



# DIPLOMARBEIT

## STRAHLMANIPULATION MIT PRISMEN IM PERFEKTKRISTALL-NEUTRONENINTERFEROMETER

Ausgeführt am  
Atominstitut der Österreichischen Universitäten  
E 141

unter der Anleitung von  
ao. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. Johann Summhammer  
Ass. Prof. Dipl.-Ing. Dr. Michael Zawisky

durch

Robert Farthofer  
Gestettengasse 16, 1030 Wien

10. Juli 2008



*„ Die Grenzlinie ist nicht zwischen Wissenschaftlern und Nichtwissenschaftlern zu ziehen, sondern zwischen verantwortungsvollen, anständigen Menschen und allen übrigen. “*

Albert Einstein (\*1879, Ulm - †1955, Princeton)



# Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Manipulation des Neutronenstrahls durch Prismen im Neutroneninterferometer. Die Prismen brechen nicht nur den Neutronenstrahl und lenken ihn aus seiner ursprünglichen Richtung ab, sondern verändern auch die Phase des Wellenpaketes. Hauptsächlich wurden Siliziumprismen verwendet, die im Rahmen dieser Arbeit selbst hergestellt wurden (Kap. 3.1). Außerdem fand noch eine Überprüfung der Tauglichkeit von Suprasilprismen statt.

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Untersuchung der vertikalen Kohärenzeigenschaften von Neutronenwellen. Die Kohärenzeigenschaften werden durch die Blendengeometrie bzw. den Neutronenleiter H25 (Super-Spiegel) bestimmt. Für die Messungen von Kohärenzeigenschaften eignet sich ein Neutroneninterferometer hervorragend. Es wurde die vertikale Kohärenzfunktion gemessen und daraus die vertikale Kohärenzlänge bestimmt (Kap. 3.8). Die Kohärenzlänge ist jene Wegstrecke, um die das Wellenpaket des einen Pfades gegen das Wellenpaket des anderen Pfades verschoben werden muss, sodass der Kontrast auf den  $1/e$ -fachen Wert abfällt. Hierzu werden mit Hilfe von Doppelprismenanordnungen die Wellenpakete in beiden Pfaden des Interferometers räumlich versetzt. Die relative Verschiebung der beiden Wellenpakete erfolgt in vertikaler Richtung (Kap. 2.7). Durch die räumliche Verschiebung des Wellenpaketes sinkt der Kontrast.

Eine theoretische Behandlung zeigt, dass die Kohärenzfunktion durch die Autokorrelationsfunktion beschrieben werden kann (Kap. 2.5). Die Kohärenzfunktion ist die Fourier-Transformierte der Impulsverteilung. Weiters wird gezeigt, dass die Kohärenzfunktion proportional zum Kontrast ist, weshalb der Abfall des Kontrasts die Kohärenzfunktion bestimmt. Als Modell für die Impulsverteilung wurde eine Gauß'sche Glockenkurve angenommen und durch Fourier-Transformation eine theoretische Kohärenzfunktion bestimmt, die eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten zeigt.

Außer der Untersuchung der Kohärenzeigenschaften, wurden Testmessungen zur Laue-Transmissions-Phase durchgeführt (Kap. 3.9). Hier wird die brechende Wirkung der Prismen ausgenutzt, um den Einfallswinkel auf ein Plättchen Silizium-Perfektkristall zu variieren. Die Phase ist als das Argument der Transmissionsamplitude definiert.

Weiters wird der erste Test eines neuen großen monolithischen Perfektkristall-Neutronen-Interferometers beschrieben (Kap. 3.5), das speziell für Messungen mit großen Prismen entwickelt wurde. Die Herstellung des Interferometers (Orientierung der Netzebenen und Schleifvorgang) fand in Kooperation mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig, Deutschland, statt.

Die Experimente wurden am Instrument S18 des Institutes Laue Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich, durchgeführt. An diesem Instrument können routinemäßig neutroneninterferometrische Experimente und Ultrakleinwinkelstreuexperimente betrieben werden.

# Abstract

The topic of this diploma thesis is the manipulation of a neutron beam with prisms in a neutron interferometer. The prisms both refract the beam and affect the phase of the wave packet. Prisms made of silicon were fabricated by us and mainly used in the experiments. Furthermore, prisms made of suprasil were tested.

The focus of this thesis is the investigation of coherence properties of neutron waves in the vertical direction. The coherence properties are determined by the neutron guide H25 (super mirror). The dynamical diffraction of the beam splitter does not affect the momentum distribution. The vertical coherence function was measured and the coherence length was determined (chap. 3.8). A neutron interferometer is a unique tool to measure coherence properties. The coherence length is defined as the spatial distance between the two wave packets in the interferometer that leads to a decline of  $1/e$ . For this, we use a double prism arrangement to generate a spatial shift of the wave packets.

A theoretical treatment shows that the coherence function can be described with the auto correlation function (chap. 2.4, chap. 2.8). The coherence function is the Fourier transform of the momentum distribution. Furthermore, it is shown that the coherence function is proportional to the visibility. For this reason, the decay of the visibility determines the coherence function. In a simple model the momentum distribution is assumed to be a gaussian bell-shaped curve. Via Fourier transformation a theoretical coherence function was calculated.

Additionally, test measurements of the Laue transmission phase were carried out (chap. 3.9). For this we make use of the refraction of the neutron beam by prisms to vary the incident angle on a perfect crystal blade. The phase is defined as the argument of the transmission amplitude.

The first test of a new large monolithic perfect crystal neutron interferometer is also described in this thesis (chap. 3.5). The fabrication of this large interferometer was performed in cooperation with the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig, Germany.

The experiments were executed at the instrument S18 of the Institut Laue Langevin (ILL) in Grenoble, France. This instrument is dedicated to neutron interferometry as well as ultra small angle neutron scattering.

# Danksagungen

Ich danke Ass. Prof. Dipl.-Ing. Dr. Michael Zawisky für die Themenstellung meiner Diplomarbeit und die Möglichkeit eines Forschungsaufenthaltes am Institut Laue Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich. Weiters danke ich ihm gemeinsam mit Dipl.-Ing. Josef Springer für die Betreuung und Unterstützung während der gesamten Diplomarbeit. Die enge Zusammenarbeit mit Dipl.-Ing. Josef Springer war mir eine große Hilfe. Besonders möchte ich mich für seinen unermüdlichen Einsatz beim arbeitsintensiven Aufenthalt am ILL bedanken. Die Messungen am ILL wären nicht so erfolgreich verlaufen, hätte ich nicht auch die Unterstützung von Dipl.-Ing. Rudolf Loidl gehabt.

Ich möchte mich auch bei meinen Kollegen am Atominstitut bedanken, die mir immer mit Hilfe und Rat zur Seite standen: Dr. Hartmut Lemmel, Dipl.-Ing. Simon Mayer, Ass. Prof. Dipl.-Ing. Dr. Erwin Jericha, Dipl.-Ing. Halit Tatlisu und Dr. Katharina Durstberger. Nicht zuletzt bedanke ich mich bei ao. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. Johann Summhammer für die freundliche Betreuung meiner Diplomarbeit.

Weiters möchte ich mich bei meinen Studienkollegen Michael Wieland und Laurids Schimka, mit denen ich viele anstrengende Stunden des Lernens verbrachte, für die gemeinsame Zeit bedanken. Zwei besonderen Menschen, die mich durch die guten aber auch die schlechten Zeiten während meines Studiums begleitet haben, bin ich zu großem Dank verpflichtet: Christoph Lindner und Johanna Leitner. Meinem großen Bruder Ing. Martin Farthofer möchte ich für alles danken, was ich von ihm gelernt habe aber auch für die Unterstützung vor allem zu Studienbeginn.

Der größte Dank aber sei meinen Eltern gewidmet, die durch ihre finanzielle und moralische Unterstützung viel dazu beigetragen haben, dass ich das Studium abschließen konnte.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Interferenz und optische Interferometrie . . . . .	1
1.2	Welle-Teilchen Dualismus . . . . .	3
1.3	Perfektkristall Interferometrie . . . . .	5
1.4	Errungenschaften der Neutroneninterferometrie . . . . .	7
1.5	Motivation . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>11</b>
2.1	Phasenschub . . . . .	11
2.2	Fermi-Pseudopotential . . . . .	14
2.3	Prismenbrechung . . . . .	19
2.4	Interferogramm . . . . .	19
2.5	Kohärenzfunktion . . . . .	22
2.6	Longitudinale und transversale Kohärenzfunktion . . . . .	23
2.7	Vertikale Kohärenzfunktion . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Experimenteller Teil</b>	<b>30</b>
3.1	Prismenselektion und Präparation . . . . .	30
3.2	Verwendete Interferometer . . . . .	38
3.3	Instrument S18 . . . . .	40
3.4	Justieren des alten 45° 2-Loop Interferometers . . . . .	42
3.4.1	Umstellen auf 45° . . . . .	42
3.4.2	Rocking und Wellenlängenseparation . . . . .	43
3.4.3	Suche nach Kontrast . . . . .	47
3.5	Justieren des neuen 45° 2-Loop Interferometers . . . . .	51
3.5.1	Großer Loop . . . . .	52
3.5.2	Loop 1 . . . . .	54
3.5.3	Loop 2 . . . . .	55
3.6	Vergleich zweier Wellenlängen . . . . .	56
3.7	Prismenhalterung . . . . .	58
3.8	Kohärenzmessungen mit Siliziumprismen . . . . .	59
3.9	Phasenmessungen mit Siliziumprismen . . . . .	73
3.9.1	Intrinsische Phase . . . . .	74

3.9.2 Messungen mit rotierten Prismenpaaren . . . . .	77
3.10 Messungen mit Suprasilprismen . . . . .	80
<b>4 Zusammenfassung und neue Entwicklungen</b>	<b>82</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>
<b>Abbildungs- und Tabellenverzeichnis</b>	<b>88</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Interferenz und optische Interferometrie

In der physikalischen Optik<sup>1</sup> bezeichnet man allgemein die Superposition von kohärenten (*cohaerens* lat. zusammenhängen) Teilwellen zu einer Gesamtwelle

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_i \vec{A}_i(\vec{r}, t) e^{i\varphi_i} \quad (1.1)$$

als Interferenz (*inter* lat. zwischen bzw. unter, *ferire* lat. treffen). Die Gesamtwelle hängt sowohl von den einzelnen Amplituden  $\vec{A}_i$  als auch von den dazugehörigen Phasen  $\varphi_i$  ab. Interferenzerscheinungen als räumlich strukturierte, zeitlich konstante Intensitätsverteilungen

$$I(\vec{r}) \propto \left| \vec{E}(\vec{r}, t) \right|^2 \quad (1.2)$$

lassen sich nur im Kohärenzvolumen beobachten. Im Kohärenzvolumen besteht eine feste Phasenbeziehung zwischen den kohärenten Teilstrahlen.

Ein Interferometer ist ein Gerät, in dem der physikalische Effekt der Interferenz ausgenutzt wird, um Information über die Phasen der kohärenten Teilstrahlen zu gewinnen. Werden nur zwei Teilwellen kohärent überlagert, spricht man von Zweistrahl-Interferenz, im Gegensatz zur Vielstrahl-Interferenz, bei der viele Teilwellen überlagert werden. Die vorliegende Arbeit befasst sich ausschließlich mit Zweistrahl-Interferenz und daher mit Interferometer, in denen zwei Strahlen zur Interferenz gebracht werden.

Eine frühe experimentelle Realisierung der optischen Zweistrahl-Interferenz war der Young'sche Doppelspaltversuch, der erstmals von Thomas Young 1802 durchgeführt wurde. Bei diesem Experiment wurde gezeigt, dass Licht einer kohärenten Quelle, welches durch zwei Spalten auf einen Schirm trifft, dort Interferenzerscheinungen hervorruft (Abb. 1.1).

---

<sup>1</sup>Da der physikalische Effekt der Interferenz zuerst für elektromagnetische Wellen im Rahmen der Lichtoptik entstand, wird in Formel (1.1) für das gesamte Vektorfeld in Anspielung auf die elektrische Feldstärke  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  verwendet. Später wird das Konzept der Interferenz auf Materiewellen verallgemeinert.

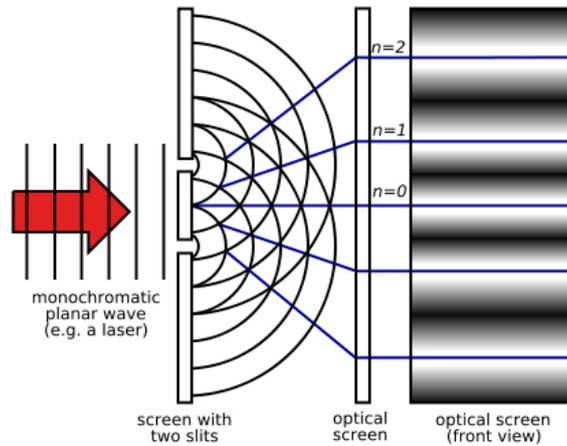


Abbildung 1.1: Young'sches Doppelspaltexperiment

Eine weitere bedeutende Anwendung fand die Interferenz 1881, als Albert Abraham Michelson das Michelson-Interferometer entwickelte. Dieses Interferometer teilt mittels eines halbdurchlässigen Spiegels die Lichtwelle. Zwei Spiegel reflektieren die Teilwellen zum halbdurchlässigen Spiegel zurück, wo die Interferenz stattfindet (Abb. 1.2).

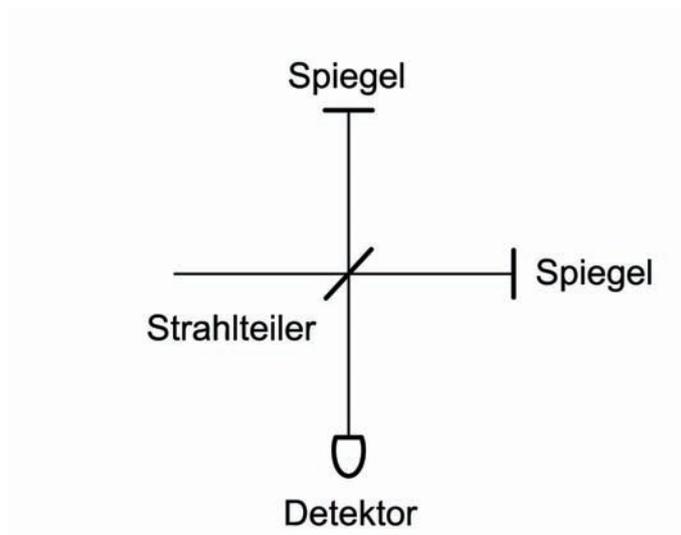


Abbildung 1.2: Strahlengang in einem Michelson Interferometer

Das verbesserte, unter dem Namen Michelson-Morley bekannt gewordene Experiment, gilt als wichtiger Ausgangspunkt für Albert Einsteins Spezielle Relativitätstheorie (1905), denn es trat keine Änderung des Interferenzbildes bei Rotation des Interferometers auf. Mit dem Experiment wurde die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit gezeigt.

Der Prototyp der modernen Interferometer wurde unabhängig voneinander 1891/1892 von Ludwig Mach und Ludwig Zehnder entwickelt. Die Weiterentwicklung besteht darin,

dass die Hin- von den Rückwegen getrennt werden. Es ist ein zusätzlicher Strahlteiler (Analysator) notwendig, um die kohärenten Teilwellen zur Interferenz zu bringen (Abb. 1.3).

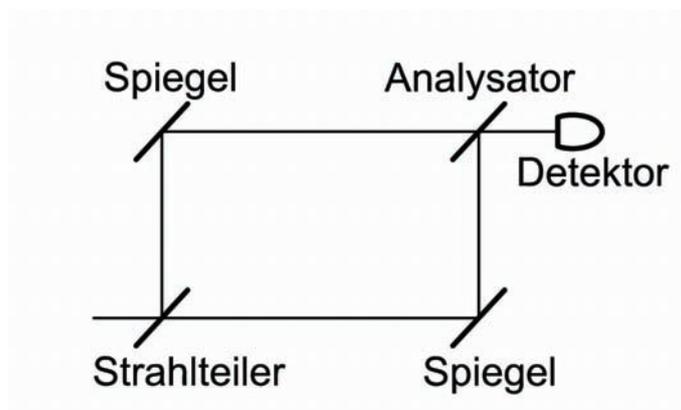


Abbildung 1.3: Strahlengang in einem Mach-Zehndner Interferometer

Optische Interferometer haben in der Astronomie besondere Bedeutung. So konnte 1920 Albert Abraham Michelson den Durchmesser des Sterns Beteigeuze durch optische Interferometrie mit 386 160 000 km (300 Mal der Durchmesser der Sonne) bestimmen. Durch die Entwicklung von Lasern als kohärente Strahlungsquelle ab 1960 erlebte die optische Interferometrie neue Impulse. Die ESA plant gemeinsam mit der NASA im Rahmen der Mission LISA (Laser Interferometer Space Antenna) für Ende 2009 den Start einer Raumsonde, deren Ziel es ist, Gravitationswellen zu detektieren und so Albert Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie (1915) experimentell zu überprüfen [15].

## 1.2 Welle-Teilchen Dualismus

Am Ende des 17. Jahrhunderts entwickelte Sir Isaac Newton eine Korpuskulartheorie des Lichts, welche die Gesetze der geometrischen Optik gut beschreibt. Ein Zeitgenosse Newtons, Christiaan Huygens, schuf eine dazu konkurrierende Wellentheorie des Lichts, die sich anfangs aber nicht durchsetzen konnte.

Erst am Anfang des 19. Jahrhunderts, als eine Vielzahl von Experimenten (wie das Doppelspaltexperiment von Young), die mit physikalischen Effekten wie Interferenz oder Beugung an kleinen Öffnungen bzw. an kleinen Objekten erklärbar waren, durchgeführt wurden, setzte sich die Meinung durch, dass Licht durch eine Welle beschrieben wird. Da im Bild der klassischen Physik die beiden Theorien einander ausschließen und die Korpuskulartheorie bei der Erklärung der Beugung versagte, galt sie als endgültig widerlegt.

Albert Einstein griff 1905 in seiner Abhandlung zum photoelektrischen Effekt, der die Extraktion von Elektronen aus Metall mittels Lichteinwirkung beschreibt, die Korpuskulartheorie wieder auf und gilt somit als Vater der Quantentheorie des Lichts. In Einsteins Aufsatz wird homogenes Licht durch Energiepartikel (Energiequanten) beschrieben. Diese

werden Photonen genannt und durchmessen den leeren Raum mit Lichtgeschwindigkeit. Solche Energiequanten waren erstmals von Max Planck 1900 in die Physik eingeführt worden, als er eine Formel für die Abstrahlung eines schwarzen Körpers vorstellte.

Albert Einsteins Erklärung scheint gegen alles zu verstoßen, was zum damaligen Zeitpunkt über die Interferenz von Licht bekannt war. Dennoch wurde 1915 Einsteins Lichtteilchen Hypothese von Robert Andrew Milikan experimentell bestätigt und 1921 mit dem Nobelpreis für Physik gewürdigt.

Im Jahr 1924 vertrat Louis de Broglie in seiner Dissertation die Meinung, dass der Welle-Teilchen Dualismus nicht nur auf Photonen anwendbar sei, sondern auch auf Materieteilchen. So kann zum Beispiel das Elektron<sup>2</sup> nicht nur als Teilchen gesehen werden, sondern auch als Materiewelle, die Effekte wie Interferenz und Beugung zeigt. Für diese Arbeit bekam Louis de Broglie 1929 den Nobelpreis verliehen.

Mit der de Broglie Beziehung

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (1.3)$$

kann die entsprechende Wellenlänge der Elektronenwelle aus dem Impuls, der als Teilcheneigenschaft gilt, berechnet werden. Die berechnete Wellenlänge des Elektrons ist von einer Größenordnung, dass sie an Kristallgittern gebeugt wird. Den experimentellen Beweis der von de Broglie vorausgesagten Materiewellen gelang 1927 Clinton Davisson gemeinsam mit Lester Germer in den USA, sowie George Thomason in England durch Beugung von Elektronen am Kristallgitter. Die beiden Forschergruppen erhielten 1937 gemeinsam den Nobelpreis.

Eine weitere essentielle Entdeckung musste noch gemacht werden, um ein Neutroneninterferometer zu entwickeln, nämlich die Existenz von Neutronen. Dies gelang James Chadwick im Jahr 1932. Durch den Beschuss von Berylliumatomen mit Alphateilchen wies er experimentell die Existenz eines „Teilchens“ mit einer ähnlichen Masse wie das Proton, aber elektrischer Neutralität, nach und nannte es Neutron. Für die Entdeckung des Neutrons wurde ihm 1935 der Nobelpreis verliehen.

Die Wellenmechanik für Materiewellen wurde 1926 von Erwin Schrödinger durch die von ihm gefundene Schrödinger Gleichung

$$\hat{\mathcal{H}}\psi(\vec{r}, t) = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\vec{r}, t) \right\} \psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial\psi(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1.4)$$

begründet. Mit Hilfe der Schrödinger Gleichung (1.4) kann die Wellenfunktion  $\psi(\vec{r}, t)$  berechnet werden. Walter Elsasser schlug 1936 vor, das Konzept der Materiewelle auf das Neutron zu übertragen. Somit war die Neutronenoptik begründet. Die Annahme, dass die Bewegung des Neutrons von der Wellenmechanik bestimmt ist, wurde noch im selben Jahr von Hans von Halban gemeinsam mit Peter Preiswerk und Dana P. Mitchell gemeinsam mit P. N. Powers durch Beugung an Kristallen gezeigt.

---

<sup>2</sup>Das Elektron wurde bereits 1897 von Joseph John Thomason experimentell nachgewiesen (Nobelpreis 1906).

Max Born formulierte in den 30er Jahren des 20. Jahrhunderts die Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Wellenmechanik, nach der das Absolutquadrat der Wellenfunktion  $|\psi(\vec{r}, t)|^2$  eine statistische Aussage über das Verhalten von Quantenobjekten gibt.

### 1.3 Perfektkristall Interferometrie

Bereits in den Jahren 1912/1913 entdeckte William Henry Bragg gemeinsam mit seinem Sohn William Lawrence Bragg (Nobelpreis 1915) und Max von Laue (Nobelpreis 1914) das Beugungsverhalten von Röntgenstrahlen beim Durchgang durch Kristallstrukturen. Für die Perfektkristall Interferometrie war ein beschriebener Effekt von besonderer Bedeutung, der durch die Bragg-Gleichung

$$n \cdot \lambda_{hkl} = 2d_{hkl} \cdot \sin \theta_B \quad (1.5)$$

ausgedrückt wird. Falls der einfallende monochromatische Röntgenstrahl ( $\lambda_{hkl}$ ) in einem bestimmten Winkel (Bragg-Winkel  $\theta_B$ ) zu den Netzebenen des Kristalls (hkl) auftrifft, kommt es zu einer Aufspaltung des einfallenden Strahls in einen transmittierten Strahl und einen reflektierten Strahl. Diese Erkenntnis war wegbereitend für die Geometrie der Perfektkristall Interferometer, da dieser Effekt genutzt werden kann, um Strahlteiler zu realisieren.

Für elektromagnetische Wellen gilt die folgende Gleichung aus der klassischen Optik

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0. \quad (1.6)$$

Mit dem Ansatz

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{i\omega t}, \quad (1.7)$$

der ebenfalls der Schrödinger Gleichung (1.4) genügt, folgt für den Ortsanteil der Wellenfunktionen beider Gleichungen die Helmholtz Gleichung

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + k^2 \psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.8)$$

mit den Dispersionsrelationen

$$k^2 = \frac{E^2}{\hbar^2 c^2} \quad (1.9)$$

für elektromagnetische Wellenerscheinungen und

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (1.10)$$

für Materiewellen.

Da physikalische Effekte wie Brechung durch Prismen oder Linsen und Beugung an makroskopischen Objekten wie Kanten oder Spalten durch die Helmholtz Gleichung (1.8) beschrieben werden, sind analoge optische Effekte von Neutronenwellen und elektromagnetischen Wellen zu erwarten, was in vergangenen Jahren auch experimentell gezeigt werden

konnte. Ein Unterschied zwischen der Propagation von Materiewellen und elektromagnetischen Wellen ist das Zerfließen des Wellenpaketes im Fall von Neutronen oder Elektronen, während sich alle Fourierkomponenten der elektromagnetischen Wellen mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Eine besondere Analogie besteht zwischen thermischen Neutronen und Röntgenstrahlung, da die Wellenlängen beider Wellenfelder eine ähnliche Größe haben.

Im Jahr 1952 veröffentlicht L. Marton einige grundlegende Überlegungen über die Realisierung eines Interferometers für Materiewellen, im konkreten Fall für Elektronen [12].

Er schrieb, *„In principle, the double slit method could be employed but simple calculations, based on light optical analogies, indicate that the dimensions and complexities of such an instrument are rather undesirable.“* und weiter *„In principle a wide beam interferometer of, let us say, the Michelson or the Jamin type is possible provided an efficient beam splitter is available. Such a good beam splitting mechanism exists for electrons, although not in the customary sense of light optics. Diffraction from thin crystal lamellae offers an excellent mechanism for carrying out such an interferometer experiment. Several lamellar crystals are needed . . .“*. Über die mögliche Geometrie des Interferometers schreibt er, *„The resulting trajectories correspond roughly to the equivalent of the Mach-Zehnder type interferometer.“* und über den Messeffekt, *„A field gradient across the two paths will produce a path difference which can be observed by means of the shifting of the fringes localized at infinity.“* Im Jahr 1953 wurde von L. Marton, J. Arol Simpson und J. A. Suddeth vom National Bureau of Standards in Washington, D. C., ein Elektroneninterferometer mit Kristallen als Strahlteiler verwirklicht [13].

Für Röntgenstrahlen wurde die dynamische Beugungstheorie unter anderem von Paul Peter Ewald und Max von Laue entwickelt. Daraus resultierte 1965 die Realisierung eines auf dynamischer Beugung durch Perfektkristalle beruhendes monolithisches Mach-Zehnder Interferometer durch Ulrich Bonse und Michael Hart [14].

Das erste Neutroneninterferometer wurde von Heinz Maier-Leibnitz und T. Springer 1962 entwickelt. Es basierte auf Teilung der Wellenfront (Young's Typ) durch ein Biprisma. Durch die kleine Trennung der Pfade ( $\approx 100 \mu\text{m}$ ) ist die Anzahl der Anwendungen aber stark beschränkt.

Im Jahr 1974 konnten Helmut Rauch, Wolfgang Treimer und Ulrich Bonse am Atominstitut in Wien zum ersten Mal ein monolithisches Perfektkristall Neutroneninterferometer nach Vorbild des Interferometers von Michael Hart und ebenfalls Ulrich Bonse für Röntgenstrahlen erfolgreich testen [6]. Dieses Interferometer bietet eine Trennung der Pfade um einige Zentimeter und somit Platz für Proben im Interferometer. Durch das monolithische Design sind die reflektierenden Netzebenen im gesamten Interferometer-Kristall mit einer ausreichenden Genauigkeit angeordnet. Die Theorie zur dynamischen Beugung im Perfektkristall Neutroneninterferometer wurde anschließend von Helmut Rauch, Dietmar Petrascheck, Ulrich Bonse und W. Bauspiess entwickelt [16] [17].

## 1.4 Errungenschaften der Neutroneninterferometrie

Das Neutron hat eine Ruhemasse von  $m_0 = 1.674928(1) \times 10^{-27}$  kg und ist ein Spin 1/2 Teilchen. Das Neutron ist somit ein Fermion, während die masselosen Photonen Bosonen sind. Das Neutron unterliegt allen vier fundamentalen Wechselwirkungen, nämlich der Gravitation, der schwachen, der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung. Das freie Neutron hat wegen der schwachen Wechselwirkung eine endliche Lebensdauer mit einer Halbwertszeit von  $\tau = 887s$ .

Seit 1974 wurden zahlreiche interferometrische Experimente mit Neutronen durchgeführt, die fundamentale Bedeutung für die Quantenphysik und Neutronenphysik haben. Einige ausgewählte Experimente sind [7]:

- First test of perfect Si-interferometer with neutrons (1974)
- Observation of gravitationally induced quantum interference (1975)
- Observation of the change of sign of the wavefunction of a fermion due to precession of  $360^\circ$  in a magnetic field (1975-1978)
- Measurement of the energy-dependent scattering length of  $^{149}\text{Sm}$  in the vicinity of a thermal nuclear resonance (1982)
- Measurement of the longitudinal coherence length of a neutron beam (1983)
- Observation of the coherent superposition of spin states with both static and RF spin flippers (1983-1984)
- Observation of stochastic versus deterministic absorption of the neutron wave function (1984-1990)
- Observation of the scalar Aharonov-Bohm effect (1992-1998)
- Experimental separation of geometric (Berry) and dynamical phases by neutron interferometry (1997-1998)

In den letzten Jahren wurde am Atominstitut in Wien ein großes monolithisches Perfektkristall Neutroneninterferometer hergestellt und am ILL in Grenoble, Frankreich, erfolgreich getestet [8]. Die Anwendungsgebiete sind wegen der großen Strahlenseparation ( $\approx 5$  cm) und der großen, von den Pfaden eingeschlossenen Fläche ( $\approx 80$   $\text{cm}^2$ ), zahlreich. Außerdem wurde dieses Interferometer als 2-Loop Interferometer ausgeführt, was grundlegende Experimente über Quantenzustände im Interferometer ermöglicht [18].

## 1.5 Motivation

Ein neues Anwendungsgebiet der Neutroneninterferometrie wurde von S. A. Werner vorgeschlagen, nämlich die Messung der Neutron-Elektron-Streulänge. Die Messung der Neutron-Elektron-Streulänge gibt Aufschluss über die innere Ladungsdichte des Neutrons [1] [2] [3]. Eine Gruppe um F. E. Wietfeldt, Tulane University, New Orleans, USA, veröffentlichte einen Vorschlag zur Messung der Neutron-Elektron-Streulänge [4]. Durch Rotation eines zusätzlichen Perfektkristall-Plättchens normal zum Neutronenstrahl im Interferometer wird der Auftreffwinkel auf das Plättchen variiert. Die Phase, die bei Laue-Transmission durch ein Plättchen auftritt, wird Laue-Transmissions-Phase genannt. Ihr Verlauf (Abb. 1.5) rund um den Bragg-Winkel gibt Aufschlüsse über die Neutron-Elektron-Streulänge. Die erforderliche Genauigkeit des beschriebenen Messaufbaues ( $10^{-3''}$ ) ist sehr schwierig zu bewerkstelligen. Von A. Ioffe wurde ein alternatives Experiment beschrieben, um die Neutron-Elektron-Streulänge zu messen [10]. Anstatt das Plättchen zu drehen, wird von A. Ioffe vorgeschlagen, den Auftreffwinkel des Neutronenstrahls mittels eines Prismas zu variieren. So kann die Laue-Transmissions-Phase ebenfalls mit einem Interferometer mit zwei zusätzlichen Lamellen bestimmt werden, wobei eine der mittleren Lamellen als Probe dient. Durch Rotation von einem Prismenpaar kann der Einfallswinkel auf die mittlere Lamelle sehr fein verändert werden (Abb. 1.4) und die Laue-Transmissions-Phase rund um den Bragg-Winkel bestimmt werden.

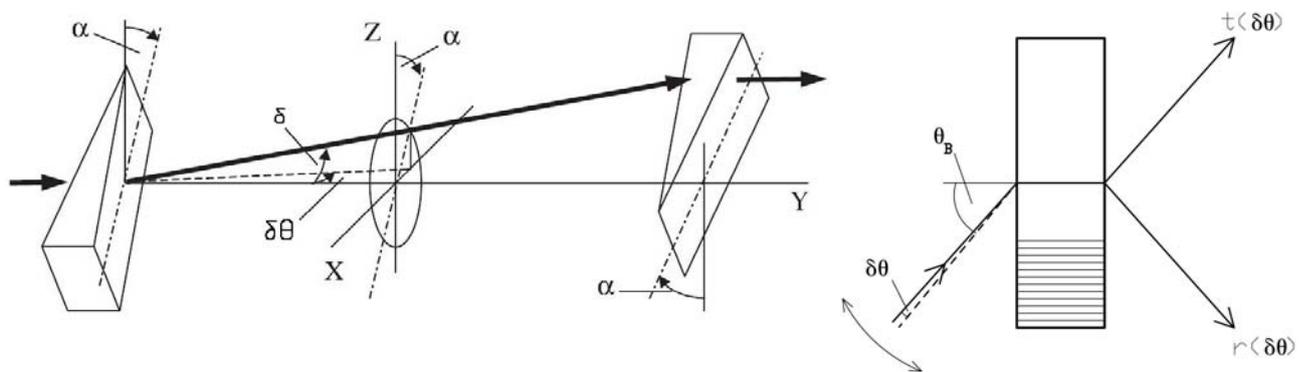


Abbildung 1.4: links: Ablenkung des Neutronenstrahls mit einem Prismenpaar, in der Mitte der Prismenanordnung ist die mittlere Lamelle platziert (aus [10]) ; rechts: Änderung des Einfallswinkels auf die mittlere Lamelle

Im Jahr 2006 ist im Atominstitut der Österreichischen Universitäten (ATI) ein Projekt zur Realisierung der Messung der Neutron-Elektron-Streulänge mit interferometrischen Methoden angelaufen<sup>3</sup>. Das Projektteam besteht aus Ass. Prof. Dipl.-Ing. Dr. Michael Zawisky und Dipl.-Ing. Josef Springer. Die vorliegende Diplomarbeit fasst die Entwicklungen während meiner Teilnahme an dem Projekt zusammen.

<sup>3</sup>Das Projekt wird vom Förderungsfonds der Wissenschaften (FWF) gefördert.

Um die Phasenmessungen mit großen Prismen durchführen zu können, wurde in Kooperation mit der Physikalisch-Technische Bundesanstalt (BTP) in Braunschweig, Deutschland, ein neues großes 2-Loop Interferometer hergestellt. Das neue Interferometer ist auf das sichere Hantieren mit großen Prismen und auf Messungen der Laue-Transmissions-Phase optimiert.

Tritt ein Neutronenstrahl nahe dem Bragg-Winkel durch einen Perfektkristall, kann ein transmittierter und ein reflektierter Strahl beobachtet werden. Die Amplitude des transmittierten Strahls  $t$  ergibt sich zu [9]

$$t(y) = \left[ \cos \left( \frac{\pi d \sqrt{1+y^2}}{\Delta_0} \right) + i \frac{y}{\sqrt{1+y^2}} \sin \left( \frac{\pi d \sqrt{1+y^2}}{\Delta_0} \right) e^{-i \frac{\pi}{\Delta_0} (1+y)} \right], \quad (1.11)$$

wobei  $d$  die Dicke des Perfektkristall-Plättchens,  $E$  die Energie des einfallenden Neutronenstrahls und

$$\Delta_0 = \frac{\lambda \cos(\theta_B)}{|V(\vec{H})/E|} \quad (1.12)$$

die Pendellösungslänge ist. Die Größen in der Pendellösungslänge sind die verwendete Wellenlänge  $\lambda$ , der Bragg-Winkel  $\theta_B$  und die Fourierkomponente  $V(\vec{H})$  zu dem reziproken Gittervektor  $\vec{H}$  des periodischen Gitterpotentials

$$V(\vec{r}) = \sum_{\vec{H}} V(\vec{H}) e^{i\vec{H}\vec{r}}. \quad (1.13)$$

Der Abweichparameter

$$y \propto \theta - \theta_B \quad (1.14)$$

gibt die Abweichung des Einfallwinkels vom Bragg-Winkel an.

