

DISSERTATION

Messung von Quantenzuständen im Neutroneninterferometer

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der technischen Wissenschaften
unter der Leitung von

o. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. H. Rauch
E 141
Atominstitut der Österreichischen Universitäten

eingereicht an der Technischen Universität Wien
Fakultät für Technische Physik

von

Dipl.-Ing. Matthias Baron
8825473
Erdbergstraße 107-109/29, 1030 Wien

Wien, im März 2005



Kurzfassung

Diese Arbeit zeigt, wie die Quantenzustände der Neutronen in einem Neutroneninterferometer (IFM) charakterisiert werden können. Experimente zu dieser Fragestellung wurden am Instrument S18 des Institut Laue Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich, durchgeführt. An diesem Instrument können sowohl Neutroneninterferometrie als auch Ultrakleinwinkelstreuexperimente (USANS) betrieben werden.

Die Eigenschaften der dort gemessenen Quantenzustände sind größtenteils durch den Neutronenleiter (Super-Spiegel-Leiter H25) und den Perfekt-Kristall-Monochromator, der die Neutronen zum Interferometer lenkt, geprägt. Diese Zustände weisen ein gewisses Kohärenzvolumen auf. Innerhalb dieses Volumens herrschen feste Phasenbeziehungen, wodurch in diesem Bereich Interferenzphänomene nachgewiesen werden können. Die Kohärenzeigenschaften sind stark anisotrop, da die Impulsverteilung durch den Monochromator nur in transversaler Richtung durch die Dynamische Beugungstheorie eingeschränkt ist, während sie in longitudinaler und vertikaler Richtung nahezu unbeeinflusst bleibt. Für die Untersuchung dieser Kohärenzeigenschaften ist das Perfekt-Kristall-Interferometer hervorragend geeignet. Hier werden zwei kohärente Teilstrahlen bis zu einem Abstand von mehreren Zentimetern räumlich separiert und anschließend wieder zusammengeführt. Durch die Erzeugung eines vertikalen oder longitudinalen Phasenschubs wurden die entsprechenden Kohärenzfunktionen, die durch die Autokorrelationsfunktion der Wellenfunktion gegeben sind, gemessen. Mit dem Einbringen von Phasenschiebern in einen der beiden Teilstrahlen des Interferometers wird aber andererseits der Eingangszustand durch Superposition mit dem phasenverschobenen Zustand in einen neuen Zustand umgewandelt. Dies zeigt sich in einer veränderten Impulsverteilung, die hinter dem Interferometer mittels eines zusätzlichen Analysator-Kristalls gemessen wurde.

Mit Hilfe dieses Analysator-Kristalls ist es auch möglich, die durch große Phasenschübe verloren gegangene Interferenz durch spektrale Filterung wieder "sichtbar zu machen".

Um die Ortsverteilung dieses neu erzeugten Zustands messen zu können, benötigt man ein 2-Loop-Interferometer. Dieses lässt es zu, einen beliebigen Zustand im ersten Loop zu kreieren und im zweiten Loop zu analysieren. Damit ist es zum ersten Mal möglich die Impuls- und Ortsverteilung gleichzeitig zu messen. Diese Experimente werden nach einer kurzen Zusammenfassung der für diese Experimente benötigten Theorie ausführlich präsentiert.

Am Ende der Arbeit wird der Einfluss eines fluktuierenden Magnetfelds (Rauschen) auf die im Interferometer vorhandenen Quantenzustände untersucht.

Abstract

The characterisation of quantum states of neutrons in an interferometer is the main topic of this thesis. All related experiments were performed 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 (USANS).

In principle, the properties of the quantum states entering the interferometer are mainly affected by the neutron-guide (super mirror guide H25) and the perfect crystal monochromator. A coherence volume can be assigned to these states where phase relations are fixed and interference occurs. The coherence behavior is strongly anisotropic, since only transversal momentum distribution is influenced by dynamical diffraction. The longitudinal and vertical directions remain unaffected.

The neutron interferometer is a unique tool for probing the coherence properties. It allows us to split a neutron beam in two coherent paths, separated by several centimeters and to recombine them afterwards. Due to introduction of a longitudinal or a vertical phaseshift, respectively, it was possible to measure the related coherence function, which is determined by the auto-correlation function of the wave-function.

By inserting a phase shifter in one of the two beam paths, the initial state is converted to a new state by superposition with the phase shifted state. This causes a change in the momentum distribution, which can be measured behind the interferometer with an additional crystal.

With this analyser-crystal the smoothed out interference properties at high interference orders can be restored behind the interferometer, if proper spectral filtering is applied.

To measure the spatial distribution of this newly created state, a 2-Loop-Interferometer is needed. This kind of interferometer permits to create any state in the first loop and analyse it in the second loop. Therefore, it is possible for the first time to measure the spatial and the momentum distribution simultaneously.

Finally, the influence of fluctuating magnetic fields on the neutron states in the interferometer are investigated at the end of this work.

Danksagung

Ich danke zunächst meinem Doktorvater o. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. Helmut Rauch, für die Möglichkeit eines Auslandsaufenthalts in Grenoble, Frankreich, für die Themenstellung und dafür, dass er mir immer mit seinem wertvollen Rat und seiner Hilfe zur Seite stand.

Ich möchte ferner besonders Univ. Ass. Dipl.-Ing. Dr. Erwin Jericha danken, der durch sein Interesse und seine Diskussionsliebe maßgeblich zur Fertigstellung dieser Arbeit beigetragen hat.

Weiters möchte ich mich bei Univ. Doz. Dipl.-Ing. Dr. Martin Suda für seine theoretischen Ausarbeitungen und Berechnungen bedanken.

Besonders möchte ich mich bei meinem Kollegen Mario Villa bedanken, der mir vor allem am Anfang dieser Arbeit, als ich mich alleine am S18 befand, durch seine ständigen Ermunterungen und seine stetige Hilfsbereitschaft eine unersetzliche Unterstützung war. In dieser Zeit gilt mein Dank auch Martin Hainbuchner, der durch seinen unbändigen Arbeitsdrang große Motivation schuf.

Für die Zeit in Frankreich möchte ich mich vor allem bei meinem Kollegen Rudolf Loidl bedanken, der mir bei allen Arbeiten am Instrument zur Seite stand. Weiters möchte ich mich bei Prof. Dr. Hans Börner, Gruppenleiter der "Nuclear and Particle Physics Group", für die reibungslose Aufnahme am Institut Laue Langevin bedanken. Außerdem bedanke ich mich bei allen anderen Kollegen dieser Gruppe, Prof. Dr. Peter Geltenbort, Prof. Dr. Hans Faust, Dr. Igor Tsekhanovich and Dr. Garry Simpson für sämtliche Hilfestellungen. Ebenfalls möchte ich mich bei allen Sekretärinnen und Technikern, die in irgendeiner Weise dem Instrument oder auch mir geholfen haben, bedanken. Für eine unvergessliche Zeit in Grenoble sorgten die Kollegen Andreas Zimbal, Dimitri Rochman, François Dubus und Christian Rettig.

Besonderer Dank geht auch an die Kollegen meiner Gruppe am Atominstitut, Yuji Hasegawa, Hartmut Lemmel, Stefan Philipp, Jürgen Klepp, Arnold Rofner, Simon Mayer und Michael Zawisky für die unzähligen physikalischen Diskussionen. Außerdem möchte ich mich bei allen Angestellten des Atominstituts (besonders bei Eva Haberl), die direkt oder indirekt auf diese Arbeit eingewirkt haben, bedanken.

Meinen Eltern und vor allem meiner Freundin Gudrun Bauer gebührt an dieser Stelle größter Dank für ihre Unterstützung während all der letzten Jahre.

Diese Arbeit wurde vom FWF im Rahmen des Spezialforschungsbereichs SFB 15 "Control and Measurement of Coherent Quantum Systems" unterstützt.

Messung von Quantenzuständen im Neutroneninterferometer

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	3
2. Theorie der Kohärenzeigenschaften	7
2.1 Schrödingergleichung und Wellenpaket	7
2.2 Brechungsindex und Phasenschub	10
2.3 Kohärenzfunktion	12
2.4 Messung von Kohärenzfunktionen	17
2.5 Wignerfunktion	18
3. Das Instrument S18 am ILL	20
3.1 Die Geschichte des S18	20
3.2 Das Wellenlängenspektrum des S18	21
3.3 Die Kristalle	22
3.3.1 Monochromator	22
3.3.2 Analysator	23
3.4 Die Mechanik der ersten und zweiten Achse	25
3.5 Die optische Bank	28
3.6 Die Experimentierzone	31
3.7 Steuerung des S18	32
4. Standardmessungen	35
4.1 Wellenlängenmessung	35
4.1.1 Nicht-dispersive Anordnung (Rockingkurve)	43
4.1.2 Dispersive Anordnung (Wellenlängenspektrum)	45
4.1.3 Bestimmung der Wellenlänge	46
4.2 Messung eines Interferogramms	49
4.3 Messung des Wellenlängenspektrums hinter dem Interferometer	53
4.4 Phasendrifts durch Temperaturänderungen und Vibrationen	54

5. Kohärenzmessungen	61
5.1 Vertikale Kohärenzmessungen	61
5.1.1 Messmethode der vertikalen Kohärenzmessung	61
5.1.2 Vertikale Impulsverteilungsmessung	65
5.1.3 Messung der vertikalen Kohärenzfunktion	69
5.2 Longitudinale Kohärenzfunktion	74
5.2.1 Impulsverteilungsmessungen	76
5.2.2 Spektrale Filterung von Impulszuständen	86
5.2.3 Kohärenzlängenmessung	90
5.3 Absorption und Kleinwinkelstreuung der Aluminium-Phasenschieber	91
5.3.1 USANS-Messungen der Aluminium-Phasenschieber	92
6. Messungen von nicht-klassischen Zuständen	95
6.1 Das 2-Loop-Interferometer	95
6.1.1 Rockingkurve des 2-Loop-Interferometers	96
6.1.2 Interferogramme des 2-Loop-Interferometers	102
6.2 Longitudinale Kohärenzmessung für verschiedene nicht-klassische Zustände	104
6.2.1 Impulsverteilungsmessungen im 2-Loop-Interferometer	105
6.2.2 Ortsverteilungsmessungen im 2-Loop-Interferometer	108
7. Dephasing im 1-Loop-Interferometer	116
8. Zusammenfassung	122
Anhang	123
A: Mechanische Komponenten und Motoren	123
B: Messprogramme	125
C: IGOR Procedures files	129
Literatur	134

1. Einleitung

Die Neutronenoptik gründet sich auf den Welle-Teilchendualismus der Quantenmechanik. Durch entsprechende Experimente konnten die damit verknüpften Phänomene deutlich gemacht werden. DeBroglie war der Erste, der der Bewegung eines Teilchens mit dem Impuls \vec{p} eine Welle $\psi(\vec{r}, t)$ mit einer Wellenlänge $\lambda = h/p$ zugeordnet hat [deBroglie 1923]. Das Absolutquadrat dieser Wellenfunktion gibt die Wahrscheinlichkeit, das System zur Zeit t am Ort \vec{r} zu finden, an.

Schon in frühen Experimenten [Davisson 1927] oder auch [Thomson 1927] konnte gezeigt werden, dass diese Materiewellen auf Grund derselben Beugungs- und Interferenz-Effekte, wie sie beim Licht bekannt waren, überlappen und mit sich interferieren können.

Die zeitliche Entwicklung einer Materiewelle wird also durch eine Wellenfunktion ψ , die die Schrödinger-Gleichung [Schrödinger 1926] erfüllt, beschrieben. Wie in Kapitel 2 geschildert, ist die einfachste Lösung dieser Gleichung eine ebene Welle $\psi(\vec{r}, t) = \exp(i\vec{k}\vec{r})\exp(i\omega t)$, wobei $|k| = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl und ω die Kreisfrequenz bezeichnen.

Dieser Art von Welle ist ein eindeutig definierter Impuls zugeordnet, nämlich $\vec{p} = \hbar\vec{k}/2\pi$. In diesem Fall ist die Impulsunschärfe $\Delta p = 0$, und die Welle ist monochromatisch. Das bedeutet aber wiederum, dass \vec{r} jeden beliebigen Wert annehmen kann, da $\Delta x = \infty$ gilt. Die Wellenfunktion ψ erfüllt die Heisenbergsche Unschärferelation $\Delta p \Delta x \geq \hbar/2$.

Eine monochromatische Welle ist auch vollständig kohärent. Die Phase der Welle $\phi = \vec{k}\vec{r} - \omega t$ ist an jedem Punkt \vec{r} zum Zeitpunkt t exakt mit der Phase an jedem anderen beliebigen Ort korreliert. Die Kohärenzlänge, die den Bereich beschreibt, wo kohärente Interferenz-Effekte auftreten können, ist demnach unendlich.

Diese Beschreibung klingt widersprüchlich. Man ist geneigt Elektronen, Neutronen usw. als Teilchen zu sehen, die stark lokalisiert sind. Neutronen werden im Reaktor erzeugt und bewegen sich dann durch Neutronenleiter zum Experiment. Die Tatsache, dass das Neutron überall gleichzeitig sein soll, entspricht offensichtlich nicht unserer intuitiven Vorstellung von Teilchen. Es ist daher naheliegend eine Beschreibung der Materiewelle zu finden, die auf einen kleinen Bereich lokalisiert ist. Im Rahmen der Unschärferelation kann durch eine Vergrößerung der Impulsunschärfe Δp die Ortsunschärfe Δx verkleinert werden. Nun kann ein Wellenpaket als Überlagerung von ebenen Wellen mit verschiedenen Impulsen konstruiert werden. Wie mit Hilfe der Fouriertransformation sofort gezeigt werden kann, ist dieses Wellenpaket dann nur mehr in einem gewissen Bereich Δx kohärent. Der resultierende Strahl ist somit nicht mehr monochromatisch und hat eine gewisse Wellenlängenunschärfe $\Delta\lambda$.

Wellenpakete erweisen sich somit als eine geeignete Beschreibung, um die Wellen- und Teilcheneigenschaften von sich bewegender Materie zu kombinieren.

