,3	*µm*
30	12,3	0,33	0,4	8,1	16,3	*µm*
40	10	0,25	0,5	10	20	*µm*
50	7	0,2	0,7	14	28,5	*µm*
100	1	0,1	5	100	200	*µm*

Aus Tab. 12.1 ist ersichtlich, daß durch die Verwendung unterschiedlicher Vergrößerungsfaktoren und unterschiedlicher Faserdurchmesser, der scheinbare Detektionsdurchmesser (so wie er auf der Objektoberfläche zurückgerechnet erscheint) in einem weiten Bereich zwischen 0,2 und 200 µm variiert werden kann.

12.2. Demodulationsmethode

Die Demodulationsmechanismen gliedern sich in zwei Hauptkategorien: kontinuierliche und Schritt-für-Schritt Verfahren. Bei der kontinuierlichen Methode wird der Spiegel im Referenzarm ohne Unterbrechung hin und her von einem Schrittmotor bewegt. Abgesehen von den Umkehrpunkten wird die Bewegung als kontinuierlich angesehen. Aus der Anzahl der Schritte des Schrittmotors pro Zeiteinheit wird die Tiefenmodulationsgeschwindigkeit v errechnet. Bei der Überlagerung von Referenz- und Objektstrahl ergibt sich dann eine mit der Dopplerfrequenz

$$f_D = \frac{2v}{\lambda} \qquad \text{Gl. 12.1}$$

modulierte Kohärenzfunktion der beiden Strahlen (λ : Wellenlänge der Quelle). Durch die Systemträgheit bedingt können Verfahrgeschwindigkeiten von bis zu 500 µm / s erreicht werden. Dies erlaubt Dopplerverschiebungen (im Referenzarm) von etwa 1,2 kHz.

Als störender Faktor erweist sich dabei die unstetige Bewegung des Schrittmotors im Vollschritt-Modus, die aus einer Reihe von Beschleunigungs- und Abbremsvorgängen besteht. Um das Fahren so gleichmäßig wie möglich zu gestalten, wird der Mikroschrittmodus des Schrittmotors verwendet. Es handelt sich dabei um einen Schrittmotor mit 400 Vollschritten pro Umdrehung, wobei durch die Schneckenübersetzung ein Vollschritt einem Fahrweg von 1 µm entspricht. Im Mikroschritt-Betrieb wird ein Vollschritt in 32 Stufen –entsprechend einem Fahrweg von 1/32 µm– unterteilt.

Die unstetige Bewegung des Schrittmotors stört die Auswertung durch mehrere Kopplungsmechanismen. Einerseits ist die Verfahrbewegung des Referenzarmspiegels nicht kontinuierlich, sondern besteht aus einer Reihe von Beschleunigungs- und Abbremsstufen. Andererseits führt die unruhige Bewegung zu Erschütterungen, die die gesamte Anlage zum Schwingen anregen, was man leicht akustisch durch Abhören der optischen Bank mit einem Stethoskop nachprüfen kann. Darüber hinaus sind auch elektromagnetische Störungen bis ins Megaherzbereich in unmittelbarer Nähe der Schrittmotoren und deren Zuleitungen nachweisbar.

Auf dieser Weise ist zum Beispiel bei einer oft verwendeten Verfahrgeschwindigkeit von 100 µm / s mit einer „Störfrequenz“ von 3,2 kHz und deren Oberwellen als fester Bestandteil des Meßsignals zu rechnen. Dabei ist aber die „Vollschrittfrequenz“ von 100 Hz und deren Oberwellen auch noch im Signalspektrum vorhanden. Die bei der Verfahrgeschwindigkeit von 100 µm / s erreichte Dopplerfrequenz beträgt für eine 830 nm Lichtquelle nach der Formel [Gl. 12.1] 241 Hz.

Diese „Störfrequenzen“ zu unterdrücken gelingt am Besten mit einer Kombination von Tiefpaß- und Bandsperrfilter (sog. „Notchfilter“). Die „Ausblendung“ der hierdurch entstandenen Störsignale ist aber nicht immer und nicht vollständig möglich: durch Kreuzmischung an Nichtlinearitäten im Signalverarbeitungsweg entsteht eine ganze Schar von Intermodulationsprodukten, die dann von der einfachen und zu spät in der Auswertungskette eingesetzten Filterung nicht mehr entfernt werden können. Dabei muß die „Störquelle Schrittmotor“ nach der entsprechenden Filterung gar nicht mehr selbst als eine reine „Störfrequenz“ nachweisbar sein. Durch Intermodulationsbildung wird ein breitbandiges Rauschen erzeugt, das den Rauschuntergrund der Anlage ungünstig anhebt.

Der Einsatz der Schrittmotoren, die offensichtlich für die kontinuierliche Weglängenmodulation wenig geeignet sind, ergibt sich aber aus einer Notwendigkeit, die mit dem slow-scan-CCD Kameraaufbau eng gekoppelt ist. Bei diesem Aufbau und unter Berücksichtigung des dabei verwendeten Meßprinzips [Brunner 1996] würde eine kontinuierliche Tiefenmodulation wenig Sinn machen. Vielmehr ist hier ein Schritt-für-Schritt Verfahren angebracht, bei dem eine bestimmte Tiefe angefahren und dort im Stillstand eine Doppelmessung vorgenommen wird. Zwischen den beiden Bildern der Doppelmessung findet eine $\lambda/2$ Verschiebung des Referenzspiegels statt, die mit einem Piezoelement vorgenommen wird. Eine Bewegung während der Belichtung einer Aufnahme würde in dieser Konfiguration den Interferenzkontrast schwächen.

Um aber vergleichbare Bedingungen mit dem slow-scan-CCD Kamerasystem zu schaffen, wird bei der hier beschriebenen punktuellen Detektion auch das Schritt-für-Schritt Verfahren

verwendet. Dabei wird eine bestimmte Tiefe angefahren und dort im Stillstand eine Zeit-integrative Messung der lokalen Beleuchtungsstärke vorgenommen. Anschließend wird die Referenzarmlänge mit $\lambda/2$ verändert und eine erneute Messung vorgenommen. Die daraus resultierenden Meßwerte werden vom Meßrechner in digitalisierter Form subtrahiert. Als Ergebnis wird der Betrag dieser Differenz gespeichert und anschließend als ein Bildpunkt dargestellt. Dabei muß der Abstand zwischen der auf dieser Weise erhaltenen Bildpunkte keineswegs in der Größenordnung der Wellenlänge liegen. Nur die zwei Meßpunkte, aus denen sich die Differenz ergibt, müssen in $\lambda/2$ Abstand liegen. Ansonsten kann man mit wenigen Bildpunkten pro Kohärenzlänge (30 µm) die durch die Betragbildung gleichgerichtete Kohärenzfunktion charakterisieren.

Aufgrund der Notwendigkeit, die integrativen Messungen erst nach dem Erreichen des mechanischen Stillstandes der Verschiebeeinheit im Referenzarm machen zu dürfen, dauern die Schritt-für-Schritt Messungen relativ lange. Die Möglichkeit der Verkürzung der Meßzeit durch eine gepulste Laserquelle wurde auch getestet. Sie hat aber keine positive Ergebnisse gebracht, da das stroboskopische Einfrieren der Bewegung an einer mehr oder weniger beliebigen Stelle der mechanischen Relaxationsschwingung ebenfalls den Interferenzkontrast verschlechtert.

12.3. Photomultiplier im Photonenzählverfahren

Die offene Bauweise des Meßsystems mit punktueller Detektion und der Einsatz von kurzen Faserstücken in der Abbildungsebene der Detektion erlauben den unkomplizierten Einsatz unterschiedlicher Photodetektoren.

Das Hauptinteresse gilt dem Photomultiplier. In der Annahme, daß die zu detektierenden Signale sehr schwach sind, werden die Photomultiplier die notwendige Empfindlichkeit bringen. Im Photonenzählverfahren wird, anstelle einer Auswertung des zeitlichen Mittelwertes des Photostroms, die Anzahl der von Einzelphotonen erzeugten Strompulse pro Zeit ausgewertet. Damit versprechen Photomultiplier im Photonenzählverfahren im Vergleich zu Halbleiterlösungen ein niedrigeres, an der Quantendetektionsgrenze gelegenes Rauschen, eine weitaus höhere Linearität und eine, von der Belichtungszeit abhängige, im Prinzip aber beliebig hohe Dynamik.

Zur Verfügung standen zwei Photomultiplier-Typen von Hamamatsu. Die wichtigsten Charakteristika sind in einer Tabelle zusammengefaßt [Hamamatsu 1997].

Tab. 12.2: Kurzübersicht wichtigster Parameter zur Verfügung stehenden Photomultiplier. Wichtiger als die Quanteneffizienz und die Sensitivität ist für das Erreichen eines hohen Rauschabstandes in kurze Meßzeiten die (Puls-) Anstiegszeit.

Typ	*Quant.Effiz. (%) @ 830nm*	*Sensitivität (µA / W) @ 830nm*	*Strom Verst. (A / A)*	*Dunkelstrom (nA)*	*Anstiegs-Zeit (ns)*	*Transit-Zeit (ns)*
R 1894	0,25	1 800	$4{,}2 \times 10^5$	20	0,8	7,8
R 928	2	10 000	1×10^7	50	2,2	22

Beide Photomultiplier mit Multialcali-Kathoden sind bei der eingesetzten Wellenlänge von 830 nm eher am Ende ihrer spektralen Empfindlichkeit. Daher auch ihre schlechte Quanteneffizienz (siehe Tab. 12.2), die in beiden Fällen knapp ein Zehntel ihrer maximalen Werte für kleinere Wellenlängen beträgt.

Von großer Bedeutung bei der Beurteilung der Eignung der Photomultiplier für den Einsatz als Detektor ist aber die (Puls-) Anstiegszeit. Die Quanteneffizienz und die Stromverstärkungskennlinie sprechen eher für den Photomultiplier „R 928“, der Dunkelstrom und die Anstiegszeit dagegen für den kleineren „R 1894“. Lediglich anhand der Katalogdaten bezüglich der Anstiegszeiten soll der Photomultiplier „R 928“ eine Zählrate von 450 und der „R 1894“ eine Zählrate von 1250 Mega-Counts pro Sekunde ermöglichen. Im praktischen Einsatz ohne eine entsprechende Strom-Spannungswandlung unmittelbar an der Anode des Photomultipliers sondern erst nach einer Koaxialkabelführung ist die maximale Zählrate auf 10 bis 100 Mega-Counts pro Sekunde begrenzt. Auch wird die Zählrate des an dem Photomultiplier angeschlossenen Impulszählers in diesem Bereich überschritten.

Die Überprüfung mit einem 100 MHz Oszilloskopen ergab für den Photomultiplier „R 928“ eine Anstiegszeit von etwa 25 ns, die zu einer maximalen Zählrate von 40 Mega-Counts pro Sekunde führt. Dies ist nicht unbedingt auf ein Fehlverhalten des Photomultipliers zurückzuführen. Viel mehr deutet diese im Vergleich zum Nominalwert zu lange Pulsdauer auf eine Dispersion im Signalübertragungsweg hin. Da dieser Wert aber auf jeden Fall kleiner als die Zeitbasis von 100 ns des verwendeten Zählers ist, wurden keine weitere Maßnahmen getroffen, um ihn zu verbessern.

Die entsprechenden Messungen ergaben für den schnelleren Photomultiplier „R 1894“ Werte, die noch weiter außerhalb der Spezifikationen liegen. Vor allem das unzuverlässige Langzeitverhalten und der hohe Dunkelstrom deuten auf einem Defekt hin. Deswegen sind die weiteren Untersuchungen mit dem Photomultiplier „R 928“ durchgeführt worden, der darüber hinaus eine bessere Quanteneffizienz bei 830 nm hat.

12.3.1. Signal-Rausch-Verhältnis des „R 928“ Photomultipliers

Durch den photoelektrischen Effekt werden unter Photonenbeschuss Elektronen aus der Kathode herausgerissen. Die Elektronen werden von der ersten positiv aufgeladenen Dynode angezogen, wo sie eintreffen und Sekundärelektronen erzeugen. Der Prozeß wiederholt sich über die gesamte Dynodenkette bis zur Anode, wo beim Eintreffen der Elektronen die photoelektrischen Strompulse erzeugt werden.

Die Wahrscheinlichkeit, daß eine bestimmte Anzahl von Photonen innerhalb eines definierten Zeitintervalls auf die Kathode eintreffen, unterliegt der Poissonverteilung. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (Signal to Noise Ratio: SNR) einer rein poissonverteilten Quelle ist dementsprechend vom Quotient aus Mittelwert und Varianz definiert [Ntziachristos 1998]:

$$SNR = \frac{\eta N \tau}{\sqrt{\eta N \tau}} = \sqrt{\eta N \tau} \qquad \text{Gl. 12.2}$$

mit η = Quanteneffizienz des Detektors (%)
N = Mittlere Photonen-Ankunftsrate (Counts / s)
τ = Beobachtungszeit.

Dabei ist die Größe „Signal“ als die während der Meßzeit τ registrierte Anzahl von Photonen N zu verstehen und nicht unbedingt die maximal detektierbare Photonenzahl. Die Größe „SNR“ ist als Meßgenauigkeit zu verstehen und nicht als Rauschuntergrund. Die zwei Extrema, die maximal detektierbare Photonenzahl und das Gesamtrauschen ergeben die „maximale“ SNR, oder die Dynamik des Systems.

Das „Rauschen“ ist hier das Schrotrauschen des Photonenstroms selbst und hat mit dem Detektor eine einzige Verbindung: die maximale Anzahl von photoelektrischen Impulsen, die der Detektor in der Zeiteinheit auflösen kann. Zum Rauschen addieren sich daher auch die Einflüsse des Detektors selbst: der Dunkelstrom, die thermische Emission der Kathode bei Raumtemperatur und möglicherweise auch die kosmische Strahlung. Diese Einflüsse verschlechtern die SNR durch eine Erhöhung des Nenners aus dem Quotienten, ein Zusammenhang, der hier einfachheitshalber vernachlässigt wird. In der praktischen Anwendung des Photomultipliers im Zusammenspiel mit einem Impulszähler, können diese zusätzliche Rauschquellen durch den Einsatz eines doppelten Amplituden-Diskriminators minimiert werden.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis kann auch in dB angegeben werden:

$$SNR_{dB} = 10 \log \sqrt{\eta N \tau} . \qquad \text{Gl. 12.3}$$

Eingesetzt für die Daten des „R 928“ Photomultipliers in Verbindung mit dem Photonenzähler mit einer Zeitbasis von 100 ns (Zählrate von 10 MHz), resultiert für eine Meßdauer $\tau = 1$ s ein SNR von 35 dB. Mehr als 50 dB benötigen eine Belichtungszeit von knapp 3 Stunden und für ein SNR von über 60 dB muß länger als ein Tag gemessen werden.

Fordert man umgekehrt einen Detektor, mit dem man innerhalb einer Belichtungszeit von einer Sekunde eine SNR von 60 dB erreichen will, dann resultiert daraus, daß man eine Zählrate von 10^{12} Counts / Sekunde auflösen muß, entsprechend einer Anstiegszeit des Detektors (und anschließenden Zähl-Elektronik) von 1 ps. Diese Geschwindigkeits-anforderung ist mit einfachen Mitteln schwer zu erreichen.

12.3.2. Überprüfung des Langzeitverhaltens des Photomultipliers

In der Praxis erweisen sich lange Belichtungszeiten ebenfalls als problematisch. Auf der Detektorseite verändert sich mit der Zeit der mittlere Ausgangsstrom aufgrund des Ausbleichens der letzten Dynode [Hamamatsu 1997]. Die gesamte Elektronik kann mechanisch, thermisch und elektrisch „driften“ und der Einfluß dieser unkontrollierten Veränderung des Meßwertes wird um so größer, desto länger die Belichtungszeit dauert. (Die Gesamtheit dieser Langzeiteffekte fällt unter dem Sammelbegriff des 1/f-Rauschens.)

Neben der Langzeitdrift des Detektors taucht auch das Problem der Langzeitstabilität der Lichtquelle selbst auf. Vor allem bei Halbleiter-Laserquellen, die nicht durch ihre Wärmekapazität und die selbstregulierende Abhängigkeit des Stromes von dem Widerstand stabilisiert werden können –wie zum Beispiel Halogenlampen [Beck 1998]– tritt das Problem in einer unerwarteten Dimension wieder auf. Wie immer man versucht, die Leistung zu regeln und stabil zu halten, stößt man an das Problem der Meßgenauigkeit an einer anderen Stelle. So ist es nur möglich, die Laserleistung präzise konstant zu halten, wenn man eine Möglichkeit hat, den „ist“-Wert der Leistung präzise zu messen. Und hier schließt sich der Kreis. Beim Versuch, nicht die Laserleistung, sondern isotherm den Strom konstant zu halten, tritt dasselbe Problem bei der Strom- und Temperaturmessung wieder auf.

12.3.3. Langzeitmessung mit dem Photomultiplier

Der Zweck der dieser Messungen ist die Überprüfung des Langzeitverhaltens des verwendeten Photomultipliers. Langzeitmessungen sind notwendig, um ausreichende dynamische Meßbereiche für die Selektion schwacher, kohärenten Interferenzsignalen aus dem überwiegenden, inkohärenten Hintergrund zu erhalten.

Als eine halbwegs stabile Laserquelle hat sich nach langwierigen Versuchen eine stromstabilisierte Superlumineszenzdiode herausgestellt, die mit einem Peltierelement knapp unter der Raumtemperatur mit einer großzügiger Zeitkonstante gehalten wird. Dabei wird die einfallende Laserleistung so eingestellt, daß die maximal vom Detektor-Zähler Gespann auflösbare Photonenzählrate nicht überschritten wird.

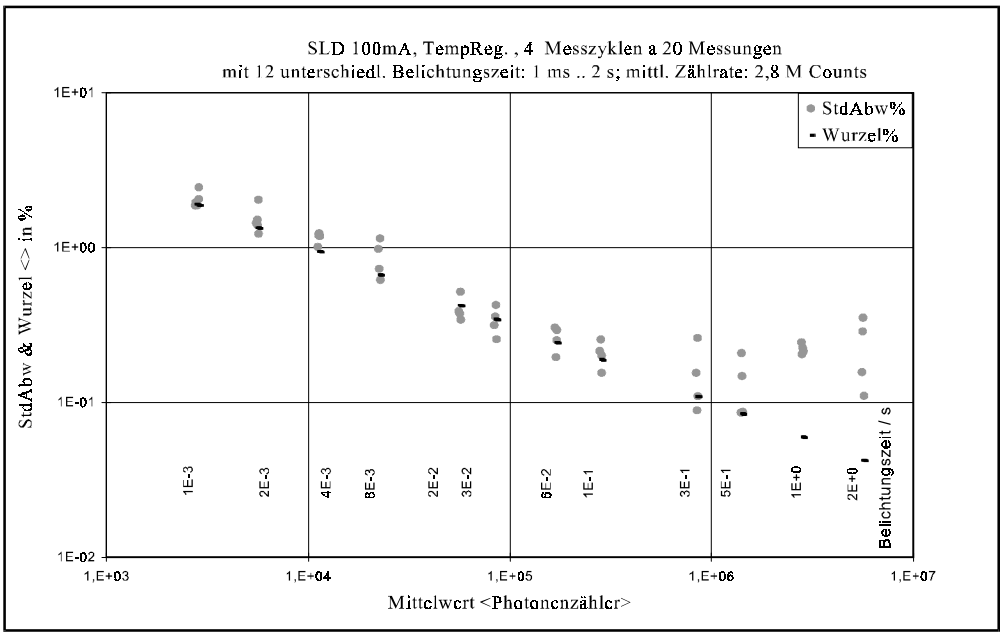

Abb. 12.2: Langzeitmessung einer temperaturgeregelten Superlumineszenzdiode bei 1,6mW Strahlleistung CW im Konstantstrombetrieb. Das Diagramm stellt die Standardabweichung (Vollkreise, grau) und Quadratwurzel (Horizontalstriche, schwarz) versus Mittelwert der Zählrate bei verschiedenen Belichtungszeiten im Bereich 1 ms bis 2 s dar. Das Schrotrauschen folgt der dargestellten Quadratwurzelfunktion. Bis zu einer Belichtungszeit von etwa 300 ms stimmt die Standardabweichung mit der Schrotrauschgrenze überein. Für höhere Belichtungszeiten entfernt sich die Standardabweichung von der Schrotrauschgrenze. Dies deutet darauf hin, daß für höhere Belichtungszeiten nichtstatistische Rauschquellen das Systemrauschen bestimmen (1/f Rauschen).

Jeweils 4 aufeinander folgende Messungen bei der gleichen Belichtungszeit wurden nachträglich zu einem „Meßzyklus“ zusammengefaßt. Dazu wurden jeweils 4 mal hintereinander bei 12 unterschiedlichen Belichtungszeiten im Bereich zwischen 1 ms und 2 s jeweils 20 Messungen gemacht. Es wurde für alle 4 aufeinander folgende Meßzyklen getrennt der Mittelwert <Z>, die Quadratwurzel aus dem Mittelwert $\sqrt{<Z>}$ und die Standardabweichung σ berechnet. Die Standardabweichung jeder unabhängigen Messung wurde zusammen mit der Quadratwurzel prozentual skaliert

$$\frac{\sqrt{<Z>}}{<Z>}\times 100\% \quad bzw. \quad \frac{\sigma}{<Z>}\times 100\% \qquad \text{Gl. 12.4}$$

und im Diagramm Abb. 12.2 aufgetragen.

Bei einem reinen Schrotrauschen müssen die Standardabweichungen mit den korrespondierenden Quadratwurzel der Mittelwerte innerhalb eines Meßzyklus übereinstimmen. Aus dem Diagramm ist ersichtlich, daß dies für Belichtungszeiten bis 300 ms auch gut zutrifft. Bei längeren Belichtungszeiten als diese Zeitkonstante weicht die in Prozent angegebene Standardabweichung nennenswert von der Quadratwurzel der Mittelwerte zu größer werdenden Werten hinab. Dies deutet eindeutig darauf hin, daß ab 300-500 ms Belichtungszeit man sich von der Quantendetektionsgrenze immer weiter entfernt. Ab hier hat man es mit einer Rauschquelle zu tun hat, die spektral nicht mehr gleichverteilt ist, sondern immer größer für wachsende Integrationszeiten (oder immer kleinere Frequenzen) wird.

Um den Einfluß der Rauschfaktoren der Lichtquelle auf diese Messungen zu untersuchen und um zu verifizieren, ob das Rauschen der Quelle nicht womöglich die Interpretation verfälscht, wurden zahlreiche Messungen mit den unterschiedlichsten Lichtquellen durchgeführt. Charakteristisch sind zwei weitere Messungen, deren Auswertung zeigt, daß die Lichtquelle nicht die dominante Rauschquelle des Systems ist.

Als erstes wurde die stromgeregelte Superlumineszenzdiode mit einer herkömmlichen leistungsgeregelten monomode Laserdiode (weniger Modenrauschen) ersetzt und die gleiche Meßprozedur wiederholt, wobei keine 4 sondern 9 Meßzyklen mit jeweils 20 Messungen bei 12 verschiedenen Belichtungszeiten gemacht worden sind.

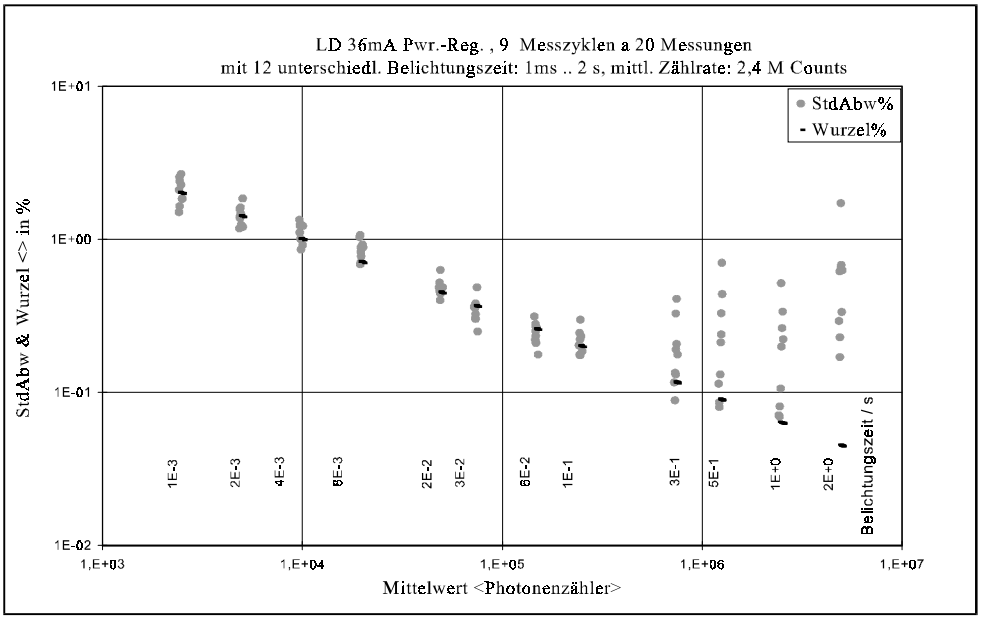

Abb. 12.3: Langzeitmessung einer Laserdiode bei 1 mW Strahlleistung CW im Konstantleistungsbetrieb. Ähnlich wie bei der Langzeitmessung der Superlumineszenzdiode entfernt sich ab 300 ms Belichtungszeit die Standardabweichug von der Schrotrauschgrenze zu immer größer werdenden Werten hin. Ab dieser Belichtungszeit kann mit dem vorhandenen System durch statistisches Mitteln die Schrotrauschgrenze nicht mehr erreicht werden. Weil die Laserdiode sich konstruktiv sehr stark von der vorher gemessenen Superlumineszenzdiode unterscheidet und weil sie diesmal im Konstantleistungsbetrieb eingesetzt wurde, deutet das Vorhandensein des nichtstatistischen Rauschens auf der Existenz einer weiteren Rauschquelle im Aufbau.

Im Vergleich zur vorherigen Messung ergibt sich zwar ein leicht verändertes Bild (stärkere Abweichungen bei längeren Belichtungszeiten), aber die Schlußfolgerung ist die gleiche: bis zu einer Belichtungszeit von 300 ms folgt die Standardabweichung dem Schrotrauschen

(berechnet als Quadratwurzel des Mittelwertes für einen Meßzyklus). Ab hier kann man durch eine Erhöhung der Anzahl der Mittelungen nicht mehr dem Schrotrauschen folgen. Eine Erhöhung der Anzahl der Mittelwerte bedeutet implizit eine Erhöhung der Meßperiode und damit eine weitere Zunahme des niederfrequenten 1/f-Rauschens. Ab dieser Belichtungszeit kann mit statistischen Mitteln die Schrotrauschgrenze nicht mehr erreicht werden.

Um den Beitrag der Lichtquelle zum Gesamtrauschen genauer bewerten zu können, sind auch zahlreiche „Tageslichtmessungen" vorgenommen worden. Ein typisches Beispiel dafür ist die Auswertung (siehe Abb. 12.4) des diffusen, gedämpften Raumlichtes über die Mittagszeit eines verschneiten Februartages. Dabei sind jeweils 18 Meßzyklen bestehend aus je 20 Messungen mit 12 unterschiedlichen Belichtungszeiten aufgenommen worden. Die maximale Photonenzählrate wurde dabei auf weniger als 1 Mega-Counts pro Sekunde durch Abdunkelung gedrosselt, um die Anlage nicht zu übersteuern.

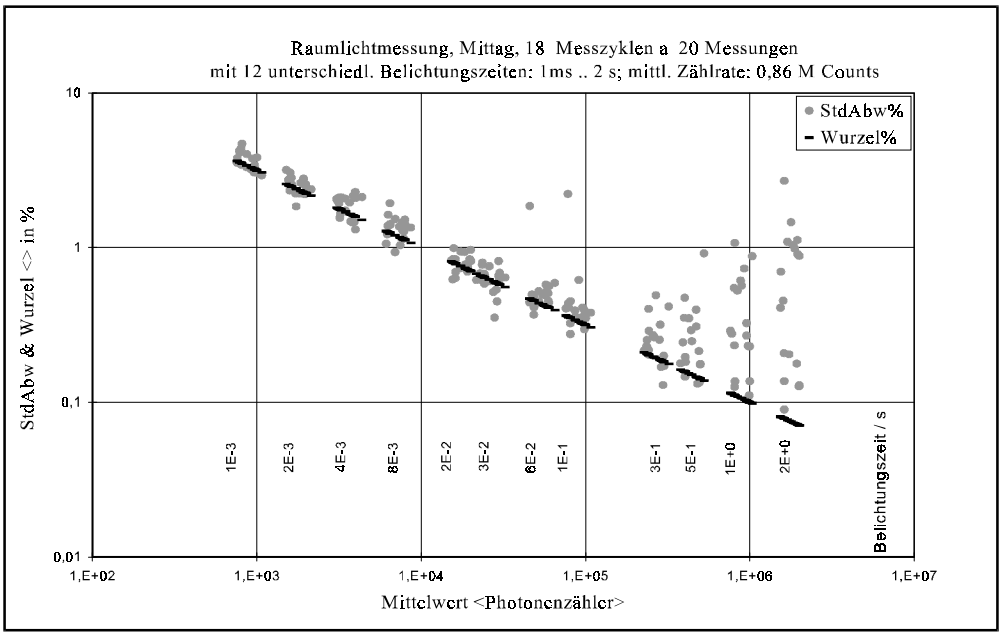

Abb. 12.4: Langzeitmessung des diffusen, gedämpften Tageslichtes. Das im Vergleich zu den Messungen der Superlumineszenz- und Laserdiode sehr ähnliche Verhalten der Standardabweichung im Bezug auf die Schrotrauschgrenze zeigt, daß die nichtstatistische Rauschquelle eindeutig nicht das niederfrequente Laserrauschen (Laser excess noise) ist. Die Begrenzung der Belichtungszeit auf 300 ms bedeutet einer Einschränkung des dynamischen Meßbereiches des Photomultiplieraufbaus im quasistatischen Meßverfahren auf 32 dB.

