

**Deformations- und
Korrelationsmessungen an
Denkmalgestein unter Feuchteinfluß
mit elektronischer Specklemuster
Interferometrie (ESPI)**

Dem Fachbereich Physik der
Carl von Ossietzky Universität Oldenburg
zur Erlangung des Grades eines

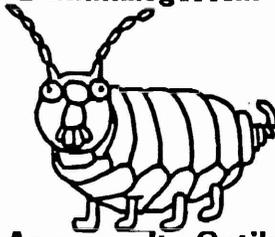
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

vorgelegte Dissertation von

Gerd Gülker

geboren am 8. November 1956
in Neuenhaus

**Optische Forschung
an
Denkmalsgestein**



**Angewandte Optik
C.- v.- Ossietzky Universität
Oldenburg**

Erstreferent: Prof. Dr. Klaus Hinsch

Korreferent: Prof. Dr. Volker Mellert

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Wasser am Naturstein - Mechanismen und Auswirkungen	7
3	Deformationsmessung mit ESPI	13
3.1	ESPI-Aufbau zur Detektion statischer und dynamischer out-of-plane Deformationen	15
3.2	ESPI-Aufbau zur Detektion von in-plane Deformationen	20
3.3	Beschreibung der benutzten ESPI-Meßaufbauten	21
3.3.1	Mobiler Kompaktaufbau	21
3.3.2	Laboraufbau	23
3.4	Auswertung von ESPI-Streifenmustern	25
3.5	Anwendungsbeispiele bei der Untersuchung hygri- sch bedingter Prozesse an Natursteinen	27
4	Korrelationsmessung mit ESPI	37
4.1	Theoretische Beschreibung des ESPI-Verfahrens im Subtraktionsmodus	38
4.1.1	Perfekte Korrelation	41
4.1.2	Totale Dekorrelation	43
4.1.3	Partielle Dekorrelation	44
4.2	Berechnung des Korrelationskoeffizienten	57
4.2.1	Reine Kippung	57
4.2.2	Reine Translation in der Objektebene	59
4.2.3	Reine in-plane Rotation	60
4.3	Korrelationsbestimmung aus ESPI-Daten mit dem 'Phasen-Shift-Verfahren'	61
4.4	Experimentelle Durchführung	66
4.4.1	Darstellung des Meß- und Berechnungsablaufs	67
4.4.2	Stabilisierung des Laborversuchsaufbaus	68

4.5	Auswahl und Einfluß der Ortsfilterung	72
4.5.1	Filtergröße und Restspeckligkeit	73
4.5.2	Filtergröße und Ortsauflösung	75
4.5.3	Filtereinfluß bei zunehmender Streifenanzahl	77
4.6	Anwendungsbeispiele bei der Untersuchung von Steinzerfallsprozessen	80
5	Einordnung des neuartigen Korrelationsmeßverfahrens	87
6	Zusammenfassung	91
A	Schaltplan der Regelung	93
	Literaturverzeichnis	97

Kapitel 1

Einleitung

Das Nettoanlagevermögen der Bausubstanz der Bundesrepublik Deutschland ist nach der volkswirtschaftlichen Statistik des Jahres 1983 mit über der Hälfte des gesamten Volksvermögens beziffert worden. Nach Schätzungen des Zentralverbandes des Deutschen Handwerks stehen davon etwa 15% oder ca. 2 Millionen dieser Bauwerke unter Denkmalschutz, die nach denkmalpflegerischen Gesichtspunkten geschützt und erhalten werden müssen [Lüb86]. Man kann vermuten, daß der prozentuale Anteil nach der Wiedervereinigung und der damit verbundenen Einbeziehung der neuen Bundesländer eher noch gestiegen ist. Denkmalpflegerische Tätigkeit heißt dabei in erster Linie Erhaltung der Originalsubstanz, da das kulturhistorische Erbe und die künstlerische Originalität unersetzbare Werte darstellen. Ein Verlust kann daher als materieller Schaden gar nicht beziffert werden, und eine rein finanzielle Quantifizierung des Problems ist hier nicht hilfreich.

Es ist nicht zu übersehen, daß der Zerfall unserer Denkmäler in den letzten Jahren immer bedrohlichere Ausmaße angenommen hat. Die mit der Industrialisierung einhergehende wachsende Verschmutzung unserer Umwelt hat dazu geführt, daß die Verwitterungsprozesse deutlich aggressivere Formen annehmen. Allein in den ersten 70 Jahren dieses Jahrhunderts sind bei den meisten Bauwerken mehr Schäden entstanden, als in den Jahrhunderten seit ihrer Entstehung. Das Deutsche Nationalkomitee für Denkmalschutz hat in Anbetracht dieser besorgniserregenden Situation in einer EntschlieÙung die Bundesregierung im Jahre 1983 aufgefordert, die Förderungsmittel zur Erforschung geeigneter Schutz- und Konservierungsmittel zu erhöhen. Das Bundesministerium für Forschung und Technologie hat daraufhin ein groß angelegtes Verbundprojekt initiiert, um die bis dahin nur fragmentarisch bekannten Gesetzmäßigkeiten der Natursteinverwitterung zu erforschen und auf dieser Basis geeignete neue Schutzstoffe zu entwickeln. Die Anwendung der bereits existie-

renden Konservierungsmittel in der Praxis zeigt nämlich, daß Einsätze dieser Mittel nur sehr beschränkt sinnvoll und nützlich sind. Probleme bei der Applikation, völlig unterschiedlich reagierende Steinsorten und fehlende Langzeitwirkung sind in diesem Zusammenhang nur einige Gründe dafür, daß eine Behandlung der Baudenkmäler mit diesen Schutzmitteln oftmals mehr Schaden als Nutzen erbracht hat.

Ein entscheidendes Kriterium für die Witterungsbeständigkeit von Baustoffen, insbesondere auch von Naturbaustoffen, geht mit der Fähigkeit einher, aus der Umgebung Wasser aufzunehmen oder an die Umgebung abzugeben. Mit der in den meisten Fällen der Wasseranlagerung einhergehenden Aufnahme von Schadstoffen entscheidet diese Eigenschaft maßgeblich mit über die Lebensdauer solcher Baustoffe. Gerade die in der Luft häufig auftretenden Oxide des Schwefels, die bei der Verbrennung von Oel und Kohle auftreten, können zusammen mit Wasser zum Teil über weitere chemische Reaktionen Schwefelsäure bilden, die dann vornehmlich die Bindemittel vieler Natursteine angreift und den Gesamtverbund zerstört. Aber auch ohne weitere Zusätze kann Wasser zu erheblichen Schädigungen am Bauwerk führen, etwa wenn Wasser in engen Porensystemen gefriert, wenn Salze ebenfalls unter enormer Volumenvergrößerung gelöst werden, oder aber wenn andere zuvor gelöste Salze auskristallisieren. Der feuchte Baustoff bietet zudem in vielen Fällen ausreichenden Nährboden für Mikroorganismen, die ebenfalls schädigend auf die Bausubstanz wirken [Web85].

Ein weiterer Mechanismus, der zur Schwächung des Gesteinzusammenhalts führen kann, ist das hygrische Quellen oder Schwinden. Die in Natursteinen häufig vorkommenden tonigen Bindemittel, auch Schichtsilikate genannt, können zwischen ihrer in Schichten angeordneten Gitterstruktur Wassermoleküle anlagern und so ihr Volumen vergrößern, sobald sie mit Wasser in Berührung kommen. Diese kontinuierliche Wasseraufnahme, bzw. im umgekehrten Fall der Trocknung die kontinuierliche Wasserabgabe, führt z.B. bei einem typischen Vertreter dieser Stoffe (Montmorillonit) zu einer maximalen Ausdehnung der Elementarzelle des Kristallgitters um mehr als das Doppelte [SW81]. Aber auch in rein quarzitisches gebundenen Gesteinsorten bilden sich zwischen den Quarzkörnern Hydrathüllen aus, deren Dicke von den äusseren Bedingungen abhängen. Die Volumenzu- oder -abnahmen sind außerdem sensibel abhängig von gelösten Salzen, so daß es bei Feuchtewechsel zu permanenten Quell- und Schwindvorgängen kommt. Dieser Prozeß andauernder Bewegungen belastet das Korngefüge und kann letztlich zur Zerstörung und Auflösung der Gesteinsmatrix führen. Ein besseres Verständnis der behinderten, aber auch der unbehinderten Wasseraufnahme und ihrer Auswirkung auf das Gestein ist daher für die Entwicklung effektiver und langlebiger Schutzmittel wichtig.



Abbildung 1.1: Rein mechanisches Gerät zur Vermessung der Rißdynamik an einer Klosterinnenwand in Oberitalien.

Zur Erforschung dieser Mechanismen bedarf es Meßmethoden, die Veränderungen des Natursteins aufgrund hygrischer Belastungen möglichst schnell und berührungslos erfassen. Vergleichende Messungen unterschiedlich behandelter Objekte bezüglich Wirksamkeit und Langzeitverhalten der Schutzmittel müssen in relativ kurzer Zeit, und nicht erst nach Jahren, Ergebnisse liefern. Dies bedeutet, daß zum Teil ortsaufgelöst kleinste Verformungen und Veränderungen am Stein detektierbar sein müssen. Die Suche nach Auswirkungen inhomogener Gesteinspartien auf Wasseranlagerungsmechanismen und auf hygrisches Quellverhalten, auch in Verbindung mit Hydrophobierungsmaßnahmen, erfordert ebenfalls Meßverfahren, die diese mikroskopisch kleinen Veränderungen über möglichst große Flächen erfassen können. All dies sind Anforderungen, die von den herkömmlichen Meßverfahren nicht oder nur sehr schwer erfüllt werden können. Eine, wenngleich sicherlich etwas veraltet erscheinende Methode, um kleinere Bewegungen von unterschiedlichen Wandpartien zu registrieren, ist in Abb.1.1 gezeigt. Diese rein mechanische Variante der Verformungsmessung mit einer Feinmeßuhr wird von den häufig benutzten induktiven Wegaufnehmern oder Dehnungsmeßstreifen deutlich in der Auflösung übertroffen,

jedoch sind alle weiteren Vorgaben auch mit diesen Instrumenten nicht zu gewährleisten.

Die genannten Anforderungen erfüllen können Methoden der berührungslosen und zerstörungsfreien optischen Meßtechnik. Sie sind in hervorragender Weise geeignet, z.T. ergänzende oder aber auch mit anderen Methoden nicht zu registrierende Meßergebnisse zu erhalten. In der Arbeitsgruppe 'Angewandte Optik' der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg wurde zu diesem Zweck ein Verfahren eingesetzt und erweitert, das allgemein als *Elektronische Specklemuster Interferometrie (ESPI)* bekannt ist. Die Einsatzmöglichkeiten und Stärken dieses Meßverfahrens bei der Erforschung steinerstörender Prozesse sowie eine neuartige Weiterentwicklung der Methode werden in der vorliegenden Arbeit demonstriert.

In Kapitel 2 wird zunächst auf die Wasseranlagerungs- und Transportmechanismen am Naturstein eingegangen. Da in fast allen Messungen hygrioch bedingte Gesteinsreaktionen erfaßt werden, ist dies für ein Verständnis der Meßergebnisse sehr hilfreich.

Kapitel 3 beschreibt dann auf anschauliche Weise einige typische Aufbauten des ESPI-Verfahrens. In einigen Beispielen werden Messungen hygrioch erzeugter Verformungen gezeigt, die die Breite der möglichen Anwendung bei derartigen Prozessen verdeutlichen.

In Kapitel 4 wird das Meßverfahren ausführlich analytisch beschrieben. Es wird eine Erweiterung des Verfahrens vorgestellt, sodaß neben Mikroverformungen erstmals auch Informationen über Veränderungen des Mikroreliefs der Oberflächen aus den ESPI-Daten gewonnen werden können. In Beispielmessungen wird demonstriert, welche Relevanz derartige Messungen für die Erforschung von Steinerstörmeehanismen haben.

Letztlich erfolgt dann in Kapitel 5 und 6 die Einordnung der neuartigen Methode zur Vermessung von Mikroreliefveränderungen und eine kurze Zusammenfassung.

Kapitel 2

Wasser am Naturstein - Mechanismen und Auswirkungen

In der Einleitung wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Fähigkeit poröser Baustoffe, aus ihrer Umgebung Feuchtigkeit aufzunehmen und unter bestimmten Bedingungen zu transportieren, von größter Bedeutung bei der Suche nach geeigneten Schutzmaßnahmen ist. Neben der Aufnahme von Wasser in flüssiger Form, z.B. bei Regen oder allgemein durch Erreichen des Taupunktes, spielen aber auch jene Mechanismen eine besondere Rolle, bei denen Wasser aus der Dampfphase angelagert wird [Cam84]. Die Dynamik und die Auswirkungen dieser Abläufe zu erfassen, ist daher eine wichtige Aufgabe.

Die wichtigsten grundlegenden Prozesse beim Zusammenwirken von Wasser mit einem porösen Körper werden an dem schematischen Diagramm in Abb.2.1 deutlich. Aufgetragen ist hier der typische Verlauf des Wassergehaltes eines solchen Körpers, hier in Gewichtsprozent, über der relativen Luftfeuchte (r.F.) der umgebenden Luft bei einer konstanten Temperatur. Diese Darstellung wird Sorptionsisotherme genannt. Die untere Kurve entspricht dabei dem Feuchtegehalt bei der Wasseranlagerung (Adsorption), die obere Kurve dem der Wasserabgabe (Desorption). Beschrieben werden kann die Sorptionsisotherme mit einer Theorie, die nach den Anfangsbuchstaben der Verfasser BRUNAUER, EMMETT UND TELLER [BET38] BET-Theorie genannt wird. Anhand des Verlaufes der Sorptionsisothermen lassen sich die charakteristischen Mechanismen aufzeigen [KG80, Jur88, Pos90]. Im Bereich niedriger Luftfeuchten bis etwa 50% r.F. wird Feuchtigkeit im wesentlichen durch die Bildung mono- und multimolekularer Schichten auf der festen Objekt Oberfläche aufgenommen. Man unterscheidet hierbei zwischen der direkt auf der Mineraloberfläche aufliegenden ein oder wenige Moleküllagen dicken *Stern*-Schicht, und der *Gouy*-

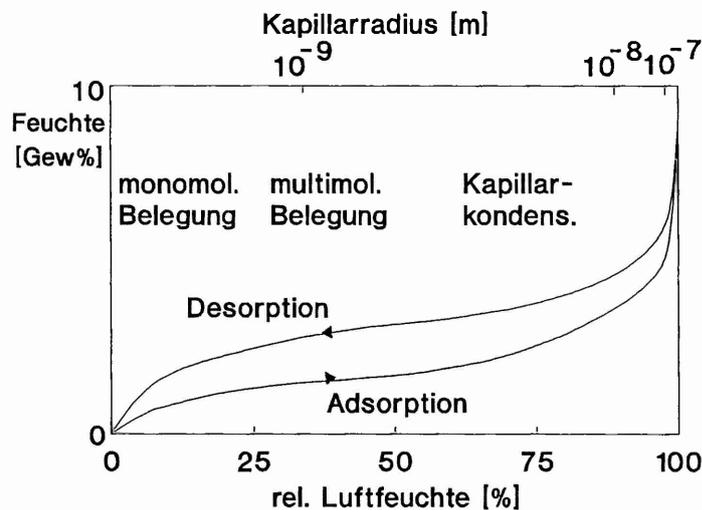


Abbildung 2.1: Verlauf einer typischen Sorptionsisotherme für Natursteine (verändert nach KIEßEL&GERTIS).

Chapman-Lage, die den Übergangsbereich vom festgebundenen Wasser zum freien Porenwasser darstellt. Die Schichten resultieren aus Wechselwirkungskräften, die im Falle der *Physisorption* kurzreichweitige van-der-Waals Kräfte sind, die auf die Wassermoleküle nahe der Phasengrenzschicht zwischen Baustoff und feuchter Luft wirken. Im Unterschied zur Physisorption kommt es bei der *Chemisorption* zu einer chemischen (homöopolaren) Bindung zwischen Gesteinsoberfläche und Wassermolekülen. So wird z.B. beim Quarz zunächst eine Moleküllage chemisorbiert, bevor weitere Molekülschichten physisorbiert werden können.

Aus dem Verlauf der Sorptionsisothermen im unteren Bereich der Luftfeuchte und mit Überlegungen basierend auf der BET-Theorie kann man mit bestimmten Annahmen auf die Größe der inneren Oberfläche des porösen Körpers schließen. (Die Definition der inneren und äußeren Oberfläche ist ein wenig willkürlich getroffen worden, die Grenze läßt sich aber in etwa wie folgt ziehen: Zur äußeren Oberfläche tragen alle Unebenheiten und Vertiefungen bei, die breiter sind als tief. Demzufolge umfaßt die innere Oberfläche auch alle Wände von Rissen, Poren usw., die tiefer sind als weit). Läßt man nämlich unbegrenzt viele Moleküllagen zu und wählt einen großen Wert für den in der Gleichung der Sorptionsisothermen vorkommenden Wechselwirkungsparameter, so vereinfacht sich diese Gleichung drastisch. Man kann dann für jede relative Luftfeuchtigkeit das Verhältnis der vom porösen

Körper aufgenommenen Wassermenge und der Menge an Wasser bestimmen, die zur Ausbildung einer monomolekularen Schicht nötig ist. Mit der Kenntnis der Größe der Fläche, die ein monomolekularer Wasserfilm der Masse 1 Gramm einnimmt ($3850 \text{ m}^2/\text{g}$), kann dann auf die Oberfläche des porösen Körpers umgerechnet werden.

Die innere Oberfläche kann dabei besonders bei porösen Baustoffen die Äußere um ein Vielfaches übertreffen. So gibt KLOPFER in [Klo74] z.B. für Gasbeton einen Wert von $96 \text{ m}^2/\text{g}$, und für bestimmte Zementsteine den Wertebereich von 100 bis $160 \text{ m}^2/\text{g}$ an. Für poröse Natursteine dürfte der Wert der spezifischen Oberfläche ähnlich sein. Es ist daher nicht verwunderlich, daß diese dünne Wasserbelegung schon zu deutlicher Gewichtszunahme führt, und eine bestimmte Relevanz für Steinerfallsprozesse besitzt.

Das obige Verfahren kann auch mit anderen Gasen, wie N_2 , Ar, CO, CO_2 usw. durchgeführt werden, wobei aufgrund der unterschiedlichen Atom- oder Moleküldurchmesser unterschiedliche Werte für die innere Oberfläche gemessen werden können. Mit Hilfe dieser unterschiedlichen 'Maßstäbe' auf atomarer Ebene wird dann z.B. versucht, innere Oberflächen auf fraktale Eigenschaften hin zu untersuchen und deren fraktale Dimension zu bestimmen [PAF83].

Die deutliche Zunahme der Materialfeuchte ab ca. 50% r.F. ist auf einen anderen Anlagerungsmechanismus zurückzuführen, der hier an Bedeutung gewinnt, der Kapillarkondensation. Sie stellt einen Spezialfall der Kondensation dar. Es zeigt sich nämlich, daß der Sättigungsdampfdruck der Luft, also der Druck, bei dem Wasser aus der Dampfphase abgeschieden wird, über engen Röhren (Kapillaren) erniedrigt wird. Anders ausgedrückt heißt dies, daß der Taupunkt über engen Öffnungen, wie sie beim Naturstein etwa die Mikroporen darstellen, abgesenkt wird. Dieser Effekt wird durch die *Kelvin-Gleichung* beschrieben, in der neben dem Porenradius auch die Oberflächenspannung und das molare Volumen der Flüssigkeit, die Temperatur und die universelle Gaskonstante eingehen. Dies führt z.B. dazu, daß sich Poren mit einem Durchmesser von ca. 5 Nanometern ($5 \times 10^{-9} \text{ m}$) schon bei einer relativen Luftfeuchte von 75% durch Kondensation mit Wasser füllen.

Mit der Kelvin Formel und aus dem Verlauf der Sorptionsisothermen im Bereich der Kapillarkondensation kann man andererseits auf die Porengrößenverteilung des porösen Stoffes schließen. Dies ist mittlerweile ein gängiges Verfahren, wobei jedoch üblicherweise Stickstoff als Adsorptiv verwendet wird.

Im Bereich relativer Luftfeuchten um 100% steigt die Adsorptionsisotherme der meisten porösen Baustoffe steil an bis zur maximalen Wasseraufnahmefähigkeit entsprechend der Porosität. Hierfür ist die kapillare Aufnahme ungebundenen Wassers durch Makroporen verantwortlich, d.h. Poren im Bereich größer 10^{-7} m , und ist

daher im wesentlichen von der Oberflächenspannung, vom Kontaktwinkel zwischen Flüssigkeit und Kapillarwand und vom Radius der Kapillaren abhängig.

Der Vergleich der Adsorptions- mit der Desorptionsisothermen (untere und obere Kurve in Abb.2.1) zeigt ein Hystereseverhalten, d.h. der Feuchtegehalt eines Natursteins hängt davon ab, ob die relative Luftfeuchte der umgebenden Luft ansteigt oder ob sie abnimmt. Dies wird zum größten Teil der Kapillarkondensation in sogenannten Flaschenporen zugeschrieben [GS82]. Diese Poren besitzen hinter einer engen Öffnung zur Oberfläche einen im Durchmesser sehr viel größeren hinteren Porenraum. Wenn nun die relative Luftfeuchte den abgesenkten Sättigungsdampfdruck über dieser engen Öffnung erreicht, kann zunächst lediglich der enge 'Flaschenhals' mit Wasser gefüllt werden. Erst bei weiterer Zunahme der Luftfeuchte kann dann Wasser auch im hinteren größeren Porenraum kondensieren. Bei der Desorption muß zunächst die Luftfeuchte soweit abnehmen, daß der Dampfdruck den Wert unterschreitet, der über der engen Öffnung dem Sättigungsdampfdruck entspricht. Dann aber entleert sich instantan der gesamte Porenraum, da der Sättigungsdampfdruck über dem größeren Porendurchmesser schon längst unterschritten ist. Dieser Vorgang führt also dazu, daß der Feuchtegehalt eines porösen Stoffes beim Trocknungsvorgang üblicherweise höher ist als beim Befeuchtungsvorgang.

Dem weiteren Transport des angelagerten dampfförmigen oder flüssigen Wassers in das Gestein hinein liegen nun mehrere Ursachen zugrunde, die je nach Feuchtegehalt auch gleichzeitig wirken können [Klo74]. Bei relativ trockenem Material findet Transport hauptsächlich durch Diffusion statt. Nach zunächst fast ausschließlicher Wasserdampfdiffusion findet dann bei etwas höherer Luftfeuchte auch Transport von flüssigem Wasser innerhalb der multimolekularen Schichten aufgrund örtlich unterschiedlicher Schichtdicken statt (Oberflächendiffusion). Bei hohen Feuchten werden das schon genannte kapillare Saugen und laminare Strömungen dominant, die sich aufgrund von Druckunterschieden ausbilden.

Ein weiterer Mechanismus des Wassertransports, die Osmose, wird dann bedeutsam, wenn es im Gestein Zonen hoher Konzentrationen an hygroskopischen Salzen gibt. Dies kann z.B. daher rühren, daß aufsteigendes Grundwasser in einer bestimmten Höhe verdunstet und die zuvor gelösten Salze im Gestein verbleiben.

Die entscheidende Rolle, die das Wasser bei der Verwitterung von Natursteinen spielt, ist seit langer Zeit bekannt. Als gesteinsershaltende Maßnahme wird daher versucht, die Bausteine mit Hydrophobierungsmitteln zu imprägnieren, um sie wasserabweisend zu machen. Diese Mittel müssen aber bestimmte Bedingungen erfüllen, damit sie sinnvoll einsetzbar sind. Vor allem sind dies: Reduzierung der Wasseraufnahme, keine wesentliche Verringerung der Wasserdampfdurchlässigkeit,

Alkalibeständigkeit, UV-Beständigkeit (keine Verfärbung), große Eindringtiefe, klebfreies Auftrocknen, Langlebigkeit. Das wichtigste Kriterium für die Beurteilung der Hydrophobierung ist die Reduzierung der Wasseraufnahme. Sie wird erreicht durch eine Beeinflussung der kapillaren Saugfähigkeit und der Kapillarkondensation, indem der Kontaktwinkel zwischen Kapillarwand und Wasseroberfläche größer als 90° wird. Damit ergibt sich eine negative Steighöhe in den Kapillaren, d.h. eine Kapillardepression. Die bislang in vielen Fällen eingesetzten Silicone (Silane, Siloxane, Siliconharze) haben diese Eigenschaft. So bildet Wasser an der Phasengrenzfläche gegen Silicon und Luft einen Randwinkel bis etwa 105° aus. Wegen ihrer sehr geringen Oberflächenspannung und ihres daraus resultierenden Kriechvermögens bilden diese Mittel zudem dünne Filme auf den Wandungen großer und kleiner Poren aus, ohne sie zu verschließen. Jedoch führen Schwierigkeiten bei der Einbringung und fehlende Langlebigkeit dazu, daß oftmals keine oder nur ungenügende Wirkung erzielt wird, oder aber daß die Verringerung der Wasseraufnahme nur kurze Zeit andauert. Oftmals konnte sogar beobachtet werden, daß eine Behandlung der Bauwerke zu beschleunigtem Zerfall geführt hat. So ist es z.B. zum Abplatzen ganzer Oberflächenschichten exakt bis zu der Tiefe gekommen, bis zu der eine Volltränkung mit derartigen Hydrophobierungsmitteln stattgefunden hatte. Aus diesen Gründen wird mittlerweile sehr häufig von Restauratoren der Standpunkt vertreten, daß bei jetzigem Kenntnisstand besser keine Hydrophobierungsmittel eingesetzt werden sollten. Dies macht deutlich, wie groß der Bedarf an weiterer Entwicklungsarbeit auf diesem Gebiet ist. Hierzu kann ein optisches Prüfverfahren beitragen, das im nächsten Kapitel beschrieben wird.

Kapitel 3

Deformationsmessung mit ESPI

Für die berührungslose Detektion von Verformungen und Relativbewegungen bis hinunter in den Submikrometerbereich haben sich schon seit etlichen Jahren kohärent optische Meßmethoden bewährt, wie z.B. holografische - oder Speckleinterferometrie. In der Literatur findet man eine breite Palette von Anwendungen dieser Verfahren, die auch Untersuchungen an Bauwerken und Baustoffen umfaßt (z.B. [GOR75, Gro82, RJP87]).

Eine sehr interessante Alternative zur herkömmlichen holografischen Interferometrie, die zudem Verformungen orts aufgelöst in nahezu Echtzeit zu erfassen vermag, ist die elektronische Specklemusterinterferometrie. In der englischen Fachliteratur wird dieses Verfahren üblicherweise *electronic speckle pattern interferometry* genannt, und mit *ESPI* abgekürzt. Die anschaulichere Benennung *Videoholographie* oder *TV-Holography* wird in einigen Veröffentlichungen ebenfalls benutzt, hat sich aber bislang noch nicht richtig durchgesetzt. Daneben findet man noch viele weitere z.T. sehr spezielle Abkürzungen und Namen für Anordnungen, die alle nach dem gleichen Grundprinzip arbeiten, wie etwa *DSPI* (*digital speckle pattern interferometry*), *PSDSPI* (*Phase-shifting digital speckle pattern interferometry*) usw.

Die 1971 erstmals von BUTTERS UND LEENDERTZ vorgeschlagene Methode [BL71] ist mittlerweile in sehr vielen unterschiedlichen Variationen und Modifikationen an den verschiedensten Untersuchungsobjekten eingesetzt worden (z.B. [LHH79, GKS88, JPT90]), und schon seit etlichen Jahren werden komplette Meßsysteme von einigen Firmen kommerziell vertrieben. Eine sehr grundlegende und ausführliche Beschreibung des ESPI-Verfahrens wurde von JONES UND WYKES erstellt [JW83]. Entgegen der euphorischen Erwartungen, die zunächst an diese neue Methode geknüpft wurden, ist der erhoffte Durchbruch in der industriellen Anwendung bislang noch nicht eingetreten, obwohl schon heute ein Einsatz in vielen Bereichen

der Produktion und der Qualitätssicherung erwogen wird. Einer der Mitbegründer dieses Verfahrens betitelte dementsprechend einen Beitrag zu einer Konferenz, die sich in wesentlichen Teilen mit ESPI beschäftigte, mit der sinngemäßen Frage, ob sich denn das zum häßliches Entlein gewordene ESPI Verfahren letztlich doch noch in in einen wunderschönen Schwan verwandeln könne [Løk90]. Die Gründe für den bislang sehr begrenzten industriellen Einsatz sind sicherlich u.a. darin zu suchen, daß die Systeme bislang, besonders was die Auswertung der Meßdaten anbelangt, noch zu kompliziert und zu wenig ausgereift sind. Zudem ist die Anschaffung derartiger Systeme aufgrund der geringen Produktionszahlen relativ kostenintensiv.

Auch in der Untersuchung von Bau- bzw. Naturbaustoffen ist dieses Verfahren bislang nur sehr sporadisch eingesetzt worden. So berichten z.B. HERBERT ET AL. von ESPI Verformungsmessungen zur Verfolgung von Rißbildung in Epoxidharz [HAHR84] und MALMO ET AL. haben das Verfahren angewendet, um Rißbildung in Beton und in Sedimentgestein zu detektieren [MaOL91].

Um Verformungen in der Baustoffforschung zu vermessen, etwa zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls oder von thermisch-hygrischen Ausdehnungskoeffizienten, werden bislang in der Regel Dehnmeßstreifen oder induktive Wegaufnehmer oder aber rein mechanisch arbeitende Feinmeßuhren benutzt. Diese Verfahren haben alle den entscheidenden Nachteil, daß Verformungen nur punktuell bzw. integral gemessen werden können, und daß ein direkter Kontakt zum Untersuchungsobjekt hergestellt werden muß. Die gleichzeitige Vermessung aller drei Verformungskomponenten gestaltet sich zudem äußerst schwierig und ist in vielen Fällen gar nicht möglich. Besonders bei inhomogenem und/oder anisotropem Verformungsverhalten ist so die Möglichkeit der berührungsarmen Ganzfeldbeobachtung in nahezu Echtzeit, wie sie das ESPI Verfahren liefert, von entscheidender Bedeutung und kann somit Informationen liefern, die mit den herkömmlichen Methoden nicht zu erhalten sind.

In diesem Kapitel werden zunächst in anschaulicher Darstellung einige gängige ESPI-Meßaufbauten beschrieben. Die ausführliche analytische Beschreibung des in den Experimenten zum Einsatz gekommenen Verfahrens wird in Kap.4.1 gegeben. Weiterhin wird auf die Auswertung der ESPI-Primärdaten eingegangen, und schließlich werden in einigen beispielhaften Verformungsmessungen an Natursteinen Einsatzmöglichkeiten im Bereich der Ursachenforschungen des Steinzerfalls erläutert.

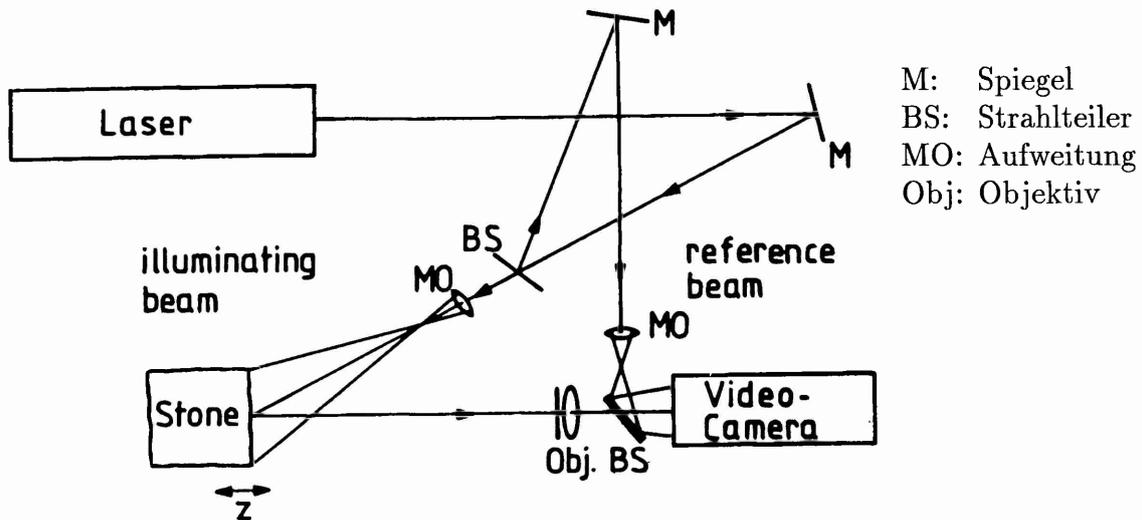


Abbildung 3.1: Prinzipieller Aufbau einer ESPI-Anordnung, die hauptsächlich sensitiv ist für Verformungen normal zur Objektoberfläche (out-of-plane).

3.1 ESPI-Aufbau zur Detektion statischer und dynamischer out-of-plane Deformationen

Der prinzipielle ESPI-Aufbau, der hauptsächlich sensitiv ist für Bewegungen normal zur Objektoberfläche (out-of-plane Anordnung), ist in Abb.3.1 skizziert. Der Strahl eines geeigneten Lasers (HeNe, Ar⁺⁺, Halbleiterlaser usw.) wird, wie üblich in der Holographie, in einen Objekt- und in einen Referenzstrahl aufgeteilt. Das von der optisch rauhen Objektoberfläche gestreute Licht wird durch eine Linse bzw. durch das Objektiv in die Bildebene abgebildet, wo aufgrund der Beugung an der Apertur des abbildenden Systems ein mit einem Specklemuster überzogenes Abbild der Oberfläche entsteht. Hier kommt es mit dem Referenzstrahl zur Überlagerung, sodaß in dieser Ebene ein Bildebenenhologramm vorliegt. Die Referenzwelle besteht normalerweise aus einer divergenten Welle, die in der Bildebene annähernd konstante Intensität besitzt. Sie kann aber ebenfalls verspeckelt sein [Sle80], wodurch sich jedoch eine größere Anfälligkeit bezüglich Speckledekorrelation ergibt (siehe Kap.4.1).