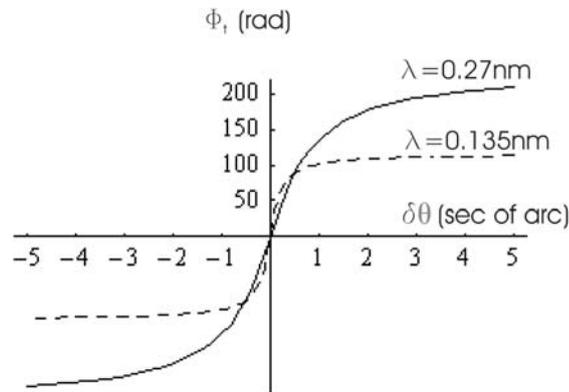


Abbildung 1.5: Laue-Transmissions-Phase durch ein Plättchen mit einer Dicke von 3 mm in Abhängigkeit von der Abweichung vom Bragg-Winkel  $\delta\theta$

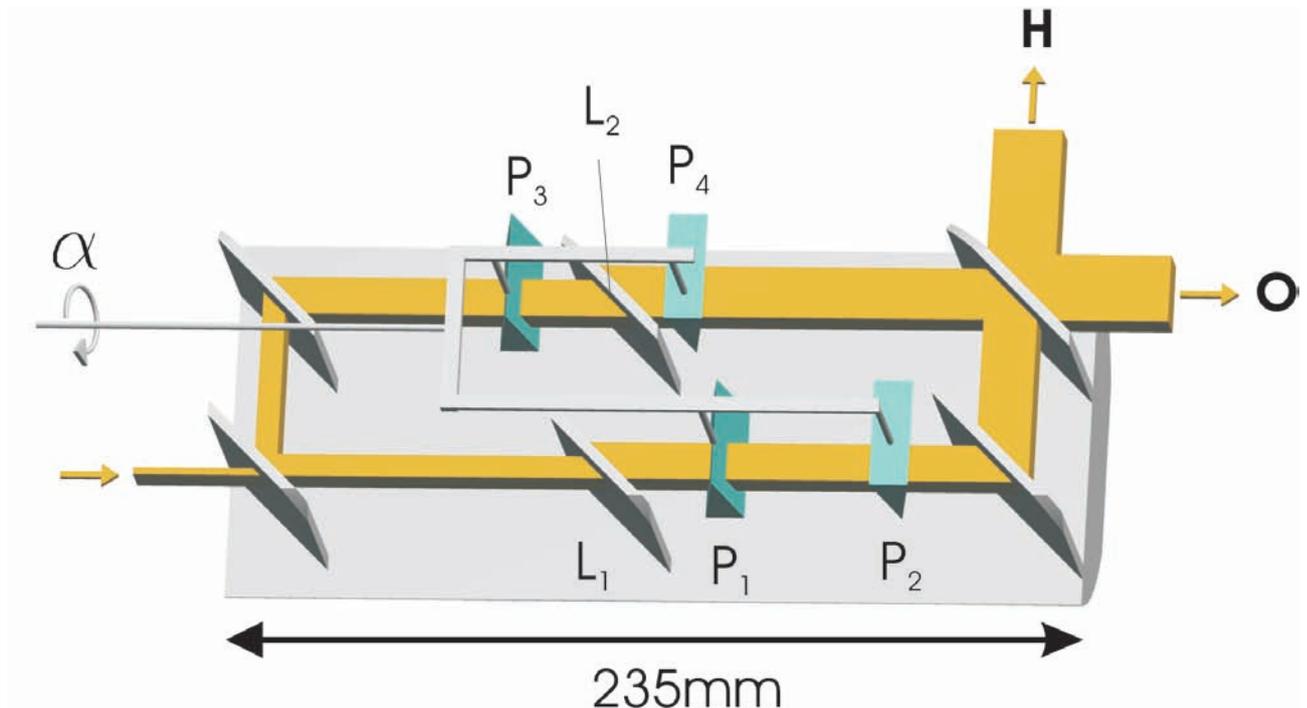


Abbildung 1.6: Schematische Messanordnung zur Messung der Laue-Transmissions-Phase

Die Laue-Transmissions-Phase ist als

$$\phi_t = \arg [t(y)] \quad (1.15)$$

definiert. Der Verlauf der Laue-Transmissions-Phase kann theoretisch den Wert für die Neutron-Elektron-Streulänge liefern (Abb. 1.5).

Die prinzipielle Messanordnung wird in Abb. 1.6 gezeigt. Durch einen Beam-Stop zwischen den beiden mittleren Lamellen wird nur der große Loop des 2-Loop Interferometers betrieben. In beiden Pfaden ist eine Doppelprismenanordnung eingebracht, wobei sich auf einer Seite die mittlere Lamelle zwischen den Prismen befindet. Diese Lamelle dient als Probe. Durch Rotation der Prismenanordnung wird der Einfallswinkel, wie oben erläutert, geändert. Das zweite Prismenset dient zur Kompensation von Dephasing-Effekten und hält das Interferometer fokussiert. In dieser Diplomarbeit sind Testmessungen beschrieben, die als Vorbereitung zur Messung der Laue-Transmissions-Phase mit großen Prismen angesehen werden können.

# Kapitel 2

## Theorie

### 2.1 Phasenschub

Die einfachste Lösung der zeitabhängigen Schrödinger Gleichung

$$\hat{H}\psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

ist eine ebene Welle

$$\psi(\vec{r}, t) = A e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} = A e^{i\chi}, \quad (2.2)$$

mit der dimensionslosen ( $[k] = m^{-1}$ ,  $[r] = m$  und  $[\omega] = s^{-1}$ ,  $[t] = s$ ) Phase  $\chi$

$$\chi(\vec{r}, t) = \vec{k}\vec{r} - \omega t, \quad (2.3)$$

wobei  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  der Wellenvektor in Ausbreitungsrichtung und  $w = \frac{E}{\hbar}$  die Kreisfrequenz der Welle ist. Die Phase ist ein skalares Feld, welches sich durch das ganze Interferometer erstreckt.

In der WKB-Näherung<sup>1</sup> kann die Wellenfunktion mit Hilfe der Wirkung  $S(\vec{r})$  dargestellt werden

$$\psi(\vec{r}) = A e^{i\frac{S(\vec{r})}{\hbar}}. \quad (2.4)$$

Unter der Wirkung  $S(\vec{r})$  versteht man den Ausdruck

$$S(\vec{r}) = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}(\vec{r}(t), \dot{\vec{r}}(t)) dt \quad (2.5)$$

mit der Lagrange-Funktion  $\mathcal{L}(\vec{r}, \dot{\vec{r}})$ , die ein bestimmtes mechanisches System charakterisiert. Aus dem Vergleich der Wellenfunktion der ebenen Welle mit jener in WKB-Näherung ergibt sich für den Phasenschub ein Zusammenhang mit der Lagrange-Funktion

$$\chi(\vec{r}, t) = \frac{1}{\hbar} \int \mathcal{L}(\vec{r}(t), \dot{\vec{r}}(t)) dt. \quad (2.6)$$

---

<sup>1</sup>Die WKB-Näherung ist eine, nach den Physikern Wentzel, Kramers und Brillouin benannte, semi-klassische Näherung und besteht aus der Einführung einer Reihenentwicklung für die Wirkung  $S$  nach Potenzen von  $\hbar$  und der Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung als  $\hbar$ .

Die Lagrange-Funktion  $\mathcal{L}$  ist über die Legendre-Transformation

$$\mathcal{L} = \vec{p}\vec{v} - \mathcal{H} \quad (2.7)$$

mit der Hamilton-Funktion  $\mathcal{H}$  verbunden, wobei  $\vec{p}$  der kanonische Impuls und  $\vec{v}$  die klassische Gruppengeschwindigkeit ist. Der Phasenschub kann somit in Abhängigkeit vom kanonischen Impulse  $\vec{p}$  und der Hamilton-Funktion  $\mathcal{H}$  angegeben werden

$$\chi(\vec{r}, t) = \frac{1}{\hbar} \left( \int \vec{p} d\vec{s} - \int \mathcal{H} dt \right). \quad (2.8)$$

Mit der de Broglie Beziehung (1.3) und der Frequenz  $\omega$  der Wellenfunktion kann das Integral umgeschrieben werden

$$\chi(\vec{r}, t) = \int \vec{k} d\vec{s} - \int \omega dt. \quad (2.9)$$

Eine allgemein gültige Beschreibung des Phasenschubs  $\chi$  einer Materiewelle im Neutroneninterferometer, die sich in Raum und Zeit fortpflanzt, kann anhand von Abb. 2.1 gegeben werden. Das Perfektkristall Interferometer ist geometrisch ident dem aus der klassischen Optik bekannten Mach-Zehndner Interferometer (Abb. 1.3) und topologisch einem Ring äquivalent. Die einfallende Materiewelle  $\psi_0$  wird an einem Punkt A in zwei kohärente Teile aufgespalten. Der eine Teil  $\psi_I$  propagiert gegen den Uhrzeigersinn, entlang Pfad I und der zweite Teil  $\psi_{II}$  im Uhrzeigersinn entlang Pfad II. Im Gegensatz zu der frei propagierenden Wellenfunktion  $\psi_I$ , wirkt auf  $\psi_{II}$  ein Potential  $V(\vec{r}, \vec{v}, t)$ , das in die Hamilton-Funktion  $\mathcal{H}$  einfließt. In einem kleinen Bereich um B werden beide Wellenfunktionen zusammengeführt und superponieren kohärent zum Ausgangsstrahl. Bei interferometrischen Experimenten ist die relative Phasendifferenz  $\Delta\chi$  der beiden Wellenpakete eine der messbaren Größen.

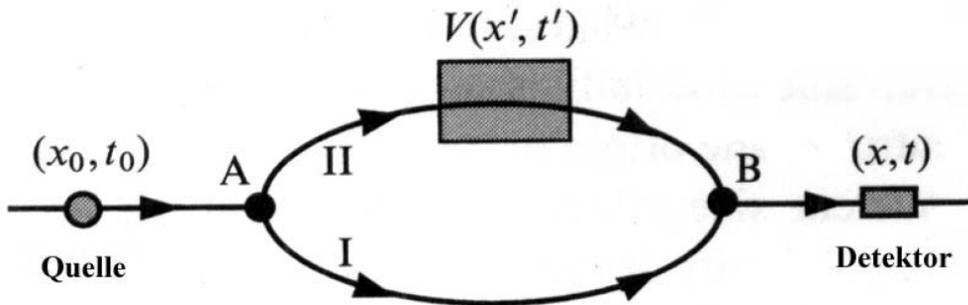


Abbildung 2.1: Allgemeines Schema eines Interferometer Systems (aus [7])

Der akkumulierte Phasenschub im Interferometer entlang Pfad I lautet

$$\chi_1(\vec{r}, t) = \frac{1}{\hbar} \left( \int \vec{p}_1 d\vec{s} - \int \mathcal{H}_1 dt \right) \quad (2.10)$$

und entsprechend gilt für Pfad 2

$$\chi_2(\vec{r}, t) = \frac{1}{\hbar} \left( \int \vec{p}_2 d\vec{s} - \int \mathcal{H}_2 dt \right). \quad (2.11)$$

Die relative Phasendifferenz der beiden Wellenfunktionen lautet somit

$$\Delta\chi(\vec{r}, t) = \chi_2(\vec{r}, t) - \chi_1(\vec{r}, t) \quad (2.12)$$

und die Phasendifferenz  $\Delta\chi_V(\vec{r}, t)$ , die vom Potential  $V(\vec{r})$  verursacht wird, ist

$$\Delta\chi_V(\vec{r}, t) = \Delta\chi(\vec{r}, t) - \chi_0(\vec{r}, t) \quad (2.13)$$

mit der akkumulierten Phase des leeren Interferometers  $\chi_0(\vec{r}, t)$ . Diese vom Potential  $V$  bestimmte Phasendifferenz ist das Linienintegral entlang der klassischen Trajektorien des Neutrons im Interferometer.

Das Neutron wechselwirkt mit allen vier fundamentalen Wechselwirkungen: der Gravitation, der starken, der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung. Alle diese Wechselwirkungen wirken durch ein, auf ein Raumgebiet  $\mathfrak{R}$  beschränktes Potential  $V(\vec{r})$ , auf die Wellenfunktion des Neutrons. Es gibt noch eine Reihe weiterer von der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  bzw. von der Zeit  $t$  abhängiger Potentiale [7]. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich aber auf ortsabhängige Potentiale.

In diesem Fall, wo das Potential nur örtlich variiert und unabhängig von der Zeit  $t$  und der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  ist, ist die Hamilton-Funktion  $\mathcal{H}$  zeitunabhängig und somit ist die Gesamtenergie des Neutrons eine Konstante der Bewegung. Das Neutron verringert seine Geschwindigkeit bei Einwirkung der konservativen Kraft und beschleunigt, wenn es aus dem Wirkungsbereich  $\mathfrak{R}$  des Potentials wieder austritt. Dann gilt für die zu messende Phasendifferenz mit (2.8) bzw. (2.9)

$$\Delta\chi_V = \frac{1}{\hbar} \int_{\mathfrak{R}} \Delta\vec{p} d\vec{s} = \int_{\mathfrak{R}} \Delta\vec{k} d\vec{s}. \quad (2.14)$$

Nun kann der Phasenschub  $\Delta\chi_V$  durch ein Material im eindimensionalen Fall mit Hilfe des Brechungsindex  $n$  berechnet werden. Der Brechungsindex ist, wie in der Optik, als

$$n = \frac{K}{k} \quad (2.15)$$

definiert, wobei  $k$  der Wellenvektor außerhalb des Potentials und  $K$  der Wellenvektor innerhalb des Potentials ist. Damit ergibt sich für die Phasendifferenz  $\Delta\chi_V$  durch ein Raumgebiet der Länge  $D$  und einem Brechungsindex  $n$

$$\Delta\chi_V = \int_{x_0}^{x_0+D} \Delta k dx = \int_{x_0}^{x_0+D} \left( \frac{K}{k} - 1 \right) k dx = \int_{x_0}^{x_0+D} (n - 1) k dx. \quad (2.16)$$

Nach der Integration, erhält man

$$\Delta\chi_V = (n - 1) k D. \quad (2.17)$$

Verallgemeinert auf den drei-dimensionalen Raum lautet die Formel für den Phasenschub

$$\Delta\chi_V = (n - 1) k \frac{D}{\cos \alpha} = (n - 1) k \frac{D}{(\hat{k}_0 \hat{s}_0)}, \quad (2.18)$$

wobei  $\alpha$  der Winkel zwischen der Richtung des Neutronenstrahls im Medium  $\hat{k}_0$  und der Richtung des Oberflächennormalvektors des Materials  $\hat{s}_0$  ist.

Nun ist man an der räumlichen Verschiebung des Wellenpaketes  $\vec{\Delta}$  interessiert. Für den stationären Fall ( $\psi(\vec{r}) = A e^{i\vec{\Delta}\vec{k}}$ ) der ebenen Welle, die aus dem Interferometer austritt, gilt

$$\Delta\chi_V = \vec{\Delta} \vec{k}. \quad (2.19)$$

Aus (2.18) folgt für kleine Brechungswinkel ( $\hat{k}_0 \hat{s}_0 \cong \hat{k} \hat{s}_0$ ) die räumliche Verschiebung des Wellenpaketes

$$\vec{\Delta} = (n - 1) \frac{\hat{s}_0}{(\hat{k}_0 \hat{s}_0)^2} D. \quad (2.20)$$

Die Auswirkung einer räumlichen Verschiebung der Wellenpakete im Interferometer werden im Kapitel 2.5 über die Kohärenzfunktion näher besprochen.

## 2.2 Fermi-Pseudopotential

Im Folgenden soll nun das Potential, welches in den Experimenten die Verschiebung des Wellenpaketes und in weiterer Folge einen eventuellen Phasenschub verursacht, betrachtet werden. Es wird folgende Einteilung der ortsabhängigen Potentiale getroffen (Tab. 2.1):

Wechselwirkung	Potential	Phasenschub
Gravitation	$m \vec{g} \vec{r}$	$\frac{m^2 g \lambda A \sin \alpha}{2\pi \hbar^2}$
elektromagnetische WW	$-\mu \vec{B}(\vec{r})$	$\frac{B m D}{2\pi}$
nukleare WW	$\frac{2\pi \hbar^2}{m} N b_c$	$-N b_c \lambda D$

Tabelle 2.1: Übersicht der ortsabhängigen Potentiale

In dieser Arbeit werden in den allermeisten Fällen Potentiale behandelt, die durch ein Stück Silizium-Perfektkristall verursacht werden. Die einzige Ausnahme stellt ein Aluminiumphasenschieber dar, der bei der Justage des Interferometers zeitweise Verwendung fand. Die weitere Ableitung erfolgt daher für Silizium-Perfektkristalle. Die nukleare Wechselwirkung fasst die einzelnen Wechselwirkungen des Neutrons mit den Silizium-Atomen aus dem Kristall im Potential  $V_{nuk}$  zusammen.

Um den Phasenschub für eine dünne Schicht aus Silizium-Perfektkristall einfach zu erhalten, wird analog zur Lichtoptik ein Brechungsindex eingeführt. Der Brechungsindex

wird als der Quotient aus der Wellenzahl im Medium  $K$  und der Wellenzahl im Vakuum  $k$  definiert

$$n = \frac{K}{k} . \quad (2.21)$$

Aus der Energieerhaltung  $E = \frac{(\hbar K)^2}{2m_n} + V_{nuk} = \frac{(\hbar k)^2}{2m_n}$  folgt

$$n = \sqrt{1 - \frac{V_{nuk}}{E}} . \quad (2.22)$$

Für schwache Potentiale  $V$  (im Vergleich zur Gesamtenergie  $E$ ) kann folgende Näherung gemacht werden ( $\sqrt{1-x} \cong 1 - \frac{x}{2}$ , für  $x \ll 1$ ):

$$n = 1 - \frac{V_{nuk}}{2E} . \quad (2.23)$$

Um das Potential der Gesamtheit aller Wechselwirkungen im Silizium-Kristall zu beschreiben, wird von der Streuung eines Neutrons an einem Silizium-Atom ausgegangen. Durch die Wechselwirkung zwischen dem Streuzentrum und dem Neutron ändert das Neutron i. A. seine Bewegungsrichtung und seine kinetische Energie. Die folgende Behandlung beschränkt sich aber auf elastische Prozesse.

Bei der formalen Lösung des Streuproblems wird von einem Wechselwirkungsoperator  $\hat{V}_{nuk}$  ausgegangen, der die Wechselwirkung zwischen Neutron und Streuzentrum beschreibt. Es gilt der Hamiltonoperator  $\mathcal{H}_0$  für das freie Neutron mit der Masse  $m$

$$\hat{\mathcal{H}}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \quad (2.24)$$

und

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{V}_{nuk} \quad (2.25)$$

für das System aus Neutron und Streuzentrum. Nun wird das Potential  $V_{nuk}$  bestimmt. Für das freie Neutron und dessen Eigenzustände  $|\phi\rangle$  gilt

$$\hat{\mathcal{H}}_0 |\phi\rangle = E |\phi\rangle . \quad (2.26)$$

Für das gestreute Neutron mit gleicher Energie  $E$  (elastische Streuung) und dem gestreuten Zustand  $|\psi\rangle$  gilt

$$\hat{\mathcal{H}} |\psi\rangle = E |\psi\rangle . \quad (2.27)$$

Aus der Schrödinger Gleichung (2.27) folgt nach Umformung und mit der Green'schen Methode für partielle Differentialgleichungen die Lippmann-Schwinger Gleichung

$$|\psi\rangle = |\phi\rangle + \hat{\mathcal{G}} \hat{V}_{nuk} |\psi\rangle , \quad (2.28)$$

wobei  $\mathcal{G}$  die Green'schen Funktion ist. Die Lippmann-Schwinger Gleichung (2.28) wird bei Streuproblemen verwendet und ist der Schrödinger Gleichung äquivalent. Die Lösung der

Lippmann-Schwinger Gleichung ist der gestreute Zustand  $|\psi\rangle$ . Er kann formal folgendermaßen dargestellt werden

$$|\psi\rangle = (1 - \hat{\mathcal{G}} \hat{V}_{nuk})^{-1} |\phi\rangle . \quad (2.29)$$

Nun wird nach einem Übergangoperator  $\hat{T}$  gesucht, der folgende Gleichung erfüllt

$$\hat{V}_{nuk} |\psi\rangle = \hat{T} |\phi\rangle . \quad (2.30)$$

Aus (2.29) folgt nach elementarer Umformung

$$\hat{T} = \hat{V}_{nuk} (1 - \hat{\mathcal{G}} \hat{V}_{nuk})^{-1} . \quad (2.31)$$

Der Übergangoperator  $\hat{T}$  ist von elementarer Bedeutung. Er beschreibt das gesamte Streuproblem, da er das Wechselwirkungspotential  $\hat{V}_{nuk}$  enthält. Aus der Lippmann-Schwinger Gleichung (2.28) folgt mit der Definition (2.30)

$$|\psi\rangle = (1 + \hat{\mathcal{G}} \hat{T}) |\phi\rangle . \quad (2.32)$$

Die Gleichung (2.32) ist die formale Lösung des Streuproblems (2.28), dargestellt mit dem Übergangoperator  $\hat{T}$  (2.31). Sie enthält die bekannte Green'schen Funktion  $\mathcal{G}$  und die ebenfalls bekannten Eigenzustände des freien Neutrons  $|\phi\rangle$ . Im Folgenden werden die Eigenzustände  $|\phi\rangle$  mit den Impulseigenzuständen  $|\vec{k}\rangle$  belegt.

Nun wird nach der Ortsdarstellung für die Wellenfunktion des Streuzustandes gesucht. Sie lautet mit (2.32)

$$\psi(\vec{r}) = \langle \vec{r} | (1 + \hat{\mathcal{G}} \hat{T}) | \vec{k} \rangle = \phi(\vec{r}) + \int \langle \vec{r} | \hat{\mathcal{G}} | \vec{r}' \rangle \langle \vec{r}' | \hat{T} | \vec{k} \rangle d^3 r' . \quad (2.33)$$

Die retardierte Green'sche Funktion in der Ortsdarstellung stellt eine auslaufende Kugelwelle dar

$$\langle \vec{r} | \hat{\mathcal{G}} | \vec{r}' \rangle = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \frac{\exp(ik|\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} . \quad (2.34)$$

Die Darstellung von  $\langle \vec{r} | \hat{\mathcal{G}} | \vec{r}' \rangle$  kann mit der Näherung für  $r \gg r'$  bzw.  $r \rightarrow \infty$  (Detektor ist viel weiter weg als der Wirkungsbereich des Kernpotentials) vereinfacht werden. In asymptotischer Näherung gilt

$$k|\vec{r} - \vec{r}'| = kr - \vec{k}'\vec{r}' + O(r^{-1}) . \quad (2.35)$$

Damit kann die Green'sche Funktion wie folgt dargestellt werden

$$\langle \vec{r} | \hat{\mathcal{G}} | \vec{r}' \rangle \cong -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \frac{\exp(ikr - i\vec{k}'\vec{r}')}{r} = -\sqrt{2\pi} \frac{m}{\hbar^2} \frac{\exp(ikr)}{r} \langle \vec{k}' | \vec{r}' \rangle . \quad (2.36)$$

Setzt man dies in (2.33) ein, erhält man

$$\psi(\vec{r}) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \left[ \exp(i\vec{k}\vec{r}) - \frac{4\pi m}{\hbar^2} \langle \vec{k}' | \hat{T} | \vec{k} \rangle \frac{\exp(ikr)}{r} \right]. \quad (2.37)$$

Aus dem Vergleich mit der formalen Lösung der asymptotischen Näherung

$$\psi(\vec{r}) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \left[ \exp(i\vec{k}\vec{r}) + f(\theta) \frac{\exp(ikr)}{r} \right] \quad (2.38)$$

folgt für die Streuamplitude  $f(\theta)$

$$f(\theta) = -\frac{4\pi m}{\hbar^2} \langle \vec{k}' | \hat{T} | \vec{k} \rangle \equiv \langle \vec{k}' | \hat{F} | \vec{k} \rangle \quad (2.39)$$

mit dem Streuamplitudenoperator

$$\hat{F} = -\frac{4\pi m}{\hbar^2} \hat{T}. \quad (2.40)$$

Der Übergangoperator  $\hat{T}$  ist in (2.31) exakt dargestellt und kann iterativ berechnet werden, wird aber im weiteren Verlauf in der Born'sch Näherung

$$\hat{T} = \hat{V}_{nuk} \quad (2.41)$$

verwendet, da Mehrfachstreuung vernachlässigt wird. Damit wird der Streuamplitudenoperator zu

$$\hat{F} = -\frac{4\pi m}{\hbar^2} \hat{V}_{nuk} \quad (2.42)$$

und gibt den Zusammenhang zwischen der Streuamplitude und dem Potential wieder. Mit (2.39) und der Born'schen Näherung (2.41) wird die Streuamplitude zu

$$f(\theta) = -\frac{4\pi m}{\hbar^2} \langle \vec{k}' | \hat{V}_{nuk} | \vec{k} \rangle. \quad (2.43)$$

In der Näherung von Fermi wird die Streuamplitude als isotrop angenommen

$$f(\theta) = -a. \quad (2.44)$$

Mit (2.43) und (2.44) folgt somit für die Streuamplitude

$$f(\theta) = -\frac{4\pi m}{(2\pi)^3 \hbar^2} \int \exp \left[ i(\vec{k} - \vec{k}')\vec{r} \right] \hat{V}_{nuk}(\vec{r}) d^3r = -a. \quad (2.45)$$

Um diese Gleichungen zu erfüllen, muss das nukleare Potential die Form

$$V_{nuk} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} a \delta(\vec{r}) \quad (2.46)$$

haben. Die Rechtfertigung der Deltafunktion liegt darin, dass die Reichweite der Kernkräfte im Vergleich zur Wellenlänge des Neutrons sehr gering ist.

Um den in der bisherigen Ableitung nicht berücksichtigten Rückstoß des Atomkerns Rechnung zu tragen, wird  $m$  in (2.46) durch die reduzierte Masse  $Mm/(M+m)$ , mit der Kernmasse  $M$ , ersetzt. Das nukleare Potential in der Näherung von Fermi kann mit der gebundenen Streulänge  $b$  alternativ formuliert werden

$$V_{nuk} = \frac{2\pi\hbar^2}{Mm}(M+m)a\delta(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m}b\delta(\vec{r}). \quad (2.47)$$

Im Festkörper wird das Neutron mit einer großen Anzahl von Atomkernen wechselwirken. Um diesen Sachverhalt zu beschreiben wird das System gebundener Atomkerne durch ein mittleres makroskopisches Potential beschrieben, dem Fermi-Pseudopotential  $V_F$

$$V_F = \langle V_{nuk} \rangle. \quad (2.48)$$

Bei Verallgemeinerung auf  $i$  Streuzentren an den Positionen  $\vec{r}_i$  gilt

$$V_{nuk} = \sum_i \frac{2\pi\hbar^2}{m}b_i\delta(\vec{r} - \vec{r}_i). \quad (2.49)$$

Für  $V_F$  können wir nach Kombination von (2.48) und (2.49)

$$V_F = \sum_i \frac{2\pi\hbar^2}{m} \langle b_i \rangle \langle \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \rangle \quad (2.50)$$

schreiben. Die Mittelungen können getrennt voneinander ausgeführt werden, da keine Korrelation zwischen den beiden zu mittelnden Größen besteht. Die mittlere gebundene Streulänge

$$\langle b_i \rangle = b_c \quad (2.51)$$

wird als kohärente gebundene Streulänge bezeichnet und

$$\langle \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \rangle = N \quad (2.52)$$

als mittlere Teilchendichte der Streuzentren. Nach den Mittelungen kann das Fermi-Pseudopotential als

$$V_F = \frac{2\pi\hbar^2}{m}Nb_c \quad (2.53)$$

geschrieben werden.

Es ist für nichtmagnetische dünne Kristalle, in denen die nukleare Wechselwirkung dominiert und Mehrfachstreuung vernachlässigt werden kann, das gebräuchliche Potential.

Das Fermi-Pseudopotential kann in die Formel für den Brechungsindex (2.23) eingesetzt werden. Dann erhält man für den Brechungsindex

$$n = 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi}Nb_c. \quad (2.54)$$

Der Brechungsindex hängt einerseits von der Energie des einfallenden Neutrons über  $\lambda$  und andererseits von den Materialeigenschaften des brechenden Mediums, nämlich der mittleren Teilchendichte  $N$  und der kohärent gebundenen Streulänge  $b_c$ , ab.

Mit (2.17) und  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$  folgt für einen longitudinalen Phasenschub im eindimensionalen Fall

$$\Delta\chi_V = -\lambda N b_c D. \quad (2.55)$$

## 2.3 Prismenbrechung

Für die Brechung an einer ebenen Grenzfläche folgt, auch in der Neutronenoptik, das Snellius'sche Brechungsgesetz

$$\sin \alpha = n \cdot \cos \beta, \quad (2.56)$$

mit dem Winkel des einfallenden Strahls  $\alpha$  und dem Winkel des gebrochenen Strahls  $\beta$ .

Für ein Prisma mit dem Öffnungswinkel  $\gamma$  und parallel zur Prismenbasis einfallendem Strahl folgt mit dem Snellius'sche Brechungsgesetz für den Ablenkwinkel  $\delta$  (Abb. 2.2)

$$\delta = 2(1 - n) \tan \frac{\gamma}{2} \quad (2.57)$$

oder mit dem Brechungsindex (2.55)

$$\delta = \frac{\lambda^2}{\pi} N b_c \tan \frac{\gamma}{2}. \quad (2.58)$$

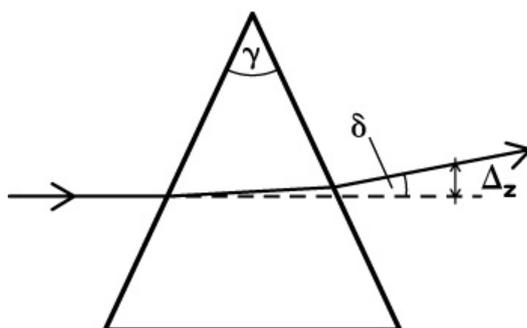


Abbildung 2.2: Ablenkung durch ein Prisma

Die Ablenkung wird durch die Materialkonstanten  $\gamma$ ,  $N$  und  $b_c$  und der Wellenlänge  $\lambda$  des einfallenden Neutronenstrahls bestimmt. Tab. 3.1 führt für verschiedene Materialien konkrete Zahlenwerte für den Ablenkwinkel an. Ein Prisma kann auch zur Wellenlängentrennung verwendet werden, da der Ablenkwinkel  $\delta$  proportional zu  $\lambda^2$  ist.

## 2.4 Interferogramm

Bei Messungen mit einem Interferometer werden Interferogramme (Abb. 2.3) aufgezeichnet. Ein typisches Interferogramm weist Oszillationen der O- und H-Intensität auf. Diese Oszillationen in beiden Ausgangsstrahlen (O- und H-Strahl) beruhen im Prinzip auf der Änderung der optischen Weglänge der kohärenten Teilstrahlen durch einen Phasenschieber. Der Phasenschieber soll möglichst homogen sein, eine kleine Oberflächenrauigkeit und keine Absorption aufweisen und zeichnet sich durch einen Brechungsindex (2.54) ungleich Eins aus. Die Materialien, die standardmäßig als Phasenschieber eingesetzt werden, sind Silizium und Aluminium. Die Phasenschieber haben eine Dicke von etwa 5 Millimeter. Um eine Differenz der optischen Weglänge zu erzielen, wird der Phasenschieber um eine vertikale Achse gedreht.

Wird der Phasenschieber mit der Dicke  $D_0$  um den Winkel  $\epsilon$  gedreht, gibt das einen relativen Weglängenunterschied von

$$\Delta D(\epsilon) = \left( \frac{1}{\cos(\theta_B + \epsilon)} - \frac{1}{\cos(\theta_B - \epsilon)} \right) \cdot D_0, \quad (2.59)$$

wobei  $\theta_B$  dem Bragg-Winkel entspricht. Daraus folgt laut (2.55) ein Phasenunterschied von

$$\Delta\chi_V(\epsilon) = -\lambda N b_c \cdot \Delta D(\epsilon), \quad (2.60)$$

der von der Stellung des Phasenschiebers  $\epsilon$  relativ zur Parallelposition abhängt. Dieser Phasenschub ist für die Intensitätsoszillationen verantwortlich.

Um zu verstehen, wie sich eine Phasendifferenz bei einer Intensitätsmessung mit dem Interferometer auswirkt, sind folgende Betrachtungen anzustellen. Das Interferometer besteht aus einem monolithischen Si-Perfektkristall. An der ersten Lamelle, dem Strahlteiler, wird der Neutronenstrahl durch Laue-Transmission bzw. Laue-Reflexion in zwei separierte kohärente Teilstrahlen aufgespalten. Um diese zwei Teilstrahlen wieder an einem Punkt zusammentreffen zu lassen, werden beide an zwei weiteren Lamellen reflektiert, die sogenannten Spiegel. Die Lamelle, an der beide Teilstrahlen zusammengeführt werden, heißt Analysator. Von der Analysatorplatte gehen zwei Ausgangsstrahlen, der O-Strahl und der H-Strahl, aus. Die Intensität im O-Strahl lautet für ebene Wellen

$$I_0 = |\psi_0|^2 = |\psi_I + \psi_{II}|^2 \quad (2.61)$$

mit

$$\psi_I = trr \cdot \psi_{in} e^{i\chi_1} \quad (2.62)$$

und

$$\psi_{II} = rrt \cdot \psi_{in} e^{i\chi_2}, \quad (2.63)$$

wobei  $r$  die Amplitude des reflektierten Strahles,  $t$  die Amplitude des transmittierten Strahles und  $\chi_i$  der jeweilige Phasenschub, verursacht durch den Phasenschieber, ist. Die ursprüngliche Wellenfunktion wird als  $\psi_{in}$  bezeichnet. Durch die Symmetrie der Gesamtamplituden der beiden Teilstrahlen, kann die Intensität weiter umgeformt werden zu

$$I_0 = A \left| e^{i\chi_1} + e^{i\chi_2} \right|^2 = A \left| e^{i\chi_1} (e^{i\chi_1} e^{-i\chi_1} + e^{i\chi_2} e^{-i\chi_1}) \right|^2 = A \underbrace{\left| e^{i\chi_1} \right|^2}_{=1} \left| 1 + e^{i(\chi_2 - \chi_1)} \right|^2.$$

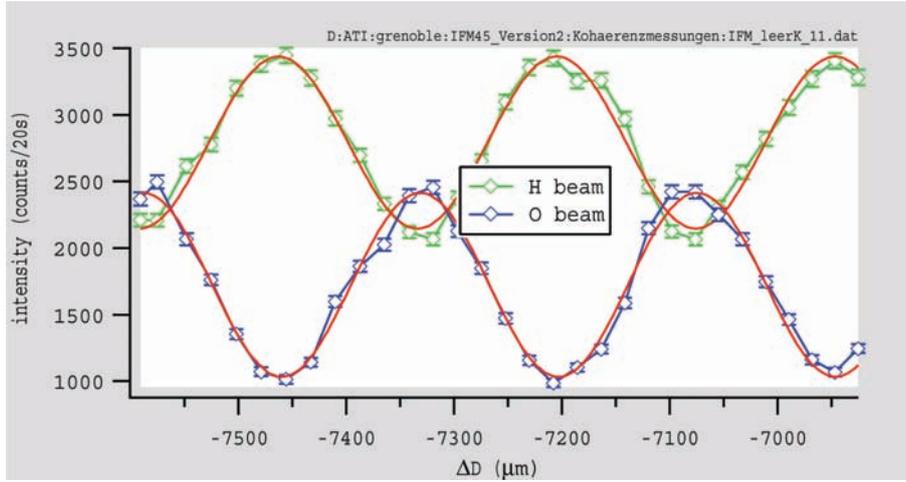


Abbildung 2.3: Typisches Interferogramm

Mit  $\chi_2 - \chi_1 = \Delta\chi$  folgt für die Intensität im O-Strahl

$$I_O = A |1 + e^{i\Delta\chi}|^2 = A [2 + 2 \cos(\Delta\chi)] \quad (2.64)$$

und somit

$$I_O(\Delta\chi) = A' (1 + \cos \Delta\chi) . \quad (2.65)$$

Für die Intensität im H-Strahl gilt ( $I_{ges} = I_O(\Delta\chi) + I_H(\Delta\chi) = \textit{konstant}$  für alle  $\Delta\chi$ )

$$I_H(\Delta\chi) = B - C \cos \Delta\chi . \quad (2.66)$$

Die Intensität oszilliert sinusförmig in Abhängigkeit von der Stellung des Phasenschiebers  $\epsilon$  zwischen O-Strahl und H-Strahl hin und her. Wird der Phasenschieber in verschiedene Winkelpositionen  $\epsilon_i$  rotiert, entsteht durch Zählen der Neutronen im O- und H-Strahl bei jeder Stellung des Phasenschiebers ein Interferogramm. Der Kontrast

$$K_O = \frac{I_{O,max} - I_{O,min}}{I_{O,max} + I_{O,min}} \quad (2.67)$$

ist ein Maß für die Qualität des Interferometers und für die Interferenzfähigkeit der Neutronen.

Im realen Experiment wird der ideale Kontrast durch Störeinflüsse sowohl des Interferometerkristalls als auch jenen der Probe beeinflusst. Die Interferometereinflüsse sind die Kristallqualität, Geometriefehler, Auflagespannungen, Temperaturgradienten oder Vibrationen. Die reale Probe weist Inhomogenitäten, eine Oberflächenrauigkeit und einen Geometriefehler auf. Außerdem ist die spektrale Breite des verwendeten Neutronenstrahls zu berücksichtigen. Durch die Störeinflüsse wird die gemessene Intensität zu

$$I_{mess}(\Delta\chi) = \tilde{A} + \tilde{B} \cos(\Delta\chi + \phi_0) , \quad (2.68)$$

wobei die Größen  $\tilde{A}$ ,  $\tilde{B}$  und  $\phi_0$  charakteristische Größen der Messanordnung sind. Der reale Kontrast wird zu

$$K_O = \frac{I_{mess,max} - I_{mess,min}}{I_{mess,max} + I_{mess,min}} = \frac{\tilde{B}}{\tilde{A}}. \quad (2.69)$$

Wirkt nun entlang der beiden Pfade ein Potentialgradient, weist das Interferogramm eine Phasendifferenz im Vergleich zur Leermessung auf. Diese Phasendifferenz  $\Delta\chi_V$  lässt Rückschlüsse über die Stärke des Potentials zu.

## 2.5 Kohärenzfunktion

In der Neutroneninterferometrie kommt es dann zu zeitlich stationären Interferenzerscheinungen, wenn alle Teilbereiche der Wellenfunktion des einen Pfades eine feste Phasenbeziehung zu allen Teilbereichen der Wellenfunktion des anderen Pfades haben. Die feste Phasenbeziehung der beiden Wellenpakete wird als Kohärenz bezeichnet.