Auch hier sieht man, trotz einiger weniger Ausreißer, das bereits bekannte Bild der guten Übereinstimmung bis zu einer Belichtungszeit von 300ms. Für längere Belichtungszeiten ist ein Abweichen des Gesamtrauschens (hier die Standardabweichung) vom Schrotrauschen* zu beobachten.

Auf diese Weise wurde gezeigt, daß mit dem Photomultiplier „R 928" bei einer maximalen Zählrate von 10^7 (Photonen)Counts/Sekunde durch die maximal verwendbaren Belichtungszeit von 300 ms einen dynamischen Meßbereich von 37,6 dB erreicht werden kann.

* Definiert als Quadratwurzel der mittleren Photonenanzahl

Zahlenbeispiel:
Die registrierte Photonenanzahl für eine 300 ms lange Belichtungszeit ist (maximal):

$$10^7 \text{ Photonen / s} \times 300 \text{ ms} = 3\times10^6 \text{ Photonen.}$$

Daraus ergibt sich das Schrotrauschen als Quadratwurzel der Photonenanzahl als:

$$\sqrt{(3\ 10^6)} = 1732 \text{ Photonen.}$$

Das dynamische Meßfenster ergibt sich (in dB) als Logarithmus des Quotienten zwischen Photonenanzahl und Rauschgrenze:

$$10 \log [(3\times10^6 / \sqrt{(3\times10^6)}] = 32{,}4 \text{ dB.}$$

Eine Verlängerung der Belichtungszeit über diese Grenze hinaus, in der Hoffnung eine bessere Statistik durch die Mittelwertbildung über mehrere Ereignisse zu erhalten, ist nicht sinnvoll, denn ab hier überwiegt eine andere, nicht spektral gleichverteilte Rauschkomponente, die das statistische Verhalten des Schrotrauschens überdeckt. Die einzige Alternative ist eine schmalbandige Meßmethode, die das niederfrequente Rauschen durch Verwendung einer höheren Zwischenfrequenz meidet. Eine solche Methode konnte wegen der Meßvorschrift der Schritt-für-Schritt Weglängenmodulation und wegen der Inkompatibilität mit dem Meßverfahren der slow-scan-CCD-Kamera nicht angewendet werden.

Als Ursache für das niederfrequente Rauschen wurden verschiedene Quellen in Betracht gezogen. So wurden alle Kontaktverbindungen sowohl aus dem Signalpfad als auch aus der Hochspannungszuleitung überprüft und erneuert. Der Impulszähler wurde gründlich nach Fehlern untersucht. Eine Instabilität seiner Zeitbasis wurde durch eine Vergleichsmessung mit einem eigens aufgebauten Quarzoszillator ausgeschlossen. Eine nennenswerte Verbesserung hinsichtlich des Langzeitverhaltens wurde erreicht, nachdem die halbleiterbestückte Hochspannungsquelle gegen eine ähnliche, aber ältere Bauart mit Vakkuumröhren ausgetauscht wurde. Nach einer Einlaufzeit von einer halben Stunde zeigte das Röhrengerät eine viel bessere, aber doch nicht ausreichende Stabilität. Die gezeigte Messungen sind mit der Röhren-Hochspannungsquelle gemacht worden.

Auch wurde versucht, Rauschquellen aus der Laborumgebung in Betracht zu ziehen. Vergleichende Messungen am Wochenende oder am späten Abend zeigten zwar ruhigere Verhältnisse, einfach aufgrund der Tatsache, daß weniger störende elektrische Verbraucher am Netz hingen. Aber eine nennenswerte Veränderung des niederfrequenten Rauschens konnte nicht festgestellt werden.

Damit wird eine prinzipielle Schwäche der Photonenzählverfahren –unabhängig von der Art des Detektors– aufgedeckt. Um im Photonenzählverfahren gewünschte Rauschabstände von 60 dB zu erreichen, wären Detektoren und zugehörige elektronische Auswerteeinheiten mit Bandbreiten von 10^{12} Counts pro Sekunde notwendig. Sowohl von der Detektorseite als auch von der Auswerteeinheit realisierbar wären Photonenzählraten von 300 Mega-Counts pro Sekunde entsprechend einer Anstiegszeit von etwa 3 ns. Mit einem solchen System könnten dann in 300 ms dynamische Meßbereiche von 39,8 dB erreicht werden einfach dadurch, daß man mit den schnelleren Detektoren eine höhere Photonenzählrate erreichen könnte. In der Annahme, daß sich zum Beispiel durch Kühlung der Photodetektoren ihr niederfrequentes Verhalten verbessern ließe und daß man dadurch (vor dem Einsetzen des niederfrequenten Rauschens) Belichtungszeiten im Bereich von einer Sekunde erreichen könnte, würde man mit einem solchen, schnelleren System 42,4 dB Meßdynamik erreichen. Alle dynamische Meßbereiche, die darüber hinaus gehen, sind im einfachen Photonenzählverfahren als schwer praktikabel anzusehen.

Mit dem vorhandenen Photodetektor, bei der vom „1/f Rauschen“ begrenzten Belichtungszeit von 300 ms und einem entsprechenden Abstand bis zum Schrotrauschen von 32 dB wurden

zahlreiche OCT-Aufnahmen an Homogenstreumodellen gemacht. Unabhängig von der verwendeten Faser oder dem Abbildungsmaßstab (siehe Tab. 12.1) konnten nur die Oberflächenreflexe der PTB Homogenstreumodelle (Physikalisch Technische Bundesanstalt, [Sukowsky 1995]) nachgewiesen werden. Dabei konnte die Vielfachstreuung aus der Objekttiefe nicht nachgewiesen werden. Als Demodulationsmethode wurde wegen der Verwendung der Photomultiplier im Photonenzählmodus stets das Schritt-für-Schritt Verfahren eingesetzt.

12.4. Avalanche Diode im Schritt-für-Schritt Meßverfahren

Als ein weiterer Photodetektor wurde eine Avalanche-Photodiode für die Punktuelle Detektion eingesetzt. Normale PIN-Photodioden, die sonst sehr gute Ergebnisse in interferometrischen Meßverfahren liefern, können nicht eingesetzt werden, weil ihnen die notwendige Empfindlichkeit fehlt. PIN-Dioden sind in der Interferometrie sehr effektiv in Wechselstrom-Meßverfahren, da der aus dem inkohärenten Hintergrund resultierende Gleichstrompegel sehr früh aus der Meßkette ausgekoppelt werden und die gewünschte, spektral wohldefinierte Information herausgefiltert werden kann.

Liegt dagegen die Information in dem Gleichstrompegel selbst, als Maß der momentanen Beleuchtungsstärke des untersuchten Interferenzstreifens, dann muß breitbandig gemessen werden. Dazu kommt noch die Notwendigkeit, den gesamten inkohärenten Hintergrund durch die gesamte Signalaufbereitungskette mitführen zu müssen. Für diese Aufgabe eignet sich die verwendete Avalanche-Photodiode besser.

12.4.1. Experimenteller Aufbau mit punktueller Detektion

Der optische Meßaufbau unterscheidet sich nicht von dem bereits vorgestellten Aufbau aus Abb. 12.1. In der Abbildungsebene wird eine kurze, in X-Y verschiebbare Faser positioniert. Am proximalen Ende der Faser befindet sich eine Avalanche-Photodiode.

Die Auswertungselektronik ist auch an dem quasi-stationären Meßprinzip angepaßt. Für diesen Zweck eignet sich –mit wenigen Änderungen– die für die Zeilendetektoren entwickelte zeitintegrative Apparatur (siehe Abb. 12.5). Im Falle des Avalanche-Photodetektors wird der Differenzeingang nur einpolig benützt. Der andere Eingang wird je nach Bedarf entweder auf Masse gelegt oder dazu verwendet, um durch Subtraktion den hohen DC-Offset statisch abzuziehen. Dazu kann am zweiten Eingang eine DC-Spannung eingespeist werden, die am ersten Differenzverstärker von der Meßgröße subtrahiert wird. Die dabei verwendete Spannungsquelle muß äußerst rauscharm und stabil sein. Jede Schwankung des DC-Spannungspegels wird durch Differenzbildung zu einem falschen Signal und beeinträchtigt dadurch die Messung.

Am Ausgang der ersten Stufe kommt einen zweiten Differenzverstärker, der in dem Zeilenaufbau die Pixelkorrektur mittels einer digital-analog gewandelten Spannung vornimmt. In diesem Fall kann die Korrekturspannung entweder auf null gesetzt werden, oder es kann eine digital einstellbare Offset-Korrektur programmiert werden, die sich dann wie eine Feinjustage der extern angelegten DC-Spannung verhält.

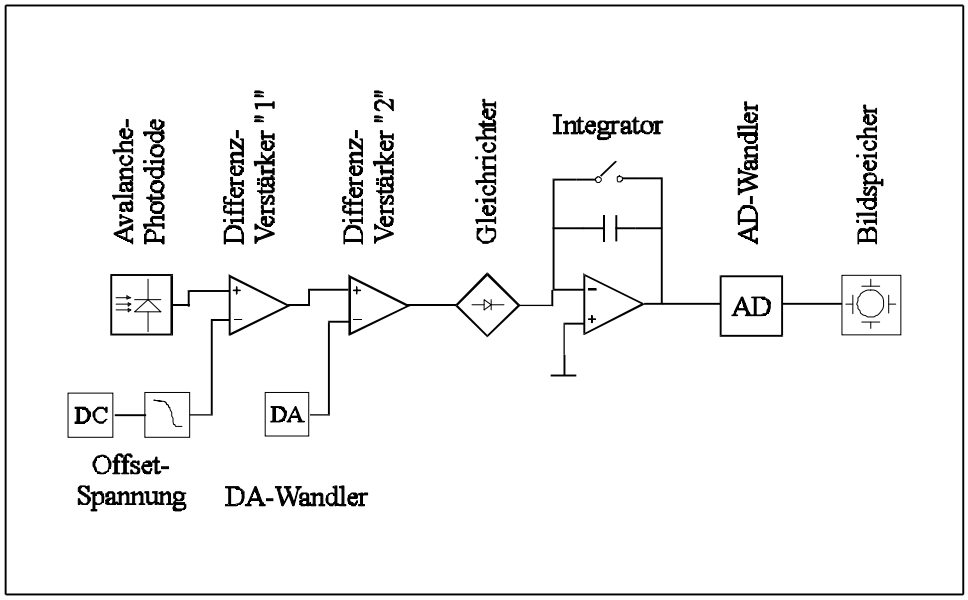

Abb. 12.5: Signalverarbeitung der Avalanche-Diode. Für die rechnergestützte Auswertung des breitbandigen Gleichspannungsausgangs der Avalanche-Diode wird die geringfügig modifizierte Schaltung verwendet, die auch bei der komplementären Zeilendetektion eingesetzt wird. Der hohe Gleichspannungspegel wird mit einer externen DC-Offsetspannung kompensiert. Der DA-Wandler kann für den Feinabgleich der Kompensation verwendet werden. Der Gleichrichter spielt keine signalformende Rolle, verhindert nur, daß am Integrator negative Spannungen auftreten. Der Integrator hat die Funktion einer sehr genau einstellbaren Belichtungszeit. Eine anschließende AD-Wandlerstufe bereitet die Integrationsergebnisse für Speicherung und Darstellung auf.

Die auf diese Weise korrigierten Meßwerte werden auf den Gleichrichter gegeben, der in diesem Fall wirkungslos bleibt und nur in einer Durchlaßrichtung arbeitet. Die Werte gelangen dann auf einen Integrator, der über seine genau einstellbare Zeitkonstante die Belichtungszeit bestimmt. Die Integralwerte werden anschließend digitalisiert und zwischengespeichert.

Nun werden die aufeinanderfolgenden Differenzen zwischen den sequentiell gelesenen Meßwerte berechnet. Die Ansteuerung des Schrittmotors ist dabei so eingestellt, daß er stets hintereinander eine kleine und eine große Verschiebung des Spiegels bewirkt. Die kleine Verschiebung entspricht einer Weglängenveränderung des Referenzarmes um $\lambda/2$ und die große kann innerhalb der Kohärenzlänge der Lichtquelle von etwa 30 µm beliebig sein, im verwendeten Fall meist zwischen 6 und 12 µm. Die Differenz für je zwei verschobene Positionen des Referenzspiegels wird anschließend durch eine rechnerischen Betragsbildung gleichgerichtet und als ein Bildpunkt der OCT-Aufnahme gespeichert und dargestellt.

Mit dieser Auswertungsmethode wurden verschiedene Messungen an PTB-Homogenstreuern gemacht. Durch Veränderung der Position der Detektionsfaser in der Abbildungsebene konnten unterschiedliche radiale Abstände zum Einstrahlpunkt eingestellt werden. Dabei wurde festgestellt, daß einzelne Tiefenscans im Zentrum des Einstrahlpunktes keine weitere Information als den spekulären Reflex der Einstrahloberfläche des Objektes beinhalten. Außerhalb des Einstrahlpunktes wird die Amplitude der Oberflächensignale kleiner und in der Tiefe, hinter der Oberfläche scheint das „Rauschen“ eine andere Qualität zu haben als vor der Oberfläche. Von einem Signal zu sprechen ist aber übertrieben, denn mehrere hintereinander durchgeführte Messungen zeigen an verschiedenen benachbarten Positionen unterschiedliches Verhalten.

12.4.2. Ergebnisse der Messungen mit punktueller Detektion

Macht man nun eine ganze Reihe von unabhängigen Tiefenmessungen in Entfernungen von einigen Hundert Mikrometer vom Zentrum des Einstrahlpunktes und führt eine Mittelwertbildung über alle Messungen durch, so kristallisiert sich ein Bild, das nach dem Oberflächensignal, eine von null verschiedene Signalamplitude aus der Tiefe zeigt.

In Abb. 12.6 wird eine solche Mittelung über eine Reihe von 11 Tiefenmessungen an verschiedenen Stellen außerhalb des Einstrahlpunktes gezeigt. Für die Messung wurde eine 200 µm multimode Faser verwendet und eine Abbildungslinse von 30 mm. Dies führt zu einem durch den Abbildungsmaß rückwärts gerechneten, scheinbaren Durchmesser der Faser von 16,3 µm auf dem Objekt (siehe Tab. 12.1).

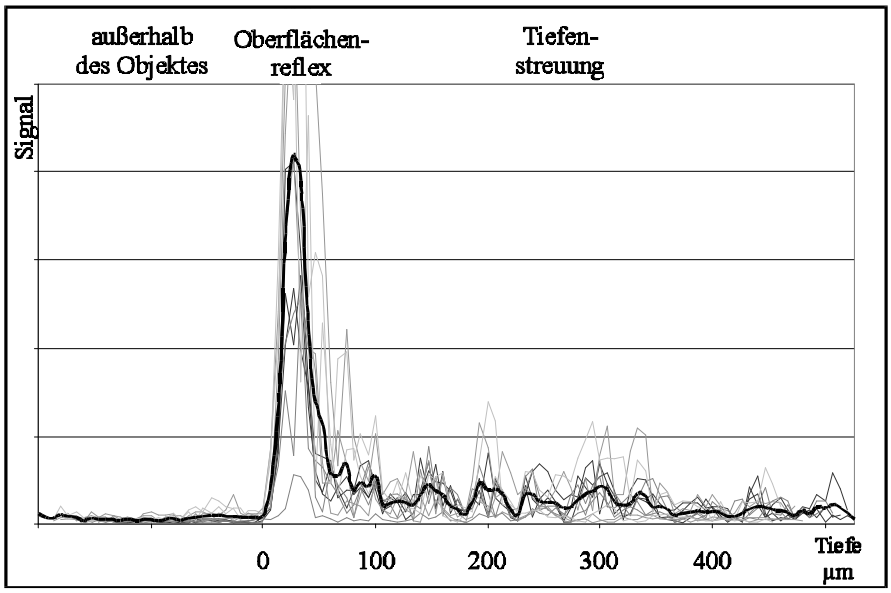

Abb. 12.6: Überlagerung und Mittelwert von 11 unabhängigen Tiefenscans in einem mittleren Detektionsabstand von 300 µm vom Einstrahlpunkt. Das Diagramm zeigt die Signalstärke versus Objekttiefe. Abgesehen vom spekulären Oberflächenreflex zeigt eine einzelne der 11 im Hintergrund grau eingezeichneten Messungen keine eindeutige Signale aus der Objekttiefe. Erst durch eine Mittelwertbildung über alle Messungen kristallisiert sich ein Unterschied zwischen dem Bereich vor der Objektoberfläche und der Tiefenstreuung.

Das hier vermessene Objekt ist ein PTB-Modell [Sukowsky 1995], das aus durchsichtigen Polyesterharz besteht, in das Quarzkügelchen von 500 nm Durchmesser eingebettet worden sind. Die optischen Eigenschaften des Modells sind wohl definiert:

$g = 0{,}81$ $\quad \mu_S = 6{,}5\ mm^{-1}$ $\quad \mu'_S = 1{,}23\ mm^{-1}$ $\quad \mu_A < 0{,}2$ $\quad n = 1{,}54$

Der erste Tiefenscan der Reihe wurde in einer radialen Entfernung vom Einstrahlpunkt von 250 µm gemacht. Anschließend wurde der Detektionsabstand in Schritte von 10 µm bis auf 350 µm inkrementiert und es wurden elf konsekutive Tiefenmessungen vorgenommen.

Die Tiefenschrittweite von 10 µm ergibt knapp 3 Messungen für eine ganze Kohärenzlänge. Dies führt dazu, daß die Autokorrelationsfunktion der Quelle, die sich im Oberflächensignal widerspiegelt, in einem zu groben Raster gemessen wird und sie in der Einzelmessung stark verrauscht erscheint. Daher ist ihre dargestellte Amplitude in Abb. 12.6 eher durch die

Zufälligkeit der Schrittweitenrasterung bestimmt. Erst nach der Mittelwertbildung nimmt sie eine deutliche Kontur an.

Die markanteste Erscheinung in Abb. 12.6 ist das Oberflächensignal, das deutlich als kurzer Peak mit hoher Amplitude vor dem Streusignal aus der Tiefe zu sehen ist. Interessant ist die Existenz des Oberflächensignals deswegen, weil es Aufschluß über die Güte der Fokussieroptik gibt. Angenommen man beleuchtet das Objekt mit einem Fokus von unter 100 µm Durchmesser und detektiert in einem radialen Abstand von 250–350 µm von der Mitte des Einstrahlpunktes entfernt. An dieser Position der Detektionsfaser dürften überhaupt keine Signale von der Oberfläche zu sehen sein. Der Grund, weswegen die Oberflächensignale trotzdem bis zur Detektion gelangen, ist in dem Strahlprofil der Superlumineszenzdiode und in der Güte der Fokussierlinse zu finden. Der Strahl ist nicht gaußförmig und die Linse nicht perfekt. Selbst wenn der Strahl gaußförmig wäre, würde er über dem von der Halbwertsbreite definierten Durchmesser hinausgehen. Die Detektionsmethode ist sehr empfindlich eingestellt und „sieht“ die Reste der direkten Beleuchtung, obwohl nominal der Fokus kleiner als 100 µm ist (im praktischen Fall wurden 50 µm gemessen).

Das Diagramm Abb. 12.6 zeigt die Signalabhängigkeit von der „Tiefenachse z“, die einer Verschiebung des Spiegels im Referenzarm entspricht. Vor dem Signal von der Objektoberfläche –bei 300 µm nach Beginn der Messung– entspricht die Achsenkalibration der tatsächlich im Objektarm erreichten Tiefe. Nach dem Oberflächenreflex muß die Tiefenachse mit dem Brechungsindex des Objektes (hier n=1,54) umskaliert werden. Außerdem muß die Bezeichnung „Tiefe“ im Sinne einer „Flugzeit“ oder „Photonen-Bahnlänge“ verstanden werden.

Die einzelnen Messungen in verschiedenen Abständen von dem Einstrahlpunkt (250-350 µm) sind in Abb. 12.6 gemeinsam dargestellt. Der Mittelwert über alle 11 Messungen ist fett eingezeichnet. Eine Korrelation zwischen Signalamplitude und Abstand vom Einstrahlpunkt ist nicht vorhanden, deswegen wird darauf verzichtet, die Messungen einzeln zu identifizieren.

Nicht einmal das Signal von der Oberfläche –die Kohärenzfunktion der Quelle– ist in irgend einer Weise mit dem Abstand zum Einstrahlpunkt verbunden. Sicherlich existiert hier ein Zusammenhang, und zwar: je mehr sich die Detektion dem Einstrahlpunkt nähert, desto stärker müssen die Oberflächenreflexe werden. Aber die grobe 10 µm Schrittweite des Tiefenscans tastet das Oberflächensignal an beliebigen Stellen höchstens drei mal pro Kohärenzlänge ab und daher ist seine Amplitude ein Zufallsprodukt. Erst durch eine Mittelung über mehrere unabhängige Tiefenscans kommt die gleichgerichtete Einhüllende der Kohärenzfunktion zum Vorschein.

Hinter dem Oberflächenreflex versinken die einzelnen Messungen im Rauschen und man beobachtet, daß sowohl die Amplitude als auch die Phase des Signals scheinbar inkorrelierte Sprünge machen (sogenannte „Spikes“ [Pan 1997]), die zunächst keine sinnvolle Interpretation zulassen. Man merkt aber auch einer einzelnen Messung an, daß innerhalb des Objektes das Rauschen eine andere Qualität als außerhalb (vor der Objektoberfläche) hat. Eine eindeutige Aussage läßt sich nur über die Tatsache machen, daß man mit einer einzelnen Messung hart an der Rauschgrenze liegt (SNR ≈ 1).

Erst die Mittelwertkurve des Signals hebt sich langsam und eindeutig von der Nullachse ab und zeigt einen deutlichen Unterschied (SNR ≈ 3) zwischen dem Scanbereich außerhalb und innerhalb des Objektes.

12.4.3. Interpretation der Messung mit punktueller Detektion

Die wichtigste Schlußfolgerung, die sich aus diesem Experiment ziehen läßt, betrifft vor allem die Qualität des OCT-Signals. Das Phänomen, das die Signalqualität maßgebend beeinflußt, ist die Bildung und die Dynamik von Speckle* an der Oberfläche des untersuchten Objektes, als unmittelbare Folge der Lichtstreuung im Inneren des Objektes.

Das Verhalten eines Specklefeldes hinsichtlich seiner Phasendynamik und seines Phasenkontrastes wird von einigen Autoren diskutiert: [Briers 1996], [Schmitt 1994] [Schmitt 1999], [Zimnyakov 1996]. Allerdings sind hier keine Parallelen möglich, da sich diese Arbeiten nicht auf die flächenhafte Detektion beziehen. Die meisten OCT-Verfahren suchen nach den größten Speckles in der Detektionsapertur und versuchen, sie bevorzugt gegenüber den kleineren Speckles zu behandeln. Dies folgt aus der Annahme, daß die einfache Rückwärtsstreuung, die die größeren Speckles entstehen läßt, die meiste Information für die bildgebende Charakterisierung des Objektes beinhaltet und daß die vielfache Vorwärtsstreuung, die für die kleineren, phasenverrauschten Speckles verantwortlich ist, gar keine für bildgebende Zwecke auswertbare Information beinhaltet [Schmitt 1999]. Allerdings bezieht sich diese Aussage auf einen Standard-OCT-Aufbau mit einer konfokalen Beleuchtungs- und Abbildungsoptik.

Außerhalb des Einstrahlpunktes und vor allem im Falle der homogenen PTB-Streumodelle [Sukowsky 1995] gibt es wenig bis gar keine einfache Rückstreuung, so daß alle Speckles aus der Detektionsapertur von der vielfachen Vorwärtsstreuung verursacht werden. Das Verhalten der Speckles hinsichtlich ihrer mittlerer Intensität im Detektionspunkt, ihrer Intensitäts-schwankungsdynamik, Kontrast und Kohärenz im Bezug auf dem Referenzstrahl ist statistischer Natur und sowohl transversal als auch longitudinal völlig inkorreliert. Als statistisch unabhängige Prozesse können die einzelnen Messungen verschiedener Speckle nur auf der Basis einer Verarbeitung ihrer Amplitudenquadrate erfolgen, denn die Amplitude und Phase einzelner Signale haben –wie bereits erwähnt und aus der Messung in Abb. 12.6 ersichtlich– eine rauschähnliche Erscheinungsform.

Die Bildung eines Mittelwertes von n zueinander inkorrelierten Ereignissen mit individuellen Signal-zu-Rausch-Verhältnisse $SNR_0 = S_0$ ergibt für das gesamte Ensemble ein $SNR_n = S_0 \sqrt{n}$. Eben dies ist auch die Schlußfolgerung, die sich aus der obigen Messung (siehe Abb. 12.6) ergibt.

Die gleiche Messung, mit der gleichen Apparatur, nur nicht mehr außerhalb sondern diesmal in der Nähe oder gänzlich im Einstrahlpunkt liefert dann allerdings Ergebnisse, die mit denen außerhalb des Einstrahlpunktes überhaupt nicht vergleichbar sind. Einerseits gilt die oben aufgeführte Statistik nicht mehr: ist das Rauschen einzelner Ereignissen aus einem statistischen Ensemble korreliert, so führt eine Mittelwertbildung nicht mehr zu einem Anstieg des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses im Vergleich mit dem eines einzelnen Prozesses. Andererseits kommt noch die Tatsache hinzu, daß der gesamte optische Aufbau für eine Messung im Einstrahlpunkt gegenüber einer Messung außerhalb verändert werden muß. Der Grund dafür liegt in der Meßvorschrift, die durch den Schritt-für-Schritt Meßmodus bedingt Intensitätsverhältnisse von 1:1 für den Referenz- und Objektstrahl fordert [Brunner 1995].

* besser: „Tiefenspeckle“ zur Unterscheidung von den Speckle, die von der Oberflächenrauhigkeit her stammt

Aufgrund dieser Einschränkung muß das Intensitätsverhältnis der beiden Strahlen bei einer Annäherung zum Einstrahlpunkt geändert werden, weil dann viel mehr inkohärentes Licht in die Detektionsapertur fällt als weiter außen. Auch ist die Dynamik der elektronischen Auswertung trotz Einsatz einer Avalanchediode von der Notwendigkeit, Gleichstrom-messungen durchführen zu müssen, drastisch eingeengt. Stellt man nun das dynamische Fenster so ein, daß der Gleichstrompfad der Auswertungskette gerade nicht übersteuert wird, so reicht die Verstärkung für die schwächeren Signale der Vielfachstreuung nicht mehr aus und sie gehen im Rauschen unter.

12.4.4. Versuch mit Avalanche-Diode und kontinuierlicher Weglängenmodulation

Die Avalanchediode eignet sich (wie die Pin-Diode) eher für eine heterodyne Auswer-tungsmethode in einem Meßverfahren mit einer kontinuierlichen Weglängenmodulation. Allerdings ist die Meßaufgabe wegen der Eigenart und dem Phasenverhalten der vielfachen Vorwärtsstreusignale mit der herkömmlichen heterodynen Detektion nicht direkt lösbar.

Die Methode der kontinuierlichen Weglängenmodulation wurde trotzdem versuchsweise angewendet. Bei der oben erwähnten Tiefenscan-Geschwindigkeit von 100 µm/s konnte ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 33 dB erreicht werden, entsprechend einer Abschwächung des Objektlichtes mit einem Faktor $10^{3,3}$. Das Bezugssignal war dabei der Oberflächenreflex an der PTB-Homogenstreuprobe.

Trotz des Einsatzes anspruchsvoller Filtertechnik, zum Teil auch durch Verwendung eines Lock-In-Verstärkers, gelang der Nachweis der Signale der vielfach-Vorwärtsstreuung hinter dem deutlichen Oberflächensignal überhaupt nicht. Dabei wurde der Lock-In-Verstärker zunächst auf der errechneten Dopplerfrequenz mittels seines eigenen eingebauten Oszillators eingestellt. Damit konnte der Aufbau zunächst „freischwingend“ untersucht werden. Der Lock-In-Verstärker fungierte hier nur als Demodulator mit steilflankigem Bandpaßfilter.

Anschließend wurde die Lichtquelle mit einer der errechneten Dopplerverschiebung benachbarten Frequenz oder auf deren Oberwellen amplitudenmoduliert. Die Überlagerung der Modulationsfrequenz mit der Dopplerfrequenz aus dem optischen Teil hätte durch Intermodulation eine Zwischenfrequenz ergeben müssen. Die Demodulation des Zwischenfrequenzsignals hätte die Signalantwortfunktion des Systems ergeben sollen. Auch nach einer eindeutigen Phasenbeziehung zwischen der Frequenz der Amplitudenmodulation und das Detektorsignal wurde ergebnislos gesucht.

Ausnahmslos konnten mit diesem System nur Oberflächen detektiert werden und diese je schärfer und besser, um so näher man sich mit der Detektion am Einstrahlpunkt befand. Dabei konnten aber auch vielfache Oberflächen detektiert werden, die in der Tiefe durch stark streuende Materialien verdeckt waren, wie zum Beispiel ein Stapel von 4 Glasplatten von 150 µm Dicke, getrennt mit Papierstreifen.

12.5. Vergleich der Methoden der Weglängenmodulation

Wenn man sich die Natur der Signale der vielfachen Vorwärtsstreuung ansieht, so wie sie aus der Messung in Abb. 12.6 resultieren, dann ist es auch klar, daß die herkömmliche Methode der heterodynen Detektion sie nicht auflösen kann. Die gesuchten Signale sind aufgrund ihrer zerhackten Phase in der Tiefe eher breitbandig, obwohl sie lokal der Form und Frequenz einem Dopplersignals ähneln. Durch die sehr empfindlich auf das Phasenrauschen

reagierende heterodyne Detektion werden die oft auf kürzere Abstände als die Kohärenzlänge zusammenhängende Signale der vielfachen Vorwärtsstreuung eher als „Rauschen“ behandelt. Die mit einer beliebigen Phase ankommenden Signalfragmente („Wavelets“ [Schmitt 1999]) werden von der impliziten Paßbandfunktion der heterodynen Detektion unterdrückt, es sei denn, sie bleiben streckenweise länger zusammenhängend als die Demodulations-zeitkonstante.