Anstelle des herkömmlichen Aufnahmemediums fotografischer Film wird bei diesem Verfahren eine Videokamera eingesetzt, mittlerweile sehr häufig eine CCD-

Kamera, um das Interferenzmuster aufzuzeichnen. Da die örtliche Auflösung der Videokamera sehr begrenzt ist, muß dafür gesorgt werden, daß die Interferenzstrukturen groß genug sind, um von der Kamera aufgelöst werden zu können. Dies wird zum einen dadurch erreicht, daß der Objekt- und der Referenzstrahl über den gesamten Bildbereich möglichst kleine Winkel bilden, d.h. nahezu aus der gleichen Richtung kommen und geringe Unterschiede in der Divergenz besitzen (smooth in-line Anordnung). Dazu wird mithilfe des Strahlteilers vor der Kamera der virtuelle Fokus der divergenten Referenzwelle mitten in die begrenzende Apertur, d.h. die Blende justiert. Zulässige Abweichungen werden z.B. bei JONES UND WYKES diskutiert [JW83]. Desweiteren muß man dann dafür sorgen, daß die subjektiven Speckle in der Bildebene von der Kamera aufgelöst werden, wobei es vorteilhaft ist, wenn der mittlere Speckledurchmesser etwa in der Größe der Auflösungszelle der Kamera liegt [Wyk87].

Die weitere Verarbeitung der Kamerasignale legt nun z.T. unterschiedliche Anwendungsgebiete fest. In der einfachsten Ausführung werden die Signale nach der Herausfilterung des Gleichanteils und anschließender Gleichrichtung direkt auf einen Monitor gegeben. Analog zur Zeitmittelungsholographie hat man damit einen Aufbau, der Objektschwingungen zu messen vermag. Ist nämlich die Schwingungsperiode des Objektes oder von Objektteilen klein gegen die 'Belichtungszeit', d.h. klein gegen den Videozyklus $1/25$ Sekunde, so wird sich nur in den Bereichen ein verbleibendes kontrastreiches Specklemuster ausbilden, wo während des Videozyklusses überwiegend sehr ähnliche Specklemuster aufsummiert werden. An allen anderen Stellen wird sich aufgrund der Aufaddition verschiedener Specklemuster eine nahezu konstante Intensität ergeben, die durch den Filterungsprozeß herausgefiltert wird und dementsprechend auf dem Monitor dunkel erscheint. Helle Gebiete mit kontrastreichem Specklemuster entstehen längs der Schwingungsknoten und ungefähr da, wo die Schwingung an den Orten der größten Verweildauer, d.h. an den Extrema, Wegunterschiede von ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge erzeugt. Ähnlich wie beim holografischen Verfahren ergibt sich als Intensitätsverteilung ein Specklemuster, das mit einer Besselfunktion moduliert ist. Entsprechend der Nullstellen der Besselfunktion können somit Schwingungsamplituden in der Größenordnung von $\lambda/4$ detektiert werden, mit λ als Wellenlänge des benutzten Laserlichts. In Abb.3.2 ist als Beispiel aus [JW83] eine schwingende Rechteckplatte gezeigt, die mit einer Frequenz von etwa 1 KHz angeregt wurde. Deutlich zu erkennen sind die Knotenlinien der Schwingung, die aufgrund der Besselfunktion die größte Intensität besitzen. Streifen höherer Ordnung zeigen entsprechend des Verlaufs der Besselfunktion zunehmend geringere Intensität. In [Joe91] ist gezeigt, daß durch zusätzliche Auf-

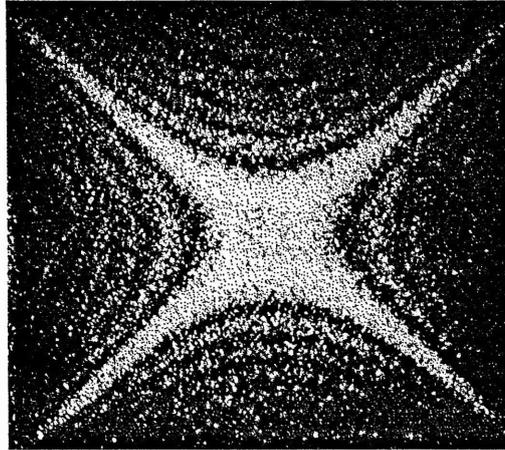


Abbildung 3.2: ESPI-Streifenmuster einer schwingenden Rechteckplatte, die mit etwa 1 KHz angeregt wird. Gemäß der Modulation mit einer Besselfunktion fällt die Intensität in den höheren Streifenordnungen immer mehr ab (aus: Jones & Wykes).

nahme und Verrechnung eines Schwingungsbildes mit einer um 180° verschobenen Referenzphase der Kontrast in den Nebenmaxima deutlich erhöht werden kann, so daß Streifenordnungen bis ca. 30 erkannt werden können. In [HL77] ist gezeigt, wie durch Modulation des Referenzstrahls mit einer zur Objektschwingung f passenden Frequenz $f + \Delta f$, mit $\Delta f < 1/25$ Hz, die untere Meßempfindlichkeit drastisch gesteigert werden kann, und sehr geringe Amplituden bis $\simeq 0.01$ nm gemessen werden können.

Um statische bzw. nicht periodische Deformationen messen zu können, wie z.B. im Falle der Detektion hygrisch bedingter Schwind- oder Quellprozesse von Natursteinen, müssen die Videobilder einer anderen Verarbeitung unterzogen werden. Statt der direkten Ausgabe der Videosignale auf den Monitor, wird nun zunächst zu Versuchsbeginn ein Bild unter Verwendung einer speziellen Bildverarbeitungshardware digitalisiert, und als Anfangszustand des Objektes gespeichert. Nachfolgend werden dann im Videozyklus die aktuell entstehenden Interferenzbilder ebenfalls digitalisiert und mit dem Anfangszustand verglichen. Dieser Vergleich wird nun üblicherweise entweder durch Addition oder aber, wie in diesen Untersuchungen, durch Subtraktion der beiden Bilder erreicht. Das Ergebnis der Subtraktion wird wiederum gefiltert, gleichgerichtet und auf dem Monitor dargestellt.

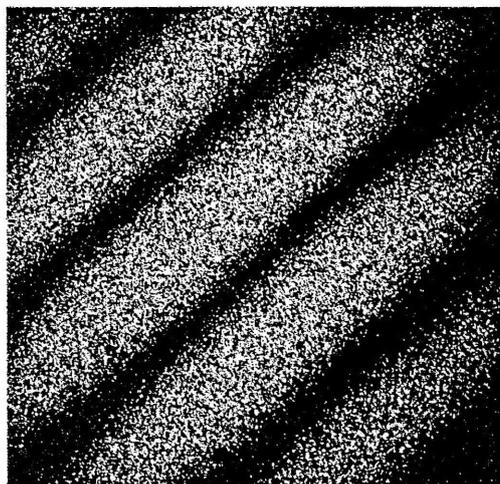


Abbildung 3.3: Out-of-plane ESPI Streifenbild resultierend aus einer Verkippung des Objekts um eine in der Oberfläche liegende Drehachse parallel zur Ausrichtung der Streifen.

Im Ergebnis wird überall dort, wo Oberflächenpartien zwischen der Aufnahme der jeweils zur Subtraktion kommenden Bilder eine Bewegung in Richtung des Empfindlichkeitsvektors erfahren haben, die ein ganzzahliges Vielfaches der Laserwellenlänge an Wegunterschied hervorruft, null bzw. nahezu null sein, da annähernd identische Specklemuster voneinander abgezogen werden. Auf dem Monitor werden diese Gebiete daher dunkel erscheinen. Ergibt sich abweichend zum obigen Fall ein anderer Wegunterschied, so wird aufgrund der Subtraktion zweier mehr oder weniger stark differierender Specklemuster eine Restintensität übrigbleiben, die selbst wiederum ein Specklemuster darstellt. Man kann zeigen [JW83], daß das resultierende Specklemuster dann den größten Kontrast besitzt, wenn der Weglängenunterschied gerade ein Vielfaches der halben Laserwellenlänge entspricht. Das auf dem Monitor dargestellte Subtraktionsergebnis besteht also aus dunklen und verspeckelten hellen Streifen, die Objektgebiete verbinden, die sich um den gleichen Betrag in Richtung des Empfindlichkeitsvektors bewegt haben. Der Empfindlichkeitsvektor zeigt, wie in der normalen Holografie, in Richtung der Winkelhalbierenden zwischen Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung. Abb.3.3 zeigt ein derartiges Ergebnisbild. Aufgrund einer leichten Verkippung des Objektes um eine in der Oberfläche liegende Drehachse ergibt sich ein System von dunklen und hellen Streifen, deren Ausrichtung parallel zur Drehachse ist.

Die Lage des Empfindlichkeitsvektors bestimmt nun natürlich die Meßemp-

findlichkeit des Verfahrens. Allein in einer Anordnung, wo sowohl die Beleuchtungsrichtung, als auch die Beobachtungsrichtung kollinear zur Oberflächennormalen sind, ergibt sich eine ausschließliche Sensitivität für Deformationen, die normal zur Oberfläche liegen (z -Richtung). Der Verformungsunterschied, der durch zwei benachbarte Streifenordnungen charakterisiert wird, der sogenannte Streifenabstand, beträgt in dem Falle $\Delta z = \lambda/2$. Hat nun aber die Beleuchtungsrichtung z.B. eine x -Komponente (x, y sind die Koordinaten in der Objektoberfläche), und bildet mit der z -Richtung den Winkel α , so ergibt sich auch eine Empfindlichkeit für Deformationen in x -Richtung, und dunkle Streifen ergeben sich dort, wo die Bedingung $\lambda = \sin \alpha \Delta x + (1 + \cos \alpha) \Delta z$ erfüllt ist. Je nach Qualität der erhaltenen Streifenbilder und abhängig vom weiteren Verarbeitungsaufwand liegt die minimale Empfindlichkeit des Verfahrens demnach in der Größenordnung der halben Wellenlänge des Laserlichts.

Die obere Detektionsgrenze für Verformungen bezogen auf einen einzigen Referenzzustand ist dann erreicht, wenn die Streifenanzahl zu groß wird und nicht mehr aufgelöst werden kann. Bei einer horizontalen Auflösung von 512 Bildpunkten, üblicherweise erzielen Bildverarbeitungskarten bzw. CCD-Kameras etwa 512×512 Bildpunkte, ist dies bei etwa 100 Streifen gegeben. Speckledekorrelation führt allerdings in vielen Fällen, besonders bei kleinen Gesichtsfeldern, zu einer deutlich niedrigeren maximal auflösbaren Streifenanzahl. Im realen Experiment wird man zudem nach Möglichkeit viel früher ein neues Referenzbild aufnehmen und die auftretenden Gesamtverformungen nachträglich aus einzelnen Streifenbildern rekonstruieren. In der Praxis hat es sich bei längeren Messungen zudem als günstig herausgestellt, regelmäßig statt der Streifenbilder die jeweiligen Specklebilder abzuspeichern und die Subtraktion im nachhinein durchzuführen. Man kann so nach der Messung beliebige Specklebilder als Referenzzustände wählen, und somit über beliebige Zeiträume Verformungsgänge bestimmen.

In bestimmten Fällen kann es notwendig sein, ein Verfahren mit reduzierter Empfindlichkeit zu haben. In [JW83] ist eine ESPI-Anordnung mit zwei Beleuchtungsstrahlen beschrieben, die je nach geometrischer Ausrichtung Streifenabstände von einigen $10 \mu\text{m}$ erzeugt. Aufgrund von Speckledekorrelation liegt aber die meßbare Gesamtverformung entsprechend des mittleren Speckledurchmessers in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$.

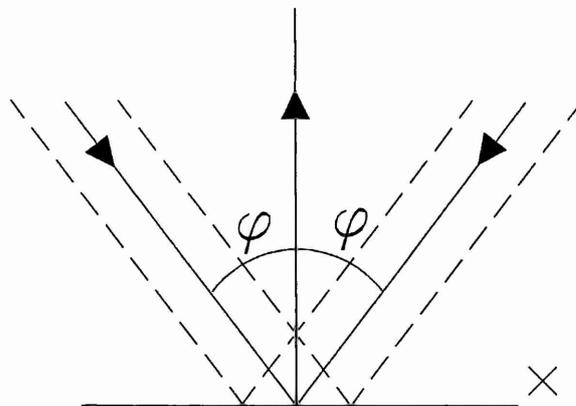


Abbildung 3.4: Prinzipielle Beleuchtungsgeometrie für eine in-plane ESPI Anordnung, die sensitiv ist für Relativverformungen längs einer Oberflächenkoordinate, hier bezgl. der x -Richtung.

3.2 ESPI-Aufbau zur Detektion von in-plane Deformationen

Wählt man eine Beleuchtungsgeometrie wie in Abb.3.4, so erhält man eine Anordnung, die lediglich sensitiv ist für Relativverformungen längs einer Oberflächenkoordinate, z.B. nur in Richtung der x -Koordinate (in-plane Anordnung). Zur Vermessung von Verformungen in y -Richtung muß die Beleuchtungsanordnung lediglich um 90° gedreht werden, sodaß die folgenden Beschreibungen für beide in-plane Richtungen gelten.

Anstelle des Referenzstrahls wird bei dieser Anordnung das Objekt mit einer zweiten Beleuchtungswelle ausgeleuchtet, wobei die beiden Beleuchtungsstrahlen jeweils einen vom Betrage her gleichen, aber vorzeichenverschiedenen Winkel φ mit der Beobachtungsrichtung bilden. Anschaulich beschrieben erhält man dadurch ein feines Interferenzstreifenmuster vor und auf der Objektoberfläche, was natürlich nicht von dem abbildenden System aufgelöst werden kann. Tritt nun nach der Aufnahme des Referenzzustandes eine Relativbewegung in x -Richtung auf, so wird sich erst dann wieder ein dem Anfangszustand ähnliches Specklemuster ausbilden, wenn die

zuvor hauptsächlich zur Specklebildung beitragenden Oberflächenpartien wiederum auf dem Maximum des Interferenzgitters liegen. Die 'Gitterkonstante' des Interferenzmusters bestimmt somit den Streifenabstand der in-plane Anordnung, der sich zu $\Delta x = \lambda/2 \sin \varphi$ ergibt. Die Meßempfindlichkeit reicht also von etwa $\lambda/2$ bis zu mehreren $10\mu m$, wobei jedoch wiederum wegen einsetzender Speckledekorrelation die maximal detektierbare Deformation durch den mittleren Speckledurchmesser gegeben ist (siehe wiederum Kap.4.1).

Aus obiger Darstellung wird deutlich, daß nur im Falle von ebenen Beleuchtungswellen ein konstanter Interferenzgitterabstand in der x-y-Ebene erreicht wird. Wird divergent beleuchtet, so ergibt sich ein Streifenabstand, der von der zweiten Raumrichtung abhängt, hier also von y . Die aus den ESPI-Streifen berechnete Deformation muß dann entsprechend korrigiert werden.

3.3 Beschreibung der benutzten ESPI-Meßaufbauten

Für die nachfolgend beschriebenen Experimente wurden zwei unterschiedliche Aufbauten benutzt, die jeweils sowohl die out-of-plane, als auch eine in-plane Verformungskomponente erfassen können.

3.3.1 Mobiler Kompaktaufbau

Für Verformungsmessungen außerhalb des Labors, d.h. direkt an Baudenkmälern, Wandmalereien usw. wurde ein sehr kompaktes und robustes ESPI-Gerät entwickelt, das eine direkte Ankopplung an das zu untersuchende Bauwerk erlaubt. Dadurch wurde es erstmals möglich, Verformungen im Submikrometerbereich vor Ort ohne weitere Schwingungsisolierung über lange Zeiträume zu detektieren. So wurden in einer Dauermessung in einer Kirche in Eilsun, Ostfriesland, über 4 Wochen die tageszeitlich bedingten Verformungen eines Wandabschnitts registriert, ohne daß zwischenzeitlich ein neuer Referenzzustand digitalisiert werden mußte [GHH⁺90b].

In Abb.3.5 ist der schematische Aufbau des Gerätes zu sehen. Durch den Einsatz kleiner Bauelemente wie Halbleiterlaser (Sharp LT015MD), CCD-Kamera (Philips LDH600) und einer Bildverarbeitung auf PC-Basis (DATA-TRANSLATION DT2861 und Coprozessor DT2858) konnte die Ausdehnung und das Gewicht des Gerätes minimiert werden. Der Strahlengang ist leicht zu verfolgen: der kollimierte Strahl der Laserdiode 1 wird in zwei gleich intensive Teilstrahlen aufgeteilt, wobei

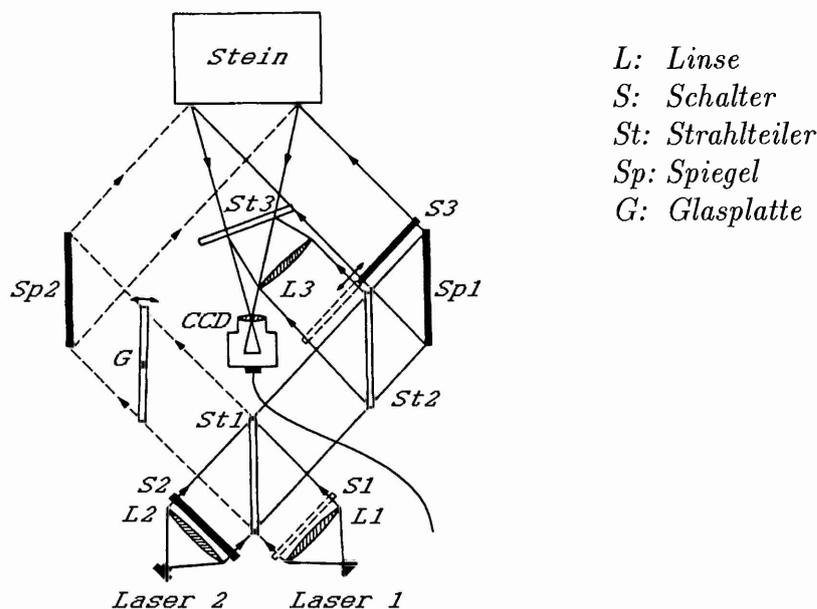


Abbildung 3.5: Aufbau des kompakten und transportablen ESPI-Systems sensitiv für out-of-plane und eine in-plane Verformungskomponente.

der durch den ersten Strahlteiler (St1) durchgehende Strahl immer als Beleuchtungswelle fungiert. Sinn und Zweck der zweiten Laserdiode, die im Normalbetrieb durch den Schalter S2 blockiert wird, ist im nächsten Unterkapitel beschrieben. Der zweite Teilstrahl, der an St1 reflektiert wird, wirkt nun je nach Stellung des Schalters S3 über einen weiteren Strahlteiler (St3) als Referenzwelle, oder aber beim Umlegen des Schalters S3 als zweite Objektbeleuchtung. Man kann somit durch Betätigung von S3 von der hauptsächlich out-of-plane Anordnung in die in-plane Anordnung umschalten. Die planparallele Glasplatte (G) im ersten Teilstrahl ist drehbar gelagert und an einen Piezotranslator angekoppelt. Durch Verdrehen dieser Glasplatte wird der optische Weg des durchgehenden Beleuchtungsstrahls verändert. Dadurch kann eine gezielte Schiebung der relativen Phasenlagen der zur Interferenz kommenden Wellen erzeugt werden. Dies ist notwendig, wenn die Auswertung der ESPI-Streifensysteme mit dem 'Phasen-Shift-Verfahren' durchgeführt wird (siehe Kap.3.4). Alle Schalter, wie auch die Drehung der Glasplatte, werden vom angeschlossenen PC gesteuert.

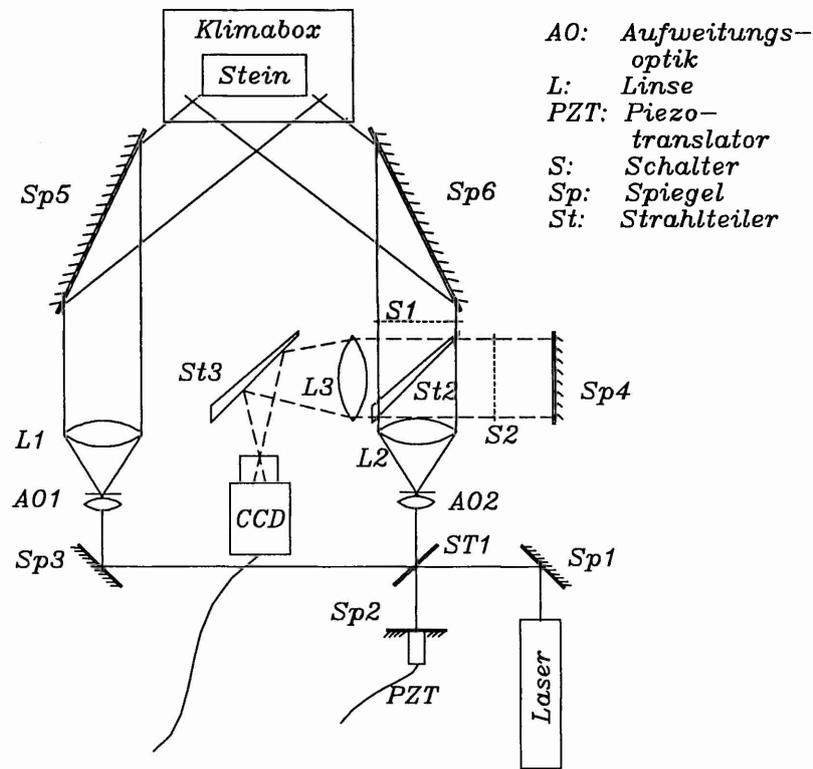


Abbildung 3.6: ESPI-Labora Aufbau sensitiv für eine in-plane und für die out-of-plane Verformungskomponente.

In vielen Fällen ist es notwendig, auch die zweite in-plane Verformungskomponente zu erfassen, da oftmals die Registrierung von nur einer Verformungsrichtung in der Oberfläche keine eindeutige Interpretation des Verformungsablaufes zuläßt. Dies wurde in einer Messung realisiert, in der ein neuartiger faserbewehrter Reparaturmörtel untersucht werden sollte. Hierzu wurde der in-plane Teil dieses System dupliziert, und mit einer Drehung um 90° in das Gerät integriert, wobei die Drehachse parallel zur Oberflächennormalen verläuft. Somit konnten nahezu simultan alle drei Verformungskomponenten verfolgt werden, und das komplette dreidimensionale Verformungsverhalten des neuartigen Mörtels während des Aushärteprozesses über einen Zeitraum von etwa 7 Tagen gemessen werden [GHH⁺90a].

3.3.2 Laboraufbau

Der zweite Aufbau, der für die Messungen benutzt wurde, ist ein reiner Laboraufbau. Er ist in Abb.3.6 dargestellt. Im Unterschied zum vorherigen System ist dies

ein Aufbau, der nur auf einem schwingungs isolierten Tisch betrieben werden kann. Als kohärente Lichtquelle wird hier ein 30 mW HeNe-Laser eingesetzt. Der Strahlengang ist dem im ersten Aufbau sehr ähnlich. Am ersten Strahlteiler (St1) werden wiederum zwei gleich intensive Teilstrahlen erzeugt, wobei auch hier der durchgehende Strahl immer als Objektbeleuchtung fungiert. Der zweite Teilstrahl dient erneut als Referenz- oder als zweite Beleuchtungswelle. Die Umschaltung zwischen out-of-plane und in-plane Anordnung wird wiederum mit Schaltern (S1 und S2) realisiert. Aufgrund der begrenzten Kohärenzlänge des HeNe-Laser, muß für out-of-plane Messungen die Weglänge des Referenzstrahls abgeglichen werden. Hierzu ist der zusätzliche Strahlteiler St2 und ein weiterer Spiegel (Sp4) eingesetzt. Die Phasenschiebung wird mit einem auf einen Piezotranslator (PZT) befestigten Spiegel (Sp2) realisiert. St2 und St3 sind als Keilplatten ausgelegt, um Interferenzen im Referenzstrahl zu vermeiden. Zur Abbildung wird in der Regel ein 35-105 mm Micro-Zoomobjektiv von Nikon verwendet, das eine leichte Anpassung an die jeweils benötigte Meßfeldgröße ermöglicht. Angeschlossen ist eine CCD-Kamera LDH 670/00, ebenfalls von Philips, die im Gegensatz zur Kamera LDH600 keine Empfindlichkeit mehr im nahen Infrarotbereich besitzt, und somit nicht in Verbindung mit den im ersten Aufbau benutzten Laserdioden eingesetzt werden kann. Die Bildverarbeitung wird wiederum auf PC-Basis mit den gleichen Komponenten durchgeführt, die auch im kompakten Meßsystem benutzt werden.

Das zu untersuchende Objekt ist üblicherweise in einem kleinen klimatisierbaren Kasten untergebracht. Die Klimatisierung wird durch zwei Thermostate erreicht, die einen Luftstrom mit definierter Temperatur und Feuchtigkeit erzeugen. Der prinzipielle Ablauf der Klimatisierung, der in Zusammenarbeit mit Kollegen des Fraunhofer Instituts in Holzkirchen entwickelt und konstruiert wurde, ist folgender: Mithilfe einer Ansaugpumpe wird Laborluft zunächst durch einen mit entionisiertem Wasser gefüllten Glaszylinder angesogen. Der Glaszylinder steht in dem Wasserbad des ersten Thermostaten, sodaß die Temperatur des entionisierten Wassers kontrolliert werden kann. Hier nimmt nun die durchstreichende Luft die bei der jeweiligen Temperatur maximal mögliche Wassermenge auf, d.h., der Luftstrom weist am Ausgang des ersten Thermostaten immer eine relative Luftfeuchte von nahezu 100% auf. Die absolute Wassermenge, die der Luftstrom beinhaltet, ist natürlich abhängig von der Wassertemperatur im Glaszylinder bzw. im Wasserbad. (Diese Tatsache ist hinreichend bekannt und wird z.B. in [Web85] behandelt.) Der so angereicherte Luftstrom wird dann in Kühlschlangen durch das Wasserbad des zweiten Thermostaten geleitet. Je nach Wahl der Temperatur der beiden Thermostatbäder wird dann der Luftstrom am Ausgang des zweiten Thermostaten eine Temperatur

und relative Luftfeuchte besitzen, die über weite Bereiche definiert vorgegeben werden kann. Über eine ebenfalls klimatisierte Zuleitung wird der Luftstrom dann in die kleine Klimakammer geleitet, und sorgt somit für die gewünschte thermisch-hygrische Umgebung. Ein kapazitiver Feuchtefühler (Vaisala HMP 133Y) mit integriertem Temperaturfühler (PT 100) überwacht die Bedingungen in der Klimabox. Die gesamte Klimatisierung kann vom angeschlossenen PC überwacht und gesteuert werden, sodaß z.B. vorgegebene Klimazyklen automatisch ablaufen können.

Die Probe selbst steht auf einem Sockel aus Zerodur. Diese spezielle Glaskeramik, die u.a. als Trägermaterial für große astronomische Spiegel Verwendung findet, weist einen äußerst geringen Temperatursdehnungskoeffizienten auf, sodaß keine meßbaren Auswirkungen durch eine Temperaturveränderung des Sockels auf das Verformungsbild der Probe erwartet werden.

Für die in Kap.4 beschriebene neue Methode der Korrelationsbestimmung der Objektstreulichtfelder wurde ausschließlich dieser Aufbau eingesetzt. Im Verlauf dieser Experimente zeigte sich, daß einige stabilisierende Erweiterungen der Anordnung zweckmäßig sind, die für reine Verformungsmessungen nicht unbedingt notwendig sind. Dementsprechend wird in Kap.4.4.2 erneut auf diesen Aufbau und die Erweiterungen eingegangen.

3.4 Auswertung von ESPI-Streifenmustern

Mit der Kenntnis des Streifenabstandes und der Streifenordnung kann man aus den ESPI-Primärdaten jedem Bildpunkt einen Verformungswert zuordnen. Während der Streifenabstand eine leicht bestimmbare Größe ist (siehe Kap.3.1), bedarf es jedoch zur eindeutigen Bestimmung der absoluten Streifenordnung weiterer Informationen. So ist z.B. einem einzelnen Streifensystem wie in Abb.3.3 nicht zu entnehmen, ob die Verkippung parallel oder aber antiparallel zum Empfindlichkeitsvektor ausgerichtet war. Weiterhin ist nicht zu erkennen, ob lokale Extrema aufgetreten sind, wie es bei realen Verformungen durchaus häufig vorkommt.

Ein gängiges Verfahren zur automatischen Auswertung von ESPI-Streifenbildern, das zumindest die Richtung des Verformungsgradienten zu bestimmen vermag, ist das *Phasen-Shift-Verfahren*. Eine sehr ausführliche Darstellung dieser Methode ist von CREATH [Cre88] gegeben worden. Durch die Verknüpfung von vier Streifenbilder des gleichen Objektzustandes, jedoch jeweils mit einem konstanten zusätzlichen Shift der Phase des Referenzstrahls (typischerweise ca. $\pi/2$), kann die zuvor symmetrische cos-Modulation der Streifen in eine asymmetrische tan-Modulation überführt werden. Diese asymmetrische Modulation enthält nun die Information über die

Richtung des Verformungsgradienten, sodaß zumindest lokale Extrema identifiziert werden können. Dieses Verfahren, das später auch zur Bestimmung des Korrelationskoeffizienten der unterliegenden Specklefelder eingesetzt wird, wird in Kap.4.3 noch ausführlicher behandelt. Als Ergebnis dieser Verknüpfung erhält man an jedem Bildpunkt die aus der Verformung resultierende zusätzliche Phase $\Delta\Phi$, die zur Zufallsphase des Specklemusters hinzukommt. Die Phasenwerte können jedoch nur modulo 2π bestimmt werden, sodaß nach der Erstellung des 'Phasenbildes', das die errechneten Phasenwerte in einer Grauwertcodierung zeigt, spezielle Algorithmen eingesetzt werden müssen, um die nicht zur realen Verformung gehörigen Phasensprünge zu beseitigen. Dies ist in Abb.3.7 z.B. im oberen Teil sehr schön zu erkennen. Die *tan*-modulierten Streifen des Phasenbildes resultieren aus einer geringen Verkipfung der Testoberfläche um eine Drehachse parallel zur Ausrichtung der Streifen. Besonders die Beseitigung der Phasensprünge führt bei komplexen und kontrastarmen Streifensystemen wegen des Specklerausens zu großen Problemen, für die z.Zt. noch keine allgemein anwendbaren Lösungsverfahren existieren.

Die Bestimmung der absoluten Streifenordnungen kann mit dem obigen Verfahren so zunächst nicht erfolgen. Besonders bei Bildern, die z.B. aufgrund von Rissen diskontinuierliche Streifenverläufe aufweisen, ist dies aber eine oftmals entscheidende Information. So ist es notwendig zu wissen, wie auf beiden Seiten der Risse die Streifen verbunden werden müssen, da ja einige Streifen durch das Bild durchgelaufen sein können. Ein Lösungsweg ist eine kontinuierliche Verfolgung der Streifen, was aber besonders bei lang andauernden Messungen ziemlich unpraktikabel ist.

Eine weitaus elegantere Methode wird durch den gleichzeitigen Einsatz eines zweiten Lasers erreicht (siehe Abb.3.5), der bei einer etwas unterschiedlichen Wellenlänge emittiert [GHH⁺92]. Mit dieser Anordnung werden simultan ESPI-Streifenbilder aufgenommen. Aufgrund der leicht differierenden Wellenlängen erhält man so bei einer gegebenen Verformung Streifensysteme, die bei Verformung null exakt gleichphasig sind, die aber mit zunehmender Verformung mehr und mehr auseinanderlaufen. Erst bei der resultierenden synthetischen Wellenlänge, die im wesentlichen von der Differenz der Laserwellenlängen bestimmt wird, sind die Streifensysteme wieder phasengleich, wobei dann natürlich bei dem Streifensystem mit der niedrigeren Wellenlänge insgesamt ein Streifen mehr aufgetreten ist. Man erhält also innerhalb einer Periode dieser Schwebungsfrequenz eine eindeutige Aussage über die Streifenordnung. Dies ist in Abb.3.7 an einem Testobjekt verdeutlicht, das um eine in der Objektoberfläche liegende vertikale Drehachse verkippt wurde. Mit dem Aufbau in Abb.3.5 wurden mit den beiden Laserdioden bei 780 nm und 830 nm jeweils ein Streifenbild aufgenommen und die errechneten Phasenbilder übereinander dar-

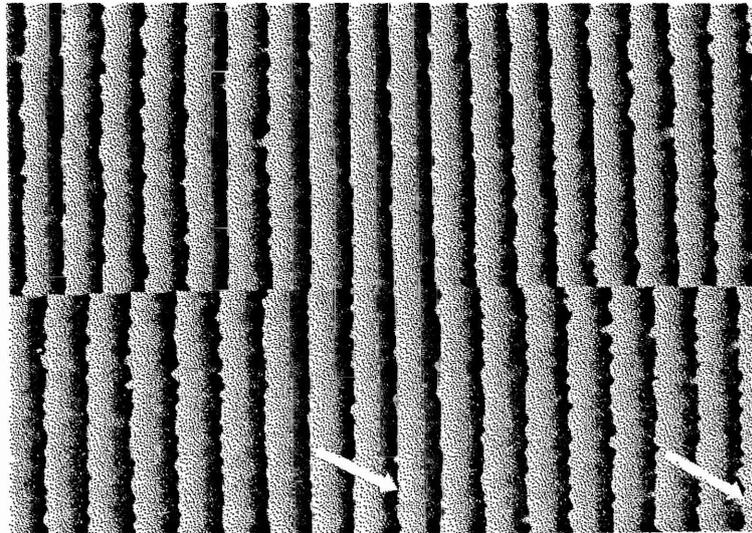


Abbildung 3.7: ESPI Phasenbild einer verkippten Oberfläche. Oben: Mit $\lambda = 780 \text{ nm}$ aufgenommen, unten: Mit $\lambda = 830 \text{ nm}$ aufgenommen. Mittlerer Pfeil markiert nullte Streifenordnung, rechter Pfeil halbe synthetische Wellenlänge.

gestellt. Deutlich ist zu erkennen, wie die zunächst gleichphasigen Streifensysteme (mittlerer Pfeil) allmählich auseinanderlaufen. Der rechte Pfeil markiert die halbe synthetische Wellenlänge, die für diese beiden Wellenlängen etwa 8 Streifen beträgt. Somit kann über einen Verformungsbereich von 16 Streifen entsprechend etwa $8 \mu\text{m}$ eine eindeutige Streifenzuordnung erfolgen.

3.5 Anwendungsbeispiele bei der Untersuchung hygrisch bedingter Prozesse an Natursteinen

In einigen beispielhaften Messungen wird nun gezeigt werden, welche Möglichkeiten das Verfahren bei der Erfassung feuchtebedingter Reaktionen von Natursteinen bietet.