Um solche Materiewellen zu untersuchen, eignet sich das Perfekt-Kristall-Neutroneninterferometer hervorragend. Durch die Aufspaltung in zwei kohärente Teilstrahlen bis zu einem Abstand von mehreren Zentimetern und anschließender Zusammenführung,

können durch verschiedenste Manipulationen eines solchen Teilstrahls zahlreiche quantenmechanische Phänomene untersucht werden. Eine ausführliche Zusammenfassung solcher Experimente ist in [Rauch 2000] zu finden.

In der hier vorgestellten Arbeit geht es vor allem um die Kohärenzeigenschaften der Neutronen. Die ersten Messungen bezüglich der Kohärenzlänge wurden am 10 MW MURR-Reaktor in Columbia, Missouri, durchgeführt [Kaiser 1983]. In dieser Arbeit wurde das Neutron als lokalisiertes Wellenpaket angesehen. Durch das Einbringen von Phasenschiebern in einen der beiden Teilstrahlen wurde das Wellenpaket so weit in longitudinaler Richtung verschoben, bis die Kohärenz des Wellenpakets verloren war. Das heißt, dass nach dem Zusammenführen der beiden Teilstrahlen keine Interferenz mehr feststellbar war. Aus der Länge der Verschiebung konnte auf die longitudinale Kohärenzlänge rückgeschlossen werden.

In einer Reaktion auf diese Arbeit von [Comsa 1983] gab es den Einwand, dass man das gleiche Resultat erhält, wenn der Neutronenstrahl als inkohärente Superposition von monochromatischen ebenen Wellen gesehen wird. Das heißt, jedem einzelnen Neutron würde eine wohl definierte Wellenlänge zugeordnet werden. In diesem Fall zeigt aber immer nur das Ensemble der Wellen die gewünschten Interferenzeigenschaften. Da im Neutroneninterferometer immer Intensitäten gemessen werden, konnte die Frage, ob diese oder die oben erwähnte Betrachtungsweise richtig ist, bis heute durch kein Experiment entschieden werden. In dieser Arbeit wird jedoch die Beschreibung der einzelnen Neutronen durch Wellenpakete aus den schon oben erwähnten Gründen bevorzugt.

Weitere Messungen zur Kohärenzlänge wurden ebenfalls in Missouri durchgeführt [Werner 1991]. Hier wurde gezeigt, dass hinter dem Interferometer, die schon verloren geglaubte Interferenz durch die Reduzierung von Δp wiedergewonnen werden kann. Diese Methode wird als spektrale Filterung hinter dem Interferometer bezeichnet. Durch die Verkleinerung von Δp wird nach der Unschärferelation Δx vergrößert. Das bedeutet, dass die vorher schon getrennten Wellenpakete wieder überlappen und somit wieder interferieren können. Eine ausführliche Beschreibung dieses Experiments kann in [Kaiser 1992] nachgelesen werden.

Nach oben Gesagtem würde man also erwarten, dass bei einem Phasenschub, der größer als die Kohärenzlänge ist, die Interferenzfähigkeit verloren geht. In [Jacobson 1994] wird aber bewiesen, dass dem nicht so ist. Die ersten Diskussionen bezüglich dieser Phänomene bei Materiewellen sind in [Rauch 1993] zu finden. Dort wird gezeigt, dass, sobald die Kohärenz im Ortsraum verloren ist, das Interferenzbild im Impulsraum entsteht. Der experimentelle Nachweis wurde mit Hilfe des Neutroneninterferometers erbracht, indem man einen großen Phasenschub in einem der beiden Teilstrahlen erzeugt, diesen mit dem anderen Teilstrahl zusammenführt und anschließend dessen Impulsverteilung misst. Diese spektrale Modulation wird dann durch einen zusätzlichen Analysatorkristall hinter dem Interferometer sichtbar.

Alle diese Experimente zum Thema Kohärenzeigenschaften wurden am MURR-Reaktor in Missouri durchgeführt. Bei diesen Messungen wurde im Hinblick auf die Kohärenzlänge immer der vom Monochromator kommende Strahl analysiert.

Es wurde nun eine Möglichkeit gesucht, den zu analysierenden Zustand zu manipulieren, wie es zum Beispiel durch das Einbringen eines Phasenschiebers in einen Teilstrahl des Interferometers möglich ist. Von diesem manipulierten Zustand wurde in [Jacobson 1994]

die Impulsverteilung gemessen. Um die Ortsverteilung messen zu können, ist ein zweites Interferometer erforderlich, das den superponierten Strahl des ersten Interferometers analysieren kann. Diese Art von Interferometer wird auch "2-Loop-Interferometer" genannt. Das erste Interferometer dieser Art wird in [Heinrich 1988] vorgestellt. Es handelt sich um ein symmetrisches 4-Platten-Interferometer.

Um mehr Platz zum Einbringen von Phasenschiebern zu bekommen, wurde im Jahr 2000 ein schiefsymmetrisches 4-Platten-Interferometer konstruiert, das somit aus 6-Platten besteht [Zawisky 2002].

Dieses 2-Loop-Interferometer wurde am 58 MW Hochflussreaktor des Institut Laue Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich, installiert.

An dieser Stelle soll erwähnt werden, dass dieser Reaktor aufgrund technischer Probleme am Reaktortank 1991 abgeschaltet wurde. Im Zuge der Reparatur- und Modernisierungsarbeiten wurde der alte zum Instrument S18 (Neutroneninterferometer) führende Neutronenleiter durch einen neuen Superspiegel-Leiter ersetzt. Dafür wurde das gesamte Instrument abgebaut. Erst 1995 wurde mit dem Neuaufbau des Interferometers am ILL begonnen. Nach weiteren drei Jahren wurden die ersten Testmessungen erfolgreich absolviert [Kroupa 2000]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte das Instrument weiter verbessert und optimiert werden. Eine Beschreibung dieser Neuerungen folgt in Kapitel 3.

Eine weitere Arbeit über die Messung der Kohärenz und ihre Charakterisierung durch eine so genannte Kohärenzfunktion ist bei [Rauch 1996] zu finden. Im Zuge dieser Arbeit wurde auch das erste Mal die Kohärenzfunktion in vertikaler Richtung bestimmt. Diese Funktion wurde durch einen vertikal fokussierenden Graphit-Monochromator beeinflusst. Dadurch war die Impulsverteilung in vertikaler Richtung doppel-höckrig.

Am S18, dem Neutroneninterferometer am ILL, wird ein Perfekt-Kristall-Monochromator aus Silizium verwendet, um Neutronen aus dem Neutronenleiter auf das Interferometer zu lenken. Die ersten Versuche an der erneuerten Anlage beschäftigten sich mit der Analyse der vertikalen Impulsverteilung sowie mit der Messung der vertikalen Kohärenzfunktion. In Kapitel 5 dieser Arbeit wird im Detail auf diese Messungen eingegangen.

Da durch den Silizium-Monochromator die Kohärenzeigenschaften gegenüber den früheren Experimenten deutlich verändert waren, wurde auch die longitudinale Kohärenzlänge des vom Monochromator kommenden Strahls bestimmt.

Eine genaue Beschreibung des gesamten Experiments sowie dessen Erneuerungen werden in Kapitel 3 zusammengefasst. An gleicher Stelle wird auch ein wenig der historische Werdegang des Instruments, welches seine Ursprünge bereits im Jahr 1975 hatte, kurz nach der ersten Realisierung (am Atominstitut der Österreichischen Universitäten in Wien) eines mit einem Neutroneninterferometer gemessenen Interferogramms [Rauch 1974].

Für die weiteren Experimente musste ein dritter Kristall nach dem Monochromator und Interferometer installiert werden. Diese so genannte "3. Achse" ermöglicht die Messung der Impulsverteilung hinter dem Interferometer. Damit können nun die Zusammenhänge zwischen Ortsverteilung und Impulsverteilung genauer untersucht werden. Die ersten Messungen zur Spektralanalyse des Ausgangsstrahls wurden mit dem Standard-Interferometer (schiefsymmetrisches 3-Platten-Interferometer) durchgeführt.

Dabei wurde die Veränderung der Impulsverteilung in Abhängigkeit der longitudinalen Verschiebung der Wellenpakete genauestens analysiert. Die Auswertung zeigt, dass hier, nachdem im Ortsraum die Interferenzfähigkeit verloren war, die Phasenunterschiede deutlich im Impulsraum messbar sind.

Im Rahmen dieser Experimente wurde auch die Methode der spektralen Filterung angewandt. Dabei konnte die Abhängigkeit der Phase in Bezug auf die gefilterte Wellenlänge nachgewiesen werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Experimente ist in Kapitel 5 zu finden.

Parallel zu diesen Messungen wurde in Wien das oben erwähnte 2-Loop-Interferometer konstruiert. Die ersten Testmessungen fanden im Jahr 2000 statt. Da das Interferometer für eine größere Wellenlänge (45°-Reflexionswinkel) gebaut ist, tritt eine höhere Intensität der zweiten Wellenlängenordnung auf. Dieses Problem wird durch die Verwendung von Silizium-Prismen vor dem Interferometer gelöst. Details dazu sind in Kapitel 6 dieser Arbeit zu finden.

Mit Hilfe des neuen Interferometers ist es möglich, im ersten Loop verschiedene Zustände zu erzeugen, die im zweiten Loop analysiert werden können. Die Bestimmung der Ortsverteilung wird analog zu den oben erwähnten Kohärenzlängenmessungen durchgeführt. Man verschiebt das Wellenpaket im so genannten Referenzstrahl in longitudinaler Richtung und führt diesen mit dem Teilstrahl zusammen, der aus der Superposition des ersten Loops entstanden ist. Das Interferenzbild in Abhängigkeit von der Verschiebung des Wellenpakets gibt Aufschlüsse über die Ortsverteilung des im ersten Loop kreierte Zustands.

Die Impulsverteilung wird direkt nach dem ersten Loop mit der zusätzlichen Analysatorachse gemessen. Der Zusammenhang zwischen Orts- und Impulsverteilung kann mit Hilfe einer Quasi-Verteilungsfunktion, der so genannten Wigner-Funktion, beschrieben werden. Diese Funktion ist reell und hat die interessante Eigenschaft, dass sich durch Integration über den Impuls die Ortsverteilung und durch Integration über den Ort die Impulsverteilung ergibt. Eine Beschreibung dieser Funktion ist in Kapitel 2 gegeben.

In Kapitel 7 wird gezeigt, wie ein kohärenter Zustand durch magnetisches Rauschen gestört werden kann. Diese Messungen stellen erste Testmessungen für weitere Experimente in dieser Richtung dar. Aus Stabilitätsgründen wurden diese Messungen nur im 1-Loop-Interferometer durchgeführt. Das bedeutet, dass nur der kohärente Eingangszustand bezüglich Störungen untersucht werden konnte. In diesem Zusammenhang sollten die Untersuchungen aber ebenfalls mit Hilfe des 2-Loop-Interferometers für nicht-klassische Zustände erweitert werden.

In dieser Arbeit wird auch erörtert, wie sensibel ein Neutroneninterferometer gegenüber Umwelteinflüssen ist. Aus diesem Grund wird in Kapitel 4 beschrieben, wie sehr das Interferometer auf Temperaturveränderungen (trotz thermischer Abschirmungen) oder Vibrationen (z.B. Erdbeben) reagiert.

Bevor aber die Experimente und die Messergebnisse diskutiert werden, soll zunächst im folgenden Kapitel eine kurze Einführung in die Neutroneninterferometrie gegeben werden.

2. Theorie der Kohärenzeigenschaften

2.1 Schrödingergleichung und Wellenpaket

Nach Louis de Broglie kann jedem bewegten Materieteilchen eine Wellenlänge zugeordnet werden [deBroglie 1923]:

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (2.1)$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und $p = mv$ den Impuls des sich mit der Geschwindigkeit v bewegenden Teilchens darstellt. In der Neutronenoptik können relativistische Effekte vernachlässigt werden, da die Experimente ausschließlich mit thermischen oder kalten Neutronen durchgeführt werden, für die $v/c_0 < 10^{-5}$ gilt. Die kinetische Energie ist dann gegeben durch

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} = \frac{mv^2}{2} = k_B T \quad (2.2)$$

Somit erhält man den Zusammenhang zwischen Energie, Wellenzahl, Wellenlänge, Geschwindigkeit und Temperatur in folgenden Einheiten E [meV], k [\AA^{-1}], λ [\AA], v [m/s], T [K]

$$E(\text{meV}) = 2,0723 \cdot k^2 = \frac{81,81}{\lambda^2} = 5,2267 \cdot 10^{-6} \cdot v^2 = 0,086173 \cdot T \quad (2.3)$$

Für thermische Neutronen gilt daher bei $T = 293\text{K}$:

$$E = 25 \text{ meV}; \quad \lambda = 1,8 \text{ \AA}, \quad v = 2200 \text{ m/s}$$

Die Wellenlängen der thermischen Neutronen reichen von $0,4 \text{ \AA}$ bis 4 \AA . Die Geschwindigkeit lässt sich nach (2.3) auch mit

$$v \text{ (m/s)} = \frac{3956}{\lambda(\text{\AA})} \quad (2.4)$$

berechnen [Rauch 2000]. Thermische Neutronen haben somit eine Geschwindigkeit von 1000 bis 10000 m/s.

Wird nun aber der Begriff von de Broglie der so genannten "Materiewellen" weiter betrachtet, so kommt man zur Wellenmechanik, die schließlich zur Formulierung der Quantenmechanik führt. Danach kann der Zustand eines Systems mit der Schrödingergleichung beschrieben werden [Schrödinger 1926]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(\vec{r}, t) + V(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.5)$$

wobei das Absolutquadrat der Wellenfunktion $|\psi(\vec{r}, t)|^2$ als die Wahrscheinlichkeit interpretiert wird, das System zur Zeit t am Ort \vec{r} zu finden.