Die spekulären Reflexe, die sich durch eine kontinuierliche Phasenbeziehung sowohl in der transversalen als auch in der longitudinaler Dimension charakterisieren, haben eine wohl definierte, eng um die Dopplerfrequenz konzentrierte spektrale Verteilung. Dadurch werden sie von der heterodynen Detektion auch hervorgehoben und nach der Demodulation aufgezeichnet. Dabei ist die Zeitkonstante der Demodulation entsprechend der maximal zu erwartenden Ortsfrequenz des Objektes einzustellen. Aber diese spekulären Reflexe sind eher als einfache Streuprozesse in Rückwärtsrichtung zu betrachten und haben mit den gesuchten Signalen der vielfachen Vorwärtsstreuung weder hinsichtlich der Form noch des Inhalts etwas gemeinsam.

Aus diesem Grund ist ein OCT-Scanner, der zum Beispiel für die Detektion einfacher Rückstreuung konstruiert wurde, meist nicht in der Lage, die vielfache Vorwärtsstreuung nachzuweisen. Umgekehrt gilt natürlich auch, daß ein OCT-Scanner, der für den Nachweis der Vielfachstreuung konzipiert wurde, die einfache Rückstreuung zwar nachweisen kann, aber keineswegs so gut wie ein eigens dafür konzipierter Aufbau.

Die Unterschiede sind sogar noch größer: bei einer Anlage, die für die Detektion der einfachen Rückstreuung optimiert ist, spielt die vielfache Vorwärtsstreuung die Rolle einer zusätzlicher Störquelle, die den Bildkontrast und Rauschabstand mindert. Umgekehrt überlagert sich das Bild der reinen spekulären Reflexion über das oftmals schwächere Bild der Vielfachstreuung im Falle eines Aufbaus mit flächenhafter Detektion.

Daher ist es wichtig, sich bereits bei der konzeptuellen Festlegung eines Aufbaus für eines der Streuphänomene zu entscheiden und das andere möglichst zu unterdrücken. Im Falle des herkömmlichen OCT-Verfahrens mit punktueller Detektion existiert bereits eine ganze Liste von Maßnahmen, die man gegen die störende Detektion von vielfachgestreutem Licht treffen kann und muß [Schmitt 1999]. Umgekehrt ist es im Falle der flächenhaften Detektion die spekuläre Komponente diejenige die die Detektion „stört“. Diese kann nur durch Polarisationsausblendung unterdrückt werden, eine Maßnahme, die leider gleichzeitig auch das Nutzsignal der Vielfachstreuung schwächen würde [Hielscher 1997]. Man behilft sich aber dadurch, daß die unterschiedlichen Signale aus den oberflächlichen Schichten auch räumlich getrennt sind und man sie bei der Auswertung getrennt interpretieren kann.

12.6. Faserdetektion

Zwischen der Objekt-Abbildungsebene und dem Detektor werden kurze Faserstücke eingesetzt, um die transversale Scanbewegung der Detektion zu ermöglichen. Wenn man davon ausgeht, daß die abgebildete Wellenfront infolge der Volumenstreuung gestört wird und daher sehr fein strukturiert ist, stellt sich die Frage, inwiefern die Interferenzmodulation ihre Überlagerung mit dem ebenen Referenzstrahl durch das Lichtleitersystem qualitativ unverändert den Detektor erreicht. Gleichermaßen wichtig ist die Frage, inwiefern die Abbildung selbst die zu übertragende Information beeinflußt.

Die Behandlung dieser Fragen bezüglich des Einflusses der Lichtleiter in einem optischen Detektionssystem ist keineswegs trivial und setzt eine genaue Analyse der zu übertragenden Informationsqualität voraus [Fujii 1985]. An dieser Stelle soll aber von der Informationsqualität abgesehen und vom experimentellen Kontext getrennt nur der Einfluß der Faser auf die zu übertragenden Information betrachtet werden.

12.6.1. Detektionseigenschaft von Multi- und Monomodefaser

Für eine Multimodefaser kann gezeigt werden, daß wegen der Modendispersion der maximale Informationsgehalt, der durch die Faser übertragen werden kann, umgekehrt proportional vom Quadrat der numerischen Apertur abhängt [Iizuka 1985]. Allerdings kann die numerische Apertur nicht beliebig klein gemacht werden, weil es mit dem abnehmenden Akzeptanzwinkel der Faser zunehmend schwieriger wird, Leistung in die Faser einzukoppeln.

Für eine Monomodefaser ist der Kerndurchmesser so klein gewählt, daß die Modendispersion keine Rolle mehr spielt. Daher kann die Bandbreite der zu übertragenden Information viel größer sein, als im Falle einer Multimodefaser. Der Nachteil der Monomodefaser ist ihre reduzierte Akzeptanz und die Schwierigkeit, durch den kleinen Kerndurchmesser überhaupt Leistung noch übertragen zu können. Mit anderen Worten kann man sagen, daß, wenn die Information bereits in der Faser eingekoppelt wurde, sie auch optimal und ohne Verluste von der Monomodefaser übertragen wird. Die Schwierigkeit besteht eben darin, die Lichtleistung als Informationsträger in die Monomodefaser einzukoppeln.

Ein sehr wichtiger Aspekt, der sich aus dieser Anschauung der Lichtleitfaser unter signaltheoretischen Gesichtspunkten ergibt, ist die Feststellung, daß sowohl eine Multimode als auch eine Monomodefaser nicht ohne einen Einfluß auf die zu übertragenden Informationsqualität eingesetzt werden kann.

12.7. Specklebild

Alle Methoden der OCT verwenden für die interferometrische Auswertung der Tiefeninformation die Kohärenzeigenschaft der eingesetzten Lichtquelle. Die gleiche räumliche und zeitliche Kohärenzeigenschaft der Lichtquelle, die die tomographische Messungen überhaupt ermöglicht, ist gleichzeitig eine der Hauptquellen des Rauschens in der OCT [Schmitt 1999]. Die Kohärenzeigenschaft der Lichtquelle verbunden mit der Streueigenschaft des untersuchten Volumens führt zur Entstehung eines sehr fein strukturierten, ortsaufgelösten Interferenzmusters: das Specklefeld. Seine Ursachen liegen einerseits in der erwähnten Kohärenzeigenschaft der Lichtquelle und andererseits in der Zerstörung der Wellenfronten durch die Streuprozesse im untersuchten Objekt. Auf dieser Weise präsentiert sich das zu untersuchende Bild als ein dreidimensionales Specklefeld, das eine sehr komplexe Struktur und Dynamik besitzt. Die Tiefeninformation aus diesem fein strukturierten Bild zu extrahieren ist die Hauptaufgabe eines jeden OCT-Systems.

12.7.1. Das Specklebild als Informations- und Rauschquelle

Die Bezeichnung „Speckle“ im Kontext der verwendeten breitbandigen Lichtquelle und der beleuchteten Volumenstreuer erscheint zunächst unangebracht. Die entsprechende Kohärenzlänge, die sehr kurz im Vergleich zu den optischen Weglängen im Objekt ist und die vielfache Streuung in unterschiedlichen Tiefen des Objektes müßten zu einem völlig inkohärent remittierten Feld führen, das keinerlei Speckle-Effekte an der Oberfläche des Objektes zeigt. Die Betrachtung der Objektoberfläche erfolgt aber im Rahmen der OCT durch

ein interferometrisches Verfahren und ist daher gerade bezüglich der kohärenzfähigen Strahlen selektiv.

In dem hier behandelten Fall der Untersuchung eines Specklebildes mit einem Faserdetektor ist die zu übertragene Information der ortsaufgelöste Specklekontrast und die zeitaufgelöste Speckledynamik. Bei der Übertragung durch eine Multimodefaser wird der Specklekontrast herabgesetzt, was sich schließlich in einer Abnahme der Signalamplitude auswirkt, entsprechend einer Bandbreitenbegrenzung des Systems. Aufgrund ihrer hochselektiven Akzeptanz stellt die Monomodefaser hingegen zwar eine große Bandbreite zur Verfügung, diese wird allerdings von der räumlichen Filterfunktion der Faser spezifisch eingeengt. In keinem der beiden Fälle können zwei unterschiedliche informationstragende Schwingungsmodi gleichzeitig übertragen und ausgewertet werden: im Falle der Multimodefaser führt die Dispersion zu einer Verschmierung der einzelnen Modi und im Falle der Monomodefaser kann unter Umständen nur jeweils eine einzelne Schwingungsmode übertragen werden.

Um die Tragweite dieses Effektes genauer zu untersuchen, wurde eine vergleichende Messung gemacht, bei der das gleiche Specklebild zunächst mit einer kurzen Multimodefaser und anschließend mit einer dem Durchmesser des Faserkern entsprechenden Blende vor dem Detektor aufgenommen wurde. Der qualitative Unterschied der beiden Vergleichsmessungen ist sehr gering gewesen. Die Modenstruktur wird beim Übergang durch die Multimodefaser zwar zerstört, durch Integration über dem ganzen proximalen Ende der Faser kann aber die zeitliche Modulation des einfallenden Lichtfeldes zufriedenstellend wiedergegeben werden. Dies gilt allerdings nur für ein kurzes Faserstück, das zusätzlich möglichst gerade und erschütterungsfest montiert wird.

Mit einer Monomodefaser und einer Abbildungslinse von 50 bzw. 100 mm Brennweite dagegen (siehe Tab. 12.1) ist es in keiner Aufbau- oder Detektionsanordnung gelungen, die gesuchten Signale der mehrfachen Streuung aus der Tiefe eines Homogenstreuers nachzuweisen. Die spekulären Reflexe von der Objektoberfläche dagegen sind im Einstrahlpunkt klar und bis zur Detektionsgrenze ungewohnt rauschfrei vorhanden gewesen. Beim Verfahren der Detektionsfaser aus dem Einstrahlpunkt nach außen verschwanden die Oberflächensignale bereits bei der kleinsten Berührung der Positionierschraube der Faser, um dann in unregelmäßigen und unzuverlässig wiederholbaren X-Y Positionen in der Abbildungsebene deutlich aber mit einer Amplitude, die mit dem Abstand zum Einstrahlpunkt nicht korreliert war, wieder zu erscheinen. Offenbar bestand die Hauptschwierigkeit bei der Abtastung der Abbildungsebene mit der Monomodefaser darin, daß es nicht möglich war, die Faser präzise und vor allem wiederholbar in transversaler Richtung zu bewegen, ohne sie auch gleichzeitig wegen dem axialen Spiel der Schiebefassung unabsichtlich zu verkippen. Auf diese Weise konnte eine bereits gefundene Stelle mit einer hohen Signalamplitude des Oberflächensignals außerhalb des Einstrahlpunktes bei einem erneuten Anfahren nicht wieder gefunden werden. Im Gegensatz dazu lieferten andere vormals signalarme Stellen große Signale, deren Amplitude aber eher von dem zufälligen Verkippungswinkel der Faser als von dem radialen Abstand zum Einstrahlpunkt abhing. Dies gilt für den Bereich außerhalb des Einstrahlpunktes. Im Einstrahlpunkt selber waren die Signalverhältnisse der Oberflächenreflexe überschaubarer und auch einigermaßen wiederholbar. Allerdings waren auch dort keine Streusignale aus der Tiefe nachweisbar.

Aus dem Mißlingen des Versuches, die Monomodefaser einzusetzen, könnte man die Schlußfolgerung ziehen, daß es nicht gelungen ist, durch den kleineren Faserkern genug

Photonen bis zur Detektion zu transportieren, um einen für den Nachweis der Vielfachstreuung genügenden Rauschabstand* zu erreichen.

Diese Schlußfolgerung ist zwar nicht falsch aber unvollständig. Betrachtet man die Tiefenspeckles als die Folge der Streuung in beliebigen Tiefen und in beliebigen lateralen Positionen des Objektes, so müssen die Ausbreitungsrichtungen der einzelnen zur Interferenz beteiligten Strahlen auf einem sehr großen Raumwinkel verteilt sein. Daher wird sich das Specklebild des gestreuten Lichtes ändern, wenn man die Beobachtungsapertur verändert. Dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, daß es sich dabei um subjektive Speckle handelt [Yadlowski 1995].

Das Verhalten der Oberflächensignale und deren ungewöhnlich großer Rauschabstand bei der Betrachtung durch die Monomodefaser legt nahe, daß die Verwendung der Monomodefaser die Rolle eines Modenfilters spielt. Dadurch wird die reine Mode der spekulären Reflexion bei günstiger Ankopplungsjustage zur Detektion bevorzugt übertragen. Der „modenverrauschte“ Hintergrund, bestehend aus vielfach gestreuten Photonen, die unter beliebigem Winkel die Oberfläche erreichen, wird dabei sehr wirkungsvoll unterdrückt.

12.7.2. Unterteilung des Informationsgehaltes der Speckle nach ihrem Durchmesser

Man könnte vermuten, daß ein Zusammenhang zwischen der relativen Größe der Speckles und dem Kerndurchmesser der jeweiligen Faser besteht. Nach [Schmitt 1999] lassen sich die Speckles in drei Größenbereiche einteilen:

1. Speckles mit Durchmessen, die im Nanometerbereich liegen, verursacht durch Rückstreuung an (makroskopischen) Teilchen, die nicht direkt sondern diffus von bereits vielfach (vorwärts) gestreuten Photonen beleuchtet werden.
2. Speckles mit Durchmessern, die im Bereich zwischen einigen Mikrometer bis zu einigen Hundert Mikrometer liegen und die von der Vorwärtsstreuung und gleichzeitig von der vielfachen Rückwärtsstreuung verursacht werden.
3. Speckles mit großen Durchmessern (bis über den Durchmesser der Beobachtungslinse), die von den spekulären Reflexen oder von der einfachen Rückwärtsstreung verursacht werden.

Würde man diese Einteilung zur Argumentation zulassen und sich nur auf das Verhältnis der Durchmesser einzelner Speckle im Bezug auf den Kerndurchmesser der Detektionsfaser stützen, käme man zu dem Schluß, daß man mit der Monomodefaser sehr gut die Speckle im Mikrometerbereich hätte auflösen können. Der Grund, weswegen dies im Versuch nicht der Fall gewesen ist, könnte vereinfacht durch die wegen des kleinen Kerndurchmessers der Monomodefaser reduzierten Leistungsausbeute erklärt werden. Diese Erklärung kann nicht gänzlich befriedigend sein, angesichts des großen Rauschabstandes, der mit der Monomodefaser für die spekulären Reflexe auch außerhalb des Einstrahlpunktes erreicht worden ist. Vielmehr eröffnet die Klassifikation der Speckles nach ihrer Größe die Möglichkeit, unterschiedliche Streuphänomene zu untersuchen. Je nach gesuchter Information können demnach die Speckles in eine informationstragende und eine informationszerstörende Klasse [Schmitt 1999] eingeteilt werden. Die Schwierigkeit bleibt aber die Komplexität und Mehrdeutigkeit der Speckledynamik, die sich aus der Überlagerung einer Vielzahl von Einzeleffekte ergibt.

* Für die Photonenzählmethode gilt: „N Photonen“ Signal mit „√N“ Schrotrauschen

12.7.3. Diskussion des Schrifttums zur Problematik der Speckle-Detektion

Das beobachtete Verhalten des Specklefeldes an der Oberfläche eines komplexen Streukörpers entzieht sich vorläufig einer allgemeinen Erklärung. Die zahlreichen Literaturquellen können in dieser Hinsicht nicht weiter helfen, denn die meisten Autoren betrachten die unter kleinen Winkeln stattfindende Vorwärtsstreuung und die vielfache Rückwärtsstreuung eher als eine für die Ziele der OCT hinderliche Stör- oder Rauschquelle. Gleichzeitig verwenden sie für die Bildgebung ausschließlich die einfache Rückstreuung, weil sie die maximale OCT-Informationsdichte beinhaltet. Als eine sinnvolle Konsequenz dieser Aussage hat ein OCT-Aufbau als primäre Aufgabe die Differenzierung der unterschiedlichen Speckle nach ihrer Größe. Weiterhin soll der OCT-Aufbau nur die Modulation bis zur Auswertung durchlassen, die von Speckle mit einer Mindestgröße verursacht wird. Eben diese Eigenschaft wird bis zu einem gewissen Grad von der numerischen Apertur der koaxialen oder konfokalen Beleuchtungs- und Abbildungsoptik und von der Bandpaßfunktion einer sinngemäß eingesetzten heterodynen Detektion erreicht [Schmitt 1999].

Will man dagegen ausgerechnet das detektieren, was die herkömmliche OCT-Systeme als hinderliches Rauschen verwerfen, so ist es notwendig, das Rezept des „idealen“ herkömmlichen OCT-Systems [Fercher 1993], [Izatt 1993 a], [Schmitt 1999], [Yadlowsky 1995] genau entgegengesetzt zu befolgen. So soll der Akzeptanzwinkel der Abbildungsoptik möglichst den vollen Raumwinkel einschließen, um Strahlen unter allen möglichen Einfallswinkeln auswerten zu können und die Demodulation sollte die Phasenbeziehung aller an der Entstehung des Specklebildes beteiligten Strahlen oder die absolute Phasen der Speckle selbst völlig gleich behandeln. Dabei sollte die Phase und deren Informationsgehalt vollständig bis zur Auswertung unterdrückt werden und die Detektionsbandbreite sollte im Gegensatz zur anderen Methode möglichst groß sein.

Diese scheinbar widersprüchliche Forderung der unterschiedlichen Methoden macht deutlich wie wichtig die Anpassung des optischen Aufbaus und der anschließenden Detektionsmethode an die gestellte Aufgabe ist [Schmitt 1993]. Sowohl die eigene Erfahrung aus den oben beschriebenen Versuchen als auch die Erfahrung anderer Autoren, die aus der Literatur entnommen werden konnte, zeigen, daß Verfahren mit Universalitätsansprüchen stets benachteiligt im Vergleich mit hochspezifisch an die Aufgabe angepaßte Methoden sein werden. Das ist auch der Grund dafür, daß keine schnellen „Methodenwechsel“ gemacht werden können, d.h. daß Anlagen, die für die Lösung einer bestimmten Aufgabe speziell optimiert worden sind, nicht ohne radikale Umbauten für eine Änderung der Fragestellung angepaßt werden können [Schmitt 1994]. Dies bezieht sich auf die Beleuchtungs- und Detektionsoptik und gleichermaßen auf die gesamte Demodulationskette, auf die Signal-Nachbearbeitung und nicht zuletzt auf die Interpretation, bzw. die Interpretationsansprüche der gewonnenen Information.

Die einzigen Verfahren, die ähnlich der OCT mit der flächenhaften Detektion eine große Detektionsbandbreite verwenden, sind die Methoden aus der Zeitdomäne [Berg 1993], [Yoo 1993] und aus der Frequenzdomäne [Sevick 1993]. Allerdings werden diese Methoden eher bei der Transillumination verwendet und setzen nicht zwingend eine große Detektionsapertur ein.

Nichtsdestoweniger bleibt es interessant zu beobachten, daß auch bei diesen zuletzt genannten Methoden die Notwendigkeit besteht, eine fallspezifische Unterscheidung in „informations-

reiche und informationsarme“ oder gar störende Signalanteile zu treffen, durch geeignete Maßnahmen die interessante Untermenge bevorzugt zu behandeln und die für die Bildgebung störende Komponente möglichst früh zu unterdrücken. Bei der Transillumination spricht man vom ballistischen Anteil des Lichtes, der, ohne durch Streuung verfälscht worden zu sein, den kontrastreicheren Schattenwurf des Objektes erzeugt. Im Gegensatz dazu steht der diffuse Anteil des vielfach gestreuten Lichtes, der –auch hier– als grundsätzlich informationslos gilt und möglichst effektiv unterdrückt werden soll.

Beide zuletzt erwähnten Methoden verwenden, wie übrigens die herkömmliche OCT auch, die Phase der Signale als Entscheidungskriterium für die bildgebende Informationsselektion und nützen diese Eigenschaft grundsätzlich sowohl bei der Auslegung des optischen Teils des Aufbaus als auch bei der Durchführung des elektronischen, informatischen und bildgebenden Teils der Auswertung.

Eine Umsetzung der flächenhaften Detektion mit großer Beobachtungsapertur wird in der Literatur präsentiert, allerdings nicht gleichzeitig mit einer breitbandigen Auswertung der Signale: [Chan 1994] im Bereich der Transillumination und [Schmitt 1999] für die OCT. Hier handelt sich aber in beiden Fällen um eine flächenhafte Detektion *im Einstrahlpunkt*, dessen Rolle einzig darin besteht, eine verbesserte Statistik durch die Verarbeitung mehrerer unabhängiger Speckle-Ereignisse zu bewirken. Ausgehend von der konsequenten Anwendung der heterodynen Detektion, wird der räumlich aufgelöste Detektor im Sinne einer Antenne mit künstlicher Apertur eingesetzt, um die Detektionsbandbreite noch enger auf die informationstragenden Anteilen des einfach gestreuten Lichtes zu fokussieren und das Rauschen des vielfachgestreuten Hintergrundes noch effektiver durch Ausnutzung der Phasendimension zu unterdrücken.

Die Verbesserung des Rauschabstandes einer derart ausgeführten Detektionsmethode steigt mit der Quadratwurzel der Anzahl der unabhängigen Detektoren bzw. der detektierten Anzahl der unabhängigen Speckles. Eine Verschmierung des Specklekontrastes, die von einer Optik mit einer übertrieben großen Apertur oder von einem Detektor mit nicht vollständig entkoppelten Elemente verursacht wird, verschlechtert nun wieder den erreichten Rauschabstand. Darüber hinaus bewirkt die Unterteilung des Detektors in einzelne Pixel auf jeden Fall eine Verschlechterung der lateralen Auflösung.

Eine Methode, die gezielt nach dem Kohärenzrest des vielfach gestreuten Anteils im remittierten Licht sucht und dabei die eher für die direkte Bildgebung geeignete einfache Rückwärtsstreuung durch optische Ausblendung und elektronische Phasenreduktion unterdrückt, konnte in der Literatur nicht gefunden werden. Einzig nicht-tomographische Methoden, die das remittierte Licht global untersuchen und keine explizite Tiefenauflösung anstreben, verwenden Verfahren, die mit denen der vorliegenden Arbeit vergleichbar sind [Cui 1991], [Hielscher 1997], [Jaques 1987] [Zimnyakov 1996].

In stark streuenden Medien –zu denen auch die Haut gehört– ist der überwiegende Effekt, der das remittierte Licht prägt, das Phänomen der vielfachen Streuung, gleichgültig, ob in der Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung. Die Vielfachstreuung wird von den meisten Bildgebungsverfahren als eine Störquelle betrachtet. Eine diesbezüglich positive Rolle der Vielfachstreuung wird erst durch die Hypothese der elliptischen Photonen-Ausbreitungspfade deutlich („banana shaped photon flux paths“ [Cui 1991]). Daher stellt sich die Frage nach dem restlichen Informationsgehalt der vielfachgestreuten Photonen nicht nur im akademischen Sinn. Vielmehr ist die bildgebende Verwertung der Vielfachstreuung eine Herausforderung auch in praktischer Hinsicht und stellt die Hauptaufgabe der vorliegenden Arbeit dar.

13. Weglängenmodulation mit Phasengitter

Bei allen interferometrischen Meßverfahren hängt die erreichte Auflösung nicht zuletzt von der Genauigkeit ab, mit der man die notwendige Weglängenmodulation ausführt. Die Anforderungen, die an den Weglängenmodulator im Falle interferometrischer Meßtechniken mit kurzer Kohärenzlänge gestellt werden, werden deutlich, wenn man sich vergegenwärtigt, daß sich die Tiefenauflösung solcher Systeme im Mikrometerbereich befindet. Demzufolge muß auch der Weglängenmodulator eine Positioniergenauigkeit aufweisen, die im Mikrometerbereich und darunter liegt.

Bei den heterodynen OCT-Systemen, bei denen das Dopplerverfahren eine Rolle spielt, ist die Genauigkeit der Verschiebungsfrequenz und ihre Phase am wichtigsten. Die Dopplerfrequenz wird in den meisten Fällen durch eine mechanische Verschiebung in der Form eines beweglichen Spiegels erzeugt. Wie auch immer gestaltet, ist eine mechanische Bewegung relativ langsam und erfordert zudem mehrere zeitlich konsekutive Meßpunkte, um die gesamte Kohärenzfunktion zu erfassen.

Im speziellen Fall der OCT mit flächenhafter Detektion werden integrierende Detektoren wie die slow-scan-CCD Kamera oder die Diodenzeilen mit sequentieller Ausgabe verwendet. Der Einsatz dieser integrativen Photodetektoren fordert das Einfrieren der Bewegung über die gesamte Belichtungszeit. Dies bedeutet, daß man nach einer erfolgten Verschiebung zunächst auf das Erreichen des völligen Stillstandes warten muß, bevor die Belichtung anfangen darf. Das Abbremsen der Verschiebeeinheit und das Ausklingen der Nachschwingungen erfordern relativ viel Zeit. Es wurde daher nach einer geeigneten Methode der Weglängenmodulation gesucht, die sowohl schnell und ruhig als auch einfach zu realisieren und kostengünstig herzustellen ist. Dabei sollten nach Möglichkeit auch weitere wichtige Merkmale der flächenhaften OCT-Methode mit integrierenden Detektoren berücksichtigt werden.

Die vorhandene Weglängenmodulation besteht aus einem beweglichen Spiegel oder Prismen-Retroreflektor, der mit Hilfe eines Schrittmotors auf einer geraden Strecke bewegt werden kann. Die Weglängenmodulation erfolgt im gefalteten Referenzarm des Interferometers. Die mit dieser Anordnung erreichbaren Verfahrgeschwindigkeiten sind in der Größenordnung von 500 bis 700 µm/s auf einer Gesamtlänge von bis zu 20 mm. Allerdings führen hohe Geschwindigkeiten der Anordnung zu nachklingenden Vibrationen, die ein Einfrieren der Bewegung während der Belichtungszeit der Detektoren unmöglich machen. Es wurde daher an eine Methode der Weglängenmodulation gedacht, bei der die mechanisch ungünstige Schritt-für-Schritt Linearbewegung in eine Kreisbewegung transformiert wird.

Zurückgreifend auf ein zum Patent [Patent 1997] angemeldetes Verfahren, das in einer Diplomarbeit [Seschek 1997] verifiziert wurde, ist die Idee der Lichtbeugung an einem Echelette-Gitter in Littrow-Anordnung aufgegriffen worden. Ein Echelette-Gitter ist ein spezielles Beugungsgitter, meist in Reflexionsanordnung. Das Spezielle bei einem solchen Gitter sind die reflektierenden Flächen zwischen den Gitterstreifen, die so geneigt sind, daß der Oberflächenreflex in die Richtung einer höheren Beugungsordnung gerichtet wird [Spectronic 1996]. Dies führt bei Einhaltung der nominellen Wellenlänge zu einer Erhöhung der Gittereffizienz, d.h. der Lichtstärke einer (meist der ersten) Beugungsordnung auf einer Seite.

Im speziellen Fall der Gitteranordnung nach Littrow [Jenkins 1985] wird das Reflexionsgitter unter dem Winkel dieser bevorzugter Beugungsordnung zum einfallenden Strahl geneigt.

Dies führt dazu, daß der einfallende Strahl in sich reflektiert wird. Dies gilt natürlich nur für eine Beugungsordnung auf einer Seite des Gitters und nur für eine bestimmte Wellenlänge.

Ziel der Untersuchung war, die Eignung der in der Niederschrift des Patentverfahrens [Patent 1997] beschriebenen und in der Diplomarbeit [Seschek 1997] verifizierten Eigenschaften des interferometrischen Aufbaus mit einem Phasengitter für die Weglängenmodulation in einem OCT-Aufbau zu überprüfen. Sowohl die Patentniederschrift als auch die Diplomarbeit beziehen sich nur auf der Anwendung des Gitteraufbaus in der Topographie und auf der Vermessung der Kohärenzfunktion.

Der in der Diplomarbeit [Seschek 1997] behandelte Aufbau besteht aus einem Michelson-Interferometer mit aufgeweiteten Strahlen. Die Aufweitung des Objektstrahls reicht aus, um die gesamte untersuchte Fläche des Objektes zu beleuchten. Die Aufweitung des Referenzstrahls ist maßgebend für die Grenzen der zu erreichenden Tiefe und im Zusammenhang mit der lateralen Ortsauflösung des Detektors bestimmt sie die Tiefenauflösung des Systems. Das Gitter steht schräg im parallel aufgeweiteten Strahl, meist unter einem Winkel, der der ersten Beugungsordnung der verwendeten Wellenlänge entspricht.

Der dabei verwendete optische Korrelator in der Form eines Gitters in Littrow-Anordnung zeichnet sich dadurch aus, daß er eine feste Beziehung zwischen der Ortskoordinate eines räumlich aufgelösten Detektors (Zeile oder Kamera) und der Weglängendifferenz von Referenz- und Objektstrahl einbringt.

Durch Reflexionsbeugung an verschiedenen Punkten des Gitters wird dem Parallelstrahl eine intrinsische Phasenmodulation (siehe Abb. 13.1) aufgeprägt: durch den Neigungswinkel des Gitters bestimmt, legen unterschiedliche Parallelstrahlen auf dem Weg zum Gitter unterschiedliche Weglängen zurück. Anders gesagt, ist die Phase der vom Gitter kommenden Strahlenfront nicht mehr einheitlich, sondern ist in der transversalen Strahlausdehnung tiefenmoduliert. Dabei beinhaltet diese transversal aufgelöste Tiefenmodulation der Wellenfront des Parallelstrahls nur die diskreten Phasen des Strahls, die sich stets um 2π Radian von den Nachbarstrahlen unterscheiden. Dies entspricht einem Weglängenunterschied zwischen benachbarten Strahlen von einer ganzen Wellenlänge.