In einer ersten Messung wurde eine von Wasser hervorgerufene out-of-plane Verformung an einem Teilstück aus *Fränkischem Werksandstein* detektiert. Derartige Quellvorgänge sind in der Erforschung der Ursachen für Steinerfall und in der

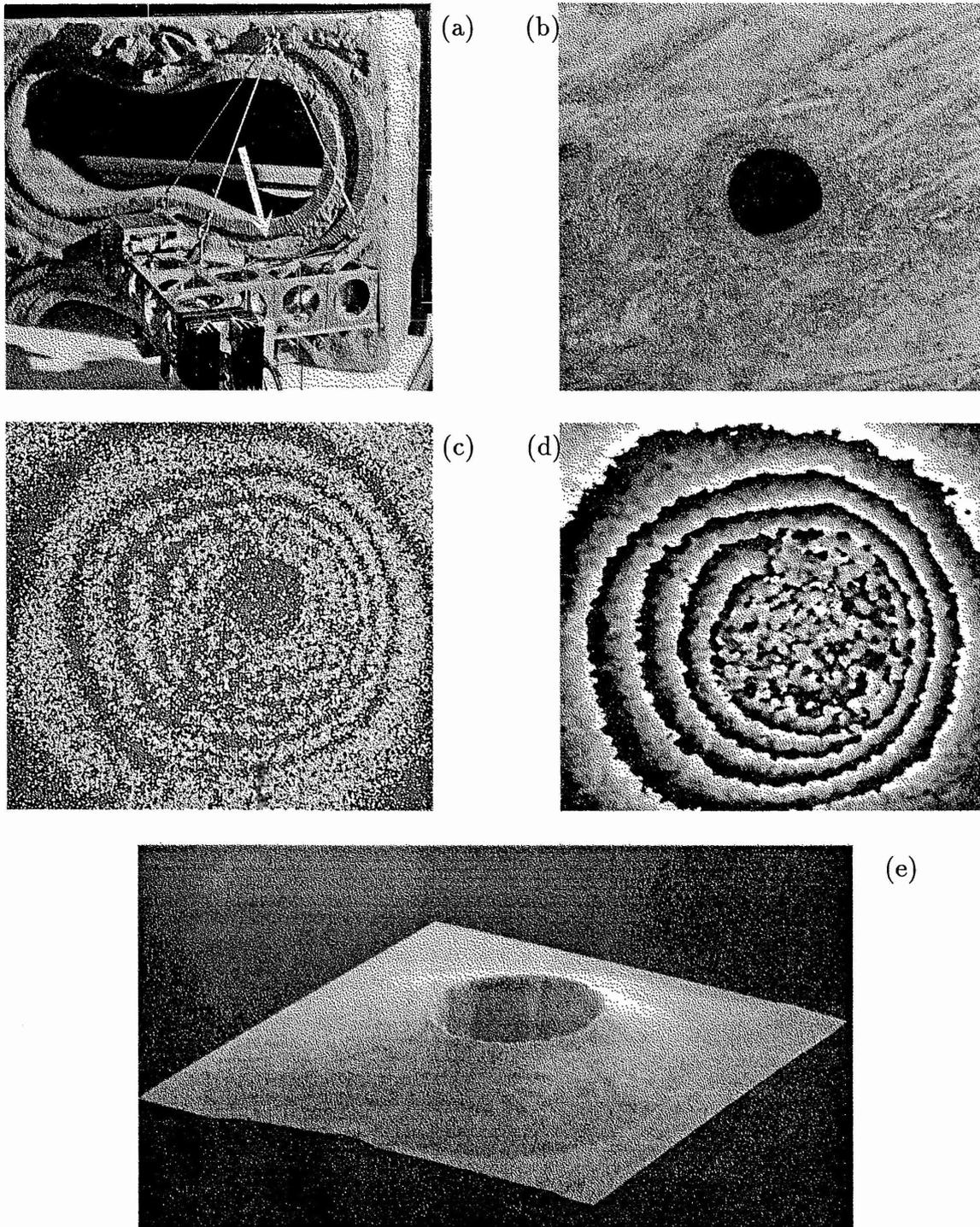


Abbildung 3.8: Messung feuchtebedingter Quellung einer Natursteinprobe um ein Bohrloch. (a) ESPI-Meßkopf am Objekt befestigt. Pfeil kennzeichnet das Bohrloch. (b) Meßfeld um das 12 mm weite Bohrloch. (c) ESPI-Streifenbild ca. $1\frac{1}{4}$ Std. nach Versuchsbeginn. Streifenabstand $0.47\ \mu\text{m}$. (d) zugehöriges Phasenbild. (e) Visualisierte Gesamtverformung in Form eines Licht-Schatten-Modells.

Entwicklung von Schutzmitteln von zentraler Bedeutung (siehe Kap.2). Bei der Natursteinprobe handelt es sich um ein ausgesondertes Originalstück der Balustrade der Würzburger Residenz, an dem verschiedenste Untersuchungen durchgeführt werden konnten. In dieser Messung wurde das Verformungsverhalten des Gebietes um ein Bohrloch herum untersucht, wobei zu Versuchsbeginn mit einer Pipette Wasser in das Bohrloch geträufelt wurde. Die durch das Eindringen des Wassers hervorgerufenen Quellungen wurden mit dem kompakten ESPI-Gerät detektiert. In Abb.3.8(a) ist der Probekörper mit dem daran befestigten optischen Meßkopf gezeigt. Der Pfeil zeigt auf das Bohrloch in der Probe. Abb.3.8(b) zeigt das etwa $3,5 \times 3,5 \text{ cm}^2$ große Meßfeld um das Bohrloch herum. Die nach einer Zeit von 1 h und 14 min gemessene maximale Feuchtigkeitsverformung erzeugt ein System von ringförmigen ESPI-Streifen, die, wie schon erwähnt, Gebiete gleicher Verformung verbinden. Dies ist in Abb.3.8(c) gezeigt. Der Streifenabstand beträgt hier etwa 470 nm. Deutlich ist zu erkennen, daß sich relativ gleichmäßige, konzentrische Kreissysteme um das Bohrloch herum ausgebildet haben, was eine recht gleichmäßige Verformung kennzeichnet, deren Maximalwert bei etwa $2,5 \mu\text{m}$ liegt.

Das zugehörige Phasenbild ist in Abb.3.8(d) dargestellt. Wie in Kap.3.4 erwähnt, ist aus dem Phasenbild aufgrund des asymmetrischen Intensitätsverlaufes innerhalb eines Streifens die Richtung des Verformungsgradienten zu entnehmen, wobei eine Grauwertcodierung gewählt wurde, die von schwarz über grau nach weiß einen positiven Gradienten kennzeichnet. Deutlich sind auch die nicht zur realen Verformung gehörigen Phasensprünge aufgrund der Tatsache, daß die Phasenwerte nur $\text{mod}2\pi$ bestimmt werden können.

Da die primären ESPI-Streifenbilder und auch die Phasenbilder besonders für ungeübte Betrachter, in komplizierten Fällen und besonders bei in-plane Verformungen auch für das geschulte Auge, recht unanschaulich und schwer interpretierbar sind, wurden in Zusammenarbeit mit Informatikern der Universität Oldenburg spezielle Visualisierungsstrategien entwickelt und angewandt, die die aufgetretenen Verformungen in dreidimensionaler Form sehr plastisch darstellen. Dies ist in Abb.3.8(e) gezeigt, wo aus den resultierenden Deformationen ein Licht-Schatten-Modell errechnet wurde. Diese Art der Visualisierung wurde in einer anderen Messung für viele aufeinanderfolgende Verformungsstadien durchgeführt, um schließlich in einer Animation den dynamischen Ablauf der aufgetretenden Verformungen eindrucksvoll zu verdeutlichen. Leider sind derartige Shading-Techniken sehr rechenintensiv und selbst mit leistungsfähigen Rechnern, wie in diesem Fall mit einer SUN SPARCstation, werden z.Zt. noch Rechenzeiten pro Verformungsbild benötigt, die in Minutenbereich liegen.

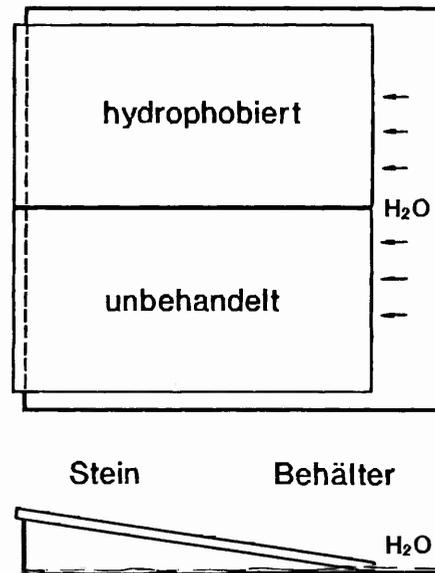


Abbildung 3.9: Anordnung einer unbehandelten und einer hydrophobierten Sandsteinplatte zum Vergleich der Reaktionen auf Wasser.

In einem zweiten Experiment wurde versucht, Wasseraufnahme- und -transportprozesse von Natursteinproben zu verfolgen, die sich durch lokal unterschiedliche Quellungen bemerkbar machen. Konkret sollte geklärt werden, ob die Hydrophobierung eines Steins zu einer Veränderung dieser Prozesse führt. Dazu wurden zwei Platten aus *Sander Schilfsandstein*, Plattengröße $80 \times 45 \times 10 \text{ mm}^3$ in einer mit Wasser gefüllten Schale angeordnet, wie in Abb.3.9 skizziert. Eine der beiden Platten wurde zuvor mit einem Hydrophobierungsmittel behandelt. Beide Proben wurden gleichzeitig mit ESPI beobachtet. In Abb.3.10(a) ist das Verformungsmuster der Proben anhand eines Phasenbildes eine Minute nach Start des Experimentes zu sehen. Anhand des Intensitätsverlaufs in dem Phasenbild erkennt man, daß sich beide Platten durchgebogen haben, wobei die Durchbiegung bei der unbehandelten Platte (unten in Abb.3.10(a)) viel größer ist, als bei der hydrophobierten (oben in Abb.3.10(a)). Nach 13 Minuten ist beim unbehandelten Stein erkennbar, daß sich die Richtung des Verformungsgradienten am rechten Rand umkehrt (dort tauchen die Platten ins Wasser). Der Ort der Umkehr wandert im weiteren Verlauf des Versuchs

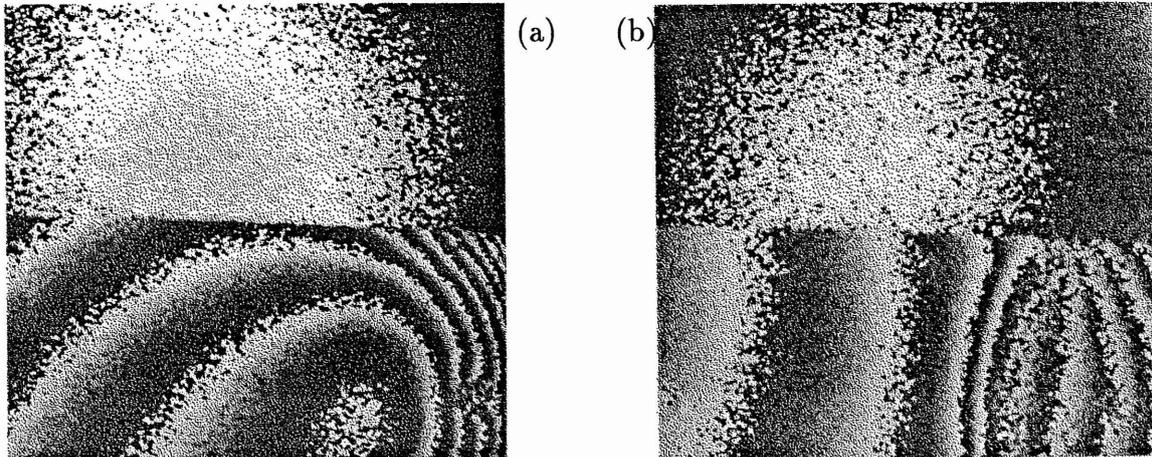


Abbildung 3.10: ESPI Phasenbilder als Resultat von Verformungen der Steinplatten aus Abb.3.9. (a) Verformungen innerhalb einer Minute nach Versuchsbeginn. (b) Verformungen innerhalb 5 Minuten ca. $1\frac{1}{2}$ Std. nach Versuchsbeginn. Richtungsumkehr des Helligkeitsverlaufs markiert den Ort, bis zu dem die unbehandelte Platte völlig durchfeuchtet ist.

immer weiter nach links. Dies ist in Abb.3.10(b) zu erkennen, wo die Verformungen über einen Zeitraum von fünf Minuten und 1 h 25 min nach Versuchsbeginn abgebildet sind. Beim hydrophobierten Stein hat eine solche Richtungsumkehr nicht stattgefunden.

Es zeigt sich also, daß beide Proben offensichtlich Wasser aus der Dampfphase aufnehmen, was zur Quellung vor allem an den Plattenunterseiten und damit zu einer Durchbiegung der Platten führt. Die Durchbiegung der hydrophobierten Platte ist demnach ein Nachweis für die Wasserdampfdurchlässigkeit der Hydrophobierungsschicht, was ja Vorbedingung für ein sinnvolles Schutzmittel sein muß (siehe Kap.2). Die Größe der Durchbiegung ist bei der unbehandelten Probe größer, da zusätzlich Wassertransport durch kapillares Saugen und Kapillarkondensation stattfindet, gefördert durch die Schichtung der Proben parallel zur Oberfläche. Dort, wo der Stein völlig durchfeuchtet ist, findet keine weitere Quellung mehr statt. Dieser Zustand beginnt beim unbehandelten Stein nach 13 Minuten am rechten Rand und vergrößert sich danach ständig. Dies ist als Wandern des Orts der Richtungsumkehr des Intensitätsverlaufs im Phasenbild nach links zu erkennen (Abb.3.10(b)). Wird nun dieses Wandern über der Wurzel aus der Zeit aufgetragen, so ergibt sich der

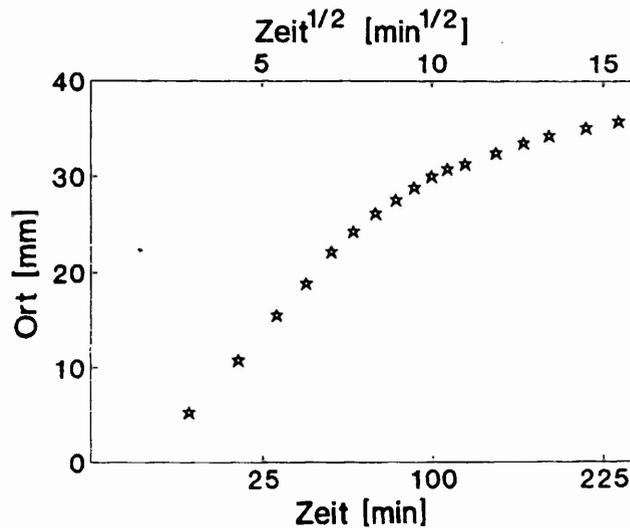


Abbildung 3.11: Ort der Wasserfront über der Zeit. Im Bereich bis ca. 100 min ist der Ort proportional zur Wurzel der Zeit. Danach setzt ein Sättigungsverhalten ein.

Verlauf wie in Abb.3.11. Der Ort der Wasserfront in Abhängigkeit von der Wurzel aus der Zeit verläuft zu Beginn linear, nach einiger Zeit setzt dann ein Sättigungsverhalten ein. Aus der Steigung des linearen Teils der Kurve wird der Wassereindringkoeffizient bestimmt, der eine wichtige beschreibende Größe in der Beurteilung von Bauwerkstoffen darstellt [Klo74]. Aus der Messung kann dieser Wert für den *Sander Sandstein* zu $0.048 \text{ cm}/\sqrt{s}$ bestimmt werden, was in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen aus anderen Messungen steht. So ermittelte SCHUH [Sch87] in aufwendigen Untersuchungen für sehr ähnliche Sandsteine Eindringkoeffizienten zwischen $0.039 - 0.088 \text{ cm}/\sqrt{s}$.

Beim hydrophobierten Stein zeigte sich, daß er selbst nach 7 Tagen nicht völlig durchfeuchtet war, was belegt, daß die Hydrophobierung Aufnahme und Transport von flüssigem Wasser stark behindert. Abb.3.12 zeigt die Biegekurven 1 h 30 min nach Versuchsbeginn für einen Schnitt in der Mitte der Proben. Der Ort, bis zu dem der unbehandelte Stein völlig durchfeuchtet ist, wird an einer Steigungsänderung erkennbar (siehe Pfeil). Da bei dem beobachteten Steinmaterial die Verformung hauptsächlich von der Längsachse abhängig war, konnte auf eine komplette Auswertung der Verformungsfelder verzichtet werden. Bei unregelmäßig vom Ort

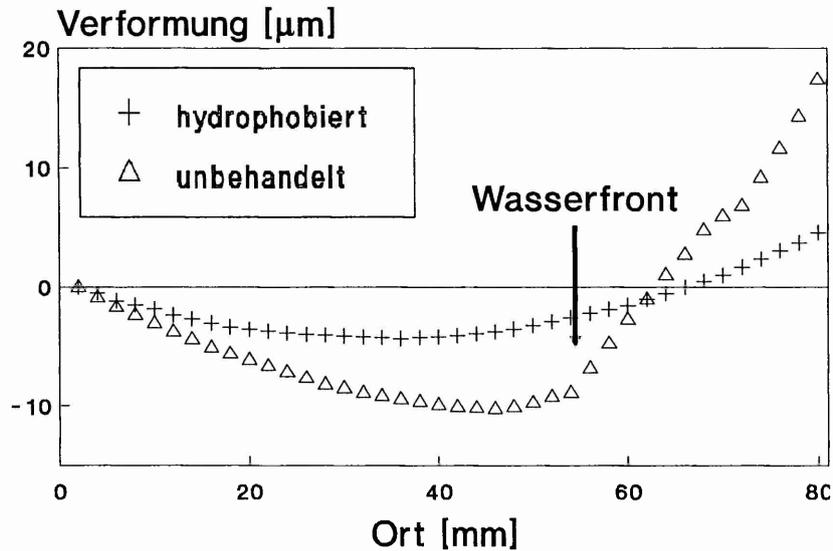


Abbildung 3.12: Aufgetretene Gesamtverformung $1\frac{1}{2}$ Std. nach Versuchsbeginn längs eines Schnittes in der Mitte der Proben. Der Ort der Wasserfront bei der unbehandelten Probe ist an der Steigungsänderung zu erkennen.

abhängigen Verformungen, z.B. wenn durch einen Mikroriß der Wassertransport lokal beeinflusst wird, liefert ESPI jedoch jederzeit das ganze Verformungsfeld.

Ihre Bedeutung speziell bei der Verfolgung von Durchfeuchtungsprozessen erhält die Methode vor allem bei Materialien, bei denen sich Feuchte nicht unmittelbar visuell bemerkbar macht. Dies ist z.B. sehr häufig bei Marmoren der Fall. In [Pos90] wird dieses Problem dahingehend präzisiert, daß selbst mit eingefärbtem Wasser der Eindringkoeffizient nur abgeschätzt werden kann. Grundsätzlich ist die Möglichkeit der orts aufgelösten Vergleichsmessung hygrischer Ausdehnung in Video-Echtzeit mit keinem der herkömmlichen Verfahren in dieser Form zu erreichen. Sie kann somit zu einem wesentlich besseren Verständnis dieser Prozesse beitragen, besonders im Zusammenhang mit aufgetragenen Schutzmitteln.

Während Deformationen lediglich eine zusätzliche, über mehrere Speckle konstante Phase erzeugen, äußern sich Mikrostrukturveränderungen in der teilweisen oder völligen Ausbildung neuer Specklemuster. D.h., die verspeckelten Objektbilder sind nur noch teilweise oder aber gar nicht mehr mit dem Vergleichszustand korreliert. Dies führt dazu, daß es keine Bereiche in den zur Subtraktion kommenden

Specklemustern mehr gibt, die sich auslöschen. Der Kontrast der ESPI-Streifen wird demnach mehr oder weniger drastisch reduziert. Diese bekannte Tatsache wird bereits von MALMO UND LØKBERG [ML90] qualitativ genutzt, um oxidierende Bereiche einer Probenoberfläche zu identifizieren. Neben mechanischem Ab- oder Antrag führen gerade Prozesse wie Wasseranlagerung und Wasserschichtbewegung (siehe Kap.2) zu Veränderungen des Streulichtfeldes und damit zu einer Verschlechterung des Streifenkontrastes. Dies zeigt ein weiteres Experiment. Hier wurde ein Probekörper aus *Schlaitdorfer Sandstein* in der kleinen Klimakammer des Laboraufbaus einigen Trocken-Feuchte Zyklen ausgesetzt, wobei die Luftfeuchtigkeit in der Kammer zwischen den Extremwerten 34% und 88% variiert wurde. Die Kammer-temperatur wurde währenddessen konstant gehalten. Das Diagramm in Abb.3.13 (unten) zeigt die relative Luftfeuchtigkeit in der Klimakammer und den Kontrast eines zu Beginn des Experiments durch eine leichte Verkippung des Steins erzeugten Streifensystems, über der Versuchszeit aufgetragen. Über dem Diagramm sind einige charakteristische Streifensysteme zu vier unterschiedlichen Zeitpunkten und relativen Luftfeuchten während des Versuches abgebildet.

Gestartet wurde der Versuch mit einer Feuchte von 34% (Streifensystem (A)), die dann auf 88% erhöht wurde. Der Kontrast fällt zeitgleich mit der Änderung ab (z.B. Streifensystem (B) bei 60% r.F.) und erreicht bei 85% relativer Feuchte die Meßbarkeitsgrenze (C). Verringerung der Luftfeuchte führt wieder zu einer Verbesserung des Kontrastes (D), die jedoch erst nach einer kurzen Zeitverzögerung von 20 Minuten einsetzt, und nicht den ursprünglichen Wert zu Beginn des Experimentes liefert.

Der Verschlechterung des Kontrastes bei Feuchteerhöhung liegen die schon in Kap.2 erwähnten Wasserfilmbildungen und -bewegungen zugrunde, bei höheren Feuchten auch eventuelle Kondensation in Poren, deren Größe im Nanometer-Bereich liegt. Diese Wasseranlagerungen können neben einer Mikroreliefveränderung der Oberfläche auch die optischen Eigenschaften der Oberfläche wie z.B. Transparenz, Polarisierung, Doppelbrechung usw. beeinflussen, und äußern sich deshalb sehr deutlich in veränderten Streulichtfeldern (siehe hierzu auch Kap.4.1.3).

Die Zeitverzögerung zwischen der Verringerung der angebotenen Luftfeuchte und der Reaktion des Steins kann unter standardisierten Bedingungen eventuell Aufschluß über das Porensystem erlauben, denn sie scheint für das jeweilige Material charakteristisch zu sein. Auffällig war beispielsweise für *Carrara Marmor* eine um mehr als eine Stunde verzögerte Reaktion.

Die Detektion veränderter Streulichtfelder über eine Kontrastbestimmung in der hier dargestellten Weise hat aber einige entscheidende Nachteile. So müssen

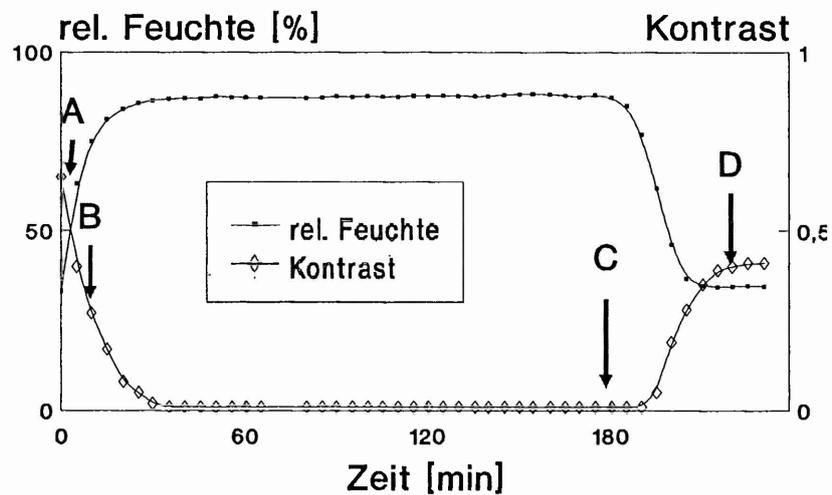
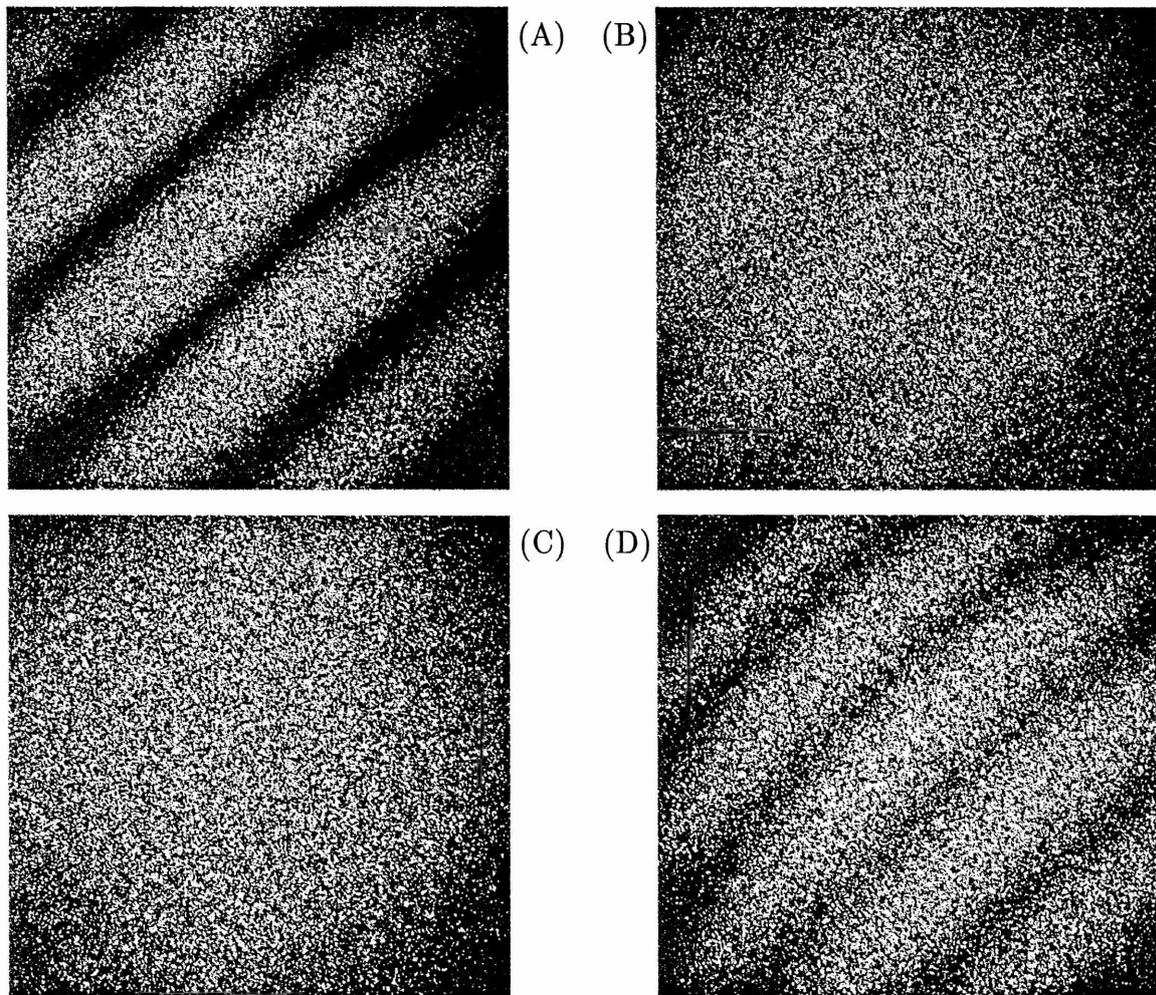


Abbildung 3.13: Zeitlicher Verlauf des Kontrastes von ESPI Streifen bei der Beobachtung einer Sandsteinprobe unter Veränderung der relativen Luftfeuchte. (A)-(D) Streifenbilder bei 34%, 60%, 88% und wieder bei 34% r.F..

zu Versuchsbeginn zunächst durch Verkipfung künstlich Streifen generiert werden, deren Kontrast dann zeitlich verfolgt wird. Besonders bei kleinen Meßfeldern führt dies aber selbst schon zur Dekorrelation der Streulichtfelder. Weiterhin wird eine nur geringe örtliche Auflösung möglich sein. Weitere Schwierigkeiten ergeben sich, falls während der Messung zusätzliche, dann eine reale Verformung anzeigende Streifen hinzukommen, bzw. wenn der Streifenverlauf sehr unregelmäßig wird. Besonders im letzteren Fall ist dann eine automatische Detektion aufgrund der schwierigen Streifenverfolgung ungemein schwierig wenn nicht gar unmöglich.

Eine neuartige Auswertemethode verbunden mit einer leicht modifizierten Datenaufnahme ermöglicht eine wesentlich elegantere und effizientere Gewinnung der Information über die Korrelation der verglichenen Specklemuster. Dieses neue Verfahren wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

Kapitel 4

Korrelationsmessung mit ESPI

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie aus den gewonnenen ESPI-Primärdaten neben der Information über aufgetretene Verformungen auch Veränderungen der Oberflächenmikrostruktur bestimmt werden können, indem der Korrelationskoeffizient der gestreuten Speckfelder vor und nach einer Objektveränderung ermittelt wird. Dies kann, wie im späteren Verlauf gezeigt wird, wiederum orts aufgelöst und in schneller zeitlicher Abfolge geschehen.

Dazu wird im ersten Teil eine analytische Beschreibung des ESPI-Verfahrens im Subtraktionsmodus geliefert, wenn also die Intensitäten von jeweils zu vergleichenden Zuständen voneinander subtrahiert werden. Das entstehende Ergebnismuster wird dabei explizit als Funktion des Korrelationskoeffizienten der beiden verrechneten Intensitätsverteilungen beschrieben. Die Darstellungen lehnen sich in wesentlichen Teilen an die Ausführungen von OWNER-PETERSEN [OP91] an, unterscheiden sich jedoch entsprechend der Gegebenheiten im Experiment in einer etwas unterschiedlichen Darstellung des Subtraktionsergebnisses. Außerdem wird der Einfluß einer partiellen Änderung des Mikroreliefs der Objektoberfläche miteinbezogen.

Anschließend wird der Korrelationskoeffizient für zwei Spezialfälle berechnet, die für viele Anwendungen eine große Relevanz besitzen. Danach wird dann gezeigt, wie unter Anwendung des 'Phasen-Shift-Verfahrens' der Korrelationskoeffizient aus den ESPI Primärdaten bestimmt werden kann, und wie daraus auf Veränderungen der Mikrostruktur der zu untersuchenden Objektoberfläche geschlossen werden kann. Es folgt die Darstellung des Versuchsablaufs und die Auswirkung von notwendigen Ortsmittelungen. Letztlich wird in einigen Beispielen gezeigt, welche Informationen das neue Verfahren bei der Untersuchung von Steinzerfallsprozessen liefert.

4.1 Theoretische Beschreibung des ESPI-Verfahrens im Subtraktionsmodus

Der prinzipielle ESPI-Aufbau wurde ja bereits in Abb.3.1 erläutert. Bei diesem Verfahren befindet sich eine Videokamera in der Bildebene $\vec{r}_i = (x_i, y_i)$ des zu untersuchenden Objektes. Zu Beginn der Messung wird die Intensitätsverteilung $I_1(\vec{r}_i)$ aus der Überlagerung eines anfänglichen, verspeckelten Objektbildes mit einer Referenzwelle digitalisiert, und als Referenzzustand gespeichert. Die Helligkeitsverteilung in der Bildebene läßt sich wie üblich in der Interferometrie beschreiben als (z.B. [Ves79])

$$\begin{aligned} I_1(\vec{r}_i) &= |u_{o1}(\vec{r}_i) + u_{r1}(\vec{r}_i)|^2 = I_{o1}(\vec{r}_i) + I_{r1}(\vec{r}_i) + u_{o1}(\vec{r}_i)u_{r1}^*(\vec{r}_i) + u_{o1}^*(\vec{r}_i)u_{r1}(\vec{r}_i) \\ &= I_{o1}(\vec{r}_i) + I_{r1}(\vec{r}_i) + 2\sqrt{I_{o1}(\vec{r}_i)I_{r1}(\vec{r}_i)} \cos \psi(\vec{r}_i) \end{aligned} \quad (4.1)$$

wobei $I_{o1}(\vec{r}_i) = |u_{o1}(\vec{r}_i)|^2$ und $I_{r1}(\vec{r}_i) = |u_{r1}(\vec{r}_i)|^2$. Die Ausdrücke $u_{o1}(\vec{r}_i)$ und $u_{r1}(\vec{r}_i)$ stellen die komplexen Amplituden der Objekt-, bzw. Referenzwelle dar. Die Referenzwelle kann dabei eine konstante Intensität aufzeigen oder aber auch ein Specklemuster sein. ψ ist die Differenzphase zwischen Objekt- und Referenzwelle, und stellt aufgrund des verspeckelten Objektbildes eine Zufallsgröße dar.