Für den stationären Fall, das heißt, wenn das Wechselwirkungspotential V von der Zeit unabhängig ist, befindet sich das System in einem Energieeigenzustand mit der Gesamtenergie $E = \hbar\omega$. Mit dem Lösungsansatz $\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \exp(i\omega t)$ erhält man die zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}) \right] \cdot \psi(\vec{r}) = E \cdot \psi(\vec{r}) \quad (2.6)$$

Mit einer kleinen Umformung

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\Delta + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\vec{r})) \right] \cdot \psi(\vec{r}) = 0 \quad (2.7a)$$

und

$$K^2(\vec{r}) = \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\vec{r})) \quad (2.7b)$$

erkennt man die direkte Analogie zu den Wellengleichungen der klassischen Optik, nämlich zur als Helmholtz-Gleichung bekannten Formel

$$(\Delta + k^2) \cdot \psi(\vec{r}) = 0 \quad (2.8)$$

Die Brechzahl (Brechungsindex) ist auch in der Neutronenoptik analog zur klassischen Optik als Verhältnis der Geschwindigkeit innerhalb eines Mediums ($V \neq 0$) zu der Geschwindigkeit im Vakuum definiert.

$$n = \frac{v}{v_0} = \frac{K}{k} = \sqrt{\frac{\frac{2m}{\hbar^2} (E - V)}{\frac{2mE}{\hbar^2}}} = \sqrt{1 - \frac{V}{E}} \quad (2.9)$$

Als Geschwindigkeiten sind hier die Gruppengeschwindigkeiten von Wellenpaketen zu verstehen, durch die die Neutronen beschrieben werden. Bei der Definition einer Phasengeschwindigkeit v_{ph} ergibt sich unter der Berücksichtigung, dass die Gesamtenergie eines Teilchensystems auch die Ruheenergie $m_0 c_0^2$ besitzt, $E = \hbar\omega = m_0 c_0^2 + m_0 v^2/2$ und

$$v_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k} = \frac{c_0^2}{v} \quad (2.10)$$

Die Phasengeschwindigkeit von Materiewellen ist daher immer größer als die Lichtgeschwindigkeit und umgekehrt proportional zur Teilchengeschwindigkeit, die im nichtrelativistischen Fall gleich der Gruppengeschwindigkeit der dem Teilchen zugeordneten Materiewelle ist. Die Materiewelle kann in Form eines Wellenpakets dargestellt werden:

$$\psi(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int a(\vec{k}') e^{i(\vec{k}'\vec{r} - \omega_k t)} d^3 k \quad (2.11)$$

So ein Wellenpaket erhält man durch die Überlagerung ebener Wellen mit der Amplitude $a(\vec{k}')$. Diese Wellen haben alle unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten, wodurch es auch im kräftefreien Raum zu einer Dispersion, das heißt zu einem Zerfließen des Wellenpakets kommt.

Für den Fall eines eindimensionalen Gaußförmigen Pakets unter Einhaltung der minimalen Heisenbergschen Unschärferelation $\Delta x \Delta k = 1/2$ ergibt sich eine Verbreiterung [Cohen-Tannoudji 1977]

$$[\Delta x(t)]^2 = [\Delta x(0)]^2 + \left[\frac{\hbar/2m \cdot t}{\Delta x(0)} \right]^2 \quad (2.12)$$

Ebenfalls eine Verbreiterung tritt im Fall quasiklassischer Pakete ($\Delta x \Delta k \gg 1/2$) auf, wie zum Beispiel an gepulsten Quellen oder nach einem rotierenden Chopper. Diese Verbreiterung lässt sich klassisch aus der Breite Δv berechnen, indem man in der Gleichung (2.12) den zweiten Teil der Summe durch $(\Delta v t)^2$ ersetzt. Dieses Zerfließen ist aber nur bei zeitaufgelösten Experimenten von Relevanz.

Bei zeitunabhängigen Untersuchungen, wie in dieser Arbeit, erhält man als Lösung der Gleichung (2.6) stationäre Wellenfelder

$$\psi(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int a(\vec{k}') e^{i\vec{k}'\vec{r}} d^3 k \quad (2.13)$$

mit einer bestimmten Impulsverteilung $|a(\vec{k}')|^2$, wobei $a(\vec{k}')$ durch die experimentellen Einschränkungen des Strahls (Kollimation, Monochromatisierung, Polarisierung, Blenden, usw.) bestimmt ist.

Die Formulierung der Ausgangsgleichung ist also sehr ähnlich zur Lichtoptik. Daher sind auch ähnliche optische Effekte zu erwarten. Die wesentlichsten Unterschiede liegen in der unterschiedlichen Wechselwirkung der Neutronen mit Materie und mit Feldern. Neutronen unterliegen der "starken Wechselwirkung" mit den Atomkernen, der "elektromagnetischen Wechselwirkung" hauptsächlich auf Grund des magnetischen Dipolmoments, der "Gravitation" als Folge der endlichen Ruhemasse und der "schwachen Wechselwirkung", welche die endliche Lebenszeit verursacht [Bergmann 1999].

2.2 Brechungsindex und Phasenschub

In Gleichung (2.9) wurde gezeigt, dass der Brechungsindex n als das Verhältnis von der Wellenzahl im Material K zu der im freien Raum k definiert ist. Die gesamte Wechselwirkungsenergie ist, wie schon oben erwähnt, eine Summe von verschiedenen Wechselwirkungsenergien

$$V = V_N + V_M + V_E + V_P + V_G. \quad (2.14)$$

V_N stellt das Kernpotential dar, welches die starke Wechselwirkung zwischen dem Neutron und dem Kern beschreibt. V_M ist die Wechselwirkungsenergie des magnetischen Dipolmoments des Neutrons mit dem elektromagnetischen Feld des Atoms. V_E ist die elektrostatische Energie, die aufgrund der inneren elektromagnetischen Struktur des Neutrons entsteht. V_P ist der Beitrag der elektrischen Polarisierbarkeit des Neutrons und V_G beschreibt schließlich die Gravitationswechselwirkung, der Neutronen aufgrund ihrer Ruhemasse unterliegen. Da in dieser Arbeit nur unpolarisierte Neutronen verwendet werden, trägt zur gesamten Wechselwirkungsenergie im Wesentlichen nur das Kernpotential bei.

Die starke Kernwechselwirkung kann in der Form eines Fermi-Pseudopotentials beschrieben werden

$$V_N(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} b \delta(\vec{r} - \vec{R}) \quad (2.15)$$

wobei hier b die gebundene Streulänge bedeutet.

Da das Neutron mit vielen Atomkernen an den Orten \vec{R}_i wechselwirkt, wird das Potential als Summe von δ -Funktionen geschrieben

$$V_N(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \sum_i b_i \delta(\vec{r} - \vec{R}_i). \quad (2.16)$$

Dies ermöglicht die Definition eines mittleren Wechselwirkungspotentials für verschiedene Materialien, auch optisches Potential genannt

$$\langle V_N(\vec{r}) \rangle = \bar{V} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} b_c N \quad (2.17)$$

N ist hier die Teilchendichte und $b_c = \langle b \rangle$ ist die mittlere kohärente Streulänge. Eingesetzt in (2.9) und unter Berücksichtigung, dass $\bar{V}/E \ll 1$ gilt, erhält man für den Brechungsindex

$$n = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\bar{V}}{E} \right) = 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi} b_c N \quad (2.18)$$

Eine Neutronenwelle, die ein Material mit dem Brechungsindex n durchquert, erleidet einen Phasenschub

$$\chi = nkz - kz \Big|_{z_0}^{z_0 + D_{eff}} = (n-1) \cdot k \cdot D_{eff} \quad (2.19)$$

wobei D_{eff} die Durchstrahlungsdicke der Probe ist.

Im allgemeinen Fall ist n eine komplexe Größe, wobei der komplexe Anteil die Absorption beschreibt.

$$n = 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi} b'_c N + i \frac{\lambda^2}{2\pi} b''_c N \quad (2.20)$$

Dementsprechend wird

$$\chi = \lambda \cdot b'_c \cdot N \cdot D_{eff} - i \cdot \lambda \cdot b''_c \cdot N \cdot D_{eff} = \chi' - i\chi'' \quad (2.21)$$

Die Bedeutung des Imaginärteils der Phase, und damit die Wirkung von b''_c wird am besten durch ein Transmissionsexperiment erklärt.

Wird eine Probe der Dicke D_{eff} mit Neutronen der Wellenlänge λ durchstrahlt, so erhält die Wellenfunktion hinter der Probe einen Phasenschub.

$$\psi = \psi_0 \cdot e^{-i\chi} \quad (2.22)$$

ψ_0 ist die Wellenfunktion der ungestörten Neutronenwelle. Für die Intensitäten bedeutet das mit $I = |\psi^* \psi|$

$$I = I_0 \cdot |e^{-i\chi}|^2 = I_0 \cdot e^{-2\chi''} \quad (2.23)$$

Mit (2.21) wird somit

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-2 \cdot \lambda \cdot b''_c \cdot N \cdot D_{eff}) \quad (2.24)$$

Wird nun (2.24) mit Lambert's Gesetz verglichen, welches in der normalen Optik die Strahlschwächung beschreibt,

$$T = e^{-\mu D_{eff}} \quad (2.25)$$

dann folgt mit dem Absorptionskoeffizient $\mu = N\sigma_a$

$$2 \cdot \lambda \cdot b''_c \cdot N = \Sigma_a = N \cdot \sigma_a \quad (2.26)$$

Somit kann über den Absorptionsquerschnitt σ_a der Imaginärteil b''_c berechnet werden.

Es muss aber hier erwähnt werden, dass bei einem Transmissionsexperiment nicht nur Verluste der Intensität durch die "wahre" Absorption σ_a erfolgen, sondern auch durch Streuung aus der Vorwärtsrichtung.

Die inkohärente Streuung ist isotrop und muss daher in der komplexen Phase χ'' als Term aufscheinen.

$$\chi'' = \frac{(\sigma_a + \sigma_s^{inc}) \cdot N \cdot D_{eff}}{2} \quad (2.27)$$

Bei polykristallinen Materialien wirkt auch die kohärente Streuung abschwächend auf die Intensität in Vorwärtsrichtung. Daher wird (2.27) zu

$$\chi'' = \frac{(\sigma_a + \sigma_s^{inc} + \sigma_s^{coh}) \cdot N \cdot D_{eff}}{2} = \frac{\Sigma_{tot} \cdot D_{eff}}{2} \quad (2.28)$$

Wie die Wirkungsquerschnitte im Interferometer wirken, wird an späterer Stelle dargelegt.

2.3 Kohärenzfunktion

Das Prinzip der Kohärenz kommt aus der Quantenoptik, wo Feldeigenschaften durch Wellenfunktionen beschrieben werden [Rauch 2000]. In der Neutronenphysik können wir die Ausbreitung von Wellen zwischen der Neutronenquelle und dem Detektor mit Hilfe des Wellenpakets (2.13) beschreiben.

Die Dichte der Neutronen ist so klein, dass die Neutron-Neutron-Kollisionen vernachlässigbar sind, und der Strahl als ein System von freien Neutronen gesehen werden kann. Jedes freie Neutron kann durch ein Wellenpaket (2.13) dargestellt werden und der gesamte Strahl als ein Ensemble solcher Wellenpakete.

Der Neutronenstrahl kann durch eine inkohärente Superposition von kohärenten Zuständen, die durch die Wellenfunktion beschrieben werden, dargestellt werden. Für diese Beschreibung wird ein Dichteoperator [z.B. Scully, Zubairy 1997] verwendet:

$$\hat{\rho} = \sum_i |\psi_i(t)\rangle p_i \langle \psi_i(t)| \quad (2.29)$$

wobei p_i die Wahrscheinlichkeit das System im Zustand $|\psi_i(t)\rangle$ zu finden angibt.

Weiters kann man zur Beschreibung des Neutronenstrahls die Autokorrelationsfunktion 1. Ordnung für zwei Orte und zwei Zeiten verwenden.

Die Autokorrelationsfunktion muss so verstanden werden, dass sie die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Teilchen zur Zeit t am Ort \vec{r} zu finden, das sich zur Zeit t' am Ort \vec{r}' befindet [Glauber 1963].

Das bedeutet, dass man einen Entwicklungsoperator \hat{T} definieren kann, der den Übergang des Systems von $|\vec{r}\rangle$ auf $|\vec{r} + \Delta\vec{r}\rangle$ in der Zeit $t + \tau$ beschreibt:

$$\langle \vec{r} | \hat{T} | \psi_i(t) \rangle = \psi_i(\vec{r} + \Delta\vec{r}, t + \tau). \quad (2.30)$$

Die Autokorrelationsfunktion beschreibt somit auch den Erwartungswert dieses Entwicklungsoperators:

$$G(\vec{r}, \Delta\vec{r}, t, \tau) = \langle T \rangle = Sp\{\hat{\rho}\hat{T}\}. \quad (2.31)$$

Um Gleichung (2.31) zu berechnen, wird Gleichung (2.30) für \hat{T} und (2.29) für $\hat{\rho}$ eingesetzt und die Spur über die Impulseigenzustände $|\vec{k}\rangle$ gebildet:

$$Sp\{\hat{\rho}\hat{T}\} = \int d^3k \sum_i \langle \vec{k} | \psi_i(t) \rangle p_i \langle \psi_i(t) | \hat{T} | \vec{k} \rangle \quad (2.32)$$

Durch Einfügen von Einheitsoperatoren wird Gleichung (2.32) zu

$$\begin{aligned} Sp\{\hat{\rho}\hat{T}\} &= \int d^3k \int d^3r \int d^3r' \sum_i \langle \vec{k} | \vec{r} \rangle \langle \vec{r} | \psi_i(t) \rangle p_i \langle \psi_i(t) | \hat{T} | \vec{r}' \rangle \langle \vec{r}' | \vec{k} \rangle \\ &= \int d^3k \int d^3r \int d^3r' \sum_i \langle \vec{r} | \psi_i(t) \rangle p_i \langle \psi_i(t) | \hat{T} | \vec{r}' \rangle \langle \vec{r}' | \vec{k} \rangle \langle \vec{k} | \vec{r} \rangle \\ &= \int d^3r \int d^3r' \sum_i \langle \vec{r} | \psi_i(t) \rangle p_i \langle \psi_i(t) | \hat{T} | \vec{r}' \rangle \delta(\vec{r} - \vec{r}') \\ &= \int d^3r \sum_i \langle \vec{r} | \psi_i(t) \rangle p_i \langle \psi_i(t) | \hat{T} | \vec{r} \rangle \\ &= \sum_i p_i \int d^3r \psi_i(\vec{r}, t) \psi_i^*(\vec{r} - \Delta\vec{r}, t - \tau) \end{aligned} \quad (2.33)$$

Für kontinuierliche Zustände können die diskreten Wahrscheinlichkeiten p_i durch eine kontinuierliche Wahrscheinlichkeitsdichte $p(\vec{R})$ ersetzt werden. Dadurch wird die Summe zum Integral über \vec{R} und die Autokorrelationsfunktion wird zu

$$G(\vec{r}, \vec{r}', t, t') = G(\vec{r} - \vec{r}', t - t') = \int d^3R p(\vec{R}) \int d^3r \psi_{\vec{R}}(\vec{r}, t) \psi_{\vec{R}}^*(\vec{r}', t') \quad (2.34)$$

$p(\vec{R})$ kann hier als klassisches Strahlprofil verstanden werden. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung der Wellenpakete im Neutronenleiter.