Dieser Sachverhalt kann für Wellenpakete der Form

$$\psi(\vec{r}) = \int a(\vec{k}) e^{i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{k} \quad (2.70)$$

mit Autokorrelationsfunktionen  $G(\vec{r}, \vec{r}')$  beschrieben werden [7]. Sie geben an, wie gut man die Phase der Wellenfunktion des einen Pfades voraussagen kann, wenn man den Wert der Phase der Wellenfunktion des anderen Pfades kennt. Je größer die Korrelation zwischen den Wellenfunktionen der beiden Pfade ist, desto höher ist der Kontrast.

Die Zwei-Punkt Autokorrelationsfunktion erster Ordnung  $G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}')$ , die die physikalische Situation in  $\vec{r}$  mit jener in  $\vec{r}'$  in Verbindung bringt, ist definiert als

$$G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \psi^*(\vec{r}) \psi(\vec{r}') \rangle \propto \int |a(\vec{k})|^2 e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')} d^3\vec{k}. \quad (2.71)$$

Die Wellenfunktion des O-Strahles ist durch

$$\psi_O(\vec{r}) = \psi_O^I(\vec{r}) + \psi_O^{II}(\vec{r}) \quad (2.72)$$

gegeben. Sie setzt sich aus einer kohärenten Superposition der Wellenfunktionen beider Pfade (I und II) zusammen. Die Intensität im O-Detektor ist durch

$$I_O = \langle \psi_O^*(\vec{r}) \psi_O(\vec{r}) \rangle \quad (2.73)$$

gegeben. Mit (2.72) folgt

$$I_O = \langle \psi_O^{I*}(\vec{r}) \psi_O^I(\vec{r}) \rangle + \langle \psi_O^{II*}(\vec{r}) \psi_O^{II}(\vec{r}) \rangle + \langle \psi_O^{I*}(\vec{r}) \psi_O^{II}(\vec{r}) \rangle + \langle \psi_O^{II*}(\vec{r}) \psi_O^I(\vec{r}) \rangle \quad (2.74)$$

und mit der Definition der Autokorrelationsfunktion (2.71) folgt für die Intensität im O-Strahl

$$I_O = G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}) + G^{(1)}(\vec{r}', \vec{r}') + 2 \operatorname{Re} \left\{ G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') \right\} \quad (2.75)$$

und weiters

$$I_O = G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}) + G^{(1)}(\vec{r}', \vec{r}') + 2 \left| G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') \right| \cos \chi(\vec{r}, \vec{r}'). \quad (2.76)$$

Für die Intensität im Pfad 1 gilt

$$I_1 = \langle \psi_O^{I*}(\vec{r}) \psi_O^I(\vec{r}) \rangle = G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}) \quad (2.77)$$

und für die Intensität im Pfad 2

$$I_2 = \langle \psi_O^{II*}(\vec{r}) \psi_O^{II}(\vec{r}) \rangle = G^{(1)}(\vec{r}', \vec{r}'). \quad (2.78)$$

Die normierte Kohärenzfunktion ist folgendermaßen definiert

$$\Gamma^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}')}{\sqrt{G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}) G^{(1)}(\vec{r}', \vec{r}')}}. \quad (2.79)$$

Mit den Intensitäten  $I_1$  und  $I_2$  und der normierten Kohärenzfunktion  $\Gamma^{(1)}$  kann (2.76) als

$$I_O = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \left| \Gamma^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') \right| \cos \chi(\vec{r}, \vec{r}') \quad (2.80)$$

angeschrieben werden. Der Kontrast im O-Strahl (2.67) wird mit (2.80) zu

$$K = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \left| \Gamma^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') \right|. \quad (2.81)$$

Hier ist die Abhängigkeit des Kontrasts von der normierten Kohärenzfunktion zu sehen. Im Folgenden wird das Argument der normierten Kohärenzfunktion als  $\vec{\Delta}$ , die relative räumliche Verschiebung des Wellenpaketes, geschrieben. Durch die Prismen wird im Interferometer eine relative räumliche Verschiebung der Wellenpakete

$$\vec{\Delta} = \vec{r} - \vec{r}' \quad (2.82)$$

erzeugt. In den geplanten Kohärenzexperimenten wurde untersucht, wie der Kontrast auf immer größer werdende räumliche Verschiebungen des Wellenpaketes reagiert, was einer Messung der normierten Kohärenzfunktion entspricht, da laut (2.81)

$$K \propto \left| \Gamma^{(1)}(\vec{\Delta}) \right| \quad (2.83)$$

gilt.

Im idealisierten Modell hängt die normierte Kohärenzfunktion  $\Gamma^{(1)}(\vec{\Delta})$  laut (2.71) über die Fourier-Transformation von der Impulsverteilung  $g(\vec{k})$  ab

$$\Gamma^{(1)}(\vec{\Delta}) \propto G^{(1)}(\vec{\Delta}) \propto \int g(\vec{k}) e^{i\vec{k}\vec{\Delta}} d^3\vec{k}. \quad (2.84)$$

Die Impulsverteilung ist das Absolutquadrat der Amplitude der Wellenfunktion

$$g(\vec{k}) = \left| a(\vec{k}) \right|^2. \quad (2.85)$$

## 2.6 Longitudinale und transversale Kohärenzfunktion

Eine Einteilung der Kohärenzfunktionen kann über die Richtung der auftretenden Verschiebung der Wellenpakete getroffen werden [11]. Die Verschiebung findet nach (2.20) in Richtung des Oberflächennormalvektors vom Phasenschieber statt.

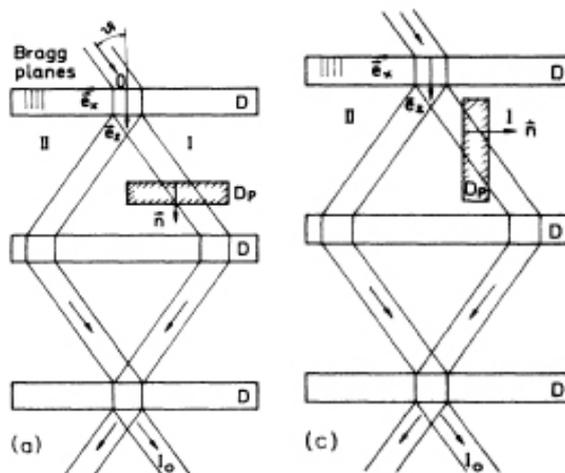


Abbildung 2.4: Anordnung zur Messung der (a) longitudinalen und (c) transversalen Kohärenzfunktion (aus [5])

Zur Bestimmung der longitudinalen Kohärenzfunktion wird ein Phasenschieber, dessen Oberfläche normal auf die Netzebenen des Strahlenteilers steht, in einem Pfad des Interferometers eingebracht. Diese Anordnung ist dispersiv. Die Versetzung des Wellenpaketes erfolgt in eine Richtung, in die der Strahlteiler die ursprüngliche Impulsverteilung nicht beeinflusst. Die Kohärenzlänge in longitudinaler Richtung beträgt größenordnungsmäßig 10 nm.

Die transversale Kohärenzfunktion kann mit Hilfe eines Phasenschiebers, dessen Oberfläche parallel zu den Netzebenen ist, gemessen werden. Diese Anordnung ist nicht dispersiv. Das Wellenpaket wird in eine Richtung verschoben, in welche die Impulsverteilung durch die dynamische Beugung im Strahlteiler stark beeinflusst wird. Die resultierende Impulsverteilung ist sehr schmal ( $\frac{\Delta k_y}{k_y} \cong 10^{-5}$ ), was eine größere Kohärenzlänge, größenordnungsmäßig etwa 10  $\mu\text{m}$ , zur Folge hat.

In dieser Arbeit soll die vertikale Kohärenzfunktion bestimmt werden, weshalb für eine genauere Behandlung der longitudinalen und transversalen Kohärenzfunktion auf Literatur verwiesen wird [5] [7] [11].

## 2.7 Vertikale Kohärenzfunktion

Die vertikale Kohärenzfunktion kann nicht mit nur einem Phasenschieber gemessen werden, es bedarf eines zweiten Phasenschieber im anderen Pfad des Interferometers. Der Grund dafür ist, dass ein Phasenschieber, der das Wellenpaket in die vertikale Richtung ( $z$ -Achse) verschiebt, es grundsätzlich auch in andere Richtungen verschiebt. Der zweite Phasenschieber kompensiert die unerwünschten räumlichen Verschiebungen und gleicht auch die Strahlabschwächung aus. Als Phasenschieber sind bei allen Experimenten symmetrische Siliziumprismen in Verwendung. Als erstes soll die Wirkung eines einzelnen Prismas auf die räumliche Verschiebung eines Wellenpaketes betrachtet werden (Abb. 2.5).

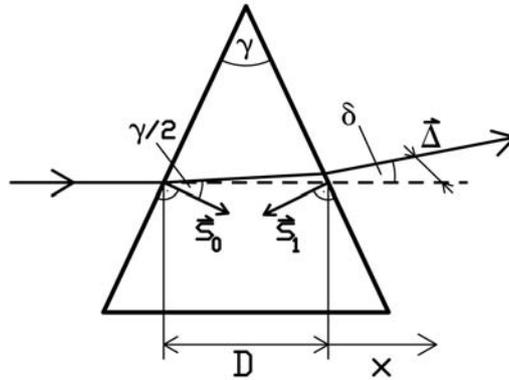


Abbildung 2.5: Räumliche Verschiebung eines Wellenpaketes durch ein Prisma

Die räumliche Verschiebung des Wellenpaketes  $\vec{\Delta}$  ist allgemein durch

$$\vec{\Delta} = (n - 1) \frac{\hat{s}_0}{(\hat{k}_0 \hat{s}_0)^2} D_s \quad (2.86)$$

gegeben, wobei  $\hat{k}_0$  die Ausbreitungsrichtung des Neutronenstrahls,  $\hat{s}_0$  die Richtung des Flächennormalvektors. Die Länge  $D_s$  ist die Projektion von  $D$  in Richtung von  $\hat{s}_0$

$$D_s = D \cdot \cos\left(\frac{\gamma}{2}\right) \quad (2.87)$$

und  $x_s$  ist die Projektion von  $x$  in dieselbe Richtung

$$x_s = x \cdot \cos\left(\frac{\gamma}{2}\right). \quad (2.88)$$

Mit einem parallel zur Prismenbasis einfallenden Neutronenstrahl gilt

$$\hat{k}_0 \cdot \hat{s}_0 = \cos\left(\frac{\gamma}{2}\right), \quad (2.89)$$

wobei  $\gamma$  der Öffnungswinkel des Prismas ist.

Durch das Prisma allein ist die Verschiebung des Wellenpaketes durch

$$\vec{\Delta}_{Pr} = (n - 1) \frac{\hat{s}_0}{\cos^2(\frac{\gamma}{2})} D_s \quad (2.90)$$

gegeben. Um die Versetzung des Wellenpaketes an beiden Grenzflächen zu berücksichtigen, wird ein Siliziumslab der Dicke  $D + x$  angenommen, zu der die Verschiebung durch die Strecke  $x$  in Luft addiert wird. Es gilt

$$\vec{\Delta}_{Si} = (n - 1) \frac{\hat{s}_0}{\cos^2(\frac{\gamma}{2})} (D_s + x_s) \quad (2.91)$$

und

$$\vec{\Delta}_{Luft} = (1 - n) \frac{\hat{s}_1}{-\cos^2(\frac{\gamma}{2})} x_s. \quad (2.92)$$

Die Richtungen der Verschiebungen sind durch die Richtungen der Flächennormalvektoren berücksichtigt und es kann von

$$\vec{\Delta}_{ges} = \sum_i \vec{\Delta}_i \quad (2.93)$$

ausgegangen werden. Daraus ergibt sich eine gesamte Verschiebung eines Wellenpaketes durch ein Prisma nach der Distanz  $x$

$$\vec{\Delta}_{ges} = \vec{\Delta}_{Si} + \vec{\Delta}_{Luft} = (n - 1) \frac{D_s \cdot \hat{s}_0 + x_s \cdot (\hat{s}_0 + \hat{s}_1)}{\cos^2(\frac{\gamma}{2})}. \quad (2.94)$$

Die Verschiebung des Wellenpaketes ist eine Funktion von  $x$

$$\vec{\Delta}_{ges} = \vec{\Delta}_{ges}(x), \quad (2.95)$$

d.h. sie wird mit der Entfernung vom Prisma immer größer.

Nun soll die räumliche Verschiebung des Wellenpaketes für spezielle Anordnungen explizit berechnet werden. Die erste Konfiguration besteht aus zwei Prismen mit dem Öffnungswinkel  $\gamma$ , die so dicht aneinander liegen, dass sie wie ein einzelnes Parallelepiped wirken (Abb. 2.6). Mit (2.86) und (2.89) folgt für die räumliche Verschiebung des Wellenpaketes

$$\vec{\Delta}_1 = (n - 1) \frac{\hat{s}_0}{\cos^2(\frac{\gamma}{2})} D_s. \quad (2.96)$$

Die zweite Konfiguration besteht ebenfalls aus zwei Prismen mit dem Öffnungswinkel  $\gamma$ , die aber um den Abstand  $x$  separiert sind (Abb. 2.7). Um die Verschiebung eines Wellenpaketes durch diese Anordnung zu berechnen, wird zu einem gedachten Parallelepiped aus Silizium der Dicke  $D = D_0 + D_1 + x$  die Verschiebung eines Wellenpaketes durch den Luftspalt der Dicke  $x$  addiert. Es gilt wieder (2.89) und weiters

$$\hat{k}_0 \cdot (-\hat{s}_1) = \cos(\frac{\gamma}{2}). \quad (2.97)$$

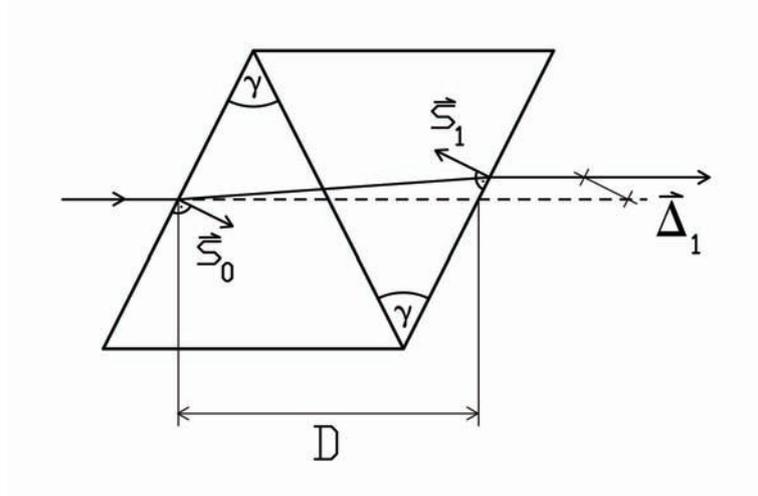


Abbildung 2.6: Zwei Prismen zusammengesetzt zu einem Parallelepiped

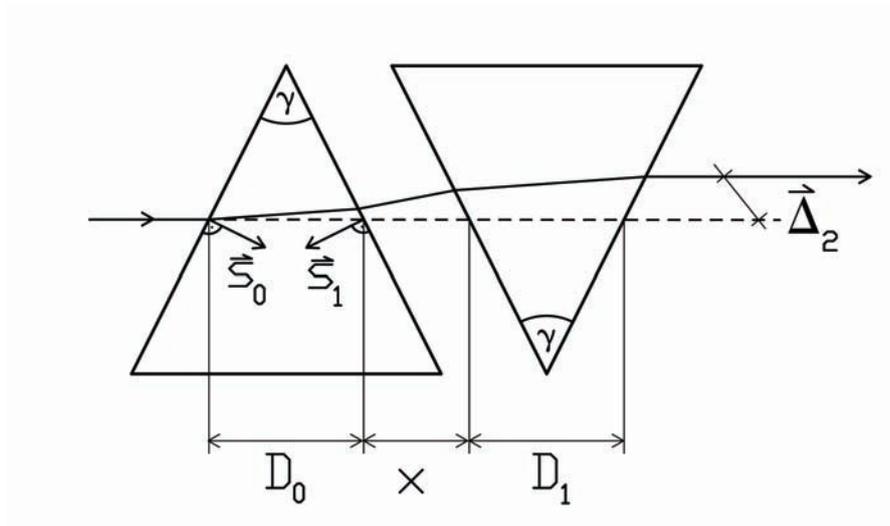


Abbildung 2.7: Prismenanordnung mit Spalt der Breite  $x$

Für die einzelnen Verschiebungen der Wellenpakete gilt mit (2.87)

$$\vec{\Delta}_{Si} = (n - 1) \frac{\hat{s}_0}{\cos^2(\frac{\gamma}{2})} (D_s + x_s) \quad (2.98)$$

und

$$\vec{\Delta}_{Luft} = (1 - n) \frac{-\hat{s}_1}{\cos^2(\frac{\gamma}{2})} x_s. \quad (2.99)$$

Daraus ergibt sich eine gesamte Verschiebung des Wellenpaketes von

$$\vec{\Delta}_2 = (n - 1) \frac{\hat{s}_0}{\cos^2(\frac{\gamma}{2})} (D_s + x_s) + (1 - n) \frac{-\hat{s}_1}{\cos^2(\frac{\gamma}{2})} x_s. \quad (2.100)$$

Mit (2.88) kann (2.100) umgeschrieben werden zu

$$\vec{\Delta}_2 = (n-1) \frac{\hat{s}_0}{\cos^2(\frac{\gamma}{2})} D_s + (n-1) \frac{(\hat{s}_0 + \hat{s}_1)}{\cos(\frac{\gamma}{2})} x. \quad (2.101)$$

Nun soll der Ausdruck  $(\hat{s}_0 + \hat{s}_1)$  etwas genauer betrachtet werden. Es gilt (siehe Abb. 2.8)

$$\hat{s}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos(\frac{\gamma}{2}) \\ -\sin(\frac{\gamma}{2}) \end{pmatrix} \quad (2.102)$$

$$\hat{s}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\cos(\frac{\gamma}{2}) \\ -\sin(\frac{\gamma}{2}) \end{pmatrix} \quad (2.103)$$

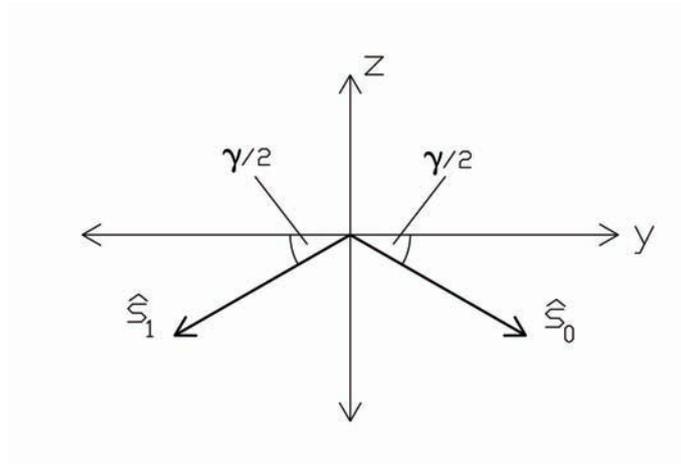


Abbildung 2.8: Koordinatensystem

Daraus folgt für die Richtung der Verschiebung des Wellenpaketes durch den Luftspalt der Breite  $x$

$$\hat{s}_0 + \hat{s}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -2 \sin(\frac{\gamma}{2}) \end{pmatrix} = -2 \sin(\frac{\gamma}{2}) \cdot \hat{z}. \quad (2.104)$$

Die gesamte Verschiebung des Wellenpaketes kann als

$$\vec{\Delta}_2 = (n-1) \frac{s_0}{\cos^2(\frac{\gamma}{2})} D_s + (1-n) \cdot 2x \cdot \tan(\frac{\gamma}{2}) \cdot \hat{z} \quad (2.105)$$

geschrieben werden.

Bringt man nun je eine der beiden Prismenkonfigurationen in die Pfade des Interferometers ein, ergibt sich die resultierende räumliche Verschiebung der Wellenpakete aus

$$\vec{\Delta}_{res} = \vec{\Delta}_2 - \vec{\Delta}_1 \quad (2.106)$$

zu

$$\vec{\Delta}_{res}(\lambda, x) = (1 - n) \cdot 2x \cdot \tan\left(\frac{\gamma}{2}\right) \cdot \hat{z} = \frac{\lambda^2}{2\pi} N b_c \cdot 2x \cdot \tan\left(\frac{\gamma}{2}\right) \cdot \hat{z}, \quad (2.107)$$

wobei für den letzten Term der Brechungsindex (2.54) verwendet wurde. Die resultierende räumliche Verschiebung erfolgt rein in vertikaler Richtung (z-Achse) und hängt von den Materialkonstanten der Prismen  $N$ ,  $b_c$  und  $\gamma$  ab, sowie von der verwendeten Wellenlänge  $\lambda$  und dem Abstand zwischen dem separierten Prismenpaar. Bei den geplanten Experimenten wird mit einer Wellenlänge gemessen und die Si-Prismen mit einem Öffnungswinkel  $\gamma$  von  $20^\circ$  finden Verwendung. Dadurch wird die resultierende Versetzung der Wellenpakete ausschließlich eine Funktion vom Abstand  $x$ . Somit wurde gezeigt, dass mit den oben beschriebenen Prismenkonfigurationen die vertikale Kohärenzfunktion in einem Interferometer bestimmt werden kann.

# Kapitel 3

## Experimenteller Teil

### 3.1 Prismenselektion und Präparation

Bei den geplanten Experimenten soll der Neutronenstrahl im Interferometer mit Hilfe von Prismen manipuliert werden. Einerseits lenkt ein Prisma den Neutronenstrahl aus der ursprünglichen Richtung ab (2.58) und andererseits kommt es zu einer räumlichen Verschiebung der Neutronenwelle (2.90). Alle Experimente in dieser Arbeit beziehen sich auf diese zwei physikalischen Effekte. Durch unterschiedliche Anordnung und Bewegung der Prismen im Interferometer werden verschiedene Messgrößen untersucht.

In der Neutroneninterferometrie gibt es spezielle Anforderungen an Prismen, die den Neutronenstrahl manipulieren. Das Prismenmaterial sollte eine möglichst homogene Struktur aufweisen, da zur Aufrechterhaltung des Kontrasts ein konstanter Brechungsindex notwendig ist und Kleinwinkelstreuung (KWS) auch die Neutronenintensität verringert. Das gewählte Material sollte idealerweise keine Absorption und eine geringe Oberflächenrauigkeit aufweisen. Für die Prismen stehen mehrere Materialien, die in der Neutronenoptik eingesetzt werden, zur Auswahl. In Tabelle 3.1 sind für einige Materialien die Streulängendichte  $Nb_c$  und der Ablenkwinkel  $\delta$  (2.58) für eine Wellenlänge von  $\lambda = 0.27 \text{ nm}$  und einen Öffnungswinkel der Prismen von  $\gamma=20^\circ$  angegeben.

<i>Material</i>	$Nb_c$ [ $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ]	$\delta$
Silizium	2.07	0.175“
Aluminium	2.08	0.177“
Bismuth	2.4	0.203“
Suprasil	3.46	0.293“
Magnesiumfluorid	5.11	0.431“
Saphir	5.74	0.484“
Graphit	7.5	0.633“

Tabelle 3.1: Einige mögliche Materialien für Prismen in der Neutronenphysik mit deren Streulängendichte und Ablenkwinkel für  $\lambda = 0.27 \text{ nm}$  und  $\gamma=20^\circ$

Außer den Materialanforderungen an die Prisma ist noch die Identität der Öffnungswinkel der verschiedenen Prismen von großer Wichtigkeit. Die Prismen müssen mit einer großen geometrischen Genauigkeit gefertigt werden, damit die Phasenmessungen so exakt wie möglich ausgeführt werden können. Bei der Endfertigung der Prismen muss auch noch beachtet werden, dass die Oberflächenrauigkeit kleiner als wenige Mikrometer ist, da eine größere Oberflächenrauigkeit den Kontrast vermindert.

Silizium (Si) ist in der Neutroneninterferometrie ein sehr häufig verwendetes Material, z. B. für Interferometer und Phasenschieber. Es liegen daher zahlreiche Erfahrungen vor. Nachdem alle erwähnten Anforderungen von Silizium erfüllt werden, entschlossen wir uns zur Herstellung von Prismen aus Silizium. Die Abmessungen dieser Siliziumprismen (Abb. 3.1) sind:

- $h = 30 \text{ mm}$
- $b = 30 \text{ mm}$
- $\gamma = 20^\circ$

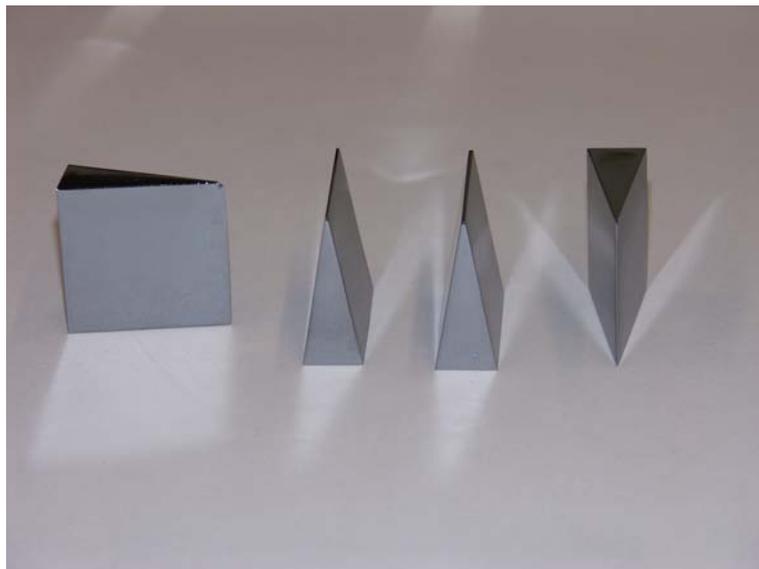


Abbildung 3.1: Vier Si-Prismen nach dem Ätzen

Die  $20^\circ$ -Siliziumprismen wurden am ATI hergestellt. Die Schleifarbeiten wurden mit einer Genauigkeit von wenigen Mikrometern an der Kristallschleifmaschine des Institutes ausgeführt. Die Maschine ist für Arbeiten mit Silizium-Perfektkristallen adaptiert. Mit der Kristallschleifmaschine sind schon mehrere funktionsfähige Interferometer und Phasenschieber hergestellt worden.

Um die Prismen anzufertigen, wurde ein Si-Kristallrohling vorerst zu einem Quader geschliffen, aus dem durch weitere Schnitte die  $20^\circ$ -Prismen geschliffen werden. Abb. 3.2

(rechts) lässt schon die Form der Prismen erahnen. Es sind nur noch wenige Schnitte erforderlich bis die Prismen die gewünschte Form haben.

Der Si-Kristall muss während des Schleifvorganges in unveränderlicher Position gehalten werden, um die erforderliche Genauigkeit zu erreichen. Um dies zu gewährleisten wird der Kristall auf eine Glasplatte mit einem Harzkleber (Vinnapas B60, feingemahlen, 120°C Schmelztemperatur, Fa. Wacker Polymer Systems) aufgeklebt. In einem Ofen wird der Kleber samt Kristall auf 140°C erhitzt, wodurch sich das Pulver verflüssigt. Beim Auskühlen härtet der Kleber aus und der Kristall ist fixiert. Während des Erhitzens ist darauf zu achten, dass der Kristall fest auf der Glasplatte aufliegt, damit er nicht aus der gewünschten Position abgleitet. Abb. 3.2 (links) zeigt den Kristall während des Schleifvorganges auf der Glas-Stahlplatte in einem Goniometer eingespannt. Der Goniometer wird durch einen Starkstrommagneten in der Schleifmaschine festgehalten. Beim Schleifen bewegt sich die rotierende Scheibe durch den Kristall und schleift das Material in Breite der Schleifscheibe heraus. Das Schleifen der Prismen, wie auch von Interferometern, ist zeitlich aufwendig, da fast zwischen jedem Schnitt der Kristall umgeklebt werden muss. Für die 12 Prismen<sup>1</sup>, die insgesamt von uns hergestellt wurden, waren mehrere Dutzend Schnitte nötig - jeder Schnitt benötigt fast zwei Stunden.



Abbildung 3.2: links: Schleifvorgang; rechts: Si-Kristall auf Goniometer

Anders als die Lamellen des Interferometers sollen die Prismen in unseren Experimenten rein als Phasenschieber fungieren, d.h. die Neutronen sollen auf keine reflektierenden Netzebenen treffen. Vor dem Ätzen wurde deshalb die Symmetrie des Einkristalles überprüft. Dies geschah mit einem klassischen Verfahren zur Strukturbestimmung von Einkristallen, nämlich dem Laue-Verfahren (Abb. 3.3).

Bei dem Laue-Verfahren wird polychromatische Röntgenstrahlung aus einer Röntgenröhre verwendet. Das Spektrum der Röntgenstrahlung deckt den Wel-

---

<sup>1</sup>Außer den acht 20° Prismen wurden auch vier 140° Si-Prismen zur Wellenlängentrennung hergestellt.

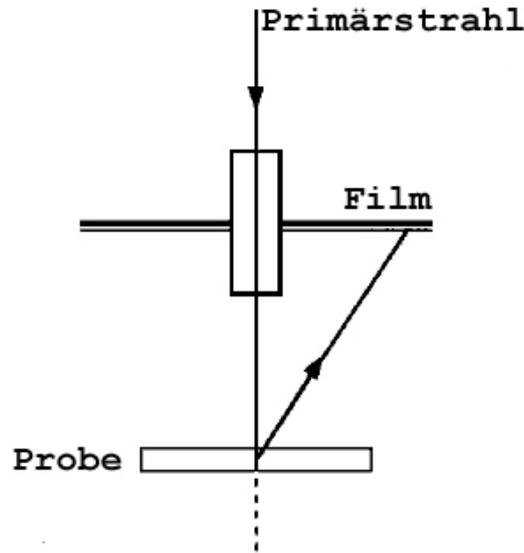


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung einer Laue-Kamera

lenlängenbereich der bei den geplanten Experimenten verwendeten Neutronen ab. Die polychromatische Röntgenstrahlung trifft in verschiedenen Winkeln auf die verschiedenen Netzebenen auf. Die passenden Wellenlängen werden unter dem, der Bragg-Gleichung

$$n \cdot \lambda_{hkl} = 2d_{hkl} \cdot \sin \theta_B, \quad (3.1)$$

entsprechenden Winkeln von den Netzebenen mit dem richtigen Abstand auf einen Film zurück reflektiert.

Die Röntgenstrahlung tritt aus einer Öffnung, die sich im Zentrum des Gewindes befindet, aus (Abb. 3.4). Nachdem der Film entwickelt ist, wird eine Anordnung von Punkten sichtbar. Da die Wellenlänge der rückgestreuten Reflexe nicht ermittelt werden kann, ist es nicht möglich den Netzebenenabstand bzw. die Gitterkonstante zu bestimmen. Für unsere Zwecke ist es aber ausreichend, die Symmetrie des Kristallgitters zu bestimmen.

Eines der entwickelten Laue-Bilder ist in Abb. 3.4 (rechts) zu sehen. Um festzustellen, ob es reflektierende Netzebenen gibt, sucht man das Symmetriezentrum der Reflexe. Fällt dieses mit dem Austrittspunkt der Röntgenstrahlung (Mittelpunkt der Sechskantschraube) zusammen, ist zumindest eine Netzebenenschar so orientiert, dass es zu einem Bragg-Reflex kommt. Durch die Aufnahmen konnte gezeigt werden, dass es zu keiner Bragg-Reflexion der Neutronen in den Si-Prismen kommt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden in einem Arbeitsgang acht Siliziumprismen mit einem Öffnungswinkel von  $20^\circ$ , vier Siliziumprismen mit einem Öffnungswinkel von  $140^\circ$  und ein Phasenschieber geätzt. In einem anderen Arbeitsgang wurde das Standard-Interferometer ATI und das alte  $45^\circ$  2-Loop Interferometer einem Säurebad unterzogen. Bei beiden Interferometern handelte es sich um Reparaturätzungen, da sie bei Betriebsunfällen beschädigt

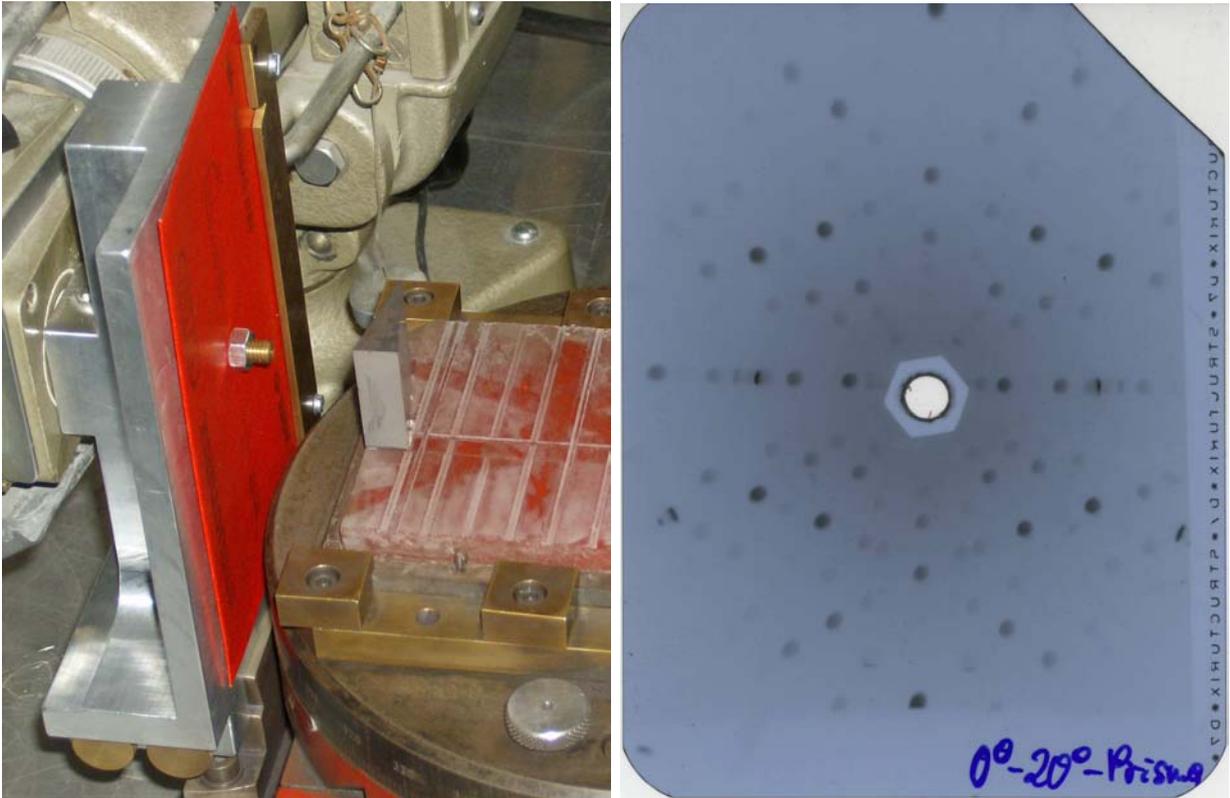


Abbildung 3.4: links: Laue-Kamera (der Film befindet sich in dem roten Karton); rechts: ein entwickeltes Laue-Bild

worden waren. Die Vorgehensweise beim Ätzen wird anhand der Si-Prismen erläutert, ist aber für alle Ätztvorgänge dieselbe.

Die Kristalloberfläche wird mit einem Gemisch aus Flußsäure ( $HF$ , 40% p.A.) und Salpetersäure ( $HNO_3$ , 60% p.A.) geätzt. Die Salpetersäure oxidiert die Siliziumoberfläche



und die Flußsäure löst den eigentlichen Ätzprozess



aus. Das weggeätzte Silizium wird in chemischer Form von  $SiF_4$  vom Kristall als Bläschen weggeschwemmt. Die Ätztiefe wird durch Abwägung des Kristalls vor und nach dem Ätzen bestimmt. Die Ätztiefe  $\Delta D$  ist durch

$$\Delta D (\mu m) = \frac{10 \cdot \Delta m (mg)}{2.33 \cdot O (cm^2)} \quad (3.4)$$

gegeben, mit der Massendifferenz  $\Delta m$  und der Kristalloberfläche  $O$ . Eine zu große Ätztiefe führt zu systematischen geometrischen Fehlern (Oberflächenkrümmung), da an den Kanten der Ätzprozess schneller verläuft und somit mehr Material weggeätzt wird.