Nach einer Objektbeeinflussung, wie z.B. einer Verformung oder einer Verkipfung des Objekts, wird ein zweiter Zustand $I_2(\vec{r}_i)$ digitalisiert und vom gespeicherten Referenzzustand subtrahiert. Analog zu Gl.(4.1) läßt sich das Intensitätsmuster beschreiben als

$$I_2(\vec{r}_i) = I_{o2}(\vec{r}_i) + I_{r2}(\vec{r}_i) + 2\sqrt{I_{o2}(\vec{r}_i)I_{r2}(\vec{r}_i)} \cos[\psi(\vec{r}_i) + \Delta\phi(\vec{r}_i)] \quad (4.2)$$

wobei die zusätzliche Phase $\Delta\phi(\vec{r}_i)$ aus der Objektbeeinflussung resultiert. Die Subtraktion der beiden Intensitäten I_1 und I_2 kann zu negativen Werten führen, die von der Bildverarbeitungshardware und von dem darstellenden Monitor normalerweise fehlerhaft behandelt werden. Es wird daher der Betrag des Ergebnisses gebildet. Unter der Voraussetzung, daß das digitalisierte Kamerasignal proportional zur Intensität am Ort des Aufnahmetargets ist, daß das Signal proportional vom Monitor dargestellt wird, und für den Fall einer perfekten Korrelation der beiden

zugrundeliegenden Intensitätsmuster ergibt sich auf dem Monitor eine Helligkeitsverteilung B , die proportional ist zu (Ortsvariablen sind aus Vereinfachungsgründen weggelassen)

$$\begin{aligned} B \propto +\sqrt{(I_2 - I_1)^2} &= 2\sqrt{I_o I_r [\cos(\psi + \Delta\phi) - \cos\psi]^2} \\ &= 4\sqrt{I_o I_r \left[\sin\left(\psi + \frac{1}{2}\Delta\phi\right) \sin\frac{1}{2}\Delta\phi \right]^2} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Vernachlässigt man mögliche zusätzliche Rauschanteile, so ergibt die Subtraktion in Gl.(4.3) immer dann null, wenn $\Delta\phi$ ein geradzahliges Vielfaches von π ist. Weicht $\Delta\phi$ hiervon ab, so verbleibt eine Restintensität, die aufgrund der Zufallsphase ψ ein Specklemuster darstellt. Man kann zeigen [JW83], daß das Specklemuster dann den maximalen Kontrast besitzt, wenn $\Delta\phi$ ein ungeradzahliges Vielfaches von π ist. Die Information über die Verformung ist also mit einem Specklemuster mit variierendem Kontrast überzogen. Im Beispiel eines linear ansteigenden $\Delta\phi$ in Richtung der horizontalen Bildkomponenten, wie man es nach einer leichten Verkippung des Objektes um eine vertikale Drehachse hat, würde man demnach vertikale dunkle und verspeckelte helle Streifen erhalten, wie dies in Abb.3.3 zu sehen ist. Die Streifen verbinden jeweils Gebiete der Objektoberfläche, die sich um einen gleichen Betrag in Richtung des Empfindlichkeitsvektors bewegt haben.

Die Darstellung in Gl.(4.3) wird üblicherweise benutzt (z.B. in [JW83]), um die entstehenden Subtraktionsmuster zu beschreiben. Dies gilt aber strenggenommen nur für den Fall, daß sich die zugrundeliegenden Specklemuster nur um den aus der Verformung oder Verkippung herrührenden festen Phasenfaktor $\Delta\phi$ unterscheiden, und sonst vollkommen identisch sind, also eine perfekte Korrelation aufzeigen. Dies ist aber exakt nur dann gegeben, wenn keine Verformung oder Bewegung des Objekts aufgetreten ist. Außerdem ist, wie oben erwähnt, die eigentliche Information über die Veränderung des Objektzustandes von einem Specklemuster überzogen. Es ist daher nicht sinnvoll, die Intensität an einzelnen Punkten zu betrachten. Um die Zufallsphase, und damit das Specklemuster, zu eliminieren, und um Aussagen darüber zu machen, wie sich das Resultat der Subtraktion im Falle beschränkter Korrelation der zugrundeliegenden Intensitäten verhält, muß man zu Ensemble-Mittelungen übergehen [Tan68, Wyk77], die im folgenden durch spitze Klammern charakterisiert werden. Es gilt daher, den folgenden zentralen Term zu berechnen

$$\left(\langle (I_2 - I_1)^2 \rangle \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\langle I_1^2 \rangle + \langle I_2^2 \rangle - 2\langle I_1 I_2 \rangle \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.4)$$

In vielen Anwendungsfällen, so auch in [OP91], wird eine quadratische Detektion des Subtraktionsausdrucks durchgeführt, was eine entsprechende, leicht vereinfachte Darstellung ermöglicht. In den hier beschriebenen Versuchsanordnungen wird jedoch eine Betragsbildung der Subtraktion durchgeführt, was in Gl.(4.4) zum Ausdruck kommt. Durch diese Betragsbildung wird der ohnehin sehr eingeschränkte Dynamikbereich von Bildverarbeitungscomponenten besser ausgenutzt.

Zur Bestimmung von Gl.(4.4) werden folgende sinnvolle Annahmen gemacht:

1. u_{o1}, u_{o2} sind verspeckelt, u_{r1}, u_{r2} können verspeckelt sein
2. u_{o1} und u_{r1} , bzw. u_{o2} und u_{r2} sind jeweils statistisch unabhängig
3. $\langle I_{o1} \rangle = \langle I_{o2} \rangle = \langle I_o \rangle$, und gleiches gilt für $\langle I_r \rangle$

Mit diesen üblicherweise erfüllten Annahmen können die einzelnen Erwartungswerte der rechten Seite der Gl.(4.4) umgeschrieben werden. So ergibt sich der Erwartungswert der Intensität vor und nach Beeinflussung des Objektes jeweils aus der Addition der Erwartungswerte von Objekt- und Referenzwellenintensität

$$\langle I_1 \rangle = \langle I_2 \rangle = \langle I_o \rangle + \langle I_r \rangle \quad (4.5)$$

Weiterhin erhält man

$$\begin{aligned} \langle I_1^2 \rangle = \langle I_2^2 \rangle &= \langle (I_o + I_r + 2\sqrt{I_o I_r} \cos \psi)^2 \rangle \\ &= \langle I_o^2 + I_r^2 + 4I_o I_r \cos^2 \psi + I_o I_r + I_r I_o \\ &\quad + 2I_o \sqrt{I_o I_r} \cos \psi + 2I_r \sqrt{I_o I_r} \cos \psi \rangle \end{aligned} \quad (4.6)$$

Diese Gleichung läßt sich wesentlich vereinfachen, wenn man ausnutzt, daß I_o und I_r statistisch unabhängige Größen sind, da dann die Erwartungswerte der einzelnen Summanden gebildet werden dürfen [Pap65]. Weiterhin fallen alle Ausdrücke weg, die multiplikativ mit $\cos \psi$ verknüpft sind, da der Erwartungswert über diese fluktuierende Funktion zu null wird. Mit $\langle \cos^2 \psi \rangle = 1/2$ ergibt sich letztlich

$$\langle I_1^2 \rangle = \langle I_2^2 \rangle = \langle I_o^2 \rangle + \langle I_r^2 \rangle + 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle \quad (4.7)$$

Für den Erwartungswert des gemischten Produkts erhält man

$$\begin{aligned}
 \langle I_1 I_2 \rangle &= \langle (I_{o1} + I_{r1} + u_{o1}^* u_{r1} + u_{o1} u_{r1}^*)(I_{o2} + I_{r2} + u_{o2}^* u_{r2} + u_{o2} u_{r2}^*) \rangle \\
 &= \langle I_{o1} I_{o2} + I_{o1} I_{r2} + I_{r1} I_{o2} + I_{r1} I_{r2} + I_{o1} u_{o2}^* u_{r2} + I_{o1} u_{o2} u_{r2}^* + I_{r1} u_{o2}^* u_{r2} \\
 &\quad + I_{r1} u_{o2} u_{r2}^* + I_{o2} u_{o1}^* u_{r1} + I_{o2} u_{o1} u_{r1}^* + I_{r2} u_{o1}^* u_{r1} + I_{r2} u_{o1} u_{r1}^* \\
 &\quad + u_{o1}^* u_{r1} u_{o2}^* u_{r2} + u_{o1} u_{r1}^* u_{o2} u_{r2}^* + u_{o1}^* u_{r1} u_{o2} u_{r2}^* + u_{o1} u_{r1}^* u_{o2}^* u_{r2} \rangle \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

Der Argumentation von Gl.(4.6) folgend, läßt sich Gl.(4.8) wiederum in die Erwartungswerte der einzelnen Summanden separieren. Die Ausdrücke, die multiplikativ mit $u_{o1} u_{r1}^*$, usw. verknüpft sind, fallen auch hier weg. Ferner hat man

$$\langle u_{o1}^* u_{r1} u_{o2}^* u_{r2} \rangle = \langle u_{o1}^* u_{o2}^* \rangle \langle u_{r1} u_{r2} \rangle = 0 \quad (4.9)$$

da der Erwartungswert von $\langle u_{o1}^* u_{o2}^* \rangle$ aufgrund der jeweils zufälligen Phasen von u_{o1} und u_{o2} zu null wird. Für den darauffolgenden Summanden in Gl.(4.8) gilt dies ebenso. Für die letzten zwei Summanden ergibt sich

$$\langle u_{o1}^* u_{o2} u_{r1} u_{r2}^* + u_{o1} u_{o2}^* u_{r1}^* u_{r2} \rangle = 2Re\{\langle u_{o1}^* u_{o2} \rangle \langle u_{r1} u_{r2}^* \rangle\} \quad (4.10)$$

Somit ergibt sich letztlich für Gl.(4.8)

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I_{o1} I_{o2} \rangle + \langle I_{r1} I_{r2} \rangle + 2\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle + 2Re\{\langle u_{o1}^* u_{o2} \rangle \langle u_{r1} u_{r2}^* \rangle\} \quad (4.11)$$

Man kann mit diesen Ergebnissen den Erwartungswert der Subtraktion in Gl.(4.4) für zwei Extremfälle berechnen, nämlich für perfekte Korrelation und für totale Dekorrelation. Dies wird zunächst dargestellt. Anschließend wird dann der allgemeine Fall der partiellen Korrelation behandelt.

4.1.1 Perfekte Korrelation

Im Falle perfekter Korrelation zwischen I_1 und I_2 unterscheiden sich u_{o1} und u_{o2} lediglich durch die Phase $\Delta\phi$, die aus der Verformung oder Verkippung des Objekts herrührt. Daher ist

$$\langle u_{o1}^* u_{o2} \rangle = \langle I_o \rangle \exp i\Delta\phi \quad (4.12)$$

Führt man der Referenzwelle zwischen der Aufnahme von I_1 und I_2 ebenfalls eine konstante Phase $\Delta\phi_r$ zu, wie z.B. im Falle des Phasen-Shift-Verfahrens (siehe Kap.4.3), so ergibt sich analog

$$\langle u_{r1} u_{r2}^* \rangle = \langle I_r \rangle \exp -i\Delta\phi_r \quad (4.13)$$

und Gl.(4.11) ergibt sich zu

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I_o^2 \rangle + \langle I_r^2 \rangle + 2\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle + 2\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle \cos(\Delta\phi - \Delta\phi_r) \quad (4.14)$$

Da die Intensität in einem Specklemuster einer negativen Exponentialverteilung gehorcht [Goo84], ist

$$\langle I_o^2 \rangle = 2\langle I_o \rangle \quad (4.15)$$

Gleiches gilt auch für $\langle I_r^2 \rangle$, falls I_r verspeckelt ist, wie dies in in-plane Anordnungen gegeben ist. In einem Aufbau, der empfindlich ist für Bewegungen axial zur Objektoberfläche (out-of-plane), ist I_r üblicherweise konstant. Somit läßt sich Gl.(4.4) für diesen Spezialfall der perfekten Korrelation angeben mit

$$\begin{aligned} \langle (I_2 - I_1)^2 \rangle^{\frac{1}{2}} &= \{4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle [1 - \cos(\Delta\phi - \Delta\phi_r)]\}^{\frac{1}{2}} \\ &= 2 \left\{ 2\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle \sin^2 \left[\frac{1}{2}(\Delta\phi - \Delta\phi_r) \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Vergleicht man Gl.(4.16) mit Gl.(4.3), so sieht man, daß sich diese beiden Gleichungen leicht ineinander überführen lassen. Bildet man nämlich in Gl.(4.3) den Erwartungswert, so ergibt der Ausdruck $\sin^2(\psi + \frac{1}{2}\Delta\phi)$ gerade den Wert 1/2. In Gl.(4.3) könnte natürlich, ebenso wie in Gl.(4.16), ein zusätzliches $\Delta\phi_r$ eingeführt werden. Für den Spezialfall der perfekten Korrelation ergibt sich somit komplette Übereinstimmung, d.h die Erwartungswertbildung kann hier im Subtraktionsergebnis durchgeführt werden.

4.1.2 Totale Dekorrelation

Totale Dekorrelation zwischen I_1 und I_2 bedeutet gerade, daß die beiden Intensitäten statistisch unabhängig sind. Dann folgt aber

$$\langle I_{o1} I_{o2} \rangle = \langle I_{o1} \rangle \langle I_{o2} \rangle = \langle I_o \rangle^2 \quad (4.17)$$

Das gleiche Ergebnis erhält man für I_r . Weiterhin sind in diesem Fall natürlich auch die komplexen Amplituden der verspeckelten Felder statistisch unabhängig. Dann ist

$$\langle u_{o1}^* u_{o2} \rangle = \langle u_{o1}^* \rangle \langle u_{o2} \rangle = 0 \quad (4.18)$$

Gleiches gilt wiederum für u_r , falls die Referenzwelle verspeckelt ist. Für den Spezialfall kompletter Dekorrelation, und wenn nur die Objektwellen u_{o1} und u_{o2} dekorrelieren (out-of-plane Anordnung), ergibt sich Gl.(4.11) zu

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I_o \rangle^2 + \langle I_r \rangle^2 + 2\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle \quad (4.19)$$

und somit ist

$$(\langle (I_2 - I_1)^2 \rangle)^{\frac{1}{2}} = (2\langle I_o \rangle^2 + 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle)^{\frac{1}{2}} \quad (4.20)$$

Für den Spezialfall kompletter Dekorrelation, und wenn sowohl die Objektwellen als auch die Referenzwellen dekorrelieren (in-plane Anordnung), ergibt sich

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I_o \rangle^2 + \langle I_r \rangle^2 + 2\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle \quad (4.21)$$

und man erhält letztlich

$$(\langle (I_2 - I_1)^2 \rangle)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{2}(\langle I_o \rangle + \langle I_r \rangle) \quad (4.22)$$

4.1.3 Partielle Dekorrelation

Die Beschreibung des allgemeinen Falls der partiellen Dekorrelation erfordert eine explizite Berechnung von $\langle u_{o1}^* u_{o2} \rangle$, $\langle u_{r1}^* u_{r2} \rangle$, $\langle I_{o1} I_{o2} \rangle$ und $\langle I_{r1} I_{r2} \rangle$. Dazu wird von dem an der Oberfläche des Untersuchungsobjektes gestreuten Wellenfeld vor und nach einer Beeinflussung der Oberfläche ausgegangen, und die weitere Ausbreitung über eine abbildende Linse bis hin zum Kameratarget nach den bekannten Gesetzmäßigkeiten der Wellenoptik beschrieben. Zur Vereinfachung der Schreibweise wird nachfolgend der Index zur Unterscheidung zwischen Objekt- und Referenzstrahl ohne Einschränkung der Allgemeinheit weggelassen.

In Abb.3.1 ist die Aufnahmegeometrie schematisch dargestellt. Die Koordinaten in der Objektebene werden dabei durch den Vektor \vec{r} charakterisiert, die Ebene der Pupille bzw. der Linse wird durch \vec{r}_p beschrieben, und die Bildebene, d.h. die Ebene, in der sich das Target der Videokamera befindet, wird durch \vec{r}_i repräsentiert. Der Wellenvektor der Beleuchtung sei \vec{k}_i , der Wellenvektor in Beobachtungsrichtung, d.h. zur Mitte der Pupille gehend, sei \vec{k}_o . Damit ergibt sich der Empfindlichkeitsvektor zu $\vec{k}_i - \vec{k}_o = \vec{k}_e$. Der Abstand von Objekt- zu Pupillenebene sei l , der Abstand von Pupillenebene zur Bildebene l_i .

Wenn man nun davon ausgeht, daß das abbildende System die individuellen Details der Mikrostruktur der Oberfläche nicht aufzulösen vermag, dann wird aufgrund der Beugung an der Eingangspupille, d.h. an der effektiven Apertur, Licht aus einem beugungsbegrenzten Gebiet um den Punkt P_o im zugehörigen Bildpunkt P_i gesammelt. Sei $u_1(\vec{r})$ die Welle, die von einer solchen Auflösungszelle gestreut wird, so kann man schreiben

$$u_1(\vec{r}) = g(\vec{r}) \exp i \vec{k}_e \vec{r} \quad (4.23)$$

Die komplexe Amplitude $g(\vec{r})$ charakterisiert dabei die effektive Reflektionseigenschaft und Höhenstruktur des begrenzten Objektgebietes. Die Phase von $g(\vec{r})$ ist daher eine Zufallsgröße entsprechend der statistischen Mikrostruktur der Oberfläche.

Wenn nun das Objekt beeinflusst wird, so kann dies zu unterschiedlichen Bewegungen der Objektoberfläche oder Teilen hiervon führen. Sehr häufig hat man es im Experiment zu tun mit einer Translation in der Ebene (in-plane) und aus der Ebene der Objektoberfläche heraus (out-of-plane), und mit Rotationen aus der Ebene heraus, wie z.B. im Falle einer Objektverkipfung oder einer Deformation. Die ebenfalls mögliche Rotation in der Objektebene wird zunächst nicht berücksichtigt, ihr Beitrag zur Dekorrelation wird aber an späterer Stelle abgeschätzt. Translation und

Rotation äußern sich in zusätzlichen deterministischen Phasenanteilen.

Weiterhin kann die Objektbeeinflussung dazu führen, daß die Funktion $g(\vec{r})$, die ja das individuelle Streuverhalten der Auflösungszelle charakterisiert, in ihrer Phase und/oder Amplitude verändert wird, und in eine Funktion $g'(\vec{r})$ übergeht. Dies geschieht immer dann, wenn die optisch relevante Mikrostruktur der Oberfläche, die das Streulichtfeld erzeugt, verändert wird. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn das Mikrorelief der Oberfläche verändert wird, etwa aufgrund von Korrosion und Kondensation.

Eine Veränderung der 'optischen Oberfläche' wird jedoch auch durch eine Verkipfung aufgrund der Oberflächenrauigkeit hervorgerufen, was bekannterweise für ausgesuchte Materialien zur Rauigkeitsbestimmung ausgenutzt werden kann [LMP75]. Hat man z.B. eine Oberfläche der mittleren Rauigkeit $8 \mu\text{m}$, so würde man bei einem Kippwinkel von 0.5° einen Abfall im Kontrast um etwa 10% erhalten. Bei einer Probengröße von 5 cm Kantenlänge, wie üblicherweise in den hier dargestellten Untersuchungen, bedeutet dies aber ein Höhenunterschied über diese Länge von mehr als $400 \mu\text{m}$. Der zusätzliche Anteil zur Dekorrelation kann jedoch für Natursteinoberflächen als typische Untersuchungsobjekte nicht in dieser Form bestimmt werden, da grundlegende Voraussetzungen für dieses Verfahren nicht erfüllt sind. Die speziellen Eigenschaften bestimmter Gesteinskomponenten, wie etwa Mehrfachstreuung, Doppelbrechung oder Transparenzveränderung bei Feuchtevariation, führen bei einer vorgegebenen Rauigkeit zu einer wesentlich stärkeren Dekorrelation in Abhängigkeit vom Kippwinkel, als es in [LMP75] vorhergesagt wird [Wol93].

Außerdem wurde in weiteren Untersuchungen festgestellt, daß einige Steinsorten fraktale Eigenschaften bezüglich ihrer Oberflächenhöhenfunktion aufzeigen [KT85, KT86, HT92]. Neben der daraus resultierenden prinzipiellen Schwierigkeit, einen Wert für die mittlere Rauigkeit angeben zu können, existieren somit auch lichtstreuende Strukturen, die im Bereich der Laserwellenlänge und darunter liegen, für die also die Voraussetzungen für die Fresnel-Kirchhoffsche Beugungstheorie nicht erfüllt sind. Es bleibt zu klären, inwieweit diese Eigenschaften ebenfalls zu einem Korrelationsverhalten führen, das mit der obengenannten Theorie nicht zu beschreiben ist.

Es sind alle diese genannten Effekte gemeint, wenn im weiteren Verlauf von Mikrostrukturveränderungen der Objektoberfläche gesprochen wird. Ob die einzelnen Einflüsse zu trennen sind, um z.B. direkt auf die Korrosion oder Kondensation zu schließen, muß jeweils am einzelnen Untersuchungsobjekt durch geeignete Kalibriermessungen geklärt werden.

In den weiteren Rechnungen wird die Verkipfung unter der realistischen Voraus-

setzung berücksichtigt, daß der Winkel infinitesimal klein ist, und der zusätzliche Beitrag der Drehung zu einer Translation in der Objektebene vernachlässigt werden kann. Die Verkippung kann dann als Vektorprodukt zwischen dem betreffenden Vektor \vec{r} und einem Vektor $\vec{\gamma}$ angeben werden, wobei $\vec{\gamma}$ ebenfalls in der \vec{r} -Ebene liegt und die Drehachse repräsentiert. Die Länge von $\vec{\gamma}$ entspricht der Größe des Drehwinkels. Der Ergebnisvektor steht dann immer senkrecht auf \vec{r} und hat die Länge $\gamma|\vec{r}|\sin(\vec{\gamma}, \vec{r})$. Der resultierende Verschiebungsvektor \vec{d} für das betreffende Objektgebiet kann somit dargestellt werden als

$$\vec{d} = \vec{d}_o + \vec{\gamma} \times \vec{r} \quad (4.24)$$

\vec{d}_o beschreibt dabei die reine Translation. Dann ergibt sich nach der Objektbeeinflussung für die Wellenfront in der Objektebene

$$u_2(\vec{r} + \vec{d}) = g'(\vec{r}) \exp[i\vec{k}_e(\vec{r} + \vec{d})] \quad (4.25)$$

Die nach der Verschiebung am Ort \vec{r} entstehende neue Wellenfront kann beschrieben werden durch die komplexe Amplitude g' an der Stelle, die vor der Verschiebung am Ort $\vec{r} - \vec{d}_{o\perp}$ gegeben war. Da die Funktion g' das Objektgebiet in der Ebene charakterisiert, in der sich das Objekt vor der Verschiebung befunden hat, und damit die Funktion also nur in der ursprünglichen Objektebene existiert, wird nur der in-plane Anteil des Translationsvektors kompensiert. Dies kennzeichnet der Index \perp . Somit ergibt sich

$$u_2(\vec{r}) = g'(\vec{r} - \vec{d}_{o\perp}) \exp[i\vec{k}_e(\vec{r} + \vec{d}_o + \vec{\gamma} \times \vec{r})] \quad (4.26)$$

Aus der Fourier-Optik [Goo68] ist bekannt, daß das Wellenfeld in der Bildebene aufgrund der Beugung an der Apertur des abbildenden Systems dargestellt werden kann, als Faltung des geometrischen Abbildes der Objektwelle mit der Impulsantwort h des Systems. Die Impulsantwort ist aber genau die Fouriertransformierte der Pupillenfunktion $P(\vec{r}_p)$, die außerhalb der Pupille den Wert null und innerhalb der Pupille den Wert eins annimmt. Für weitere Vereinfachungen ist es jedoch an dieser Stelle sinnvoll, das Wellenfeld in der Bildebene als Superpositionsintegral über das Produkt der Wellenfunktion in der Objektebene mit der Pupillenfunktion

auszudrücken, und nicht die weiteren Variablentransformationen durchzuführen, die zur formalen Darstellung der Faltung führen. Mit der Substitution $\vec{f} = \vec{r}_p/\lambda_i$ und einem Abbildungsmaßstab $M = l_i/l = 1$ ergibt sich dann für das ursprüngliche Wellenfeld

$$\begin{aligned}
 u_1(\vec{r}_i) &= \int_{-\infty}^{\infty} h(\vec{r}_i; \vec{r}) u_1(\vec{r}) d\vec{r} \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\vec{f}) \exp \left[-i2\pi(\vec{r}_i + \vec{r})\vec{f} \right] g(\vec{r}) \exp(i\vec{k}_e\vec{r}) d\vec{r} d\vec{f} \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\vec{f}) \exp(-i2\pi\vec{r}_i\vec{f}) \\
 &\quad g(\vec{r}) \exp \left\{ -i2\pi \left[\left(\vec{f} - \frac{\vec{k}_e}{2\pi} \right) \vec{r} \right] \right\} d\vec{r} d\vec{f}
 \end{aligned} \tag{4.27}$$

Das Integral über \vec{r} in der obigen Gleichung ist aber nun gerade die Fouriertransformierte von $g(\vec{r})$ nach den Raumfrequenzen $\vec{f} - \vec{k}_{e\perp}/2\pi$, und wird im weiteren mit $G(\vec{f} - \vec{k}_{e\perp}/2\pi)$ bezeichnet. Der Index \perp kennzeichnet die Komponenten in der x, y -Ebene, da lediglich diese wegen der fehlenden z -Komponente des Vektors \vec{r} berücksichtigt werden. Der Translationsterm $\vec{k}_{e\perp}/2\pi$ in der Fourierebene resultiert dabei aus der schrägen Beleuchtung, die ja in der Objektebene einen linearen Phasenterm erzeugt. Damit ergibt sich in der Bildebene

$$u_1(\vec{r}_i) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\vec{f}) \exp(-i2\pi\vec{r}_i\vec{f}) G(\vec{f} - \vec{k}_{e\perp}/2\pi) d\vec{f} \tag{4.28}$$

Man erkennt, daß sich in (4.28) der Faltungssatz widerspiegelt, der eine Faltung als Produkt der Fouriertransformierten, hier von P und G , darzustellen erlaubt. In analoger Weise kann u_2 in der Bildebene beschrieben werden als

$$\begin{aligned}
 u_2(\vec{r}_i) &= \int_{-\infty}^{\infty} h(\vec{r}_i; \vec{r}) u_2(\vec{r}) d\vec{r} \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\vec{f}) \exp \left[-i2\pi(\vec{r}_i + \vec{r})\vec{f} \right] \\
 &\quad g'(\vec{r} - \vec{d}_{o\perp}) \exp[i\vec{k}_e(\vec{r} + \vec{d}_o + \vec{\gamma} \times \vec{r})] d\vec{r} d\vec{f} \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\vec{f}) \exp \left[-i2\pi(\vec{r}_i + \vec{r})\vec{f} \right] \exp(i\vec{k}_e\vec{d}_o)
 \end{aligned}$$

$$g'(\vec{r} - \vec{d}_{o\perp}) \exp \left[-i2\pi \left(\vec{f} - \frac{\vec{k}_{e\perp}}{2\pi} - \frac{\vec{k}_{ez}}{2\pi} \times \vec{\gamma}_{\perp} \right) \vec{r} \right] d\vec{r} d\vec{f} \quad (4.29)$$

Hierbei wurden zur weiteren Vereinfachung die Faktoren des im Exponenten auftretenden Skalarprodukts zyklisch vertauscht. Da die Vektoren \vec{r} und $\vec{\gamma}$ beide in der x, y -Ebene liegen, d.h. keine z -Komponente besitzen, werden nur die Anteile des Skalarprodukts nicht zu null, in denen die z -Komponente von \vec{k}_e mit einer der x, y -Komponenten von $\vec{\gamma}$ verknüpft ist. Dies ist wiederum durch die Indizes z und \perp charakterisiert.

Das Integral über \vec{r} ist nun aber gerade wieder die Fouriertransformierte von $g'(\vec{r})$, hier nach den Raumfrequenzen $\vec{f} - \vec{k}_{e\perp}/2\pi - \vec{k}_{ez} \times \vec{\gamma}_{\perp}/2\pi$. Dies wird im weiteren wiederum mit $G'(\vec{f} - \vec{k}_{e\perp}/2\pi - \vec{k}_{ez} \times \vec{\gamma}_{\perp}/2\pi)$ bezeichnet. Der Term $\vec{k}_{e\perp}/2\pi$ ergibt sich wiederum aus der schrägen Objektbeleuchtung, und $\vec{k}_{ez} \times \vec{\gamma}_{\perp}/2\pi$ ist der resultierende Phasenterm aus der Verkippung. Die Translation von g' in der Ortsebene führt dabei in der Fourierdarstellung lediglich zu einem konstanten zusätzlichen Phasenfaktor [Bra86, Goo68]. Die Funktion $g'(\vec{r} - \vec{d}_{o\perp})$ kann daher in der Fourierebene ausgedrückt werden durch die unverschobene Oberflächenfunktion multipliziert mit dem konstanten Phasenfaktor $\exp(-i\frac{2\pi}{\lambda_i} \vec{r}_p \vec{d}_{o\perp})$. Damit ergibt sich in der Bildebene

$$u_2(\vec{r}_i) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\vec{f}) \exp(-i2\pi \vec{r}_i \vec{f}) \exp(i\vec{k}_e \vec{d}_o) \exp(-i2\pi \vec{f} \vec{d}_{o\perp}) G'(\vec{f} - \vec{k}_{e\perp}/2\pi - \vec{k}_{ez} \times \vec{\gamma}_{\perp}/2\pi) d\vec{f} \quad (4.30)$$

Mit den so berechneten Funktionen $u_1(\vec{r}_i)$ und $u_2(\vec{r}_i)$ kann man nun $\langle u_1^* u_2 \rangle$ und $\langle I_1 I_2 \rangle$ in der Bildebene bestimmen. Zuvor werden zur Vereinfachung noch folgende Abkürzungen definiert

$$\begin{aligned} \vec{f}_o &= \vec{k}_{e\perp}/2\pi \\ \vec{f}_t &= \vec{k}_{ez} \times \vec{\gamma}_{\perp}/2\pi \end{aligned} \quad (4.31)$$

Es verbleibt dann

$$\langle u_1^*(\vec{r}_i) u_2(\vec{r}_i) \rangle = \exp(i\vec{k}_e \vec{d}_o)$$

$$\begin{aligned}
 & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle G^*(\vec{f}' - \vec{f}_o) G'(\vec{f} - \vec{f}_o - \vec{f}_t) \rangle \\
 & \exp[-i2\pi\vec{r}_i(\vec{f} - \vec{f}')] \exp(-i2\pi\vec{f}\vec{d}_{o\perp}) \\
 & P(\vec{f}) P(\vec{f}') d\vec{f} dx \vec{f}' \quad (4.32)
 \end{aligned}$$

Die spitzen Klammern deuten an, daß die Mittelung nur über das Produkt der Funktionen G und G' zu bilden ist, da nur diese beiden Funktionen von der Zufallsvariablen, nämlich der Zufallsphase, abhängig sind. Aufgrund der zufallsverteilten Phasen von G und G' folgt dann aber für den Erwartungswert dieses Produkts, daß nur dann ein Wert verschieden von null resultiert, wenn die Argumente der beiden Funktionen übereinstimmen. Dies kann mit Hilfe der Dirac'schen Deltafunktion geschrieben werden als

$$\langle G^*(\vec{f}' - \vec{f}_o) G'(\vec{f} - \vec{f}_o - \vec{f}_t) \rangle = a \delta(\vec{f} - \vec{f}_t - \vec{f}') \quad (4.33)$$

Wenn aber die Argumente der beiden Funktionen G und G' gleich sind, dann ist das Produkt gerade das Kreuzleistungsspektrum von g und g' , und der Erwartungswert über dieses Produkt gerade die mittlere Leistung a . Über die Fläche der beugenden Struktur ist a mit der gemittelten Intensität der beiden überlagerten Wellenfelder verknüpft (siehe [Gas78] S.383), wobei $a = \langle I_k \rangle / A$, mit A als Fläche der Pupille im Frequenzraum.

Der gemittelte Wert $\langle I_k \rangle$ ist ein Maß für die Korrelation zwischen den zugrundeliegenden Specklefeldern. Er ist bei perfekt korrelierten komplexen Amplituden genau der Erwartungswert der Intensität, d.h. $\langle I \rangle$, und er wird um so kleiner, je mehr sich die zugrundeliegenden Wellen unterscheiden.

Mit Gl.(4.33) kann dann in Gl.(4.32) die Integration über \vec{f}' ausgeführt werden, die das Produkt $a \delta(\vec{f} - \vec{f}_t - \vec{f}') \exp[-i2\pi\vec{r}_i(\vec{f} - \vec{f}')] P(\vec{f}')$ umfaßt. Nach der Siebungeigenschaft der δ -Funktion ergibt das Integral über diese Multiplikation gerade die Pupillenfunktion und die Exponentialfunktion an der Stelle, wo $\vec{f}' = \vec{f} - \vec{f}_t$. Der Exponentialterm wird daher zu $\exp(-i2\pi\vec{r}_i\vec{f}_t)$, und kann vor das Integral gezogen werden. Man erhält somit

$$\begin{aligned}
 \langle u_1^*(\vec{r}_i) u_2(\vec{r}_i) \rangle &= \exp(i\vec{k}_e \vec{d}_o) \exp(-i2\pi\vec{r}_i \vec{f}_t) \frac{\langle I_k \rangle}{A} \\
 & \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i2\pi\vec{f}\vec{d}_{o\perp}) P(\vec{f}) P(\vec{f} - \vec{f}_t) d\vec{f} \quad (4.34)
 \end{aligned}$$

Gl.(4.34), die ja die Korrelation zwischen den Specklefeldern u_1 und u_2 beschreibt [Gas78], läßt sich nun wie folgt interpretieren. Die ersten beiden Exponentialterme stellen komplex-periodischer Anteile dar, die für das Zustandekommen der späteren ESPI-Streifen verursacht durch Translation oder Kippung verantwortlich sind. Der letzte Term, der das Integral umfaßt, beschreibt die geometrisch-deterministischen Einflüsse auf die Korrelation der Specklefelder, die durch Translation und Kippung hervorgerufen werden. Dieser Ausdruck ist dann und nur dann gleich eins, wenn weder eine Translation noch eine Kippung stattgefunden haben. Hierauf wird im späteren noch genauer eingegangen. Der letzte verbleibende Faktor beinhaltet die Abnahme der Korrelation, die aufgrund einer direkten Veränderung der Specklefelder eintritt, etwa durch eine Veränderung der Mikrotopografie der speckleerzeugenden Objektoberfläche. Die letzten beiden Terme kann man zu einem Korrelationskoeffizienten c zusammenfassen, der sich ergibt sich zu

$$c = \frac{\langle I_k \rangle}{\langle I \rangle A} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i2\pi \vec{f} \vec{d}_{o\perp}) P(\vec{f}) P(\vec{f} - \vec{f}_t) d\vec{f} \quad (4.35)$$

In Gl.(4.35) ist sehr schön zu erkennen, daß sich der Einfluß von Mikrostrukturveränderungen der Oberfläche auf die Korrelation von den geometrisch-deterministischen Einflüssen trennen läßt, wenn diese bekannt sind, d.h., wenn Translation und Kippung bekannt sind. Gerade das aber sind die Meßgrößen, die in der üblichen ESPI-Anwendung erfaßt werden. Auf den Korrelationskoeffizienten wird im späteren Verlauf noch ausführlicher eingegangen.