Gleichung (2.34) entspricht auch der Beschreibung eines thermischen Neutronenstrahls nach [Sears 1989].

Durch Normierung der Gleichung (2.34) erhält man die normierte Korrelations- (Kohärenz-) Funktion.

$$\Gamma(\vec{r}, \vec{r}', t, t') \equiv \frac{G(\vec{r}, \vec{r}', t, t')}{[G(\vec{r}, \vec{r}, t, t) \cdot G(\vec{r}', \vec{r}', t, t')]^{1/2}} \quad (2.35)$$

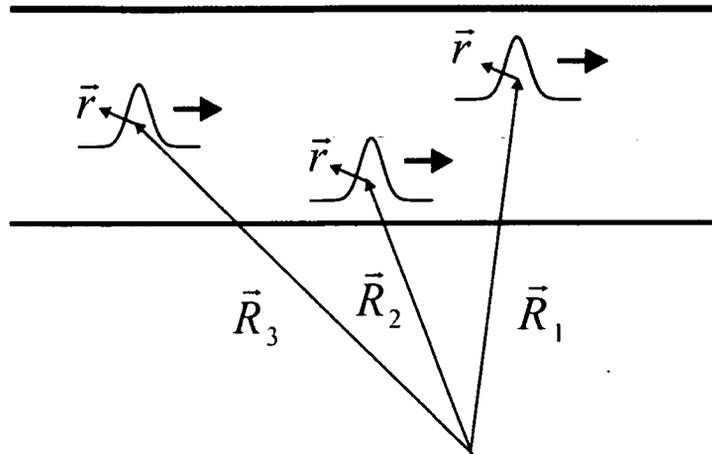


Abb. 2.1: Schematische Darstellung von Wellenpaketen im Neutronenleiter

Verwendet man den Ausdruck für Wellenpakete (2.13), so lässt sich die Korrelationsfunktion mit Gleichung (2.35) berechnen.

Nach [Sears 1989] wird in Betracht gezogen, dass die Amplituden $a(\vec{k})$ durch zufällige Prozesse (Reaktorkern) erzeugt werden, sodass

$$\langle a(\vec{k}) \rangle = 0 \quad (2.36)$$

gilt, und dass $a(\vec{k})$ und $a(\vec{k}')$ statistisch unabhängig sind, wenn $\vec{k} \neq \vec{k}'$ gilt. Daraus folgt

$$\langle a(\vec{k})^* a(\vec{k}') \rangle = \rho(\vec{k}) \delta(\vec{k} - \vec{k}') \quad (2.37)$$

woraus

$$\rho(\vec{k})^* = \rho(\vec{k}) \geq 0 \quad (2.38)$$

folgt, das heißt $\rho(\vec{k})$ ist reell und positiv. Weiters wird Gleichung (2.20) zu

$$\Gamma(\vec{r}, \vec{r}', t, t') = \int \rho(\vec{k}) e^{i[\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}') - \omega_k(t-t')]} d^3 k = \langle \psi(\vec{r}, t)^* \psi(\vec{r}', t') \rangle. \quad (2.39)$$

Durch Verwendung der zeitlichen und räumlichen Translationsinvarianzen ($\vec{r} - \vec{r}' = \vec{\Delta}$, $t - t' = \tau$) wird Gleichung (2.39) zu

$$\Gamma(\vec{\Delta}, \tau) = \int \rho(\vec{k}) e^{i(\vec{k}\vec{\Delta} - \omega_k \tau)} d^3 k. \quad (2.40)$$

Durch diese Funktion kann sowohl die räumliche Kohärenz $\Gamma(\vec{\Delta}, 0)$ als auch die zeitliche Kohärenz $\Gamma(0, \tau)$ dargestellt werden.

Die durchschnittliche Neutronendichte ist durch

$$\rho = \langle |\psi(\vec{r}, t)|^2 \rangle = \Gamma(0, 0) = \int \rho(\vec{k}) d^3 k \quad (2.41)$$

gegeben. Folglich ist $\rho(\vec{k})d^3k$ die durchschnittliche Anzahl der Neutronen pro Einheitsvolumen in d^3k , oder anders gesagt, $\rho(\vec{k})$ beschreibt die Dichte der Zustände im k -Raum.

Dasselbe Ergebnis erhält man andererseits auch durch die Annahme, dass jedes Neutron dieselbe Impulsverteilung hat, nämlich $\rho(\vec{k}) = |a(\vec{k})|^2$.

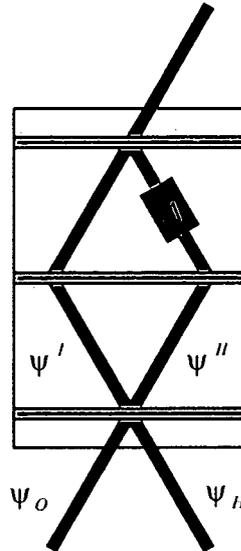


Abb. 2.2: Skizze eines 3-Platten-Standard-Interferometers

Die Kohärenz kann durch verschiedene Interferometrie-Experimente [Rauch 2000] gemessen werden. Dabei werden Teile der Wellenfunktion örtlich oder zeitlich im Vergleich zum Referenzstrahl verschoben. In Abbildung 2.2 sieht man, dass ψ_0 eine Superposition von den Wellenfunktionen entlang des Weges I und II ist. Im leeren Interferometer sind ψ'_0 und ψ''_0 nach der dritten Platte sowohl in der Amplitude als auch in der Phase identisch ($\psi'_0 = \psi''_0$). Grund dafür ist die Symmetrie der Anordnung, in der Strahl I transmittiert, reflektiert und reflektiert wird und Strahl II reflektiert, reflektiert und transmittiert wird.

Mit einer Probe im Strahl II wird der O-Strahl nach dem Interferometer zu

$$\psi_0 = \psi'_0 + \psi''_0 = \psi'_0(1 + e^{-i\chi}), \quad (2.42)$$

χ ist der Phasenunterschied der Strahlen I und II und ist durch $\chi = \vec{k}\vec{\Delta}$ gegeben, wobei $\vec{\Delta}$ der optische Weglängenunterschied ist.

Die Intensität im O-Strahl kann durch die Autokorrelationsfunktion (2.34) beschrieben werden. Für den Fall, dass $p(\vec{R})$ konstant ist, folgt

$$I_0 = G(\vec{r}, t; \vec{r}, t) + G(\vec{r}', t'; \vec{r}', t') + 2 \operatorname{Re} G(\vec{r}, t; \vec{r}', t'). \quad (2.43)$$

I_0 beschreibt die Intensität, die sich als Kombination der Strahlen I und II entlang der optischen Wege, welche durch die Vektoren \vec{r} und \vec{r}' beschrieben werden, zusammensetzt.

Wenn der komplexe Charakter der Autokorrelationsfunktion G für $(\vec{r}, t) \neq (\vec{r}', t')$ hervorgehoben wird

$$G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') = |G(\vec{r}, t, \vec{r}', t')| e^{i\chi(\vec{r}, t, \vec{r}', t')} \quad (2.44)$$

folgt für (2.33)

$$I_0 = G(\vec{r}, t; \vec{r}, t) + G(\vec{r}', t'; \vec{r}', t') + 2|G(\vec{r}, t; \vec{r}', t')| \cos \chi(\vec{r}, t, \vec{r}', t'). \quad (2.45)$$

$G(\vec{r}, t; \vec{r}, t)$ und $G(\vec{r}', t'; \vec{r}', t')$ beschreiben hier die entlang der Wege I und II auftretenden Intensitäten. Mit (2.35) und (2.40) und $\rho(\vec{k}) = |a(\vec{k})|^2$ kann so die Gesamtintensität folgendermaßen beschrieben werden.

$$I(\Delta, \tau) = I_I + I_{II} + 2\sqrt{I_I I_{II}} |\Gamma(\vec{\Delta}, \tau)| \cos(\vec{k}\vec{\Delta} - \omega_k \tau) \quad (2.46)$$

Der Kontrast dieses Interferenzmusters ist als

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.47)$$

definiert, woraus sich mit (2.46)

$$K = \frac{2\sqrt{I_I I_{II}}}{I_I + I_{II}} |\Gamma(\vec{\Delta}, \tau)| \quad (2.48)$$

ergibt.

Bei vollständiger Kohärenz ist $|\Gamma(\vec{\Delta}, \tau)|$ gleich eins, während diese Funktion bei absoluter Inkohärenz für alle Werte $\Delta \neq 0$ und $\tau \neq 0$ gleich null wird. Bei reellen Experimenten wird man nie vollständige Kohärenz oder Inkohärenz erzeugen können. Die Inkohärenz wird aber für $\Delta \rightarrow \infty$ und $\tau \rightarrow \infty$ stark erhöht.

Unter Kohärenzlänge Δ_c und Kohärenzzeit τ_c versteht man jene Länge oder Zeit, bei der die normierte Kohärenzfunktion auf den Wert $1/e$ gesunken ist.

Bei einem stationären Strahl, wie er für das Neutroneninterferometer am Institut Laue Langevin (ILL) (siehe Kapitel 3) zur Verfügung steht, können die zeitlichen Veränderungen (τ) der Kohärenzfunktion $\Gamma(\vec{\Delta}, \tau)$ von den räumlichen Korrelationen ($\vec{\Delta}$) separiert werden. Dann kann Γ als Produkt angeschrieben werden [Rauch 2000]:

$$\Gamma(\vec{\Delta}, \tau) = \Gamma(\vec{\Delta}, 0)\Gamma(0, \tau) = \Gamma(\vec{\Delta})\Gamma(\tau) \quad (2.49)$$

Bei einer Gaußschen Impulsverteilung mit einer Unschärfe von δk_i in allen drei orthogonalen Richtungen ($i=x, y, z$) erhält man eine Gaußsche Kohärenzfunktion

$$\Gamma(\vec{\Delta}) = \prod_{i=x, y, z} e^{-(\Delta_i \delta k_i)^2 / 2} \quad (2.50)$$

Die Kohärenzlängen Δ_i^c sind in diesem Fall direkt mit δk_i durch die Heisenbergsche Unschärferelation verknüpft.

$$\Delta_i^c \delta k_i = 1/2 \quad (2.51)$$

2.4 Messung von Kohärenzfunktionen

Bei der Perfekt-Kristall-Interferometrie muss erwähnt werden, dass das Kohärenzverhalten stark anisotrop ist, da die Impulsverteilung nur in der Richtung senkrecht zur reflektierenden Ebene durch die dynamische Beugung (Kapitel 4) deutlich eingeschränkt wird. Man spricht hier von der transversalen Kohärenz. In longitudinaler Richtung und in vertikaler Richtung wird die Kohärenz nur wenig beeinflusst.

Die räumliche Verschiebung der Wellenzüge erfolgt in Richtung der Oberflächennormalen des Phasenschiebers [Petrascheck 1987]. Damit kann durch verschiedene Positionierung des Phasenschiebers die Kohärenzfunktion in longitudinaler, transversaler oder vertikaler Richtung gemessen werden. In dieser Arbeit wurden die nach dem Monochromator unveränderten Kohärenzfunktionen, also in longitudinaler und vertikaler Richtung gemessen.

Die wesentliche Aussage von Kapitel 2.3 ist, dass die Kohärenzeigenschaften der Neutronenwelle durch die Selbstkorrelationsfunktion der Wellenfunktion (2.39) beschrieben werden können und dass diese als Kohärenzfunktion mit Hilfe eines Neutroneninterferometers gemessen werden kann. Mit Gleichung (2.48) wird gezeigt, dass die Kohärenzfunktion direkt proportional zum Kontrast ist. In Kapitel 5 werden sowohl Versuchsaufbau als auch Ergebnisse solcher Messungen gezeigt.

Weiters muss aber erwähnt werden, dass die Strahlen auch dann kohärent bleiben, wenn die Wellenpakete nicht mehr überlappen und somit kein Kontrast mehr zu beobachten ist.

Durch eine weitere spektrale Filterung können die Interferenzphänomene wieder sichtbar gemacht werden [Jacobson 1994]. Falls das Interferenzbild im Ortsraum verschwindet, erscheint eine Modulation im Impulsraum.

$$I_0(k) = \frac{1}{2} |a(k)|^2 \cdot (1 + \cos \bar{\Delta} \bar{k}) \quad (2.52)$$

Auch solche Messungen werden in Kapitel 5 gezeigt. Weiters wird gezeigt, dass die Fouriertransformierte der Impulsverteilung die Kohärenzfunktion liefert (2.40).