Vor dem Ätzen wird der Kristall in einem Deconbad gründlich von Verunreinigungen gesäubert, danach mit Leitungswasser und destilliertem Wasser abgespült und anschließend mit Aceton p.A. von letzten Resten gereinigt. Falls der Reinigungsvorgang am Tag vor dem Ätzen stattfindet, kann der Kristall über Nacht in Aceton gelagert werden. Vor dem Ätzevorgang wird der Kristall aus dem Acetonbad genommen und mit Stickstoff ( $N$ ) getrocknet. Dann wird der Kristall gewogen, um seine Masse zu bestimmen. Nach der Wägung wird der Kristall in das Säurebad aus Salpetersäure ( $HNO_3$  60% p.A.) und Fluorwasserstoffsäure ( $HF$  40% p.A.) im Verhältnis 60 : 1 gelegt. Da das Silizium an das Fluor ( $F$ ) chemisch gebunden wird, müssen geringe Mengen Fluorwasserstoffsäure ( $HF$  40% p.A.) nachgegeben werden um eine annähernd konstante Ätzrate zu haben. Die durchschnittliche Ätzrate wird bei diesem Mischverhältnis als  $A=0.3 \mu\text{m}/\text{min}$  angenommen. Die Gesamtmenge an Fluorwasserstoffsäure ( $HF$ ), die zugegeben werden muss, um eine Massendifferenz von  $\Delta m$  zu erreichen, ist

$$HF (ml) = 2 \cdot 10^{-2} \cdot \Delta m (mg). \quad (3.5)$$

Aus der gewünschten Ätztiefe  $\Delta D$  und der Ätzrate  $A$  berechnet sich die Zeit

$$T = \frac{\Delta D}{A}, \quad (3.6)$$

die der Kristall im Säurebad verbleiben muss. Jeweils nach 15 Minuten wird der entsprechende Anteil an Fluorwasserstoffsäure ( $HF$ ) in den Behälter zugegeben. Vor allem am Beginn des Ätzevorganges können kleine Bläschen an der Kristalloberfläche entstehen. An den Stellen, wo die Bläschen die Zufuhr von Fluorwasserstoffsäure verhindern, reduziert sich die Ätzrate. Durch leichtes Schütteln des Kristalls lösen sich die Bläschen und so können Unebenheiten vermieden werden.

Wegen der Toxizität der verwendeten Säuren, insbesondere der Fluorwasserstoffsäure, dürfen diese Arbeiten nur an einem dafür geeigneten Arbeitsplatz mit einem säurebestandigen Auffangbecken und einem Abzug ausgeführt werden. Außerdem muss Schutzkleidung getragen werden. Es empfiehlt sich, einen Augenschutz, Handschuhe und eine Schürze zu tragen.

Bei den Prismen sollte bis in eine Tiefe von  $50 \mu\text{m}$  geätzt werden. Nach dem Ätzen wurde durch Wägung die Massendifferenz  $\Delta m$  bestimmt und die Oberfläche  $O$  wurde aus der Geometrie errechnet. Die Werte für die erzielten Ätztiefen lauten (3.4):

- 140°-Prismen:  $\Delta D = 83 \mu\text{m}$
- 20°-Prismen:  $\Delta D = 100 \mu\text{m}$

Aufgrund einer stark von dem erwarteten Wert abweichenden Ätzrate wurde bei den Prismen und dem Phasenschieber tatsächlich fast die doppelte Tiefe durch das Ätzen erreicht. Dadurch muss mit einer stark gekrümmten Oberfläche gerechnet werden.

Um bei den geplanten Experimenten eine Auswahl an Prismen zu haben, wurde als zweites Material Suprasil gewählt. Suprasil ist ein synthetischer Quarz, der auf Basis von Siliziumtetrachlorid ( $SiCl_4$ ) durch Flammenhydrolyse hergestellt wird. Der chemische Hauptbestandteil ist Siliziumdioxid ( $SiO_2$ ), das in amorpher Form vorliegt. Suprasil weist eine hohe

Reinheit und ausgezeichnete Homogenität auf. Weiters sind Körnerstrukturen und Schlieren praktisch nicht vorhanden. Suprasil besitzt eine hohe chemische Beständigkeit, kann daher problemlos mit Aceton von eventuellen Kleberrückständen gereinigt werden. In der Vergangenheit wurden zahlreiche Streulängenmessungen mit Suprasilküvetten erfolgreich durchgeführt [7]. Eine andere erfolgreiche Anwendung fand Suprasil als Hüllenmaterial für Interferometer [19]. Die Hülle wurde entwickelt, um eine bessere Phasenstabilität zu erzielen. Suprasil schien daher prinzipiell ein geeignetes Material für die geplanten Messungen zu sein.

Die Fa. Linos Photonics GmbH & Co. KG aus Göttingen, Deutschland, gibt für ihre Suprasilprismen eine Genauigkeit der Längenmasse von  $\pm 0.2$  mm und des Öffnungswinkels von  $\pm 3'$  an. Da es für unsere Experimente wichtiger ist, mit allen Prismen die gleiche Strahlablenkung zu erzielen, als den Stahl exakt um einen bestimmten Ablenkwinkel zu brechen, wurde für die Genauigkeit des Öffnungswinkels schriftlich vereinbart, dass die Genauigkeit des Öffnungswinkels von  $90$  nicht so exakt erfüllt sein muss. Prioritär sollte auf die Gleichheit der Öffnungswinkel untereinander geachtet werden. Im Hinblick auf die zugesicherte Genauigkeit der Geometrie und die Oberflächenbeschaffenheit schienen die Suprasilprismen für unsere geplanten Messungen geeignet zu sein. Es wurden vier Suprasilprismen bestellt (Abb. 3.5). Die Abmessungen der Suprasilprismen sind:

- $h = 30$  mm
- $b = 30$  mm
- $\gamma = 90^\circ$



Abbildung 3.5: Suprasilprisma

Das Material Suprasil wird vor allem in der Lasertechnologie verwendet. Die Kenndaten auf der Homepage des Vertreibers sind daher nur für Photonen verschiedener Energie angegeben. Von Silizium ist der Wirkungsquerschnitt für Absorption und jener für Streuung bekannt und musste nicht bestimmt werden<sup>2</sup>. Für die Suprasilprismen wurde durch

---

<sup>2</sup>Der totale Wirkungsquerschnitt für Silizium ist fast gleich Null und wird vernachlässigt.

Intensitätsmessungen bestimmt, wie stark die Neutronenintensität durch Absorption und KWS bei unterschiedlichen optischen Weglängen sinkt.

Die Experimente zur Bestimmung des Transmissionsvermögens wurden an der Interferometerstation am 250 kW Triga Mark-II Reaktor am Atominstitut der Österreichischen Universitäten (ATI) durchgeführt. Bei voller thermischer Leistung (250 kW) ist die maximale Neutronenflussdichte  $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Als Monochromator dient ein Mosaikkristall, der eine Wellenlänge der Neutronen von 0.19 nm bereitstellt. Bei neutroneninterferometrischen Experimenten kann bei einer Blende von  $10 \times 5 \text{ mm}^2$  mit einem Neutronenfluss von etwa drei Neutron pro Sekunde gerechnet werden. Bei den Messungen wurde das schiefssymmetrische  $30^\circ$  Standardinterferometer verwendet, auf welches die Detektoren kurz davor ausgerichtet worden waren [22]. Um die Prismen ohne das Interferometer zu gefährden in den Neutronenstrahl einbringen zu können, wurde ein U-förmiger Probenarm aus Aluminium (Abb. 3.6) angefertigt. Der Probenarm wurde seitlich neben dem Interferometer auf einem Linearschlitten montiert. So konnten die Prismen gefahrenlos ins Interferometer eingebracht und herausgefahren werden.



Abbildung 3.6: Messung des Transmissionsvermögens mit Suprasilprisma und Cd-Abschirmung im Interferometer

Bei den Messungen [23] wurde in einem Pfad des Interferometers ein Prisma und im anderen Pfad eine Cd-Abschirmung, die den Neutronenstrahl auslöscht, eingebracht (Abb. 3.6) und die Intensitäten mit und ohne Prisma im Interferometer gemessen. Die Blendenposition wurde in vertikaler Richtung verschoben, um die optische Weglänge durch das Prisma zu verändern. Die Transmission  $T$  durch ein Material der Dicke  $d$  ist durch

$$T = e^{-\Sigma d} \quad (3.7)$$

gegeben, wobei  $\Sigma$  der totale Wirkungsquerschnitt ist. Die ermittelten Transmissionswerte

ergeben einen totalen Wirkungsquerschnitt von

$$\Sigma = 0.2 \pm 0.02 \text{ cm}^{-1}. \quad (3.8)$$

Der Vollständigkeit halber soll noch erwähnt sein, dass auch Prismen aus dem Quarzglas „N-BK7“, das sogenannte Borosilikat-Kronglas, getestet wurden. Die chemischen Komponenten dieses Materials sind Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) und Boroxid ( $\text{B}_2\text{O}_3$ ). Da Bor ( $B$ ) einen hohen Absorptionswirkungsquerschnitt für thermische Neutronen hat, konnte experimentell kaum eine Transmission (unter 10%) gemessen werden. Damit stellte sich heraus, dass die „N-BK7“-Prismen für unsere Experimente nicht geeignet sind.

## 3.2 Verwendete Interferometer

Bei unseren Experimenten kamen zwei Interferometer zum Einsatz. Einerseits das alte 2-Loop Interferometer (Abb. 3.7) [8] und in einer späteren Phase das neue 2-Loop Interferometer (Abb. 3.8), dessen Geometrie auf Experimente mit großen Prismen ausgelegt ist. Beide Interferometer weisen eine 45°-Geometrie der Lamellen auf und sind aus einem

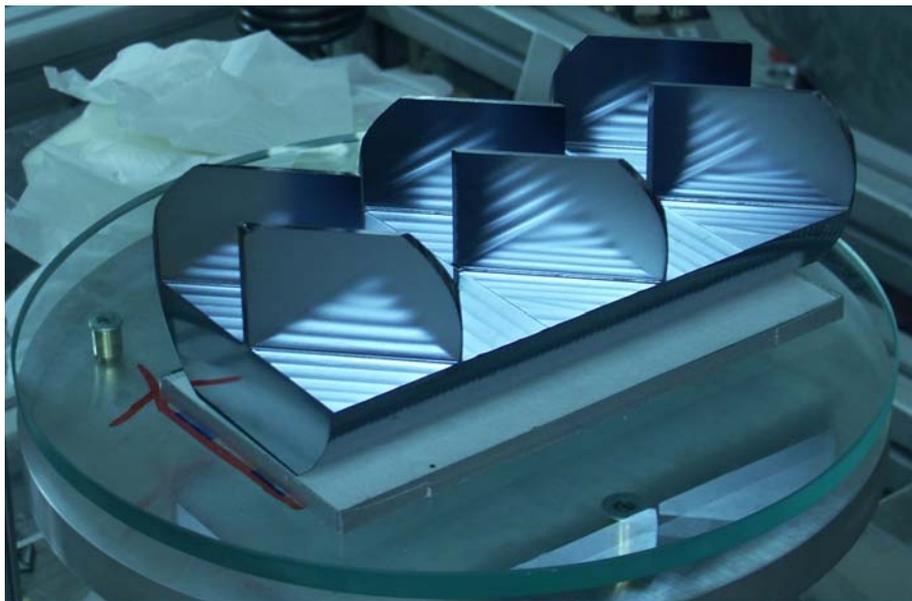


Abbildung 3.7: Das alte 45° 2-Loop Interferometer

versetzungsfreien Silizium-Kristallrohling von der Fa. Wacker Siltronic AG aus Burghausen, Deutschland, gefertigt. Die Verunreinigung mit Kohlenstoff und anderen Fremdatomen liegt unter  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , um Gitterverzerrungen zu unterdrücken. Mit der Fa. Wacker Siltronic AG wird seit einiger Zeit zusammengearbeitet und schon etliche Interferometer sind aus Kristallen von dieser Firma gefertigt worden.

Das alte 2-Loop Interferometer wurde im Jahr 2001 erstmals getestet und galt damals als das größte monolithische Perfektkristall Neutroneninterferometer mit einer Basislänge

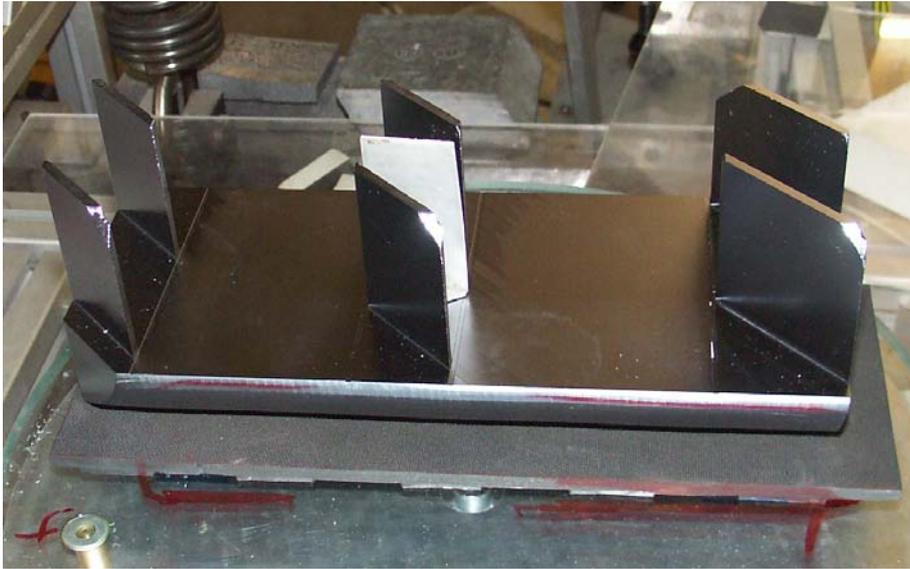


Abbildung 3.8: Das neue  $45^\circ$  2-Loop Interferometer

von 210 mm, einer Pfadlänge von ebenfalls 210 mm und einer Pfadseparation von 50 mm. Es ist ein 6-Platten-Interferometer, bei dem die Neutronenpfade entlang der Kristallachse verlaufen und die Strahlseparation besonders groß ist ( $\theta_B=45^\circ$ ). Abgesehen vom erstmaligen Test kam es in weiterer Folge bei mehreren Messungen zum Einsatz [18] [19]. Bei den letzten Experimenten mit dem alten 2-Loop Interferometer kam es allerdings zu einer Beschädigung. Das Interferometer zeigte im großen Loop nur noch einen O-Kontrast unter 5%. Deswegen wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Interferometer-Reparatur durchgeführt, bei der  $20\ \mu\text{m}$  der Kristallstruktur wegätzt wurden, um Kristallspannungen zu entfernen. Bei den geplanten Messungen sollte hauptsächlich das alte  $45^\circ$  2-Loop Interferometer verwendet werden. Da Interferometer mit einer  $45^\circ$ -Geometrie am ATI nicht getestet werden können, wurde als erste Aufgabe beim Forschungsaufenthalt am ILL das reparierte Interferometer getestet. Die Reparatur kann als erfolgreich angesehen werden, da ein maximaler O-Kontrast von 40% gemessen werden konnte.

Das neue Interferometer wurde in Kooperation mit der Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig, Deutschland, gefertigt. Die Orientierung der Netzebenen und der Schleifvorgang wurde am PTB ausgeführt, da die Schleifmaschine am ATI einen Kristallrohling in dieser Größe nicht bearbeiten kann. Die Planung der Geometrie und die Ätzarbeiten fanden am ATI statt. Um die gewünschte Geometriegenauigkeit von  $\pm 3\ \mu\text{m}$  zu erreichen, wurde die Oberfläche von der Fa. Rauch, Wien, feingeschliffen.

Das neue 2-Loop Interferometer ist ebenfalls ein 6-Platten-Interferometer und hat eine Basislänge von 235 mm, eine Pfadlänge von 245 mm und eine Strahlseparation von 50 mm. Die Besonderheiten dieses Interferometers sind die verschiedenen Loopgrößen und die unterschiedlichen Lamellengrößen. Ein Loop ist größer, damit mehr Platz für die großen Prismen vorhanden ist und das Hantieren mit den Prismen einfacher und sicherer wird. Aufgrund des Borrmannfächers wird der Neutronenstrahl breiter [7], weshalb die Lamellen

am hinteren Ende des Interferometers großflächiger als die vorderen Lamellen sind und somit mehr Auftrefffläche für den Neutronenstrahl bieten. Der kleinere Loop wird als Loop 1 und der größere Loop, in dem die Prismen bei den Messungen eingebracht werden, wird als Loop 2 bezeichnet.

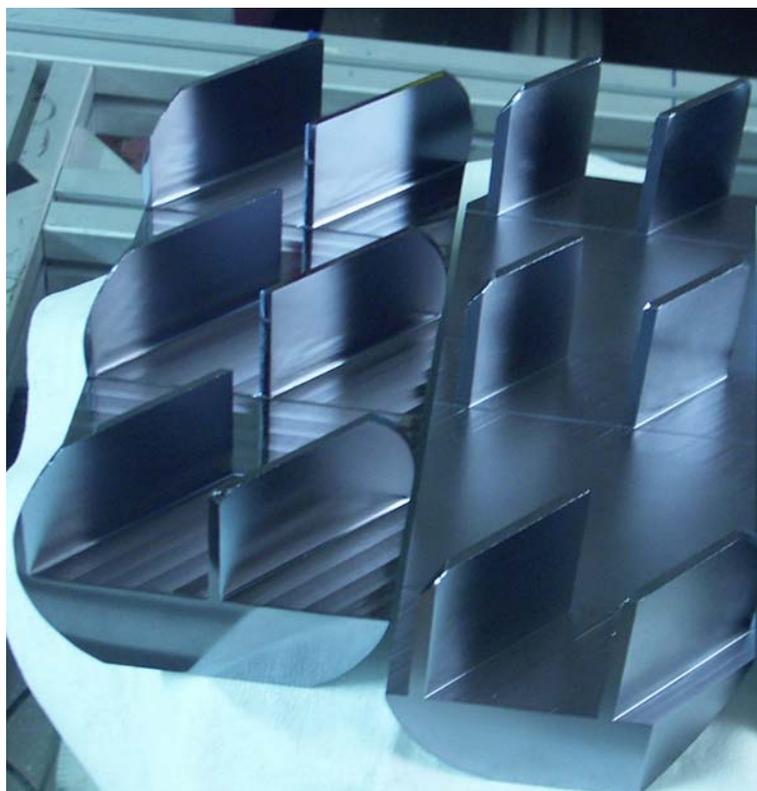


Abbildung 3.9: Vergleich der beiden großen Interferometer

Abb. 3.9 zeigt einen direkten Vergleich die beiden Interferometer. Man sieht deutlich den Längenunterschied von 25 mm, der für die Vergrößerung von Loop 2 genutzt wurde.

### 3.3 Instrument S18

Alle Messungen, die in dieser Arbeit beschrieben werden, fanden am Instrument S18 des multinationalen Instituts Laue Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich, statt<sup>3</sup>. Als Neutronenquelle dient ein Hochflussreaktor mit einer thermischen Leistung von 58.5 MW und einem maximalen ungestörten thermischen Neutronenfluss von  $1.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , der als die leistungsfähigste Neutronenquelle der Welt angesehen werden kann. Als Moderator für die thermische Neutronen dient, auf einer konstanten Temperatur von 300 K gehaltenes, schweres Wasser, das sich in einem Tank rund um den Reaktorkern befindet. Außer den

---

<sup>3</sup>Falls Voruntersuchungen am ATI gemacht wurden, wird das an den betreffenden Stellen erwähnt.

thermischen Neutronen stehen noch heiße, kalte und ultrakalte Neutronen für Experimente zur Verfügung. Das S18 wird als eine von drei Messstationen von dem Neutronenleiter H25 mit thermischen Neutronen versorgt. Am S18 werden routinemäßig Interferometer- und Ultrakleinwinkelstreuexperimente durchgeführt.

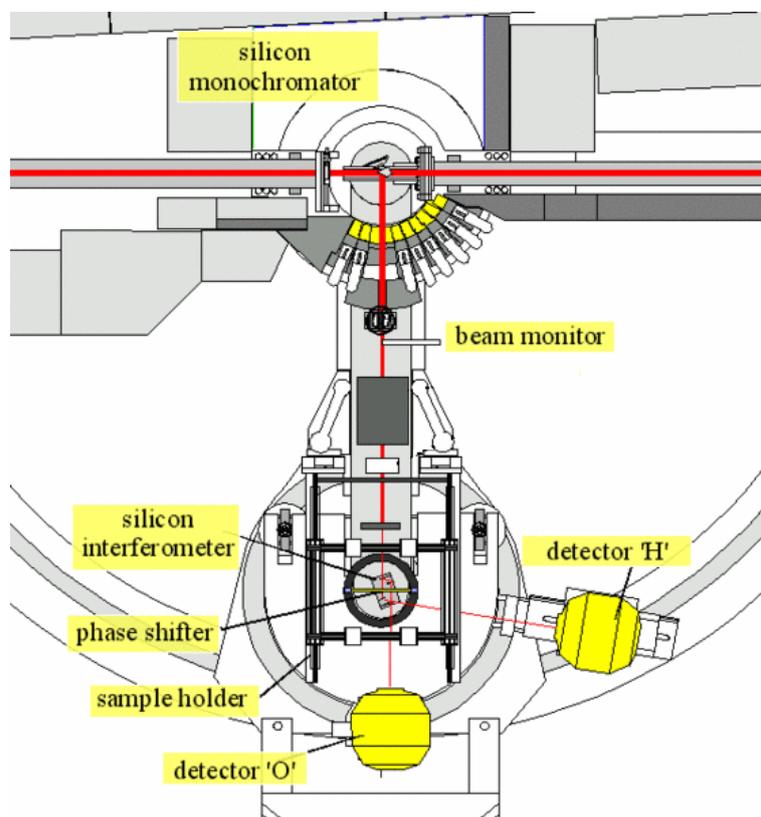


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau vom Instrument S18 in 45°-Geometrie, aus ([24])

Die Neutronen werden mit Hilfe eines Monochromators (Abb. 3.11, links) aus dem Neutronenleiter H25 herausgestreut. Als Monochromator ist ein Si-Blockkristall im Einsatz, der durch zwei Linearschlitten und zwei Wippen in die richtige Position gebracht wird. Die Ausrichtung des Monochromators hängt vom Bragg-Winkel des Interferometers ab und kann vollkommen motorisiert ausgeführt werden. Der Monochromator steht gemeinsam mit dem Drehtisch<sup>4</sup> auf der optischen Bank. Sollen Messungen mit Interferometer mit verschiedenen Braggwinkeln hintereinander stattfinden, muss die gesamte optische Bank samt Gestell rotiert werden.

Der Drehtisch wird mit einem Piezoantrieb rotiert. Mittels eines Absolut-Encoders kann die Position theoretisch auf eine hundertstel Bogensekunde genau bestimmt werden. Auf der optischen Bank befindet sich ein Goniometer mit dem der Phasenschieber rotiert werden kann (Abb. 3.11, Mitte).

<sup>4</sup>Bei Messungen steht das Interferometer auf dem Drehtisch.

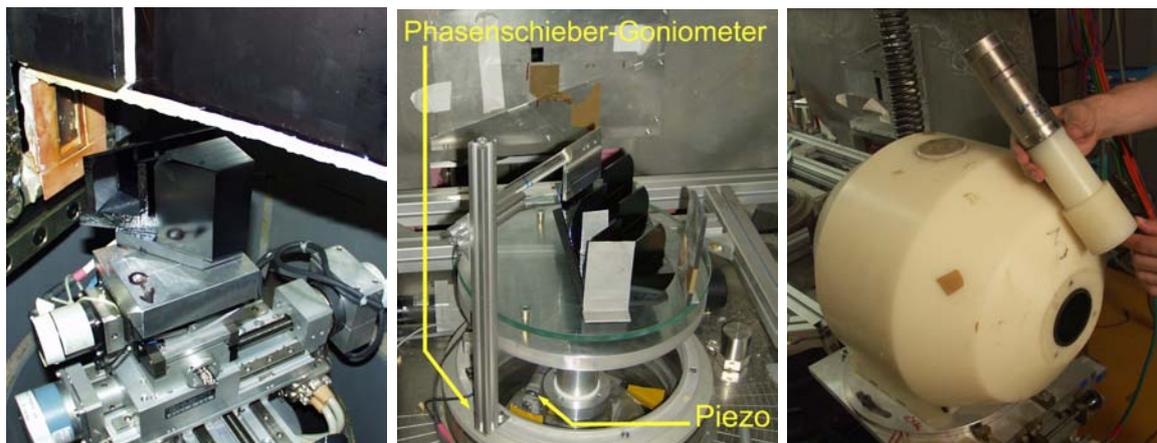


Abbildung 3.11: Monochromator, Drehtisch und Detektor mit Gehäuse

Die optische Bank dient zur Isolation gegen Vibrationen aus der Umwelt, was notwendig ist, da der Kontrast empfindlich auf Vibrationen reagiert. Die Dämpfung wird durch drei Federn und zwei Öldämpfer erzielt. Über die Spannung der Federn wird die optische Bank horizontal ausgerichtet. Die Positionsbestimmung wird mit induktiven Abstandssensoren bewerkstelligt und kann auf  $10\ \mu\text{m}$  genau bestimmt werden. Weiters sind sechs Temperatursensoren in der Messkammer angebracht, die ständig ausgelesen werden.

Als Detektoren sind He-3 Gasdetektoren mit einem Durchmesser von 5 cm und einem Eintrittsfenster aus Keramik in Verwendung (Abb. 3.11, rechts). Die Abschirmung besteht aus Borcarbonid und einem Gehäuse aus Paraffin. Freie Neutronen werden durch das Paraffin abgebremst und vom Borcarbonid absorbiert.

## 3.4 Justieren des alten $45^\circ$ 2-Loop Interferometers

### 3.4.1 Umstellen auf $45^\circ$

Sowohl das alte als auch das neue 2-Loop Interferometer weist eine schiefssymmetrische  $45^\circ$ -Geometrie auf. Vor unseren Experimenten war ein Interferometer mit  $30^\circ$ -Geometrie im Einsatz, weshalb die optische Bank und der Monochromator umgestellt werden muss. Zuerst wird die optische Bank in die richtige Position gebracht (Abb. 3.10). Ein anderes Shutterelement muss angehoben werden, um den Weg für die Neutronen frei zu geben. Von dieser Änderung des Strahlenganges muss der Strahlenschutz des ILL informiert werden. Die Strahlenschutzbeauftragten bringen nach korrekter Durchführung des Umstellvorganges ein Siegel an, das die Wiederinbetriebnahme des S18 erlaubt.

Dann wird der Monochromator so orientiert, dass er die selektierte Wellenlänge (und höhere Ordnungen) in Richtung des Interferometers reflektiert. Die Intensitätsmessungen können erst nach der Freigabe durch den örtlichen Strahlenschutz ausgeführt werden. Um den Monochromator möglichst exakt auszurichten, wird der O-Detektor so positioniert,

dass er die einfallenden Neutronen detektiert. Mit Hilfe zweier Wippen, die den Monochromatorkristall verkippen, wird die Neutronenintensität maximiert. Für die Umstellung der optischen Bank, die Freigabe durch den Strahlenschutz und die Vorjustierung des Monochromatorkristalls muss ein Arbeitstag eingeplant werden.

Danach wird das Interferometer auf den Drehtisch gestellt. Das Interferometer steht auf einer Glasplatte, die auf drei Schrauben aufliegt. Die Schrauben sind an den Eckpunkten eines gleichseitigen Dreiecks angebracht (siehe Abb. 3.11, Mitte), damit eine Verkipfung der Netzebenen der Lamellen relativ zu den Netzebenen des Monochromators vorgenommen werden kann. Die Achse dieser horizontalen Verkipfung nennt man  $\rho$ -Achse. Beim Aufstellen des Interferometers ist darauf zu achten, dass die Längsseite ungefähr parallel zum fiktiven Neutronenstrahl ausgerichtet ist. So trifft der Neutronenstrahl ungefähr im Bragg-Winkel von  $45^\circ$  auf die erste Lamelle auf. Der O-Detektor wird so lange parallel verschoben, bis er die Neutronen von der Analysator-Lamelle aufnehmen kann. Der H-Detektor wird ebenfalls grob auf die letzte Lamelle ausgerichtet. Die Position der Detektoren und des Interferometers muss iterativ während des gesamten Justagevorganges immer wieder verbessert werden. Deshalb kann die Detektorjustage nicht in geschlossener Form angegeben werden. Generell gilt, dass die Detektorposition in Richtung höherer Intensität verändert wird, bis ein Intensitätsmaximum erreicht ist.

### 3.4.2 Rocking und Wellenlängenseparation

Ein bedeutender Arbeitsschritt beim Justieren eines Interferometers ist das Aufnehmen einer Rocking-Kurve. Bei diesem Vorgang wird der Drehtisch, auf dem das Interferometer platziert ist, schrittweise um die vertikale Achse gedreht. Dabei zählen die Detektoren die

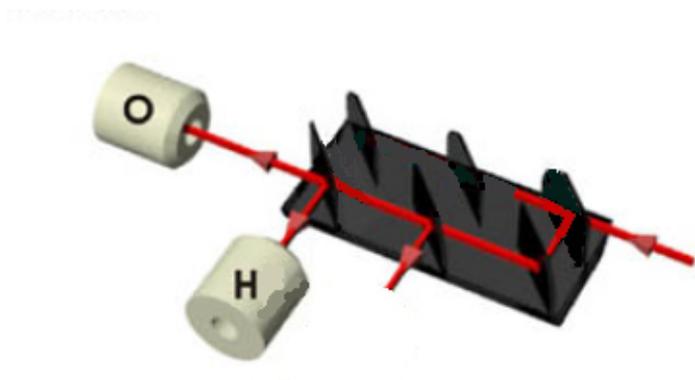


Abbildung 3.12: Schematischer Strahlengang bei einem Rocking (aus [19])

Anzahl der Neutronen, die das Interferometer von der Analysatorlamelle verlassen. In der Bragg-Position wird die Anzahl der Neutronen maximal und der Neutronenstrahl spaltet in die beiden Pfade auf. Die graphische Auswertung der Intensitätsmessung (Abb. 3.13) zeigt ein Maximum bei einer bestimmten Position des Drehtisches. Diese Position ist die

Bragg-Position, in die das Interferometer vor der Messung gedreht werden muss. Durch eine Verkippung um die  $\rho$ -Achse wird die Halbwertsbreite (HWB) des Peaks verändert. Die  $\rho$ -Achse wird solange verändert, bis die HWB minimal wird. Ist das der Fall, trifft der Neutronenstrahl im Bragg-Winkel auf die erste Lamelle auf und die reflektierenden Netzebenen im Monochromator stehen parallel zu den Netzebenen in den Lamellen. In dieser Anordnung ist die Neutronenintensität in den Detektoren maximal.

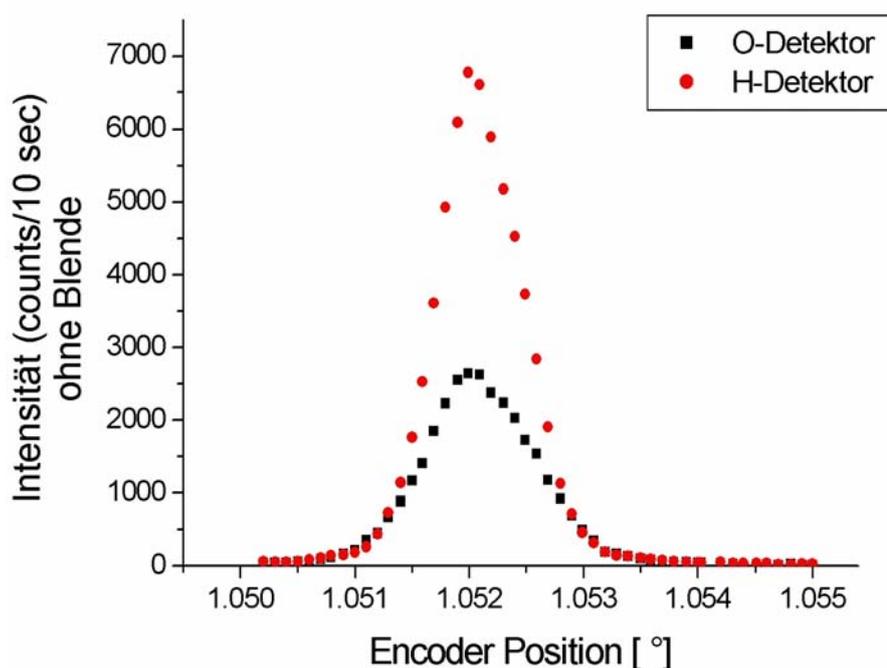


Abbildung 3.13: Typische Rockingkurve

Diese Prozedur wird während den Messreihen oft wiederholt, da die Bragg-Position immer wieder leicht abdriftet. Insbesondere vor „sauberen“ Messungen, bei denen ein hoher Neutronenfluss wichtig ist, wird eine Rocking-Kurve aufgenommen und das Interferometer in die entsprechende Position gefahren. Die Abbildung 3.13 zeigt eine typische Rockingkurve mit offener Blende und einer Messzeit pro Messpunkt von 10 Sekunden. Für diese Messung wurde ein Pfad im Interferometer ausgelöscht, damit die Messung nicht durch Interferenzerscheinungen gestört wird (Abb. 3.12).

Der Monochromator reflektiert, wie oben erwähnt, alle im Spektrum des Neutronenleiters H25 vorhandenen Ordnungen gemäß der Bragg-Bedingung

$$n \cdot \lambda_{hkl} = 2d_{hkl} \cdot \sin \theta_B \quad (3.9)$$

aus dem Neutronenleiter in Richtung Interferometer. Bei der Aufzeichnung von Interferogrammen soll wegen des dispersiven Phasenschubes durch den Phasenschieber nur eine

Wellenlänge verwendet werden<sup>5</sup>. Um die verschiedenen Ordnungen räumlich zu trennen, werden vor dem Interferometer 140° Si-Prismen positioniert. Die Brechung des Neutronenstrahls durch ein Prisma ist ebenfalls dispersiv und somit können die verschiedenen Ordnungen durch ein Prisma getrennt werden. Für die Aufspaltung zweier Wellenlängen durch ein Siliziumprisma ( $Nb_c = 2.07 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) mit einem Öffnungswinkel von  $\gamma=140^\circ$  gilt laut (2.58)

$$\Delta\vartheta = \frac{1}{\pi} Nb_c \tan \frac{\gamma}{2} (\lambda_{440}^2 - \lambda_{220}^2) = 1.8 \cdot 10^{14} \cdot (\lambda_{440}^2 - \lambda_{220}^2). \quad (3.10)$$

An der Messstation S18 sind, bei gegebener Monochromatorstellung, wesentliche Neutronenintensitäten bei den Wellenlängen  $\lambda_{220}=0.27 \text{ nm}$  und  $\lambda_{440}=0.135 \text{ nm}$  zu erwarten. Für die beiden Wellenlängen gilt

$$\lambda_{220} = 2 \cdot \lambda_{440} \quad (3.11)$$

und somit kann Gleichung (3.10) auf

$$\Delta\vartheta = 5.4 \cdot 10^{14} \cdot \lambda_{440}^2 \quad (3.12)$$

umgeschrieben werden. Damit sollte es bei der Verwendung eines 140°-Siliziumprismas zu einer Trennung der beiden Wellenlängen um

$$\Delta\vartheta = 98.98 \cdot 10^{-7} \text{ rad} = 2.04'' \quad (3.13)$$

kommen. Tatsächlich wurden bis zu vier Prismen verwendet, um die Wellenlängen weiter voneinander zu separieren. Aufgrund der kleinen absoluten Ablenkwinkel<sup>6</sup>, kann

$$\vartheta_{ges} = n \cdot \Delta\vartheta \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (3.14)$$

für den Ablenkwinkel durch n Prismen geschrieben werden.

Vorerst wurden drei 140°-Siliziumprismen zwischen Monochromator und Blende positioniert (Abb. 3.14) um die Wellenlängen zu trennen. Eine weitere Rockingkurve mit drei Prismen im Neutronenstrahl und einer Blende von  $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$  wurde aufgenommen. Die gemessene Separation der beiden Wellenlängen beträgt  $5.5''$  (Abb. 3.15). Theoretisch wird bei drei Prismen ein Wert von

$$\vartheta_{ges} = n \cdot \Delta\vartheta = 3 \cdot 2.04'' = 6.12'' \quad (3.15)$$

erwartet.

Nach dem Einrichten des Interferometers wurde abermals eine Rockingkurve aufgenommen. Diesmal mit vier Prismen im Neutronenstrahl, um die Wellenlängen noch weiter zu separieren. Bei dieser Rockingkurve war der Strahlengang auf jenen, mit dem die Experimente ausgeführt werden sollten, verändert (großer Loop, Cd-Abschirmung zwischen den

<sup>5</sup>Siehe Kapitel 3.6 „Vergleich zweier Wellenlängen“

<sup>6</sup>Die Wellenlänge  $\lambda_{220}=0.27 \text{ nm}$  wird standardmäßig zur Aufzeichnung von Interferogrammen verwendet. Ihre Ablenkung durch ein 140° Si-Prisma beträgt  $\vartheta=2.7''$ .