Gl.(4.34) vereinfacht sich mit Gl.(4.35) zu

$$\langle u_1^*(\vec{r}_i) u_2(\vec{r}_i) \rangle = \exp(i\vec{k}_e \vec{d}_o) \exp(-i2\pi \vec{r}_i \vec{f}_t) \langle I \rangle c \quad (4.36)$$

In ähnlicher Weise kann nun $\langle I_1 I_2 \rangle$ berechnet werden. Aus Gl.(4.28) und Gl.(4.30) erhält man

$$\begin{aligned} \langle I_1 I_2 \rangle &= \langle u_1 u_1^* u_2 u_2^* \rangle \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle G(\vec{f}' - \vec{f}_o) G^*(\vec{f}'' - \vec{f}_o) \\ &\quad G'(\vec{f}''' - \vec{f}_o - \vec{f}_t) G'^*(\vec{f} - \vec{f}_o - \vec{f}_t) \rangle \\ &\quad \exp[-i2\pi(\vec{f}''' - \vec{f}) \vec{d}_{o\perp}] \exp[-i2\pi \vec{r}_i (\vec{f}' - \vec{f}'' + \vec{f}''' - \vec{f})] \\ &\quad P(\vec{f}) P(\vec{f}') P(\vec{f}'') P(\vec{f}''') d\vec{f} d\vec{f}' d\vec{f}'' d\vec{f}''' \end{aligned} \quad (4.37)$$

Wie im Zusammenhang mit Gl.(4.32) ergibt auch hier der Erwartungswert des Produkts der G und G' nur dann Werte verschieden von null, wenn die Argumente von jeweils zwei zueinander konjugierten Funktionen gleich sind, also im Produkt in Gl.(4.37) die Argumente des ersten und des zweiten oder des dritten und des vierten Faktors übereinstimmen, aber auch wenn der erste und der vierte oder der zweite und der dritte Faktor gleiche Argumente aufzeigen. Die Bildung des Ensemblemittels führt in den restlichen Fällen aufgrund der verbleibenden fluktuierenden Anteile zu null. Ähnlich wie in Gl.(4.33) ergibt sich

$$\begin{aligned} & \langle G(\vec{f}' - \vec{f}_o)G^*(\vec{f}'' - \vec{f}_o)G'(\vec{f}''' - \vec{f}_o - \vec{f}_t)G'^*(\vec{f} - \vec{f}_o - \vec{f}_t) \rangle \\ & = a^2[\delta(\vec{f}' - \vec{f}'')\delta(\vec{f} - \vec{f}''') + \delta(\vec{f}''' - \vec{f}_t - \vec{f}'')\delta(\vec{f} - \vec{f}_t - \vec{f}')] \end{aligned} \quad (4.38)$$

Setzt man Gl.(4.38) in Gl.(4.37) ein, so kann man aufgrund der Summation in Gl.(4.38) das Gesamtintegral in zwei Teilintegrale aufspalten. Das erste Teilintegral lautet

$$\begin{aligned} a^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} & \delta(\vec{f}' - \vec{f}'')\delta(\vec{f} - \vec{f}''') \exp[-i2\pi(\vec{f}''' - \vec{f})d_{o\perp}^{\vec{r}}] \\ & \exp[-i2\pi\vec{r}_i(\vec{f}' - \vec{f}'' + \vec{f}''' - \vec{f})] \\ & P(\vec{f})P(\vec{f}')P(\vec{f}'')P(\vec{f}''')d\vec{f}d\vec{f}'d\vec{f}''d\vec{f}''' \end{aligned} \quad (4.39)$$

Zunächst kann man bei diesem Ausdruck die Integration über \vec{f}' ausführen, was analog zu Gl.(4.34) $P(\vec{f}'')$ und für den Exponentialterm mit der \vec{f}' -Abhängigkeit $\exp[-i2\pi\vec{r}_i(\vec{f}''' - \vec{f})]$ ergibt. Dann kann auch die Integration über \vec{f}'' ausgeführt werden, was aufgrund der Definition der Pupillenfunktion die Fläche A der Pupille ergibt. Es verbleibt

$$\begin{aligned} Aa^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} & \delta(\vec{f} - \vec{f}''') \exp[-i2\pi(\vec{f}''' - \vec{f})d_{o\perp}^{\vec{r}}] \\ & \exp[-i2\pi\vec{r}_i(\vec{f}''' - \vec{f})]P(\vec{f})P(\vec{f}''')d\vec{f}d\vec{f}''' \end{aligned} \quad (4.40)$$

Sodann kann die Integration über \vec{f}''' ausgeführt werden. Dies führt aber wegen der Deltafunktion gerade dazu, daß die Exponentialterme zu eins werden. Die

letztliche Integration über \vec{f} ergibt wiederum die Pupillenfläche A , womit das erste Teilintegral $A^2 a^2$ ergibt.

Das zweite Teilintegral lautet

$$\begin{aligned}
a^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} & \delta(\vec{f}''' - \vec{f}_t - \vec{f}'') \delta(\vec{f} - \vec{f}_t - \vec{f}') \exp[-i2\pi(\vec{f}''' - \vec{f})d_{o\perp}^{\vec{}}] \\
& \exp[-i2\pi\vec{r}_i(\vec{f}' - \vec{f}'' + \vec{f}''' - \vec{f})] \\
& P(\vec{f})P(\vec{f}')P(\vec{f}'')P(\vec{f}''')d\vec{f}d\vec{f}'d\vec{f}''d\vec{f}''' \quad (4.41)
\end{aligned}$$

Analog zur Behandlung des ersten Teilintegrals können bei diesem Ausdruck die Integrationen über \vec{f}'' und \vec{f}' ausgeführt werden, was für die Pupillenfunktionen aufgrund der Multiplikation mit der jeweiligen Deltafunktion $P(\vec{f} - \vec{f}_t)$ beziehungsweise $P(\vec{f}''' - \vec{f}_t)$ ergibt. Der Exponentialterm $\exp[-i2\pi\vec{r}_i(\vec{f}' - \vec{f}'' + \vec{f}''' - \vec{f})]$ wird wiederum zu eins. Somit wird Gl.(4.41) zu

$$a^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-i2\pi(\vec{f}''' - \vec{f})d_{o\perp}^{\vec{}}] P(\vec{f})P(\vec{f}''')P(\vec{f} - \vec{f}_t)P(\vec{f}''' - \vec{f}_t)d\vec{f}d\vec{f}''' \quad (4.42)$$

Dieser Ausdruck stellt aber nun bis auf den Vorfaktor $1/\langle I \rangle^2$ genau das Betragsquadrat von c dar, wie es in Gl.(4.35) definiert ist. Gl.(4.37) reduziert sich damit zu

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I \rangle^2 (1 + |c|^2) \quad (4.43)$$

An dieser Stelle muß in Erinnerung gerufen werden, daß in diesem Unterkapitel für die Entwicklung von Gl.(4.36) und Gl.(4.43) zur Vereinfachung die zusätzlichen Indizes o bzw. r zur Kennzeichnung des Objekt- bzw. Referenzstrahls weggelassen wurden. Gl.(4.36) und Gl.(4.43) stellen also die Ergebnisse für $\langle u_{o1}^* u_{o2} \rangle$, $\langle u_{r1}^* u_{r2} \rangle$, $\langle I_{o1} I_{o2} \rangle$ und $\langle I_{r1} I_{r2} \rangle$ dar. Mit diesen Ergebnissen kann man nun das Subtraktionsmuster in Gl.(4.4) für den Fall partieller Dekorrelation explizit als Funktion des Korrelationskoeffizienten c ausdrücken. I_1 und I_2 haben in Gl.(4.4) die ursprüngliche Bedeutung, stellen somit die Überlagerung zwischen Objekt- und Referenzwelle dar. Für eine Anordnung, die sensitiv ist für out-of-plane Deformationen, bei der

also üblicherweise nur das Objektlicht u_o dekorreliert, wird Gl.(4.4) unter Verwendung von Gl.(4.7) und Gl.(4.11), und mit $\Delta\phi = \vec{k}_e \vec{d}_o + \vec{r}_i (\vec{k}_{ez} \times \vec{\gamma}_\perp)$ zu

$$\begin{aligned}
 \langle (I_2 - I_1)^2 \rangle^{\frac{1}{2}} &= \langle (I_1^2) + \langle I_2^2 \rangle - 2\langle I_1 I_2 \rangle \rangle^{\frac{1}{2}} \\
 &= [2(\langle I_o^2 \rangle + \langle I_r^2 \rangle + 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle) - 2(\langle I_{o1} I_{o2} \rangle + \langle I_{r1} I_{r2} \rangle \\
 &\quad + 2\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle + 2\text{Re}\{\langle u_{o1}^* u_{o2} \rangle \langle u_{r1} u_{r2} \rangle\})]^{\frac{1}{2}} \\
 &= [4\langle I_o \rangle^2 + 4\langle I_r \rangle^2 + 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle - 2\langle I_o \rangle^2 (1 - |c|^2) - 2\langle I_r \rangle^2 \\
 &\quad - 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle - 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle |c| \cos \Delta\phi]^{\frac{1}{2}} \\
 &= [2\langle I_o \rangle^2 (1 - |c|^2) + 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle - 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle |c| \cos \Delta\phi]^{\frac{1}{2}} \quad (4.44)
 \end{aligned}$$

Gl.(4.44) ist das zentrale Ergebnis zur Beschreibung der Subtraktionsmuster für eine out-of-plane ESPI-Anordnung. Ein Vergleich mit den Gleichungen für perfekte Korrelation (Gl.(4.16)) und für totale Dekorrelation (Gl.(4.20)) zeigt, daß Gl.(4.44) als allgemeingültige Formel bei den Extremfällen für $c = 1$ bzw. $c = 0$ in die entsprechenden Gleichungen übergeht. Man erkennt, daß der korrelierte Anteil für eine cos-förmige Modulation entsprechend der Phasendifferenz $\Delta\phi$ sorgt, die bei abnehmendem Korrelationskoeffizienten c allmählich verschwindet, wobei letztlich der konstante Anteil für den dekorrelierten Fall übrigbleibt. Das bedeutet, daß die ausgeprägten Intensitätsmaxima und -minima im Subtraktionsergebnis entsprechend der jeweiligen Phasendifferenz $\Delta\phi$ langsam zugunsten eines konstanten Intensitätsmaximums verschwinden. Dies wird deutlich, wenn man Maximum und Minimum der Intensität und den Kontrast V berechnet. Mit $\langle I \rangle = \langle I_o \rangle + \langle I_r \rangle$ und $x = \langle I_o \rangle / \langle I_r \rangle$ ergibt sich

$$\langle (I_2 - I_1)^2 \rangle_{MAX}^{\frac{1}{2}} = \sqrt{2} \langle I \rangle \left[1 - \frac{(1 - |c|x)^2}{(1 + x)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.45)$$

$$\langle (I_2 - I_1)^2 \rangle_{MIN}^{\frac{1}{2}} = \sqrt{2} \langle I \rangle \left[1 - \frac{(1 + |c|x)^2}{(1 + x)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.46)$$

$$V = \frac{\sqrt{(1 + x)^2 - (1 - |c|x)^2} - \sqrt{(1 + x)^2 - (1 + |c|x)^2}}{\sqrt{(1 + x)^2 - (1 - |c|x)^2} + \sqrt{(1 + x)^2 - (1 + |c|x)^2}} \quad (4.47)$$

In Abb.4.1(a) ist der Verlauf des auf $\sqrt{2}\langle I \rangle$ normierten Intensitätsmaximums und -minimums in Abhängigkeit vom Korrelationskoeffizienten $|c|$ für zwei Werte

des Verhältnisses von Objekt- zu Referenzintensität x dargestellt. Es ist deutlich, daß bei abnehmendem Korrelationskoeffizienten die Intensität der Maxima nur sehr wenig abnimmt, während die Intensität in den Minima stark zunimmt, d.h. die Minima nähern sich mehr und mehr der Intensität in den Maxima an. Dies steht in völliger Übereinstimmung mit den experimentellen Erfahrungen. In Abb.4.1(b) ist der jeweilig dazugehörige Verlauf des Kontrastes über dem Korrelationskoeffizienten aufgetragen. Man erkennt in (b) sehr ähnliches Verhalten für die beiden unterschiedlichen Fälle, wobei der Kontrast leicht höhere Werte bei dem niedrigeren x -Wert aufzeigt. Dies geht jedoch, wie man in (a) erkennen kann, auf Kosten von niedrigeren Intensitätswerten in den Maxima und Minima, was zu einer höheren Rauschempfindlichkeit führt.

Für den Fall, daß sowohl u_o als auch u_r dekorrelieren, wie es typischerweise bei einem Aufbau gegeben ist, der sensitiv ist für Verformungen in der Ebene der Objektoberfläche, läßt sich analog zu Gl.(4.44) ein ähnliches Ergebnis finden. Mit $\Delta\phi = (\vec{k}_e \vec{d}_o)_o - (\vec{k}_e \vec{d}_o)_r$ ergibt sich

$$\begin{aligned} ((I_2 - I_1)^2)^{\frac{1}{2}} &= [2(1 - |c|^2)(\langle I_o \rangle + \langle I_r \rangle)^2 \\ &\quad + 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle |c|^2 (1 - \cos \Delta\phi)]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (4.48)$$

Auch hier kann man nun wiederum das Verhalten der Intensitätsmaxima und -minima und den Kontrastverlauf in Abhängigkeit vom Korrelationskoeffizienten analysieren. Dies ist in Abb.4.2 dargestellt. Aus dem Vergleich der Abb.4.1 und 4.2 ist zu erkennen, daß der markanteste Unterschied in einer deutlich stärkeren Kontrastabnahme mit abnehmendem Korrelationskoeffizienten liegt für den Fall, daß beide Wellenfelder dekorrelieren. Auch dies ist in völliger Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Weiterhin fällt auf, daß I_{max} für ein Intensitätsverhältnis von 0.1 mit kleiner werdendem Korrelationskoeffizienten zunimmt. Dieses zunächst verwunderliche Verhalten kann man sich jedoch leicht veranschaulichen: In Kap.3.2 wurde dargestellt, daß man in der in-plane Anordnung durch die Beleuchtung mit zwei Objektwellen ein feines Interferenzmuster vor und auf der Oberfläche erzeugt. Im Gegensatz zu der Situation im Falle eines ausgeglichenen Intensitätsverhältnisses wird bei dieser Konstellation ein Streifenmuster erzeugt, daß nicht auf null durchmoduliert ist. Dadurch werden Oberflächenpartien, die sich zwischen der Aufnahme der Vergleichszustände von einem Maximum in ein Minimum des Interferenzgitters bewegt haben, trotzdem noch Licht streuen, daß mit dem Anfangszustand korreliert

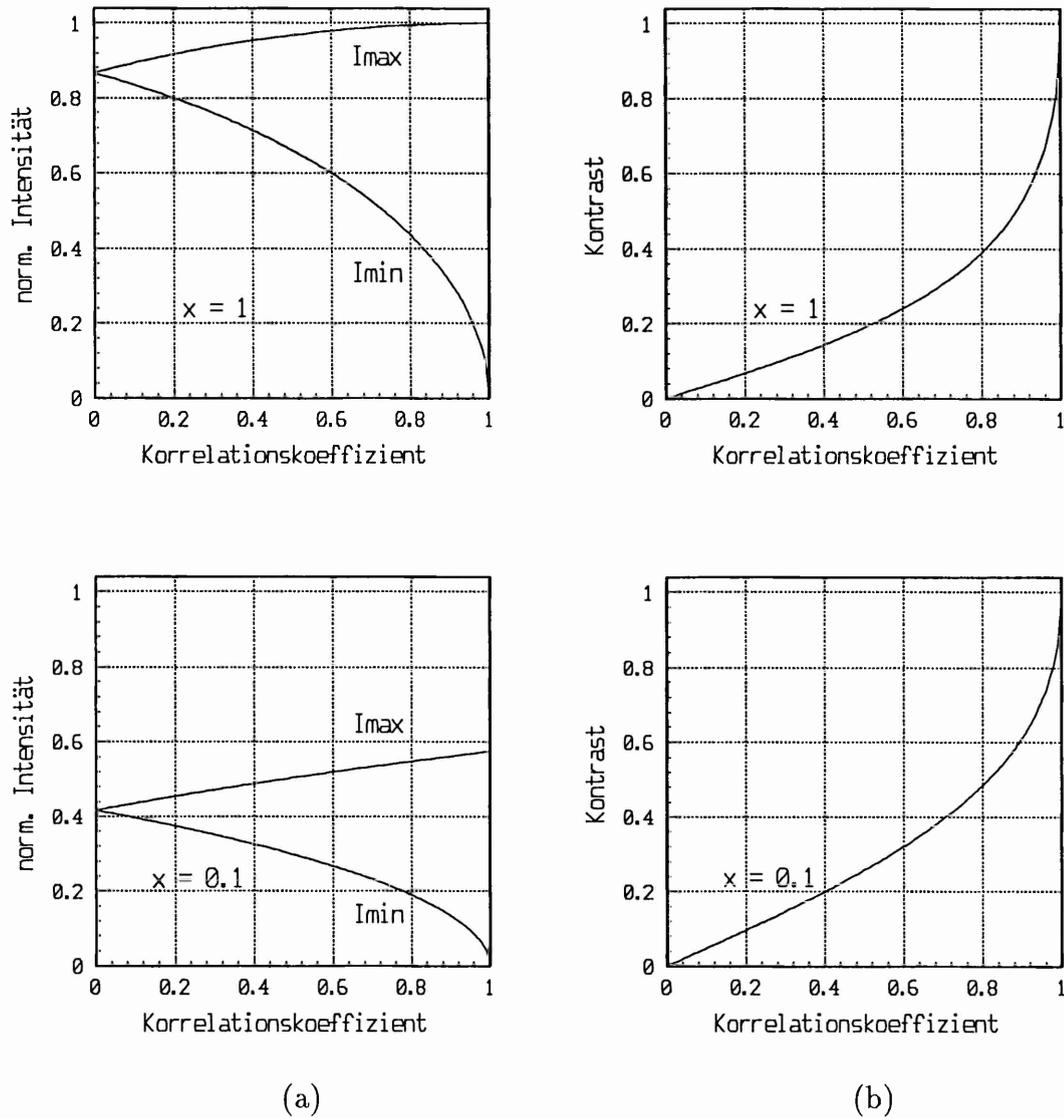


Abbildung 4.1: (a) I_{max} , I_{min} normiert auf $(2)^{1/2}\langle I \rangle$ und (b) Kontrast in Abhängigkeit vom Korrelationskoeffizienten $|c|$ für zwei Werte des Intensitätsverhältnisses x , wenn nur die Objektwelle dekorreliert (out-of-plane Anordnung)

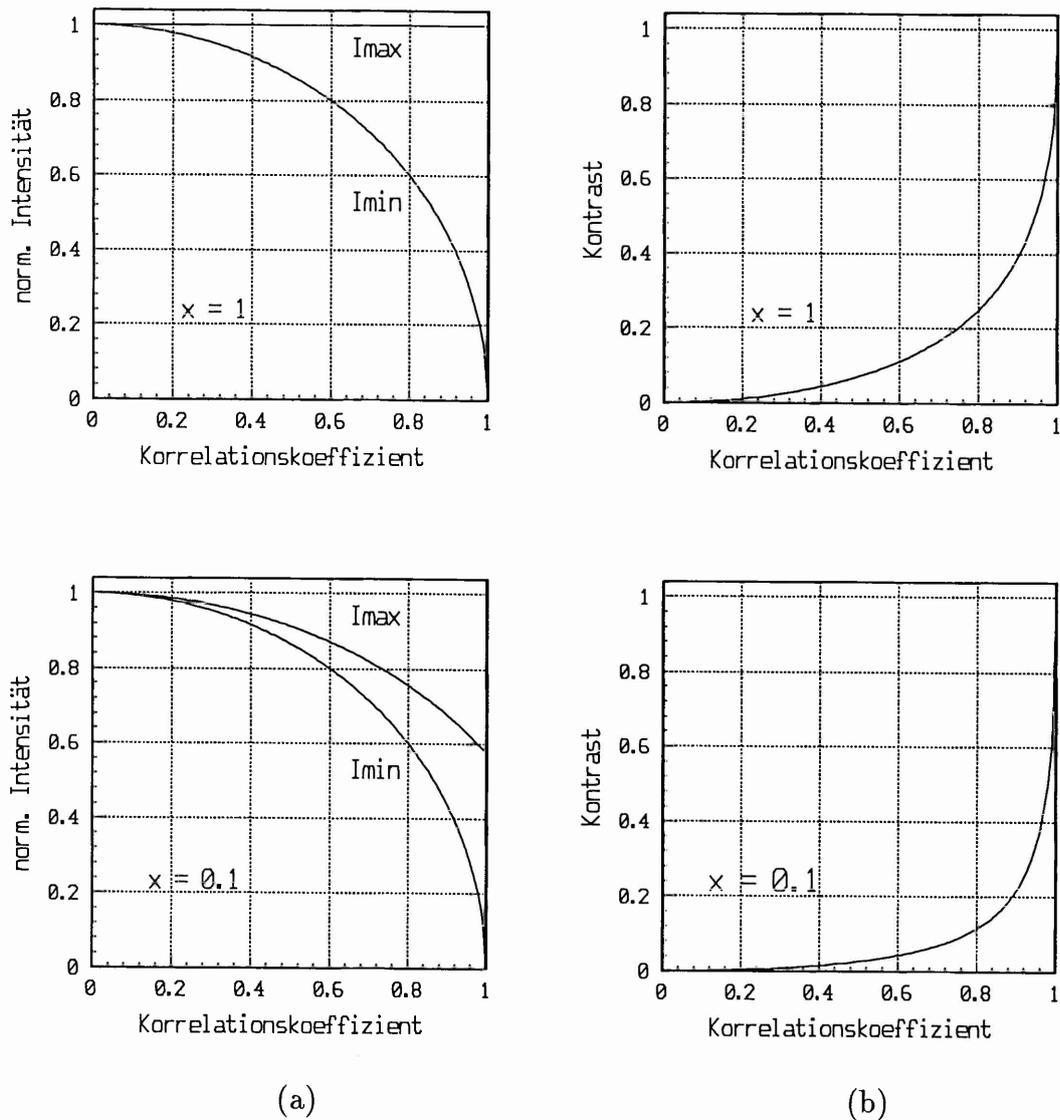


Abbildung 4.2: (a) I_{max} , I_{min} normiert auf $(2)^{1/2}\langle I \rangle$ und (b) Kontrast in Abhängigkeit vom Korrelationskoeffizienten $|c|$ für zwei Werte des Intensitätsverhältnisses x , wenn beide Wellenfelder gleichermaßen dekorrelieren (in-plane Anordnung)

ist, wenngleich natürlich mit geringerer Intensität. Zur Subtraktion gelangen daher Specklemuster, die nicht völlig verschieden sind, und damit zu einer geringeren maximalen Intensität führen. Mit abnehmendem Korrelationskoeffizienten steigt I_{max} dann an, da ja zunehmend dekorrelierte Anteile der Specklemuster zur Subtraktion kommen.

4.2 Berechnung des Korrelationskoeffizienten

In diesem Unterkapitel wird der geometrisch-deterministische Teil c_d des Korrelationskoeffizienten c , der den Einfluß von Translation und Rotation beschreibt, für den Fall der reinen Kippung der Oberfläche und für den Fall der reinen in-plane Translation berechnet. Für die reine in-plane Rotation wird der Winkel abgeschätzt, der zur totalen Dekorrelation führt. Die Ergebnisse ermöglichen eine Abschätzung des Beitrags zur Dekorrelation, den diese Bewegungen haben im Vergleich zu den Auswirkungen von Mikrostrukturveränderungen der Oberfläche.

4.2.1 Reine Kippung

Für den Fall der reinen Verkippung ist natürlich $d_{o\perp}^{\vec{}} = 0$. Somit reduziert sich c_d aus Gl.(4.35) zu

$$c_d = \frac{1}{A} \int_{-\infty}^{\infty} P(\vec{f}) P(\vec{f} - \vec{f}_t) d\vec{f} \quad (4.49)$$

wobei $\vec{f}_t = \vec{k}_e \times \vec{\gamma}_\perp / 2\pi$. Wird eine kreisförmige Pupille angenommen, dann ist das Integral gerade der Überlapp, d.h. die Schnittmenge der beiden Kreisfunktionen, deren Zentren um den Betrag f_t verschoben sind, im Verhältnis zur gesamten Kreisfläche. Dies kann man leicht veranschaulichen: durch die Verkippung des Objektes wird das in der Pupille erzeugte Specklefeld, das ja Ausgangspunkt für die Bildebenenspeckle ist, verschoben. Nur der in beiden Fällen identische Anteil trägt zur Korrelation bei. Dies ist in Abb.4.3 verdeutlicht. Die hier schraffiert dargestellte Schnittfläche ist aber genau zweimal der Kreisabschnitt für den durch den Überlapp festgelegten Winkelbereich 2α . Mit der Berechnungsformel für den Kreisabschnitt und normiert auf die gesamte Pupillenfläche ergibt sich somit

$$A_s = \frac{2\alpha - \sin 2\alpha}{\pi} = \frac{2}{\pi} [\alpha - \cos \alpha \sin \alpha] \quad (4.50)$$

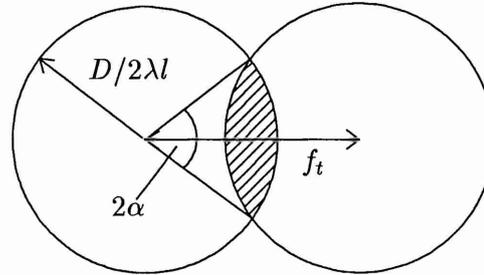


Abbildung 4.3: Geometrische Darstellung des Integranden in Gl.(4.49)

Der Winkel α läuft dabei von 0 (keine Schnittfläche mehr, totale Dekorrelation) bis $\pi/2$ (Kreisfunktionen liegen komplett übereinander, es hat keine Rotation stattgefunden). Mit dem Pupillenradius in der Frequenzebene $f_r = D/2\lambda l$ (D ist der Durchmesser der Pupille im Ortsraum, l ist der Abstand des Objekts zur Pupille) ergibt sich für den Winkel α

$$\cos \alpha = \frac{f_t}{2f_r} = \frac{f_t l \lambda}{D} = \gamma_{\perp} / \gamma_{\perp max} \quad (4.51)$$

Hier ist, wie auch bei allen anderen Vektoren, mit $\gamma_{\perp} = |\vec{\gamma}_{\perp}|$ der Betrag des Vektors gemeint. $\gamma_{\perp max}$ ist dabei der Rotationswinkel, der zur totalen Dekorrelation führt. Dieser Grenzwert ergibt sich dann, wenn $f_t = 2f_r$ (siehe Abb.4.3), d.h.

$$f_{t max} = |\vec{k}_{ex} \times \vec{\gamma}_{\perp max} / 2\pi| = \frac{D}{\lambda l} \quad (4.52)$$

Gl.(4.52) oder auch Gl.(4.51) kann nach $\gamma_{\perp max}$ aufgelöst werden, und mit Φ als dem Winkel zwischen Beleuchtungsrichtung und optischer Achse, und mit Θ als dem Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und optischer Achse ergibt sich

$$\gamma_{\perp max} = \frac{D}{l(\cos \Phi + \cos \Theta)} \quad (4.53)$$

Da man normalerweise im Experiment ein Fotoobjektiv als abbildende Linse benutzt, ist es günstiger, statt des Abstandes l und des Blendendurchmessers D den Abbildungsmaßstab M und die Blendenzahl F zu benutzen. Gl.(4.53) ergibt dann

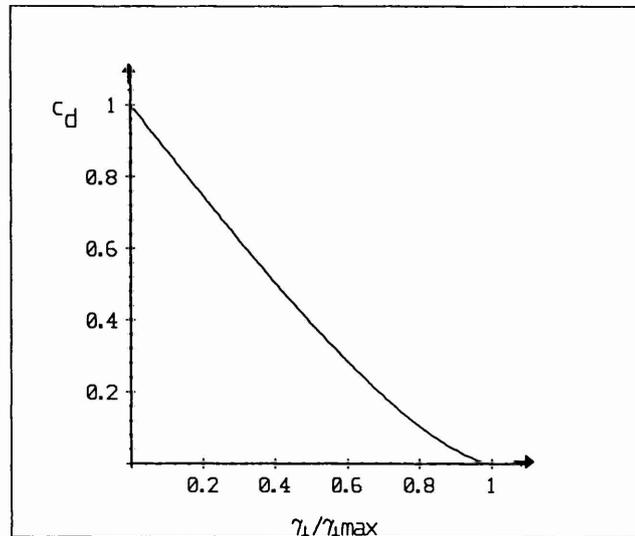


Abbildung 4.4: Deterministischer Anteil des Korrelationskoeffizienten in Abhängigkeit vom Kippwinkel, normiert auf den Winkel $\gamma_{\perp max}$, der zur maximalen Dekorrelation führt.

$$\gamma_{\perp max} = \frac{M}{F(M+1)(\cos \Phi + \cos \Theta)} \quad (4.54)$$

In [JW83] wird in einer sehr vereinfachten Abschätzung ein vergleichbarer Wert für $\gamma_{\perp max}$ angegeben. Für die Anordnung, die hauptsächlich während der nachfolgend beschriebenen Experimente benutzt wurde ($\Phi \simeq 35^\circ$, $\Theta = 0^\circ$, $M \simeq 0.1$ und $F=11$), errechnet man ein $\gamma_{\perp max}$ von etwa $4,5 \cdot 10^{-3}$, was bei einem Objektdurchmesser von ca. 5 cm einer Gesamthöhendifferenz von etwa $220 \mu m$ entspricht. In Abb.4.4 ist der deterministische Anteil des Korrelationskoeffizienten c_d über dem Verhältnis $\gamma_{\perp}/\gamma_{\perp max}$ aufgetragen, berechnet aus Gl.(4.51).

4.2.2 Reine Translation in der Objektebene

Für den Fall der reinen in-plane-Translation ist $\vec{f}_t = 0$, und c_d wird unter Berücksichtigung der Definition der Pupillenfunktion zu

$$c_d = \frac{1}{A} \int_{-\infty}^{\infty} P(\vec{f}) \exp(-i2\pi \vec{f} \vec{d}_{o\perp}) d\vec{f} = 2 \frac{J_1(q)}{q} \quad (4.55)$$

$$q = d_{o\perp} \frac{D\pi}{\lambda l} \quad (4.56)$$

Hier ist $J_1(q)$ die Besselfunktion erster Ordnung, D und l sind, wie im vorherigen Beispiel, der Blendendurchmesser und der Abstand vom Objekt zur Pupille. Definiert man als maximale Verschiebung $d_{o\perp max}$ den Wert, bei dem $J_1(q)$ die erste Nullstelle hat, ergibt sich

$$d_{o\perp max} = 1.22 \frac{\lambda l}{D} \quad (4.57)$$

was genau einer Auflösungszelle, bzw. der mittleren Specklegröße entspricht. Im Gegensatz zum Verhalten bei reiner Rotation findet man in diesem Fall keine scharfe Grenze, bei der totale Dekorrelation einsetzt. Auch dieses Verhalten ist leicht anschaulich zu erklären: Die Speckle passen in der Bildebene entsprechend der Translation in der Objektebene nicht mehr richtig übereinander und es setzt eine Dekorrelation entsprechend der Autokorrelationsfunktion des Specklemusters ein. Dies ist in Abb.4.5 zu erkennen, wo der Teil-Korrelationskoeffizient c_d als Funktion von $d_{o\perp}/d_{o\perp max}$ aufgetragen ist.

4.2.3 Reine in-plane Rotation

Dieser Fall der reinen Drehung in der Objektebene ist in den Rechnungen nicht berücksichtigt. Man kann jedoch leicht abschätzen, bei welchem Drehwinkel totale Dekorrelation einsetzt. Da die in-plane Rotation des Objektes zu einer entsprechenden Drehung des Specklemusters führt, ist dann keine Übereinstimmung der beiden Muster mehr gegeben, wenn der Drehwinkel zu einer Verschiebung um eine mittlere Specklegröße führt. Für einen Objektpunkt im Abstand R vom Drehpunkt bedeutet eine Drehung um den Winkel β eine Bewegung von $R\beta$. Für den Winkel β_{max} , der zur totalen Dekorrelation führt, ergibt sich somit

$$\beta_{max} \simeq \frac{1}{R} 1.22 \frac{\lambda l}{D} \quad (4.58)$$

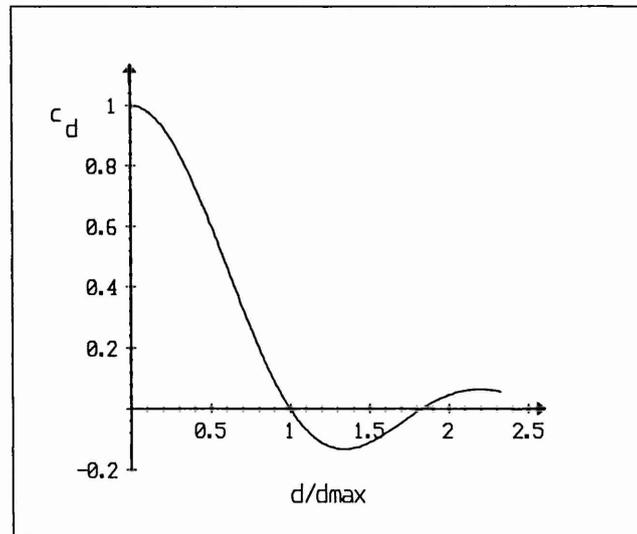


Abbildung 4.5: Deterministischer Anteil des Korrelationskoeffizienten in Abhängigkeit von der in-plane-Translation, normiert auf die maximale Translation d_{o1max}

Bei einem mittleren Speckledurchmesser von ca. $100 \mu\text{m}$ und einem Objektdurchmesser von 5 cm , wie es bei den Untersuchungen typischerweise gegeben ist, ergibt sich im ungünstigsten Fall $\beta_{max} \simeq 2 \cdot 10^{-3}$.