2.5 Wignerfunktion

Mit Hilfe von Wigner-Quasiverteilungsfunktionen lässt sich diese oben beschriebene Kopplung von Impulsraum und Ortsraum anschaulich darstellen [Schleich 2001]. Wellenpakete, die bei sehr großen Phasenschüben räumlich getrennt sind ($|\Gamma(\Delta)| \rightarrow 0$), im Impulsraum aber weiter zusammenhängen bedeuten nicht-klassische Zustände, sogenannte "Schrödinger-Katzen"-Zustände. Die für solche Zustände definierte Wignerfunktion lautet

$$W_S(x, k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikx'} \cdot \psi_S^* \left(x + \frac{x'}{2} \right) \psi_S \left(x - \frac{x'}{2} \right) \cdot dx' \quad (2.53)$$

wobei

$$\psi_S(x) = \psi(x) + \psi(x + \Delta)$$

die Superposition der Zustände hinter dem Interferometer beschreibt. Für Gaußsche Wellenpakete ergibt sich folgendes Resultat [Rauch 2000]

$$\begin{aligned} W_S(x, k, \Delta) &= W(x, k) + W(x + \Delta, k) + 2 \cdot W \left(x + \frac{\Delta}{2}, k \right) \cdot \cos(\Delta \cdot k) \quad (2.54) \\ &\propto \exp \left[- (k - k_0)^2 / 2\delta k^2 \right] \times \\ &\times \left\{ \exp \left[- x^2 / 2\delta x^2 \right] + \exp \left[- (x + \Delta)^2 / 2\delta x^2 \right] + 2 \cdot \exp \left[- \left(x + \frac{\Delta}{2} \right)^2 / 2\delta x^2 \right] \cdot \cos(\Delta \cdot k) \right\} \end{aligned}$$

Eine weitere sehr interessante Eigenschaft der Wignerfunktion ist, dass die Integration über x die Impulsverteilung und die Integration über k die Ortsverteilung ergibt

$$\begin{aligned} \int W_S(x, k) dx &= |\psi(k)|^2 = |a(k)|^2 = P(k) \\ \int W_S(x, k) dk &= |\psi(x)|^2 = P(x) \quad (2.55) \end{aligned}$$

Daraus folgt, dass die Wignerfunktion sehr anschaulich die Orts- und Impulsverteilung durch die Projektion entlang der x und k -Achse zeigt.

Die Wignerfunktion ist somit eine Phasenraumverteilungsfunktion, die Orts- und Impulsdarstellung kombiniert. Sie lässt sich aber nicht als Wahrscheinlichkeitsverteilung interpretieren. Dies äußert sich darin, dass die Wignerfunktion auch negative Werte annehmen kann, eine Situation, die kein klassisches Analogon besitzt.

Abbildung 2.3 zeigt eine Wignerfunktion und die jeweiligen Projektionen [Schiller 1999], die durch die Interferometermessungen beobachtet werden können.

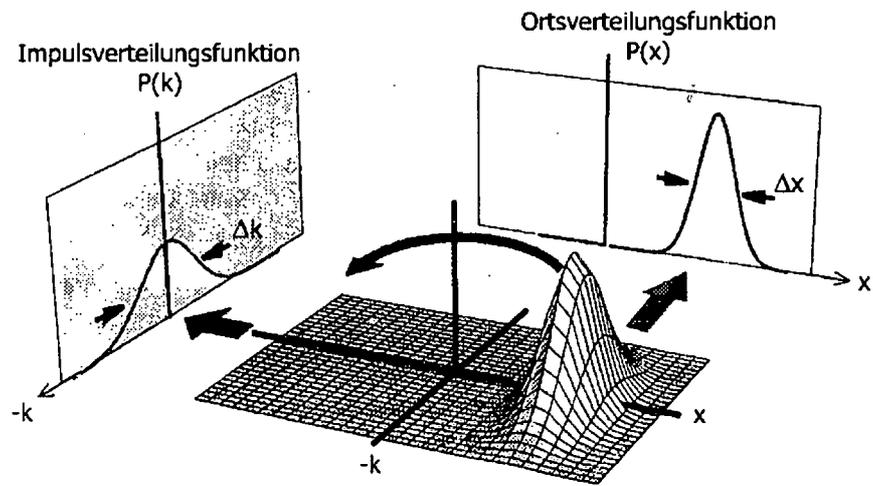


Abb. 2.3: Phasenraumverteilungsfunktion eines Quantenzustands: Die Wignerfunktion

3. Das Instrument S18 am ILL

3.1 Die Geschichte des S18

Das Instrument S18 ist ein Messplatz für neutronenoptische Experimente, insbesondere für Perfekt-Kristall-Neutroneninterferometrie. Perfekt-Kristall-Interferometer wurden zuerst für Röntgenstrahlen entwickelt [Bonse 1965]. Man kann sie jedoch wegen der vergleichbaren Wechselwirkung von Röntgenstrahlen und Neutronen mit Atomen sowie der vergleichbaren Wellenlänge auch für thermische Neutronen ($\lambda=1,8 \text{ \AA}$, $E \approx 0,025 \text{ eV}$) zur makroskopischen Strahlteilung und nachfolgenden Überlagerung der Teilstrahlen einsetzen.

Mit thermischen Neutronen wurde diese Technik zum ersten Mal 1974 am 250-kW-TRIGA-Reaktor in Wien im Rahmen einer deutsch-österreichischen Kooperation erfolgreich getestet [Rauch 1974]. Im Jahr 1975 erfolgte eine Einladung des ersten Direktors des Institut Laue Langevin (ILL) [ILL 2005], H. Maier-Leibnitz, ein Perfekt-Kristall-Neutroneninterferometer am 58 MW-Hochflußreaktor (HFR) in Grenoble aufzubauen. In einem gemeinsamen Unternehmen der Universität Dortmund und dem Atominstitut der Österreichischen Universitäten wurde das Instrument, damals noch unter dem Namen D18, 1977 fertig gestellt [Bauspiess 1978]. Im Jahr 1982 wurde der Name D18 auf S18 geändert, gleichzeitig wurde das S18 zu einem regulären Instrument des ILL. An diesem Instrument wurden in der Folge wichtige Experimente, wie z.B. Interferenz in nicht-inertialen Systemen [Bonse 1983], Magnetischer Josephson-Effekt [Badurek 1986], Spin-Superposition [Summhammer 1983], Messung der kohärenten Streulänge von He-3 [Kaiser 1977] und Tritium [Rauch 1985], durchgeführt.

1991 musste der HFR aufgrund technischer Probleme am Reaktortank abgeschaltet werden. Nach den Reparatur- und allgemeinen Modernisierungsarbeiten kam das S18 unter die alleinige Zuständigkeit des Atominstututs der Österreichischen Universitäten. Im Zuge dieser Modernisierung wurde auch der Neutronenleiter, der zum S18 führt, durch einen Super-Spiegel-Leiter ersetzt. Die Reaktorpause wurde am S18 für ein Upgrade genutzt, das eine neue verbesserte Computer unterstützte Steuerung des gesamten Experiments beinhaltet. Durch Verwendung der Steuer-Software Labview [National Instruments 2005] sind die Programme durch eine graphische Oberfläche leichter bedienbar. Außerdem werden die Messkurven online gezeichnet, wodurch die wichtigsten Parameter schon während der Messung ausgewertet werden können. Mit dieser Software werden auch 6 Temperatursensoren, 2 Luftfeuchtigkeitssensoren und 1 Drucksensor ständig ausgelesen. Die Daten werden nicht nur gespeichert sondern auch auf einem eigenen Monitor graphisch dargestellt. Weiters wurden an der alten optischen Bank Abstandssensoren angebracht, die permanent sämtliche Positionsänderungen der Bank anzeigen. Auch diese Daten sind graphisch ablesbar.

Die Probenzuführung wird mittels Portalroboter [Berger-Lahr 2005] durchgeführt. Dieser Portalroboter wurde komplett vom Restaufbau separiert, um jegliche Motorvibrationen, die die optische Bank stören könnten, zu vermeiden. Es wurde weiters die Analysatorachse mit einem Piezoantrieb ausgestattet, der Rotationen im Bereich von hundertstel Bogensekunden ermöglicht. Um diesen Feintrieb zu kontrollieren, wurde ein Absolut-Encoder der Marke Heidenhain [Heidenhain 2005], der eine Auflösung dieses Bereichs zulässt, montiert. Außerdem wurde auch eine zusätzliche Analysatorachse konstruiert, um die Experimentiermöglichkeiten weiter auszubauen. Das Herzstück des Umbaus war aber eine völlig neu gestaltete Monochromatorachse. Durch diese neue Monochromatorachse (zwei Kristalle) wurde die Möglichkeit für Ultrakleinwinkelstreuexperimente (USANS) geschaffen. Aufgrund des neuen Super-Spiegel-Leiters wurde die Intensität am Instrument um einen Faktor fünf erhöht, wodurch sich die USANS-Messzeiten auf etwa ein bis zwei Stunden für eine typische Probe verkürzt haben. Seit 1998 wird von den 4,5 zur Verfügung stehenden Messzyklen (seit 2001 reduziert auf 3 Zyklen pro Jahr) jährlich ein kompletter Reaktorzyklus (50 Tage) für verschiedene Forschungsgruppen (aus den Bereichen Werkstoffkunde, Geologie, Biophysik, Chemie und auch Grundlagenphysik) aus aller Welt bereitgestellt. Daraus resultierende Ergebnisse sind in zahlreichen Publikationen, wie z.B. [Hainbuchner 2000], [Mazumder 2000], [Vogel 2000], [Lo Celso 2002], [Jericha 2003] zusammengefasst. In der übrigen Messzeit wird das Instrument für Neutroneninterferometrie verwendet. Ein routinemäßiger Betrieb ist seit 1999 möglich.

3.2 Das Wellenlängenspektrum des S18

Das Instrument befindet sich am thermischen Leiter H25. In Folge der relativ großen Entfernung (ca. 50m) zum Reaktorkern und durch die Krümmung des Leiters, ist die Untergrundstrahlung wesentlich unterdrückt. Das vor dem Monochromator zur Verfügung stehende thermische Spektrum wird in Abbildung 3.1 [Villa 2002] dargestellt.

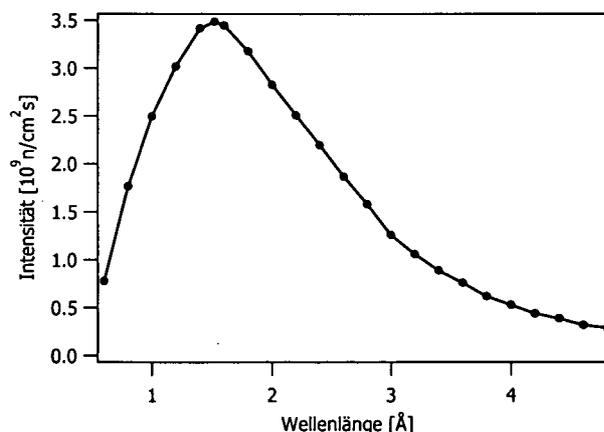


Abbildung 3.1: Spektrum der Neutronen vor dem Monochromator

3.3 Die Kristalle

3.3.1 Monochromator

Als Monochromator sind Silizium-Perfektkristalle installiert. Für die Interferometrie verwendet man einen Blockkristall. Dieser liefert eine Vielzahl von Reflexionsebenen für unterschiedlichste Anwendungen in der Neutronenoptik: 111, 220, 113, 115, 117, 331, 335, 551. Für die Ultrakleinwinkelmessungen wird ein Nutenkristall, der eine 3-fach-Reflexion zulässt, benötigt. Dieser Kristall erlaubt durch seine Geometrie nur eine Reflexionsebene, in diesem Fall die (220)-Ebene. Abbildung 3.2 zeigt eine Skizze beider Monochromatorkristalle und den Strahlengang für einen unter 45° justierten (220)-Reflex.

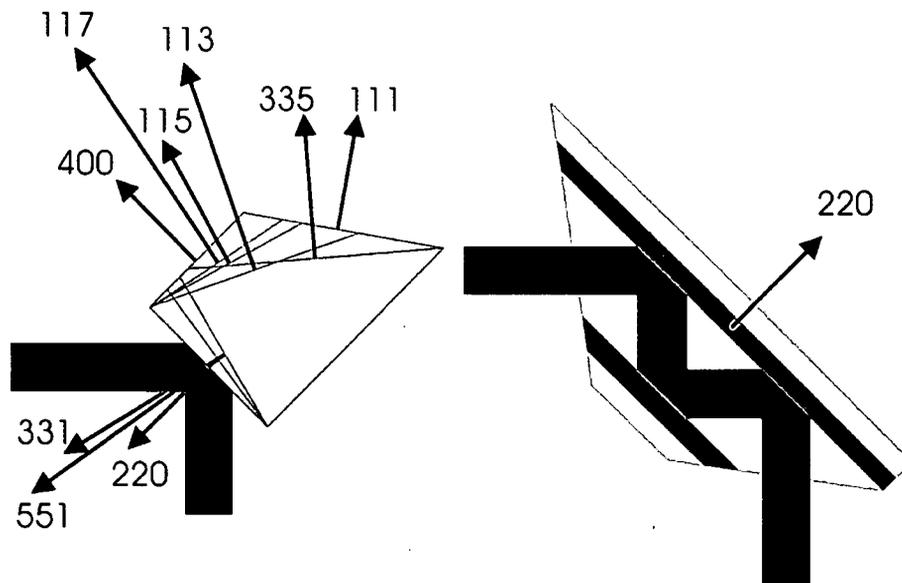


Abb. 3.2: Skizze der beiden Monochromatorkristalle

Der experimentelle Aufbau ermöglicht für den Bragg-Winkel einen Verstellbereich von 20° bis 55°. Das bedeutet, dass man bei einer (220)-Reflexion, gemäß der Bragg-Bedingung $n\lambda = 2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin(\theta_B)$, eine Wellenlänge zwischen 1,3 und 3,2 Å einstellen kann, sowohl für die Interferometrie als auch für USANS.

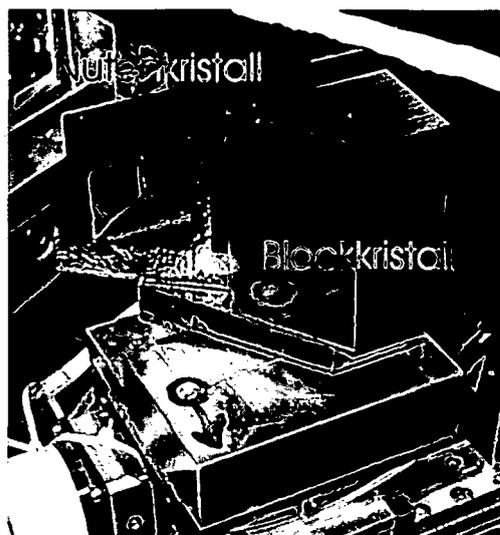


Abb. 3.3: Monochromatorachse: Bild des Block- und des Nutenkristalls

3.3.2 Analysator

Die Analysatorachse (2. Achse) ist frei zugänglich, wodurch man hier auf keine bestimmte Anzahl von Kristallen beschränkt ist. Im Fall von USANS wird ein baugleicher 3-fach-Nutenkristall verwendet, wie er schon auf der Monochromatorachse (1. Achse) montiert ist. Eine kurze Beschreibung dieser Messmethode kann in Kapitel 5.3 gefunden werden.