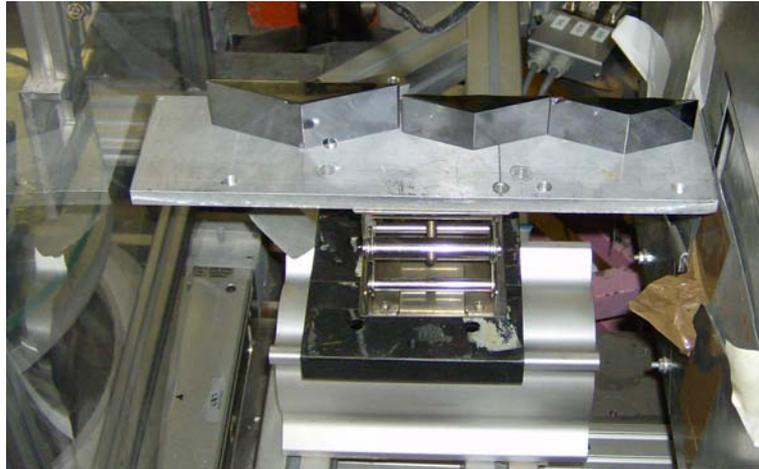


Abbildung 3.14: Wellenlängentrennung mit drei Siliziumprismen

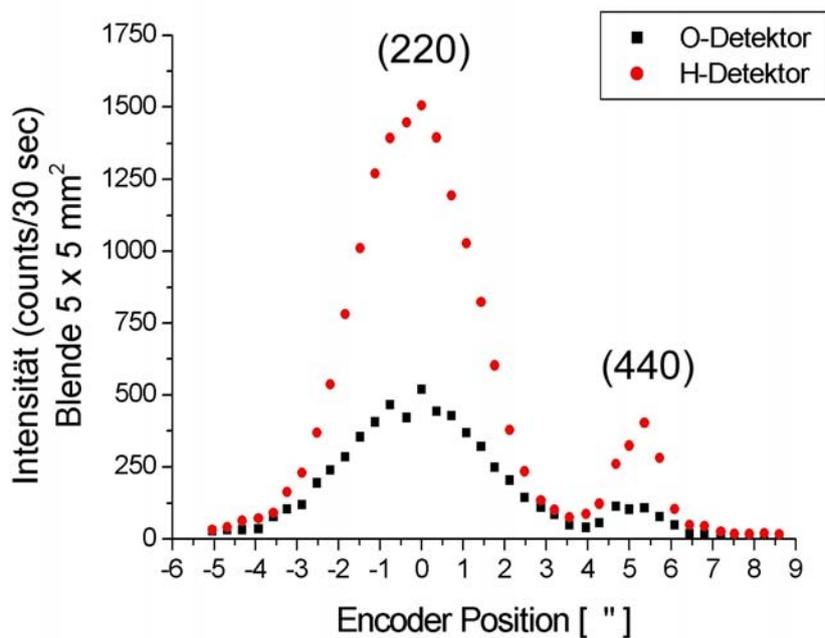


Abbildung 3.15: Rocking-Kurve mit drei Prismen zur Wellenlängentrennung

mittleren Lamellen). Die Blende wurde auf  $10 \times 6 \text{ mm}^2$  vergrößert. Bei diesem Rocking betrug die Separation der beiden Wellenlängen  $7.4''$  (Abb. 3.16). Für den erwarteten Wert der Separation folgt aus (3.14)

$$\vartheta_{ges} = n \cdot \Delta\vartheta = 4 \cdot 2.04'' = 8.14'' . \quad (3.16)$$

Die beiden dominierenden Ordnungen der vom Monochromator reflektierten Wellenlängen konnten genügend weit getrennt werden, auch wenn die Aufspaltung der beiden

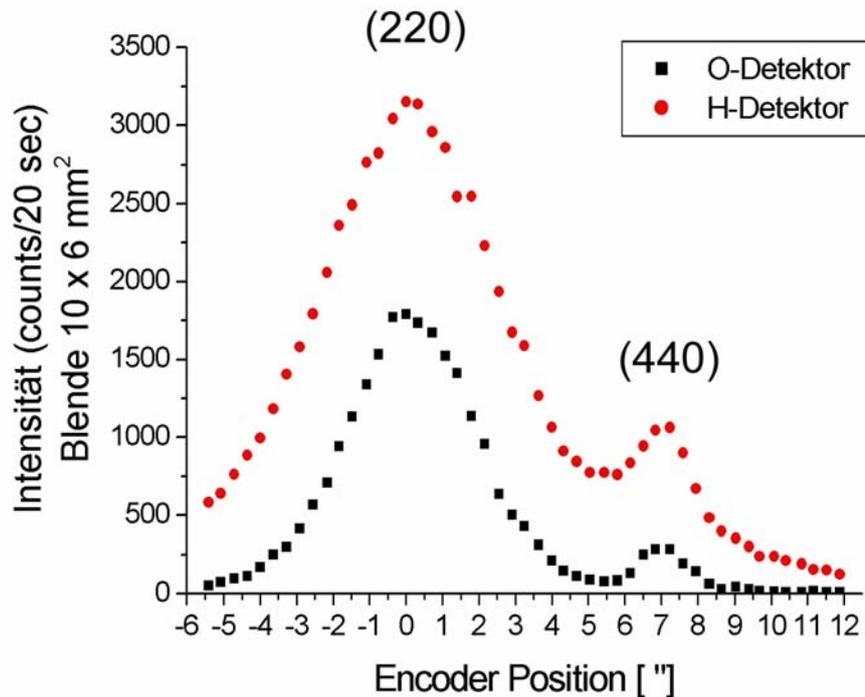


Abbildung 3.16: Rocking-Kurve mit vier Prismen zur Wellenlängentrennung

Wellenlängen sowohl mit drei als auch mit vier Prismen unter den errechneten Werten liegt. Bei der Positionierung der Prismen wurde darauf geachtet, dass der Neutronenstrahl durch alle Prismen durchtritt und dass der Neutronenstrahl parallel zur Prismenbasis verläuft. Die gemessene Separation entspricht jener, die mit Prismen mit einem Öffnungswinkel von  $136^\circ$  erzielt werden würde. Ein derart grober Geometriefehler konnte durch einfaches Nachmessen ausgeschlossen werden (maximaler Fehler  $\pm 0.5^\circ$ ). Bei nachfolgenden Forschungsaufenthalten am S18 wurde ebenfalls eine zu kleine Aufspaltung der beiden Wellenlängen bemerkt, was die Vermutung zulässt, dass die Wellenlängen nicht die angenommenen Werte von  $\lambda_{220}=0.27$  nm bzw.  $\lambda_{440}=0.135$  nm haben. Um diesem Problem auf den Grund zu gehen, sollten in Zukunft Wellenlängenmessungen am S18 durchgeführt werden.

### 3.4.3 Suche nach Kontrast

Während des gesamten Justagevorgangs werden die Detektoren und die  $\rho$ -Achse immer wieder neu eingerichtet. Wenn nun bei einer Rocking-Aufnahme ein Peak mit einer geringen HWB und genügend Intensität vorhanden ist, und weiters die verschiedenen Wellenlängen getrennt sind, wird ein Phasenschieber am Goniometer angebracht und eine Blende vor dem Interferometer angebracht um Interferogramme aufzeichnen zu können. In unserem Fall wurde während der Justage ein Phasenschieber aus Aluminium und eine motorgesteuerte Blende mit einer Öffnung von  $5 \times 5$  mm<sup>2</sup> verwendet. Schließlich wird noch eine

Hülle verwendet, um das Interferometer thermisch zu isolieren und Luftströmungen zu minimieren (Abb. 3.17).

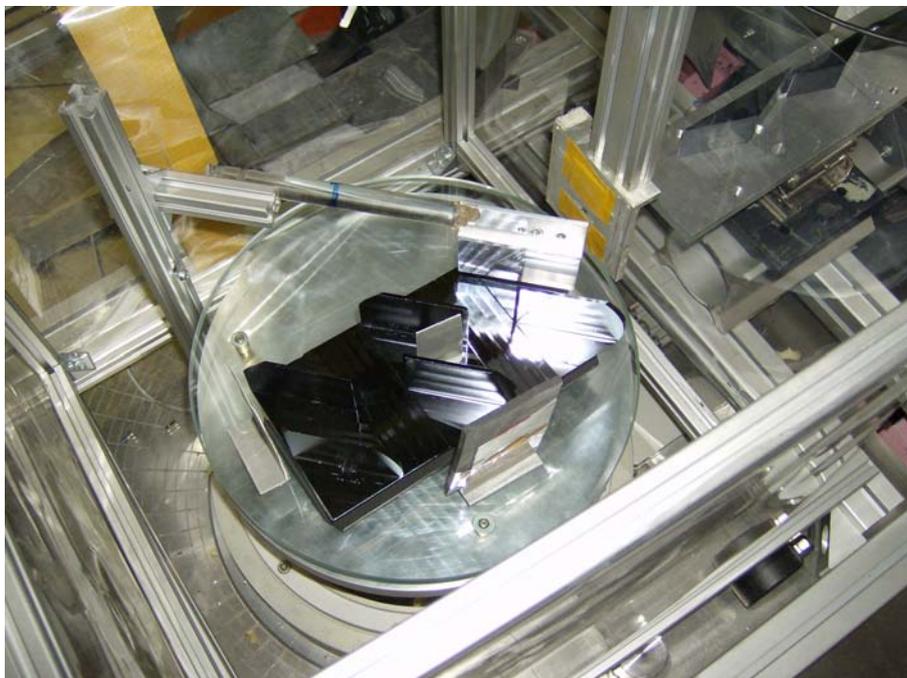


Abbildung 3.17: Das Set-up bei der Suche nach Kontrast

Als erstes wurde der Kontrast in einem kleinen Loop gemessen, da aufgrund der großen Länge des Interferometers der Kontrast im großen Loop sensibler auf eventuelle Kristallspannungen, thermische Gradienten u.Ä. reagiert. Außerdem war dies der erste Test nach der Interferometer-Reparatur und so musste überprüft werden, ob das Interferometer überhaupt Kontrast zeigt. Nachdem das Interferometer am Drehtisch platziert und eine Rocking-Kurve aufgenommen wurde, konnten erste Kontrastmessungen gemacht werden. Bei den ersten Interferogrammen konnte ein Kontrast von 20% gemessen werden. Da der Kristall lokale Unterschiede im Kontrastverhalten zeigt, wurde ein Rasterscan durchgeführt, um die Stelle des Interferometerkristalls zu finden, der maximalen Kontrast aufweist. Bei einem Rasterscan rastert die motorgesteuerte Blende in definierten Schritten die erste Lamelle ab und nimmt an den verschiedenen Stellen Interferogramme auf. Der maximale Kontrast lag bei dem ersten Rasterscan bei 28% im O-Strahl.

Da im kleinen Loop ein deutlicher Kontrast messbar war, wurde nun versucht im großen Loop den Kontrast zu messen, da dieser bei den Experimenten verwendet werden sollte. Bei den ersten Messungen zeigte der große Loop einen O-Kontrast von ungefähr 20%. Um den Kontrast zu erhöhen wurden verschiedene Hilfsmittel angewandt, die im nächsten Absatz näher beschrieben werden.

In der Vergangenheit hat es sich bewährt, das Interferometer nicht direkt auf die Glasplatte, sondern auf eine Gummimatte (7 mm), mit vibrationsdämpfenden Eigenschaften, als Unterlage zu stellen. Diese Matte wurde von uns anfänglich auch verwendet. Während

des Einrichtens wurde das Interferometer immer wieder auf dieser Matte neu positioniert. Außerdem wurden kleine Bleigewichte auf verschiedene Stellen des Interferometers gelegt und Papierstreifen unter das Interferometer geschoben, um eventuelle Kristallspannungen zu vermindern. Trotz der verschiedenen Versuche den Kontrast zu erhöhen, blieb dieser auf gleichem Niveau. Mit der Matte als Unterlage konnte der O-Kontrast nicht über 25% gesteigert werden, zeitweise verschwand der Kontrast durch das Auflegen von Bleigewichten. Nachdem alle Versuche den Kontrast zu steigern erfolglos blieben, wurde die Matte durch eine Glasplatte ausgetauscht, was auf Anhub den O-Kontrast auf 31% steigerte. Da der Kontrast mit der Glasplatte als Unterlage höher war als mit der Matte, wurde ein Raster-scan gemacht. In der graphischen Darstellung (Abb. 3.20) beschreibt die Abszissenachse die Koordinate in vertikaler Richtung und die Ordinatenachse die Koordinate in horizontaler Richtung. Die Zahlenwerte sind willkürlich und durch den Motor festgelegt. Für die vertikale Achse gilt, dass mit zunehmenden Zahlenwert die Blende nach unten bewegt wird und für die horizontale Achse gilt, dass mit zunehmendem Zahlenwert die Blende nach links verschoben wird. In den Feldern der graphischen Auswertung stehen die Kontrastwerte bzw. die mittleren Intensitäten (Offset). Die Felder sind umso heller eingefärbt, je höher der Kontrastwert bzw. die Intensität ist. Der höchste gemessene Kontrast lag bei 40%, wobei die Intensität bei dieser Messung sehr gering war (Abb. 3.18). Aus einem Vergleich der Grafiken für Kontrast und mittleren Intensität erkennt man, dass überall dort, wo die Intensität gering ist, der Kontrast tendenziell höher ist. Der Kontrast war dennoch ausreichend hoch, um mit den geplanten Experimenten zu starten.

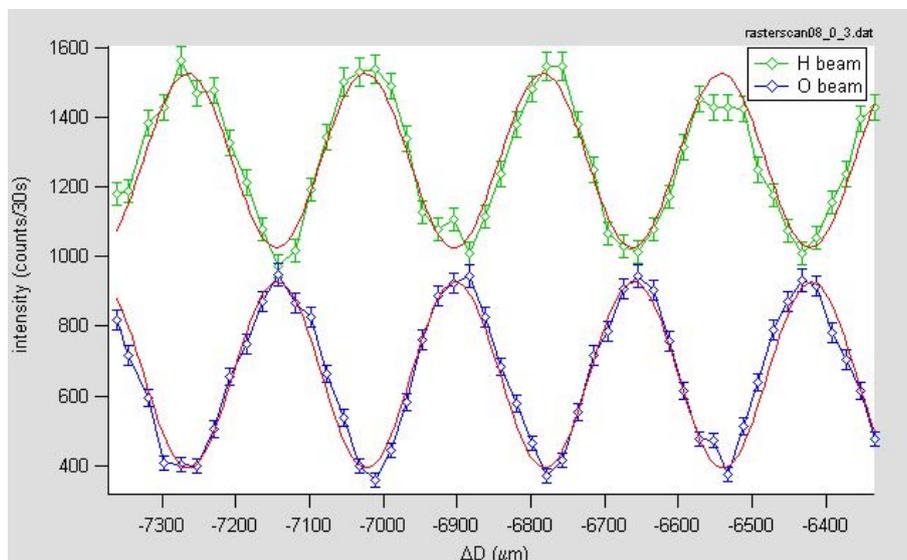


Abbildung 3.18: Beste Kontrastmessung im großen Loop, Blende  $5 \times 5 \text{ mm}^2$

Für die Experimente musste das Set-up noch einmal umgestellt werden. Die Blende wurde auf  $10 \times 6 \text{ mm}^2$  vergrößert und direkt auf den Drehtisch vor das Interferometer gestellt, da der Motor, der bei dem Justagevorgang die Blende bewegte, bei den Experimenten die  $20^\circ$ -Prismen in das Interferometer einbringen soll. Außerdem wurden die Detektoren

und die  $\rho$ -Achse abermals nachjustiert und ein Siliziumphasenschieber statt des Aluminiumphasenschiebers montiert. Der Si-Phasenschieber wurde vor der Analysator-Lamelle in das Interferometer eingebracht, da sonst die Prismen aus Platzmangel<sup>7</sup> bei unseren Experimenten nicht weit genug in das Interferometer eingebracht werden könnten. Durch die Nähe zum O-Detektor war es wichtig einen Phasenschieber aus einem Material mit geringer KWS zu verwenden. Weiters wurde bei einem Scan der Phasenschieber um den gesamten Bereich, der ohne Beschädigung des Interferometers möglich war, gedreht (Abb. 3.19). Damit sollte ein Drehbereich für den Phasenschieber gewählt werden, in dem die Oszillationen besonders gleichmäßig und wenn möglich auch hoch sind. Es wurden die ersten 31 Punkte (Standardanzahl bei einem Interferogramm bei der Standard-Wellenlänge von 0.27 nm) des Interferogramms über den gesamten Bereich gewählt, da im hinteren Bereich die Oszillationen unregelmäßig bzw. kleiner werden. Somit war das Set-up für Kontrastmessungen eingerichtet.

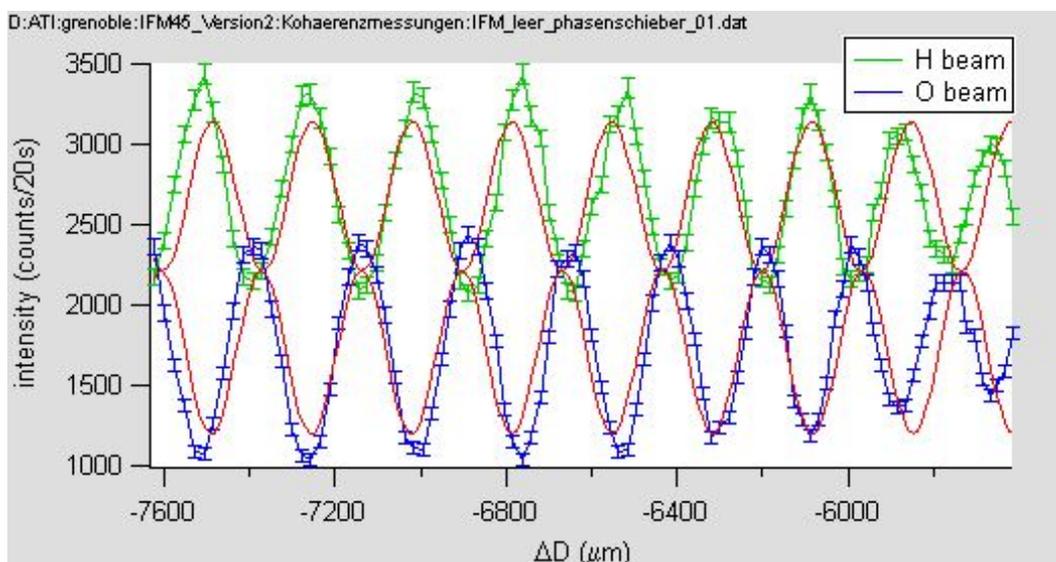


Abbildung 3.19: Interferogramm über den gesamten Drehbereich

Der Leerkontrast im O-Strahl war schließlich bei, im Vergleich zu früheren Messungen, niedrigen 36%. Beim ersten Test des alten 2-Loop Interferometers [8] wurde mit einer Blende der Größe  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  ein O-Kontrast von 65% gemessen. Der allgemein niedrige Kontrast des alten  $45^\circ$  2-Loop Interferometers im Vergleich zu anderen Messungen [18] [19], kann durch die dünneren Lamellen nach dem Reparaturen, aktuelle Einflüsse am S18 und der Unterlage erklärt werden. Die großen Interferometer reagieren sensibel auf Störeinflüsse der Umgebung und auf Auflagekräfte. In Zukunft sollten systematische Untersuchungen durchgeführt werden, wie die Interferometer auf verschiedene Parameter (Temperatur, Luftströmung, Auflagekräfte, ...) beim Justagevorgang reagieren.

<sup>7</sup>Das alte 2-Loop Interferometer ist nicht für die Experimente mit den großen Prismen ausgelegt. Deshalb musste mit nicht optimalen Messanordnungen gearbeitet werden.

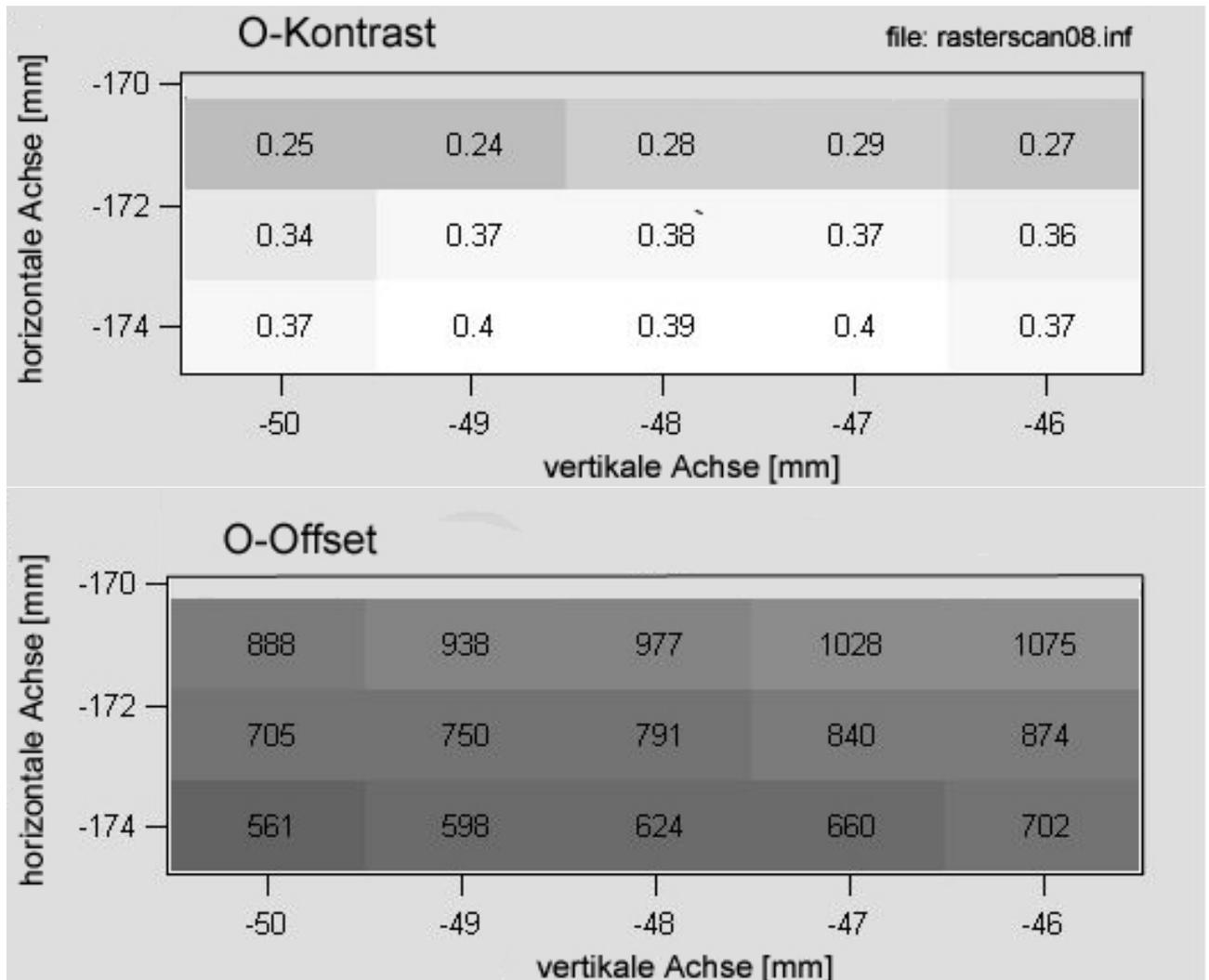


Abbildung 3.20: Raster scan mit Glasplatte als Unterlage; oben: Kontrastwerte im O-Strahl, unten: mittlere Intensität im O-Strahl bei einer Messzeit von 30 Sekunden

### 3.5 Justieren des neuen 45° 2-Loop Interferometers

Die Vorgehensweise beim Justagevorgang des neuen Interferometers unterscheidet sich prinzipiell nicht von der oben beschriebenen für das alte Interferometer. Es werden auch hier die Detektoren, die  $\rho$ -Achse und die Position des Interferometers iterativ eingestellt und es wird versucht den Kontrast zu erhöhen, indem Kristallspannungen und Auflagekräfte durch Bleigewichte und verschiedene Unterlagen minimiert werden. Auf eine genaue Beschreibung der Justierung des neuen 45° 2-Loop Interferometers wird wegen der Analogie zum vorigen Kapitel verzichtet.

Ein wesentlicher Unterschied besteht allerdings darin, dass das neue 2-Loop Interferometer noch nicht getestet wurde und deshalb keine Erfahrungswerte vorliegen, wie hoch

der Kontrast in etwa ist. Außerdem wurde aus Zeitmangel<sup>8</sup> ein Schleifvorgang bei der Fa. Rauch abgebrochen, um das neue Interferometer noch in diesem Messzyklus zu testen. Das Ätzen wurde aber am ATI vor den Messungen am ILL ordnungsgemäß ausgeführt.

Die verschiedenen Loops wurden einzeln ausgetestet. Hier sollen nur die Ergebnisse bzw. Besonderheiten vom ersten Test des neuen Interferometers beschrieben werden. Bei allen Rocking-Kurven waren vier 140° Si-Prismen zur Wellenlängentrennung im Einsatz.

### 3.5.1 Großer Loop

Um den großen Loop auszutesten wird zwischen den beiden mittleren Lamellen ein Beam-Stop aus Cadmium (Cd) gestellt. Damit wird die Interferenz im ersten Loop unterbunden. Die dadurch entstehenden Neutronenpfade sind in Abb. 3.21 dargestellt.

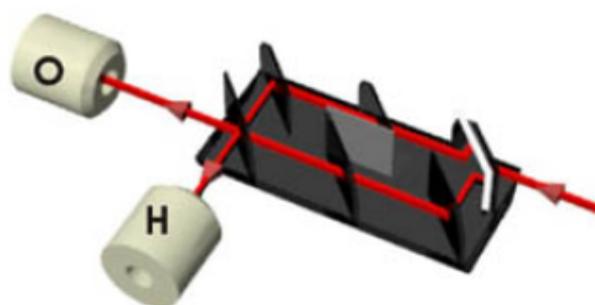


Abbildung 3.21: Großer Loop (aus [19])

Bei den ersten Rocking-Aufnahmen wurde bemerkt, dass die Intensität im O-Detektor größer ist, als die Intensität im H-Detektor, was normalerweise nicht der Fall ist (Abb. 3.22). Daraufhin erfolgte ein Nachjustieren beider Detektoren und der  $\rho$ -Achse. Das Interferometer wurde auf der Gummimatte, die als Unterlage diente, neu ausgerichtet um etwaige Auflagekräfte oder sonstige Störeinflüsse zu beseitigen.

Abb. 3.22 zeigt die erste Rocking-Kurve, die ohne Blende aufgenommen wurde. Man erkennt deutlich, dass im O-Detektor mehr Neutronen ankamen als im H-Detektor. Trotz aller Versuche, diesen Effekt zu unterdrücken, wurde bei allen Rocking-Aufnahmen in diesem Loop eine Anomalie in Bezug auf die Intensitäten festgestellt.

Für die Kontrastmessungen bedeutet diese Anomalie, dass der Kontrast im O-Strahl niedriger ist, als der Kontrast im H-Strahl. Normalerweise ist die Intensität im O-Strahl geringer als im H-Strahl und somit ist der O-Kontrast bei gleicher Oszillationshöhe größer. In den aufgenommenen Interferogrammen lag der O-Strahl stets über dem H-Strahl (Abb.

<sup>8</sup>Die Messzeit am ILL ist beschränkt. Die nächsten Messungen im Rahmen des Projekts waren erst sieben Monate später möglich und so wurde das neue 2-Loop Interferometer in den letzten Tagen vom Reaktorzyklus getestet.

3.23), was dazu führte, dass der maximale Kontrast für den großen Loop im H-Strahl (19.5%) gemessen wurde. Bei der gleichen Messung im O-Strahl waren es nur 14.4% Kontrast.

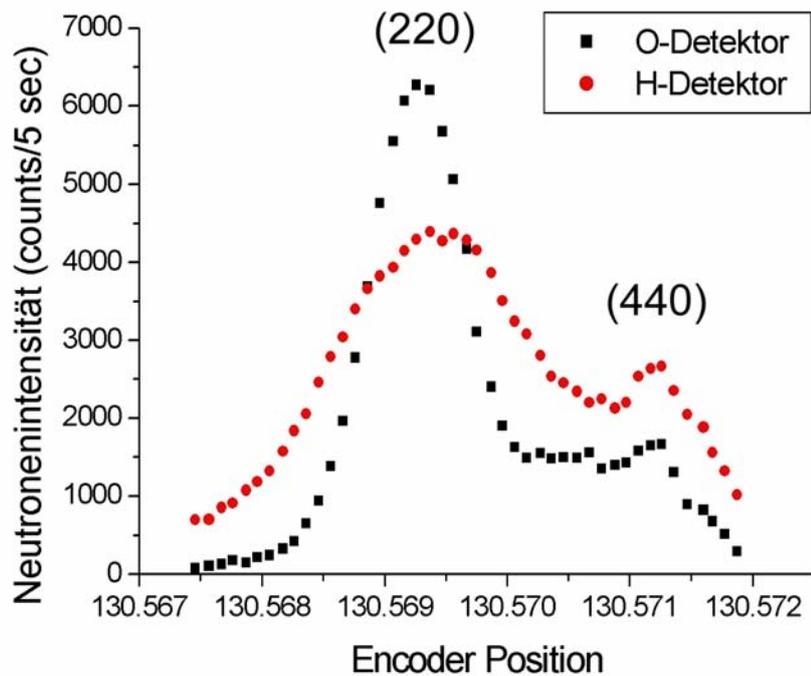


Abbildung 3.22: Rocking-Kurve, großer Loop

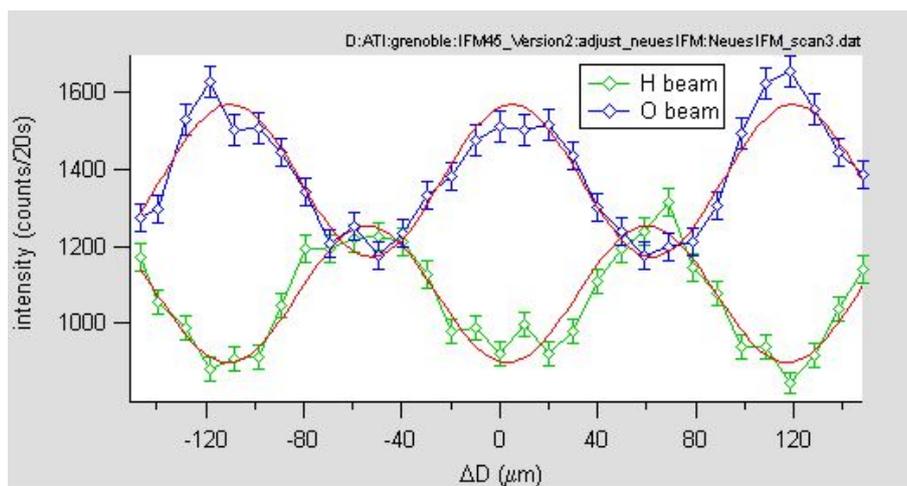
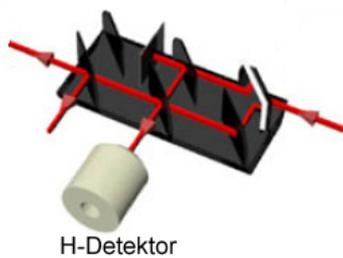


Abbildung 3.23: Kontrastmessung, großer Loop

### 3.5.2 Loop 1

Weiters wurde der kleinere der beiden Loops, der in dieser Arbeit als Loop 1 bezeichnet wird, getestet. Um einen entsprechenden Strahlengang zu erreichen, wird ein Beam-Stop aus Cadmium (Cd) in den Loop 2 gestellt. Dabei ergibt sich die Schwierigkeit, dass der O-Detektor nicht die ganze Intensität des O-Strahls messen kann, da die Analysatorlamelle den O-Strahl noch einmal teilt. Deshalb musste bei dem Test dieses Loops mit zwei Detektorpositionen gearbeitet werden. Mit der Konfiguration 1 wird die Oszillation im H-Strahl mit dem H-Detektor gemessen. Mit der Konfiguration 2 wird die Oszillation im O-Strahl bestimmt, indem die Intensitäten des O- und H-Detektors addiert werden (Abb. 3.24).

Konfiguration 1



Konfiguration 2

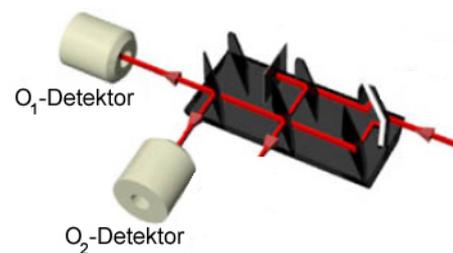


Abbildung 3.24: Loop 1, mit den zwei Detektorpositionen (aus [19])

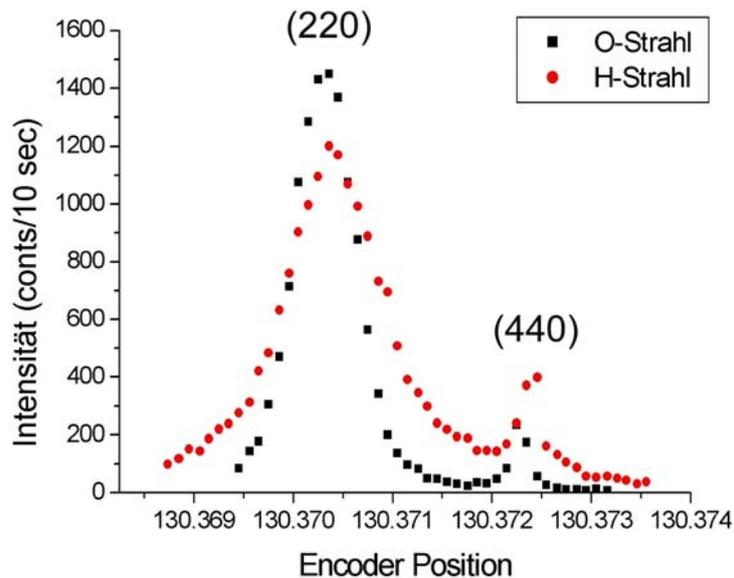


Abbildung 3.25: Rocking-Kurve, Loop 1

Für beide Detektorkonfigurationen wurden Rocking-Kurven aufgenommen. Das Ergebnis ist in Abb. 3.25 dargestellt. Auch hier sieht man eine höhere Intensität im O-Strahl als im H-Strahl. Das führt dazu, dass auch für den Loop 1 der Kontrast im H-Strahl höher ist als im O-Strahl. Die gemessenen Kontrastwerte in diesem Loop waren sehr klein. Der maximale Kontrast im H-Strahl lag nur bei etwa 4%.

Die schlechten Kontrastwerte und die Intensitätsanomalie in diesem Loop lassen den Schluss zu, dass eine Beschädigung bzw. eine geometrische Ungenauigkeit in diesem Loop vorliegt. Da ein Schleifvorgang in der Fertigung abgebrochen wurde, bleibt die Hoffnung, dass durch Nachholen dieses Schleifvorganges ein eventueller geometrischer Fehler beseitigt werden kann und somit die Intensitätsanomalie nicht mehr auftritt.

### 3.5.3 Loop 2

Schließlich wurde der größere Loop, der in dieser Arbeit als Loop 2 bezeichnet wird, getestet. Für diese Messungen muss der Beam-Stop aus Cadmium in den Loop 1 gestellt werden (Abb. 3.26).

Loop 2

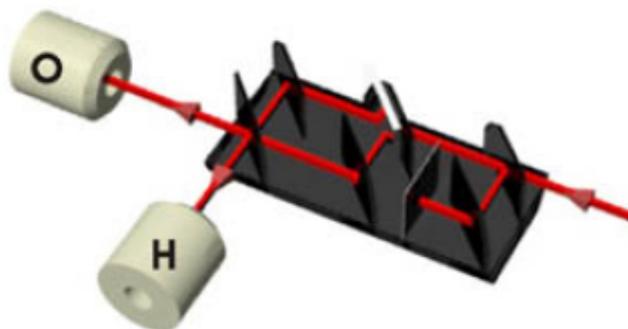


Abbildung 3.26: Loop 2 (aus [19])

Mit dieser Messanordnung wurde ebenfalls eine Rocking-Aufnahme gemacht, die keine Anomalie aufweist. Hier ist die Intensität im H-Strahl höher als im O-Strahl (Abb. 3.27), was in der Neutroneninterferometrie normal ist. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Anomalie ihren Ursprung im Loop 1 hat.

Die Kontrastmessungen zeigten 58% Kontrast im O-Strahl und 28% Kontrast im H-Strahl. Der hohe Kontrast spricht ebenfalls dafür, dass der Fehler im Loop 1 zu finden ist. Durch den hohen O-Kontrast im Loop 2 kann auf eine gute Kristallqualität geschlossen werden.