4.3 Korrelationbestimmung aus ESPI-Daten mit dem 'Phasen-Shift-Verfahren'

Wie schon in Kap.4.4 kurz erläutert, ist das Phasen-Shift-Verfahren eine gängige Methode, um aus den ESPI-Subtraktionsmustern die Verformungen zu bestimmen, die während des Meßprozesses aufgetreten sind. Bei diesem Verfahren, das ausführlich in [Cre88] beschrieben ist, werden drei, vier oder fünf Subtraktionsmuster des gleichen Zustandes aufgenommen, wobei zwischen der Digitalisierung der einzelnen Bilder die Phase des Referenzstrahls um einen definierten konstanten Betrag verändert wird. Durch geeignete Verknüpfung der so erhaltenen Bilder kann dann

die Phase $\Delta\phi$, die aufgrund der stattgefundenen Mikroverformung zur Zufallsphase ψ hinzukommt (siehe Gl.(4.3)), in jedem Bildpunkt allein aus der Kombination der Intensitäten errechnet werden. Da jedoch die Phasenwerte nur modulo 2π bestimmt werden können, kommen anschließend spezielle Algorithmen zur Anwendung, die die nicht zur realen Verformung gehörigen Phasensprünge beseitigen sollen. In [KST90] ist gezeigt, daß schon zwei Bilder zur Berechnung der $\text{mod}2\pi$ -Phasen ausreichen, falls die Modulationstiefe in den einzelnen Bildpunkten bekannt ist. An dieser Stelle sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß in [Cre88] zur Beschreibung der Intensitäten der einzelnen phasenverschobenen Bilder die bekannten Interferenzformeln wie in Gl.(4.1) zu Grunde gelegt werden. Für das ESPI-Subtraktionsverfahren müssen jedoch die in Kap.4.1 hergeleiteten Beschreibungen angewendet werden, was aber für die Berechnung der Phasenbilder keinen Unterschied ergibt.

Die Modulationstiefe selbst kann in jedem Bildpunkt ebenfalls aus der geeigneten Verrechnung von mindestens drei phasenverschobenen Intensitätsbildern bestimmt werden. Dazu muß jedoch die Phase des Referenzstrahls zwischen den einzelnen Bildern jeweils um genau $\pi/2$ verschoben werden, was für die Berechnung der Phasenbilder nicht zwingend notwendig ist. Dies ist ebenfalls ausführlich in [Cre88] erläutert. Wie nun nachfolgend gezeigt wird, führt die Anwendung der Berechnungsformel für die Modulationstiefe auf die in Kap.4.1 gefundenen Intensitätsbeschreibungen für das ESPI-Subtraktionsverfahren zu einem Ergebnis, aus dem auf den Korrelationskoeffizienten umgerechnet werden kann. Man kann also diese Verrechnungsformel anwenden, um allein aus den Intensitäten der phasenverschobenen Bilder den Korrelationsgrad der zugrundeliegenden Wellenfelder zu bestimmen.

Aus internen Verrechnungsgründen ist es in diesem Fall vorteilhaft, die Phasen-Shift-Methode nach CARRÉ zu benutzen. Dabei werden vier Intensitätsverteilungen verrechnet, die sich in der Phase um $-\frac{3}{2}\alpha$, $-\frac{1}{2}\alpha$, $\frac{1}{2}\alpha$, und $\frac{3}{2}\alpha$ unterscheiden, wobei $\alpha = \pi/2$ sein sollte. Unter Verwendung von Gl.(4.44) hat man also folgende vier Ausdrücke

$$\begin{aligned}
\langle I_a \rangle &= \left[2\langle I_o \rangle^2 (1 - |c|^2) + 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle - 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle |c| \cos \left(\Delta\phi - \frac{3}{2}\alpha \right) \right]^{\frac{1}{2}} \\
\langle I_b \rangle &= \left[2\langle I_o \rangle^2 (1 - |c|^2) + 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle - 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle |c| \cos \left(\Delta\phi - \frac{1}{2}\alpha \right) \right]^{\frac{1}{2}} \\
\langle I_c \rangle &= \left[2\langle I_o \rangle^2 (1 - |c|^2) + 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle - 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle |c| \cos \left(\Delta\phi + \frac{1}{2}\alpha \right) \right]^{\frac{1}{2}} \\
\langle I_d \rangle &= \left[2\langle I_o \rangle^2 (1 - |c|^2) + 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle - 4\langle I_o \rangle \langle I_r \rangle |c| \cos \left(\Delta\phi + \frac{3}{2}\alpha \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.59)
\end{aligned}$$

Es sei an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, daß die verschiedenen Funktionen I , c und $\Delta\phi$ jeweils Funktionen der Ortsvariablen x, y sind, die hier aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen sind. Die Berechnungsformel nach CARRÉ für die Modulation m verknüpft nun Intensitäten in folgender Weise

$$m \propto \sqrt{[|I_b - I_c| + |I_a - I_d|]^2 + [(I_b + I_c) - (I_a + I_d)]^2} \quad (4.60)$$

Setzt man die I -Funktionen aus Gl.(4.59) in Gl.(4.60) ein, und versucht, nach dem Korrelationsgrad c zu separieren, so müssen die jeweiligen Wurzelfunktionen in eine Potenzreihe nach dem Argument

$$y = \frac{\langle I_r \rangle |c| \cos(\Delta\phi + s\alpha)}{\langle I_o \rangle^2 (1 - |c|^2) + 2\langle I_r \rangle} \quad (4.61)$$

entwickelt werden. s ist dabei jeweils der Faktor in Gl.(4.59), mit dem der Shiftwinkel α multipliziert wird. Man erkennt, daß der Ausdruck y in Gl.(4.61) vom Betrage her immer deutlich kleiner ist als eins, womit die Konvergenzbedingung erfüllt ist, und der Abbruch der Potenzreihe nach dem zweiten Glied eine gute Näherung für den Wurzelterm darstellt. Mit diesen genäherten Funktionen erhält man

$$\begin{aligned} &\sqrt{[|\langle I_b \rangle - \langle I_c \rangle| + |\langle I_a \rangle - \langle I_d \rangle|]^2 + [(\langle I_b \rangle + \langle I_c \rangle) - (\langle I_a \rangle + \langle I_d \rangle)]^2} = \\ &\sqrt{8\langle I_r \rangle^2 \frac{|c|^2}{1 - |c|^2 + \frac{2\langle I_r \rangle}{\langle I_o \rangle}} \left[\sin^2 \Delta\phi \left(\sin \frac{1}{2}\alpha + \sin \frac{3}{2}\alpha \right)^2 + \cos^2 \Delta\phi \left(\cos \frac{1}{2}\alpha - \cos \frac{3}{2}\alpha \right)^2 \right]} \end{aligned} \quad (4.62)$$

Wird nun der Phasenshiftwinkel α genau auf $\pi/2$ eingestellt, dann ergibt der Ausdruck in den eckigen Klammern in Gl.(4.62) den konstanten Wert zwei. Man erhält somit

$$\frac{1}{4\langle I_r \rangle} \sqrt{[|\langle I_b \rangle - \langle I_c \rangle| + |\langle I_a \rangle - \langle I_d \rangle|]^2 + [(\langle I_b \rangle + \langle I_c \rangle) - (\langle I_a \rangle + \langle I_d \rangle)]^2}$$

$$= \frac{|c|}{\sqrt{1 - |c|^2 + \frac{2}{x}}} = k_c \quad (4.63)$$

wobei $1/x = \langle I_r \rangle / \langle I_o \rangle$ das Intensitätsverhältnis zwischen Referenz- und Objektwelle bezeichnet. Die Verechnung der vier Intensitäten in der dargestellten Weise liefert also für jeden Bildpunkt einen Wert k_c , der in einer etwas unübersichtlichen Art abhängt vom Korrelationskoeffizienten $|c|$ und von dem Intensitätsverhältnis $1/x$, der aber in Verbindung mit dem korrekt gewählten Shiftwinkel unabhängig ist vom jeweiligen Phasenwinkel $\Delta\phi$ aus der aufgetretenen Objektverformung. Weicht der Shiftwinkel jedoch von dem vorgegebenen Wert von $\pi/2$ ab, dann wird k_c mit einem Wert multipliziert, der abhängig ist vom Shiftwinkel und vom Phasenwinkel. Dies ist in Abb.4.6 aufgetragen. In einer 3-D Darstellung ist die Wurzel des Ausdrucks in den eckigen Klammern in Gl.(4.62) gegen den Shiftwinkel und gegen den Phasenwinkel aufgetragen. Deutlich ist zu erkennen, daß nur für den Wert $\pm\pi/2$ der konstante Wert $\sqrt{2}$ resultiert.

Nun muß man k_c genauer auf den Einfluß des Intensitätsverhältnisses $1/x$ analysieren, da man ja als Ergebnis eine Größe haben möchte, die nur noch abhängt vom Korrelationskoeffizienten $|c|$. Man stellt fest, daß der Korrelationsgrad nahezu linear von k_c abhängt, wenn $1/x$ größer ist als ungefähr 1. Wird dieser Wert kleiner, so gewinnt der quadratische Anteil im Nenner immer mehr an Bedeutung, und es ergibt sich eine parabelförmige Abhängigkeit. Dies ist in Abb.4.7 dargestellt, wo k_c über $|c|$ aufgetragen ist bei verschiedenen Werten von $1/x$. Im Experiment sind aber die Intensitäten bei der für die Korrelationsmessung benutzten out-of-plane Anordnung so gewählt, daß die Referenzwelle in etwa die gleiche Helligkeit besitzt, wie die maximal auftretenden Helligkeiten der Objektwelle. Man kann daher in sehr guter Näherung davon ausgehen, daß der errechnete Wert k_c in jedem Bildpunkt linear abhängt von $|c|$.

Normiert man nun jeden errechneten Wert k_c mit einem Wert k_{cmax} , den man zu Beginn des Experimentes bestimmt, so erhält man einen Wert, der in sehr guter Näherung direkt proportional ist zum Korrelationskoeffizienten $|c|$. (Denkbar ist hier auch, $\langle I_o \rangle$ zu Anfang zu bestimmen, und entsprechend des Intensitätsverhältnisses $1/x$ zu berücksichtigen. Dies wurde jedoch in den hier beschriebenen Untersuchungen nicht angewendet.) Die Verrechnung der vier phasenverschobenen Intensitätsfelder in der in Gl.(4.63) beschriebenen Weise ermöglicht somit die ortsaufgelöste, quantitative Bestimmung des Korrelationsgrads der vom Objekt gestreuten Wellen-

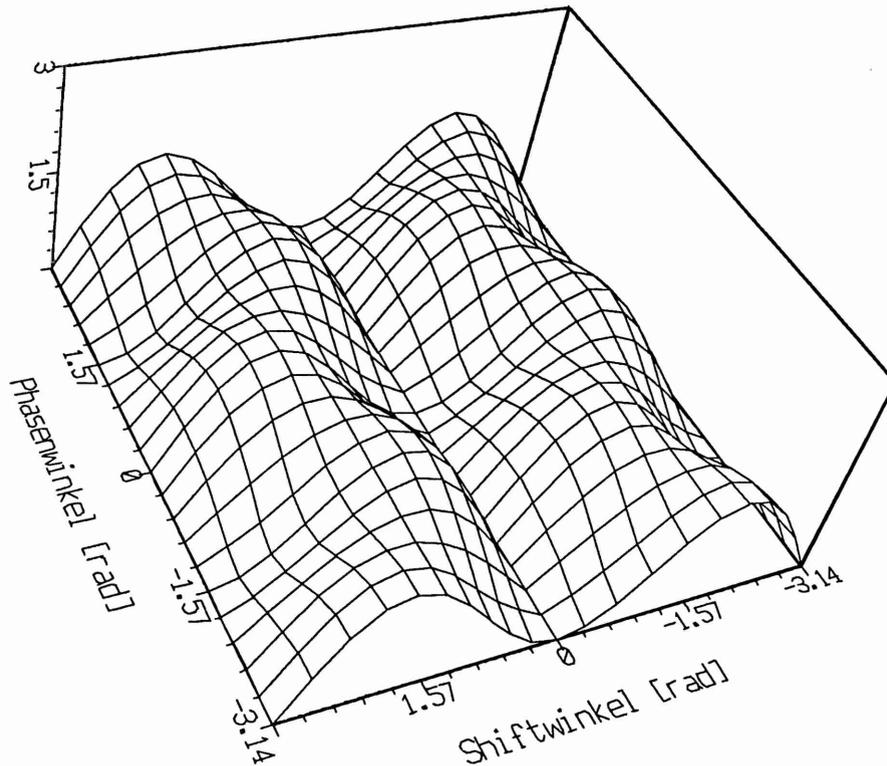


Abbildung 4.6: Faktor vor k_c in Abhängigkeit des Phasenwinkels und des Shiftwinkels. Für den Shiftwinkel $\pm\pi/2$ ist der Faktor unabhängig vom Phasenwinkel

felder vor und nach einer Objektbeeinflussung. Da ja, wie in Kap.4.1 dargestellt wurde, der deterministische Anteil aus der Rotation und Translation des Objektes zur Dekorrelation der gestreuten Wellenfelder abgeschätzt werden kann, kann aus obiger Berechnung bestimmt werden, welcher Anteil der Dekorrelation direkt auf Mikrostrukturveränderungen der Oberfläche zurückzuführen sind. Man hat also eine Meßmethode zur Verfügung, die gleichzeitig aus den Primärdaten eines ESPI-Subtraktionsaufbaus Verformungen und Mikrostrukturveränderungen orts aufgelöst und in nahezu Video-Echtzeit extrahieren kann.

Die in den Berechnungen eingeführten Ensemble-Mittelungen sind natürlich im Experiment nicht zu verwirklichen. Wie auch in anderen Arbeiten [Ost92], so wer-

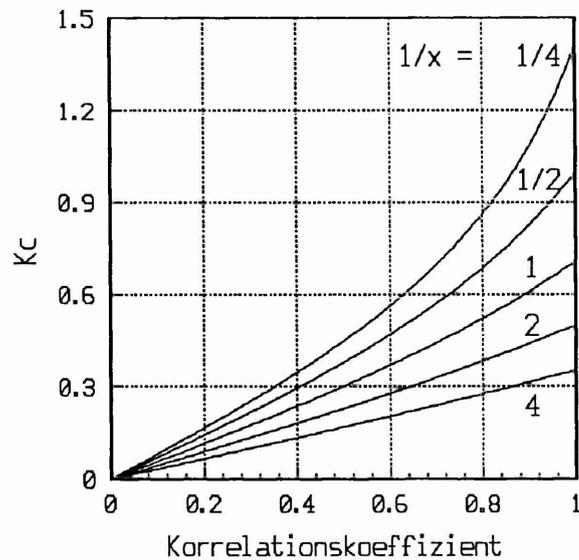


Abbildung 4.7: k_c in Abhängigkeit des Korrelationskoeffizienten $|c|$ für fünf Werte des Intensitätsverhältnisses $1/x$. Deutlich wird die zunehmende Nichtlinearität mit abnehmendem $1/x$.

den auch hier diese Mittelungen durch lokale Mittelwerte über begrenzte Bildpartien angenähert. Diese Mittelwertbildung führt nun leider zu einer begrenzten Ortsauflösung bzw. zu verbleibenden Einflüssen der Zufallsphase des unterliegenden Specklemusters. Hierauf wird in Kap.4.5 ausführlich eingegangen.

4.4 Experimentelle Durchführung

Mit den Überlegungen der vorangehenden Kapitel ist der prinzipielle Ablauf der Korrelationsmessung festgelegt. Im ersten Teil dieses Unterkapitels wird nun ein wenig ausführlicher auf die tatsächliche Durchführung der Korrelationsbestimmung eingegangen. Der zweite Teil befaßt sich mit einer Ergänzung des schon in Kap.3.3.1 beschriebenen Laboraufbaus, mit dem alle Korrelationsuntersuchungen durchgeführt wurden.

4.4.1 Darstellung des Meß- und Berechnungsablaufs

Die experimentelle Realisierung der Korrelationsberechnung kann man zusammengefaßt folgendermaßen skizzieren: Zu Beginn des Experimentes wird ganz analog zu den Verformungsmessungen zunächst ein Referenzzustand des Objekts aufgenommen und gespeichert. Die aktuellen Bilder werden dann in Videorate von diesem Grundzustand subtrahiert. Gleich zu Beginn erfolgt die Digitalisierung von vier phasenverschobenen Subtraktionsmustern. Die einzelnen Bilder werden zur Bildung lokaler Mittelwerte einer Tiefpaßfilterung unterzogen. Derartige Filterungen lassen sich mit den vorhandenen BV-Komponenten sehr schnell durch eine Faltung der Bildinformation mit einer passenden Filtermatrix realisieren (z.B. [GW77]). Auswahl und Auswirkungen dieser Filterung wird in Kap.4.5 behandelt.

Die so vorverarbeiteten Bilder werden danach entsprechend Gl.(4.63) verrechnet, wobei Subtraktion oder Addition zweier Bilder mit der vorhandenen BV-Hardware in einem Videozyklus durchgeführt werden kann. Zur Quadrierung, anschließender Wurzelbildung und Normierung auf den darstellbaren Intensitätsbereich von 255 Graustufen wird eine zweidimensionale Look-up-Tabelle angewendet, die vor Beginn der Messung errechnet wird, sodaß für diese Zuordnung nur ca. 1-2 Sekunden benötigt werden. Das so erzeugte Bild wird nun noch einer weiteren Glättung unterzogen. Für jeden einzelnen Bildpunkt ist somit ein Referenzwert proportional zu k_{cmax} (siehe Kap.4.3) in einem Bildspeicher abgelegt, mit dem jeweils alle im weiteren Verlauf des Experimentes errechneten aktuellen Korrelationswerte k_c normiert werden. Die Normierung wird ebenfalls mit einer zweidimensionalen Look-up-Tabelle durchgeführt. Das Ergebnisbild zeigt schließlich mit den in Kap.4.1 gemachten Einschränkungen für jeden Bildpunkt einen Intensitätswert proportional zum Korrelationskoeffizienten $|c|$.

Ganz analog zur Verformungsmessung sind auch hier alle Strategien möglich, um eine möglichst umfassende Information zu erhalten. So ist jederzeit die Errechnung eines neuen Referenzbildes möglich, wenn im Verlaufe des Experimentes der Korrelationskoeffizient zu stark absinkt, oder aber, wie in Kap.4.5.3 beschrieben, wenn die Anzahl der auftretenden Verformungstreifen zu hoch werden sollte, sodaß Veränderungsprozesse faktisch beliebig lange zu verfolgen sind. Voraussetzung hierzu ist natürlich auch, daß Veränderungsprozesse nicht zu schnell verlaufen, und zwischen der Aufnahme des Referenzzustandes und eines aktuellen Zustandes noch eine Korrelation in der Größe der Meßgenauigkeit vorhanden ist. Weiterhin lassen sich, falls während des Experimentes lediglich die Specklebilder gespeichert werden, und die Verrechnung nachträglich stattfindet, beliebige Zustände des Objektes miteinander

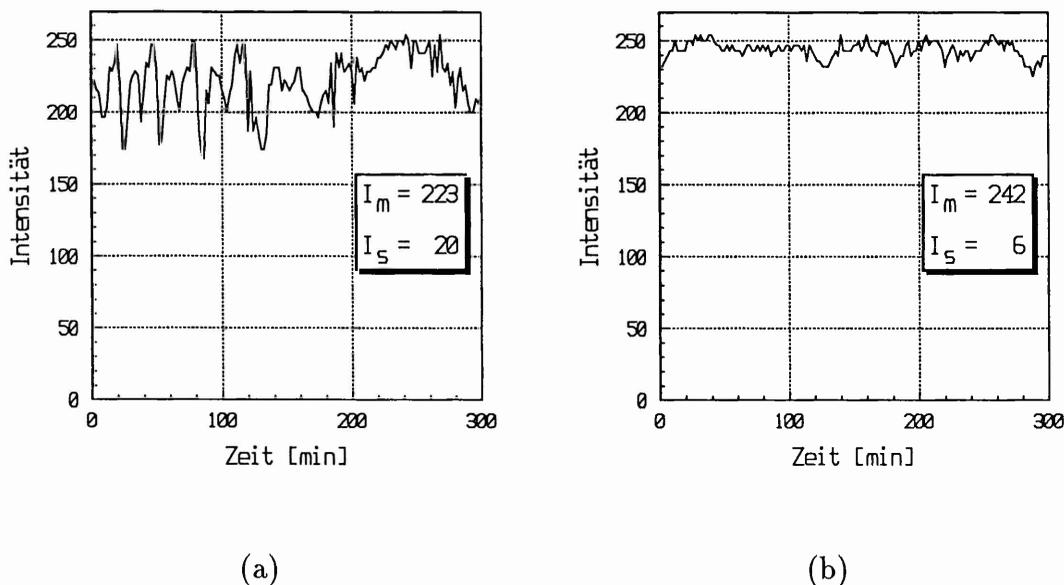


Abbildung 4.8: Gemessene Korrelationswerte an einer unbeeinflussten Edelstahlprobe über einen Zeitraum von 5 Std., (a) ohne, (b) mit aktiver Strahlregelung. I_m ist der Intensitätsmittelwert, I_s ist die Standardabweichung. Streubreite ist mit Regelung deutlich verringert.

korrelieren.

4.4.2 Stabilisierung des Laborversuchsaufbaus

Um die Verlässlichkeit bzw. Streuung der Meßwerte zu beurteilen, wurden in Langzeitexperimenten mit dem in Abb.3.6 erläuterten Laboraufbau an einer Edelstahlprobe Korrelationsmessungen durchgeführt. Unter der realistischen Voraussetzung, daß sich die Edelstahloberfläche während der Messung nicht verändert, müßten somit über der gesamten Fläche dauerhaft konstant maximale Korrelationswerte gemessen werden, wobei natürlich eine verbleibende Streuung der Meßwerte aufgrund der begrenzten lokalen Mittelwertbildung entsprechend der Filtergröße erwartet wurde (siehe Kap.4.5.1). Es zeigte sich jedoch sehr schnell, daß wesentlich größere Abweichungen auftreten. In Abb.4.8(a) ist ein Ausschnitt der Langzeitmessung dargestellt. Hier ist der gemessene Korrelationswert an einem beliebigen Ort der Edelstahloberfläche über der Meßzeit aufgetragen. Die Probe befand sich während der Messung in der Klimakammer und wurde einem konstanten Klima aus-

gesetzt. Über einen längeren Zeitraum wurden jeweils in zweiminütigem Abstand Korrelationswerte bestimmt. Die errechnete Standardabweichung der Meßwerte an einzelnen Objektpunkten lag jeweils bei etwa 20 Grauwerten.

Der Grund für die starken Streuungen liegt darin, daß trotz des schwingungsbedämpften Labortisches mechanische und auch thermische Einflüsse zu Störungen des optischen Aufbaus führen, und es damit zu Schwankungen in der relativen Phasenlage zwischen Objekt- und Referenzstrahl kommt. Dadurch kann nicht sichergestellt werden, daß bei der Aufnahme der vier zueinandergehörenden Bilder die jeweils notwendige, definierte Phasenschiebung von $\pi/2$ tatsächlich eingehalten wird. Wie in Abb.4.6 gezeigt, führt dies zu einer Abweichung des Faktors vor dem zu bestimmenden Korrelationskoeffizienten vom konstanten Wert 2. Um diese Wackeleien des Aufbaus zu minimieren und eine geringere Streubreite der Korrelationswerte zu erhalten, wurde der Meßaufbau um eine aktive Strahlstabilisierung erweitert.

Das Prinzip der Stabilisierung besteht darin, ein Interferenzstreifensystem, das von ausgekoppelten Teilen des Referenz- und des Objektstrahls erzeugt wird, in seiner Lage konstant zu halten, indem der optische Weg z.B. des Referenzstrahls nachgeregelt wird. Die Auskopplung der beiden Teilstrahlen muß dabei möglichst nahe an der Stelle im Aufbau erfolgen, wo Objekt- und Referenzwelle wieder zusammengebracht werden, also möglichst nahe am Strahlteiler vor dem Kameraobjektiv. Störungen auf dem gemeinsamen weiteren Weg zur Kamera beeinflussen beide zur Interferenz kommenden Wellen, und ihre relative Phasenlage zueinander ändert sich nicht.

In Abb.4.9 ist ein Teil des Laboraufbaus, der komplett in Abb.3.6 gezeigt ist, mit implementierter Regelung dargestellt. Am Ort der beiden Phototransistoren liegt das Interferenzstreifenmuster aus den ausgekoppelten Teilen der Objekt- und der Referenzwelle, das Kontrollstreifensystem, vor. Die Auskopplung selbst wird weiter unten noch ausführlich erläutert. Die beiden Photodetektoren werden nun so in das Kontrollstreifensystem eingebracht, daß der erste Detektor auf einer ansteigenden und der zweite Detektor auf der darauffolgenden abfallenden Flanke des cosinusförmigen Intensitätsverlaufs des Streifenmusters positioniert sind. In dieser Situation sehen beide Phototransistoren die gleiche Intensität. Beide Signale werden auf die verschiedenen Eingänge eines Differenzverstärkers gegeben, an dessen Ausgang daher zu Beginn null liegt.

Verändert sich nun aufgrund von Störungen die relative Phasenlage der Referenz- und Objektwelle, so verschieben sich die Streifen im Kontrollstreifensystem, die Streifen beginnen zu wandern. Die Ausgangssignale der Detektoren sind nun nicht mehr gleich, sondern unterscheiden sich je nach Laufrichtung der Streifen um einen

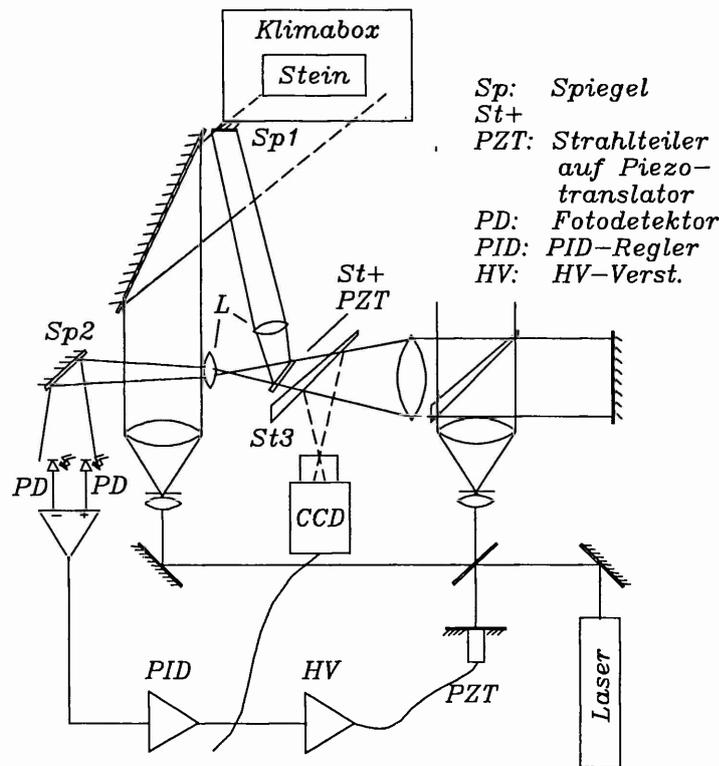


Abbildung 4.9: Teil des ESPI-Laborabaus aus Abb.3.6 mit aktiver Strahlregelung.

bestimmten Betrag. Der Ausgang des Differenzverstärkers liefert nun eine von null verschiedene Ausgangsspannung, die über einen zusätzlichen Regler und einen HV-Verstärker zur Ansteuerung des piezotriebenen Spiegels benutzt wird. Der Weg des Referenzstrahls wird damit so verändert, daß sich eine gegenläufige Bewegung im Kontrollstreifensystem einstellt, bis die Photodetektoren wieder die gleiche Intensität sehen, d.h. bis das Streifensystem und die Detektoren die gleiche relative Lage wie zu Beginn eingenommen haben.

Da man im Experiment immer versuchen wird, die Intensitätsverluste, die aus der Auskopplung und zur Bildung des Kontrollstreifensystems resultieren, so klein wie möglich zu halten, hat man es üblicherweise mit sehr geringen Intensitäten zu tun. An die Verstärkung des Differenzsignals müssen daher einige Anforderungen gestellt werden, um den Regelkreis bei einer möglichst hohen oberen Grenzfrequenz schwingungsunanfällig zu machen. Aus diesem Grunde wurde ein PID-Regler eingesetzt. Dieser Regler, der parallel zueinanderliegend einen Proportionalverstärker (P), einen Integrator (I) und einen Differentiator (D) aufweist, erfordert einigen Aufwand für den Abgleich, kann aber dann mit hohem Verstärkungsfaktor betrieben werden. In [TS83] ist die Handhabung dieser elektronischen Verstärkerstufe ausführlich beschrieben. Im Anhang befinden sich der Schaltplan und technische

Daten der Schaltung.

Die Erzeugung des Kontrollstreifensystems wurde nun wie folgt realisiert. Als ausgekoppelter Teil des Referenzstrahls konnte sehr zweckmäßig der Anteil benutzt werden, der vom Strahlteiler *St3* direkt vor der CCD-Kamera durchgelassen wird. Durch diese Wahl wurde keine weitere Abschwächung des Referenzstrahls hervorgerufen, und die Auskopplung erfolgt genau an der Stelle, wo Objekt- und Referenzwelle wieder zur Überlagerung gelangen.

Für die Auskopplung eines Teils der Objektwelle konnte eine derartig optimale Lösung nicht gefunden werden, da es vonnöten ist, daß trotz aktiven Weglängenausgleichs eine beabsichtigte zusätzliche Phasendifferenz definierter Größe zur Durchführung des Phasenshiftverfahrens erzeugt werden kann. Daher wurde direkt über der kleinen Klimakammer ein zusätzlicher kleiner Spiegel (*Sp1*) installiert, der aufgrund des runden Beleuchtungsflecks und der üblicherweise rechteckigen Probekörper mit maximal ca. 5 cm Kantenlänge keine Objektinformation abschattet. Mit Ausnahme der kurzen Wegstrecke in der Kammer legt der gespiegelte Teil den gleichen Weg zurück, wie der Hauptanteil des Objektstrahls. Unmittelbar vor dem Strahlteiler *St3* wird nun allerdings ein weiterer Strahlteiler eingesetzt, der mit einem Piezotranslator verbunden ist (*St+PZT*). Mit diesem weiteren Element ist es möglich, die beiden Wellen des Kontrollstreifensystems so zur Überlagerung zu bringen, daß beiden Teilwellen annähernd gleiche Ausbreitungsrichtungen haben. Geschieht dies nicht, ist der Streifenabstand oftmals sehr eng, und es muß infolgedessen eine große Aufweitung erfolgen, damit der Abstand der Interferenzstreifen groß genug ist im Vergleich zur Ausdehnung der Fotodetektoren. Dies führt aber zu sehr niedrigen Intensitäten im Streifensystem, und läßt das Nutzsignal der Detektoren im Rauschen verschwinden. Erst dieses weitere Justierelement erlaubt den notwendigen Richtungsabgleich. Desweiteren wird, ebenfalls zur Vergrößerung des Kontrollstreifenabstandes, mit einer zusätzlich in den Objektteilstrahl eingebrachten, passend gewählten Mikrolinse die Divergenz der beiden Teilstrahlen angeglichen.

Die definierte Phasenschiebung wird nun indirekt durch eine Veränderung der Spannung am Piezotranslator, der den zusätzlichen Strahlteiler haltet, erreicht. Eine Spannungsvariation verändert nämlich lediglich die Weglänge des Objektteilstrahls. Als Folge daraus wird sich das Kontrollstreifensystem in eine Richtung bewegen. Die aktive Regelung sorgt aber dafür, daß durch gegenläufige Veränderung der Weglänge des Referenzstrahls das Kontrollstreifensystem seine ursprüngliche Lage wieder einnimmt. Im Ergebnis ist demnach lediglich durch eine Beeinflussung des Lichtweges des Objektteilstrahls ein Shift in der relativen Phasenlage zwischen Objekt- und Referenzwelle eingeführt worden. Nach einer Kalibrierung dieses Sy-

stems können somit beliebige Phasenschiebungen vorgenommen werden.

Die Kalibrierung selbst ist relativ einfach durchzuführen und ist fester Bestandteil des Computerprogramms. Es wird hierzu einfach eine Spannungsrampe auf den Piezokristall gegeben, während das ESPI-Meßsystem im Subtraktionsverfahren arbeitet. Verfolgt man nun die über einige Bildpunkte gemittelte Intensität kontinuierlich während dieser Rampe, so wird man einen cosinusförmigen Verlauf feststellen. Die Spannungsdifferenz, die genau eine Periode dieses Verlaufes umfaßt, erzeugt aber gerade eine relative Schiebung der Objekt- zu Referenzphase von 2π . Unter der Voraussetzung, daß die Translation in diesem Spannungsdifferenzbereich linear erfolgt, kann somit sofort die Spannungsänderung bestimmt werden, um etwa eine zusätzliche Phasendifferenz von $\pi/2$ einzustellen.

Mit dieser Erweiterung des Meßaufbaus wurde eine deutliche Reduzierung der Meßwertstreuung erreicht. Dies ist in Abb.4.8(b) gezeigt. Während die Standardabweichung ohne Regelung bei etwa 20 Intensitätswerten liegt (Abb.4.8(a)), erzielt man mit der aktiven Strahlstabilisierung unter ansonsten exakt gleichen Bedingungen Abweichungen von etwa 6 Grauwerten, also eine um den Faktor ca. 3 geringere Streuung. Es wurde somit erreicht, daß die Streubreite der Meßwerte in etwa den Größenbereich annimmt, der durch die begrenzte örtliche Mittelwertbildung erreicht werden kann. Diese Problematik wird im nächsten Unterkapitel ausführlich diskutiert.

4.5 Auswahl und Einfluß der Ortsfilterung

Gleich zu Beginn der analytischen Beschreibung des Verfahrens in Kap.4.1 wurde darauf hingewiesen, daß es aufgrund der verspeckelten Bildinformation keinen Sinn macht, den Intensitätsverlauf einzelner Speckle zu betrachten. Es wurden daher Ensemble-Mittelwerte eingeführt. Da es im praktischen Einsatz unmöglich ist, unendlich viele verschiedene Realisationen der verspeckelten Bilder zu erhalten, werden die Ensemble-Mittelwerte durch Mittelungen im Ortsbereich angenähert, was ein durchaus übliches Verfahren darstellt [Ost92]. Dies führt jedoch zu einer reduzierten Ortsauflösung und aufgrund verbleibender Intensitätsschwankungen zu Streuungen in der Quantifizierung der Korrelation.