Für die Interferometrie gibt es zwei Standard-Interferometer, ein symmetrisches und ein schief-symmetrisches (Abbildung 3.4). Beide Interferometer (IFM) werden bei einem Bragg-Winkel von 30° verwendet. Das symmetrische IFM ist nur 8 cm lang und ist durch diese geringe Größe auch unempfindlicher gegenüber Vibrationen und anderen Störungen.

Das schief-symmetrische IFM ist 14 cm lang. Damit hat es einerseits den Vorteil einer größeren Strahlseparation, die natürlich auch von den Plattenabständen abhängt, und andererseits einen größeren Freiraum für die Positionierung von Proben. Damit kann man Proben bis zu einer Dicke von 5,5 cm im IFM analysieren. Außerdem erlaubt die schief-symmetrische Geometrie, dass ein Großteil der beiden Teilstrahlen parallel zueinander verlaufen. Das bedeutet, man kann die Proben mit Hilfe eines Linearschlittens von einem Teilstrahl zum anderen bewegen, ohne den Winkel zur Strahlrichtung zu verändern.

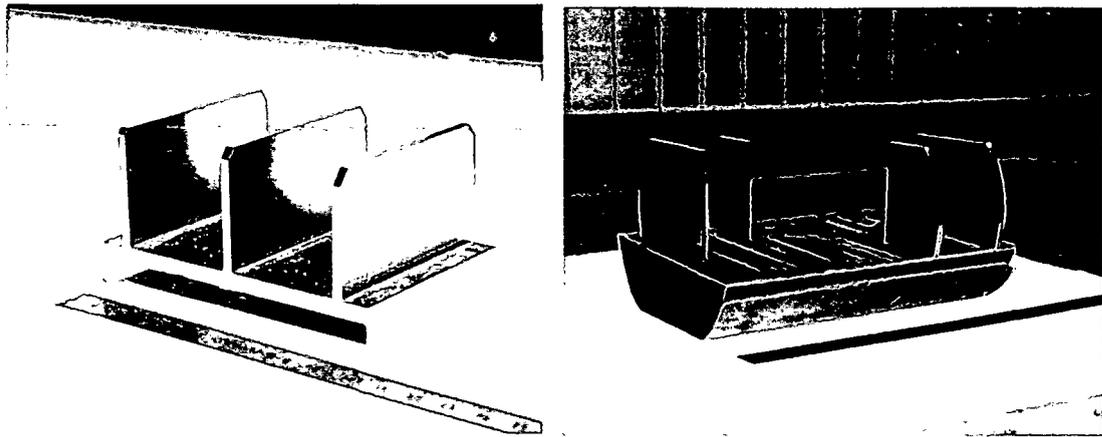


Abb. 3.4: Abbildungen des symmetrischen (links) und schief-symmetrischen (rechts) Standard-Interferometers

Seit dem Jahr 2000 gibt es ein neues 6-Platten-Interferometer, das für einen Bragg-Winkel von 45° konstruiert wurde [Zawisky 2002].

Dieses IFM eröffnet durch seine 2-Loop-Geometrie (zwei IFM in Serie) neue Möglichkeiten in der Neutroneninterferometrie (Genauer in Kapitel 6). Mit einer Länge von 21 cm ist dieses IFM das Empfindlichste und damit das am schwierigsten zu Justierende. Abbildung 3.5 zeigt ein Photo dieses IFMs.

Weitere Analysatorkristalle werden auf der 3. Achse installiert, die nicht fest mit dem Instrument verbunden ist. Somit kann diese Achse für alle IFM-Typen benützt werden. Es kann einerseits die Wellenlängenverteilung des aus dem IFM austretenden Strahls durch Verwendung von Silizium-Kristallen bestimmt oder andererseits die Polarisation mit Hilfe von Heuslerkristallen analysiert werden.



Abb. 3.5: Photo des neuen 6-Platten-Interferometers

3.4 Die Mechanik der ersten und zweiten Achse

Da sich die Monochromatorachse innerhalb einer Stahlbetonabschirmung befindet, ist es notwendig alle Bewegungen der Kristalle mittels Motoren auszuführen. Diese beim Umbau völlig neu gestaltete Achse besteht aus einem Goniometer, zwei Linearschlitten und zwei Wippen. In Abbildung 3.6 sieht man die 90-Grad-Anordnung, sowohl der Linearschlitten, als auch der Wippen.

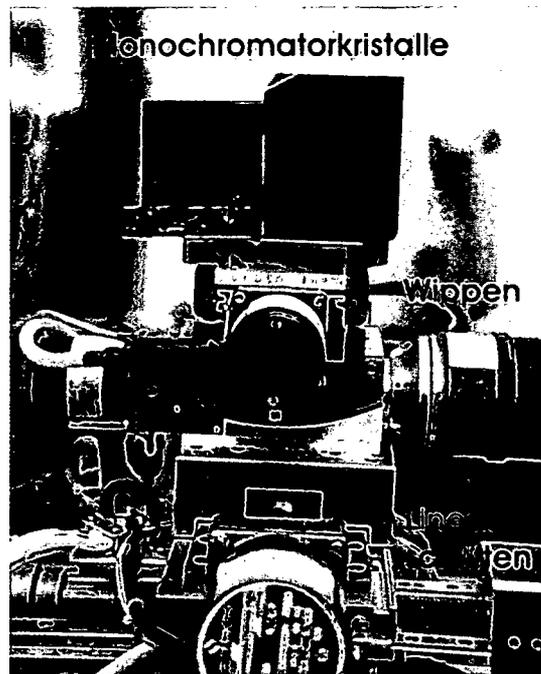


Abb. 3.6: Photo der Monochromatorachse

Der Winkelbereich für den Bragg-Winkel erstreckt sich von ca. 20° bis 55° . Diese Einschränkung ist durch die bauliche Beschaffenheit der optischen Bank, die in Kapitel 3.5 beschrieben wird, gegeben. Für die Positionierung der zwei Monochromatorkristalle (Block und Nuten) ist eine XY-Verstellmöglichkeit (zwei Linearschlitten) notwendig. Weiters muss der Winkel zwischen optischer Bank und Strahlrichtung justiert werden, was über zwei Wippen erfolgt.

Die genauen Typenbezeichnungen der Motoren werden im Anhang A zusammengefasst. Beim Neuaufbau von 1995 wurde für jeden Motor ein Encoder zur Positionsbestimmung eingebaut. Durch die Strahlung im Monochromatorbereich wurde die Lebenszeit der Encoder auf ein Jahr reduziert. Auch eine fix eingebaute CCD-Kamera wurde mit der Zeit funktionsuntüchtig. Aufgrund dieses kostspieligen Verschleißes wurde im Jahr 2000 entschieden ein System von Schläuchen einzubauen, das nun sowohl die Zuführung einer CCD-Kamera, als auch die Verwendung eines Endoskops ermöglicht. Es können nebenbei auch Temperatur- und Drucksensoren in den Monochromatorbereich positioniert werden, wodurch eine vollständige Erfassung

aller relevanten Umgebungsparameter gegeben ist. Nach der Justierung der Achse können alle strahlungsempfindlichen Geräte aus dem Strahlungsbereich problemlos durch das Schlauchsystem wieder entfernt werden (Abbildung 3.7).

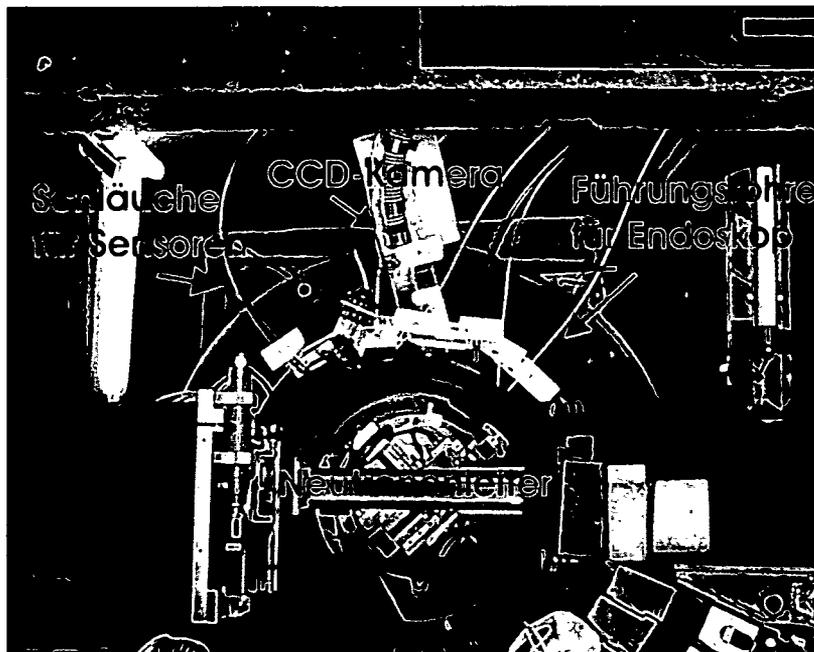


Abb. 3.7: Photo vom Monochromatorbereich

Die 2. Achse ist eine Kombination aus einem Goniometer für die Grobjustierung und einem Feinrotationstisch, der durch einen Piezomotor angetrieben wird. Das ist notwendig, da man für die Justierung des Interferometers auf der 2. Achse eine Winkelauflösung in der Größenordnung einer hundertstel Bogensekunde benötigt. Dieser Winkel wird durch einen Absolut-Encoder, der ebenfalls diese Auflösung hat, kontrolliert und ausgelesen.

Der gesamte Drehtisch ist innerhalb eines weiteren Goniometers aufgebaut, um eine zusätzliche Rotationsmöglichkeit, zum Beispiel für einen Phasenschieber, zu gewährleisten (Abbildung 3.8).

Als Unterlage für die Kristalle dient eine Glasplatte, die auf drei Feingewindeschrauben aufliegt. Mit Hilfe dieser Schrauben wird die rho-Achse (vertikaler Verkippwinkel) eingestellt.

Die Positionierung der Kristalle auf der Glasplatte erfolgt per Hand. Eine die 2. Achse umgebende Plattform ermöglicht die Verwendung zusätzlicher Komponenten. Diese Plattform war für die erste Neutronen-Phasen-Tomographie unabhkömmlich [Dubus 2003]. Für dieses Experiment wurde ein eigenes Interferometer mit nur 0,5 mm dicken Kristallplatten geschnitten. Die gesamte Justiereinheit für dieses Interferometer wurde an der Universität Dortmund fertig gestellt und dann auf der Plattform am S18 hinter der 2. Achse montiert. Mit dieser Methode konnte der gesamte Messablauf schon in

Dortmund getestet werden. Nachdem alle Justage- und Probenpositionier-Einheiten den Test bestanden hatten, konnte die Messung am S18 ohne technische Probleme durchgeführt werden.

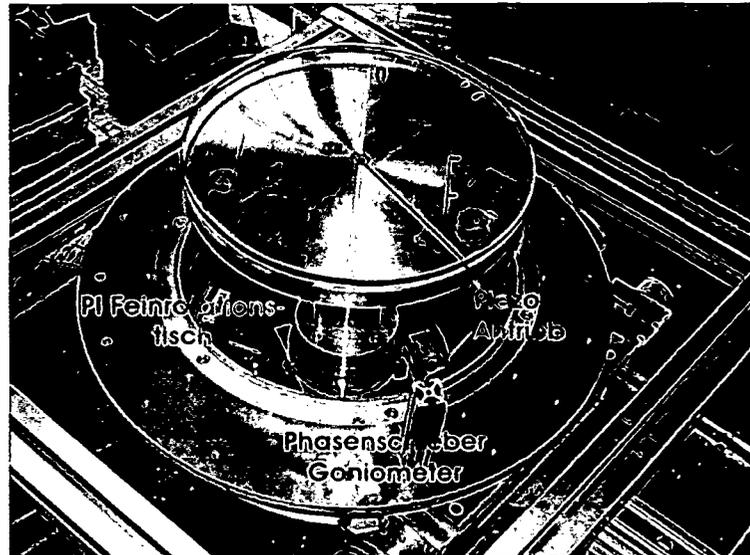


Abb. 3.8: Photo der 2. Achse

Eine 3. Achse bestehend aus einem Goniometer und einer Wippe, wo, wie schon oben erwähnt, weitere Analysatoren justiert werden können, wird ebenfalls auf dieser Plattform bei Bedarf installiert. Die Kristalle werden hier fix montiert und können mit Hilfe eines motorisierten Goniometers mit einer Winkelauflösung von $5 \cdot 10^{-3}$ Grad rotiert werden (Abbildung 3.9).

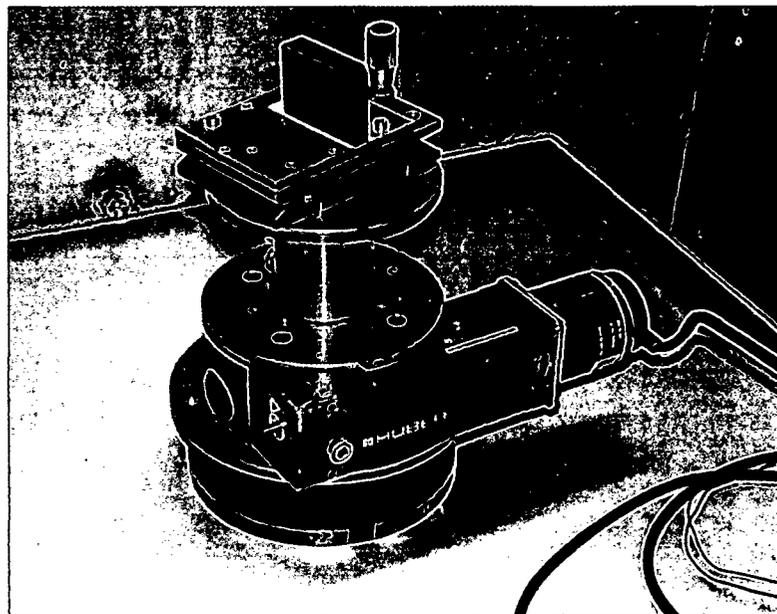


Abb. 3.9: Photo der 3. Achse

3.5 Die optische Bank

Damit die beiden oben erwähnten Achsen zueinander stabil positioniert werden können, wurden sie auf eine optische Bank montiert, die mit Hilfe von drei Federn auf einem Trägergestell aufgehängt ist. In Kombination mit Öldämpfer dienen die Federn zur Vibrationsdämpfung. Für die vertikale Positionierung der Bank sind an allen 3 Federn Schrittmotoren montiert, mit denen sie im μm -Bereich ge- und entspannt werden können. Über Induktionsabstandssensoren kann die vertikale Position auf $10\ \mu\text{m}$ genau kontrolliert werden (Abbildung 3.10). Mit dieser Genauigkeit wird die optische Bank vor jeder Messung auf ein gewünschtes Niveau gebracht. Ein Programm betätigt die Motoren solange bis alle Sensoren den gewählten Abstand zeigen. Diese Prozedur, die einige Minuten dauern kann, sollte auf jeden Fall nach allen Justiervorgängen (z.B. Blendenaufbau) durchgeführt werden. Zur Vollständigkeit sollte hier noch erwähnt werden, dass dieser Aufbau auf dem Grundsystem von 1977 basiert.