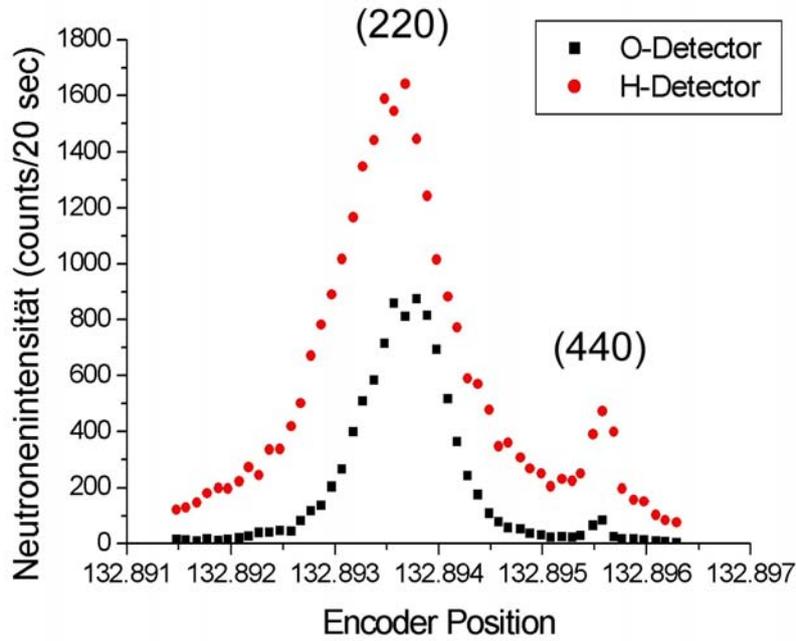


Abbildung 3.27: Rocking-Kurve, Loop 2

### 3.6 Vergleich zweier Wellenlängen

Vom Monochromator werden, laut Bragg-Bedingung

$$n \cdot \lambda_{hkl} = 2d_{hkl} \cdot \sin \theta_B, \quad (3.17)$$

alle im Spektrum des Neutronenleiters H25 enthaltenen Ordnungen in Richtung Interferometer reflektiert. Das bedeutet, dass unterschiedliche Wellenlängen zum Interferometer gelangen. Am S18 ist ein wesentlicher Neutronenfluss für den (220)- und (440)-Reflex vorhanden. Die Wellenlängen der verschiedenen Reflexe sind  $\lambda_{220} = 0.27$  nm und  $\lambda_{440} = 0.135$  nm. Den größeren Fluss liefert der (220)-Reflex, der (440)-Reflex ist ungefähr halb so stark. Die beiden Wellenlängen wurden getrennt, es besteht also die Möglichkeit mit beiden Wellenlängen Interferogramme zu messen. Hierzu wird nach dem Rocking das Interferometer auf das Maximum des entsprechenden Peaks eingerichtet.

Die Interferogramme der beiden Wellenlängen zeigen eine unterschiedliche Periodenlänge. Der Grund hierfür ist, dass bei beiden Interferogrammen die Schrittweite des Phasenschiebers und somit die Differenz der optische Weglänge  $\Delta D$  durch den Phasenschieber gleich groß gewählt wurde. Der entsprechende Phasenschub durch den Phasenschieber hängt bei gleicher optischer Weglänge  $\Delta D$  laut

$$\Delta\chi_V(\lambda) = -\lambda \cdot Nb_c \cdot \Delta D \quad (3.18)$$

linear von der Wellenlänge  $\lambda$  ab, weshalb sich die Periodenlänge der beiden Interferogramme

in unserem Fall um einen Faktor 2 unterscheidet, da für die Wellenlängen

$$\lambda_{220} = 2 \cdot \lambda_{440} \quad (3.19)$$

gilt.

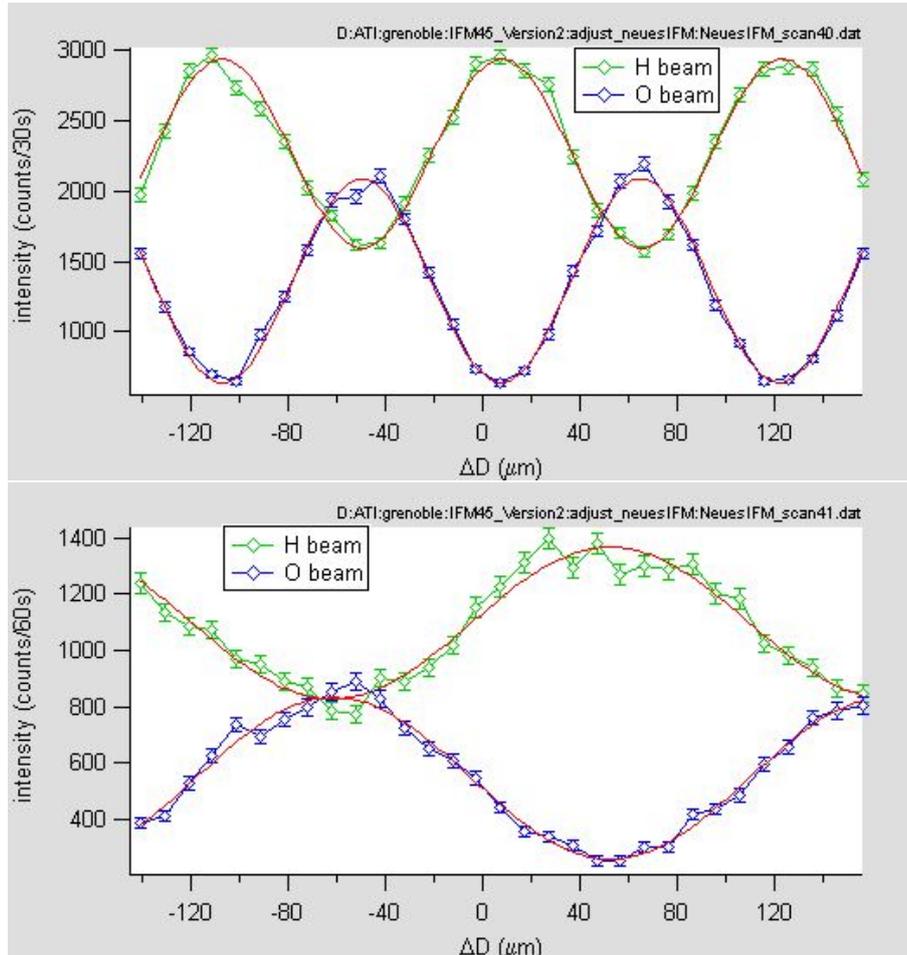


Abbildung 3.28: Vergleich der Interferogramme bei unterschiedlicher Wellenlänge; oben:  $\lambda=0.27$  nm, unten:  $\lambda=0.135$  nm

Bei Messungen mit dem alten 2-Loop Interferometer wurde die Messzeit für das Interferogramm mit der Wellenlänge 0.135 nm länger gewählt, da die Intensität bei dieser Wellenlänge deutlich geringer ist. Dies ist aus den Rocking-Kurven des alten 2-Loop Interferometers (Abb. 3.15 und Abb. 3.16) ersichtlich. Der Kontrast mit der Wellenlänge  $\lambda_{220}=0.27$  nm betrug 37.2%. Mit der Wellenlänge  $\lambda_{440}=0.135$  nm wurde ein Kontrast von 24.5% erzielt. Hier unterscheiden sich (überraschenderweise) die Kontrastwerte beider Wellenlänge im Gegensatz zu Messungen mit dem neuen 2-Loop Interferometer. Der mit dem neuen Interferometer (Loop 2) gemessene Kontrast war für beide Wellenlängen etwa 53% (Abb. 3.28), bei doppelter Messzeit (60 s) der einzelnen Messpunkte für die Wellenlänge

$\lambda_{440}=0.135$  nm. Die Kohärenzmessungen für die Wellenlänge  $\lambda=0.135$  nm wurden deshalb mit dem neuen Interferometer durchgeführt (Kap. 3.8 „Kohärenzmessungen mit Siliziumprismen“).

### 3.7 Prismenhalterung

Bei den geplanten Experimenten werden immer vier identische Prismen in das Interferometer eingebracht, um den Neutronenstrahl zu manipulieren. Jeweils ein Prismenpaar befindet sich in einem Pfad des Interferometers. Die Prismen werden durch eine Prismenhalterung in das Interferometer eingebracht (Abb. 3.29). Die Prismenhalterung muss zwei grundlegende Bewegungen ausführen können. Einerseits soll eine Separation zweier Prismen möglich sein (Messungen zur vertikalen Kohärenz) und andererseits soll eine gleichmäßige Rotation aller vier Prismen gewährleistet werden (Messungen zur Laue-Transmissions-Phase). Hierzu wurden zwei Motoren an die Grundkonstruktion aus Aluminium angebracht. Ein Linearmotor, der die Separation ausführen kann und ein Rotationsmotor. Der Linearmotor ist in der Lage die Prismen bis zu 15 mm zu separieren. Der maximale Rotationswinkel ist dadurch beschränkt, dass die Prismen bei einem gewissen Winkel die Lamellen berühren, was zu einer Beschädigung des Interferometers führen würde. Um eine Beschädigung des Interferometers zu verhindern, wurde eine mechanische Sperre angebracht. Zur thermischen Isolation sind die Verbindungsstäbe zum Motor, der die Prismenhalterung an das Interferometer heranführt, aus Paraffin gefertigt.

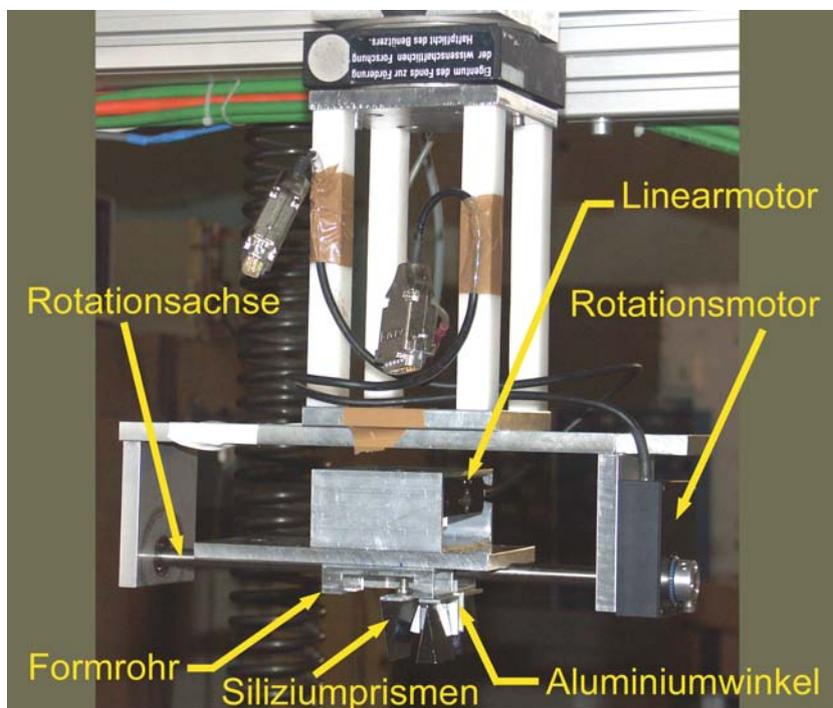


Abbildung 3.29: Die Prismenhalterung

Der Linearmotor und der Rotationsmotor können schrittweise von der Steuerzentrale des S18 angesteuert werden und somit bei motorgesteuerten Messungen verwendet werden. Bevor Experimente mit Prismen im Strahlengang des Interferometers starten konnten, musste noch überprüft werden, welchen Einfluss die Prismenhalterung bzw. die Motoren auf den Kontrast haben. Beim ersten Test, mit der Prismenhalterung aber ohne Prismen im Strahl, war der Rotationsmotor montiert, aber das Kabel nicht angesteckt, um eventuelle vom Motor verursachte thermische Gradienten zu unterbinden. Es wurden 32.4% Kontrast gemessen, bei einer anschließenden Vergleichsmessung mit hochgefahrterer Prismenhalterung waren es 31.7%. Spätere Messungen mit beiden Motoren, deren Kabel angeschlossen waren, zeigten ähnliche Ergebnisse und somit kann davon ausgegangen werden, dass die Prismenhalterung und die Motoren einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Kontrastmessungen haben.

Hier soll auch noch erläutert werden, wie die einzelnen Prismen an der Prismenhalterung befestigt werden. Die prinzipielle Vorgehensweise ist, das Prisma in einem Winkel aus Aluminium zu kleben, der wiederum auf ein Formrohr aus Aluminium geklebt wird (Abb. 3.30). Das Formrohr hat Bohrungen, durch die es an der Platte der Prismenhalterung geschraubt werden kann. Die Siliziumprismen wurden mit dem Kleber „Super Glue 1200“ an den Aluminiumwinkel geklebt. Bei den Aluminiumteilen wurde „UHU plus“, ein Zweikomponenten Epoxidharzkleber, verwendet. Bei allen Klebevorgängen muss darauf geachtet werden, dass die Prismen exakt ausgerichtet sind. Ist die Orientierung der Prismen ungenau, wird das Interferometer defokussiert und der Kontrast sinkt. Falls ein Prisma abgenommen werden soll, muss als erster Schritt der Kleber mit Aceton aufgelöst werden. Anschließend werden die Prismen und die Aluminiumteile, ebenfalls mit Aceton, von Kleberrückständen gereinigt. Die Prismen wurden für die verschiedenen Experimente in verschiedenen Konfiguration geklebt. Die jeweilige Konfiguration der Prismen ist in den betreffenden Kapiteln erläutert.

### 3.8 Kohärenzmessungen mit Siliziumprismen

Bei den Kohärenzmessungen soll die vertikale Kohärenzfunktion erster Ordnung  $\Gamma_{vert}^{(1)}$  bestimmt werden. Die Kohärenzfunktion erster Ordnung ist laut (2.84) die Fourier-Transformierte der Impulsverteilung  $g(k_z)$  in vertikaler Richtung (z-Achse)

$$\Gamma_{vert}^{(1)} \propto \int g(k_z) e^{ik_z \Delta_z} dk_z \quad (3.20)$$

und kann experimentell durch den Abfall des Kontrasts  $K$  bestimmt werden, da laut (2.81)

$$K \propto \left| \Gamma_{vert}^{(1)} \right| \quad (3.21)$$

gilt. Mit der Annahme einer gaußförmigen Impulsverteilung

$$g(k_z) \propto \exp\left(-\frac{(k_z - k_{z0})^2}{2 \delta k_z^2}\right) \quad (3.22)$$

folgt nach der Fourier-Transformation eine ebenfalls gaußförmige vertikale Kohärenzfunktion

$$\left| \Gamma_{vert}^{(1)} \right| \propto \exp \left( -\frac{(\Delta_z \cdot \delta k_z)^2}{2} \right), \quad (3.23)$$

die bei gegebenem  $\delta k_z$  eine Abhängigkeit von der räumlichen Verschiebung des Wellenpaketes in vertikaler Richtung  $\Delta_z$

$$\Gamma_{vert}^{(1)} = \Gamma_{vert}^{(1)}(\Delta_z) \quad (3.24)$$

aufweist.

Bei den Experimenten wird durch Phasenschieber in den beiden Pfaden des Interferometers eine resultierende räumliche Verschiebung der Wellenpakete in vertikaler Richtung  $\Delta_z$  erzeugt. Dies kann mit der im Kapitel 2.7 („Vertikale Kohärenzfunktion“) beschrieben und in Abb. 3.31 dargestellten Prismenkonfiguration erreicht werden. Die räumliche Verschiebung der Wellenpakete durch die Prismen ist

$$\vec{\Delta}_{res}(x) = \frac{\lambda^2}{\pi} Nb_c \cdot x \cdot \tan\left(\frac{\gamma}{2}\right) \cdot \hat{z} = \Delta_z(x) \cdot \hat{z}, \quad (3.25)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge der verwendeten Neutronen,  $Nb_c$  die Streulängendichte des Prismenmaterials (Silizium),  $\gamma$  der Öffnungswinkel der Prismen und  $x$  die Separation des einen Prismenpaares ist. Die vertikale Verschiebung der Wellenpakete ist der Separation  $x$  proportional. Je nach Größe der Verschiebung der Wellenpakete sinkt der Kontrast. Bei den Messungen wurde für verschieden große vertikale Verschiebungen der Kontrast gemessen und somit die Kontrastfunktion bestimmt.

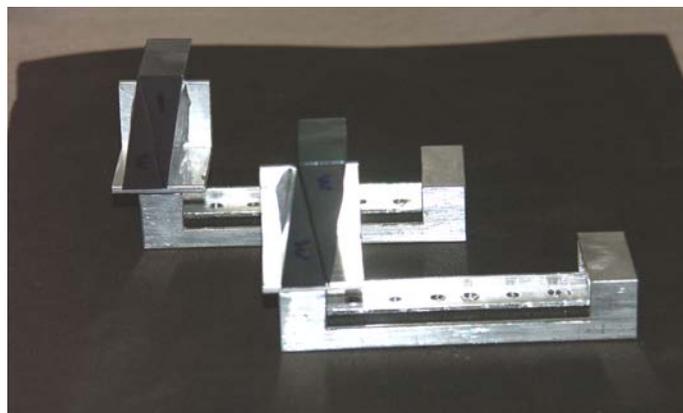


Abbildung 3.30: Zwei Prismen werden zu einem Parallelepipiped geformt und in den Winkel geklebt, der auf ein Formrohr geklebt wird

Da die Siliziumprismen noch nie in einem Experiment verwendet wurden, fand vor den Kohärenzmessungen noch ein Test der Siliziumprismen statt. Es sollte festgestellt werden, ob die erforderliche Genauigkeit für Kohärenzmessungen gegeben ist bzw. welche Auswirkungen die Prismen auf den Kontrast haben. Hierzu wurden jeweils zwei Prismen so zusammengefügt, dass sie ein Parallelepipiped formen (Abb. 3.30). Dann wurden sie auf

die Prismenhalterung montiert und in einem Loop des alten 2-Loop Interferometers eingebracht. In beiden Pfaden des Interferometers waren nun identische Anordnungen der Prismen eingebracht. Es sollte dadurch keine relative räumliche Verschiebung der Wellenpakete entstehen, weshalb der Kontrast nicht sinken sollte. Allerdings muss durch die große Materialdicke von ungefähr 11 mm, der Oberflächenbeschaffenheit und Justierungsfehler der Prismen damit gerechnet werden, dass der Kontrastwert doch etwas kleiner wird.

Um festzustellen, wie stark der Kontrast sinkt, wurde eine Serie von sechs Messungen mit den Prismen im Interferometer durchgeführt und zum Vergleich ebenso viele Leermessungen. Die Leermessungen zeigten im Durchschnitt 33.2% Kontrast, die Messungen mit den Prismen ergaben durchschnittlich einen etwas geringeren Kontrast, nämlich 28.6%. Dieses Ergebnis war zufriedenstellend, da immer noch ausreichend Kontrast messbar war.

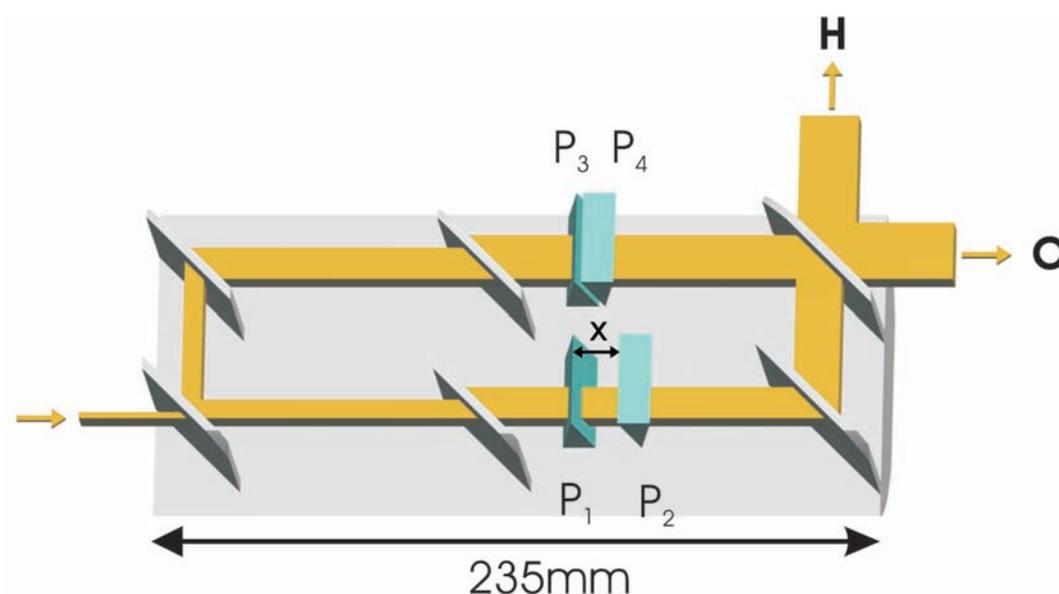


Abbildung 3.31: Schematische Darstellung der Kohärenzmessungen

Nun wurden die Siliziumprismen in jener Konfiguration geklebt, die Kohärenzmessungen ermöglichen (Abb. 3.31). In einem Pfad blieb das Prismenpaar weiterhin als Parallelepiped geformt, im anderen Pfad sollten die Prismen schrittweise separiert werden, um eine immer größere vertikale Verschiebung der Wellenpakete zu erzielen. Der Linearmotor führte die Separation aus. Dazu wurde wieder ein Prisma fix an das Formrohr geklebt, das zweite Prisma wurde mit dem Linearmotor verbunden. Als Verbindung vom Motor zum Aluminiumwinkel, in dem das bewegliche Prisma geklebt war, diente eine Schraube. Der Schraubenkopf wurde auf dieselbe Höhe wie das Formrohr ausgerichtet, sodass die beiden Prismen bei keiner Separation weiterhin ein Parallelepiped formten. Alle vier Prismen wurden in einem Loop des Interferometers eingebracht. Aufgrund der beschränkten Möglichkeiten die Formrohre an die Prismenhalterung zu schrauben, wurde der hintere Loop gewählt, wo auch der Phasenschieber angebracht war.

Vor den ersten Testmessungen wurde noch ein Rocking durchgeführt und der Drehtisch

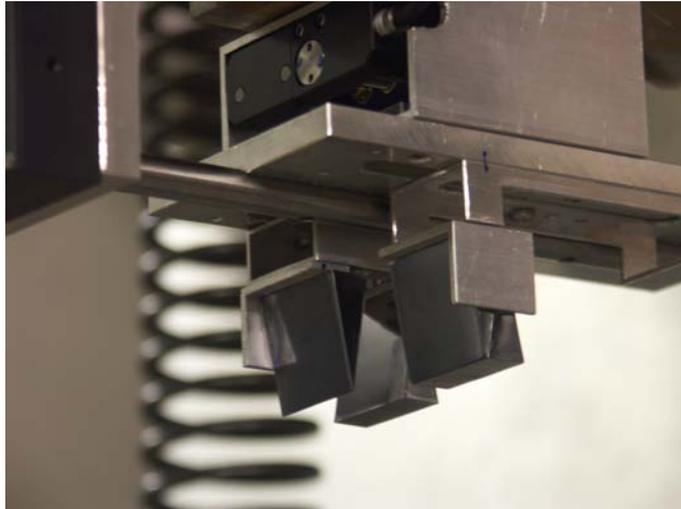


Abbildung 3.32: Separation im Experiment

in entsprechende Position gefahren. Dann wurden die Prismen in den hinteren Loop des Interferometers eingebracht und Kontrastmessungen bei unterschiedlich weiter Separation durchgeführt, um zu sehen, wie der Kontrast auf die Separation des einen Prismenpaares reagiert (Abb. 3.32). Bei verschwindendem Abstand zwischen den Prismen war ein Kontrast von nur 12% messbar, was einen deutlich verminderten Kontrast im Vergleich zu den fix geklebten Prismen bedeutete (28%). Der Grund hierfür könnte in einer nicht exakten Orientierung der Prismen durch den Klebevorgang liegen. Eine Separation auf 13.5 mm ließ den Kontrast auf 7% sinken, was dem erwarteten Effekt durch die räumliche Versetzung der Wellenpakete entspricht. Über Nacht wurde eine Messserie durchgeführt, bei der ein Motor die Separation von 0 mm bis 13 mm, in Schritten von einem Millimeter, steuerte und bei jeder Position der Kontrast bestimmt wurde. Die Auswertung der Messserie am nächsten Tag zeigte einen nahezu konstanten Kontrast von 12% bei allen Messpunkten. Erst bei einer Separation von 11 mm sank der Kontrast sprunghaft auf ein niedrigeres Niveau von etwa 10%.

Wegen dieses unbefriedigenden Ergebnisses sollte das gesamte Set-up verbessert werden. Die thermische Hülle war wegen der Prismenhalterung oberhalb des Interferometers nicht komplett geschlossen. Dieses Manko wurde versucht mit Tüchern zu beheben und so Luftströmungen zu minimieren. Das glättete die Oszillationen der Interferogramme. Außerdem wurde die Blende auf  $10 \times 6 \text{ mm}^2$  vergrößert, um einen höheren Neutronenfluss zu haben. Nach diesen Veränderungen zeigte eine Leermessung 38.3% Kontrast. Anschließend waren mehrere Klebevorgänge mit verschiedenen Prismen notwendig, um einen ausreichend hohen Kontrast (14%) mit Prismen im Interferometer zu haben.

Nun wurden wieder Testmessungen mit einem separierten Prismenpaar durchgeführt. Diese zeigten den erwarteten Effekt, nämlich ein Sinken des Kontrasts bei Vergrößerung des Abstandes zwischen den Prismen. Es wurde über Nacht eine motorgesteuerte Messserie durchgeführt. Wieder wurde das eine Prismenpaar in Schritten von jeweils einem Millime-

ter voneinander getrennt, bis zur maximalen Separation von 15 mm. Dieses Mal konnte der Abfall des Kontrasts gut gemessen werden. In Abb. 3.33 ist die Kontrastfunktion in Abhängigkeit von der Separation des einen Prismenpaares graphisch dargestellt.

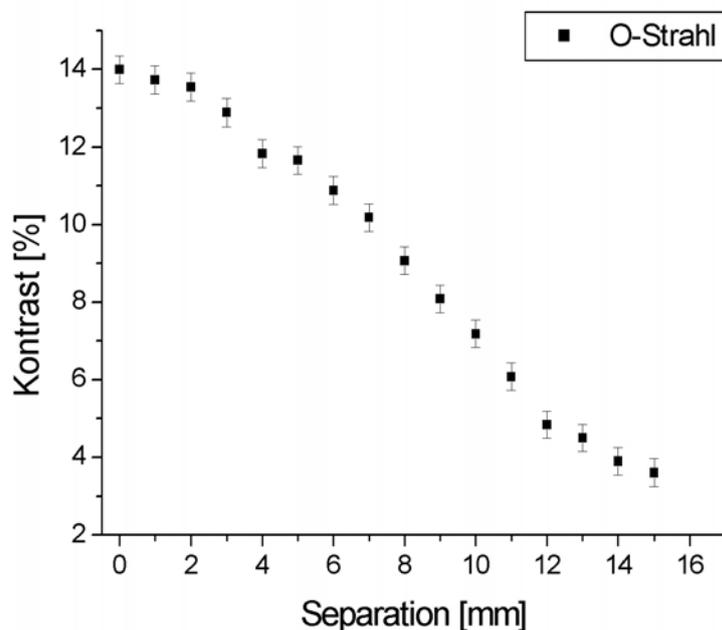


Abbildung 3.33: Beispiel einer Kontrastfunktion

Zur Überprüfung der Messdaten folgten zu einem späteren Zeitpunkt Vergleichsmessungen, teilweise mit Phasenbestimmung. Bei der graphischen Darstellung aller Messungen mit dem alten Interferometer wurde auf den Maximalkontrast der jeweiligen Messung normiert und der Übersicht halber auf die Fehlerbalken verzichtet (typischer Fehler  $\pm 3.8\%$ ) (Abb. 3.34).

Die Phase kann mittels einer sogenannten In-Out-Messung bestimmt werden. Bei einer In-Out-Messung erfolgt bei jeder Phasenschieberstellung nach einer Messung mit den Prismen im Interferometer eine Vergleichsmessung mit dem leeren Interferometer. So verliert eine eventuelle Phasendrift durch Temperaturschwankungen u. Ä. an Bedeutung. Dasselbe gilt auch für die Kontrastwerte, die bei einer In-Out-Messung bestimmt werden. Der Kontrast wird bei der Auswertung dieser Messungen auf den Leerkontrast normiert und der Einfluss von eventuellen Kontrastschwankungen kann somit vermieden werden. Die erste Messung, die einen nahezu konstanten Kontrast trotz der Separation der Prismen zeigte, wurde nicht als In-Out-Messung durchgeführt. Es besteht die Möglichkeit, dass der Kontrast während der Messungen nicht stabil war und deshalb kein Kontrastabfall gemessen wurde.

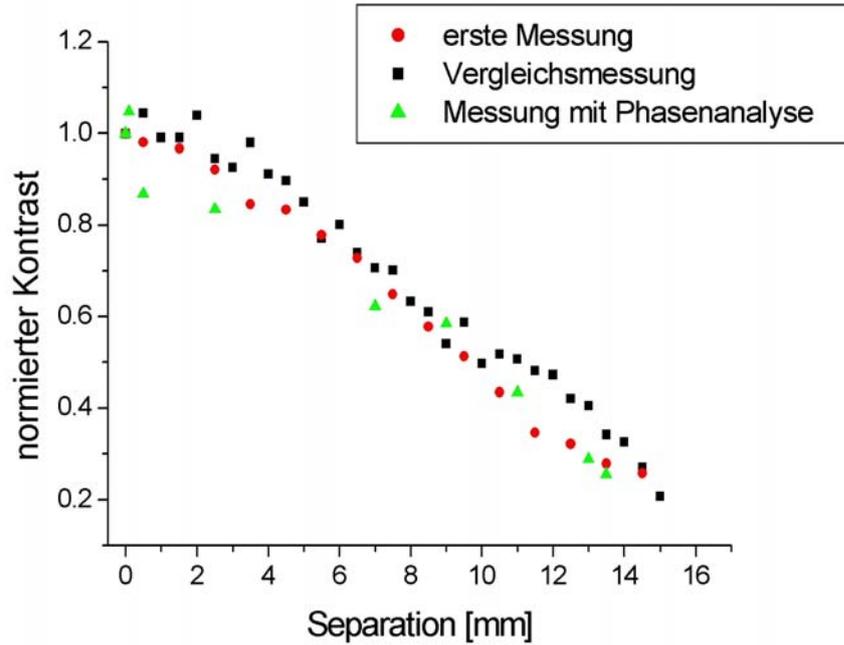


Abbildung 3.34: Vergleich der verschiedenen Kontrastwerte in Abhängigkeit von der Separation; Der typische Fehler bei diesen Messungen beträgt  $\pm 3.8\%$ .

Für die Konfiguration von Prismen und dem Neutronenstrahl gilt

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} k_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Delta_z(x) \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

für alle Distanzen  $x$  zwischen den Prismen. Damit ergibt sich für den Phasenschub (2.19)

$$\Delta\chi = \vec{\Delta} \cdot \vec{k} = 0. \quad (3.27)$$

Es ist zu erwarten, dass keine Änderung der Phase zwischen den einzelnen Messungen auftritt. In Abb. 3.35 sind die experimentell bestimmten Phasendifferenzen zwischen den In- und Out-Messungen gezeigt. Die Phasendifferenz bleibt unabhängig von der Separation der Prismen nahezu konstant. Die Fehlerbalken werden bei weiterer Trennung der Prismen immer größer, da der Kontrast sinkt und somit die Phase weniger genau bestimmt werden kann.

Mit dem neuen  $45^\circ$  2-Loop Interferometer wurden zu einem späteren Zeitpunkt ebenfalls Kohärenzmessungen durchgeführt. Die Kontrastfunktion wurde für beide Wellenlängen, also für  $\lambda_{220}=0.27$  nm und  $\lambda_{440}=0.135$  nm, bestimmt. Bei diesen Messungen kam der Loop 2 mit entsprechenden Detektorpositionen zum Einsatz (Abb. 3.26), da der Loop 1 nur mit Vorbehalt funktionierte<sup>9</sup>.

<sup>9</sup>Siehe Kapitel 3.5, „Justieren des neuen  $45^\circ$  2-Loop Interferometers“

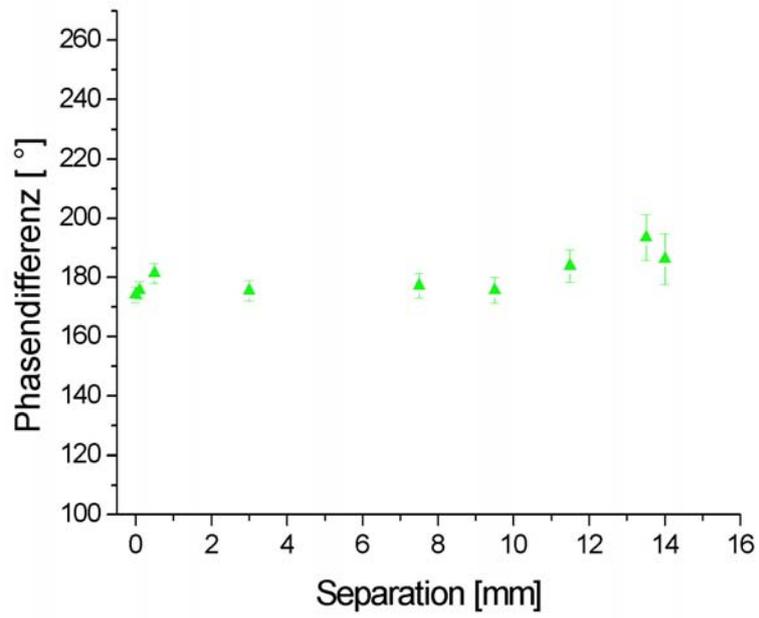


Abbildung 3.35: Phasenmessung mit dem alten Interferometer

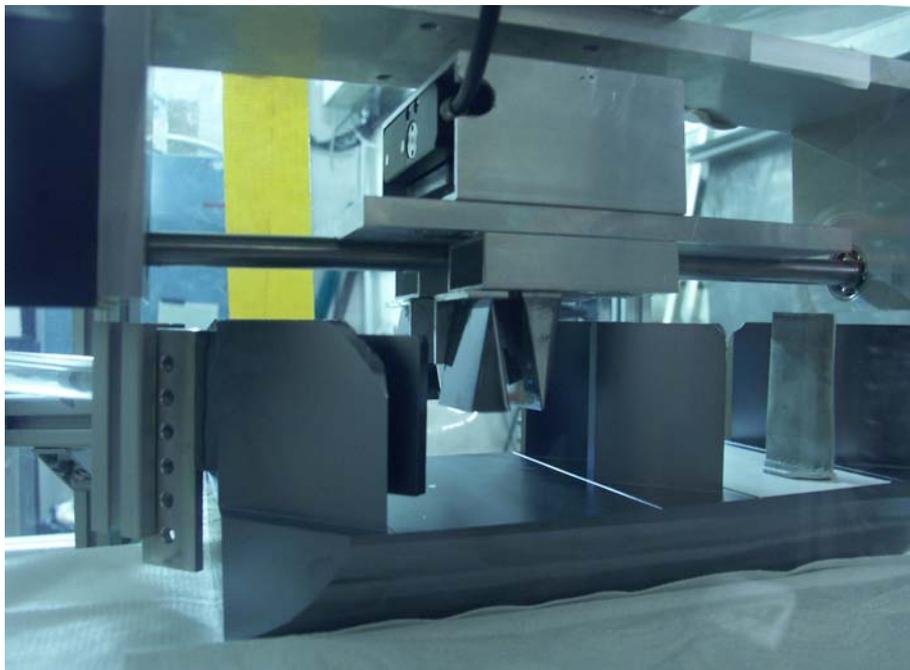


Abbildung 3.36: Kohärenzmessung mit dem neuen Interferometer

Zur Messung der Kohärenzfunktion wurde mit derselben Prismenanordnung wie bei den Messungen mit dem alten Interferometer gearbeitet. Die Prismen des einen Paares wurden wieder schrittweise separiert, um eine räumliche Verschiebung der Wellenpakete zu erzielen. Die Messungen für beide Wellenlängen fanden ausschliesslich als In-Out-Messungen statt, um die Phasendifferenz zwischen verschieden weit separierten Prismen zu ermitteln. Auch bei diesen Messungen blieb die Phase konstant.

In Abb. 3.37 ist der Kontrastverlauf für beide Wellenlängen in Abhängigkeit von der Separation des Prismenpaares gezeigt.

Nun sollen die Kohärenzfunktionen (3.23) bestimmt werden, um die Kohärenzlängen bestimmen zu können. Die Kohärenzlänge ist bei einer gaußförmigen Kohärenzfunktion (3.23) als jene Verschiebung der Wellenpakete definiert, bei der die Funktion auf das  $1/e$ -fache abgefallen ist. Aufgrund dieser einfachen Definition, wird in unserer Betrachtung eine gaußförmige Impulsverteilung angenommen. In den Kohärenzfunktionen dürfen die Kontrastwerte nicht in Abhängigkeit der Separation dargestellt werden, sondern müssen in Abhängigkeit von der relativen vertikalen Verschiebung der Wellenpakete aufgetragen werden.