Auf dem lateral aufgelösten Detektor interferieren nun Objekt- und Referenzstrahlen. Die Strahlen, die von unterschiedlichen Punkten auf dem Objekt reflektiert wurden, haben am Ort des Detektors unterschiedliche Phasen aufgrund unterschiedlicher Weglängen, die sie im Objektarm zurückgelegt haben. Diese räumlich aufgelöste Phasenkodierung gilt es zu entschlüsseln, denn es handelt sich dabei um eine Ausdrucksform der Topologie des Objektes. Am Ort des Detektors interferieren nur die Strahlen, die innerhalb der Kohärenzlänge der verwendeten Lichtquelle gleiche optische Weglängen im Objekt- bzw. Referenzarm zurückgelegt haben. Je nach Krümmung der Strahlenfronten des Objekt- und Referenzstrahls am Ort des Detektors führt dies zur Bildung von regelmäßigen Interferenzmustern. Sind im Spezialfall die Strahlenfronten eben, so werden Interferenzstreifen gebildet, deren relative Breite vom Verkippungsgrad zwischen den Wellenfronten abhängt.

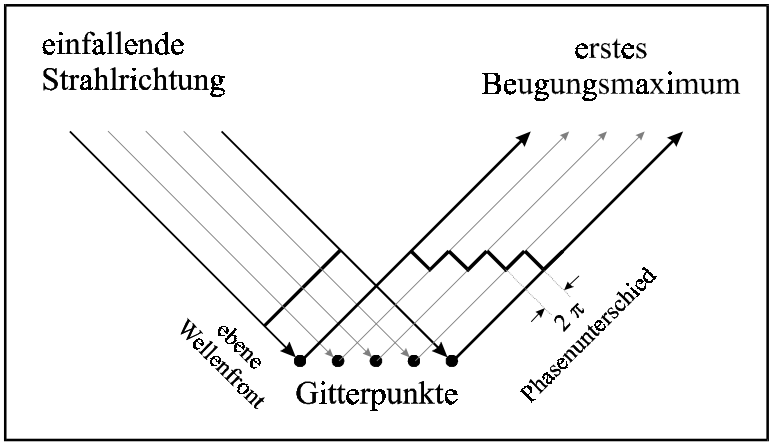

Abb. 13.1: Beugung am (Reflexions-) Gitter. Durch Beugung einer ebenen Welle am Gitter entsteht im ersten Beugungsmaximum ebenfalls eine ebene Welle, deren Wellenfront aber aus Strahlen gebildet wird, die zueinander Vielfache von 2π-Phasenunterschiede aufweisen. Die 2π-Phasenunterschiede entsprechen Weglängenunterschieden von einer ganzen Wellenlänge λ („intrinsische Phasenmodulation"). Hier wurde eine herkömmliche Gitteroberfläche gezeichnet. In der Arbeit wurde ein spezielles Echelette-Gitter in Littrow-Anordnung eingesetzt, wodurch das erste Beugungsmaximum in die Einfallsrichtung zurückgeworfen wird.

Durch eine präzise Justage der Kolliniearität der Strahlen kann die Verkippung der Wellenfronten am Ort des Detektors reduziert oder eliminiert werden. In diesem Fall entstehen auf dem Detektor keine Interferenzstreifen mehr, sondern großräumige, gleichphasige Interferenzbereiche. Die weitere Aufarbeitung der auf diese Weise erhaltenen Information der Phasenverteilung des Objektstrahls führt zu einer Höhenlinienbeschreibung des Objektes. Der Vorteil dieser Methode liegt hauptsächlich darin, daß die Kohärenzfunktion im Signalbild des lateral aufgelösten Detektors in einer bereits demodulierten Form enthalten ist.

Bei dieser vereinfachten Darstellung eines sonst komplexen Zusammenhangs wurde ein Aspekt außer Betracht gelassen: die verwendete Quelle ist breitbandig, ansonsten würde die kurzkohärente Bedingung nicht erfüllt sein. Wäre die Quelle monochromatisch, würde sich das Objekt-Höhenlinienbild auf dem Detektor periodisch wiederholen und somit uneindeutig werden. Auch wurde die Tatsache nicht erwähnt, daß der Beugungswinkel α eines Gitters mit der Gitterkonstante *d* von der Wellenlänge λ abhängt (*n* ist dabei die Ordnungszahl des jeweiligen Beugungsmaximum: 0,2,4,...) [Jenkins 1985]:

$$\sin(\alpha) = \frac{1}{2}\frac{n\lambda}{d}. \qquad \text{Gl. 13.1}$$

Der Zusammenspiel einer breitbandigen Quelle mit einem winkeldispergierenden optischen Element führt dazu, daß Elementarwellen unterschiedlicher Wellenlänge in unterschiedliche Winkeln vom Gitter gebeugt werden. Dies führt dazu, daß einzelne Elementarwellen nicht mehr die gleichen (ortsdiskreten) Detektorelemente erreichen.

In der Diplomarbeit ist dieses Problem richtig erkannt worden [Seschek 1997]. Zu ihrer Behebung wurde eine Sammellinse verwendet, um die Gitteroberfläche am Ort des Detektors abzubilden. Damit sind alle von einem Gitterpunkt ausgehenden Elementarwellen gesammelt und unabhängig von der Wellenlänge auf korrespondierenden Detektorelemente abgebildet

worden. Trotz dieser Abbildungslinse zerfiel im beschriebenen Versuch [Seschek 1997] die ortsaufgelöst aufgezeichnete Kohärenzfunktion in eine Reihe von hellen und dunklen Streifen unterschiedlicher Breite. Dies wird auf eine inhärente Verkippung der Wellenfronten des Referenz- und Objektstrahls zurückgeführt. Durch die Abbildungslänge umgerechnet und in Anbetracht der lateralen Ausdehnung des Detektors wird in der Diplomarbeit [Seschek 1997] die für die völlige Parallelität der Strahlen notwendigen Justiergenaugkeit als besser als oder $5{,}9 \times 10^{-4}$ Grad angegeben (0°0'2,12''). Dies entspricht einer Verkippung zwischen den Wellenfronten der interferierenden Strahlen von $\lambda/8$ (bei 670 nm).

Auch durch den Einsatz einer hochpräzisen Justierfassung gelang die Justage nicht und vor allem nicht für die gesamte Breite des Detektors, die der gesamten beobachteten Tiefe entspricht. Der Grund dafür lag in der unzureichenden Tiefenschärfe des optischen Abbildungssystems.

13.1. Weglängenmodulator mit Drehlinsenumlenkung

Unter Anlehnung an das beschriebenen Prinzip wurde versucht, ein Weglängenmodulationssystem mit Echelette-Gitter den Anforderungen der OCT-Anwendung anzupassen. Der Hauptunterschied zu den bereits beschriebenen Verfahren liegt darin, daß nicht eine größere Fläche des Gitters mit einem aufgeweiteten Strahl beleuchtet, sondern mit einem rotierenden Fokalsystem nur ein kleiner Ausschnitt des Gitters zu einem bestimmten Zeitpunkt bestrahlt werden sollte. Das rotierende System sollte mit seinem Brennpunkt eine geschlossene, in der Projektion elliptische Bahn auf unterschiedlichen Stellen des Gitters beschreiben. In Abhängigkeit von der momentanen Position des Brennpunktes auf seiner Bahn sollten unterschiedliche, periodisch wiederkehrende Tiefen erreicht werden. Weil der Fokus auf dem Gitter nicht punktförmig ist, sondern einen endlich großen Durchmesser hat, leuchtet er genügend Gitterpunkte aus, um Beugung hervorzurufen. Dadurch wird der Strahl aus der entsprechenden Beugungsordnung auch die oben erwähnte intrinsische Phasenmodulation besitzen und durch Interferenzbildung mit dem Objektstrahl eine bereits demodulierte Kohärenzfunktion im Detektorsignal hervorrufen.

Es wurde auf eine großflächige Ausleuchtung des Gitters verzichtet, weil die räumliche Ausdehnung des Detektors für die laterale Dimension des Objektes im Rahmen der flächenhaften OCT bereits belegt ist. Durch die Rotationsbewegung bleibt die Tiefeninformation zeitaufgelöst, durch die Beugungseffekte kommt der Demodulationseffekt hinzu. Zudem wird die sonst lineare Bewegung der Tiefenmodulation in eine zirkuläre Bewegung transformiert, was zu reduzierten Erschütterungen führen sollte. Durch die Übersetzung der Tiefenausdehnung auf der Schräglage des Gitters sollte eine höhere Modulationsgeschwindigkeit erreicht werden.

Der Versuchsaufbau besteht aus einem Michelson-Interferometer. Anstelle des sonst üblichen linear beweglichen Spiegels im Referenzarm wurde eine Drehlinsenvorrichtung montiert (siehe Abb. 13.2.). Diese besteht aus einer um die optische Achse drehbaren Trommel mit einer zur Drehachse exzentrisch angebrachten Linse. Die untere Hälfte der Linse deckt in der abgebildeten Position die Strahlöffnung ab. Hinter der oberen Hälfte der Linse auf der zur Trommel gewandten Seite ist ein Spiegel angebracht. In der fokalen Ebene der Linse befindet sich ein Echelette-Gitter unter dem Winkel der ersten Beugungsordnung.

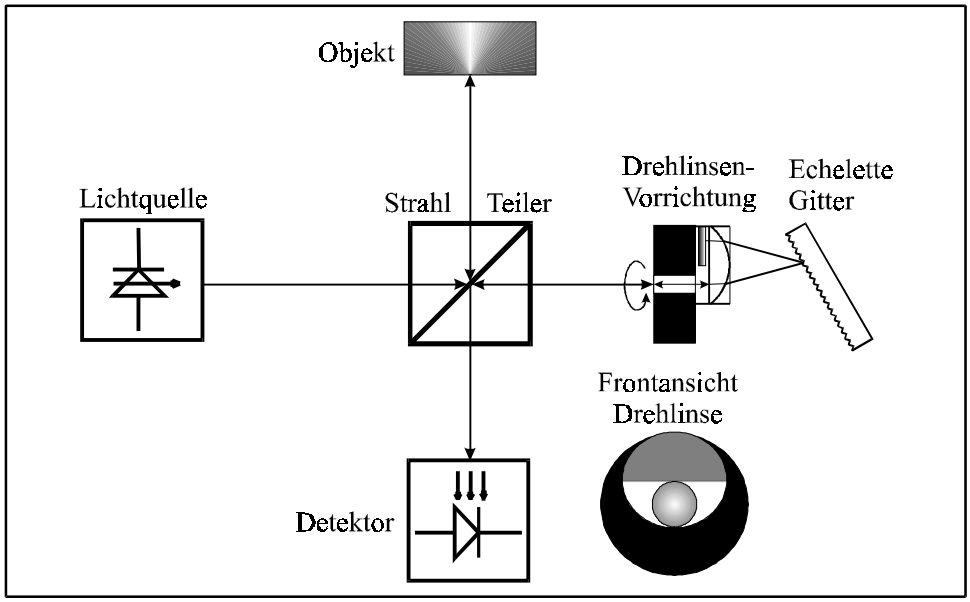

Abb. 13.2: Schematischer Aufbau der Weglängenmodulationsvorrichtung mit Drehlinsenumlenkung und Echelette-Gitter. Die Frontansicht der Drehlinsenhalterung ist gesondert gezeichnet. Beim Drehen der exzentrisch gelagerten Linse beschreibt der Strahl auf dem Gitter eine Ellipse. Der am Gitter reflektierte Strahl wird von einem Spiegel hinter der Linse reflektiert und passiert die Anordnung im umgekehrten Sinn zurück in die Einfallsrichtung. Während der Umdrehung der Linse wird die Weglänge des Strahls moduliert.

Der einfallende Strahl kommt aus der Richtung der Quelle durch einen Strahlteiler und passiert die Strahlöffnung aus der drehbaren Trommel. Die Linse fokussiert den Strahl auf der Oberfläche des Gitters. Da die Linse aber exzentrisch beleuchtet wird, lenkt sie den Strahl auch seitlich (nach oben in Abb. 13.2) zu ihrem Brennpunkt um. Die erste Beugungsordnung wirft den Strahl zur gegenüberliegenden Seite der Linse hin. Dort passiert er die Linse, wird vom Spiegel reflektiert und verläuft auf dem selben Weg wie der einfallende Strahl, aber in umgekehrter Richtung. Beim Verlassen der Linse in Richtung der Strahlöffnung der drehbaren Trommel ist der Rückstrahl im Idealfall koaxial mit dem einfallenden Strahl und hat eine ihm gegenläufige Ausbreitungsrichtung.

Nun ist aber die Anordnung von Trommel, Linse und Spiegel um die optische Achse des einfallenden Strahls kugelgelagert und somit drehbar. Beim Drehen der Anordnung beschreibt der durch die Linse gebrochene Strahl einen Kegel. Der Fokus der Linse beschreibt somit eine elliptische Bahn auf der schräg stehenden Gitteroberfläche.

In Abb. 13.3 ist die Gitteroberfläche mit der angedeuteten elliptischen Bahn und die der momentanen Position des Brennpunktes entsprechenden Positionen der Trommelanordnung eingezeichnet. In der Position *I* und *III* befindet sich der Brennpunkt der Linse aufgrund des Neigungswinkels des Gitters in unterschiedlichen Tiefen. Dies führt dazu, daß der Strahl während einer halben Umdrehungsperiode der Linse zwischen den Positionen *I* und *III* unterschiedliche optische Weglängen zurücklegt. Auf dem Rückweg von *III* über *IV* zu *I* wiederholt sich das Geschehen in umgekehrter Reihenfolge.

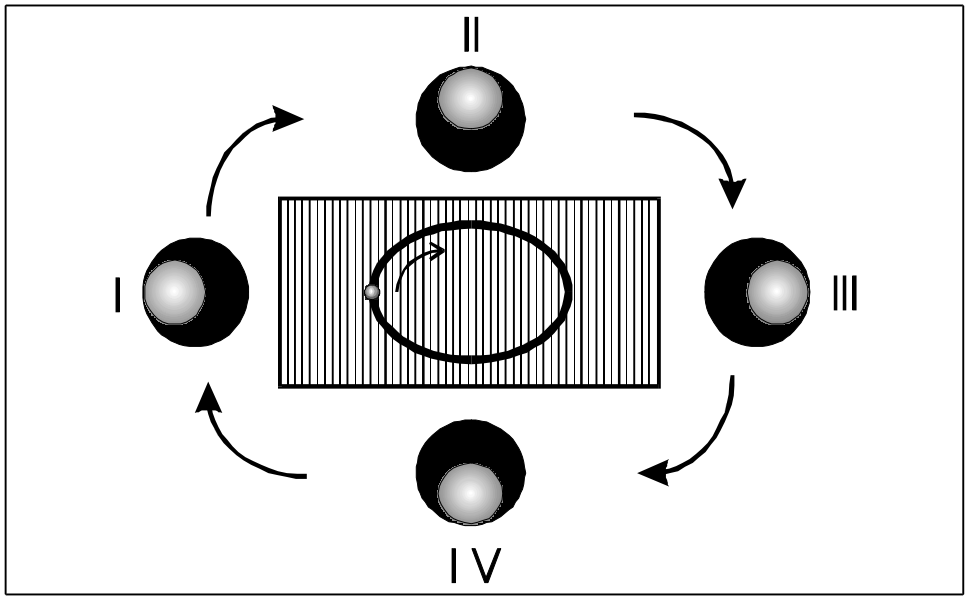

Abb. 13.3: Der Brennpunkt der drehbar gelagerten Linse beschreibt auf der Oberfläche des Gitters eine elliptische Bahn. Das Bild zeigt die Korrelation zwischen Linsenposition und momentane Brennpunktlage auf dem Gitter. Die entsprechenden Momentanpositionen sind mit I, II, III, und IV für Textverweise gekennzeichnet. Die Pfeile weisen auf die Drehrichtung hin.

Die Projektion der Hauptdiagonale der Ellipse auf der einfallenden Strahlrichtung stellt die maximale Tiefenmodulation dar, die dem Strahl aufgeprägt werden kann. Weil aber der Weg durch die Anordnung (von der Trommel bis zum Spiegel und dann vom Spiegel auf dem gleichen Weg zurück) zweimal begangen werden muß, ist die Netto-Tiefenmodulation stets doppelt zu berechnen.

Bereits an dieser Stelle fallen einige Merkmale der hier beschrieben Anordnung mit drehbaren Linse auf.

13.1.1. Merkmale der Drehlinsenanordnung

Der Betrag der linearen Geschwindigkeit des Brennpunktes auf dem Gitter ist über die Umdrehungsperiode nicht konstant. In den Extrempunkten *I* und *III* (entsprechend der Notation aus Abb. 13.3) auf der Hauptdiagonale, wo auch die Umkehr der Bewegungsrichtung stattfindet, ist die lineare Geschwindigkeit null. In den Positionen *II* und *IV* auf der kleinen Diagonale der Ellipse erreicht die lineare Geschwindigkeit des Brennpunktes dagegen ihren Maximalbetrag. Die Geschwindigkeit der Tiefenmodulation ist von grundlegender Bedeutung für die gesamte Signalanalyse des interferometrischen Aufbaus. Den Zusammenhang gilt es durch eine elliptische Kalibration der Tiefenachse in ihrer zeitlichen Dimension bei der Auswertung zu berücksichtigen.

Ein weiteres Problem wird bereits bei der Betrachtung der schematischen Aufbauskizze Abb. 13.2 ersichtlich und in Abb. 13.4 zur Verdeutlichung noch mal gesondert gezeichnet: der Brennpunkt der Linse kann nur für eine bestimmte Tiefe optimal eingestellt werden. Ist die Anordnung für eine optimale Brennweite in der momentanem Position *II* eingestellt (entsprechend der Notation aus Abb. 13.3), so wird die Linse in der Position *III* zu kurzbrennweitig, in der Position *IV* stimmt die Brennweite wieder und in der Position *I* ist ihre Brennweite zu lang.

Um die Verhältnisse zu verdeutlichen, soll angenommen werden, daß die Linse in der optimalen Brennweite zum Gitter in der Position *I* eingestellt wird. In diesem Fall liegt der Brennpunkt der Linse in der Position *III* vor dem Gitter. Diese zwei Linsenpositionen *I* und *III* und die entsprechende Strahlengänge sind in Abb. 13.4 skizziert und zeigen auch die Auswirkung der Brennpunktproblematik: die Winkelpräzession und die variable Brennpunktgröße auf das Gitter während der Linsenumdrehung.

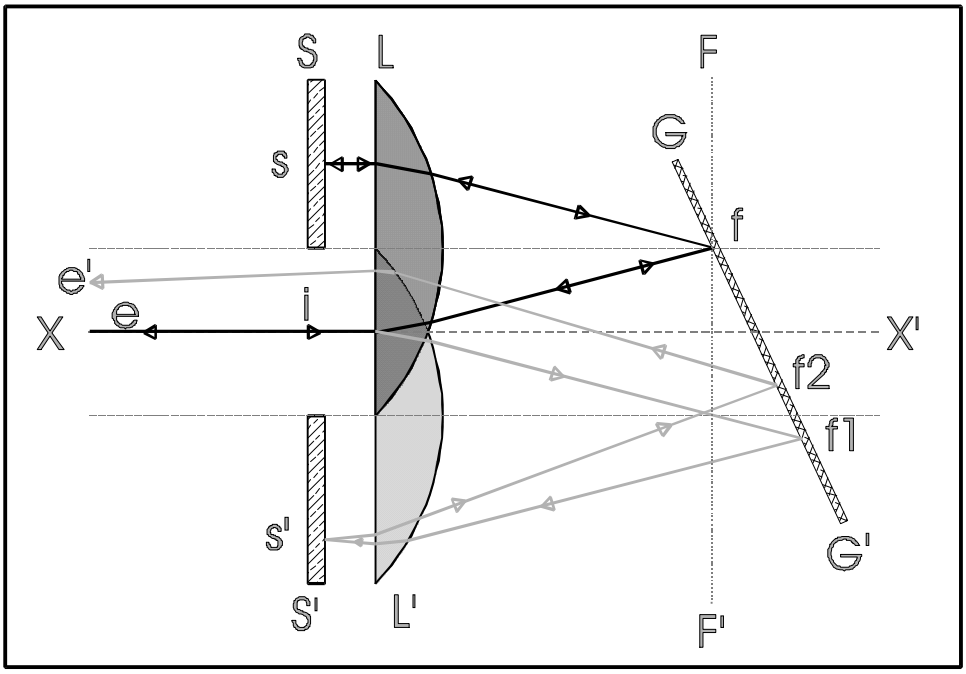

Abb. 13.4: Strahlengänge in zwei Extrempositionen *L* und *L'* der Drehlinse.

XX':	Drehachse der Anordnung
GG':	Gitterebene
L, L':	Linse in 180° verschiedenen Momentanpositionen
i:	einfallende Strahlrichtung
e:	resultierende Strahlrichtung für die obere Linsenposition *L*
e':	resultierende Strahlrichtungen für die untere Linsenposition *L'*

Der Brennpunkt der Linse ist für die Position *L* optimal eingestellt und erreicht das Gitter sowohl auf dem hin- als auch auf dem Rückweg in *f*. In der Position *L'* hat die Linse ihren Brennpunkt vor der Gitteroberfläche. Dadurch erreicht der Strahl das Gitter auf dem Hinweg in *f1* und auf dem Rückweg in *f2*. Dies und der Schrägeinfall am Spiegel *S'* führen zu einer Strahlpräzession. Störend wirkt sich auch die Änderung der Brennpunktgröße auf dem Gitter während der Linsenumdrehung aus.

Der Zusammenhang wird dadurch komplizierter, weil der Strahl zweimal die Anordnung passieren muß (Hin- und Rückweg: siehe Abb. 13.4). Einerseits erhöhen sich dadurch die Winkelfehler, die sich aus der Inkonkordanz des Brennpunktes mit der Gitteroberfläche ergeben. Dies führt zu einer schwer kontrollierbaren Präzession des resultierenden Strahls, die sich dann störend auf der gesamten Interferenzdetektion auswirkt. Andererseits führt der zweimalige Durchgang des Strahls über die Gitteroberfläche dazu, daß die beabsichtigte intrinsische Phasenmodulation, die dem Strahl beim Hinweg aufgeprägt, auf dem Rückweg aufgehoben wird. Dadurch ist die beabsichtigte „optische Gleichrichtung" nicht mehr möglich. Bei einer leichten Fehljustage, aufgrund der Tatsache, daß der Strahl unterschiedliche Wege auf der Hin- und Rückweg nimmt, wird die intrinsische Phasen-

modulation des Strahls nicht gänzlich aufgehoben. Die intrinsische Phasenmodulation hängt aber in komplexer Weise mit der Fehljustage zusammen.

Das Verhalten des resultierenden Strahls ist aufgrund seiner inhärenten Präzession und periodisch variablen Krümmung und Neigung der Wellenfronten schwer zu beherrschen. Die Eignung des Drehlinsenaufbaus als Weglängenmodulator in einem interferometrischen System ist durchaus fraglich.

13.1.2. Realisierung der Drehlinsenumlenkung

Trotz der Bedenken bezüglich der Funktionstauglichkeit des Weglängenmodulators mit Drehlinsenumlenkung wurde ein solcher Aufbau realisiert. Beabsichtigt wurde, auch im Realfall untersuchen zu können, ob nicht doch die vielversprechende „optische Demodulation“ der Kohärenzfunktion durch eine entsprechende Justage zumindest auf Teile der Gesamtmodulationslänge realisiert werden könnte.

Verwendet wurde ein Echelette-Gitter mit einer Gitterkonstante d = 1200 Linien / mm, eine 80 mm Plankonkav-Linse und ein herkömmlicher polarisationsneutraler Strahlteilerwürfel.
Als Lichtquelle wurde eine Superlumineszenzdiode (830 nm) eingesetzt. Für die Interferenzdetektion wurde eine einzelne Photodiode verwendet. Die Photodiode mit vorgesetzten Blenden von 10 bis 100 µm konnte an verschiedene Stellen in einer zur Ausbreitungsrichtung des Strahls normalen Ebene positioniert werden. Beabsichtigt war nach der Aufgabenformulierung der Einsatz eines Zeilendetektors, aber nicht für eine simultane Aufnahme mehrerer Tiefenebenen, so wie in der Patentschrift [Patent 1997] und in der Diplomarbeit [Seschek 1997] geschildert, sondern um mehrere Punkte der lateralen Ausdehnung des Objektes parallel auswerten zu können. Aus diesem Grund muß aber der einfallende Strahl bereits beim Austritt aus der Laserdiode aufgeweitet werden.

Zunächst wurde versucht eine Justage zu finden, die es zumindest für Teile der kreisförmigen Linsenbewegung erlaubt, die Anordnung als Weglängenmodulator für den Einsatz in der OCT zu qualifizieren. Die Einstellung der Fokalebene der Drehlinse im Bezug auf das Gitter sollte die Präzession des resultierenden Strahls minimieren. Deswegen wurde auch eine relativ langbrennweitige 80 mm Linse mit einer größeren Tiefenschärfe ausgewählt. Die Neigung des Gitters von 29° bei 830 nm ergab eine Projektion des Abstandes *f - f1* auf der Drehachse *X - X'* von 5,74 mm (siehe Abb. 13.4). Weil der Strahl aber zweimal die Anordnung passieren muß, berechnet sich der Hub der Weglängenmodulation als die doppelte Tiefe der Anordnung.

13.1.3. Eignungstest der Drehlinsenumlenkung

Um die komplizierte Funktionsabhängigkeit der Drehlinsenumlenkung von den vorhandenen Freiheitsgrade durchschauen und steuern zu können, wurde eine systematische Untersuchung durchgeführt. Aller Bemühungen zum Trotz gelang es nicht, die Vorrichtung wie geplant einzustellen. Aus vielen entstandenen Messungen der Kohärenzfunktion einer 830 nm Superlumineszenzdiode soll exemplarisch eine oszillographische Aufnahme (siehe Abb. 13.5) gezeigt werden.

Die Messung erstreckt sich über einem Viertel der Umdrehungsperiode der Linse. Dies entspricht einem Weg von *I* bis *II* in Abb. 13.3 auf der elliptischen Bahn des Brennpunktes. Als Objekt wurde eine Glasplatte von 150 µm Dicke (225 µm optische Weglänge wegen n = 1,5) verwendet.

Im Diagramm Abb. 13.5 ist die Signalamplitude der Photodiode gegen die Zeit aufgezeichnet. Die Zeit hat hier die Bedeutung einer räumlichen Dimension der Tiefe *z*. Das Signal zeigt eine Reihe von Doppelpulsen *A a, B b, C c, D d, E e* und *F f*. Die großen Buchstaben bezeichnen jeweils die Reflexe an der Vorderfläche, die kleinen Buchstaben die Reflexe an der Rückseite der Glasplatte. Die periodische Wiederholung des Vorder- und Rückreflexes stammen von dem Seitenbandprofil der verwendeten Superlumineszenzdiode. Durch Messungen mit herkömmlichen interferometrischen Verfahren wurde der Seitenbandabstand zu 1 mm und die Kohärenzlänge zu 30 µm für die verwendete Quelle und bei der entsprechenden Leistung bestimmt.

Als erstes bemerkt man, daß es nicht gelungen ist, eine „demodulierte“ Kohärenzfunktion aufzuzeichnen. Dies liegt an der Aufhebung der intrinsischen Phasenmodulation des Strahls bei der Beugung auf dem Rückweg am Gitter. Es gab trotz intensiver Suche keine Justage, bei der dies nicht der Fall gewesen ist.

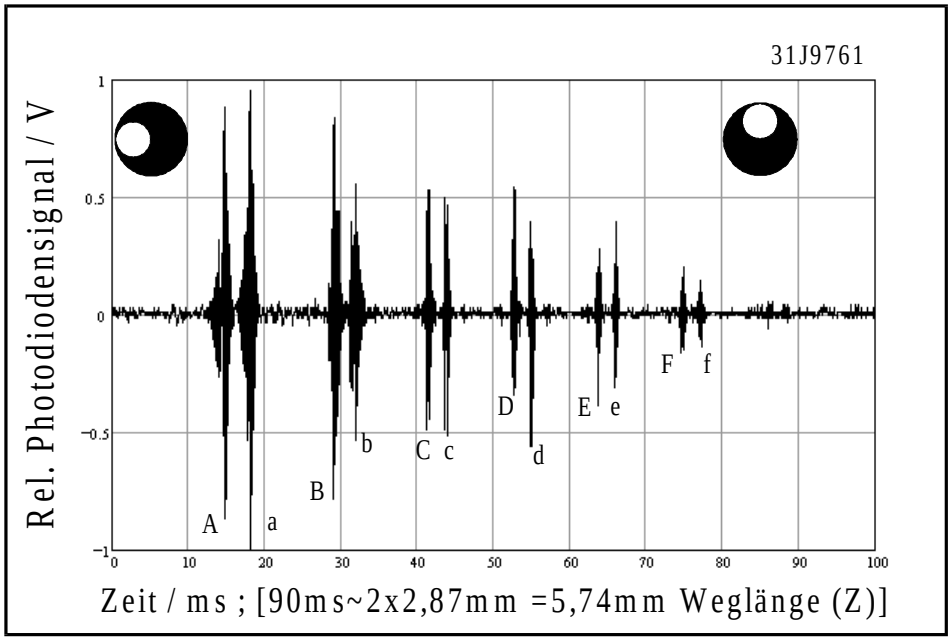

Abb. 13.5: Aufnahme des Seitenbandprofils einer IR-Superlumineszenzdiode. Das Meßobjekt ist eine 150 µm dicke Glasplatte. Die horizontale Achse entspricht einem Viertel der Umdrehungsperiode der Anordnung. Über den Neigungswinkel des Gitters umgerechnet führt dies zu einer Tiefenmodulation von 2,87 mm. Der Strahl geht zweimal durch die Anordnung, daher die Netto-Weglängenmodulation von $2 \times 2{,}87 = 5{,}74$ mm. Die zwei Interferenzsignale entsprechen der vorderen und hinteren Oberfläche der Glasplatte. Die Wiederholung ist auf das periodische Seitenbandprofil der Diode zurückzuführen. Die großen Buchstaben (*A, B, C...*) kennzeichnen die Vorderreflexe, die kleinen (*a, b, c...*) die hinteren. Oben im Bild als weißer Kreis auf schwarzem Hintergrund ist die momentane Position der Drehlinse am Anfang und am Ende der Messung angedeutet.