Örtliche Mittelungen werden auf Bildverarbeitungsanlagen üblicherweise durch die Faltung der Bildinformation mit einer geeignet gewählten Filtermatrix realisiert (z.B. [GW77]). In einem einfachen Mittelwertfilter gehen alle an der Mittelung beteiligten Werte mit der gleichen Gewichtung ein, weshalb die einzelnen Matrixkomponenten den Wert eins haben. Die Wahl der Größe des Mittelwertfilters stellt

somit einen Kompromiß dar zwischen einer möglichst hohen örtlichen Auflösung und einer geringen Streubreite der zu bestimmenden Korrelation, wobei natürlich die Anpassung je nach Anforderung bzw. Gegebenheit neu festgelegt werden kann. So würde z.B. ein sehr kleiner Filter eine hohe Ortsauflösung bei jedoch nur sehr geringer Anzahl von eindeutig unterscheidbaren Korrelationswerten liefern.

In den nachfolgend beschriebenen Experimenten wurde versucht, einen mittleren Weg zu gehen: ein 10x10 Mittelwertfilter wurde jeweils dreimal auf die einzelnen phasenverschobenen Bilder angewandt, und das errechnete Korrelationsbild wurde einer abschließenden Glättung mit einem 11x11 Mittelwertfilter unterzogen. Natürlich läßt sich die mehrmalige Anwendung eines Filters auch in einem einzigen Filterprozeß realisieren, was jedoch mit der bestehenden Hard- und Software nur sehr aufwendig zu implementieren gewesen wäre. In drei Unterpunkten werden nun die Auswirkungen dieser Filterkombination erläutert und mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

4.5.1 Filtergröße und Restspeckligkeit

Die Größe der verbleibenden Intensitätsschwankungen, die aus dem Einfluß des unterliegenden Specklemusters resultieren, hängt, wie später noch weiter erläutert wird, im wesentlichen von der Anzahl der statistisch unabhängigen Werte ab, die in die Mittelwertberechnung eingehen. Diese Zahl läßt sich abschätzen, wenn man die Gesamtfiltermatrix genauer betrachtet, die sich aus der dreimaligen Anwendung des 10x10 Mittelwertfilters auf die vier zur Verrechnung anstehenden Bilder ergibt. Dies ist in Abb.4.10 gezeigt. Hier ist in einer 3-D Darstellung die Filtermatrix aufgetragen, wobei die dritte Komponente die prozentuale Gewichtung angibt, mit der der jeweilige (x,y)-Wert für den zu bestimmenden Mittelwert im Punkte (0,0) berücksichtigt wird. Man erkennt, daß in die Mittelwertberechnung jedes einzelnen Punktes 28x28 Werte mit unterschiedlicher Gewichtung eingehen. Um nun abzuschätzen, wieviele unabhängige Intensitätswerte in die Mittelung eingehen, muß die Filtermatrix zur Specklegröße in Relation gebracht werden. In allen durchgeführten Messungen war der mittlere Speckledurchmesser etwa gleich groß wie die Elemente der CCD-Kamera. Größere Speckle sorgen dafür, daß mehrere benachbarte Bildwerte Intensitätswerte aus einem einzelnen Speckle enthalten, und somit nicht statistisch unabhängig sind. Man kann daher konservativ abschätzen, daß jeweils etwa 100 unabhängige Werte in die Mittelwertbildung eingehen. Mit dieser Größe läßt sich nun, wie in der Statistik üblich, ein Konfidenzintervall bestimmen, das angibt, wie groß im ungünstigsten Fall die Abweichung des so ermittelten Wertes

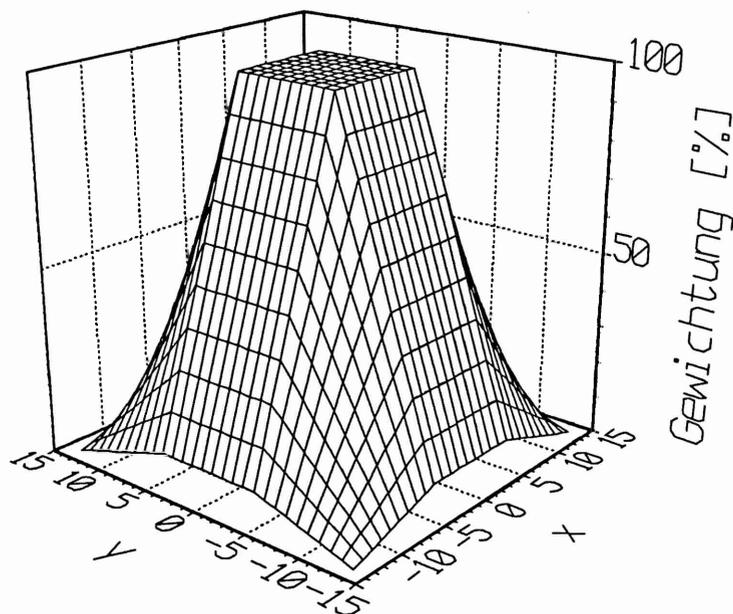


Abbildung 4.10: Resultierende Filtermatrix aus dreimaliger Anwendung eines 10×10 Mittelwertfilters. Über den Ortskomponenten x und y ist die Gewichtung aufgetragen, mit der die einzelnen Punkte berücksichtigt werden, um den Mittelwert im Punkte $(0,0)$ zu berechnen.

vom wahren Mittelwert sein kann (z.B. [Kre75]). Für einen gegebenen Stichprobenumfang n einer beliebig verteilten Grundgesamtheit mit einer unbekanntem Varianz läßt sich unter Anwendung des zentralen Grenzwertsatzes eine Größe u berechnen, die die maximale Streuung um den wahren Mittelwert angibt, und dies mit einer beliebig gewählten Wahrscheinlichkeit. u kennzeichnet die Hälfte des Konfidenzintervalles, d.h., u gibt die Streuung symmetrisch um den wahren Mittelwert an. Es ergibt sich

$$u = \sigma s / \sqrt{n} \quad (4.64)$$

mit σ als Standardabweichung der Stichprobe. s ist dabei ein Wert, der sich aus

der Student t-Verteilung ergibt, und von n und von der Wahrscheinlichkeit abhängt, die für die Bestimmung des Konfidenzintervalls gewählt wird. Wird z.B. eine Wahrscheinlichkeit von 0.99 dafür verlangt, daß der errechnete Mittelwert bei gegebener Stichprobengröße im Konfidenzintervall liegt, so kennzeichnet s den Wert, bei dem die Wahrscheinlichkeitsfunktion der t-Verteilung den Wert 0,995 annimmt. Die t-Verteilung geht für große n in die Normalverteilung über. Für eine Wahrscheinlichkeit von 99% und $n = 100$ ist $s = 2,63$ und unterscheidet sich nur noch ganz gering vom Wert für $n \rightarrow \infty$, der mit 2,58 angegeben ist. Damit ist also die Länge des Konfidenzintervalls bei gegebener Standardabweichung annähernd direkt proportional zu $1/\sqrt{n}$. Mit (4.64) bei einer Wahrscheinlichkeit von 99% und einer Standardabweichung von ca. 50 Intensitätswerten, so wie es typischerweise in den vorliegenden Specklemustern gegeben ist, ist $u \simeq 13$. D.h., die aus obiger Mittelung errechneten Werte liegen mit einer Sicherheit von 99% im Intervall $\mu - 13 \leq \mu \leq \mu + 13$, mit μ als Erwartungswert. Dieser Wert konnte experimentell an mehreren Subtraktionsbildern verifiziert werden, die aufgrund totaler Dekorrelation der zugrundeliegenden Objektwellenfelder gänzlich verspeckelt waren. Nach dreimaliger 10×10 Filterung ergaben sich über das gesamte Bild maximale Abweichungen vom Mittelwert von 24-27 Intensitätswerten, d.h., $u \simeq 13$. Eine leichte weitere Glättung und damit eine Verkleinerung des Konfidenzintervalls um etwa 3-4 Intensitätswerte wird durch die abschließende 11×11 Filterung im berechneten Ergebnisbild erreicht.

Abschließend läßt sich feststellen, daß allein aufgrund der begrenzten Stichprobenanzahl bei der Mittelung eine maximale Unsicherheit von etwa ± 12 Intensitätswerten zu verzeichnen ist. Zukünftig kann dieses Intervall sicherlich durch geschicktere Filteroperationen weiter minimiert werden, wenn nämlich speziell zur Specklereduktion entwickelte Algorithmen eingesetzt und anpaßt werden. Im Experiment können jedoch teilweise etwas größere Schwankungen auftreten. Diese sind darauf zurückzuführen, daß der notwendige Schiebewinkel von $\pi/2$ beim Phasenshiftverfahren nicht exakt eingehalten wurde, etwa aufgrund von verbleibenden Wackeleien oder Kalibrierfehlern des Phasenschiebemoduls, oder aber durch Auswirkungen der Klimatisierung auf den Objektstrahl.

4.5.2 Filtergröße und Ortsauflösung

Zur Bestimmung des Ortsauflösungsvermögens des Verfahrens wurde die obige Filterkombination zunächst auf ein synthetisch hergestelltes Kantenbild angewendet. Dazu wurde in einem Bildspeicher ein Bild erzeugt, das zur Hälfte den Intensitätswert null, und zur anderen Hälfte den maximal möglichen Wert 255 besitzt. In

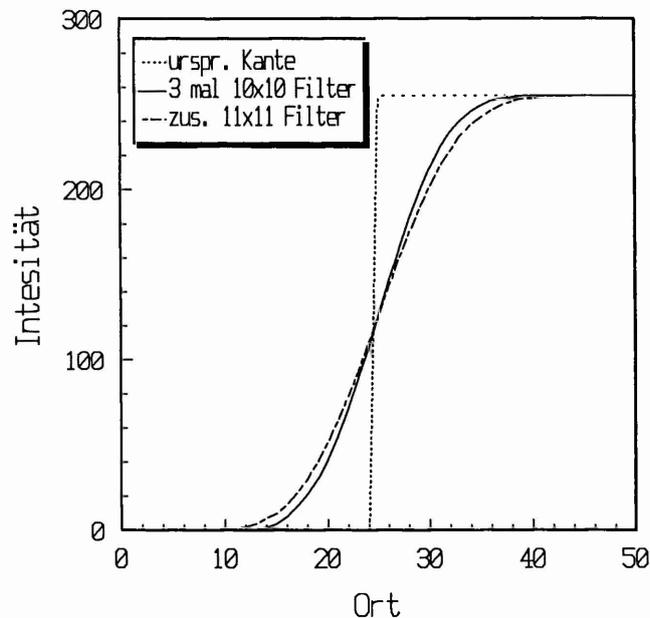
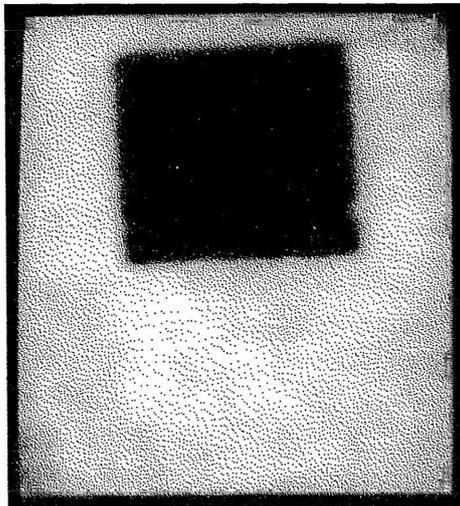


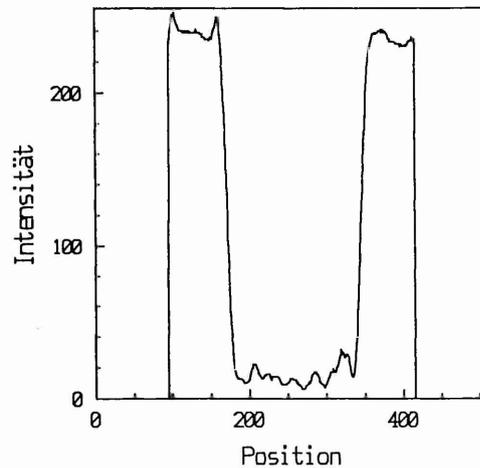
Abbildung 4.11: 1-D Schnitt durch synthetisches Kantenbild vor und nach Filteroperationen. Verbreiterung der vormals scharfen Kante auf 14 bzw. 16 Pixel (10%-90%-Punkte).

Abb.4.11 ist als Ergebnis ein 1-D Schnitt über diese Kante vor und nach den Filterungen aufgetragen. Die dreimalige Anwendung des 10x10 Filters ergibt eine Verschmierung der Kante (10%-90% Punkte) auf 14 Pixel, die abschließende Anwendung des 11x11 Filters ergibt eine weitere Verbreiterung auf etwa 16 Pixel. Je nachdem, welches Kriterium man nun anlegt, ergibt sich somit für das übliche Bildraster von 512x512 Pixel eine Auflösungsgrenze von ca. $1/256$ bis $1/1024$ des Gesichtsfeldes ($1/16$ bis $1/32$ pro Richtung).

Dieses Ergebnis wurde wiederum experimentell überprüft. Dazu wurde nach der Erstellung des anfänglichen Korrelationsbildes und der damit verbundenen Aufnahme der ursprünglichen Objektwelle ein Stück einer dünnen Pappe auf das Objekt gelegt. Der von der Pappe bedeckte Bereich stellt somit ein scharf abgegrenztes Gebiet völliger Dekorrelation zur ursprünglichen Objektwelle dar. Das daraus resultierende Korrelationsbild ist in der Abb.4.12(a) zu sehen, wobei der sehr dunkel erscheinende, und somit stark dekorrelierte Bereich des Pappstücks, deutlich zu erkennen ist. In Abb.4.12(b) ist ein Schnitt senkrecht zur linken und rechten Begrenzung des Pappstücks gezeigt, wobei die Korrelationsintensität über dem Ort



(a)



(b)

Abbildung 4.12: (a) Korrelationsbild eines Testobjektes mit zwischenzeitlich aufgelegtem Pappstück. Deutlich ist dieses Gebiet als stark dekorrelierter Bereich zu erkennen. (b) Schnitt durch das Gebiet verdeutlicht die Verbreiterung der vormals scharfen Kante auf etwa 15 Pixel.

aufgetragen ist. Die Verbreiterung der vormals scharfen Kante, wobei auch hier wieder die 10%-90% Punkte genommen wurden, beträgt in diesem Schnitt jeweils etwa 15 Intensitätswerte, was gut mit dem Wert übereinstimmt, der an dem synthetischen Bild ermittelt wurde.

Neben der örtlichen Auflösung kann aus Abb.4.12(b) auch entnommen werden, welche Intensitätsunterschiede zwischen maximal und minimal vorkommender Korrelation erreicht werden können. Diese Dynamik beträgt etwa 220 Intensitätswerte. Prozesse, die mit sehr starken Oberflächenveränderungen einhergehen, können jedoch ohne weiteres über diesen Dynamikbereich hinaus verfolgt werden, indem vor dem Erreichen der unteren Grenze ein neuer Anfangskontrast berechnet und ein neuer Referenzzustand abgespeichert wird. Das gesamte Dekorrelationsverhalten kann dann bei Bedarf aus mehreren Einzelbildern zusammengesetzt werden.

4.5.3 Filtereinfluß bei zunehmender Streifenanzahl

In vielen Fällen kommt es bei den Messungen nicht nur zu Mikrostrukturveränderungen der Objektoberfläche, sondern ebenfalls zu Verformungen, die sich ja im

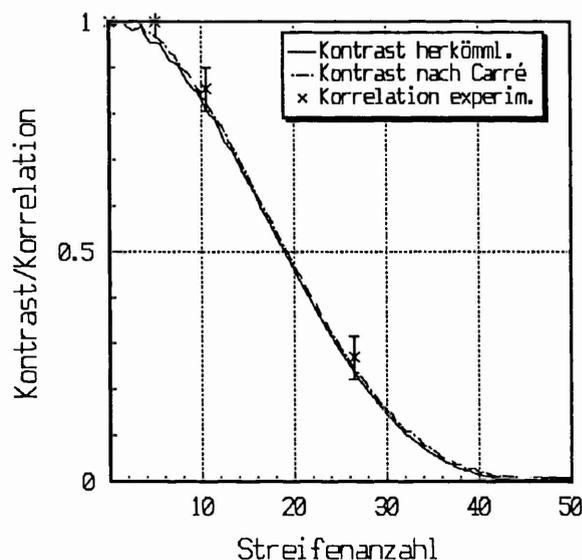


Abbildung 4.13: Kontrastabnahme in Abhängigkeit von der Anzahl der Streifen eines cosinusförmigen Intensitätsverlaufes in einem synthetisch hergestellten Bild. Punktgestrichene Kurve: nach $(I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$ berechnet; durchgezogene Linie: mit Carre-Phasenshiftverfahren berechnet. Kreuze kennzeichnen gemessene Korrelationskoeffizienten eines entsprechend der Streifenanzahl unterschiedlich stark verkippten Probekörpers.

Subtraktionsbild in hellen und dunklen Streifen äußern. Wird die Anzahl der Verformungsstreifen im untersuchten Bereich während der Messung zu groß und damit der Abstand der Streifen zu klein, so führt dies durch den Mittelungsprozeß zu sinkenden Korrelationsintensitäten, die nicht auf Oberflächenveränderungen, sondern eben auf die enger liegenden Streifen zurückzuführen sind. Dieser Einfluß wurde nun zunächst wieder an einem synthetisch erzeugten cosinusförmigen Streifenbild untersucht, wobei die Kontrastabnahme aufgrund der Mittelwertbildung in Abhängigkeit von der Streifenzahl bzw. der Periodenlänge bestimmt wurde. Das Ergebnis ist in Abb.4.13 dargestellt. Auf der Abzisse ist die Streifenanzahl aufgetragen, wobei die Zahl 1 eine volle cos-Periode mit einem hellen und mit einem dunklen Streifen bedeutet. Die Ordinate kennzeichnet für diese Untersuchungen den Kontrast, der anfänglich selbstredend den Wert 1 annimmt. Der Kontrastverlauf ist nun ein-

mal nach der herkömmlichen Methode nach der Formel $(I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$ berechnet worden (punktgestrichene Kurve), und zum anderen nach dem Carré-Phasenshiftverfahren, wie es in dem beschriebenen Korrelationsmeßverfahren angewendet wird (durchgezogene Linie). Beide Kurven verlaufen nahezu deckungsgleich, wie auch erwartet wurde. Es ist zu erkennen, daß der Kontrast bei dieser Filterkombination bei etwa 8 Streifen, d.h. bei einer Periode von etwa 64 Pixel, um ca. 10% abgesunken ist. 50% werden bei etwa 19 Streifen entsprechend einer Periode von etwa 27 Pixel erreicht.

Anschließend wurde untersucht, wie die experimentelle Bestimmung des Korrelationskoeffizienten eines realen Probekörpers von der Anzahl der Verformungsstreifen beeinflusst wird. Dazu wurde ein Probekörper zwischen den Vergleichszuständen um eine in der Oberfläche liegende Achse verkippt, sodaß unterschiedlich viele Streifen generiert wurden, ohne die Objektoberfläche selbst zu verändern. So wurden 0, 5, 10,5 und 26,5 Streifen erzeugt, und die Korrelation im Bereich des Probekörpers ermittelt. Über diesen Bereich wurde dann ein mittlerer Korrelationskoeffizient bei der jeweiligen Streifenanzahl bestimmt. Diese Werte sind ebenfalls in Abb.4.13 (Kreuze) eingetragen, wobei nun die Ordinate den Korrelationskoeffizienten darstellt. Die Fehlerbalken kennzeichnen die Standardabweichung vom errechneten Korrelationsmittelwert über das gesamte Objektbild.

Die Abnahme des Korrelationskoeffizienten durch die Veränderung des Wellenfeldes aufgrund der Verkipfung (siehe Abb.4.4, Kap.4.1) kann hierbei vernachlässigt werden. Sie beträgt bei der größten Verkipfung (26,5 Streifen) lediglich etwa 0,07. Man erkennt nahezu Übereinstimmung mit den entsprechenden Kontrastwerten. Während bei fünf Streifen noch keine signifikante Abnahme des Korrelationskoeffizienten festgestellt wurde, hat man bei etwa 10 Streifen einen Abfall von 10%. Der in Abb.4.1, Kap.4.1 dargestellte geringfügig überproportionale Zusammenhang zwischen der Korrelation und dem Kontrast kann im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht exakt verifiziert werden, jedoch scheint, besonders im Bereich hoher Korrelation, tendenziell ein größerer Korrelationskoeffizient gemessen zu werden.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß ab einem Streifenabstand von weniger als etwa 100 Pixel durch den Mittelungsprozeß eine Abnahme im Korrelationskoeffizienten beobachtet wird. Treten in einer Messung kleinere Streifenabstände auf, so können entweder rechtzeitig neue Bezugswerte (Anfangskontrast und Referenzzustand) genommen werden, oder aber die ermittelten Korrelationswerte werden gemäß der Kurvenverläufe in Abb.4.13 entsprechend der jeweiligen Streifenabstände korrigiert.

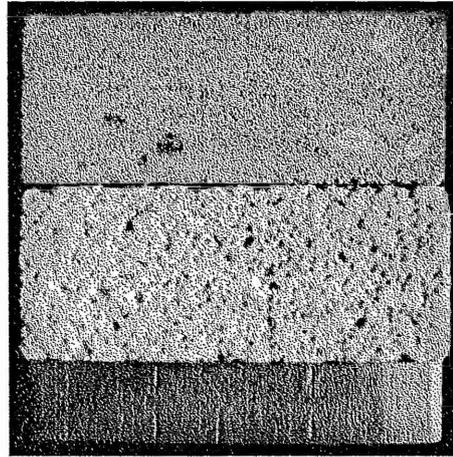


Abbildung 4.14: Verbundprobe bestehend aus Saaler Sandstein (oben), Schönbucher Sandstein (mitte) und Edelstahlplatte (unten). Probenoberfläche etwa $5 \times 5 \text{ cm}^2$.

4.6 Anwendungsbeispiele bei der Untersuchung von Steinerfallsprozessen

Nachfolgend wird nun wiederum in beispielhaften Messungen gezeigt, welche Informationen das Korrelationsmeßverfahren bei der Erforschung steinschädigender Prozesse liefert, und welche Schlüsse daraus gezogen werden können (siehe auch [GHH93a, GHH93b]).

In einer ersten Messung wurde das Korrelationsverfahren eingesetzt, um Reaktionen verschiedener bruchfrischer Gesteinsproben auf Feuchteveränderungen der umgebenden Luft zu vergleichen. In Kap.2 wurde bereits erläutert, welche Bedeutung feuchtebedingte Reaktionen für den Steinerfall haben. Dazu wurde eine Verbundprobe bestehend aus zwei unterschiedlichen Sandsteinproben und einer Edelstahlplatte gleichzeitig einer Feuchtevariation unterzogen und die Oberflächenveränderungen detektiert. Abb.4.14 zeigt den Probekörper, der eine Ausdehnung von etwa $5 \times 5 \text{ cm}^2$ hat. Der obere Stein ist ein *Saaler Sandstein*, der mittlere ein *Schönbucher Sandstein*. Die Edelstahlplatte dient als Referenzfläche, wobei davon ausgegangen wird, daß die Feuchteänderung keinen meßbaren Einfluß auf sie ausübt.

Diese Probe wurde nun einem Trocken-Feuchte Zyklus ausgesetzt. Die Feuchte der Umgebungsluft wurde dazu von anfänglich 27% auf 90% relativer Feuchte erhöht,

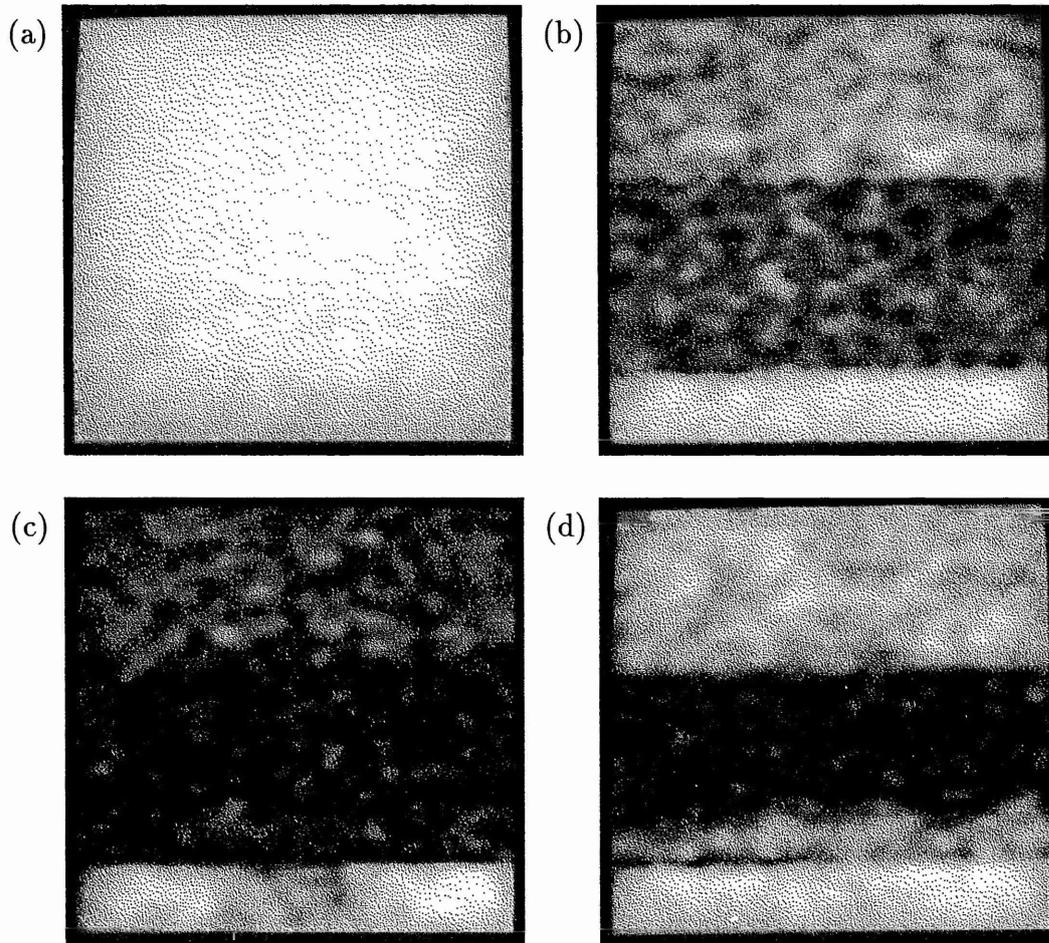


Abbildung 4.15: Korrelationsbilder der Verbundprobe zu verschiedenen Stadien des Experiments: (a) Anfangsbild bei 27% r.F., (b) bei 59% r.F., (c) bei 90% r.F. und (d) nach Wiederherstellung der Anfangsfeuchte 27% r.F..

und wurde dann wiederum auf 27% abgesenkt. Die Temperatur wurde während dieses Zyklusses konstant gehalten. Abb.4.15 zeigt Korrelationsbilder zu vier verschiedenen Zeitpunkten des Experiments.

Abb.4.15(a) zeigt den Zustand der Probe zu Beginn des Zyklusses bei 27% r.F.. Alle Teile der Verbundprobe zeigen annähernd konstante maximale Korrelation, da nach Aufnahme des Referenzzustands noch keine äußeren Bedingungen verändert wurden. Abb.4.15(b) zeigt die Situation bei 57% r.F.. Die deutlich erkennbare Intensitätsabnahme im Bereich der Natursteinproben signalisiert einsetzende Dekorrelation, wobei der Schönbucher Sandstein stärker auf die veränderte Luftfeuchte reagiert. Die Stahlplatte zeigt keinen Korrelationsabfall. Bei 90% r.F. in Abb.4.15(c)

ist es bei beiden Steinoberflächen zu ausgeprägten Mikrostrukturveränderungen gekommen, wobei die Schönbacher Probe wiederum größere Dekorrelationen zeigt. Die Stahlplatte zeigt weiterhin nahezu keine Dekorrelation. Erklärung für das unterschiedliche Verhalten der Steinproben ist sicherlich in den unterschiedlichen mikroskopischen und mineralogischen Eigenschaften zu finden. Der Schönbacher Sandstein zeigt eine wesentlich größere mittlere Rauigkeit und Porosität. Auch enthält dieser Naturstein deutlich mehr tonige Bindemittel als der Saaler Sandstein. In Kap.2 wurde erläutert, daß all die genannten Eigenschaften die Anlagerung und Aufnahme von Wasser stark begünstigen.

Teil (d) der Abbildung wurde aufgenommen, nachdem die Feuchte wieder auf den anfänglichen Wert von 27% r.F. abgesenkt worden war. Es ist deutlich, daß beide Sandsteinproben trotz Wiederherstellung der anfänglichen Klimabedingungen verbleibende Dekorrelationen aufweisen, im Gegensatz zur Stahlplatte, die sehr gut ihren Anfangszustand wieder eingenommen hat. Während der Saaler Sandstein nur geringe irreversible Änderungen aufzeigt, verhält sich die mittlere Probe sehr ungleichmäßig. Der obere Teil der Schönbacher Steinprobe zeigt starke bleibende Dekorrelation, wohingegen der untere Teil deutlich geringere Mikrostrukturveränderungen behält. Die Ursache hierfür wurde erst nach Versuchsende gefunden. Es stellte sich nämlich heraus, daß der obere Teil dieser Natursteinprobe in einem früheren Experiment mit einer wässrigen Salzlösung getränkt worden war. Die Grenze, bis zu der eine Durchtränkung stattgefunden hat, stimmt exakt mit der Trennlinie im Korrelationsbild überein. Es ist leicht vorstellbar, daß stark salzhaltige Oberflächen aufgrund von Lösungs- und Rekristallisationsprozessen der Salze stark in ihrer Mikrostruktur verändert werden, wenn die Umgebungsfeuchte wechselt.

Weiterhin ist beim Betrachten von Abb.4.15 auffällig, daß in den stark dekorrelierten Bildpartien deutliche Intensitätsschwankungen auftreten. In Teil (c) und (d) liegen die Standardabweichungen dieser Schwankungen in etwa in der Größe, wie sie in Kap.4.5 als mögliche Streubreiten aufgrund der begrenzten Stichprobenzahl ermittelt wurden. Es kann demnach nicht davon ausgegangen werden, daß in diesen Bereichen weitere Detailinformationen erhalten werden können. Im Teil (b) der Abb.4.15(c) werden in den Bereichen der beiden Natursteine größere Intensitätsunterschiede gemessen. Da auch zumindest einige der dort zu erkennenden Helligkeitsstrukturen die örtliche Auflösung überschreiten, wird es sich hierbei tatsächlich um lokal unterschiedliche Reaktionen des Gesteins handeln. Dies könnte an Prozessen, die besser verstanden werden und einer direkten Beobachtung zugänglich sind, verifiziert werden.

Während der Korrelationsmessung wurden ebenfalls die Verformungen der Ver-

bundprobe registriert, die sich als sehr gering herausstellten. So wurden in der out-of-plane Richtung maximal zwei Interferenzstreifen, in der in-plane Richtung lediglich maximal ein Streifen gemessen. Man kann daraus schließen, daß die gemessenen Dekorrelationen ausschließlich aus der Veränderung der Oberflächenstreuungsfelder aufgrund der Feuchteanlagerung resultieren. Der Beitrag des deterministischen Anteils des Korrelationskoeffizienten aus Bewegungen der Objektoberfläche kann demnach vernachlässigt werden, und der gesamte Abfall der Korrelation muß auf den Einfluß des Wassers zurückgeführt werden.

Dieses Beispiel zeigt sehr schön die Vorteile dieses neuen Verfahrens. Die Möglichkeit, verschiedene Untersuchungsobjekte gleichzeitig während einer Belastungsphase zu beobachten, läßt einen direkten und verläßlichen Vergleich der Reaktionen zu. Gebiete, die aufgrund ihrer Beschaffenheit besonderes Verhalten zeigen, sind unmittelbar zu lokalisieren. Denkbar ist auch, mit ganz speziell ausgesuchten Belastungen ganz bestimmte Objektpartien zu identifizieren, die aufgrund ihrer Zusammensetzung bevorzugt auf derartige Einflüsse reagieren.

In einem weiteren Beispiel wird gezeigt, wie biologische Aktivität auf einer Natursteinoberfläche ebenfalls mit dem Korrelationsverfahren nachgewiesen werden kann. Zu diesem Versuch wurde ein Sander Sandstein, wiederum mit einer Frontoberfläche von etwa $5 \times 5 \text{ cm}^2$, ausgesucht und speziell präpariert. In Abb.4.16(a) ist ein Foto dieser behandelten Probenoberfläche zu sehen, auf dem dunkle Stellen zu erkennen sind. Im Bereich der unteren rechten Dunkelfärbung wurden ein paar Tropfen einer wässrigen Grünalgenlösung auf die Steinoberfläche geträufelt. Ein derartiger biologischer Bewuchs wird sehr häufig an bestimmten historischen Wandpartien und -malereien gefunden, und oftmals ist es wichtig zu wissen, ob die Mikroorganismen noch aktiv oder aber bereits abgestorben sind.

Zum Vergleich wurde die obere linke Steinpartie mit einer entsprechenden Menge reinen Wassers beträufelt. Es kann so gewährleistet werden, daß eventuelle Veränderungen der Oberflächenmikrostruktur, die allein auf den Einfluß des Wassers zurückzuführen sind, als solche erkannt werden, und nicht dem biologischen Bewuchs zugeordnet werden.

Die Probe wurde nun in der Klimakammer einer konstanten Feuchte und Temperatur ausgesetzt, und die Korrelation gemessen. In Abb.4.16(b) ist ein Korrelationsbild gezeigt, das die Veränderungen über drei Tage kennzeichnet. Es zeigte sich, daß nach einer gewissen Zeit der Abtrocknung im Bereich der Wasserbeträufelung keine Dekorrelationen mehr gemessen werden. Im Gegensatz dazu findet man eine ausgeprägte Veränderung in der Region, die mit Algen bedeckt ist. Dies ist ein deutliches Zeichen dafür, daß die Aktivität der Mikroorganismen zu andauernden

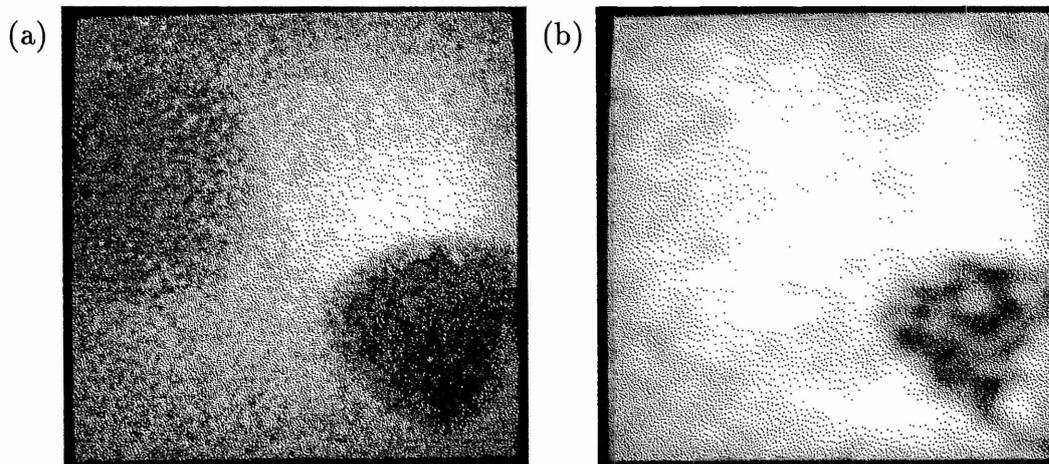


Abbildung 4.16: Nachweis biologischer Aktivität auf einer Sander Sandsteinprobe. (a) Foto der Probe mit Wasser- (oben links) und Algenbedeckung (unten rechts). Größe ca. $5 \times 5 \text{ cm}^2$. (b) Korrelationsbild über Zeitraum von drei Tagen. Steinregion mit Algenpopulation zeigt starke Dekorrelation.