Für unsere Siliziumprismen mit einem Öffnungswinkel von  $\gamma=20^\circ$  und einer Streulängendichte von  $Nb_c = 2.07 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  ergibt sich, bei der Wellenlänge  $\lambda_{220} = 0.27 \text{ nm}$ , eine räumliche Verschiebung der Wellenpakete in vertikaler Richtung (2.107) in Abhängigkeit der Separation  $x$ , von

$$\Delta_z(\lambda_{220}, x) = 8.47 \cdot 10^{-7} \cdot x \quad (3.28)$$

und bei  $\lambda_{440} = 0.135 \text{ nm}$

$$\Delta_z(\lambda_{440}, x) = 2.12 \cdot 10^{-7} \cdot x. \quad (3.29)$$

In Abb. 3.38 sind die normierten Kontrastwerte für beide Wellenlängen in Abhängigkeit von der Verschiebung der Wellenpakete aufgetragen. Diese Darstellungen sind die Kohärenzfunktionen. Die Umrechnung der Werte auf den Abszissenachsen erfolgt laut (3.28) und (3.29). Die Kontrastwerte wurden auf den jeweiligen Maximalwert normierten. Aus solchen Darstellungen kann die Kohärenzlänge durch einen gaußförmigen Fit (bei Annahme einer gaußförmigen Impulsverteilung) bestimmt werden. Für die Messung mit der Wellenlänge  $\lambda_{440}=0.135 \text{ nm}$  wurde keine Auswertung der Kohärenzlänge vorgenommen. Durch die kleinere vertikale Verschiebung des Wellenpaketes (bei gleich großer Separation der Prismen) ist kein sinnvoller Fit möglich (siehe Abb. 3.39).

In Abb. 3.39 sieht man einen Vergleich aller Kohärenzfunktionen, die mit dem alten Interferometer, dem neuen Interferometer und den verschiedenen Wellenlängen bestimmt wurden. Die Messungen, bei denen die Wellenlänge nicht angegeben ist, wurden mit der Wellenlänge  $\lambda=0.27 \text{ nm}$  durchgeführt. Auf Fehlerbalken wurde verzichtet, um eine übersichtliche Darstellung zu gewährleisten (typischer Fehler  $\pm 3.8\%$ ). Die experimentell ermittelten Kohärenzfunktionen liefern eine zufriedenstellende Übereinstimmung untereinander.

Die Kohärenzlängen der einzelnen Messungen können aus den Graphen in Abb. 3.40 bestimmt werden. Die Abszissenachse wurde bei dem Wert  $1/e = 0.368$  eingezeichnet. Die

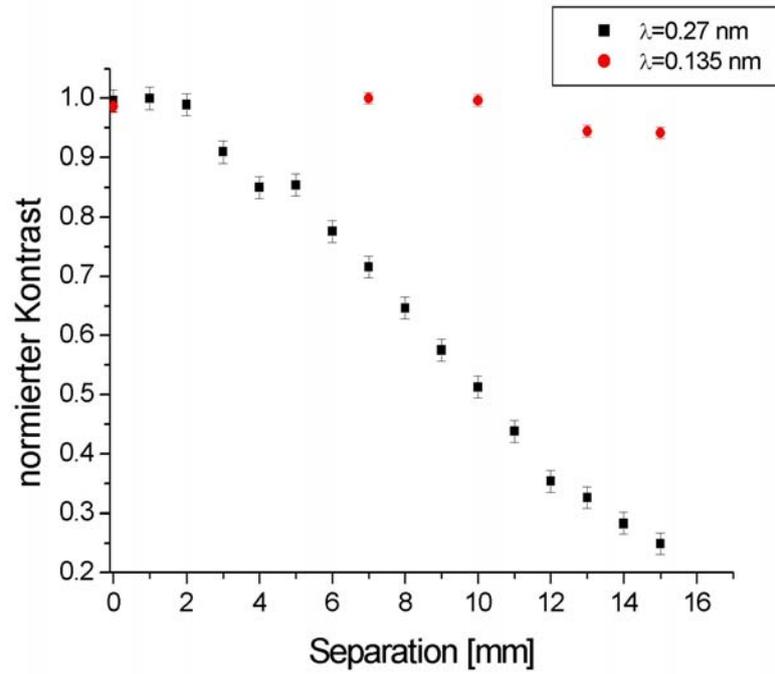


Abbildung 3.37: Kontrastfunktion mit dem neuen Interferometer mit zwei Wellenlängen

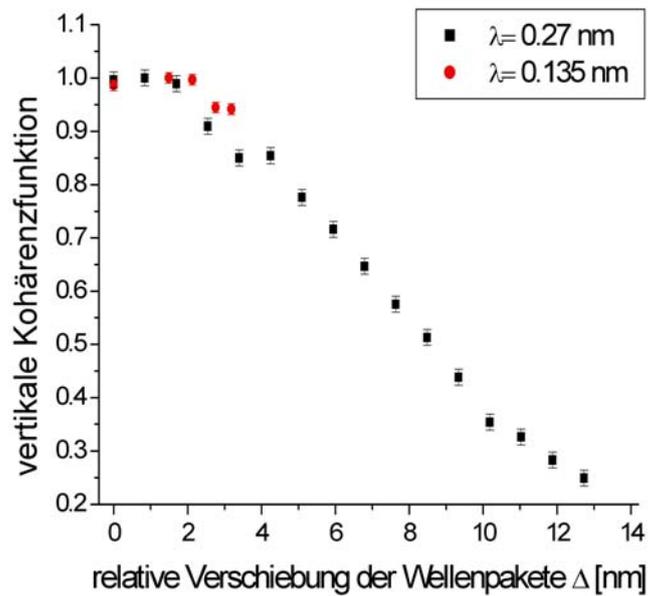


Abbildung 3.38: Kohärenzfunktion für beide Wellenlängen (Abhängigkeit von der relativen Verschiebung der Wellenpakete)

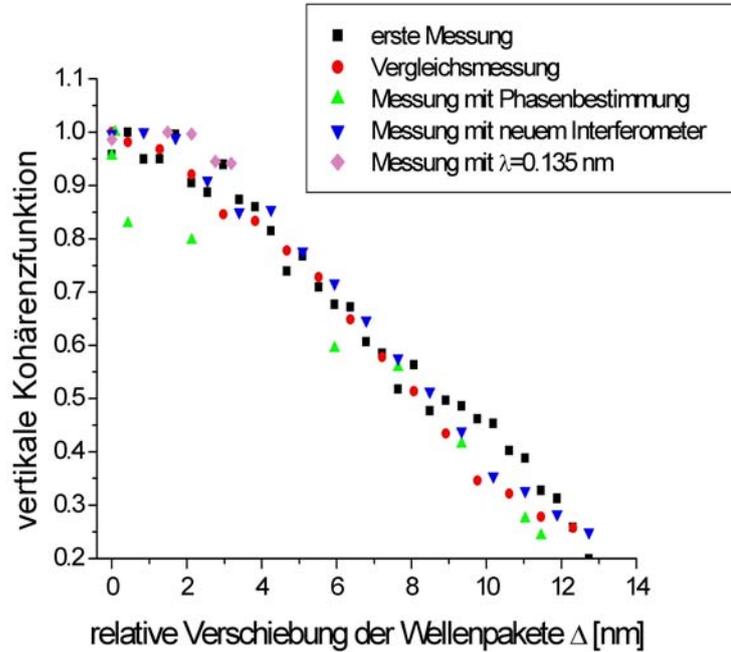


Abbildung 3.39: Vergleich aller Kohärenzmessungen; Der typische Fehler bei den Messungen liegt bei  $\pm 3.8\%$ .

Kohärenzlänge ist durch den Schnittpunkt der Abszissenachse mit dem gaußförmigen Fit (Annahme einer gaußförmigen Kohärenzfunktion) gegeben. Die erste Messung mit dem alten Interferometer ergibt eine vertikale Kohärenzlänge von  $\Delta_c=10.75$  nm, die Vergleichsmessung liefert den Wert  $\Delta_c=10$  nm. Bei der Messung mit Phasenbestimmung kann ein Wert von  $\Delta_c=9.9$  nm ermittelt werden und mit dem neuen Interferometer wurde der Wert für die vertikale Kohärenzlänge zu  $\Delta_c=10.5$  nm bestimmt. Damit ergibt sich für die vertikale Kohärenzlänge der experimentell bestimmte Wert

$$\Delta_{c,exp} = 10.3(2) \text{ nm} . \quad (3.30)$$

Im Rahmen dieser Diplomarbeit konnte das Impulsspektrum nicht gemessen werden, weshalb eine gaußförmige vertikale Impulsverteilung

$$\Gamma_{vert}^{(1)} \propto \exp\left(-\frac{(\Delta_z \cdot \delta k_z)^2}{2}\right) \quad (3.31)$$

mit der Unschärfe der Impulsverteilung  $\delta k_z$ , angenommen wird. Die Unschärfe ist durch die vertikale Divergenz des Neutronenstrahls im Interferometer gegeben. Die Divergenz ist entweder durch den Neutronenleiter oder durch die Geometrie von Monochromator und Blende bestimmt. Der Strahlteiler beeinflusst nicht die vertikale Divergenz. Im Folgenden wird die vertikale Impulsunschärfe  $\delta k_z$  für die beiden Wellenlängen berechnet.

In einem Neutronenleiter werden jene thermischen Neutronen reflektiert, die unter einem kleineren Winkel als dem Grenzwinkel der Totalreflexion auf die Neutronenleiterwand

auftreffen. Durch Mehrfachtotalreflexion an den Wänden des Neutronenleiters können die Neutronen über größere Distanzen transportiert werden.

Der Neutronenleiter H25 ist ein aus komplex aufgebauten Nickel-Titan (Ni-Ti) Vielfachschichten bestehender Superspiegel, für dessen Grenzwinkel der Totalreflexion  $\phi_{H25}$

$$\phi_{H25} = m \cdot \phi(Ni) \quad (3.32)$$

gilt, wobei  $\phi(Ni)$  der Grenzwinkel der Totalreflexion von natürlichem Nickel ist und ein Wert von  $m=2$  vom ILL angegeben wird. Der Grenzwinkel der Totalreflexion für Nickel ist durch

$$\phi(Ni) = \lambda \cdot \sqrt{\frac{Nb_c}{\pi}} \quad (3.33)$$

gegeben und weist eine lineare Abhängigkeit von der Wellenlänge der Neutronen auf. Für eine Wellenlänge von  $\lambda=0.27$  nm ergibt sich ein Grenzwinkel der Totalreflexion von

$$\phi_{H25}(\lambda = 0.27 \text{ nm}) = 0.54^\circ \quad (3.34)$$

und für eine Wellenlänge von  $\lambda=0.135$  nm ergibt sich ein Grenzwinkel der Totalreflexion von

$$\phi_{H25}(\lambda = 0.135 \text{ nm}) = 0.27^\circ . \quad (3.35)$$

Die Divergenz  $\eta$  ist gleich dem Grenzwinkel der Totalreflexion  $\phi_{H25}$ . Die Unschärfe der vertikalen Impulsverteilung ist durch

$$\delta k_z = k \cdot \tan(\eta) \quad (3.36)$$

gegeben. Daraus folgt für die beiden Wellenlängen ( $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ )

$$\delta k_z(\lambda = 0.27 \text{ nm}) = 0.22 \text{ nm}^{-1} \quad (3.37)$$

und

$$\delta k_z(\lambda = 0.135 \text{ nm}) = 0.22 \text{ nm}^{-1} . \quad (3.38)$$

Die Unschärfe der vertikalen Impulsverteilung ist nach dem Neutronenleiter also für beide Wellenlängen gleich groß.

Die Neutronen beider Wellenlängen, die unreflektiert aus dem Neutronenleiter austreten, weisen eine kleinere Unschärfe der vertikalen Impulsverteilung ( $\leq 0.2 \text{ nm}^{-1}$ ) auf. Die Länge des Neutronenleiters bis zum Instrument S18 ist 56 m und die Höhe (vertikale Länge) ist 200 mm. Daraus folgt für die Divergenz der unreflektierten Neutronen

$$\eta = \tan^{-1} \left( \frac{2}{560} \right) = 0.2^\circ \quad (3.39)$$

und somit für die vertikale Impulsunschärfe (3.36)

$$\delta k_z(\lambda = 0.27 \text{ nm}) = 0.08 \text{ nm}^{-1} \quad (3.40)$$

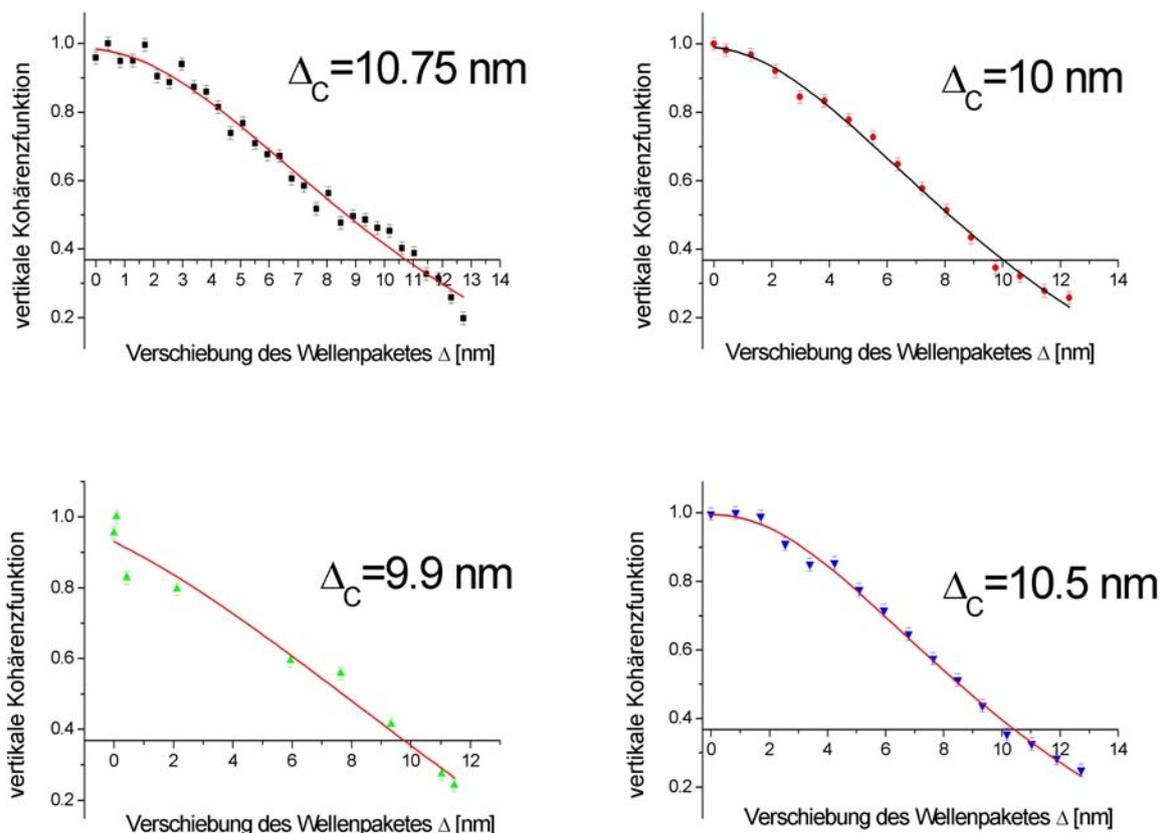


Abbildung 3.40: Bestimmung der Kohärenzlängen

und

$$\delta k_z(\lambda = 0.135 \text{ nm}) = 0.17 \text{ nm}^{-1}. \quad (3.41)$$

Für die unreflektierten Neutronen ist die vertikale Impulsunschärfe wellenlängenabhängig, aber in beiden Fällen kleiner als für die totalreflektierten Neutronen. Die unreflektierten Neutronen bestimmen daher nicht das Kohärenzverhalten.

Abschließend soll noch die Blendengeometrie betrachtet werden. Der Monochromator ist in etwa 150 cm von der Blende (vertikale Höhe 1 cm) entfernt. Das führt auf eine vertikale Divergenz von

$$\eta = \tan^{-1} \left( \frac{1}{150} \right) = 0.38^\circ \quad (3.42)$$

und somit auf eine vertikale Impulsunschärfe (3.36) für die unterschiedlichen Wellenlängen von

$$\delta k_z(\lambda = 0.27 \text{ nm}) = 0.15 \text{ nm}^{-1} \quad (3.43)$$

und

$$\delta k_z(\lambda = 0.135 \text{ nm}) = 0.31 \text{ nm}^{-1}. \quad (3.44)$$

Daraus folgt, dass für  $\lambda=0.27 \text{ nm}$  die vertikale Impulsunschärfe von  $\delta k_z=0.15 \text{ nm}^{-1}$  durch die Blendengeometrie festgelegt wird, während für  $\lambda=0.135 \text{ nm}$  die vertikale Impulsunschärfe von  $\delta k_z=0.22 \text{ nm}^{-1}$  durch die Totalreflexion im Neutronenleiter bestimmt ist. Die Kohärenzfunktionen sind also erwartungsgemäß unterschiedlich. Um diese Aussage zu bestätigen, wären mehr Messpunkte (größere Separation) für  $\lambda_{440}= 0.135 \text{ nm}$  notwendig.

Ausgehend von den berechneten vertikalen Impulsverteilungen (3.22) wird mittels Fourier-Transformation die dazugehörige Kohärenzfunktion  $\Gamma_{vert}^{(1)}$  (3.23) ermittelt. Sie lautet für  $\lambda=0.27 \text{ nm}$

$$\left| \Gamma_{vert}^{(1)} \right| \propto \exp \left( -\frac{(0.15 \cdot \Delta_z)^2}{2} \right). \quad (3.45)$$

und für  $\lambda_{440}= 0.135 \text{ nm}$

$$\left| \Gamma_{vert}^{(1)} \right| \propto \exp \left( -\frac{(0.22 \cdot \Delta_z)^2}{2} \right). \quad (3.46)$$

Die vertikale Impulsverteilung und die vertikale Kohärenzfunktion ist in Abb. 3.41 für  $\lambda=0.27 \text{ nm}$  und in Abb. 3.42 für  $\lambda=0.135 \text{ nm}$  dargestellt. Für Fehlerbalken muss auf Abb. 3.38 verwiesen werden. Bei der Kohärenzfunktion von  $\lambda=0.27 \text{ nm}$  ist eine sehr gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der theoretischen Kurve gegeben. Die berechnete Kohärenzfunktion liefert für  $\lambda=0.27 \text{ nm}$  eine Kohärenzlänge von  $\Delta_{c,theoretisch}=10.3 \text{ nm}$ . Somit gilt

$$\Delta_{c,exp} \cong \Delta_{c,theoretisch}. \quad (3.47)$$

Für  $\lambda=0.135 \text{ nm}$  ist die Übereinstimmung weniger gut. Man erhält für die berechnete Kohärenzlänge  $\Delta_{c,theoretisch}=6.6 \text{ nm}$ . Die Kohärenzlänge für diese Wellenlänge konnte experimentell nicht bestimmt werden. Ein Vergleich der Messpunkte mit der theoretischen Kurve zeigt aber, dass die Messwerte höher als die theoretische Kurve liegen.

Im Rahmen einer Dissertation ist im Jahr 2004 die vertikale Kohärenzfunktion und die dazugehörige Impulsverteilung am Instrument S18 für eine andere Wellenlänge ( $\lambda=0.19 \text{ nm}$ ) und eine andere Blendengeometrie experimentell bestimmt worden [18]. Das in der Dissertation gemessene Impulsspektrum hat kein, wie früher angenommen, über die Höhe verteiltes Gaußspektrum, sondern ein weitaus komplizierteres Strahlprofil. In der Arbeit wird ausgeführt, dass der Unterschied zur Theorie durch die Länge des Neutronenleiters (56 m) erklärbar ist. Weiters, dass es keine Computer-Simulationen gibt, die die gemessenen Strahlprofile erklären können. Aus den gemessenen Strahlprofilen wurde mit Hilfe einer Fourier-Transformation eine theoretische Kohärenzfunktion ermittelt, die sehr gut mit der gemessenen Kohärenzfunktion übereinstimmt.

Zur Messung der vertikalen Kohärenzfunktion wurde eine andere Methode als in der vorliegenden Arbeit verwendet. Um das Wellenpaket vertikal zu verschieben wurden Quarzglasplättchen als Phasenschieber eingesetzt. Ein Phasenschieber wurde in das Interferometer eingebracht und um den Winkel  $\phi$  zur horizontalen Ebene verkippt. Diese Anordnung erzeugt aber auch eine Verschiebung des Wellenpaketes in andere Richtungen. Um diese

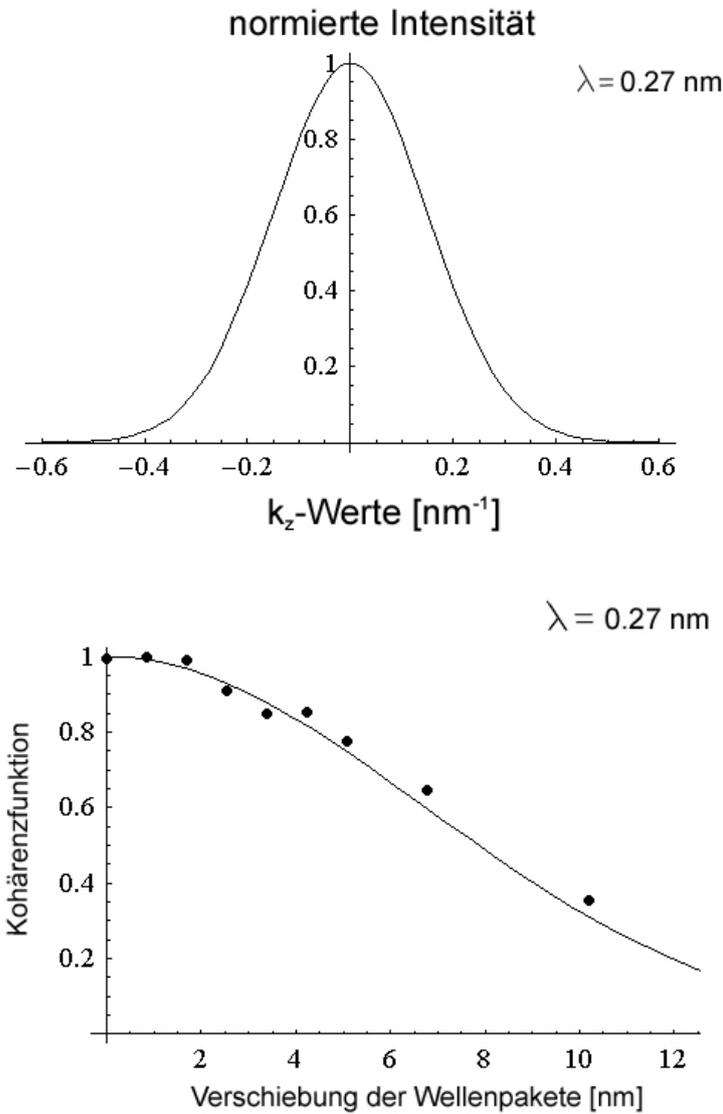


Abbildung 3.41: oben: Berechnete Impulsverteilungen für (220)-Reflex, um  $k_{z_0}$  zentriert; unten: Die Linie zeigt die berechnete Kohärenzfunktion, die Punkte zeigen einige Messwerte

zu kompensieren wurde ein zweites Quarzglasplättchen verwendet, welches um den Winkel  $-\phi$  verkippt wird. Je nach Größe der Verkipfung wurden die Wellenpakete zueinander verschoben. Der ermittelte Wert der vertikalen Kohärenzlänge in der Dissertation ist

$$\Delta_{c,exp} \cong 11 \text{ nm} . \quad (3.48)$$

Ein Vergleich ist nur größenordnungsmäßig sinnvoll, da mit einer anderen Wellenlänge und einer anderen Blendengeometrie gearbeitet wurde.

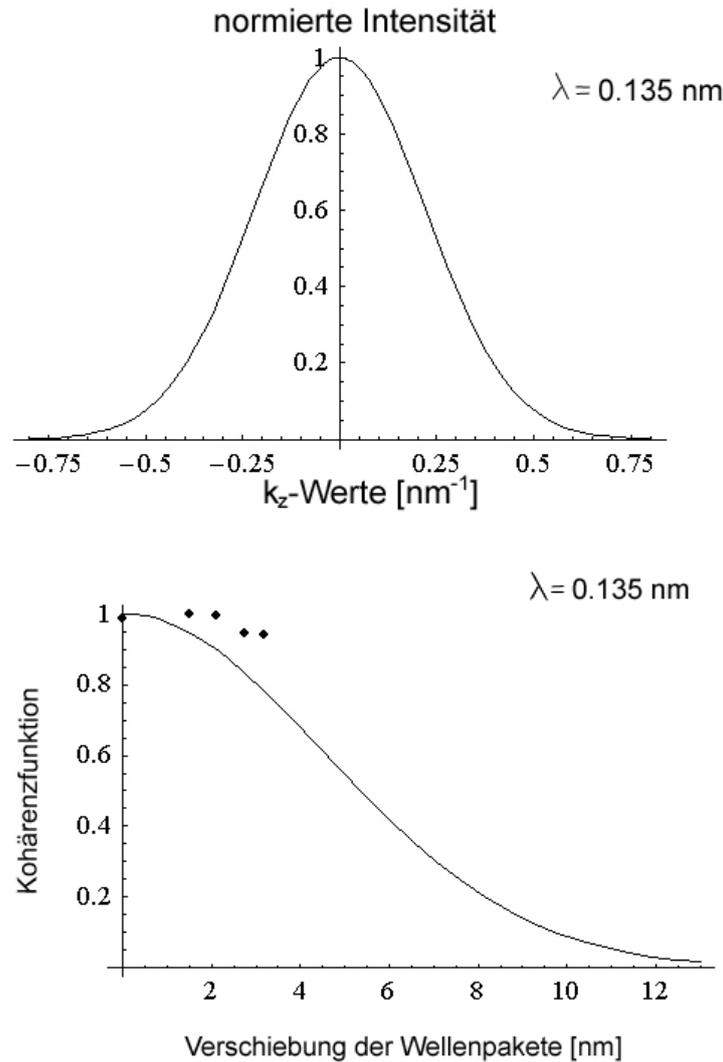


Abbildung 3.42: links: Berechnete Impulsverteilungen für (440)-Reflex, um  $k_{z_0}$  zentriert; rechts: Die Linie zeigt die berechnete Kohärenzfunktion, die Punkte zeigen die Messwerte

### 3.9 Phasenmessungen mit Siliziumprismen

In diesem Kapitel werden die Testmessungen zur Sensitivität der Laue-Transmissions-Phase beschrieben. Die ursprünglich geplante Messung kann mit der in Abb. 1.6 gezeigten Anordnung realisiert werden. Essentiell an dieser Anordnung ist, dass sich in jedem Pfad ein Prismenpaar befindet, wobei beide Prismenpaare den selben Abstand zwischen den beiden Prismen aufweisen müssen. Wäre dem nicht so, würde eine räumliche Verschiebung des Wellenpaketes in vertikaler Richtung erfolgen. Dieser Effekt ist bei den Phasenmessungen, anders als bei den Kohärenzmessungen, nicht erwünscht. Bei der beschriebenen Anordnung befindet sich ein Prismenpaar als Ganzes in einem Loop und das andere Prismenpaar wird

so in das Interferometer eingebracht, dass sich die mittlere Lamelle zwischen den beiden Prismen befindet. Die Laue-Transmissions-Phase kann gemessen werden, indem beide Prismenpaare um die Kristallachse gedreht werden. Durch die rotierten Prismensets wird der Neutronenstrahl aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt und trifft nicht exakt im Bragg-Winkel auf die mittleren Lamellen auf. Das neue Interferometer und die Prismenhalterung sind für solche Messungen optimiert. Durch die Verzögerung in der Herstellung des neuen Interferometers stand es erst in den letzten Tagen des Forschungsaufenthalts am ILL zur Verfügung. Die Testmessungen mussten also mit dem alten Interferometer ausgeführt werden. Dieses Interferometer in Verbindung mit den Möglichkeiten die Prismen an der Prismenhalterung zu befestigen, ließ die oben beschriebene Anordnung (Abb. 1.6) aus Platzmangel nicht zu. Deshalb wurde eine modifizierte Messung ausgeführt<sup>10</sup>. Zuvor wurde noch überprüft, ob die Siliziumprismen einen intrinsischen Phasenschub verursachen, wenn sie in unterschiedlichen Positionen in das Interferometer bei Kontrastmessungen eingebracht werden<sup>11</sup>.

Aus der Literatur ist bekannt, dass in der Neutronenoptik und auch in der Neutronen-Interferometrie schon Prismen verwendet worden sind, um den Neutronenstrahl zu manipulieren. Eine Einteilung der Prismen kann nach ihrer Brechkraft getroffen werden. Prismen mit einer kleinen Brechung werden zur Kompensation von Moiré-Mustern [21] und als Phasenschieber im Interferometer [17] verwendet. Bei den Einsatzgebieten der Prismen mit kleinem Brechungswinkel muss eine hohe Genauigkeit der Phase gegeben sein. Prismen mit einer großen Brechkraft werden zur Wellenlängenseparation [8] vor dem Interferometer verwendet oder für multiple Rocking-Kurven im Interferometer [20]. Allerdings waren die Messungen zu den multiplen Rocking-Kurven reine Intensitätsmessungen, es war keine Phasentauglichkeit der Prismen erforderlich, ebenso wie bei der Wellenlängentrennung. Bei unseren Messungen werden Prismen mit großer Brechkraft verwendet, wobei eine Genauigkeit der Phase wie bei den Messungen mit Prismen mit kleiner Brechung gefordert ist. Diese Anforderungen sind nicht einfach zu erfüllen. Um erste Erfahrungen auf diesem Gebiet zu sammeln, wurden die in den folgenden Kapiteln beschriebenen Experimente durchgeführt.

### 3.9.1 Intrinsische Phase

Um zu untersuchen, wie genau die Phase mit unseren Siliziumprismen zu messen ist, wurde folgende Prismenkonfiguration gewählt: In beiden Pfaden eines Loopes wurde ein separiertes Prismenpaar eingebracht (Abb. 3.43, links). Die zwei Prismen beider Prismenpaare hatten denselben Abstand zueinander. Bei dem Experiment wird die gesamte Prismenanordnung vertikal und horizontal durch den Strahl bewegt und die Phasendifferenz zwischen den einzelnen Positionen bestimmt (Abb. 3.43, rechts). Die mittleren Lamellen befinden sich zwischen den Prismen, was aber keinen Einfluss auf die Messung hat, da bei der Translation der Prismen der Neutronenstrahl nicht abgelenkt wird (im Gegensatz zur Rotation, Kap. 3.9.2 „*Messungen mit rotierten Prismen*“). Hier werden nur unterschiedliche Flächen

---

<sup>10</sup>siehe Kap. 3.9.2 „*Messungen mit rotierten Prismenpaaren*“

<sup>11</sup>siehe Kap. 3.9.1 „*Intrinsische Phase*“

der Prismen beleuchtet. Da später bei den Testmessungen zur Laue-Transmissions-Phase die Prismenanordnung rotiert werden soll, ist es wichtig zu überprüfen, welchen Einfluss die Bewegung der Prismen auf die Phase hat.

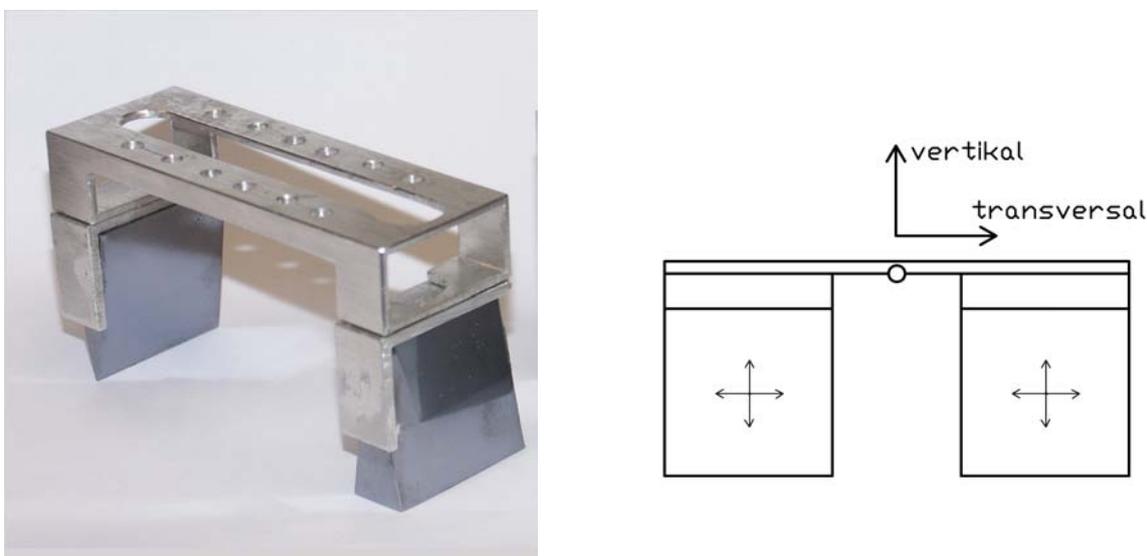


Abbildung 3.43: links: Foto einer verwendeten Prismenanordnung; rechts: Schematische Darstellung des Auftreffpunktes der Neutronen bei vertikaler und horizontaler Bewegung;

Zur Bestimmung der Phase wurden wieder In-Out-Messungen durchgeführt. Zu jeder Messung mit den Prismen im Interferometer wurde eine Leermessung vorgenommen. Die Phase wurde aus der Differenz der Phasen der In- und Out-Messungen bestimmt.

Das Ergebnis dieser Messungen war nicht zufriedenstellend, da sowohl in vertikaler wie auch in horizontaler Richtung ein Phasenschub auftrat (Abb. 3.44 links und Abb. 3.45 links). Der gemessene Phasenschub in vertikaler Richtung beträgt  $11^\circ$  pro mm und in horizontaler Richtung  $60^\circ$  pro mm. Die Ursache für den Phasenschub kann in einem Dickenunterschied zwischen den beiden Prismenpaaren gesehen werden. Um den entsprechenden Dickegradienten zu bestimmen gehen wir von einem longitudinalen Phasenschub aus. Mit (2.55) folgt für die gemessene Phasendifferenz  $\Delta\chi_V$  ein Dickenunterschied  $\Delta D$  der beiden Prismensets von

$$\Delta D = \frac{\Delta\chi_V}{\lambda N b_c}. \quad (3.49)$$

Für Silizium ( $N b_c = 2.07 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) und einer Wellenlänge von  $\lambda=0.27 \text{ nm}$  folgt für den Dickegradienten (in SI-Einheiten)

$$\Delta D = \frac{\Delta\chi_V}{558.9 \cdot 10^2} = 17.892 \cdot 10^{-6} \cdot \Delta\chi_V \quad (3.50)$$

bei gemessener Phasendifferenz  $\Delta\chi_V$ . Um von der gemessenen Phasendifferenz in Grad auf die Materialdicke in Mikrometer zu kommen, wird folgende Formel verwendet:

$$D [\mu\text{m}] = 0.3125 \cdot \Delta\chi_V [^\circ]. \quad (3.51)$$

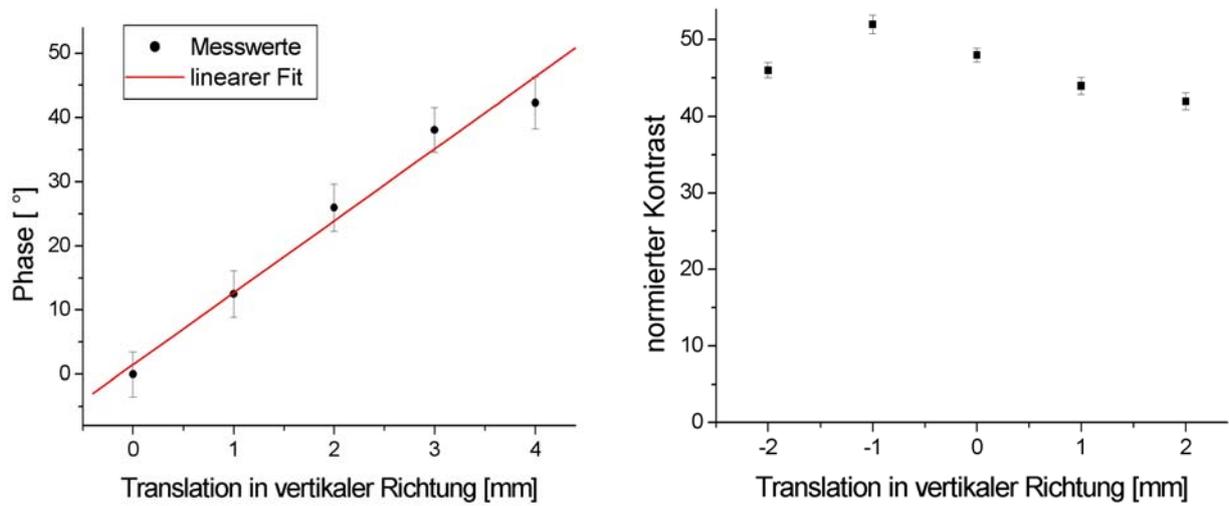


Abbildung 3.44: links: Phasenschub in vertikaler Richtung; rechts: Kontrastmessung

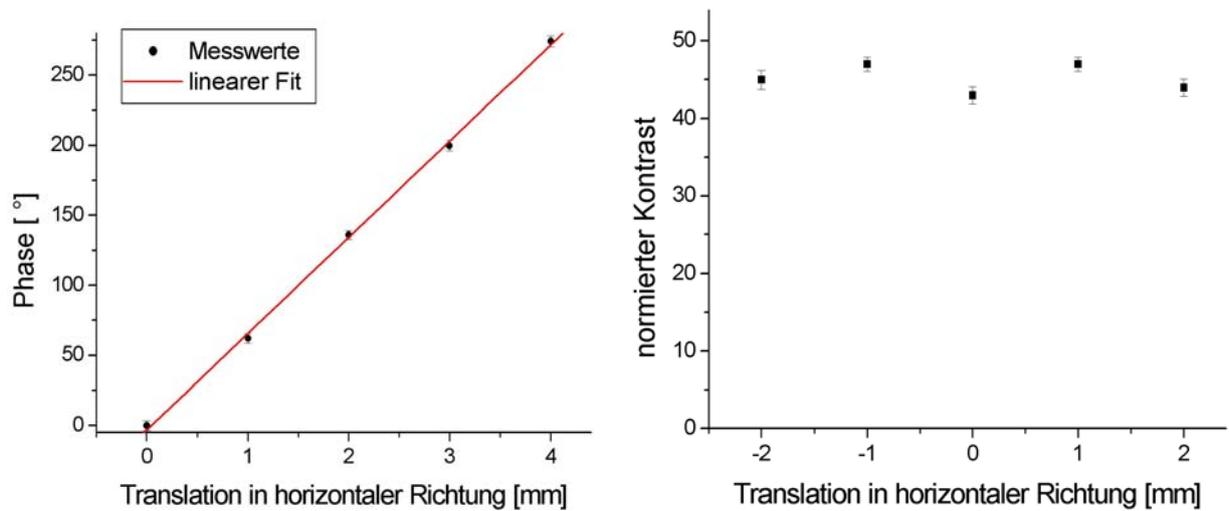


Abbildung 3.45: links: Phasenschub in horizontaler Richtung; rechts: Kontrastmessung

Für die gemessenen Phasendifferenzen folgt aus (3.51) ein Dickegradienten von  $3.44 \mu\text{m}$  pro mm in vertikaler Richtung und  $18.75 \mu\text{m}$  pro mm in horizontaler Richtung. Das entspricht einem Winkel von  $0.2^\circ$  in vertikaler Richtung und einem Winkel von  $1.1^\circ$  in horizontaler Richtung, falls ein konstanter Dickegradient pro Längeneinheit angenommen wird.