Die Probenzuführung erfolgt wie schon damals von oben, damit die Vibrationen der Motorbewegungen vollkommen von der optischen Bank getrennt werden. Anfänglich war die Probenpositionierungseinheit am gleichen Konstrukt wie die Federn montiert.

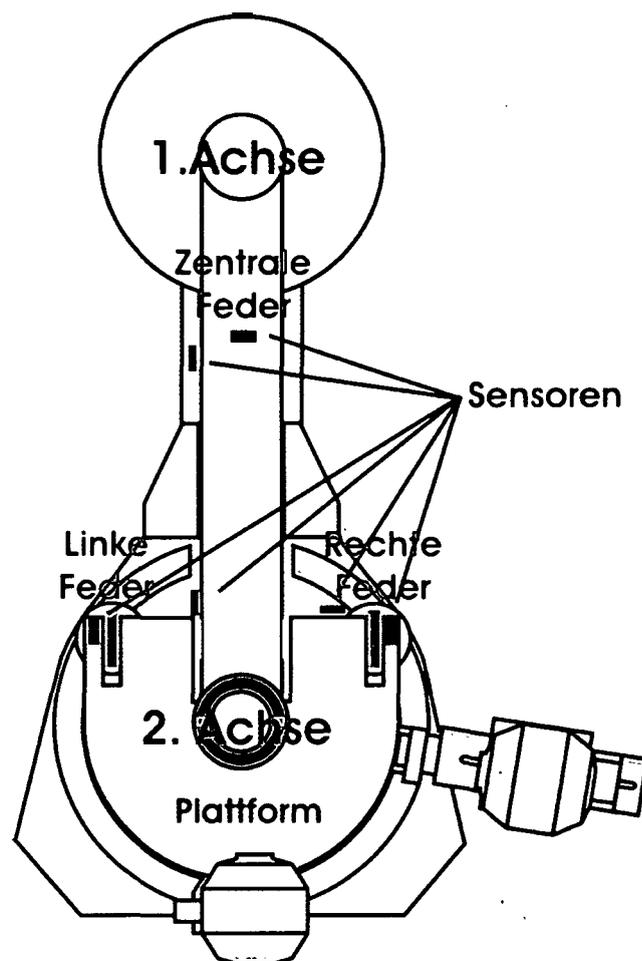


Abb. 3.10: Skizze der optischen Bank mit den Abstandssensoren

Nach Testmessungen stellte sich heraus, dass die Motorvibrationen die Messungen negativ beeinflussen. Deshalb wurde im Sommer 2000 ein weiteres Gerüst aufgebaut, auf dem die Positionierungseinheit montiert wurde. Diese Einheit wurde im Jänner 2002 durch einen Portal-Roboter ersetzt (Abbildung 3.11). Mit diesem entstand nun die Möglichkeit eine beliebige Anzahl von Proben mit einer Genauigkeit von 20 μm im Interferometer zu positionieren [Berger-Lahr 2005].

Am Grundgerüst sind auch die beiden Detektoren montiert. Es handelt sich hier um He-3 Axial-Detektoren mit 5 cm Durchmesser und einem Eintrittsfenster aus Keramik. Sie befinden sich in Borcarbid-Röhren (zur Abschirmung), die wiederum in zylinderförmige Paraffinabschirmungen gesteckt wurden. Die Paraffinabschirmung wird zur Abbremsung schneller Neutronen auf den thermischen Bereich benötigt. Diese thermisch moderierten Neutronen können dann durch das Borcarbid absorbiert werden.

Die Detektoren werden ebenfalls mit Motoren gesteuert und mittels Encoder kontrolliert. Als Monitorzähler wird ein He-3 Stift-Detektor mit einem Durchmesser von 1 cm verwendet [Eurisys 2005].

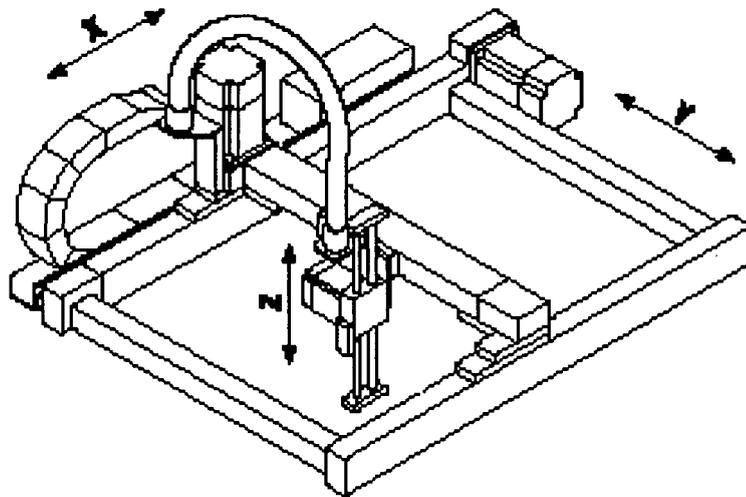


Abb. 3.11: Skizze des neuen Portalroboters

Die gesamte optische Bank ist um die Monochromatorachse drehbar. Der Winkel zwischen Neutronenleiter und Bank muss so gewählt werden, dass er dem gewünschten Bragg-Winkel entspricht. Erst dann kann der Monochromator justiert werden. Sämtliche Zubauten sind mit dem Grundgerüst zum gemeinsamen Drehen

fixiert, auch das in Abbildung 3.12 gezeigte Zusatzgerüst kann für die Drehbewegung mit dem Grundgerüst verbunden werden. Eine Änderung des Bragg-Winkels benötigt aber auch immer die Verständigung des Strahlenschutzes vorort. Damit dauert eine Wellenlängeneinstellung rund einen Arbeitstag.

Auf der 2. Achse werden die Interferometer oder der Nutenkristall bei USANS-Messungen nicht-dispersiv (Kapitel 4) angeordnet. Die Halbwertsbreite der Rockingkurve beträgt bei einer (220)-Reflexion 1,8 Bogensekunden. Für die Messung dieser Kurve wird ein Piezoantrieb mit einer Auflösung von 0,01 Bogensekunden benötigt. Für die Interferometrie muss auch eine Winkelstabilität in dieser Größenordnung gewährleistet sein.

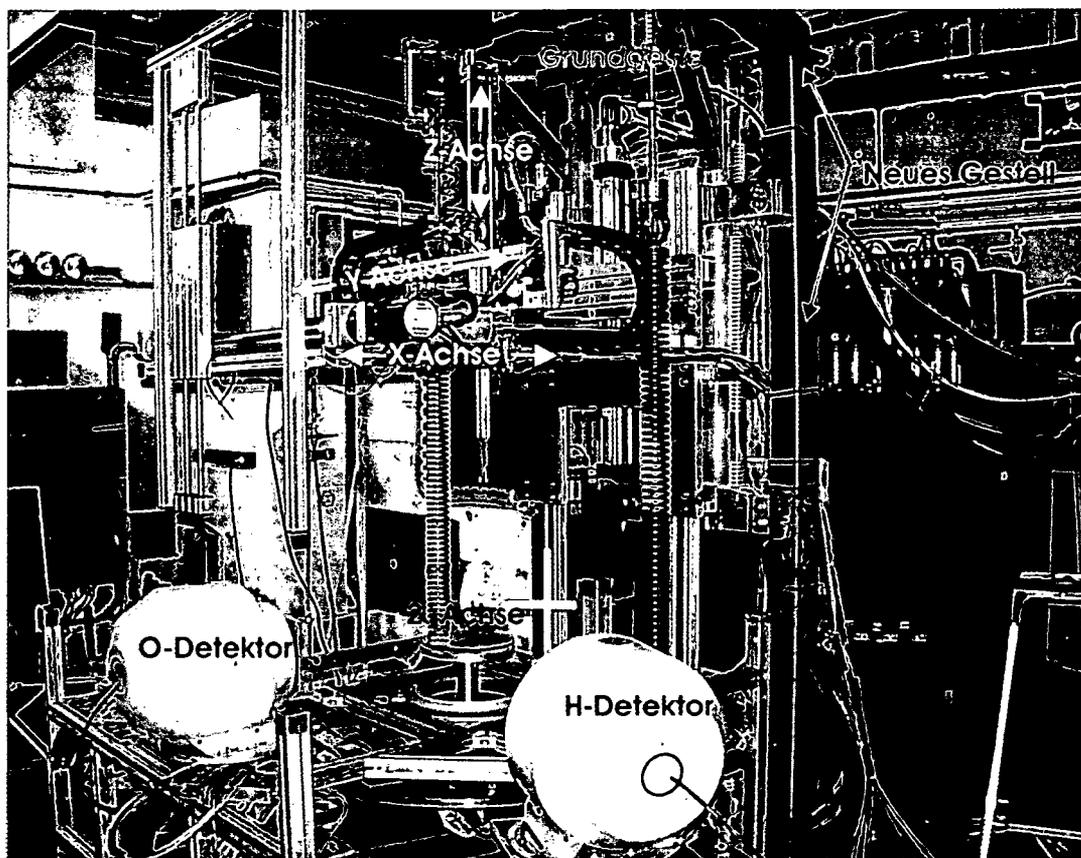


Abb. 3.12: Photo des S18 mit dem Portalroboter

3.6 Die Experimentierzone

Das gesamte oben beschriebene Instrument wurde, um eine möglichst gute Isolierung zu erreichen, innerhalb der Leiterhalle in ein zusätzliches Haus aus Beton eingebaut. Für Umbauarbeiten im Monochromatorbereich muss zuerst das Dach mit Hilfe eines Hallenkrans abgehoben werden. Erst dann kann die Betonabschirmung des Neutronenleiters entfernt werden. Der Monochromator ist von einem Shutter-System, das aus 10 Bleiblöcken besteht, umgeben. Abhängig vom Bragg-Winkel werden jeweils ein oder zwei Bleiblöcke gehoben, um den Strahl zu öffnen, oder gesenkt, um den Strahl zu schließen.

Sowohl der Monochromator als auch das Interferometer befinden sich auf der optischen Bank, die in die Abschirmung hineinragt. Abbildung 3.13 soll eine Vorstellung von den Räumlichkeiten des Experiments geben. Es ist auch die gekrümmte Führungsschiene für die Drehbewegung der optischen Bank zu erkennen. Die Steuerung des Instruments ist komplett vom Instrument selbst getrennt in einem eigenen Raum untergebracht. Diese zwei Räumlichkeiten sind nur durch einen Leiterkanal miteinander verbunden. Die Elektronik befindet sich in einem klimatisierten Raum. Alle Geräte und Motoren werden über ein internes Netzwerk aus vier Steuerrechnern kontrolliert und ausgelesen.

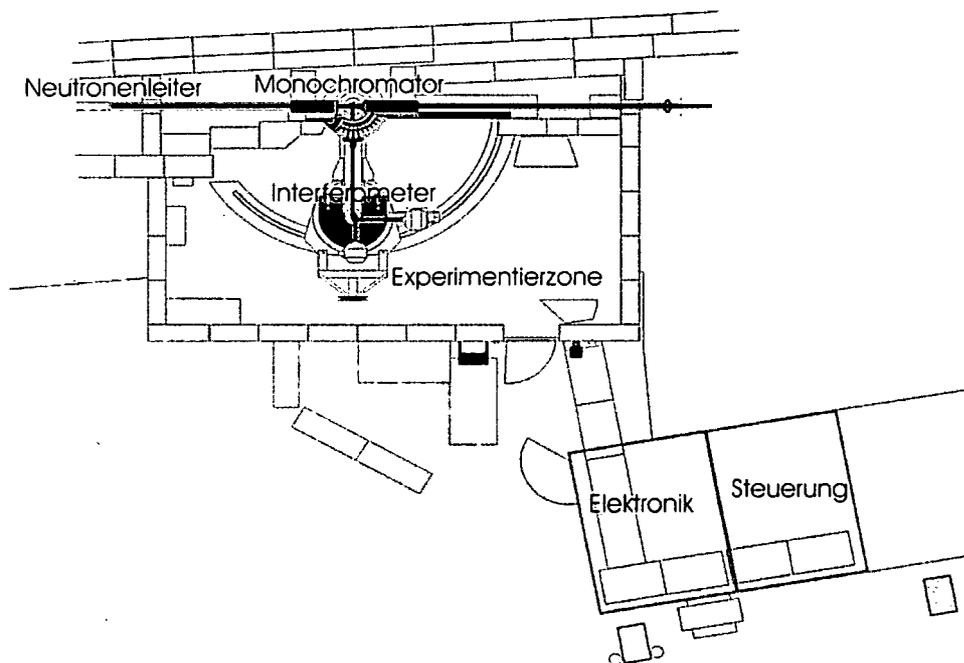


Abb. 3.13: Überblick über das gesamte Instrument

3.7 Steuerung des S18

Bei der Konzeption der Steuerung versuchte man die Aufgabenbereiche auf vier Steuerrechner aufzuteilen. Demnach gibt es einen Hauptrechner (S18A), einen Motorrechner (S18B), einen Piezoantriebsrechner (S18G) und einen Sensorenrechner (S18H). Alle Rechner sind miteinander über TCP/IP-Protokolle verbunden. Abbildung 3.14 soll einen Überblick über die Funktionen der einzelnen Computer geben.