Bei einer näheren Betrachtung fällt der mit der Tiefe immer länger werdende Abstand der Seitenbändern auf. Die Seitenbänder sollten aber periodisch und somit ihr Abstand auch konstant sein. Eine Auswertung der Glasdicke ergibt eine Abnahme der Vorder- und Rückreflexe mit zunehmender Dicke. Schließlich zeigt eine grobe Auswertung der Trägerfrequenz einzelner Interferenzpulse auch eine größer werdende Burstfrequenz mit der zunehmenden Tiefe.

In der nebenstehenden Tabelle (Tab. 13.1) wurden die einzelnen Werte aufgetragen. Die 3,4 (ms) in der Spalte *Aa* tragen die Bedeutung der „Glasdicke“ auf der zeitlichen Achse und die 14,3 ms in der Spalte *AB* stehen für den Seitenbandabstand in der entsprechenden zeitlichen Dimension. Durch eine entsprechende Kalibrierung des nichtlinearen Zusammenhangs könnte zum Beispiel der Seitenbandabstand als 950 µm aus der bekannten Glasdicke von 225 µm berechnet werden.

Tab. 13.1: Aufschlüsselung der Meßwerte aus Abb. 13.5. Bei den Werten der Glasdicke und der Seitenbandabständen handelt es sich um Zeitangaben, die nach einer entsprechenden Kalibration einer räumlichen Tiefe entsprechen sollen. Die Burst Frequenz wurde aus der Anzahl der Nulldurchgänge des Signals ermittelt.

	Aa	***AB***	***Bb***	***BC***	***Cc***	***CD***	***Dd***	***DE***	***Ee***	***EF***	***Ff***	
Glasdicke	3,4		3,2		2,6		2,3		2,0		1,9	*ms*
Seitenband		14,3		13,4		11,9		11,2		10,4		*ms*
Burst Freq.	3,5		7,6		11,5		12,8		14,9		15,3	*kHz*

Die immer kleiner werdende Signalabstände der nachgewiesenen Glasdicken und Seitenbänder können nur zum Teil durch die elliptische Bahn des Brennpunktes erklärt werden. Dies ist aber nicht der einzige Faktor. Ein Vergleich mit einer herkömmlichen Messung des gleichen Tiefenauschnittes der Autokorrelation des Strahls zeigt darüber hinaus eine weniger steile Abnahme der Interferenzamplitude mit zunehmender Tiefe.

Dazu kommt noch das Verhalten der Burstfrequenz (3,5 kHz in der Spalte *Aa*, 7,6 kHz *Bb*...). Die unerwartet hohe Zunahme der Frequenz ist nicht alleine auf eine elliptisch variable Geschwindigkeit zurückzuführen. Sie deutet viel mehr auf ein anderes Phänomen, das die Anordnung weitgehend disqualifiziert: die zykloide Präzession des Strahls auf dem Detektor führt zu einem ungemein komplizierten Zusammenhang zwischen der optischen Weglänge des Referenzstrahls und dem Signal. Erstens verändert sich der Verkippungswinkel und die Krümmung des Strahls. Zweitens verändert sich die Dopplerverschiebung des Strahls wegen der variablen Geschwindigkeitskomponente auf der elliptischen Bahn. Zuletzt kommt noch die Zykloide, die dazu führt, daß die zeitlich modulierten Interferenzmuster sich auch noch lateral auf dem Detektor bewegen.

Mit einer Sammellinse, in deren Fokus der Detektor sitzt, kann man die Strahlpräzession so wie in der Diplomarbeit [Seschek 1997] vorgeschlagen, geometrisch korrigieren. Dies ist auch ausprobiert worden. Die geometrische Korrektur führt aber dazu, daß während der Strahlpräzession die Wellenfronten mit unterschiedlichen Krümmungen am Ort des Detektors gebündelt werden, was die Interferenzbildung auch maßgeblich stört. Darüber hinaus sollte nach der Aufgabenstellung ein räumlich aufgelöster Detektor bestrahlt werden, was die Problematik noch mehr verschärft hätte.

Somit wurde die Anordnung des Weglängenmodulators mit drehbarer Linse als für die Zwecke der OCT als wenig geeignet gefunden.

13.2. Weglängenmodulator mit Periskopumlenkung

Um trotzdem die an sich recht interessante Methode des Echelette-Gitters für die Weglängenmodulation ausnutzen zu können, wurde anstelle der drehbaren Linse, die als Hauptfehlerursache im vorher beschriebenen Aufbau identifiziert wurde, eine Periskop-ähnliche Konstruktion realisiert. Diese sollte in der gleichen „Drehtrommel“ anstelle der Linse montiert werden. Anstatt den einfallenden Strahl zum Brennpunkt hin zu brechen, sollte die Periskopanordnung den Strahl dorthin senkrecht zur Drehachse *X-X'* versetzen. Dadurch

sollten die Unzulänglichkeiten der Brennpunktweite und des doppelten Strahldurchgangs vermieden werden.

Wie in Abb. 13.6 skizziert, gelangt der einfallende Strahl durch eine Aussparung in der Drehtrommel auf einen Umlenkspiegel *S2*. Der Spiegel *S2* ist um 45° gegen die einfallende Strahlrichtung geneigt. Dadurch wird der Strahl um 90° nach oben zum Punkt *a* auf dem Spiegel *S1* reflektiert. Die Spiegelfläche von *S1* ist mit *S2* parallel. Auf diese Weise wird der Strahl wieder parallel zu seiner ursprünglichen Richtung umgelenkt, hat aber entsprechend dem Abstand der beiden Spiegelflächen einen Versatz zur ursprünglichen Ausbreitungsrichtung *X-X'*.

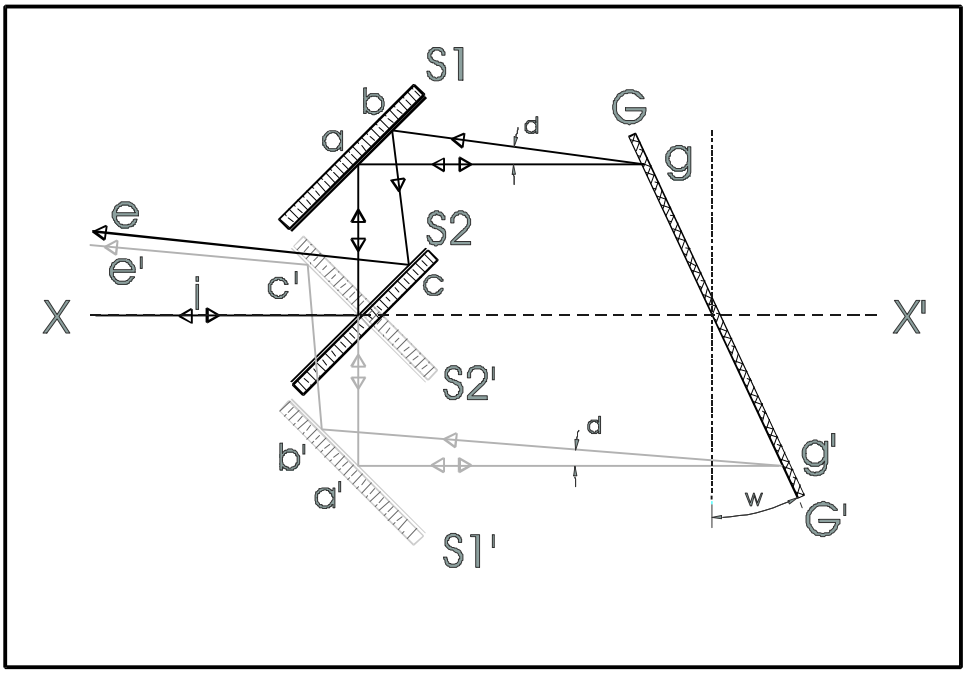

Abb. 13.6: Strahlengänge in zwei Extrempositionen der Umlenkspiegel *S1*, *S2* und *S1'*, *S2'* und für zwei Wellenlängen durch die Periskopumlenkung.

XX': Drehachse der Anordnung

GG': Gitterebene

S1, *S2* und *S1'*, *S2'*: Periskopspiegel in 180° versetzten Momentanpositionen

i: einfallende Strahlrichtung

e, *e'*: resultierende Strahlrichtungen für nicht angepaßte Wellenlängen

Für einen monochromatischen Strahl, für den die Anlage optimal justiert ist, ist der resultierende Strahl unabhängig von der Spiegelorientierung nach Verlassen der Anordnung mit der einfallenden Richtung *i* koaxial. Wegen der Winkeldispersion am Gitter verläßt ein Strahl mit einer anderen Wellenlänge die Anordnung in der Richtung *e* für die Spiegelposition *S1*, *S2* und unter *e'* für *S1'*, *S2*. Dies führt auf dem Detektor zu einer zeitabhängigen Spektralzerlegung des Referenzstrahls während der Umdrehung.

Aus dem Punkt *a* auf dem Spiegel *S1* setzt der Strahl nun sein Weg bis zum Punkt *g* auf dem Gitter *G-G'* fort. Der Neigungswinkel des Echelette- Gitters wird so eingestellt, daß für die gegebene Wellenlänge die erste Beugungsordnung in sich reflektiert wird. Somit kehrt der Strahl auf dem exakt gleichen Weg durch die Anordnung zurück.

Wird nun die Spiegelanordnung um die Achse *X-X'* gedreht, beschreibt der Strahl die Mantelfläche eines Zylinders im Raum. In Abb. 13.6 ist die Spiegelanordnung um 180°

gekippt gezeigt und mit „Apostroph“-Buchstaben gekennzeichnet. Der Weg *i – a’ – g’* und zurück ähnelt dem bereits beschriebenen, bis auf die Tatsache, daß das Gitter an der Position *g’* wegen des Neigungswinkels weiter von der Spiegelanordnung liegt. Die Projektion des Abstandes *g - g’* auf der Drehachse *X - X’* ist der maximale Weglängenhub, der dem Strahl durch die Anordnung aufgeprägt werden kann.

13.2.1. Merkmale der Periskopumlenkung

Die Bahn des Strahls auf der Gitterfläche entspricht der Schnittlinie eines Zylinders mit einer schrägen Fläche und hat somit eine elliptische Form. Aber im Vergleich zu der Drehlinsenanordnung hat der Periskopaufbau den Vorteil, daß der Strahl nicht zweimal sondern nur einmal auf das Gitter stößt. Dadurch wird die intrinsische Phasenmodulation über dem Durchmesser des Strahls nicht aufgehoben. Der als monochromatisch vorausgesetzte Strahl verläßt die Anordnung kollinear zu sich selbst und in zweifacher Weise aufmoduliert. Einerseits wird über eine unterschiedliche Laufzeit zu den Punkten *g* respektive *g’* der Strahl zeitlich verzögert, andererseits wird er intrinsisch über seinen Durchmesser in 2π–Stufen phasenmoduliert.

Voraussetzung für die richtige Funktion der Anordnung ist die genaue Justage des Gitters im Bezug auf der Drehachse *X - X’* des Systems. Die Genauigkeit der Justage schlägt sich direkt in einer Verkippung der Strahlenfronten des resultierenden Strahls nieder. Der Verkippungsgrad sollte für interferometrische Zwecke unter Berücksichtigung der Tubuslänge und der Detektorabmessung unter $5{,}9 \times 10^{-4}$ Grad (λ / 8 Verkippung) für eine Quelle von 670 nm liegen [Seschek 1997]. Eine Fehljustage führt darüber hinaus zu einer Abweichung der Kollinearität des resultierenden Strahls und somit zu einer Präzession um die Drehachse der rotierenden Anordnung.

13.2.2. Breitbandige Beleuchtung der Periskopumlenkung

Die Wellenlängenabhängigkeit des Beugungseffektes führt zur Winkeldispersion. In Abb. 13.6 –grau eingezeichnet– wird eine andere Wellenlänge eingespeist. Bis zum Punkt *g* bzw. *g’* auf dem Gitter, bleibt der Strahl mit der anderen Wellenlänge kollinear. Ab dem Punkt *g* führt die Winkeldispersion zu einem anderen Beugungswinkel. Der Strahl mit einer anderen Wellenlänge als die des justierten Strahls trifft den Spiegel *S1* diesmal in *b* und nicht mehr unter einem Winkel von exakt 45°. Weiter wird der Strahl von *S2* in *c* reflektiert und verläßt die Anordnung in der Richtung *e*, die nicht mehr mit der einfallenden Richtung *i* übereinstimmt. Dreht sich die Anordnung in die untere Position *S1’, S2’* so stimmt die Richtung des resultierenden Strahles nun nicht einmal mehr mit *e* sondern ist dazu parallel versetzt. Der Strahl mit einer anderen Wellenlänge, als die für die die Anordnung justiert wurde, beschreibt während einer Umdrehungsperiode eine Zykloide in der Ebene senkrecht zur Drehachse.

Die Winkeldispersion der Anordnung beläuft sich in der Größenordnung von 0,04° / nm. Für eine breitbandige Quelle von 20 nm sind dies 0,8° Winkelunterschied zwischen oberer und unterer Wellenlänge. In einem Abstand von 100 mm vom Gitter sind diese in einem Abstand von 1,4 mm voneinander spektral zerlegt.

Die von [Seschek 1997] vorgeschlagene Methode der Beseitigung der Winkeldispersion mit einer Sammellinse kann wegen der Zerstörung der Ebenheit der Wellenfronten hier nicht angewendet werden. Es ließe sich höchstens eine langbrennweitige Abbildung der Gitteroberfläche am Ort des Detektors herstellen. Diese würde allerdings die gleichen Probleme der

unzureichenden Tiefenschärfe bei einem über 5 mm veränderlichen Gitterabstand wie bei der Drehlinse mit sich bringen.

13.2.3. Realisierung der Periskopumlenkung

Der Aufbau mit Periskopumlenkung wurde trotzdem realisiert, um die Anordnung auch in Betrieb untersuchen zu können. Es wurde eine Laserdiode im sichtbaren Bereich bei 670 nm verwendet, um die Justage visuell verfolgen zu können. Die Laserdiode hat zwar eine größere Kohärenzlänge als die Superlumineszenzdiode, sie wurde aber unterhalb der Laserschwelle bei einer Kohärenzlänge von knapp 100 µm betrieben. Unterschwellig betrieben liefert die Laserdiode eine breitbandige, kurzkohärente Strahlung.

Bei dem Aufbau ging es hauptsächlich darum, eine prinzipielle Untersuchung der Eignung der Anordnung für interferometrische Zwecke durchzuführen. Wegen der hohen Kosten wurde auf eine Einzelfertigung des Periskop-Spiegelsystems verzichtet. Statt dessen wurde in der hauseigenen Werkstatt ein parallelipipedisches Prisma aus Plexiglas angefertigt und nach der mechanischen Bearbeitung handpoliert.

Um die optische Qualität der auf diese Weise entstandenen Ablenkeinheit zu testen, wurde das Gitter senkrecht zur Drehachse positioniert (unter dem Winkel der nullten Beugungsordnung justiert) und der dadurch zirkulierende Strahl ohne jegliche Tiefen- oder Phasenmodulation interferometrisch und durch visuelle Kontrolle untersucht. Abweichungen der Planeität des Parallelipipeds hätten über einer Umdrehungsperiode zu falschen Signalen auf dem Detektor führen sollen, oder hätten bei einer visuellen Kontrolle eine Präzession des Strahls oder eine „Vibration“ des Strahlprofils verursachen müssen. Die Überprüfung des handpolierten Parallelipipeds ergab keinerlei Anzeichen einer Abweichung der Planeität.

13.2.4. Eignungstest der Periskopumlenkung

In Abb. 13.7 ist das Photodiodensignal über eine halbe Umdrehungsperiode des nun in der ersten Beugungsordnung des Gitters justierten Aufbaus gezeigt. Während der Aufzeichnung beschreibt der zu einem engen Parallelstrahl die Hälfte der elliptischen Bahn auf dem Gitter. Auf der Bahnskizze Abb. 13.3 entspricht dies dem Weg zwischen Position *I* über *II* zu *III*. Zu bemerken ist, daß in dieser Anordnung der Strahl nur einmal bis zum Gitter hin und zurück laufen muß und nicht –wie bei der Linsenanordnung– zweimal.

Über dem zur Wellenlänge angepaßten Neigungswinkel des Gitters (24,5° bei 670 nm) ergibt sich ein optischer Wegunterschied zwischen Position *I* und *II* respektive zwischen *II* und *III* (Notation aus Abb. 13.3) von jeweils 2,2 mm für jedes Viertel der Umdrehungsperiode (90 ms).

Der Punkt *II* auf dem Gitter entspricht der Position des kürzesten optischen Weges. Aus der Position *I* in Richtung *II* kommend verkürzt sich also der optische Weg von 2,2 mm bis zur Nullposition. Aus der Nullposition *II* in Richtung *III* gehend verlängert sich die optische Weglänge des Strahls von null auf 2,2 mm.

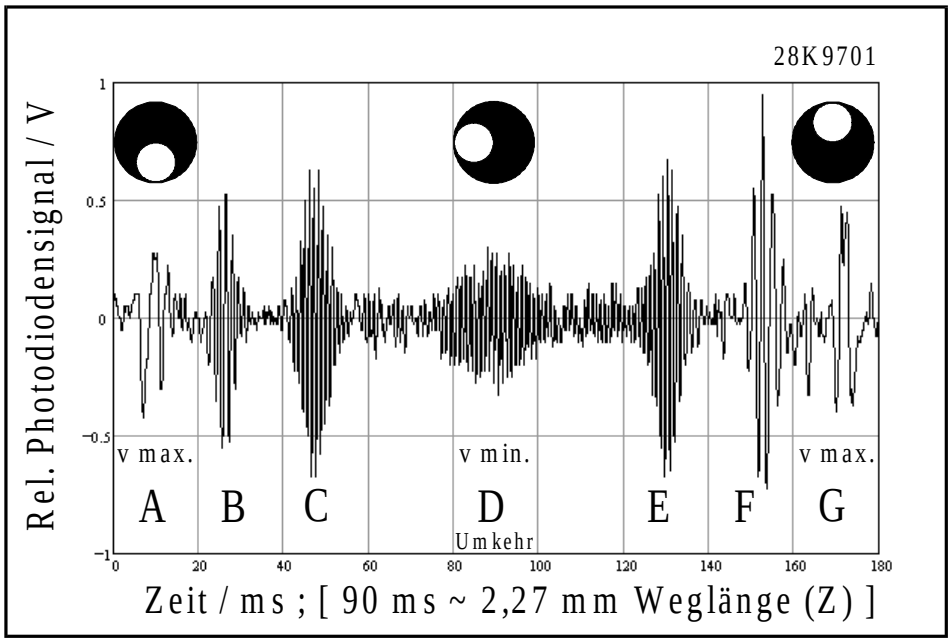

Abb. 13.7: Messungen des Seitenbandprofils einer Laserdiode. Das Objekt besteht aus einer dicken Glasplatte (eine einzige Oberfläche). Die horizontale Achse entspricht einer halben Umdrehungsperiode der Anordnung. Über den Neigungswinkel des Gitters umgerechnet entspricht dies einer Tiefenmodulation von 2,27 mm, die einmal auf dem Hinweg *A*-*D* und einmal auf dem Rückweg *D*-*G* durchfahren wird. Zu sehen ist das um den Umkehrpunkt *D* gespiegelte Seitenbandprofil der Laserdiode. Das Hauptmaximum befindet sich genau im Umkehrpunkt *D*. Die fast gleichberechtigten Seitenbänder *A*, *B* und *C* auf dem Hinweg wiederholen sich entsprechend der Tiefenmodulation in *G*, *F* und *E* auf dem Rückweg. Oben im Bild als weißer Kreis auf schwarzem Hintergrund ist die momentane Position der Periskopanordnung am Anfang, in der Mitte und am Ende der Messung angedeutet.

Das Bild zeigt die Autokorrelationsfunktion des Strahls. Sie besteht aus einer periodischen, durchmodulierten Einhüllenden mit einer Glockenform. Es handelt sich dabei um das Hauptmaximum in *D* (Modulations-Umkehr) und seiner periodischen Seitenbändern *A*, *B*, *C*, die sich in *E*, *F* und respektive *G* wiederholen.

Als erstes fällt auf, daß die Photodiodensignale unterschiedliche Frequenzen in unterschiedlichen Tiefen aufweisen. Die Frequenz ist niedriger in den Punkten *A* und *G* und höher in *C* und *E*. Dies wird von der Präzession der einzelnen Spektralkomponenten des Strahls hervorgerufen. Die spektrale Aufspaltung wird ihrerseits durch Winkeldispersion verursacht. In den Positionen mit niedrigerer Frequenz passen die Wellenfronten des Referenzstrahls besser zu denen des Objektstrahls als in den Positionen mit größerer Frequenz. Der Einfluß dieses Effektes ist der Auswirkung der zeitabhängigen Tiefenverfahrgeschwindigkeit entgegengesetzt. Demzufolge überwiegt in der Aufnahme die zykloide Winkelpräzession.

Das Hauptmaximum der Interferenz erscheint in Abb. 13.7 kürzer als erwartet. Das Hauptmaximum *D* wurde genau auf dem Umkehrpunkt justiert und wird am Anfang der Aufnahme zum Teil abgeschnitten. Die Erwartung, daß im Umkehrpunkt die Dopplerfrequenz ihr Minimum erreicht, wird von einer weiteren Störungsquelle überdeckt, die von dem Antrieb der Rotationsbewegung herrührt. Es wurde ein Schrittmotor mit 400 Vollschritten pro Umdrehung und 32 Mikroschritten pro Vollschritt bei einer Umdrehungsfrequenz von 2,7 Hz verwendet. Die Rotationsbewegung ist also nicht kontinuierlich, sondern im Rhythmus des Schrittmotors zerhackt.

Der Abstand zwischen Maxima und Seitenbändern und zwischen den Seitenbändern selbst ist nicht konstant: $A - B = 18{,}63$ ms, $B - C = 21{,}6$ ms und $C - D = 41{,}9$ ms. An dieser Stelle ist die Zeitabhängigkeit der Tiefenkomponente der Bahngeschwindigkeit auf der elliptischen Trajektorie die Ursache: die pro Zeiteinheit durchfahrene Tiefenstrecken erscheinen um den Umkehrpunkt *D* zu lang und gegen *A* oder *G* zu kurz.

Eine weitere störende Erscheinung ist die schlechte Übereinstimmung der Amplitude der Seitenbänder mit dem in einem herkömmlichen Aufbau festgestellten Zusammenhang. Die Hauptinterferenz müßte die maximale Amplitude erreichen und die Amplitude der Seitenbänder sollte exponentiell abnehmen. Dagegen sind in Abb. 13.7 die einzelnen Seitenbänder aus dem Hinweg *A*, *B* und *C* nicht mit den korrespondierenden Signalen auf dem Rückweg *G*, *F* respektive *E* vergleichbar. Die Ursache kann eine weitere Verkippung um eine räumliche Freiheitsachse sein, die die elliptische Bahnsymmetrie stört.

Ursprünglich wurde der Einsatz eines Phasengitters für die Weglängenmodulation in einem OCT-Aufbau als eine einfache, stabile, schnelle und kostengünstige Methode angesehen. Angesichts der Komplexität der Voraussetzungen, die die interferometrische Methode an dem Weglängenmodulator stellt, läßt sich sagen, daß die Methode des Phasengitters weder in der Aufbauvariante mit der Drehlinse noch in der mit der Periskopumlenkung zu diesem Zweck geeignet ist.

14. Messungen, Ergebnisse und Interpretation

Bei den tomographischen Aufnahmen, die in diesem Kapitel präsentiert werden, handelt es sich um ausgewählte Ergebnisse, die mit der OCT-Methode der flächenhaften Detektion außerhalb des Einstrahlpunktes erzielt worden sind (siehe Kapitel 7.2). Als Detektor diente der komplementäre Zeilenaufbau, der nach der Aufgabenstellung erstellt worden ist und eine Weiterentwicklung des Aufbaus mit der slow-scan-CCD-Kamera darstellt (siehe Kapitel 6).

14.1. Meßzeit

Einer der wichtigsten Parameter des neu erstellten Aufbaus mit komplementären Zeilendetektoren ist –neben der Auflösung– die Meßzeit. Die Meßzeit des Aufbaus setzt sich aus mehreren Abschnitten zusammen, die unterschiedlich verschachtelt und zum Teil überlagert sein können. Zeilenspezifisch ist die Belichtungszeit und die Periode der Signalausgabe (Auslesezeit). Bestimmt durch die Methode der Schritt-für-Schritt-Weglängenmodulation ist weiterhin die Zeit, in der die Referenzarmlänge durch eine mechanische Verschiebung zwischen zwei Messungen verändert wird. Diese setzt sich zusammen aus der tatsächlichen Fahrzeit eines Linearpositionierers mit Schrittmotorantrieb und der Relaxationszeit der mechanischen Nachschwingungen des gesamten optischen Aufbaus.

Es gibt eine ganze Reihe von Möglichkeiten, die oben erwähnten Zeiten miteinander so zu verschachteln, daß sich optimale Verhältnisse einstellen und die Messungen sowohl schnell als auch zuverlässig gemacht werden können. So ist zum Beispiel möglich, die Lesezeit mit der Belichtungs- oder Verfahrzeit zum Teil überlappen zu lassen. Die Hauptvoraussetzung dazu ist, jegliche Bewegung des Aufbaus während der Belichtungszeit zu unterbinden. Dies ist eine direkte Folge der Meßvorschrift, bei der die Beleuchtungsstärke ortsaufgelöst im Schritt-für-Schritt Verfahren bestimmt wird. Dabei wird der statische Wert der lokalen Helligkeit *absolut* gemessen und die Interferenzinformation durch eine anschließende Differenzbildung der komplementären Detektorsignale ermittelt (siehe Kapitel 6.1).

Die Lesezeit ist von der Pixelfrequenz und -anzahl abhängig. Die Zeilendetektoren können bis zu 2 MHz hohe Taktraten verarbeiten. Allerdings funktioniert die angeschlossene Elektronik nur bei 500 kHz zuverlässig. Dies bedeutet für die TSL 1301-Zeile eine Lesezeit von etwa 200 µs.

Die Belichtungszeit konnte von ursprünglich 20 ms auf 500 µs reduziert werden. Dies ist durch den Einsatz der empfindlicheren TSL 1301-Zeile und durch Verwendung einer Lichtquelle mit einer höheren Leistung gelungen. Weil die Belichtungsperiode mit der Lesezeit überlappen darf, dauert eine einzelne Messung etwa 700 µs. Ein Tiefenscan bestehend aus 1000 einzelnen Meßpunkten benötigt demzufolge nur für Belichtung und Auslesen 0,7 Sekunde.

Die Zeit, die für die Referenzarmverlängerung mit dem Schrittmotor veranschlagt wird, ergibt sich aus der Motorgeschwindigkeit und Länge der Modulationsstrecke. Es werden meistens Strecken von 3 mm verfahren, um 2 mm Objekttiefe zu erreichen (bei $n_{Obj.} \approx 1{,}5$). Der Schrittmotor könnte maximal und ohne größere Last Geschwindigkeiten von 700 µm/s erreichen. Mit der Last des darauf montierten Retroreflektors erreicht er zuverlässig eine Verfahrgeschwindigkeit von etwa 250 µm/s. Für Strecken von 3 mm Länge werden also 12 s nur für die Weglängenmodulation eines einzelnen Tiefenscans berechnet werden müssen. Daraus folgt, daß die Verfahrzeit des Schrittmotors mit 12 s die überwiegende Rolle spielt.

Die Verwendung einer stärkeren Lichtquelle, um die Belichtungszeit zu verkürzen, würde kaum die Meßzeit eines Tiefenscans reduzieren.

Nachdem sehr viele verschiedene Möglichkeiten der zeitlichen Ansteuerung getestet worden sind, hat sich gezeigt, daß, um das inhärente Systemrauschen zu reduzieren, eine Mittelung über mehrere Messungen erforderlich ist. Für eine tomographische Abbildung von 2 mm Objekttiefe haben sich somit Meßzeiten im Bereich von 30 s als *minimal notwendig* ergeben. Die relativ lange Meßzeit, die neben anderem erfolgreiche *in vivo* Messungen verhindert hat, kann nicht auf eine einzelnen Komponente des Aufbaus zurückgeführt werden. Vielmehr ist es das Schritt-für-Schritt Verfahren selbst, das prinzipiell lange Meßzeiten erfordert. Daran würde auch der Einsatz eines wesentlich schnelleren Schrittmotors oder eine stärkere Lichtquelle nichts ändern. Ein schnellerer Schrittmotor würde zwar die Bewegung selbst schneller durchführen, die Relaxationszeiten der mechanischen Nachschwingungen würden aber wegen der höheren Belastung noch länger werden. Versuche, mit dem vorhandenen Motor die Vefahrgeschwindigkeit zu erhöhen, ergaben, daß die notwendigen Relaxationszeiten dabei überproportional ansteigen. Eine noch bessere mechanische Konsolidierung des Gesamtaufbaus, würde die Möglichkeiten eines experimentellen Aufbaus bei weitem übersteigen. Abgesehen von einem konsequenten Umbau in Monomodefaser-Technik kann prinzipiell nichts unempfindlicher gegenüber Erschütterungen gemacht werden, ohne dadurch die für die Justage notwendige Freiheitsgrade zu opfern. In der Literatur [Hellmuth 1996] wird bei der Planung von OCT-Systeme sogar der Einfluß von Luftströmungen berücksichtigt.

14.2. A-Scan

A-Scan Messungen –d.h. eindimensionale Tiefenscans– stellen die Vorstufe der tomographischen Aufnahme dar. In manchen Anwendungen, wenn keine explizite Bildgebung notwendig ist, können einzelne Tiefenscanmessungen bereits die Aufgabe der punktuellen Tiefenerkundung erfüllen. Für die Inbetriebnahme eines OCT-Aufbaus und den quantitativen und qualitativen Vergleich unterschiedlicher Optimierungsmaßnahmen sind einzelne Tiefenscans sogar besser geeignet als transversal aufgelöste B-Scans.