Die zugehörigen Kontrastmessungen sind in Abb. 3.44 rechts und Abb. 3.45 rechts gezeigt. Der Kontrast wurde auf den jeweiligen Leerwert normiert und ist annähernd konstant. Das zeigt, dass die unterschiedlichen beleuchteten Flächen der Prismen nur geringen

Einfluss auf den Kontrast haben.

Zusammenfassend muss festgestellt werden, dass unsere Siliziumprismen aufgrund eines gemessenen Dickegradienten der verwendeten Prismenpaare nicht geeignet sind um die Laue-Transmissions-Phase zu messen. Für diese Messung müssen zumindest die beiden Prismenpaare ident sein. Als Ursachen für den Dickegradient werden die stark überschätzte Ätzrate und ein Geometriefehler, der beim Schleifvorgang entstanden ist, angenommen. Prinzipiell kann auch ein Justierungsfehler der Prismen durch den Klebevorgang nicht ausgeschlossen werden, obwohl dieser sehr sorgfältig ausgeführt wurde.

Aufgrund dieses Ergebnisses können die anschließenden Messungen nur noch als grobe Testmessungen angesehen werden, da sie mit Prismen ausgeführt wurden, die nicht die erforderliche Genauigkeit aufweisen bzw. können die Prismen mit unserer Prismenhalterung und unserer Klebemethode nicht genau genug orientiert werden.

### 3.9.2 Messungen mit rotierten Prismenpaaren

Trotz der Feststellung, dass mit unseren Siliziumprismen und/oder der Art, wie sie orientiert werden, die geforderte Genauigkeit nicht gewährleistet werden kann, wurden Messungen mit rotierten Prismen durchgeführt. Bei dieser modifizierten Messung wurden beide Prismenpaare wieder über den mittleren Lamellen des alten Interferometers positioniert (Abb. 3.46). Es kamen dieselben Prismenpaare wie bei der Messung der intrinsischen Phase zum Einsatz (Abb. 3.43, links). Bei den Messungen wurden beide Prismenpaare um die Kristallachse gedreht. Der Winkel, um den rotiert wird, wird als  $\alpha$ -Winkel bezeichnet (siehe Abb. 3.46). Theoretisch sollte mit idealen Prismen bei dieser Messanordnung keine Phasendifferenz durch die Rotation auftreten und die Kontrastmessungen einen konstanten Wert liefern, da in beiden Pfaden des Interferometers idente Manipulationen durchgeführt werden. Angesichts der Ergebnisse aus Kapitel 3.9.1 („*Intrinsische Phase*“) ist zu erwarten, dass bei dieser Messung eine Phasendifferenz auftritt, die nicht als physikalischer Effekt gewertet werden kann. Der Grund für diese Phasendifferenz sind Ungenauigkeiten der Prismengeometrie bzw. eine schlechte Ausrichtung der Prismen.

Es wurden Kontrastmessungen mit Phasenbestimmung (In-Out-Messungen) durchgeführt. Bei den Messungen mit der Prismenanordnung im Neutronenstrahl, wurde diese in Schritten von einem Grad, in einem Bereich von  $-7^\circ$  bis  $+5^\circ$  rotiert und bei jeder Position eine Kontrastmessung gemacht. Bei der Alpha-Rotation der Prismen kommt es zu einer Ablenkung des Neutronenstrahls zwischen den Prismen beider Paare. Der Neutronenstrahl fällt nicht mehr unter dem Bragg-Winkel auf die mittleren Lamellen ein. Bei einer Alpha-Rotation von  $7^\circ$  erfolgt eine Ablenkung um  $0.021''$  und bei einer Alpha-Rotation von  $5^\circ$  um  $0.015''$ .

Für Interferometer aus Silizium, einer Wellenlänge von  $\lambda=0.27$  nm und einem Bragg-Winkel von  $45^\circ$  ist die Darwinbreite etwa  $2''$  [9]. Somit befinden wir uns trotz der Ablenkung aus dem Bragg-Winkel noch bei weitem innerhalb der Darwinbreite. Innerhalb der Darwinbreite liegen nach dem Durchtritt des Neutronenstrahls ein transmittierter und ein reflektierter Neutronenstrahl vor. Wir sind also weit von der Einstrahl-Näherung entfernt.

Der Auftreffpunkt des Neutronenstrahls auf den Prismen beschreibt bei Rotation um

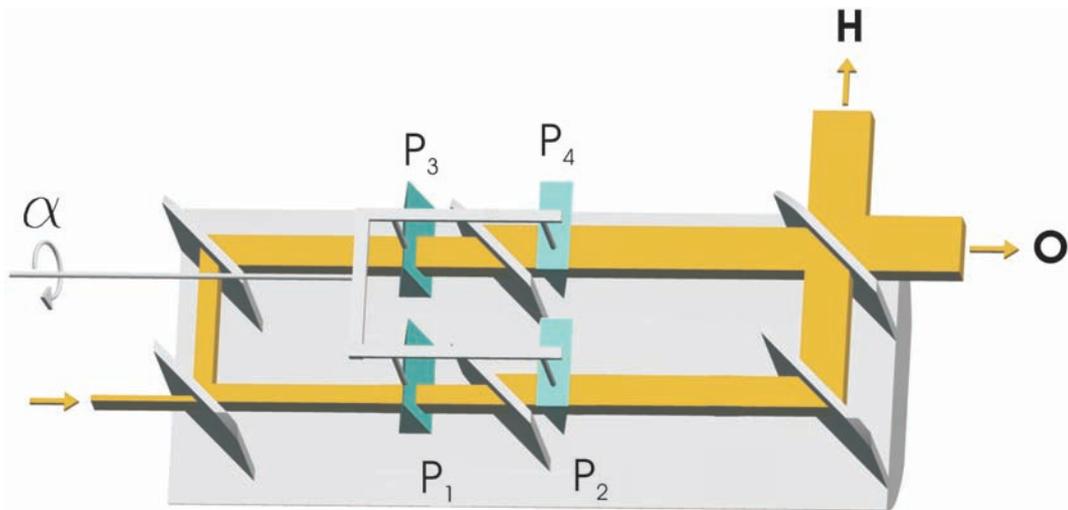


Abbildung 3.46: Schematische Darstellung der Phasenmessung; die Messungen fanden mit dem alten 2-Loop Interferometer statt

12° einen Kreisbogen mit einer Länge von 8 mm. Die Rotationsbewegung setzt sich aus einer horizontalen und einer vertikalen Komponente zusammen. Tatsächlich wurde bei den Messungen ein Phasenschub zwischen den verschiedenen Positionen der Prismen gemessen (Abb. 3.47). Die Phasendifferenz beträgt bei dieser Messung 37° pro Grad Alpha-Rotation, das entspricht etwa 56° pro Millimeter. Die Fehlerbalken wurden nicht eingezeichnet, da diese kleiner als die verwendeten Symbole sind (typischer Fehler  $\pm 3\%$ ). Aufgrund der Lage des Kreisbogens hat dieser eine horizontale Komponente von etwa 6.8 mm und eine vertikale Komponente von 4.2 mm. Im Mittel bewegt sich der Auftreffpunkt des Neutronenstrahls pro Millimeter auf dem Kreisbogen um 0.85 mm in horizontaler Richtung und um 0.53 mm in vertikaler Richtung. Mit den Werten, die bei den Translationsbewegungen ermittelt wurden, wird eine Phasendifferenz pro Millimeter bei Rotation der Prismenpaare von

$$\chi = 0.85 \cdot 60^\circ/mm + 0.53 \cdot 11^\circ/mm = 56.8^\circ/mm, \quad (3.52)$$

erwartet, was in sehr guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert von 56° pro Millimeter ist. In Abb. 3.47 ist auch zu erkennen, dass im Bereich der negativen Gradwerte die Messpunkte etwas flacher und im positiven Wertebereich etwas steiler verlaufen. Die Erklärung hierfür ist, dass je nach Stellung der Prismen der Einfluss des horizontalen (60°/mm) bzw. des vertikalen Phasenschubs (11°/mm) unterschiedlich groß ist.

Die Kontrastmessungen bei der Alpha-Rotation sind in Abb. 3.48 gezeigt. Experimentell wurde ein Abfall des Kontrasts bei Rotation der Prismen bestimmt. Im Gegensatz dazu war der Kontrast bei den Messungen, bei denen die Prismen translatiert wurden, konstant (Abb. 3.44 und Abb. 3.44, jeweils rechts). Der unerwartete Abfall des Kontrasts durch die Rotation kann also nicht durch Material- oder Oberflächeneffekte erklärt werden. Mit den Messungen, bei denen die Prismen rein in horizontaler bzw. vertikaler Richtung bewegt

wurden, konnte gezeigt werden, dass die unterschiedlichen beleuchteten Flächen der Prismen den Kontrast nur wenig beeinflussen. Durch die Rotation wird der Neutronenstrahl (im Gegensatz zur Translation) relativ zu den Netzebenen der mittleren Lamelle abgelenkt. Somit könnte der Kontrastabfall ein Effekt der dynamischen Beugung sein.

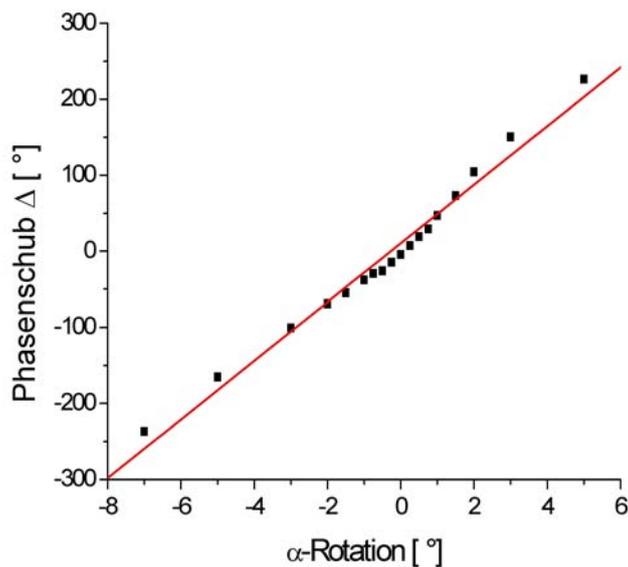


Abbildung 3.47: Phase bei Rotation der Prismenpaare um horizontale Achse; Der Fehler liegt zwischen  $\pm 2.7\%$  und  $\pm 3.4\%$ .

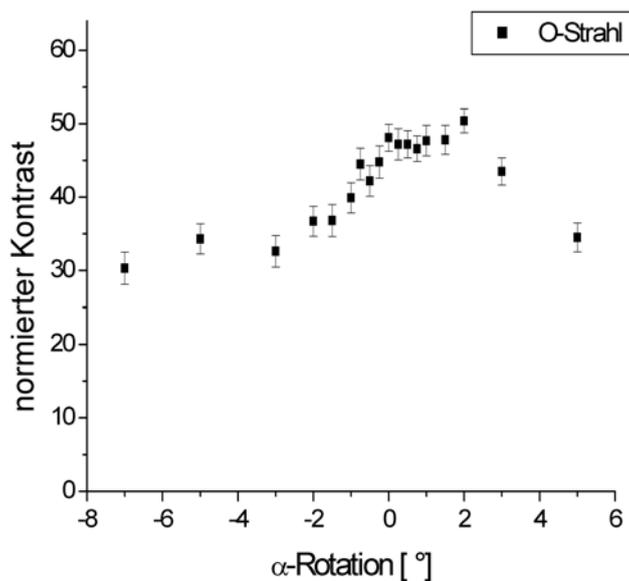


Abbildung 3.48: Kontrastabfall bei Rotation der Prismen

Um dieser Frage nachzugehen, müssen in Zukunft Messungen mit dem neuen Interferometer und besser präparierten Prismen durchgeführt werden. Im neuen Interferometer können die Prismensets derart eingebracht werden, dass sie sich in einem Loop befinden und somit erfolgt keine Ablenkung des Neutronenstrahls relativ zu den Netzebenen bei Rotation der Prismensets. Diese Messanordnung war mit dem alten Interferometer aus Platzgründen nicht möglich. Dann kann systematisch untersucht werden, welchen Einfluss die Rotation bzw. die Lamelle zwischen den Prismen hat.

### 3.10 Messungen mit Suprasilprismen

Wie in Kapitel 3.1 („*Prismenselektion und Präparation*“) erwähnt, wurden für das Projekt 90°-Suprasilprismen angeschafft. Durch Voruntersuchungen mit den Suprasilprismen am Triga Mark-II Reaktor am ATI war bekannt, dass die Intensität durch  $4\pi$ -Streuung und KWS zurückgeht. Bei den Kontrastmessungen war je ein Suprasilprisma pro Pfad im

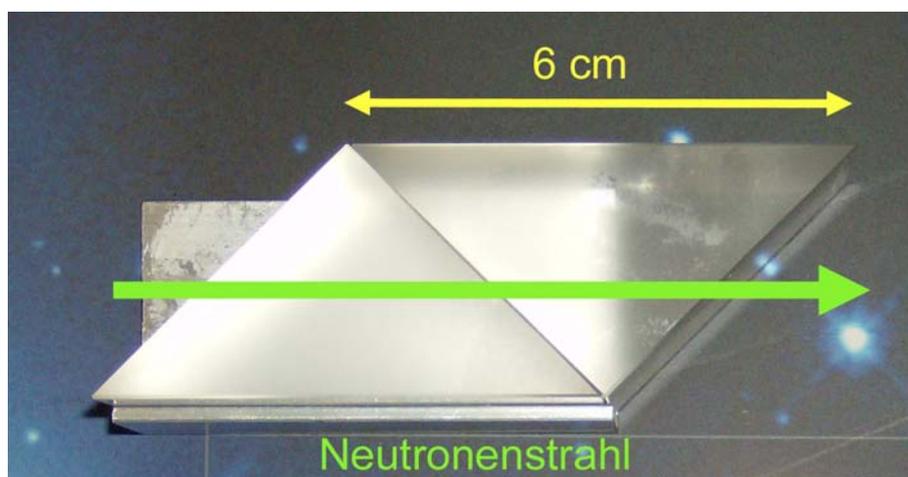


Abbildung 3.49: Suprasilprismen auf Aluminiumwinkel aufgebracht

Interferometer. Die Leermessungen zeigten einen deutlichen, wenn auch geringen Kontrast (15%), der bei Anwesenheit der Suprasilprismen im Interferometer aber verschwand. Die Testmessungen am ATI hatten aufgrund der erwähnten Beschädigung des Interferometers [23] nur beschränkte Aussagekraft. Deshalb fanden zu zwei verschiedenen Zeitpunkten des Aufenthalts am ILL in Grenoble Kontrastmessungen mit den Suprasilprismen statt. Bei diesen Messungen sollte abermals überprüft werden, wie der Kontrast auf das Einbringen der Suprasilprismen reagiert. Hierzu wurden jeweils zwei Prismen derart in einem Aluminiumwinkel aufgebracht, dass sie ein Parallelepiped formen (Abb. 3.49). Pro Pfad wurde ein genau justiertes Suprasilprismenpaar in das Interferometer eingebracht. Diese Messung ist der ersten Messung mit den Siliziumprismen äquivalent, jedoch ist die optische Weglänge durch die Suprasilprismen mit 60 mm wesentlich größer als bei den Siliziumprismen.

In Abb. 3.50 ist ein typisches Interferogramm mit Suprasilprismen im Interferometer gezeigt. Es weist keine Oszillation bzw. Korrelation des O- und H-Strahls auf. Es ist kein

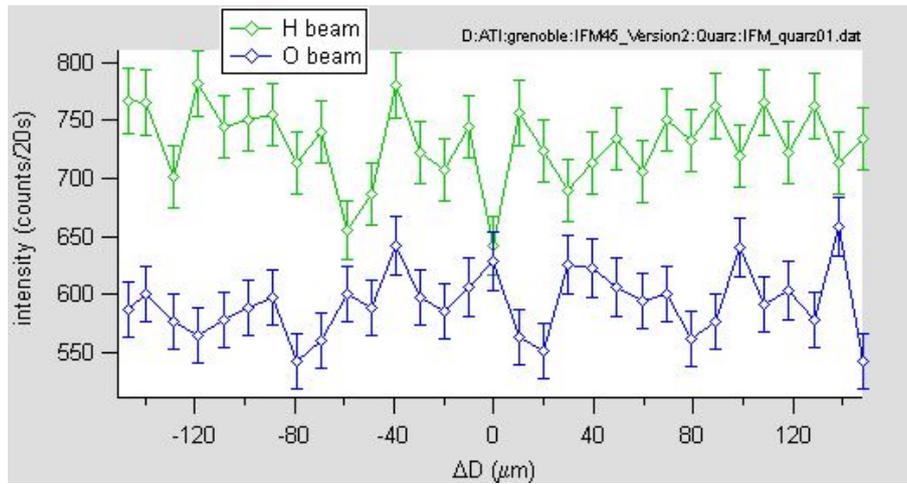


Abbildung 3.50: Interferogramm mit Suprasilprismen im Interferometer

Kontrast erkennbar. Bei dem unten dargestellten Interferogramm mit Suprasilprismen im Interferometer sank die Intensität auf 32% der Leermessung (Abb. 3.51). Aus dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt (3.8) folgt für eine optische Weglänge von 6 cm, eine Transmission von  $T=30\% \pm 4\%$ . Der Verlust an Intensität kann durch längere Messzeiten kompensiert werden. Da aber kein Kontrast messbar war (wodurch auch die Phase nur ungenügend genau bestimmt werden kann) wurden keine weiteren Messungen mit den Suprasilprismen durchgeführt.

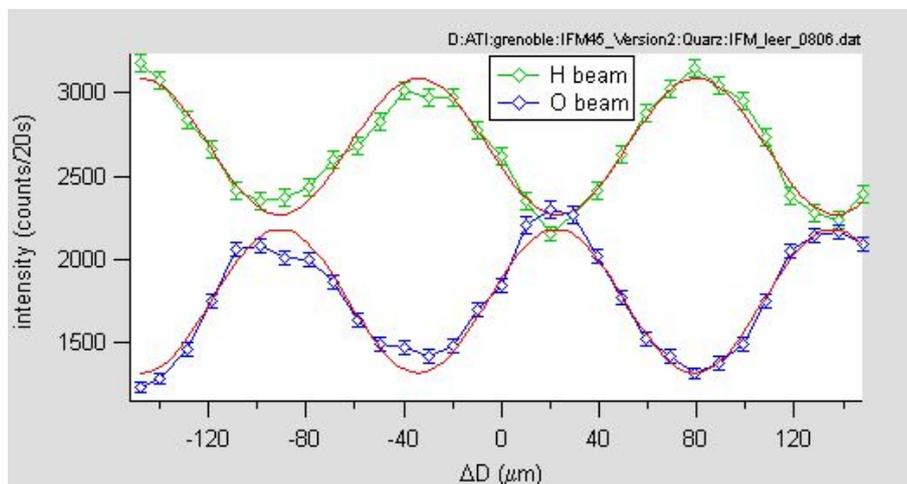


Abbildung 3.51: Vergleichsmessung mit leerem Interferometer

# Kapitel 4

## Zusammenfassung und neue Entwicklungen

In der vorliegenden Arbeit werden Kohärenzmessungen mit einem Neutroneninterferometer beschrieben, wobei die vertikale Kohärenzfunktion für zwei Wellenlängen bestimmt worden ist. Die Kohärenzfunktion ist durch die vertikale Impulsunschärfe bestimmt. Für  $\lambda=0.27$  nm ist die Unschärfe der vertikalen Impulsverteilung ( $\delta k_z=0.15$  nm<sup>-1</sup>) durch die Blendengeometrie bestimmt, während für  $\lambda=0.135$  nm die vertikale Impulsverteilung ( $\delta k_z=0.22$  nm<sup>-1</sup>) durch die Totalreflexion im Neutronenleiter gegeben ist. Bei Annahme einer gaußförmigen Impulsverteilung ergibt sich für  $\lambda=0.27$  nm eine Kohärenzlänge von 10.3 nm. Da für  $\lambda=0.27$  nm die Blendengeometrie die vertikalen Kohärenzeigenschaften bestimmt, sind Messungen mit verschiedenen Blenden geplant.

Die vertikale Kohärenzfunktion wurde auch experimentell bestimmt. Mit Hilfe von Doppelprismenanordnungen wurde im Neutroneninterferometer eine relative Verschiebung der Wellenpakete in vertikaler Richtung der beiden Teilstrahlen erzielt. Der Abfall des Kontrasts durch die räumliche Verschiebung der Wellenpakete kann genutzt werden, um die vertikale Kohärenzfunktion zu bestimmen. Es wurden Siliziumprismen mit einem Öffnungswinkel von 20° verwendet, die von uns selbst hergestellt wurden. Experimentell wurde für  $\lambda=0.27$  nm die vertikale Kohärenzlänge zu 10.3(2) nm bestimmt. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung mit dem berechneten Wert gegeben. Für  $\lambda=0.135$  nm wurde keine Auswertung der Kohärenzlänge vorgenommen, da die (dispersive) relative Versetzung der Wellenpakete bei dieser Wellenlänge nicht weit genug erfolgen konnte. Um eine größere Versetzung der Wellenpakete zu erzielen, müssten stärker brechende Prismen verwendet werden. Außerdem sind Messungen des vertikalen Impulsspektrums geplant, um den Zusammenhang zwischen Impulsunschärfe und Kohärenzfunktion genauer zu bestimmen.

Außerdem sollten Testmessungen zur Laue-Transmissions-Phase durchgeführt werden. Bei den ersten Tests stellte sich allerdings heraus, dass die Siliziumprismen, nicht die erforderliche Genauigkeit für Phasenmessungen haben. Bei Translation und bei Rotation der Prismen im Interferometer trat ein intrinsischer Phasenschub auf.

Außer Prismen aus Silizium kamen auch noch welche aus Suprasil mit einem Öffnungswinkel von 90° zum Einsatz. Durch die große optische Weglänge von 60 mm und

starker  $4\pi$ -Streuung bzw. KWS konnte mit den Suprasilprismen im Interferometer kein Kontrast gemessen werden. Das war ein ernüchterndes Ergebnis, da früher bereits Serien von Streulängenmessungen mit Suprasilküvetten erfolgreich durchgeführt wurden [7]. Allerdings war die Materialdicke der Küvetten (5 mm) wesentlich geringer als bei den Prismen (60 mm).

Das neue große 2-Loop Interferometer, das eigens für die geplanten Experimente in Kooperation mit dem PTB-Braunschweig hergestellt wurde, konnte einem ersten Test unterzogen werden. Um es noch während des Messzykluses testen zu können, wurde allerdings ein Schleifvorgang abgebrochen. Die Messungen ergaben, dass im Loop 1 und im großen Loop die O-Intensität über der H-Intensität lag, was normalerweise nicht der Fall ist. Der Loop 2 zeigte diese Intensitätsanomalie nicht. In diesem Loop wurde ein Kontrast von 58% im O-Strahl gemessen. In den anderen Loops war der Kontrast wesentlich niedriger. Nach dem Forschungsaufenthalt am ILL in Grenoble wurde die Geometrie des neuen Interferometers nachgemessen. Es stellte sich heraus, dass ein Geometriefehler im Loop 1 von etwa  $15\ \mu\text{m}$  vorlag, der durch das Nachholen des abgebrochenen Schleifvorganges ausgebessert werden konnte. Bei einem neuerlichen Test am ILL zeigte der große Loop des neuen Interferometers einen O-Kontrast von 45%, was eine deutliche Verbesserung zum ersten Test darstellt (14.4%). Im Loop 2 konnte der O-Kontrast von 58% auf 65% im O-Strahl gesteigert werden.

Da die Phasenmessungen mit den Si-Prismen auf eine nicht zufriedenstellende Geometrie hinweisen, sind neue Sets von Si-Prismen in Planung. Diesmal soll auf eine bessere Präparation geachtet werden und die Ätztiefe unter  $20\ \mu\text{m}$  betragen. Um die Justageprobleme zu umgehen, wurden zusammenhängende Aluminiumprismen in Auftrag gegeben (Abb. 4.1), die aus Reinaluminium (99.5%) bestehen. Die Oberfläche wurde mittels Drahtero- dierung endgefertigt.



Abbildung 4.1: Ein Aluminiumprismenset

Die Kohärenzmessungen konnten erwartungsgemäß ausgeführt werden und lieferten ein gutes Ergebnis. Im Gegensatz dazu gestalteten sich die Tesmessungen zur Laue-Transmissions-Phase als sehr herausfordernd. Die Ergebnisse dieser Experimente sind zwar nicht zufriedenstellend, liefern aber Hinweise für zukünftige Messungen.



# Literaturverzeichnis

- [1] L. L. Foldy, Neutron-Electron Interaction, *Rev. Mod. Phys.* 30 (1958) 471
- [2] H. Leeb, C. Treichtmeister, Charge radius of the neutron: Discussion of the differences between experimental values, *Phys. Rev. C* 48 (1993) 1719
- [3] J. J. Kelly, arXiv:hep-ph/0204239 (2002)
- [4] F. E. Wietfield, M. Huber, T. C. Black, H. Kaiser, M. Arif, D. L. Jacobson, S. A. Werner, Measuring the neutron 's mean square charge radius using neutron interferometry, *Physica B* 385-386 (2006) 1374 -1376
- [5] D. Petrascheck, Coherence lengths and neutron optics, *Phys. Rev.* B35 (1987) 6549-6553
- [6] H. Rauch, W. Treimer, U. Bonse, Test of a single neutron interferometer, *Phys. Lett.* A47 (1974) 369-371
- [7] H. Rauch, S. A. Werner, *Neutron Interferometry*, Oxford University Press 2000
- [8] M. Zawisky, M. Baron, R. Loidl, H. Rauch, Testing world 's largest monolithic perfect crystal neutron interferometer, *Nucl. Instr. and Meth.* A481 (2002) 406-413
- [9] M. Zawisky, Vorlesungsskriptum „Neutronenoptik und Tomographie“, SV. 141.158, TU-Wien
- [10] A. Ioffe, M. Vrana, A new neutron interferometry approach in the determination of the neutron-electron interaction amplitude, *Appl. Phys.* A74 (2002) 314-316
- [11] H. Rauch, H. Wölwitsch, H. Kaiser, R. Clothier, S. A. Werner, Measurement and characterization of the three-dimensional coherence function in neutron interferometry, *Phys. Rev.* A53 (1996) 902-906
- [12] L. Marton, Electron Interferometer, *Phys. Rev.* 85 (1952) 1057
- [13] L. Marton, J. Arol, J. A. Suddeth, Electron Beam Interferometer, *Phys. Rev.* 90 (1953) 490
- [14] U. Bonse, M. Hart, An X-ray interferometer, *Appl. Phys. Lett.* 6 (1965) 155

- [15] Homepage der European Space Agency (ESA), <http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=27>
- [16] H. Rauch, D. Petraschek, Grundlagen für ein Laue-Neutroneninterferometer, Teil 1: Dynamische Beugung, AIAU 74405b (1976)
- [17] D. Petraschek, H. Rauch, Grundlagen für ein Laue-Neutroneninterferometer, Teil 2: Theorie des Interferometers, AIAU 76401 (1976)
- [18] M. Baron, Messungen von Quantenzuständen im Neutroneninterferometer, Dissertation (2005) TU-Wien, ATI
- [19] S. Mayer, Experimente zur Phasenstabilität eines Neutroneninterferometers, Diplomarbeit (2004) TU-Wien, ATI
- [20] D. Petrascheck, H. Rauch, Multiple Laue Rocking Curves, *Acta Cryst. A*40 (1984) 445-450
- [21] P. Becker, U. Bonse, A. Dettmer, F. Dubus, M. Zawisky, Neutron Interferometer with very thin Lamellae, *Cryst. Res. Technol.* 36 (2001) 589-600
- [22] R. Farthofer, Justage eines Perfektkristall-Neutroneninterferometers, Projektarbeit (2007) TU-Wien, ATI
- [23] R. Farthofer, Neutronenoptische Untersuchungen mit Prismen im Neutroneninterferometer, Projektarbeit (2007) TU-Wien, ATI
- [24] Homepage vom Institut Laue Langevin (ILL), <http://www.ill.eu/s18/home/>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Young'sches Doppelspaltexperiment . . . . .	2
1.2	Strahlengang in einem Michelson Interferometer . . . . .	2
1.3	Strahlengang in einem Mach-Zehndner Interferometer . . . . .	3
1.4	links: Ablenkung des Neutronenstrahls mit einem Prismenpaar, in der Mitte der Prismenanordnung ist die mittlere Lamelle platziert (aus [10]) ; rechts: Änderung des Einfallwinkels auf die mittlere Lamelle . . . . .	8
1.5	Laue-Transmissions-Phase durch ein Plättchen mit einer Dicke von 3 mm in Abhängigkeit von der Abweichung vom Bragg-Winkel $\delta\theta$ . . . . .	9
1.6	Schematische Messanordnung zur Messung der Laue-Transmissions-Phase . . . . .	10
2.1	Allgemeines Schema eines Interferometer Systems (aus [7]) . . . . .	12
2.2	Ablenkung durch ein Prisma . . . . .	19
2.3	Typisches Interferogramm . . . . .	21
2.4	Anordnung zur Messung der (a) longitudinalen und (c) transversalen Kohärenzfunktion (aus [5]) . . . . .	24
2.5	Räumliche Verschiebung eines Wellenpaketes durch ein Prisma . . . . .	25
2.6	Zwei Prismen zusammengesetzt zu einem Parallelepiped . . . . .	26
2.7	Prismenanordnung mit Spalt der Breite $x$ . . . . .	27
2.8	Koordinatensystem . . . . .	28
3.1	Vier Si-Prismen nach dem Ätzen . . . . .	31
3.2	links: Schleifvorgang; rechts: Si-Kristall auf Goniometer . . . . .	32
3.3	Schematische Darstellung einer Laue-Kamera . . . . .	33
3.4	links: Laue-Kamera (der Film befindet sich in dem roten Karton); rechts: ein entwickeltes Laue-Bild . . . . .	34
3.5	Suprasilprisma . . . . .	36
3.6	Messung des Transmissionsvermögen mit Suprasilprisma und Cd-Abschirmung im Interferometer . . . . .	37
3.7	Das alte $45^\circ$ 2-Loop Interferometer . . . . .	38
3.8	Das neue $45^\circ$ 2-Loop Interferometer . . . . .	39
3.9	Vergleich der beiden großen Interferometer . . . . .	40
3.10	Schematischer Aufbau vom Instrument S18 in $45^\circ$ -Geometrie, aus ([24]) . . . . .	41
3.11	Monochromator, Drehtisch und Detektor mit Gehäuse . . . . .	42
3.12	Schematischer Strahlengang bei einem Rocking (aus [19]) . . . . .	43

3.13	Typische Rockingkurve . . . . .	44
3.14	Wellenlängentrennung mit drei Siliziumprismen . . . . .	46
3.15	Rocking-Kurve mit drei Prismen zur Wellenlängentrennung . . . . .	46
3.16	Rocking-Kurve mit vier Prismen zur Wellenlängentrennung . . . . .	47
3.17	Das Set-up bei der Suche nach Kontrast . . . . .	48
3.18	Beste Kontrastmessung im großen Loop, Blende $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . . . . .	49
3.19	Interferogramm über den gesamten Drehbereich . . . . .	50
3.20	Rasterscan mit Glasplatte als Unterlage; oben: Kontrastwerte im O-Strahl, unten: mittleren Intensität im O-Strahl bei einer Messzeit von 30 Sekunden	51
3.21	Großer Loop (aus [19]) . . . . .	52
3.22	Rocking-Kurve, großer Loop . . . . .	53
3.23	Kontrastmessung, großer Loop . . . . .	53
3.24	Loop 1, mit den zwei Detektorpositionen (aus [19]) . . . . .	54
3.25	Rocking-Kurve, Loop 1 . . . . .	54
3.26	Loop 2 (aus [19]) . . . . .	55
3.27	Rocking-Kurve, Loop 2 . . . . .	56
3.28	Vergleich der Interferogramme bei unterschiedlicher Wellenlänge; oben: $\lambda=0.27 \text{ nm}$ , unten: $\lambda=0.135 \text{ nm}$ . . . . .	57
3.29	Die Prismenhalterung . . . . .	58
3.30	Zwei Prismen werden zu einem Parallelepiped geformt und in den Winkel geklebt, der auf ein Formrohr geklebt wird . . . . .	60
3.31	Schematische Darstellung der Kohärenzmessungen . . . . .	61
3.32	Separation im Experiment . . . . .	62
3.33	Beispiel einer Kontrastfunktion . . . . .	63
3.34	Vergleich der verschiedenen Kontrastwerte in Abhängigkeit von der Separation; Der typische Fehler bei diesen Messungen beträgt $\pm 3.8\%$ . . . . .	64
3.35	Phasenmessung mit dem alten Interferometer . . . . .	65
3.36	Kohärenzmessung mit dem neuen Interferometer . . . . .	65
3.37	Kontrastfunktion mit dem neuen Interferometer mit zwei Wellenlängen . . . . .	67
3.38	Kohärenzfunktion für beide Wellenlängen (Abhängigkeit von der relativen Verschiebung der Wellenpakete) . . . . .	67
3.39	Vergleich aller Kohärenzmessungen; Der typische Fehler bei den Messungen liegt bei $\pm 3.8\%$ . . . . .	68
3.40	Bestimmung der Kohärenzlängen . . . . .	70
3.41	oben: Berechnete Impulsverteilungen für (220)-Reflex, um $k_{z_0}$ zentriert; unten: Die Linie zeigt die berechnete Kohärenzfunktion, die Punkte zeigen einige Messwerte . . . . .	72
3.42	links: Berechnete Impulsverteilungen für (440)-Reflex, um $k_{z_0}$ zentriert; rechts: Die Linie zeigt die berechnete Kohärenzfunktion, die Punkte zeigen die Messwerte . . . . .	73
3.43	links: Foto einer verwendeten Prismenanordnung; rechts: Schematische Darstellung des Auftreffpunktes der Neutronen bei vertikaler und horizontaler Bewegung; . . . . .	75

3.44	links: Phasenschub in vertikaler Richtung; rechts: Kontrastmessung . . . .	76
3.45	links: Phasenschub in horizontaler Richtung; rechts: Kontrastmessung . . .	76
3.46	Schematische Darstellung der Phasenmessung; die Messungen fanden mit dem alten 2-Loop Interferometer statt . . . . .	78
3.47	Phase bei Rotation der Prismenpaare um horizontale Achse; Der Fehler liegt zwischen $\pm 2.7\%$ und $\pm 3.4\%$ . . . . .	79
3.48	Kontrastabfall bei Rotation der Prismen . . . . .	79
3.49	Suprasilprismen auf Aluminiumwinkel aufgebracht . . . . .	80
3.50	Interferogramm mit Suprasilprismen im Interferometer . . . . .	81
3.51	Vergleichsmessung mit leerem Interferometer . . . . .	81
4.1	Ein Aluminiumprismenset . . . . .	83

# Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht der ortsabhängigen Potentiale . . . . .	14
3.1	Einige mögliche Materialien für Prismen in der Neutronenphysik mit deren Streulängendichte und Ablenkwinkel für $\lambda = 0.27 \text{ nm}$ und $\gamma=20^\circ$ . . . . .	30