Veränderungen der Oberflächenmikrostruktur führt. Auch in dieser Messung wurde nach der Abtrocknungsphase eine nur sehr geringe Deformation gemessen.

In einer weiteren Messung wird deutlich, wie drastisch bereits verwitterte Bereiche historischen Baumaterials auf wechselnde Umgebungsfeuchten reagieren. Hierzu wurde ein Bruchstück eines Putzes untersucht, das aus der St. Laurentii-Kirche in Süderende, Föhr, entnommen wurde. Hier wurde Anfang der achtziger Jahre eine Wandmalerei freigelegt, die dann mit einem Acrylat (Paralolit) überspritzt wurde. Leider wurde versäumt, etwa über Haftbrücken o.ä. für eine gute Anbindung der bemalten Putzschicht an das darunterliegende Gestein zu sorgen, sodaß nach kurzer Zeit ein Großteil der Malerei nahezu überhaupt keinen Kontakt mehr mit der Wand aufwies. Teile der Malerei mußten daraufhin Ende 1989 abgenommen werden.

Ein Foto des hier untersuchten Teilstücks ist in Abb.4.17(a) gezeigt. In der längsten Ausdehnung hat es eine Abmessung von etwa 5 cm. Die Putzscherbe ist nur noch teilweise mit der Originalmalerei und mit der darüberliegenden Kunststoffschicht bedeckt. In anderen Teilbereichen der Probe sind starke Verwitterungserscheinungen aufgetreten. Hier sind kleinere Partien der Acrylat-Farbschicht abgeplatzt, und es zeigt sich eine sehr poröse und morbide Oberfläche. Dies ist in der Schwarzweißfotografie nicht zu erkennen.

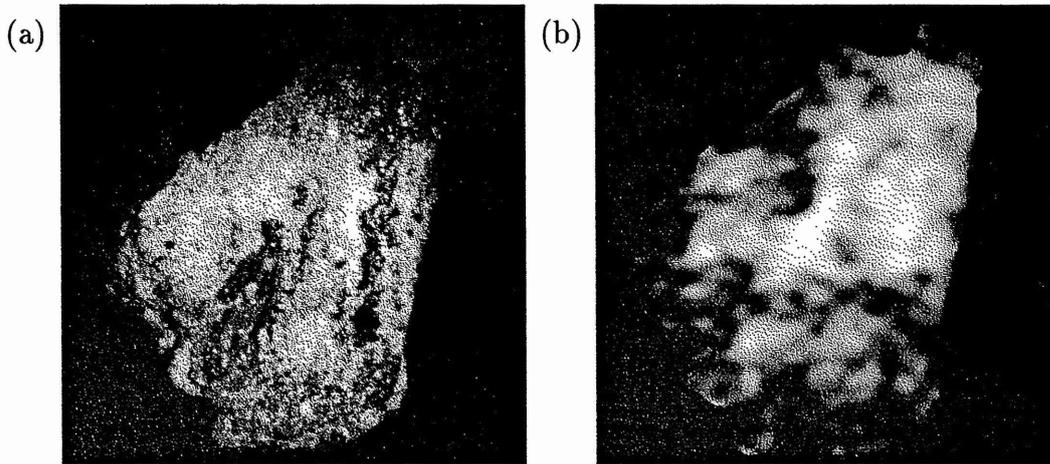


Abbildung 4.17: Reaktion verwitterter Oberflächenpartien auf Feuchteveränderung. (a) Foto der Putzscherbe mit teilweiser Bedeckung mit Originalmalerei und Paralolitschicht. Verwitterte Bereiche zeigen keine Malerei. (b) Korrelationsbild nach einer Feuchteänderung von 90% auf 86% und wieder zurück auf 90%. Verwitterte Partien zeigen starke Dekorrelation.

Die Probe wurde nun wiederum in der kleinen Klimakammer nach einer längeren Zeit der Anpassung an eine relative Luftfeuchte von 90% einem Feuchtezyklus unterzogen. Bei dieser Messung wurde jedoch die relative Luftfeuchte lediglich um ca. 4% von ursprünglich 90% auf 86% verändert. Abb.4.17(b) zeigt das Korrelationsbild, nachdem die ursprüngliche Feuchte von 90% wiederhergestellt worden war. Man kann erkennen, daß schon diese geringe Feuchtevariation starke bleibende Veränderungen in einigen Teilbereichen der Oberfläche hervorgerufen hat. Im direkten Vergleich des Korrelationsbildes mit der Probenoberfläche, z.T. unter dem Mikroskop, sind die Gründe für das sehr ungleichmäßige Dekorrelationsverhalten sehr gut festzustellen. Starke bleibende Veränderungen treten vornehmlich in den Oberflächenbereichen auf, die stark verwittert sind, bzw. die keinen Kunststoffüberzug mehr aufweisen. Die intakten Oberflächenbereiche zeigen dagegen kaum irreversible Veränderungen. Die unterschiedlichen Bildpartien sind in der Abb.4.17(a) nicht zu erkennen.

Diese Messung bestätigt sehr deutlich, wie sehr bereits geschädigte Oberflächen-

partien schon durch leichte Luftfeuchteschwankungen angegriffen werden, und wie vorrangig daher derartige Schäden behoben werden müssen. Ein stark beschleunigter Verfall ist ansonsten die Folge. Leider ist die Aufspritzung von Acrylat nicht immer ein probates Mittel, da derartige Polymere sehr häufig ein ausgeprägtes Quellverhalten zeigen [Klo74]. Bei anderen Überzügen kann die vorgenommene Beschichtung wohl eher Mitverursacher für das Abplatzen bestimmter Partien gewesen sein. So hat man nämlich z.B. beim Kasein feststellen können, daß eine Tränkung mit diesem Stoff ein ausgezeichneter Nährboden für diverse Pilzsorten ist, die dann zu verstärkten biogenen Schädigungen führen. Es wird vermutet, daß das Pilzwachstum im Stein bzw. zwischen Putz- und Farbschicht derartige Drücke erzeugt, daß es zu diesem Schadensbild des Abplatzens kommt. Es ist geplant, diesen begründeten Verdacht u.a. mit ESPI- Verformungs- und Korrelationsmessungen zu verifizieren.

Kapitel 5

Einordnung des neuartigen Korrelationsmeßverfahrens

Der Versuch, aus den Rückstrefefeldern kohärent beleuchteter Oberflächen auf deren Veränderungen zu schließen, ist nicht neu. Prinzipiell werden schon seit vielen Jahren interferometrische Verfahren eingesetzt, um derartige Prozesse zu vermessen. Im wesentlichen sind hier vier Methoden zu nennen:

Der *Joint Transform Correlator* [LS89] erlaubt die Korrelation von zwei Intensitätsvorlagen, etwa zwei abfotografierten Specklemustern. Beide Vorlagen werden dazu gleichzeitig einer zweimaligen Fouriertransformation mit zwischenzeitlicher Bildung des Leistungsspektrums unterzogen. Am Ausgang des Korrelators erhält man dann die Kreuzkorrelation dieser beiden Vorlagen.

Ein optischer Korrelator nach *Vander Lugt* [Goo68] ermöglicht die phasenempfindliche Kreuzkorrelation zweier Wellenfelder mittels einer holografischen Zwischenspeicherung. Dazu wird zu Beginn der Messung das ursprünglich gestreute Wellenfeld der Objektoberfläche als Hologramm in der Brennebene einer Linse aufgezeichnet, und dannach mit dem aktuell gestreuten Wellenfeld beleuchtet. In der hinteren Brennebene einer weiteren Linse entsteht aus der so rekonstruierten Welle dann die Korrelation zwischen dem gespeicherten und dem aktuellen Wellenfeld.

Diese beiden Verfahren, die ebenfalls in der Arbeitsgruppe 'Angewandte Optik' zur Untersuchung von natursteinschädigenden Prozessen eingesetzt werden [EF91, GHHW87, HMW92], ergeben die integrale Korrelation über die Größe des jeweils ausgeleuchteten Bereichs.

Daneben existieren ebenfalls Methoden, die eine ortsauflösende Bestimmung der Korrelation ermöglichen. Bei der *Speckledoppelbelichtungsphotografie* werden zwei Specklemuster einer Objektoberfläche aufgezeichnet, wobei zwischen den Aufnah-

men zusätzlich eine in-plane Verschiebung des Objekts (oder des Filmstücks) erzeugt wird [Fra79]. Die optische Fouriertransformation von kleinen Teilgebieten dieser Doppelaufnahmen erzeugt die sogenannten *Youngschen Streifen*, aus deren Kontrast der lokale Korrelationskoeffizient der Specklemuster für das jeweils transformierte Oberflächengebiet bestimmt werden kann. Auch dieses Verfahren wurde in der Arbeitsgruppe eingesetzt, um z.B. Pflanzenwachstum [Arn84] oder Steinzerfall [Gol89] zu untersuchen.

In der holografischen Interferometrie läßt sich ebenfalls über die Ermittlung des Kontrastes von 'Träger-Streifen' auf die Korrelation der beiden aufgezeichneten Wellenfelder umrechnen. Die 'Träger-Streifen' werden dabei durch eine leichte Verkipfung z.B. des Objektes zwischen den beiden Aufnahmen erzeugt. Dieses mittlerweile ebenfalls gängige Verfahren ist wohl erstmals von ASHTON ET.AL. [ASG71] vorgeschlagen worden, und wird z.B. von OSTROWSKY [Ost92] angewendet, um chemische Korrosionsraten oder kavitationserzeugte Erosion zu messen.

In diesem Zusammenhang sei nochmals betont, daß es im allgemeinen sehr schwierig ist, aus der Korrelation der Streulichtfelder auf die tatsächlichen Veränderungen an der Objekt Oberfläche zu schließen. Zwar wird in einigen Fällen ein direkter Rückschluß auf Korrosionsraten versucht [PP78], jedoch sind dazu Annahmen nötig, die für viele Untersuchungsobjekte nicht zutreffen, so auch im Falle der meisten Natursteine. Hierauf wurde bereits in Kap.4.1 eingegangen. Erste Ansätze, diese Verbindung herzustellen, wurden in einer Diplomarbeit in der Arbeitsgruppe entwickelt [HT92], jedoch verbleiben hier noch viele Probleme, deren Lösungen noch nicht ersichtlich sind.

Die Bestimmung der Korrelation aus ESPI Messungen beinhaltet nun im Vergleich zu den genannten herkömmlichen Methoden all die Vorteile, die dieses Verfahren auch bzgl. der Verformungsmessung gegenüber anderen interferometrischen Verfahren hat. So erhält man die entsprechende Information orts aufgelöst und in sehr schneller Abfolge, und eine automatische Auswertung bereitet keine Probleme. Ein üblicherweise umständlicher und zeitaufwendiger fotografischer Aufzeichnungsprozeß ist hier nicht notwendig und die Information liegt zur weiteren Verarbeitung gleich digitalelektronisch vor. Ein weiterer entscheidender Vorteil besteht darin, daß keine Träger-Streifen benötigt werden. Speziell bei kleinen Meßfeldern führt die Erzeugung dieser Streifen selbst schon zu merklichen Dekorrelationen. Werden während der Messung jeweils die einzelnen Specklebilder abgespeichert, so können nachträglich beliebige Objektzustände miteinander korreliert werden. Auch starke Objektveränderungen können so aus vielen einzelnen Korrelationsbildern rekonstruiert werden.

Nachteilig wirkt sich hierbei, wie auch bei den Deformationsmessungen, das begrenzte Punktraster der CCD-Kamera und der Bildverarbeitungskarte aus, mit dem die Bilder aufgenommen werden. Dies führt dazu, daß neben einer begrenzten Ortsauflösung eine recht große Streubreite in den Korrelationswerten hingenommen werden muß. Der Einsatz von optimierten Filterroutinen kann hier sicherlich nur teilweise Abhilfe schaffen. Hingegen dürfte die rasche Entwicklung auf dem Gebiet der Mikroelektronik und der Bildverarbeitungshardware schon bald dazu führen, daß CCD-Kameras und BV-Karten mit deutlich erweiterten Punktrastern auch relativ preiswert zur Verfügung stehen. Schon jetzt sind BV-Systeme auf dem Markt erhältlich, die 1024x1024 Bildpunkte digitalisieren und verarbeiten können, und in der Planung bzw. bereits in der Entwicklung stehen Systeme mit bis zu etwa 4000x4000 Rasterpunkten. Der Einsatz derartiger Komponenten dürfte zu einer deutlichen Verbesserung des Verfahrens führen.

Das geschilderte Korrelationsmeßverfahren läßt aber noch eine weitere interessante Anwendung zu [GHHH93]. Werden nämlich über längere Zeiten Verformungsmessungen mit dem ESPI Verfahren durchgeführt, so muß dafür gesorgt werden, daß die entstehenden Verformungsmuster zur rechten Zeit abgespeichert werden, bevor die Anzahl der Verformungsstreifen zu hoch wird, oder aber einsetzende Mikrostrukturveränderungen zu nicht mehr auswertbaren Bildern führen. Da die Abspeicherungen automatisch erfolgen sollte und der vorhandene Speicherplatz möglichst ökonomisch genutzt werden sollten, muß demnach der richtige Speicherungszeitpunkt vom Computer ermittelt werden. Hierzu kann nun wiederum das Korrelationsmeßverfahren genutzt werden, da es sowohl bei zu hoher Streifendichte, als auch bei Oberflächenveränderungen zu einem Abfall im Korrelationssignal kommt. Bei Unterschreitung eines zuvor festgelegten Schwellenwertes über bestimmte Bildpartien kann somit der Zeitpunkt der Abspeicherung ermittelt werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit sind einige Einsatzmöglichkeiten des ESPI-Verfahrens als einer Methode der berührungsarmen kohärent-optischen Meßtechnik bei der Untersuchung von hauptsächlich hygrisch bedingten Schädigungsprozessen von Natursteinen dargestellt.

Im ersten Teil wurde gezeigt, welche Möglichkeiten die Ganzfelddetektion von Mikroverformungen bei der Erforschung dieser Zerfallsprozesse bietet. Besonders in vergleichenden Messungen, aber auch in den Fällen, in denen ungleichmäßig vom Ort abhängige Verformungen auftreten, ist diese Methode den auf diesem Gebiet bislang üblicherweise eingesetzten punktuell oder integral messenden Verfahren weit überlegen.

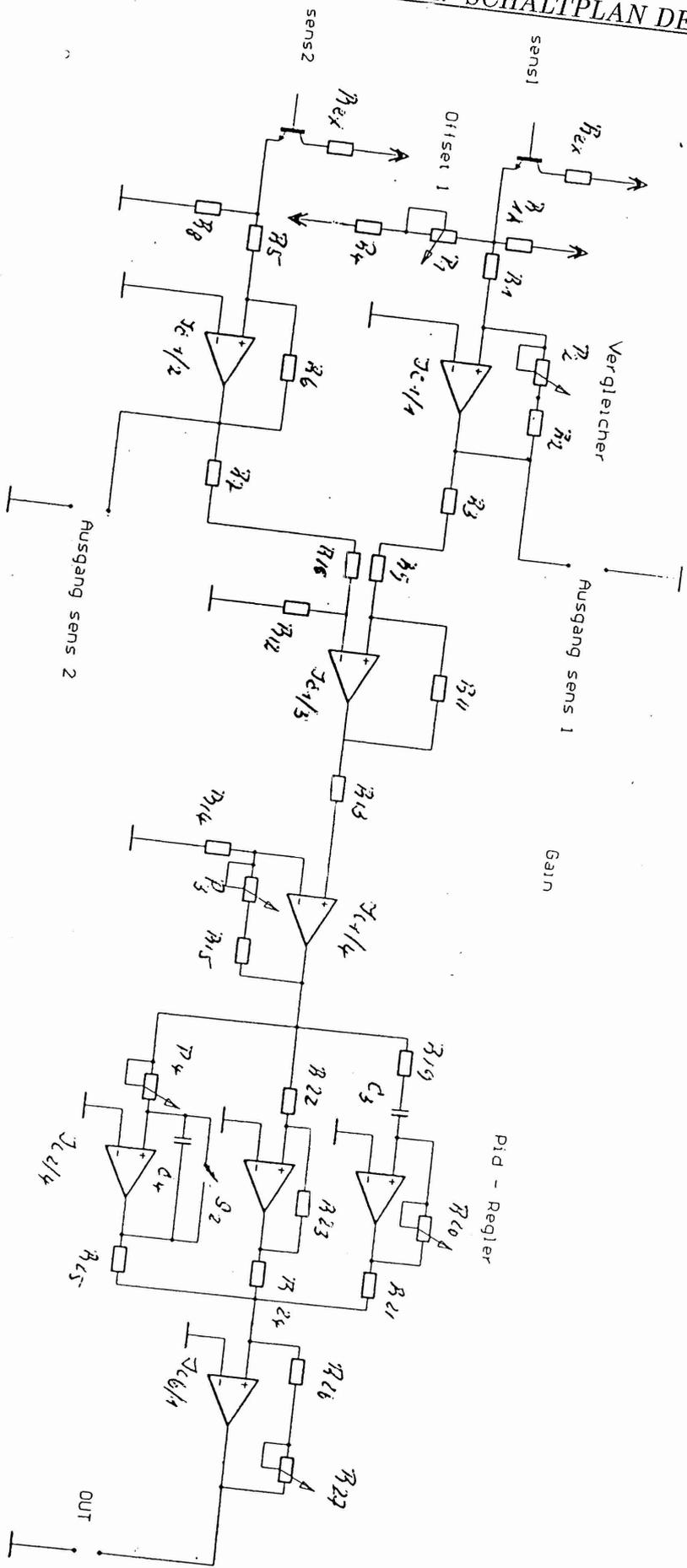
Im zweiten Teil der Arbeit wurde eine Erweiterung des bekannten ESPI-Verfahrens vorgestellt, sodaß erstmals auch Korrelationsmessungen mit dieser Methode durchgeführt werden können, die dann auf Veränderungen der Mikrostruktur der untersuchten Objektoberfläche schließen lassen. In einer analytischen Beschreibung des Verfahrens wurde gezeigt, daß mit Hilfe des Phasen-Shift-Verfahrens der Korrelationskoeffizient der zur Subtraktion kommenden Specklemuster aus den ESPI-Primärdaten bestimmt werden kann. In einigen beispielhaften Messungen wurde verdeutlicht, welche Bedeutung derartige Messungen bei der Untersuchung von Wasseranlagerungsmechanismen und -auswirkungen haben, und wie mit dieser Methode ebenfalls biogene Aktivität nachgewiesen werden kann.

Anhang A

Schaltplan der Regelung

In Kap.4.4 wurde eine deutliche Stabilisierung des Laborversuchsaufbaus durch den Einsatz einer aktiven Strahlregelung erreicht. Nachfolgend ist der Schaltplan des elektronischen Teils der Regelung und die Bestückungsliste aufgeführt.

ANHANG A. SCHALTPLAN DER REGELUNG



Bestückungsliste

Halbleiter

IC 1, IC 2, IC 3 : OP - Amp. TL 074

sens1, sens2 : Fototransistor BBY 62-3

Kondensatoren

C 3 : 0,1 μ F C 4 : 3,3 μ F

Schalter

S 2 : Schließer

Potis / Trimmer (alle Werte in k Ω)

P 1 : 1 P 2 : 0,4 P 3 : 15

P 4 : 10 R 20 : 4,7 R 27 : 10

R 28 : 100

Widerstände (alle Werte in k Ω)

R ex: 4,7 R 1 : 10 R 2 : 9,1 R 3 : 5,0 R 4 : 10

R 5 : 10 R 6 : 10 R 7 : 5,0 R 8 : 1 R 9 : 5

R 10: 5 R 11: 10 R 12: 10 R 13: 10 R 14: 1

R 15: 5,6 R 16: 10 R 19: 0,1 R 21: 1 R 22: 1

R 23: 1 R 24: 1 R 25: 1 R 26: 1 R 1A: 10

Literaturverzeichnis

- [Arn84] W. Arnold. Messung von Veränderungen an pflanzlichen Oberflächen mit Laserspeckle Methoden. Diplomarbeit, Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, 1984.
- [ASG71] R.A. Ashton, D. Slovin, and H.J. Gerritsen. *Appl. Opt.*, 40:440ff, 1971.
- [BET38] S. Brunauer, P.H. Emmett, and E. Teller. Adsorption of gases in multimolecular layers. *J. Am. Chem. Soc.*, 60:309–319, 1938.
- [BL71] J.N. Butters and J.A. Leendertz. Holographic and video techniques applied to engineering measurement. *J. Meas. Control*, 4:344, 1971.
- [Bra86] R.N. Bracewell. *The Fourier Transform and its Applications*. McGraw-Hill, 2nd edition, 1986.
- [Cam84] D. Camuffo. Condensation-evaporation cycles in pore and capillary systems according to the Kelvin model. *Water, Air and Soil Pollution*, 21:151–159, 1984.
- [Cre88] K. Creath. Phase-measurement interferometry techniques. In E. Wolf, editor, *Progress in Optics XXVI*. Elsevier, New York, 1988.
- [EF91] K. Eichhorn and U. Fasting. Einsatzmöglichkeiten von Laserdioden und fotorefraktiven Kristallen bei der Analyse von Oberflächenveränderungen mit Hilfe optischer Korrelation zugehöriger Specklefelder. Diplomarbeit, Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, 1991.
- [Fra79] M. Françon. *Laser Speckle and Applications in Optics*. Academic Press London, 1979.
- [Gas78] J.D. Gaskill. *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics*. John Willey and Sons, 1978.

- [GHH⁺90a] G. Gülker, O. Haack, K.D. Hinsch, C. Hölscher, J. Kuls, and W. Platen. ESPI system for three dimensional deformation measurement in the investigation of stone decay. *SEM Proc.*, pages 284–287, 1990.
- [GHH⁺90b] G. Gülker, K.D. Hinsch, C. Hölscher, A. Kramer, and H. Neunaber. Electronic speckle pattern interferometry system for in situ deformation monitoring on buildings. *Opt. Eng.*, 29(7):816–820, 1990.
- [GHH⁺92] G. Gülker, O. Haack, K.D. Hinsch, C. Hölscher, J. Kuls, and W. Platen. Two-wavelength electronic speckle-pattern interferometry for the analysis of discontinuous deformation fields. *Appl. Opt.*, 31(22):4519–4521, 1992.
- [GHH93a] G. Gülker, K.D. Hinsch, and C. Hölscher. Detection of surface microstructure changes by electronic speckle pattern interferometry. *SPIE Proc.*, 1732:492–501, 1993.
- [GHH93b] G. Gülker, K.D. Hinsch, and C. Hölscher. Mapping of microstructural surface changes by phase-shifting electronic speckle pattern interferometry. *SPIE Proc.*, 1821, 1993. (im Druck).
- [GHHH93] G. Gülker, H. Helmers, K.D. Hinsch, and C. Hölscher. Automatic timing of ESPI fringe storage in long-term measurements based on speckle correlation formalism. *Conference Proc. 'FRINGE 93', Akademieverlag*, 1993. (im Druck).
- [GHHW87] G. Gülker, K.D. Hinsch, C. Hölscher, and K. Wolff. Speckle measurements of environmental stress on natural stones. *Optoelektronik in der Technik*, pages 213–216, 1987.
- [GKS88] A.R. Ganesan, M.P. Kothiyal, and R.S. Sirohi. Universal digital speckle shearing interferometer. *Appl. Opt.*, 27:4731–4734, 1988.
- [Gol89] K. Goldmann. Einsatz kohärent-optischer Meßverfahren zur Langzeituntersuchung von Oberflächenveränderungen an Denkmalgestein. Diplomarbeit, Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, 1989.
- [Goo68] J.W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill, 1968.
- [Goo84] J.W. Goodman. Statistical properties of laser speckle patterns. In J.C. Dainty, editor, *Laser Speckle and Related Phenomena*. Springer-Verlag, 2nd edition, 1984.

- [GOR75] J.L. Goldberg, K.M O'Toole, and H. Roper. Holographic interferometry for measuring of hardened concrete. *J. Test. Eval.*, 3(4):263–270, 1975.
- [Gro82] K.-P. Groß. Verformungsanalyse von Stahlbetonbauteilen mit der Laser-Speckle-Photographie. *VDI-Berichte*, (439):133–140, 1982.
- [GS82] S.J. Gregg and K.S.W. Sing. *Adsorption, Surface Area and Porosity*. Academic Press London, 2nd edition, 1982.
- [GW77] R.C. Gonzalez and P. Wintz. *Digital Image Processing*. Addison-Wesley Publishing Company, Massachusetts, 1977.
- [HAHR84] D.P. Herbert, A.H.M. Al-Hassani, and M.O.W. Richardson. The use of electronic speckle pattern interferometry (ESPI) in the crack propagation analysis of epoxy resins. *Opt. Lasers Eng.*, 5(4):249–262, 1984.
- [HL77] K. Høgmoen and O.J. Løkberg. Detection and measurement of small vibrations using electronic speckle pattern interferometry. *Appl. Opt.*, 16(7):1869–1875, 1977.
- [HMW92] K.D. Hinsch, F. McLysaght, and K. Wolff. Tilt-compensated real-time holographic speckle correlation. *Appl. Opt.*, 31(28):5937–5939, 1992.
- [HT92] H. Hallbauer and M. Terling. Theoretische und experimentelle Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Oberflächenveränderungen und der Dekorrelation zugehöriger Laser-Speckle-Felder. Diplomarbeit, Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, 1992.
- [Joe91] C. Joenathan. Vibration fringes by phase stepping on an electronic speckle pattern interferometer: an analysis. *Appl. Opt.*, 30(32):4658–4665, 1991.
- [JPT90] C. Joenathan, B. Pfister, and H.J. Tiziani. Contouring by electronic speckle pattern interferometry employing dual beam illumination. *Appl. Opt.*, 29(13):1905–1911, 1990.
- [Jur88] A. Jurnik. *Initiativen zur Methodik der wärme- und feuchtetechnischen Beurteilung, sowie daraus resultierende Entwürfe zur Sanierung des Wohnungsbestandes und von Baudenkmalern*. Milde-Verlag Wien, 1988.

- [JW83] R. Jones and C. Wykes. *Holographic and Speckle Interferometry*. Cambridge University Press, 1983.
- [KG80] K. Kießel and K. Gertis. Feuchtetransport in Baustoffen; Forschungsbericht aus dem Fachbereich Bauwesen, Universität Essen Gesamthochschule, 1980.
- [Klo74] H. Klopfer. *Wassertransport durch Diffusion in Feststoffen*. Bauverlag Wiesbaden, 1974.
- [Kre75] E. Kreyszig. *Statistische Methoden und ihre Anwendungen*. Vandenhoeck und Ruprecht, Göttingen, 5 edition, 1975.
- [KST90] D. Kerr, S. Mendoza Santoyo, and J.R. Tyrer. Extraction of phase data from electronic speckle pattern interferometric fringes using a single-phase-step method: a novel approach. *J. Opt. Soc. Am.*, 30(13):1636–1641, 1990.
- [KT85] A.J. Katz and A.H. Thompson. Fractal sandstone pores: implications for conductivity and pore formation. *Phys. Rev. Lett.*, 54(12):1325–1328, 1985.
- [KT86] C.E. Krohn and A.H. Thompson. Fractal sandstone pores: automated measurements using scanning-electron-microscope images. *Phys. Rev. B*, 33(9):6366–6374, 1986.
- [LHH79] O.J. Løkberg, K. Høgmoen, and O.M. Holje. Vibration measurement on the human ear drum in vivo. *Appl. Opt.*, 18(6):763–765, 1979.
- [LMP75] D. Léger, E. Mathieu, and J.C. Perrin. Optical surface roughness determination using speckle correlation technique. *Appl. Opt.*, 14(4):872–877, 1975.
- [Løk90] O.J. Løkberg. ESPI, DSPI, TV-holography - is the ugly duckling finally turning into a beautiful swan. *SEM Proc.*, pages 530–536, 1990.
- [LS89] A. Ledesma and J.M. Simon. Visualization of speckle correlation using the joint-transform correlator. *Optik*, 82, 1989.
- [Lüb86] E. Lübbert. Bausubstanzerhaltung in der Denkmalpflege. *Bautenschutz - Bausanierung*, 12/1986. (Sonderheft).

- [MaOL91] J.T. Malmo and E. Vikhagen ad O.J. Løkberg. TV-holography used in the study of failure of rocks and concrete. *SPIE Proc.*, 1553:358–365, 1991.
- [ML90] J.T. Malmo and O.J. Løkberg. Vibration analysis and deformation measurements at high temperature by TV-holography. *SPIE Proc.*, 1162:270–278, 1990.
- [OP91] Mette Owner-Petersen. Decorrelation and fringe visibility: on the limiting behavior of various electronic speckle-pattern correlation interferometers. *J. Opt. Soc. Am.*, 8(7):1082–1089, 1991.
- [Ost92] Y.I. Ostrowsky. Correlation holographic and speckle interferometry. In E. Wolf, editor, *Progress in Optics XXX*. Elsevier Science Publishers B.V., 1992.
- [PAF83] P. Pfeifer, D. Avnir, and D. Farin. Ideally irregular surfaces, of dimension greater than two, in theory and practice. *Surface Science*, 126:569–572, 1983.
- [Pap65] A. Papoulis. *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*. McGraw-Hill, 1965.
- [Pos90] K. Poschlod. *Das Wasser im Porenraum kristalliner Naturwerksteine und sein Einfluß auf die Verwitterung*. Münchener Geowissenschaftliche Abhandlungen, Reihe B. Verlag Friederich Pfeil, München, 1990.
- [PP78] K.N. Petrov and Y.P. Presnyakov. *Opt. Spectrosk.*, 44:309ff, 1978.
- [RJP87] P.K. Rastogi, P. Jacquot, and L. Pflug. Holographic interferometry applied to the study of frost damage in concrete. *J. Phys. E.: Sci. Instrum.*, 20:1522–1525, 1987.
- [Sch87] H. Schuh. *Physikalische Eigenschaften von Sandsteinen und ihren verwitterten Oberflächen*. Münchener Geowissenschaftliche Abhandlungen, Reihe B. Verlag Friederich Pfeil, München, 1987.
- [Sle80] G.Å. Sletemoen. Electronic speckle pattern interferometric system based on a speckle reference beam. *Appl. Opt.*, 19(4):616–623, 1980.
- [SW81] H. Schröder and K.L. Weinert. *Mineralogie*. de Gruyter, Berlin, 1981.

- [Tan68] L.H. Tanner. A study of fringe clarity in laser interferometry and holography. *J. Phys. E.: Sci. Instrum.*, 7:517–522, 1968.
- [TS83] U. Tietze and C. Schenk. *Halbleiterschaltungstechnik*. Springer-Verlag, 1983.
- [Ves79] C.M. Vest. *Holographic Interferometry*. John Wiley and Sons, 1979.
- [Web85] H. Weber. *Steinkonservierung*. Expert Verlag Sindelfingen, 1985.
- [Wol93] K. Wolff. unveröffentlicht, AG Angewandte Optik, Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, 1993.
- [Wyk77] C. Wykes. De-correlation effects in speckle-pattern interferometry, 1.wavelength change dependent de-correlation with application to contouring and surface roughness measurement. *Opt. Act.*, 24(5):517–532, 1977.
- [Wyk87] C. Wykes. A theoretical approach to the optimization of electronic speckle interferometry fringes with limited laser power. *J. Modern Opt.*, 43(4):539–554, 1987.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt
und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

A handwritten signature in black ink, consisting of a first name and a last name, both written in a cursive style. The signature is centered below the text.

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Klaus Hinsch für die Betreuung dieser Dissertation. Sein allzeit offenes Ohr, die vielen Anregungen, Ratschläge und Diskussionen, nicht nur physikalische Fragestellungen betreffend, waren für mich ungemein wichtig und hilfreich bei der Erstellung dieser Arbeit.

Mein Dank gilt weiterhin Prof. Volker Mellert als zweitem Betreuer der vorliegenden Arbeit.

Bei meiner Kollegin Claudia Hölscher bedanke ich mich für so manche Stunde der fachlichen und privaten Diskussion und für die vielen gemeinsamen Arbeiten im Labor.

Der gesamten Arbeitsgruppe Angewandte Optik, speziell Dr. Heinz Helmers, danke ich für die Unterstützung und für die Mithilfe bei der Suche nach Lösungen für die kleinen und großen Probleme des fachlichen Alltags, sowie für die gemeinsamen 'Wohnzimmeraktivitäten'.

Mein größter Dank geht jedoch an Petra. Ohne ihre ermutigende Unterstützung und ihre Nachsicht, wenn mal wieder die Zeit knapp wurde für die 'Nebensächlichkeiten' im Leben eines promovierenden Physikers, wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name:	Gerd Gülker
Wohnort:	Mittellinie 114, 26160 Bad Zwischenahn/Petersfehn I
Geburtsort:	Neuenhaus
Geburtsdatum:	8.11.1956
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	verheiratet

Schulbildung

1963 - 1967	Grundschule in Gölenkamp
1967 - 1968	Gymnasium in Nordhorn
1968 - 1975	Gymnasium in Neuenhaus, Abschluß: Hochschulreife

Studium

10. 1977 - 02. 1986	Diplom-Physik an der Universität Oldenburg
---------------------	--

Berufstätigkeit

08. 1986 - 12. 1992	wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe Angewandte Optik der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg
---------------------	---