14.2.1. Testmessungen mit rechnerischer Korrektur und Gleichrichtung

Wie im Kapitel 10.4 beschrieben, verhindert die Pixelungleichheit den direkten Einsatz der Zeilendetektoren im Schritt-für-Schritt-Meßverfahren. Es wurde daher zunächst eine Korrekturmaßnahme der Pixelungleichheit vorgesehen. Um die Wirkung einer Pixelkorrektur im Vorfeld zu testen, wurden zunächst die Zeilendifferenzen Pixel für Pixel vollständig digitalisiert und die Zeilenkorrektur rechnerisch ähnlich einer „Hintergrundkorrektur“ durchgeführt. Wegen der Geschwindigkeitsbegrenzung der digitalisierenden A/D-Wandlerkarte wurden sehr kleine Pixelfrequenzen eingestellt und die Laserquelle gepulst betrieben. Um das Verfahren mit der rechnerischen Korrektur zu testen, wurden zunächst einfache Homogenstreumodelle untersucht. Trotz der längeren Meßzeit, die im Minutenbereich lag, konnte auch eine eindimensionale Tiefenscanmessung *in vivo* an der Haut der Fingerkuppe gemacht werden.

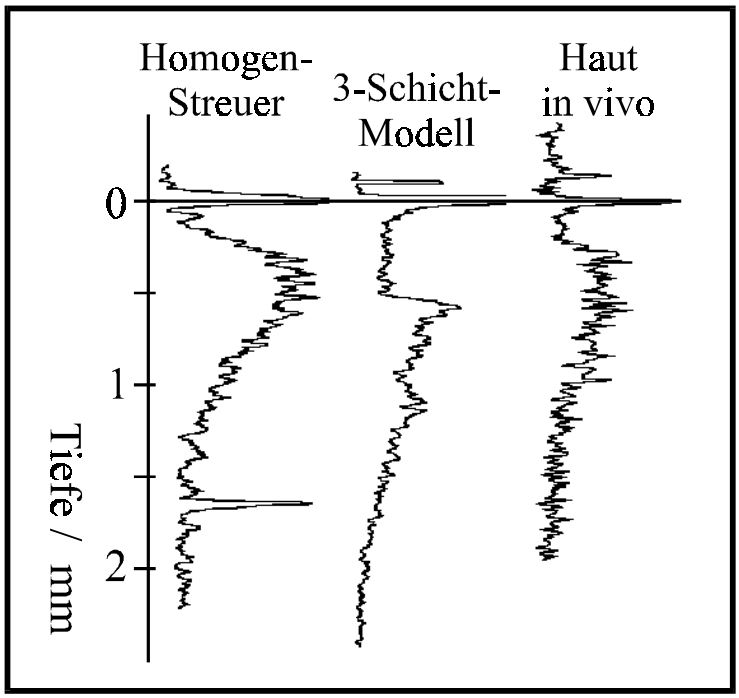

Abb. 14.1: Streusignalaufnahmen mit rechnerischer Pixelkorrektur; v.l.n.r.: Homogenstreuer, Dreischichtmodell und Humanhaut *in vivo*. Oben im Bild bei Tiefe null sind die spekulären Reflexe von der Oberfläche zu sehen. Nach unten verlaufen die typischen tiefenaufgelösten Streusignale.

In Abb. 14.1 sind von links nach rechts die Tiefenscans an einem homogen streuenden Modell, an einem Modell mit drei Schichten unterschiedlicher Streueigenschaft und an Humanhaut *in vivo* dargestellt. Die Tiefenausdehnung ist in vertikaler Richtung dargestellt. Die Signalmaxima zu Beginn der Messung markieren die Oberflächenreflexe der jeweiligen Objekte. Darunter sichtbar ist der für die flächenhaft aufgelöste OCT typische Verlauf der Streusignale in der Tiefe zu sehen. Bei der Messung des Dreischichtmodells ist der zweite und dritte Schichtübergang durch ein zunehmendes Streusignal zu erkennen.

Als eine Vorfelduntersuchung geplant, haben die in diesem Abschnitt präsentierten A-Scan Messungen mit softwaremäßige Korrektur der Pixelungleichheit die prinzipielle Funktionstauglichkeit der Methode bestätigt. Die Pixelkorrekturmethode wurde anschließend an diesem Versuch in analog-elektronischer Bauweise fest implementiert.

14.2.2. Abstand zum Einstrahlpunkt

Nach dem erfolgversprechenden Test der rechnerischen Korrektur der Pixelungleichheit wurde eine analog-elektronische Vorrichtung gebaut, die eine höhere Pixelrate beim Lesen der Zeilendetektoren ermöglicht hat. Darüber hinaus wurde die zu transferierende Datenmenge reduziert, so daß nun nicht mehr die gesamte Zeilendifferenz sondern nur ein einziger Integralwert digitalisiert werden muß (siehe Kapitel 10.4).

Eine der wichtigsten Fragen, die sich nach der Inbetriebnahme gestellt hat, war die nach dem Verhalten des Streusignals in Abhängigkeit von dem Abstand der Detektoren zum Einstrahlpunkt (siehe Kapitel 6.6.).

Als Objekt wurde ein Homogenstreuer von der Physikalisch-Technischen-Bundesanstalt (PTB-Berlin) mit wohldefinierten optischen Eigenschaften [Sukowsky 1995] verwendet:

$\mu_a < 0{,}2\ mm^{-1}$ $\mu_s = 6{,}5\ mm^{-1}$ $\mu_s' = 1{,}3\ mm^{-1}$ $g = 0{,}81$ $n = 1{,}54$

Aufgrund der Messungen, die mit der slow-scan-CCD-Kamera gemacht worden sind, wurde eine eindeutige Abnahme der Streusignale aus der Tiefe in der unmittelbaren Nachbarschaft des Einstrahlpunktes erwartet. Dieses Verhalten der Streusignalamplitude um den Einstrahlpunkt im Falle eines einfachen Homogenstreuers galt es, mit dem Zeilenaufbau zu untersuchen und mit den Ergebnissen des Kameraaufbaus zu vergleichen.

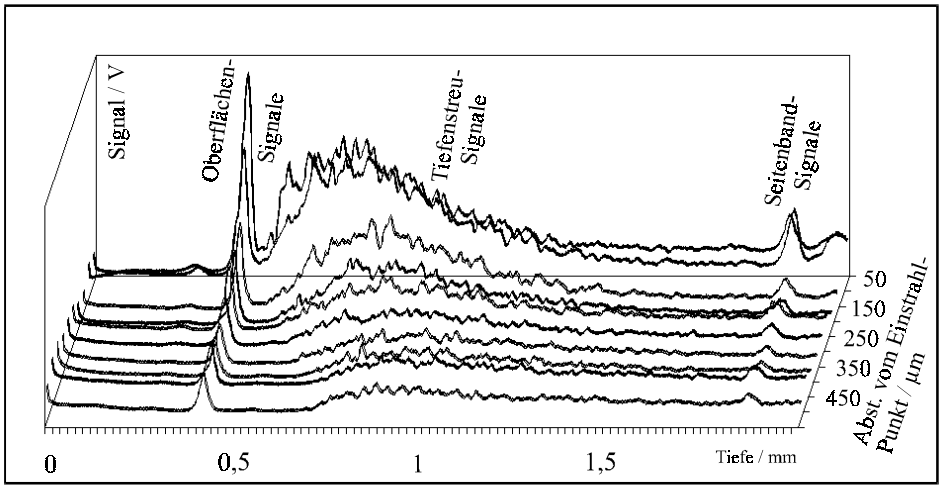

Abb. 14.2: Verteilung der Signalstärke eines Homogenstreuers in Abhängigkeit vom Abstand der Detektion zum Einstrahlpunkt. Horizontal ist die Objekttiefe aufgetragen. Einzelne Tiefenscans sind in Abhängigkeit vom Abstand der Detektion zum Einstrahlpunkt aufgetragen. Sowohl die Signale der Oberflächenreflexe als auch die der Tiefenstreuung werden mit abnehmender Entfernung zum Einstrahlpunkt größer.

In Abb. 14.2 werden 10 Messungen gezeigt, die sich nur bezüglich des Detektorabstandes zum Einstrahlpunkt unterscheiden. Im Diagramm ist die Tiefenachse z parallel zur Betrachtungsebene und deckt eine Objekttiefe von 2 mm ab. Die perspektivische Achse stellt den Abstand zum Einstrahlpunkt dar. Für die unterschiedlichen Messungen wurden diskrete Werte zwischen 50 und 450 µm eingestellt.

Eindeutig in der linken Hälfte des Diagrams zu erkennen, erscheinen die Oberflächenreflexe in einer Tiefe von $z = 0{,}45$ mm. Anschließend folgt eine signalärmere Strecke bis zum eigentlichen Streusignal. Das Signal der Tiefenstreuung fängt z.B. für die erste Messung, die im Vordergrund dargestellt und bei einem Abstand von 450 µm vom Einstrahlpunkt gemacht wurde, erst bei $z = 0{,}7$ mm Tiefe an. Mit zunehmender Nähe zum Einstrahlpunkt verkleinert sich der Abstand zwischen Oberflächenreflex und Streusignal. Die Signalamplitude des Streusignals nimmt in der Nähe des Einstrahlpunktes eindeutiger Weise zu (nach innen von der Betrachtungsebene in Abb. 14.2). Die infolge der Kamerauntersuchungen erwartete relative Abnahme der Streusignalstärke im Bezug auf dem Oberflächenreflex ist aus dem Diagramm nicht zu erkennen. Diese Abnahme des Streusignals in der Nachbarschaft des Einstrahlpunktes konnte bis jetzt nur mit der slow-scan-CCD-Kamera beobachtet werden.

Auch theoretische Betrachtungen und Monte-Carlo-Simulationen haben dieses Verhalten, das vorerst ungeklärt bleibt, nicht bestätigen können [Kienle 1996 b].

Die Messungen mit dem komplementären Detektor unterscheiden sich allerdings von den Messungen der slow-scan-CCD-Kamera in einem wichtigen Punkt. Bei der Kamera wird das gesamte Feld aller Abstände zum Einstrahlpunkt in einer einzigen Messung und zur gleichen Zeit aufgenommen. Auf diese Weise bleiben die Beleuchtungsverhältnisse für alle Abstände zum Einstrahlpunkt während der Messung unverändert. Mit dem Zeilenaufbau sind die Messungen bei unterschiedlichen Abständen zum Einstrahlpunkt hintereinander gemacht worden. Dadurch hat die Beleuchtungsstärke dem jeweiligen Abstand der Zeilendetektoren zum Einstrahlpunkt stets angepaßt werden müssen, d.h. die Lichtleistung der Quelle für Messungen weit entfernt vom Einstrahlpunkt wurde zunächst auf einen geeigneten Anfangswert eingestellt und anschließend mit der Abstandsverkleinerung entsprechend reduziert. Die relative Beleuchtungsstärke des Referenz- und Objektstrahls wurde dabei so eingestellt, daß für einen Abstand der Zeilendetektoren zum Einstrahlpunkt von 200 µm sich ein Verhältnis von 1:1 ergibt. Für größere Abstände zum Einstrahlpunkt überwiegt der Referenzstrahl, für kleinere der Objektstrahl. Ohne die zusätzliche Anpassung der Gesamtleistung der Lichtquelle wären die Messungen im größeren Abstand vom Einstrahlpunkt unterbelichtet und die in seiner unmittelbaren Nachbarschaft übersteuert gewesen. In diesem Fall hätten die Zeilenmessungen die gleichen Meßbedingungen wie die Kameraaufnahmen gehabt. Experimentell konnte dies aber mit dem komplementären Zeilendetektor wegen der Pixelkorrektur nicht umgesetzt werden. Die Pixelkorrektur ist nämlich wider Erwarten von der inkohärenten Beleuchtungsstärke und von dem Beleuchtungsprofil abhängig. Deswegen mußte die Pixelungleichheit vor jeder Messung neu korrigiert werden, was auch eine entsprechende Anpassung der Gesambeleuchtungsstärke erforderte. Dies wiederum ist notwendig gewesen, weil eine Korrektur der Pixelungleichheit aus verfahrenstechnischen Gründen nicht für jede beliebige Beleuchtungsstärke gemacht werden kann.

Für die sequentiellen Messung mit dem komplementären Detektor wurde die Anpassung der Gesamtleistung für jeden Abstand zum Einstrahlpunkt so vorgenommen, daß das inkohärente Signal der Zeilen unabhängig vom Mischverhältnis stets im gleichen Bereich liegt. Bis auf diesem Unterschied sind die Meßbedingungen mit denen des Kameraaufbaus weitgehend vergleichbar. Um die Voraussetzungen der Aufgabenstellung bezüglich der flächenhaften Detektion außerhalb des Einstrahlpunktes zu erfüllen und die Kompatibilität mit dem Kameraaufbau zu bewahren, wurde bei den im Folgenden diskutierten Messungen, der Abstand der Zeilendetektoren vom Einstrahlpunkt stets auf 300 µm eingestellt.

Die Ergebnisse aus dieser Messung, die auch an anderen Streumodellen verifiziert wurden, zeigen eine eindeutige Zunahme des Streusignals in der unmittelbaren Nachbarschaft des Beleuchtungpunktes. Die Feststellung steht im Widerspruch zu den Annahmen aus der Aufgabenstellung, die sich auf die Ergebnisse stützen, die mit dem Aufbau der slow-scan-CCD-Kamera gemacht worden sind. Leider konnte mit dem Zeilenaufbau nicht noch näher zum Einstrahlpunkt gemessen werden. Im Einstrahlpunkt selber werden die Zeilendetektoren von den starken Oberflächenreflexen der Probe übersteuert.

14.2.3. Homogenstreuerplatte

Um weitere Abbildungscharakteristika des komplementären Zeilenaufbaus zu untersuchen, wurde zunächst ein möglichst einfacher und strukturloser Streukörper ausgewählt. Es handelt sich dabei um eine Platte aus einem homogen streuenden Polyester versetzt mit

Quarzglaskügelchen (PTB-Berlin) mit einer Dicke von 1,6 mm. Die optischen Parameter des Streumodells sind wohldefiniert:

$\mu_a < 0{,}2\ mm^{-1}$ $\mu_s' = 0{,}5\ mm^{-1}$ $g = 0{,}81$ n = 1,54

Die Streuung der Polyesterplatte ist, wie anhand des reduzierten Streukoeffizienten μ_s' zu erkennen, sehr schwach. Bei der hier beschriebenen OCT-Messung ging es hauptsächlich darum, die vorderen und hinteren Oberflächenreflexe der dünnen Platte zu untersuchen und nicht etwa die schwache Volumenstreuung direkt nachzuweisen.

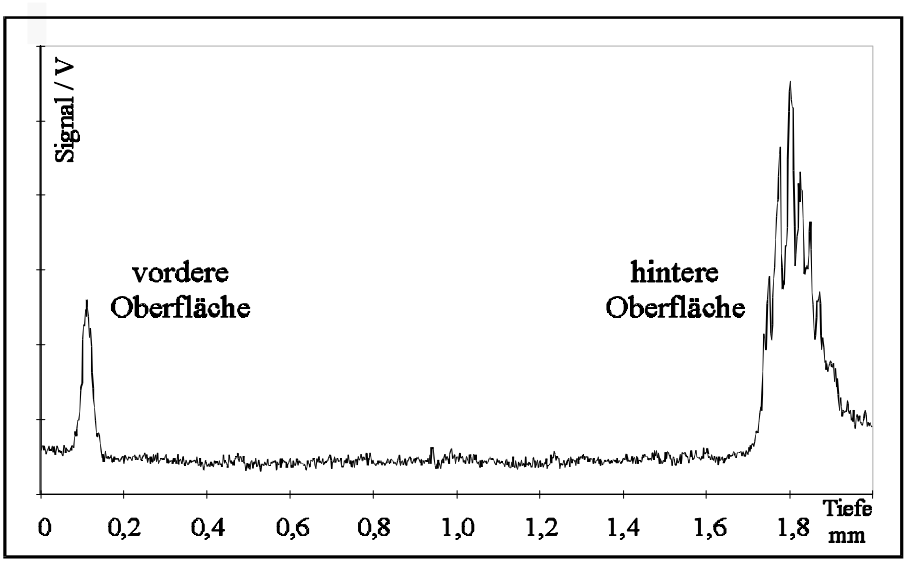

Abb. 14.3: A-Scan einer 1,6 mm dicken, schwach streuenden Platte. Links im Diagramm erscheint der vordere spekuläre Oberflächenreflex. Am rechten Rand ist der diffuse Reflex der hinteren Oberfläche der Platte zu sehen, der durch die Vorwärtsstreuung stark verbreitet erscheint. Die Volumenstreuung im Bereich zwischen den Oberflächen ist viel zu gering, um direkt nachgewiesen zu werden.

Der eindimensionale Tiefenscan (A-Scan) in Abb. 14.3 zeigt die Tiefendimension des Objektes auf der Abszisse. Das vordere Oberflächensignal ist am linken Anfang der Kurve bei etwa 0,13 mm von Beginn der Messung zu sehen. Anschließend folgt eine signalarme Strecke bis in etwa 1,7 mm Objekttiefe, wo das Reflexionssignal der hinteren Oberfläche –von der Streuung stark verbreitet– zu sehen ist.

Zwischen der Eintritts- und Austrittsoberfläche ist kein Signal über der Rauschgrenze nachweisbar. Dies ist eine direkte Folge der schwachen Streuung der Probe, die dazu führt, daß die Streusignale aus dem dünnen Material sehr klein sind und im Rauschen verschwinden. Bei einem reduzierten Streukoeffizienten μ_s' von nur $0.5\ mm^{-1}$ ist innerhalb des Materials durchschnittlich mit nur 5 Streuprozessen zu rechnen. Dies führt dazu, daß die Anzahl der Streuprozesse innerhalb des dünnen Materials nicht ausreicht, um Photonen durch vielfache Vorwärtsstreuung wieder zur Einfallsoberfläche umzulenken. Dafür werden die spekulären Reflexe der hinteren Oberfläche erkennbar, und zwar als ein diffus verbreitetes Signal.

Nähert man sich in einer Fortsetzung dieses Experiments mit der Detektion dem Einstrahlpunkt, so nimmt in Abb. 14.3 die Signalamplitude der vorderen und hinteren spekulären Reflexionen ähnlich wie bei der Messung in Abb. 14.2 zu. Dabei wird bei der Homogenstreuerplatte das Signal der hinteren Oberfläche sowohl höher als auch steiler und

die Signalbreite wird mit abnehmender Entfernung vom Einstrahlpunkt der Breite des vorderen Oberflächensignals immer ähnlicher. Die Breite des vorderen Oberflächensignals ist direkt von der Kohärenzlänge der verwendeten Lichtquelle abhängig. Die Verbreiterung des hinteren Oberflächensignals im Vergleich zum vorderen wird von der Volumenstreuung verursacht.

Das untersuchte Modell ist ein Extrembeispiel eines sehr schwach streuenden Materials. Bei einem solchen Material wird die Methode der flächenhaft aufgelösten OCT durch die fehlende Vielfachstreuung stark benachteiligt. Die einzigen möglichen Bahnen, die die flächenhaft aufgelöste OCT in diesem Fall verwerten kann, sind quasi dreieckige Bahnen, die in der Tiefe ihren Apex an Schichtgrenzen haben. Für solche schwach streuenden Materialien ist die Standard-OCT mit koaxialer Beleuchtung und Detektion in jedem Fall der flächenhaften Detektionsmethode überlegen.

14.2.4. Pappe auf Homogenstreuer

Einen weiterer Streukörper mit extremen Streueigenschaften wurde bei folgender Messung eingesetzt. Es handelt sich dabei um ein 520 µm dickes Stück Pappe, das auf einen PTB-Homogenstreuer aufgeklebt wurde. Die optischen Eigenschaften des Homogenstreuers sind die selben wie im Kapitel 14.2.2. Die optischen Eigenschaften der Pappe sind weitgehend unbekannt. Es wird aber davon ausgegangen, daß die Streukoeffizienten der Pappe viel größer als die des Homogenstreuers sind.

Ziel der Messung war, zu untersuchen inwiefern komplexere Streuobjekte durch die Methode der flächenhaft aufgelösten OCT bezüglich ihrer inneren Struktur charakterisiert werden können. Der Kernpunkt der Interesse galt dem Verhalten der Streusignale in Tiefengebiete jenseits des verursachenden Volumenstreuers. Die Frage hat sich zunächst bei der Untersuchung räumlich begrenzter Volumenstreuer wie die Homogenstreuplatte und das Dreischichtmodell gestellt.

Zu diesem Zweck wurde zunächst ein Stück Pappe direkt auf die glatte Oberfläche eines PTB-Homogenstreuers geklebt und drei Messungen bis in eine Objekttiefe[*] von 2 mm gemacht. Diese drei Messungen sind von der grauen Kurvenschar *I* in Abb. 14.4 dargestellt. Wegen der guten Übereinstimmung der drei konsekutiven Tiefenscans wurden die Messungen übereinander gezeichnet. Eine Tiefpaßfilterung glättet das Speckleraushen und hebt die wesentliche Strukturinformation im Diagramm hervor. Die geglättete Kurve ist ebenfalls grau aber mit einer dickeren Linie eingezeichnet. Deutlich zu sehen ist bei etwa 0,15 mm nach dem Anfang des Tiefenscans der starke Oberflächenreflex. Anschließend folgt eine signalärmere Strecke bis in eine Tiefe von etwa 0,5 mm, die für eine bessere Orientierung mit der Marke *A* gekennzeichnet wurde. Ab hier entfaltet sich das typische Streusignal aus der Pappe. Jenseits der Marke *A* erreicht das Streusignal sein Maximum und setzt über ein lokales Minimum an der Marke *B* seinen abfallenden Verlauf fort. An der Marke *B* befindet sich der Übergang zwischen Pappe und PTB-Homogenstreuer. Das Minimum ist so schwach ausgeprägt, daß es kaum auffällt. Für noch tiefere Gebiete innerhalb des Homogenstreuers verläuft das Streusignal weiterhin abfallend bis zum Ende der Messung in 2 mm Objekttiefe.

[*] Bei der Angabe der Objekttiefe wurde die Brechzahl n = 1,54 des PTB-Homogenstreuers berücksichtigt.

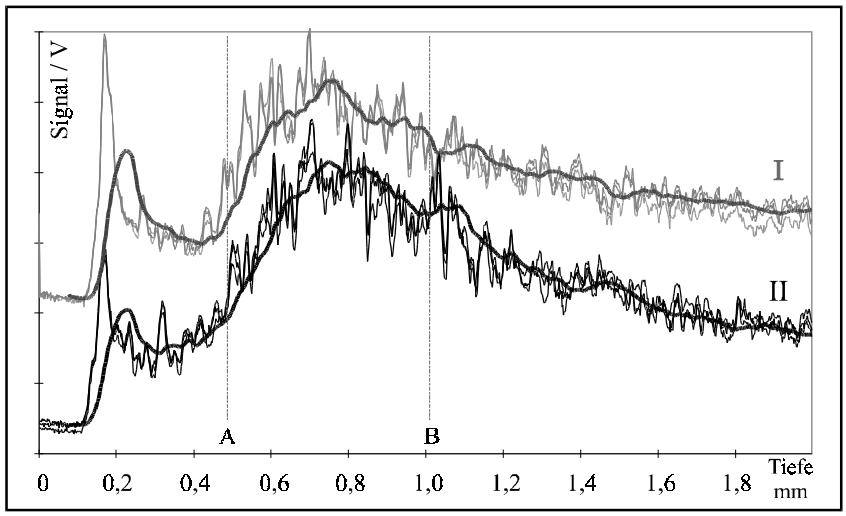

Abb. 14.4: A-Scan einer 520 µm dicken Pappe, aufgeklebt auf einen Homogenstreuer. Die Kurvenschar *I* zeigt die Pappe unmittelbar auf dem Homogenstreuer. Sie entspricht einer Kontrollaufnahme der frei hängenden Pappe mit Luftabschluß auf der Rückseite. Die Kurvenschar *II* stellt die gleiche Konfiguration dar mit einer dicken, undurchsichtigen Aluminiumfolie zwischen Pappe und Homogenstreuer. Die Marke A kennzeichnet das einsetzende Streusignal aus der Pappe. Davor ist das Oberflächensignal der Probe als ausgeprägter Peak zu sehen. Das Oberflächensignal der Aluminiumfolie hingegen ist in der Tiefe der Marke *B* nur schwach zu erkennen. Einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Objektstruktur und Streusignal ist nicht ersichtlich.

Aus der Analyse des Tiefenscans *I* kann sehr wenig Information über die Tiefenausdehnung der im Vergleich zum Homogenstreuer stärker streuenden Pappe gewonnen werden. Darüber hinaus haben Vergleichsmessungen einer frei hängenden Pappe mit Luftabschluß anstatt Homogenstreuer dahinter, bis auf einem noch schwächer ausgeprägten Minimum bei *B* einen fast unveränderten Tiefenverlauf gezeigt. Um die Einflüsse der beiden Streukörper (Pappe und PTB-Homogenstreuer) getrennt untersuchen zu können wurde an dem Übergang zwischen Pappe und PTB-Homogenstreuer eine dicke, undurchsichtige Aluminiumfolie eingefügt. Die Aluminiumfolie verhindert physikalisch, daß Photonen größere „Tiefen“ als die Marke *B* erreichen und verursacht zudem eine starke spekuläre Reflexion.

Die Messung „Pappe auf Aluminium“ ist ebenfalls im Diagramm Abb. 14.4 dargestellt, diesmal mit schwarze Linien eingetragen und mit *II* gekennzeichnet. Bis zur Marke *B* zeigen die Messungen *II* einen der Kurvenschar *I* ähnlichen Verlauf. Nach der Marke *B*, in der Tiefe wo die Aluminiumoberfläche lokalisiert ist, ist ein stärkeres Interferenzsignal zu beobachten. Anschließend verläuft die Kurvenschar *II* bis zum Ende der Messung eindeutig steiler abfallend als die Messung *I*. Der steilere Abfall ist auf das Fehlen der parabolischen Photonenbahnen mit Apex jenseits der Marke *B* zurückzuführen. Das aber trotzdem ein erhebliches Signal aus physikalisch unzugänglichen Tiefen nachgewiesen wird, erinnert daran, daß die Methode der flächenhaft aufgelösten OCT nicht tiefen- sondern bahnlängenselektiv funktioniert. Die Methode kann nicht zwischen Photonen unterscheiden, die aufgrund der Mehrfachstreuung sich in oberflächlicheren Gebieten länger aufhalten und solchen, die infolge weniger Streuprozesse größere Tiefen erreichen.

Am Anfang der beiden Messungen ist ein weiteres Merkmal des OCT-Aufbaus mit komplementären Zeilendetektoren zu beobachten. Das eigentliche Signal der Vielfachstreuung beginnt erst bei der Marke *A*. Die Signale davor –einschließlich des Oberflächen-

signals– werden von ballistischen und schwach gestreuten Photonen verursacht, die aus dem endlich steilen Strahlprofil der Objektbeleuchtung stammen. Der Einstrahlfleck wurde mit einer Strahlprofilmeßkamera aufgenommen und weist eine Halbwertsbreite von etwa 50 µm auf. Die Ausläufer des Strahlprofils gehen aber weit darüber hinaus. Die Detektion ist empfindlich genug, um die Reflexe und die Rückwärtsstreuung dieser diffusen Beleuchtung am und im Objekt noch nachweisen zu können. Dadurch überlagert sich das tomographische Bild der Vielfachstreuung mit der eher ballistisch und schwach gestreuten Komponente der direkten Bestrahlung. Dieser Effekt könnte durch eine Raumfilterung der einfallenden Laserstrahlung verringert werden. Dadurch würde aber dringend benötigte Strahlleistung verloren gehen.

Die Ergebnisse der eindimensionalen, tiefenaufgelösten Aufnahmen (A–Scan) lassen erkennen, daß die Methode der flächenhaft aufgelösten OCT nicht für die Abbildung schwach streuender Strukturen geeignet ist, wenn diese unterhalb von stärker streuenden Schichten lokalisiert sind. Weil die OCT-Methode der flächenhaften Detektion nicht tiefen- sondern weglängenselektiv funktioniert, ist eine eindeutige Zuordnung der Photonenbahnlängen zu einer tatsächlich erreichten Tiefe im Objekt nicht immer möglich.

14.3. B-Scan

14.3.1. Dreischicht Modell

Ein umgekehrtes Beispiel im Vergleich zur vorherigen Messung zeigt die nun tomographisch aufgelöste Aufnahme (B-Scan) eines Dreischichtmodells. War im vorherigen Beispiel die Pappe stärker streuend als der PTB-Homogenstreuer dahinter, so sind die Verhältnisse im Falle des Dreischichtmodells umgekehrt.

Bei dem Dreischichtmodell handelt es sich um einen Streukörper, hergestellt von der PTB-Berlin, bestehend aus drei Schichten mit unterschiedlichen Streueigenschaften. Die Schichten sind jeweils 0,5 mm dick und sind so angeordnet, daß die am schwächsten streuende Schicht oben liegt (μ_s‘ = 0,47 mm^{-1}). Darunter folgt eine stärker streuende Schicht (μ_s‘ = 1,75 mm^{-1}) und ganz unten befindet sich die am stärksten streuende Schicht (μ_s‘ = 3,18 mm^{-1}).

Das Bild Abb. 14.5 zeigt links die tomographische Abbildung (B-Scan) und rechts das tiefenaufgelöste Signal (A-Scan) des Dreischichtmodells. Die Tiefenausdehnung des Modells ist im Bild von oben nach unten dargestellt und umfaßt 2 mm Objekttiefe (n_{Obj} = 1,54), aufgenommen mit einer Schrittweite von 3 µm. Die horizontale Ausdehnung des tomographischen Bildes repräsentiert die laterale Dimension des Objektes und beträgt 1 mm, aufgenommen mit einer Schrittweite von 100 µm. Die tomographische Darstellung besteht aus 10×4000 Bildpunkten (Breite $\times$ Tiefe). Jeder Bildpunkt ist das Ergebnis einer Mittelung über 8 Messungen. Die Mittelung ist dringend notwendig gewesen, um das systembedingte Rauschen zu reduzieren. Die Gesamtzeit für eine solche Messung betrug etwa 5 Minuten.

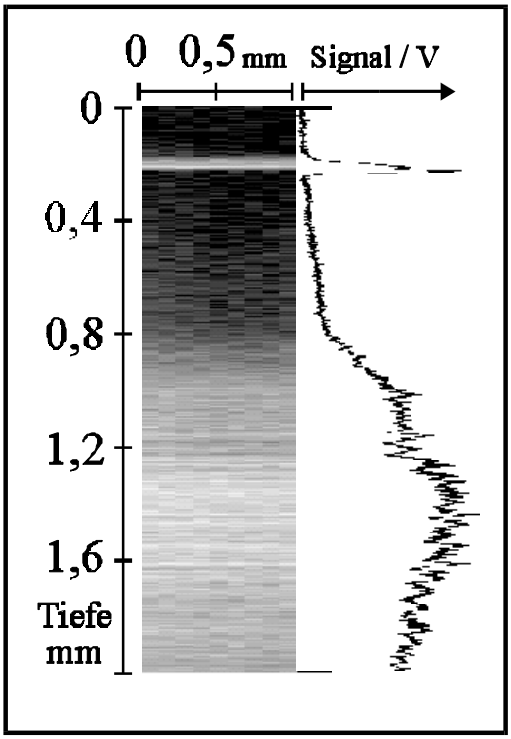

Abb. 14.5: Paralleldarstellung eines A- und B-Scans eines Dreischichtmodells. Die Grauwertverteilung links im Bild entspricht dem B-Scan eines vollständigen Tomograms des Objektes. Die Grauwertkodierung läßt die spekulären Reflexe der Objektoberfläche als dünnen, hellen Streifen erscheinen. Unter dem Oberflächenreflex ist die einsetzende Tiefenstreuung zu erkennen. In der rechten Bildhälfte ist der A-Scan, der die Objektstruktur besser wiedergibt. Man erkennt die einzelnen drei unterschiedlich streuenden Schichten besser als links in dem zugehörigen B-Scan.

Das tiefenaufgelöste Signal (A-Scan: rechts in Abb. 14.5) hat in diesem Fall wegen der Objektsymmetrie eine größere Aussagekraft als die tomographische Abbildung des Dreischichtmodells (B-Scan: links im Bild). In einer Tiefe von 0,2 mm nach dem Anfang der Messung (oben im Bild Abb. 14.5) ist das ballistische Signal der Objektoberfläche deutlich zu sehen. Danach kommt eine signalarme Region gefolgt von den schwachen Streusignalen der ersten Schicht. Die zweite Schicht ist durch einen deutlichen Anstieg des Streusignals gekennzeichnet. Der Übergang zur dritten, am stärksten streuenden Schicht ist sehr schwach ausgeprägt. Anschließend setzen sich die Signale leicht abfallend auch jenseits der dritten Streuschicht bis in Tiefen von über 2 mm fort. Das Fehlen eines Austrittsoberflächenreflexes läßt sich dadurch erklären, daß hinter der dritten Streuschicht ein ausgedehntes, transparentes Polyestervolumen mit dem gleichen Brechungsindex aber ohne Streuung den reflexlosen Abschluß schafft.

Die Abbildung von Streuvolumina, die von schwächer streuenden Schichten überdeckt werden, gelingt mit der OCT-Methode mit flächenhafter Detektion ansatzweise besser als der umgekehrte Fall, wenn die stärker streuende Schicht oben liegt. Aus der Beurteilung der Information eines A-Scans resultiert aber, daß eine eindeutige und präzise Zuordnung der Lage der einzelnen, unterschiedlich streuenden Schichten in der Tiefe mit dieser Methode nur bedingt möglich ist. Mit dem komplementären Zeilendetektor ist der ortsaufgelöste Nachweis von Streusignalen in 2 mm Tiefe[*] aus einem Streuvolumen mit $\mu_s' = 3{,}18\ mm^{-1}$ gelungen.

[*] Die Bezeichnung „Tiefe“ stimmt insofern nicht, als daß die angewendete Methode der flächenhaft aufgelösten OCT nicht tiefen- sondern bahnlängenselektiv wirkt.

14.3.2. Teflonkeil

Für die Einschätzung der maximal auswertbaren Tiefe mit den komplementären Zeilendetektoren wurde ein Keil aus Teflon hergestellt und tomographisch abgebildet. Die Dicke des Keils variiert mit einer Steigung von 84 µm/mm (4,8°) von 200 µm bis zu 2,8 mm. Die optischen Parameter von Teflon wurden aus der Literatur entnommen [Kienle 1996 a]: $\mu_s' = 2{,}4\ mm^{-1}$ und $\mu_a = 10^{-3}\ mm^{-1}$. Im Vergleich zum Dreischichtmodell entspricht die Streuung von Teflon grob dem Mittelwert zwischen der zweiten und dritten Schicht. Der reduzierte Streukoeffizient des Teflonkeils liegt durchaus in der Größenordnung der Haut. Einzig der Anisotropiefaktor konnte nicht genau bestimmt werden.

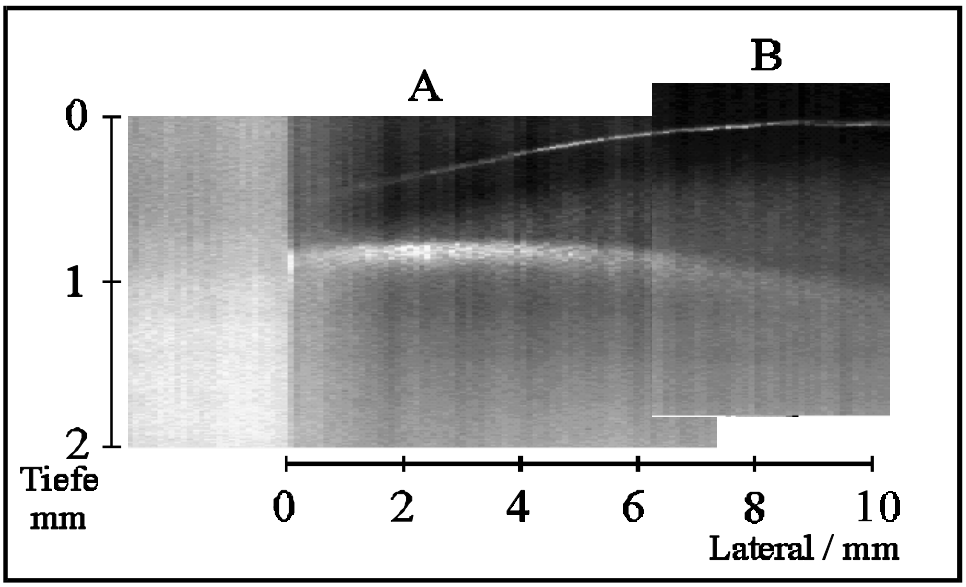

Abb. 14.6: Bestimmung der Tiefenreichweite an einem Teflonkeil. Vertikal im Bild ist die Objekttiefe und horizontal die laterale Ausdehnung des Objektes dargestellt. Die Dicke des Keils variiert mit einer Steigung von 84 µm/mm (4,8°) von 200 µm bis zu 2,8 mm. Im oberen Teil des Bildes ist die vordere Oberfläche des Objektes durchgehend als dünne Linie zu erkennen. Die hintere Oberfläche des Objektes ist gut als diffus verbreitetes Oberflächensignal zu erkennen (linke Bildhälfte) und verliert sich allmählich im Rauschen ab einer Tiefe von 1 mm (rechte Bildhälfte). Das Bild wurde aus Speicherplatzgründen aus zwei Messungen *A* und *B* zusammengesetzt. Vor dem lateralen Nullpunkt –links vor der Anfangskante des Keils– ist ein Bereich ohne Signal für Zwecke der Kalibration und Rauschuntersuchung mit aufgenommen.

Die tomographische Aufnahme des Teflonkeils wird in Abb. 14.6 dargestellt. Es handelt sich dabei um eine zusammengesetzte Aufnahme, bestehend aus zwei sich lateral ergänzenden Messungen *A* und *B*. Am linken Anfang der Messung bis zur dünnsten Kante des Teflonkeils ist ein homogener Bereich zu erkennen. Die Messung wurde absichtlich vor der Kante des Keils angefangen, um das Systemrauschen und die Drift der Referenzarmhelligkeit in Abwesenheit des Objektstrahls beurteilen zu können. Dies hat auch die Stückelung der Aufnahme in die beide Teile *A* und *B* wegen dem begrenzten Speicherplatz notwendig gemacht.

Durch die Bearbeitung des Teflonkeils sind Materialspannungen aufgetreten, die im dünnsten Teil des Objektes zu einer Verformung geführt haben. Aus diesem Grund erscheinen in der tomographischen Aufnahme die Keiloberflächen gekrümmt. Diese Tatsache ist also kein Abbildungsartefakt, sondern spiegelt die tatsächliche Geometrie des Objektes wider.

Die Abszisse der Aufnahme entspricht der lateralen Ausdehnung des Teflonkeils und die Ordinate repräsentiert die Objekttiefe. Abgebildet wurden 10 mm in lateraler Richtung *x* und 2 mm Objekttiefe *z*. Die Schrittweite beträgt 100 µm lateral und 2 µm in der Tiefe. Die Aufnahme *A* ($B \times T = 100 \times 1000$ Bildpunkte) hat etwa 40 Minuten, die Aufnahme *B* (40×1000) etwas länger als 15 Minuten gedauert. Jeder Bildpunkt ist die Summe einer inkohärenten Mittelwertbildung über 32 aufeinanderfolgende Messungen. Diese Messungen sind nicht in der gleichen Tiefe gemacht worden, sondern zwischen zwei aufeinanderfolgende Messungen wurde die Referenzarmlänge stets um 94 nm verändert. Dies entspricht drei Mikroschritten des Schrittmotors ($3 \times 1/32$ µm).

Dieses zeitintensive Verfahren der Weglängenmodulation hat sich als die ruhigste Alternative aller ausprobierten Varianten herausgestellt. Durch die inkohärente Mittelwertbildung wird nicht nur das systemeigene Rauschen reduziert, es findet auch eine statistische Glättung des störenden Speckleauschens statt [Schmitt 1999]. Daher erscheinen die auf diese Art und Weise aufgenommenen tomographischen Bilder viel ruhiger als Vergleichsbilder mit der gleichen Anzahl an Mittelungen aber ohne Weglängenmodulation dazwischen. Reduziert man die Anzahl der Mittelungen unter 8 pro Bildpunkt und macht man größere Schritte zwischen aufeinanderfolgende Tiefenmessungen, so reduziert sich die Bildqualität erheblich.

In der tomographischen Aufnahme des Teflonkeils ist im oberen Bereich des Bildes Abb. 14.6 der spekuläre Reflex der Oberfläche als dünne Linie eindeutig zu identifizieren. Darunter befindet sich ein signalarmes Gebiet gefolgt von den Signalen der Tiefenstreuung. Anschließend ist die hintere Oberfläche des Keils als breiterer, weißer Streifen sichtbar. Die Signale der hinteren Oberfläche können deutlich bis in einen lateralen Abstand von 8 bis 9 mm von der Kante des Teflonkeils verfolgt werden. In diesem Abstand von der Kante beträgt die Materialstärke 900 bis 1000 µm. Dies ist gleichzeitig die maximale Detektionstiefe der OCT-Methode mit flächenhaften Detektion in einem Streukörper mit $\mu_s' = 2{,}4\ \text{mm}^{-1}$ und $\mu_a = 10^{-3}\ \text{mm}^{-1}$.

Durch die tomographische Abbildung eines Teflonkeils wurde die maximal erreichbare Abbildungstiefe der Methode für homogene optische Parameter bestimmt. Anhand der gleichen tomographischen Aufnahme wurden Meßparameter eingestellt, die den höchsten Rauschabstand und die beste bildgebende Qualität liefern. Durch eine inkohärente Mittelwertbildung über mehrere unabhängige Meßpunkte konnte das Speckleauschen reduziert werden. Durch eine sehr fein gerastete Tiefenschrittweite sind mechanische Erschütterungen während der Aufnahme vermieden worden. Allerdings ist das Verfahren durch Verwendung dieser Meßparameter sehr zeitintensiv geworden.

14.3.3. Homogenstreuer mit Bleistiftminen

Nach den tomographischen Aufnahmen von einigen homogenen Streuer wurde ein weiteres Streumodell verwendet, um die bildgebenden Eigenschaften des Aufbaus mit komplementären Zeilendetektoren zu charakterisieren. Es handelt sich dabei um eine Bleistiftmine mit einem Durchmesser von 700 µm, die in einem homogen streuenden Material eingebettet ist. Das Material besteht aus Polyesterharz und dessen streuende Eigenschaft wird von homogen verteilten Quarzkügelchen wohl definiert:

$\mu_a < 0{,}2\ \text{mm}^{-1}$ $\mu_s = 6{,}5\ \text{mm}^{-1}$ $\mu_s' = 1{,}3\ \text{mm}^{-1}$ $g = 0{,}81$ $n = 1{,}54$

In Abb. 14.7 sind zwei tomographischen Aufnahmen *A* und *B* des gleichen Objektes mit unterschiedlichen Aufnahmeparameter gezeigt. Der Unterschied zwischen beide Aufnahmen

ist das Mischverhältnis des Referenz- und Objektstrahls am Ort des Detektors. Das Mischverhältnis wurde durch eine zusätzliche Dämpfung der Beleuchtungsstärke im Referenzarm eingestellt. Eine entsprechende Anpassung der Laserleistung stellt den ursprünglichen Gesamtbeleuchtungszustand der Detektoren wieder her.

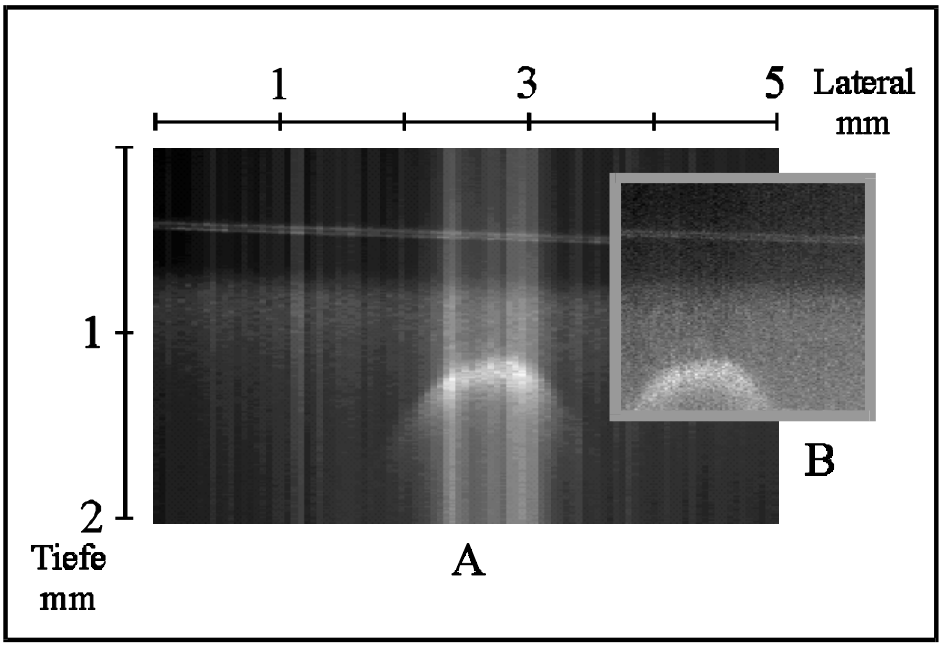

Abb. 14.7: Zwei tomographische Abbildungen (B-Scans) *A* und *B* des gleichen Objektes aufgenommen mit unterschiedlichen Parametern. Das Objekt stellt einen Homogenstreuer mit einer eingebetteten Bleistiftmine (ϕ = 0,7 mm Durchmesser, 0,5 mm tief) dar. Oben im OCT-Bild sieht man das schräg von links nach rechts verlaufende Oberflächensignal, darunter ein signalärmeres Gebiet und anschließend das einsetzende Tiefenstreusignal. In der Mitte des OCT-Bildes sieht man als weißen Halbkreis das starke Oberflächensignal der Bleistiftmine. Im Bild *A* ist das Helligkeitsverhältnis Referenz- zu Objektstrahl auf 1:1 durch Abschwächung des Referenzstrahls eingestellt. Im Bild *B* ist die Referenzabschwächung mit 13 dB (Faktor 20) reduziert worden. Die vertikalen Streifen aus Bild *A* sind auf der Variation der inkohärenten Objekthelligkeit zurückzuführen. Im Bild *B* sind die vertikalen Bildstörungen wegen der reduzierten Objektarmhelligkeit verschwunden.

Beide tomographische Aufnahmen *A* und *B* der Bleistiftmine lassen sich –abgesehen von den vertikalen Bildstörungen– wie folgt interpretieren. In einem Abstand von etwa 0,4 mm vom Bildanfang ist der spekuläre Reflex der Streukörperoberfläche zu sehen. Darunter folgt der signalärmere Bereich bis zum Photonenhorizont* der Vielfachstreuung. Die Vielfachstreusignale sind als helle, breite, diffus ausgeprägte horizontale Streifen deutlich zu sehen. In der Mitte des Bildes *A*, an der Stelle wo die Bildstörungen am heftigsten sind, ist der diffuse Oberflächenreflex der glatten Bleistiftmine als eine helle, hufeisenförmige Wolke mit einer Breite von fast 150 µm zu erkennen.

Noch weiter unterhalb des hufeisenförmigen Reflexes sollte ein signalarmer Bereich folgen, denn aus dem Inneren der Bleistiftmine ist kein Signal zu erwarten. Der signalarme Bereich ist aufgrund der Bildstörungen im Bild *A* und des schwachen Kontrastes im Bild *B* nicht nachweisbar. Ansonsten lassen sich die Oberflächenreflexe der Bleistiftmine auf einer Strecke von 450 µm in die Tiefe verfolgen. Die Oberflächensignale der Mine geben die Form der Bleistiftmine nicht eindeutig wieder und sind etwas tiefer lokalisiert im Vergleich zur

* siehe Kapitel 6.4

tatsächlichen Position der Bleistiftmine. Die Verzerrung der Tiefenperspektive kann durch eine elliptische Bahnkorrektur der Fermatschen Photonenpfade für Streuobjekte mit einfachen, symmetrischen und deutlich abgegrenzten Diskontinuitäten korrigiert werden [Seschek 1997].

Für jede tomographische Untersuchung muß die Beleuchtungsstärke des Referenzarmes stets durch eine Abschwächung des Referenzstrahls an die inkohärente Reflektanz des Objektes angepaßt werden. Dies ist eine Notwendigkeit, die sich aus dem reduzierten dynamischen Bereich der Zeilendetektoren und der statischen Schritt-für-Schritt-Auswertungsverfahren ergibt (siehe Kapitel 6.4). Durch die Variation des Mischverhältnisses der Beleuchtungsstärken von Referenz- und Objektstrahl wurde bei dieser Messung versucht, dessen Einfluß auf die Bildqualität zu untersuchen und die diesbezüglich optimale Einstellung zu finden.

Das Teil-Bild *A* in Abb. 14.7 ist mit einer Dämpfung von 20 dB im Referenzarm entstanden. Durch die Abschwächung des Referenzstrahls werden die inkohärenten Beleuchtungsstärken des Objekt- und Referenzstrahls am Ort der Zeilendetektoren gleich. Durch die Einstellung eines Verhältnisses von 1:1 zwischen der Helligkeit des Referenz- und Objektstrahls wird stets der maximale Modulationsgrad der Interferenzsignale und somit der beste Rauschabstand erreicht [Brunner 1996]. Das Teil-Bild *B* ist mit einer Dämpfung von nur 7 dB im Referenzarm aufgenommen worden (13 dB weniger Dämpfung als in *A*: Faktor 20). Dabei wurde die Gesamtleistung der Laserquelle vermindert, bis die Aussteuerung der Zeilendetektoren die gleiche Lichtantwort wie in *A* hervorgerufen hat. Durch die Herabsetzung des Dämpfungsfaktors wurde bei der Messung *B* zwischen Referenz- und Objektstrahl ein Helligkeitsverhältnis von 20:1 eingestellt.

Der Bildvergleich zeigt in *A* einen stärkeren Bildkontrast als in *B*. Allerdings treten in *A* Störungen in Form von vertikalen Bildstreifen auf, die in *B* dagegen nicht vorhanden sind. Die Ursache der vertikalen Störungen im Bild *A* wurde durch weitere Vergleichsmessungen eindeutig auf die Variation der inkohärenten Reflektanz des Objektes während des transversalen Scans zurückgeführt. Dies verdeutlicht einen Schwachpunkt der komplementären Detektion. Die Tatsache, daß in *B* keine Streifen zu sehen sind, ist auf das veränderte Mischverhältnis zwischen der inkohärenten Objekt- und Referenzarmhelligkeit zurückzuführen. In *B* überwiegt der Referenzstrahl mit 13 dB, was dazu führt, daß eine inkohärente Veränderung der schwächeren Objektarmhelligkeit nicht so stark die komplementäre Detektion stört, als es in *A* der Fall ist. Eindeutig zu beobachten ist, daß die Bildstörungen mit der lateralen Position der Bleistiftmine übereinstimmen. Dies steht in einem direkten Zusammenhang mit der veränderten inkohärenten Reflektanz der Probe unmittelbar über der Bleistiftmine im Vergleich zum übrigen Homogenstreuer. Die Bildstörungen abseits der Bleistiftmine werden durch Unregelmäßigkeiten der Objektoberfläche verursacht und sind nicht so stark ausgeprägt.

Diese Fehlfunktion wurde im Kapitel (siehe Kapitel 10.4) als „AM-Durchbruch“ identifiziert und ausführlich geschildert. Sie beruht auf einer Asymmetrie der gesamten komplementären Detektionskette und wirkt sich nicht nur durch die Erzeugung von Bildstörungen aus, sondern verhindert auch eine optimale Signaldemodulation. Dies führt zu Signalverlust und impliziert dadurch eine Verminderung des Rauschabstandes. Sind die Bildstörungen klein und wirken sie sich auf das Nutzsignal linear aus, können sie nachträglich durch eine Korrektur des Gleichspannungspegels einzelner Bildstreifen und durch eine Normierung auf einem homogenen Bereich teilweise behoben werden. Die Wirkung eines solchen Korrekturalgorithmus wird im nächsten Abschnitt präsentiert.

Anhand der tomographischen Abbildung einer Bleistiftmine mit 700 µm Durchmesser in 500 µm Tiefe wurde das Abbildungsvermögen des komplementären Zeilendetektors untersucht. Dabei wurde durch Veränderung des Mischverhältnisses zwischen der Beleuchtungsstärke des Objekt- und Referenzstrahls eine schwer behebbare Fehlfunktion der komplementären Zeilendetektion aufgedeckt, die zu Bildstörungen und Signalverlust führt.

14.3.4. Homogenstreuer mit farbstoffgefüllten Bohrungen

Im vorherigen Kapitel wurde die tomographische Abbildung einer Bleistiftmine, die in einem Homogenstreuer eingebettet ist, diskutiert. Dabei prägte der Oberflächenreflex das Aussehen des tomographischen Bildes derart, daß die beabsichtigte Wirkung der Bleistiftmine als Absorber im Hintergrund geraten ist und nebensächlich erscheint. Deswegen wurde ein Modell bestehend aus dem gleichen Streumaterial aber mit einer farbstoffgefüllten Bohrung von 2 mm Durchmesser untersucht. Der Farbstoff beruht auf Polyester und hat dadurch den gleichen Brechungsindex als das umgebende Material. Dadurch werden keine spekulären Reflexionen an dem Übergang zwischen Absorber und Streumaterial erzeugt.

Der interferometrische Signalkontrast der farbstoffgefüllten Bohrungen war so schwach, daß die vertikalen Bildstörungen, die von der inkohärenten Reflektanz verursacht worden sind, die tiefenaufgelösten Signale zunächst vollständig überdeckt haben. Erst nach einer zusätzlichen Filterkorrektur der Meßdaten sind die tiefenaufgelösten Streusignalen darstellbar geworden. Der schwache Bildkontrast kann nicht zuletzt darauf zurückgeführt werden, daß der Farbstoff aus den Bohrlöchern mit der Zeit teilweise in das umgebende Polyester diffundiert ist. Dadurch ist die räumliche Abgrenzung der absorbierenden Bereiche unscharf geworden.

Ähnlich den OCT-Aufnahmen der Bleistiftmine wurde auch hier das Mischverhältnis der Beleuchtungsstärke des Referenz- und Objektstrahls optimiert. Die Herabsetzung der Objektstrahlhelligkeit im Vergleich zum Referenzstrahl verhindert die Entstehung der vertikalen Bildstreifen, reduziert aber auch den Modulationsgrad der Interferenzsignale. Wegen des geringen Bildkontrastes konnte das Helligkeitsverhältnis nicht über 7 dB erhöht werden.

Die Bilder in der oberen Reihe aus Abb. 14.8 stammen aus der gleichen Messung. Das Bild *A* zeigt die Rohdaten und das Bild *B* die Wirkung der Filterkorrektur. Das OCT-Bild wurde mit einer Abschwächung des Referenzstrahls von 20 dB aufgenommen. Bei dieser Einstellung haben Referenz- und Objektstrahl am Ort des Detektors über dem Homogenstreuer an einer Stelle abseits der farbstoffgefüllten Bohrung die gleiche inkohärente Beleuchtungsstärke.

In Analogie mit den im vorherigen Abschnitt diskutierten OCT-Bilder der Bleistiftminen sollten die OCT-Bilder der farbstoffgefüllten Bohrungen bis auf die nun fehlende Oberflächensignale der Bleistiftmine ein ähnliches Aussehen haben. Erwartet wurde ein gleichmäßiges Streusignal aus der Tiefe des Homogenstreuers, das von dem absorbierenden Farbstoff lokal unterbrochen wird. Die Form und Position der farbstoffgefüllten Bohrung sollte durch einen dunklen Schatten im OCT-Bild eindeutig widerspiegelt werden. Zur Verdeutlichung wurde die Position der farbstoffgefüllten Bohrung in Abb. 14.8 mit weißen Kreisen hervorgehoben.

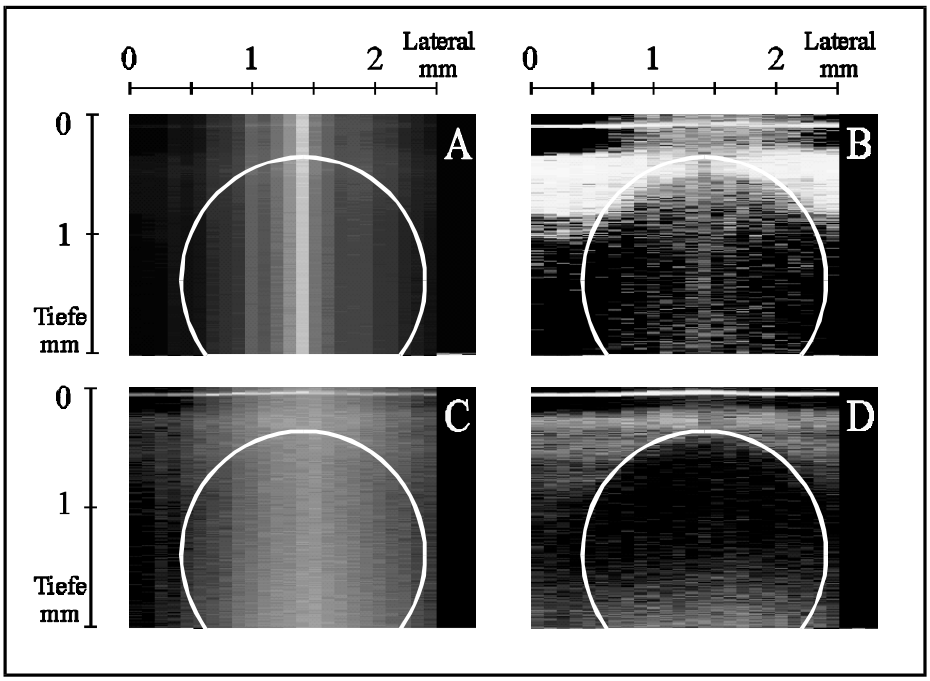

Abb. 14.8: Die Abbildung zeigt vier OCT-Darstellungen eines gleichen Objektes: eine farbstoffgefüllte Bohrung mit 2 mm Durchmesser, etwa 300 µm unterhalb der Oberfläche eines Homogenstreuers. Zur Verdeutlichung wurde die Position der farbstoffgefüllten Bohrung mit weiß markierten Kreisen hervorgehoben. Bild *A* stellt die Rohdaten der Aufnahme mit einem Helligkeitsverhältnis Referenz- zu Objektstrahl von 1:1. Bild *B* zeigt die Wirkung eines Bildkorrekturverfahrens, das die vertikalen Streifen entfernt. Bild *C* stellt die Rohdaten und *D* das korrigierte Bild einer Messung mit einem 7 dB stärkeren Referenzstrahl dar (Faktor 5). Die Bildstörungen aus *B*, die in *D* –wegen des nun schwächeren Objektstrahls– nicht mehr vorhanden sind, zeigen die Beschränkung der Anwendbarkeit des Korrekturverfahrens auf schwache Störungen.

Im Bild *A* sieht man nur ein vertikales Streifenmuster, das mit der lateralen Verteilung der inkohärenten Reflektanz des Objektes über der Farbstoffbohrung korreliert ist. Das Bild ist heller in der Mitte und wird dunkler zu den Rändern hin, was nicht direkt dem tatsächlichen Helligkeitsverlauf entspricht. Die inkohärente Objektreflektanz ist tatsächlich über der absorbierenden Farbstoffbohrung am schwächsten. Der Verlauf der Bildhelligkeit hat seine Erklärung in der Auswertungsvorschrift der komplementären Detektion. Am Anfang einer Messung wird durch Pixelkorrektur und Kalibration das dort gewonnene Signal der beiden Zeilendetektoren als Nullpunkt definiert. Jede Störung dieses am Anfang der Messung festgelegten Gleichgewichtes wird durch Differenzbildung, Pixelkorrektur, Gleichrichtung und Integration vorzeichenlos als Signal interpretiert und dargestellt (siehe Kapitel 10.4). Eine richtig funktionierende komplementäre Detektion würde die Störung dieses Gleichgewichtes ausschließlich durch kohärente Signale zulassen. Aufgrund der Asymmetrie des Detektorkopfes und wegen dem als AM-Durchbruch bekannten Phänomen (siehe Kapitel 10.4) reagiert die Detektionskette aber auch auf inkohärenten Helligkeitsänderungen, die als falsches Signal bis zur Darstellung gelangen. In diesem Fall werden die inkohärenten Signale von der starken Variation der Objektreflektanz verursacht. Die dadurch verursachten Störungen sind so stark ausgeprägt, daß im Rohdatenbild *A* auch die spekularen Oberflächenreflexe der Probe von den vertikalen Streifen überdeckt werden.

Die Wirkung der Filterkorrektur ist im Bild *B* zu sehen. Sie entfernt die vertikalen Streifen und die Streusignale aus der Tiefe werden dadurch sichtbar gemacht. Man erkennt aber, daß im mittleren Teil des Bildes die Veränderung der inkohärenten Objektarmhelligkeit so groß gewesen ist, daß dem Bild mehr als nur additive Störungen hinzugefügt worden sind. Durch

eine Verschiebung des Arbeitspunktes der elektronischen Schaltung in einen Bereich mit einer anderen Steigung, sind falsche Signale entstanden, die weder die kohärente noch die inkohärente Helligkeitskomponente direkt widerspiegeln. Diese Artefakte überlagern sich nichtlinear mit dem tatsächlichen, kohärenten Signalverlauf und können durch nachträgliche Filteralgorithmen weder in der Bildebene noch in ihrem Ortsfrequenzraum entfernt werden. Darüber hinaus funktioniert die Korrektur der Pixelungleichheit an dieser Stelle wegen der nun stark veränderten inkohärenten Beleuchtung nicht mehr im vorgesehenen Sinne, was zu einem erheblichen Signalverlust führt.

Die untere Reihe aus Abb. 14.8 stellt im Bild *C* die Rohdaten und im Bild *D* das Ergebnis des Filteralgorithmus einer OCT-Aufnahme der gleichen Farbstoffbohrung dar. Allerdings ist bei dieser Aufnahme die Abschwächung des Referenzstrahls auf 13 dB reduziert worden (7 dB weniger im Vergleich zur vorherigen Messung *A* und *B*). Dadurch ist das Verhältnis der Beleuchtungsstärken des Referenz- und Objektstrahls zugunsten der Referenz verschoben worden (5:1). Durch die nun (relativ betrachtet) geringere Objektstrahlhelligkeit wirkt sich die störende, inkohärente Objektreflektanz nicht mehr so gravierend wie im Bild *A* aus. Dies hat zur Folge, daß bereits im Rohdatenbild *C* der spekuläre Reflex der Objektoberfläche sichtbar wird, obwohl die Interferenzsignale aus der Tiefe immer noch von der vertikalen Streifigkeit überdeckt werden. Durch die Filterkorrektur im Bild *D* werden die Streifen entfernt und die Tiefenstreusignale werden sichtbar. Oben im Bild *D* erkennt man die Oberflächenreflexe und darunter –nach einer signalärmeren Strecke– die einsetzende Tiefenstreuung, die in der Mitte des Bildes von der Farbstoffabsorption –dargestellt als dunkler Schatten– unterbrochen wird.

Die Messungen aus Abb. 14.8 zeigen, daß die nachträgliche Filterkorrektur die Bildstörungen nicht wirksam und vor allem nicht immer beseitigen kann. Eine weitere, effektivere Möglichkeit, die Entstehung der vertikalen Streifen zu verhindern, wäre am Anfang eines jeden Tiefenscans eine neue Kalibration im inkohärenten Bereich außerhalb des Objektes vorzunehmen. Dies würde aber bedeuten, vor jedem Tiefenscan eine neue Korrektur der Pixelungleichheit durchführen zu müssen und den dadurch erreichten Integratorzustand als relativen Nullpunkt hinzusetzen. Neben der Tatsache, daß dieses Verfahren sehr Zeitintensiv wäre, würde es von einer weiteren Störquelle, die anschließend beschrieben wird, in seiner Wirksamkeit eingeschränkt werden.

Das Bild *D* in Abb. 14.8 ist weiterhin interessant, weil es eine andere Störquelle aufdeckt, die ebenfalls durch die Fehlfunktion des komplementären Zeilendetektors erst zur Geltung kommen kann. Es handelt sich dabei um eine Störung, deren Ursache außerhalb des Detektorkopfes liegt und die bei einer fehlerfreien Funktion der komplementären Detektion ohne Einfluß auf das kohärente Meßsignal bleiben würde. Man sieht in der unteren Hälfte des Bildes *D* eine Zunahme des Interferenzsignals innerhalb der stark absorbierenden Farbstoffbereichs. Diese Signalerhöhung ist eindeutig auf eine Drift des Referenzstrahls während des Tiefenscans zurückzuführen. Während der Bewegung des Tiefenmodulators verändert sich geringfügig die Lage des Referenzstrahls am Ort des Detektors. Weil das breite Strahlprofil aus dem Referenzarm sehr unregelmäßig ist, führt die Lagenänderung auf dem komplementären Detektor zu einer Veränderung des am Anfang des Bildes festgesetzten Nullpunktes. Dies interpretiert das Verfahren fälschlicherweise als Signal, obwohl es eine inkohärente Ursache hat. Wäre dies eine rein additive Störung, könnte man sie als „horizontale Streifen“ durch eine weitere Filterkorrektur behandeln. Dies würde aber heißen, erneut zu versuchen, die Wirkung und nicht die Ursache zu beheben. Und die Behebung der Ursache ist innerhalb der Meßvorschrift der Schritt-für-Schritt Weglängenmodulation technisch nicht realisierbar (siehe Kapitel 11).

Bei den an dieser Stelle gezeigten Abbildungsfehler des komplementären Zeilendetektors handelt es sich um *Störungen*, weil sowohl deren Ursachen als auch deren Wirkmechanismen bekannt sind. Trotzdem können sie nicht behoben werden, weil es sich dabei um grundlegende Merkmale der Methode handelt, die in ihrer praktischen Umsetzung nicht die linear geplante Abbildungsfunktion ausführt. Die Ansprüche, die an die elektronische Auswertungseinheit gestellt werden, sind extrem: sie muß gleichzeitig eine sehr hohe Bandbreite aufweisen, hohe Gleichspannungspegel verarbeiten können, sehr empfindlich sein und eine ausgezeichnete Linearität über dem gesamten Arbeitsbereich haben.

In diesem Abschnitt wurde die tomographische Abbildung eines Absorbers ohne jegliche Oberflächenreflexe in Form einer farbstoffgefüllten Bohrung in einem Homogenstreuer diskutiert. Durch Variation der Beleuchtungsverhältnisse wurden zwei inkohärente Störquellen identifiziert, die die Abbildungsqualität erheblich beeinträchtigen. Die über den Transversalscan veränderliche Reflektanz des Objektes führt zur Entstehung von vertikalen Bildstreifen und die Drift des Referenzstrahls während des Tiefenscans führt zu einem falschen Tiefensignal. Korrekturmaßnahmen für die Beseitigung der Störungen auf der Bildebene wurden eingeführt. Die Korrekturalgorithmen sind nur bedingt einsetzbar, weil sie nur unter bestimmten Bedingungen der Meßumgebung und Objektcharakteristik wirken können und nur lineare, additiv überlagerte Störeinflüsse beseitigen können. Die Ursachen und Wirkmechanismen der Störungen sind eindeutig geklärt. Eine Behebung dieser Ursachen ist allerdings in vertretbarem Rahmen nicht realisierbar.

15. Zusammenfassung

Die Verwendung der Laserstrahlung für medizinische Zwecke hat sich zunächst auf die therapeutische Ebene beschränkt. In der letzten Zeit aber wurde auch die medizinische Diagnostik vom technologischen Fortschritt im Bereich der Laseroptik erfaßt. Die traditionellen optisch-diagnostischen Methoden werden durch den Einsatz der neuen Technologien erneuert und versprechen dadurch interessante Alternativen zu den etablierten bildgebenden Verfahren der Medizin zu werden. Im Vergleich zur Computertomographie mit Röntgenstrahlen, zur magnetischen Kernspinresonanz- oder Positronen-Emissions-Tomographie bieten die optischen Methoden den Vorteil der Sicherheit durch den nichtinvasiven Einsatz nichtionisierender Strahlung, geringere Kosten und einfachere Anwendung.

Für die diagnostische Untersuchung epithelialer Strukturen des menschlichen Körpers hat sich vor etwa 10 Jahren ein optisches Verfahren entwickelt, das ähnlich der Ultraschallsonographie longitudinal und transversal aufgelöste tomographische Bilder epithelialer Strukturen im Retroreflexionsverfahren (B-Scan) liefert. Das optische Verfahren, bekannt unter der Bezeichnung *Optical Coherence Tomography* (OCT), beruht auf einem dem Weißlichtinterferometer ähnlichen Aufbau und verspricht –zumindest für die oberflächlichen Epithel-Schichten– eine höhere Auflösung als die Ultraschallsonographie zu liefern. Darüber hinaus verwendet die OCT für die tomographische Bildgebung optische und nicht akustische Gewebeeigenschaften, was vor allem für die Untersuchung pigmentierter Veränderungen von großem Vorteil sein kann.

Die OCT hat sich in den letzten Jahren bis an ihre physikalischen Grenzen entwickelt, bleibt aber von der starken optischen Streuung im biologischen Gewebe bezüglich der Auflösung und Tiefenreichweite eingeschränkt. Weil die Standard-OCT-Methode nur die schwach gestreute Komponente der remittierten Lichtstrahlung für die Bildgebung verwendet und im biologischen Gewebe ab einigen hundert Mikrometern Tiefe die stark gestreute Komponente überwiegt, ist die Signalausbeute des Verfahrens aus tieferen Schichten gering. Am ILM wurde ein Verfahren entwickelt, das für die OCT-Bildgebung ausschließlich die stark gestreute Komponente verwendet und dabei Tiefen von bis zu 2 mm in stark streuenden Medien erreicht. Im Vergleich zur Standard-OCT-Methode setzt das am ILM entwickelte Verfahren eine flächenhafte Interferenzdetektion außerhalb des Einstrahlpunktes ein und zeichnet sich durch eine breitbandige, quasistatische Auswertungsmethode aus. Das Grundprinzip der flächenhaften Detektion beruht auf der Theorie der Photonenausbreitung in stark (vorwärts) streuenden Medien entlang sogenannter Fermatschen Bahnen. Bei Berücksichtigung der (überwiegend vorwärtsgerichteten) Streuung postuliert die Theorie, daß die Remissionswahrscheinlichkeit der Photonen, die eine gewisse Tiefe erreicht haben, außerhalb des Einstrahlpunktes größer als im Einstrahlpunkt ist. Der Einsatz einer slow-scan-CCD-Kamera als Photodetektor hat die Eignung der Methode als bildgebendes Verfahren in stark streuenden Medien bestätigt, hat sich aber letztendlich als zu langsam und aufwendig für den Einsatz in der klinischen Praxis gezeigt.

Die vorliegende Arbeit greift die Grundprinzipien der OCT mit flächenhafter Detektion auf und versucht durch die Optimierung und Vereinfachung des Detektionsverfahrens im Speziellen und des gesamten Aufbaus im Allgemeinen die gleichen tomographischen Ergebnisse in einer bedeutend kürzeren Meßzeit zu erreichen. Zu diesem Zweck wird anstelle der slow-scan-CCD-Kamera ein neuartiges Detektionssystem mit komplementär angeordneten Photodetektoren in Zeilenform konzipiert, realisiert und in einem OCT-Aufbau integriert. Die Vorteile des Zeilenaufbaus liegen nicht nur in der Reduktion der zum Teil redundanten Information der Kamera: die dabei eingesetzte Methode der komplementären

Detektion erlaubt die Selektion des kohärenten OCT-Signals aus dem überwiegenden inkohärenten Hintergrund ohne die mechanische Verschiebung und Doppelbelichtungsaufnahme, die für das Kamerasystem notwendig sind.

Die Zeilendetektoren haben eine größere Meßdynamik und sind durch eine im Rahmen der Arbeit realisierte analoge Signalvorverarbeitung wesentlich schneller als die Kamera. Schlechtere Parameter im Vergleich zur Kamera haben die Zeilen bezüglich des Rauschens und der absoluten Empfindlichkeit. Vor allem die sogenannte Pixelungleichheit verhindert die optimale Funktion der komplementären Detektion und erfordert aufwendige Korrekturmaßnahmen. Die Pixelungleichheit wird von Unterschieden in der Steigung und den Offsetwerten der Kennlinien einzelner Pixel untereinander verursacht und wirkt sich bei gleichbleibender Beleuchtungsstärke wie ein statischer Hintergrund aus. In diesem Fall ist die Pixelungleichheit durch eine Hintergrundsubtraktion korrigierbar. Diese Korrekturmethode wurde auch eingesetzt und hat zu einer bedingten Einsetzbarkeit der OCT-Anlage geführt. Damit sind OCT-Aufnahmen einfacher Streukörper gelungen, die im letzten Teil der Arbeit präsentiert werden. Variiert aber die inkohärente Objektreflektanz während des Transversalscans, so stimmt die statische Hintergrundkorrektur nicht mehr gleichermaßen für alle Tiefenscans und eine tomographische Auswertung ist nur noch eingeschränkt möglich. Das Vorhaben, die Pixelungleichheit und das Zeilenrauschen durch Filterung zu unterdrücken, konnte wegen der Schmalbandigkeit der Filtermethode nicht im Sinne der Aufgabenstellung umgesetzt werden. Die Filtermethode ist mit der breitbandig vorausgesetzten flächenhaften Detektion zwar inkompatibel, würde sich aber bei Änderung der Aufgabenstellung für den speziellen Einsatz des Zeilenaufbaus zur Detektion der ballistischen und schwach gestreuten Komponente des remittierten Lichtes eignen. Die Erkenntnisse, die sich aus der Filtermethode ergeben haben, haben darüber hinaus zu einer umfassenden Beschreibung der Methode der komplementären Detektion aus signaltheoretischem Gesichtspunkt geführt. Dies hat eine eindeutige Identifikation der Ursachen der dabei auftretenden Störungen und des Rauschens ermöglicht. Durch Verwendung alternativer Detektoren (Photomultiplier, PIN- und Avalanche-Photodioden) für eine punktförmige Detektion außerhalb des Einstrahlpunktes ist die Verteilung der OCT-Signalamplitude in radialer Richtung um den Einstrahlpunkt untersucht worden. Dadurch konnte der Einfluß des Specklerauschens auf das OCT-Signal verdeutlicht werden.

Die optische Weglängenmodulation, die für das interferometrische Meßverfahren notwendig ist, wird durch die mechanische Linearverschiebung eines Referenzspiegels vorgenommen. Um die Weglängenmodulation zu beschleunigen, ohne durch Erschütterungen den Modulationskontrast zu zerstören, wird ein zum Patent angemeldetes Verfahren präsentiert, in dem die Linearverschiebung in eine Kreisbewegung transformiert und der Referenzspiegel mit einem Phasengitter ersetzt wird. Die Eignung des Verfahrens für die Zwecke der OCT wird ausführlich in unterschiedlichen Varianten getestet und anhand konkreter Messungen diskutiert.

Die Meßergebnisse, die am Ende der Arbeit präsentiert und ausführlich diskutiert werden, lassen die Schlußfolgerung zu, daß die Methode der flächenhaften Detektion nur bedingt für den Einsatz als eigenständiges OCT-Verfahren geeignet ist. Die Gründe dafür liegen in dem größeren apparativen Aufwand, in der schwächeren Auflösung und längeren Meßzeit im Vergleich zur Standard-OCT. In einer Kombination mit der Standard-OCT eingesetzt, könnte aber die flächenhafte Detektion beachtliche Vorteile bezüglich der Signalausbeute aus tieferen Gewebeschichten bringen, zur Reduktion des Specklerauschens ohne Signalverlust beitragen und wegen der breitbandigen Modulationsübertragungsfunktion eine andere Qualität der tomographischen Bildinformation liefern.

16. Literaturverzeichnis

Abbas 1985 — Abbas GL, Chan WVS, Yee TK: A Dual-Detector Optical Heterodyne Receiver for Local Oscillator Noise Suppression. Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-3, No. 5, 1110-1122, (1985)

ADP 1999 — Kommission zur Früherkennung von Hautkrebs: So schützen Sie sich vor dem schwarzen Hautkrebs. Arbeitsgemeinschaft Dermatologische Prävention e.V., Büchen

Andretzky 1998 — Andretzki P, Lindner MW, Herrmann JM, Schultz A, Konzog M, Kiesewetter F, Häusler G: Optical Coherence Tomography by „spectral radar“: dynamic range estimation and in vivo measurements of skin. Proc. SPIE, Vol. 3567, 78-87, (1998)

Bail 1997 — Bail M, Häusler G, Hermann JM, Kiesewetter F, Lindner MW, Schulz A: Optical coherence tomography by „spectral radar“ for the analysis of human skin. Proc. SPIE, Vol. 3196, (1997)

Beck 1998 — Beck G: Gewebephantomsystem und tiefenauflösender Fluoreszenznachweis für die optische Diagnostik in der Medizin. Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades Dr.rer.nat. der Fakultät für Naturwissenschaften der Universität Ulm, (1998)

Berg 1993 — Berg R, Andersson-Engels S, Svanberg S: Time resolved Transillumination Imaging. Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring. SPIE Institutes, Volume IS11: 397-424, (1993)

Braun-Falco 1984 — Braun-Falco O, Plewig G, Wolff HH: Dermatologie und Venerologie. III-Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, (1984)

Briers 1996 — Briers JD: Laser Doppler and time-varying speckle: a reconciliation. J. Opt. Soc. Am. A, Vol 13, No. 2, 345-350, (1996)

Brunner 1991 — Brunner H: Ein Interferometer zur Vermessung rauher Objekte. Diplomarbeit, Inst. für medizinische Optik an der L.M.U München, (1991)

Brunner 1995 — Brunner H, Strohm J, Hassel M. Steiner R: Optical coherence tomography (OCT) of human skin with a slow-scan CCD-camera. Proc. SPIE, Vol. 2626, 273-283, (1995)

Brunner 1996 — Brunner H, Strohm J, Montagna A, Steiner R: Optische Kohärenztomographie zur Gewebsdiagnostik in der Dermatologie. Technisches Messen 63, 6, 247 – 253, (1996)

Brunner 1997 — Brunner H, Lazar R, Seschek R, Steiner R: Imaging of Skin Structures by Optical Coherence Tomography. Laser in der Medizin. Vorträge der 11. Tagung der Deutschen Gesellschaft für Lasermedizin und des 13. Internationalen Kongresses LASER'97 Waidelich W, Waidelich R, Waldschmidt J, Springer Verlag 593-598 (1997)

Chan 1994 — Chan KP, Yamada M, Inaba H: Micrometre-resolution, optical imaging of objects through highly scattering media using a heterodyne detector array. Electronics Letters, Vol. 30, No. 21, 1753-1755, (1994)

Chan 1996 — Chan KP, Yamada M, Inaba H: Coherence gating in optical heterodyne detection measurements of scattering and absorption in highly scattering media. Appl. Phys. B 63, 249-253, (1996)

Cheong 1990 — Cheong WF, Prahl SA, Welch AJ: A review of the optical properties of biological tissue. IEEE Journal of Quantum Electronics, 26, 2166-2185, (1990)

Cui 1991 — Cui W, Kumar C, Chance B: Experimental study of migration depth for the photons measured at sample surface. Proc. SPIE, Vol. 1431, 180-191, (1991)

Ebeling 1989 — Ebeling KJ: Integrierte Optoelektronik. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, (1989)

Fercher 1988 — Fercher F, Mengedoht K, Werner W: Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light. Optical Letters 13, 186-188 (1988)

Fercher 1993 — Fercher AF, Hitzenberger CK, Drexler W, Kamp G, Strasser I, Li HC: In vivo Optical Coherence Tomography in Ophthalmology. Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring. SPIE Institutes, Volume IS11: 355-370, (1993)

Fujii 1985 — Fujii, H, Asakura T, Okamoto T: Detection properties of an optical fiber probe for laser speckle velocimetry. Optics Communications Vol. 55, No. 6, 393-398, (1985)

Gemert 1989 — van Gemert MJC, Jacques SL, Sterenborg HJCM, Star WM: Skin Optics. IEEE transactions on biomediacal engineering, Vol.36, No.12, (1989)

Hamamatsu 1997 — Hamamatsu Photonics KK: Photomultiplier Tubes. Hamamatsu Cat.No. TPMO 002E06 May, (1997)

Häusler 1998 — Häusler G, Lindner MW: „Coherence Radar" and „Spectral Radar" - New Tools for Dermatological Diagnosis. Journal of Biomedical Optics, 3(1), 21-31, (1998)

Hellmuth 1996 — Hellmuth T: Contrast and resolution in optical coherence tomography. Proc. SPIE, Vol. 2926, 228-237, (1996)

Hee 1993 — Hee MR, Izatt JA, Jacobson JM, Fujimoto JG, Swanson EA: Femtosecond transillumination optical coherence tomography. Optical Society of America, Vol 18, No. 12, 950-952, (1993)

Hielscher 1997 — Hielscher AH, Mourant JR, Bigio IJ: Influence of particle size and concentration on the diffuse backscattering of polarised light from tissue phantoms and biological cell suspensions. Applied Optics, Vol. 36, No. 1, 125-135, (1997)

Hoc 1997 — Hoc S: Malignes Melanom – Therapiekonzepte und Tumormarker gesucht. Deutsches Ärzteblatt 94, Heft 27, 1381-1382, (1997)

Huang 1991 — Huang D, Swanson EA, Lin CP, Schuman JS, Chang W, Hee MR, Flotte T, Gregory K, Puliafito CA, Fujimoto JG: Optical coherence tomography. Science 254, 1178-1181 (1991)

Iizuka 1985 — Iizuka K: Engineering Optics. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo (1985)

Izatt 1993 a — Izatt JA, Hee MR, Huang D, Fujimoto JG, Swanson EA, Lin CP, Schuman JS, Puliafito CA: Optical Coherence Tomography for Medical Diagnostics. Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring. SPIE Institutes, Volume IS11: 450-472, (1993)

Izatt 1993 b — Izatt JA, Hee MR, Huang D, Swanson EA, Lin CP, Schuman JS, Puliafito CA, Fujimoto JG: Micron resolution biomedical imaging with Optical Coherence Tomography. Optics and Photonics News, 14-19, October, (1993)

Izatt 1994 — Izatt JA, Hee MR, Owen GM: Optical coherence microscopy in scattering media. Optical Society of America, Vol 19, No. 8, 590-592, April, (1994)

Jaques 1987 — Jaques SL, Alter CA, Prahl SA: Angular Dependence of HeNe Laser Light Scattering by Human Dermis. Lasers in the Life Sciences 1(4), 309-333, (1987)

Jenkins 1985 — Jenkins FA, White HE: Fundamentals of Optics, Fourth Edition. McGraw-Hill Book Co. (1985)

Kienle 1996 a — Kienle A, Patterson MS, Ott L, Steiner R: Determination of the scattering coefficient and the anisotropy factor from laser Doppler spectra of liquids including blood. Applied Optics, 35, 3404-3412, (1996)

Kienle 1996 b — Kienle A, Patterson MS: Determination of the optical properties of turbid media from a single Monte Carlo simulation. Phys. Med. Biol. 41, 2221-2227 (1996)

Kreusch 1991	Kreusch J, Rassner G: Auflichtmikroskopie pigmentierter Hauttumoren. Georg Thieme Verlag Stuttgart, New York, (1991)
Lazar 1996 a	Lazar R, Brunner H, Steiner R: Optical coherence tomography (OCT) of human skin with a slow-scan CCD-camera. Proc. SPIE Vol. 2925, S. 143-151, (1996)
Lazar 1996 b	Lazar R., Brunner H., Steiner R.: Optical coherence tomography (OCT) of human skin with a slow-scan CCD-camera. Lasermedizin Vol. 12, S. 172-178, (1996)
Lazar 1998	Lazar R, Brunner H, Seschek R, Meier Th., Steiner R: A fast OCT assembly using wide area detection. Proc. SPIE, Vol. 3194, 323-327, (1998)
Motchenbacher 1972	Motchenbacher CD, Fitchen FC: Low-Noise Electronic Design. John Willey & Sons, New York London Sydney Toronto, (1972)
Ntziachristos 1998	Ntziachristos V, Ma XH, Schnall M, Chance B: A multichannel single photon counting NIR imager for coregistration with MRI. Proc. SPIE, Vol. 3194, 219-227, (1995)
Pais 1983	Pais V: Ultrastructura pielii umane in conditii normale si patologice. Editura Medicala, Bucuresti, (1983)
Pan 1995	Pan Y, Birngruber R, Rosperich J, Engelhardt R: Low-coherence optical tomography in turbid tissue: theoretical analysis. Appl. Opt. Vol 34, 6564-6574, (1995)
Pan 1996	Pan Y, Lankenau E, Welzel J, Birngruber R, Engelhardt R: Optical Coherence-Gated Imaging of Biological Tissues. IEEE Journal of selected topics in quantum Electronics, Vol. 2, Nr. 4, 1029-1034 (1996)
Pan 1997	Pan Y, Birngruber R, Engelhardt R: Contrast limits of coherence-gated imaging in scattering media. Applied Optics, Vol 36, No13, 2979-2983, (1997)
Patent 1997	Steiner R, Brunner H, Lazar R, Häusler G: Offenlegungsschrift DE 196 15 616 A1, Deutsches Patentamt, 23.10. (1997)
Rogan 1997	Rogan A: Dosimetrie technischer Laseranwendungen in der Medizin. Dissertation TU Berlin, ecomed, Landsberg (1997)
Schmitt 1993	Schmitt JM, Knüttel A, Gandjbakhche A, Bonner RF: Optical characterization of dense tissues using low-coherence interferometry. Proc. SPIE, Vol. 1889, 197-211, (1993)
Schmitt 1994	Schmitt JM, Knüttel A, Yadlowsky M, Eckhaus MA: Optical-coherence tomography of a dense tissue; statistics of attenuation and backscattering. Phys. Med. Biol. 39, 1705-1720 (1994)

Schmitt 1995 — Schmitt NP: Abstimmbare Mikrokristall-Laser. Dissertation der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, (1995)

Schmitt 1997 — Schmitt JM: Array detection for speckle reduction in optical coherence microscopy. Phys. Med. Biol. 42, 1427-1439 (1997)

Schmitt 1999 — Schmitt JM, Xiang SH, Yung KM: Speckle in Optical Coherence Tomography. Journal of Biomedical Optics. Vol. 4 No. 1, 95-105, (1999)

Schulz 1996 — Schulz H: Dermatologische Auflichtmikroskopie und Vitalhistologie. Derm, Praktische Dermatologie, Omni Med Verlagsgesellschaft mbH, Hamburg, Heft 2, (1996)

Seschek 1997 — Seschek R: Hochauflösende Strukturdarstellung in stark streuenden Medien mit Methoden der Kurzkohärenztomographie. Diplomarbeit Fakultät für Physik an der Universität Ulm, (1997)

Sevick 1993 — Sevick EM, Burch CL, Frisoli JK, Johnson ML, Nowaczyk K, Szmacinski H, Lakowicz JR: The physical basis of biomedical optical imaging using time-dependent measurements of photon migration in the frequency-domain. Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring. SPIE Institutes, Volume IS11: 485-512, (1993)

Spectronic 1996 — Palmer C, Lowen E: Diffraction Grating Handbook. Third edition Richardson Grating Laboratory, Spectronic Instruments (1996)

Steinbuch 1973 — Steinbuch K, Ruprecht W: Nachrichtentechnik. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2. Auflage, (1973)

Stolz 1993 — Stolz W, Landthaler M: Auflichtmikroskopie. Med-Report Nr. 13/17, 13-14, (1993)

Sukowsky 1995 — Sukowsky U, Schubert F, Grosenik D, Rinneberg H: Diffusely scattering phantoms for optical tomography. Proc. SPIE, Vol. 2626, 92-102, (1995)

Swanson 1992 — Swanson EA, Huang D, Hee MR, Fujimoto JG: High-speed optical coherence domain reflectometry. Optics Leters, Vol. 17, No. 2, 151-153, (1992)

Tilgen 1996 — Tilgen W, Kaufmann R: Malignes Melanom-Teil 1. Derm, Praktische Dermatologie, Omni Med Verlagsgesellschaft mbH, Hamburg, Heft 2, (1996)

TSL 1301 — Datenblatt: TSL 1301, 102 x 1 Linear sensor array with hold, Texas Instruments, Dallas, Texas, (1997)

TSL 1401 — Datenblatt: TSL 1401, 128 x 1 Linear sensor array with hold, Texas Instruments, Dallas, Texas, (1997)

Welzel 1997 Welzel J, Lankenau E, Birngruber R, Engelhardt R: Optical coherence tomography of the human skin. J Am Acad Dermatol, 37, 958-963 (1997)

Yadlowski 1995 Yadlowski MJ, Schmitt JM, Bonner RF: Contrast and resolution in the optical coherence microscopy of dense biological tissue. Proc. SPIE, Vol. 2387, 193-203, (1995)

Yoo 1993 Yoo KM, Das BB, Liu F. Alfano RR: Ultrashort laser pulse propagation and imaging in biological tissue and model random media - steps towards optical mammography. Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring. SPIE Institutes, Volume IS11: 425-449, (1993)

Zimnyakov 1996 Zimnyakov DA, Larin KV, Mishin AA, Tuchin VV: Speckle intensity correlation analysis as method of the tissue structure imaging. Proc. SPIE, Vol. 2927, 78-89, (1995)