Im S18H sind zwei ADC-Karten (NI, AT-MIO16XE10 (ISA-Karten)) für die Aufzeichnung der Temperatur und des Luftdrucks einerseits und andererseits für die Anzeige der Bankposition eingebaut. Diese Daten werden unabhängig von den Experimentierzeiten, also dauernd, mitgeschrieben. In diesen Rechner wurde auch eine RS-485 Schnittstelle eingesetzt, über welche der neue Portalroboter gesteuert wird. Der S18H ist über diese Schnittstelle mit drei Twinline-Controllern (für jede Achse ein Controller (Berger-Lahr TLC 511)) verbunden. An diese Controller sind die Motoren und die Encoder des Portalroboters angeschlossen. Es wurde aber zusätzlich auch eine Handsteuerung (Joy-Sticks) gebaut, um die Proben unabhängig vom Computer justieren zu können.

S18G enthält eine I/O-Karte, die den Burleigh Piezo-Controller anspricht. Weiters liest dieser Rechner über eine GPIB-Schnittstelle den Heidenhain Absolut-Encoder der 2. Achse aus.

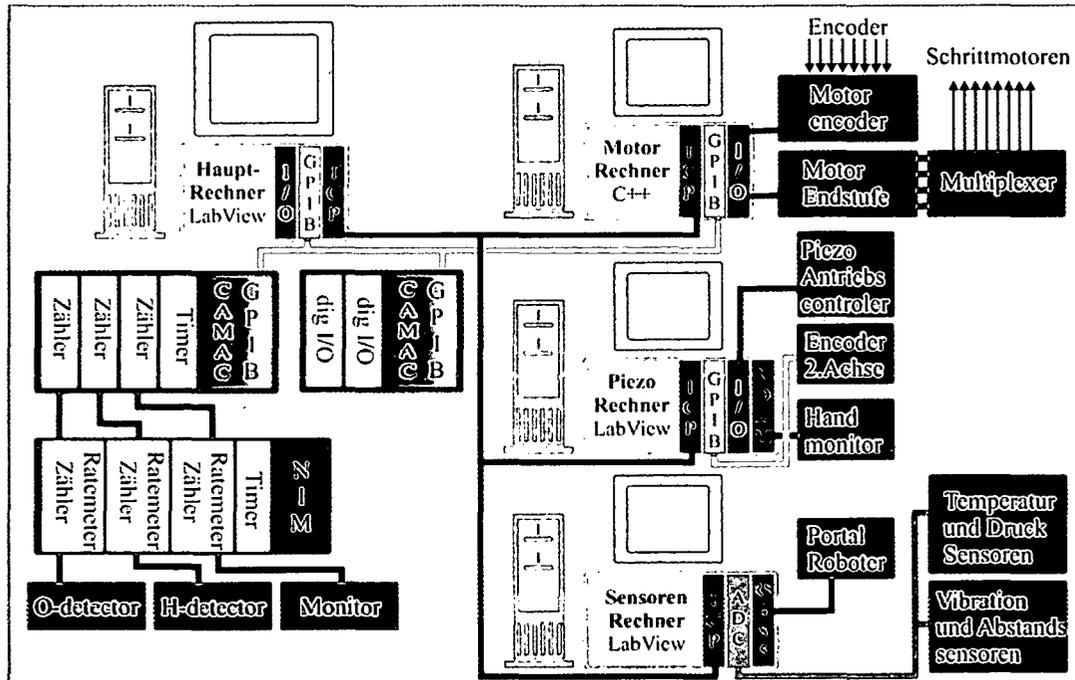


Abb. 3.14: Vernetzung der 4 Steuercomputer

An diesen Rechner (S18G) kann man auch einen ortsauflösenden Neutronen-Detektor anschließen. Es handelt sich hierbei um einen Handmonitor der Firma ND&M, der mit Hilfe eines Szintillators (6LiF+ZnS(Ag)) mit 2,5 cm Durchmesser die Neutronen zu sichtbarem Licht konvertiert. Diese Lichtblitze werden durch eine CCD-Kamera mit einer Auflösung von 512x512 Pixel aufgezeichnet. Die Pixel werden mit einer Genauigkeit von 8 bit ausgelesen.

Seit 2001 kann auch ein Wärmebad-Thermostat (Haake DC30) über die RS-232 Schnittstelle gesteuert werden. Dieses Thermostat wird für die Kühlung einer Helmholtz-Spule verwendet. Es kann aber auch für eine Temperaturstabilisierung an der 2. Achse verwendet werden, wie in Kapitel 4.4 gezeigt wird.

Mit dem S18B ist ein selbstgebauter Multiplexer für die Motoren über eine GPIB-Schnittstelle verbunden. An diesen Multiplexer können bis zu 50 Schrittmotoren angeschlossen werden, die über vier Motorendstufen gesteuert werden. Zur optischen Bank führen nur zwei 15-polige Motorkabel (zur 1. und 2. Achse). Weiters führen zwei 9-pol. Kabel zu Relais, die auf der Bank montiert sind. An der ersten Achse befinden sich 5 Relais für die dort vorhandenen Motoren, bei der 2. Achse sind 6 Relais montiert. Diese Relais werden mit dem Multiplexer gesteuert und schalten erst auf der Bank den gewünschten Motor ein. Dadurch kann man mit nur 2 Motorkabel alle auf der Bank befindlichen Motoren steuern. Auf der 2. Achse werden von den 6 Möglichkeiten nur 3 verwendet, das heißt, es gibt noch 3 offene Steckplätze. Weitere 39 Motoren können direkt mit dem Multiplexer verbunden werden. Exakt die gleiche Konstellation gilt auch für die zu jedem Motor gehörenden Endschalter. Die Encoder werden mit Hilfe einer Steuer- und Abfrage-Einheit (ROC/PC der Firma MIF) ausgelesen. Diese Einheit ist über den Parallel-Port mit dem Motorrechner verbunden. Die Steuersoftware ist in C++ geschrieben, mit der alle Motorfunktionen ausgeführt werden können.

Der Hauptrechner S18A ist über GPIB und ein LECROY-Interface mit einem CAMAC-Crate verbunden (Abbildung 3.15). In diesem CAMAC-Crate werden über Zählerkarten (BORER 1004 und 1008) die Detektoren ausgelesen. An eine weitere Zählerkarte (BORER 2551) können noch bis zu 10 zusätzliche Detektoren angeschlossen werden. Weiters ist eine I/O-Karte (BORER 1082A) installiert mit der bis zu 32 Relais im Experimentierraum geschaltet werden können. Die Detektorsignale sind zusätzlich mit 3 Ratemeter verbunden, um auch eine optische Überwachung der Zählrate unabhängig von den Computern zu ermöglichen.

Als Gesamtsteuer-Software wird LabView verwendet. Die Programme wurden so angelegt, dass alle oben erwähnten Funktionen vom S18A aufgerufen werden können. Eine Beschreibung der wichtigsten Mess-Programme folgt in Anhang B. Diese Programme sind so gestaltet (Bausteinsystem), dass sie sehr leicht für jedes beliebige Experiment angepasst werden können.

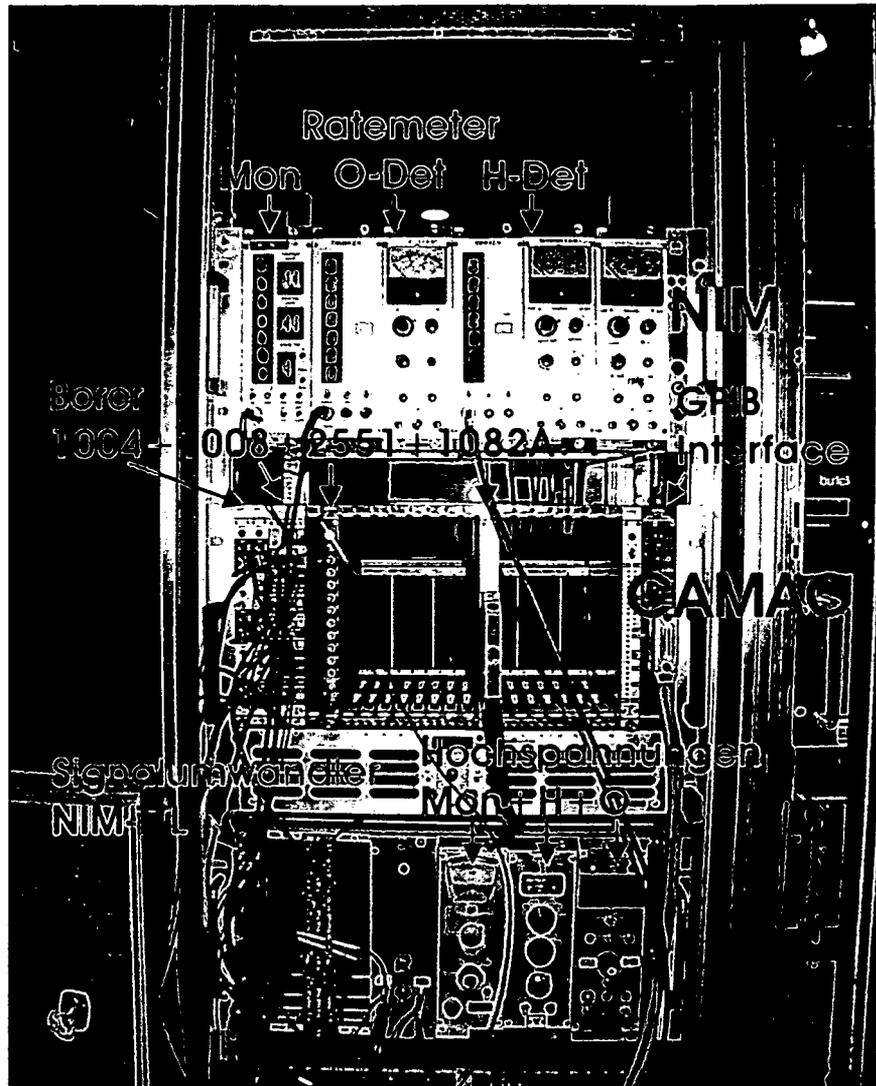


Abb. 3.15: Photo der Zählektronik des S18

4. Standardmessungen

4.1 Wellenlängenmessung

Am S18 werden, wie im Kapitel 3 bereits erwähnt, als Monochromator und Analysator Silizium-Perfekt-Kristalle verwendet.

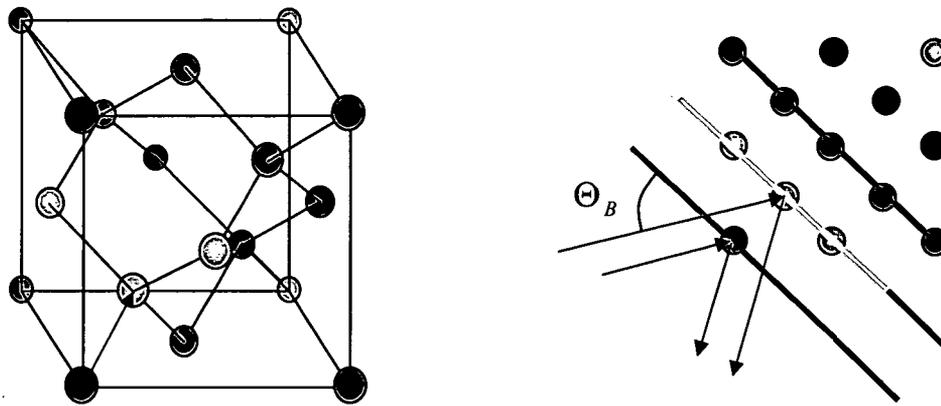


Abb. 4.1: Diamantstruktur und (220)-Reflexionsebenen (Sicht von oben)

Silizium kristallisiert in Diamantstruktur. Abbildung 4.1 zeigt ein solches Diamantgitter, das aus zwei ineinander gestellten kubisch-flächenzentrierten Gittern, verschoben um ein Viertel der Raumdiagonale, besteht. Die Gitterkonstante a_0 ist bei Silizium 5.43 \AA . In dieser Arbeit wurden nur (220)-Netzebenen für die Neutronenreflexion verwendet. Der Netzebenenabstand d_{220} ist $a_0/\sqrt{8}$. Die Wellenlänge berechnet sich aus der Bragg-Gleichung

$$n\lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \Theta \quad (4.1)$$

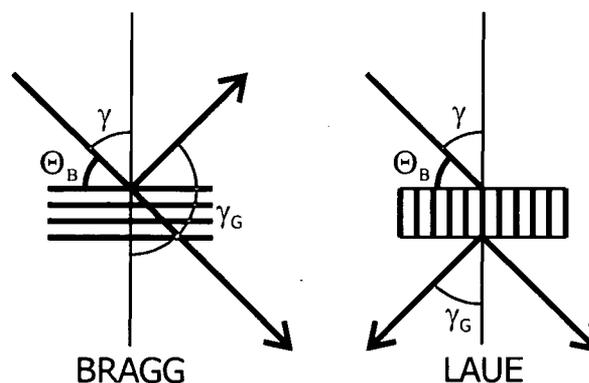


Abb. 4.2: Skizze für eine Bragg- und Laue-Reflexion

Bei der Reflexion muss zwischen Laue- und Bragg-Fall unterschieden werden. Im Laue-Fall treten der durchgehende und reflektierte Strahl aus der gleichen Kristalloberfläche aus, im Bragg-Fall aus der Gegenüberliegenden. Im Laue-Fall liegen die Netzebenen daher eher senkrecht zur Kristalloberfläche und im Bragg-Fall eher parallel. Beim Anfertigen der Kristalle, die am S18 verwendet werden, wurden die Kristalle so bearbeitet, dass man, wie in der Abbildung 4.2 gezeigt, den symmetrischen Bragg- und Laue-Fall zur Berechnung der Reflexionskurven annehmen kann, das heißt, die Oberflächen sind genau senkrecht oder parallel zur Oberfläche.

Als erstes soll der Laue-Fall besprochen werden. Mit Hilfe der Dynamischen Beugungstheorie [Rauch 1978] kann das Intensitätsverhältnis zwischen einfallendem und durchgehendem Strahl berechnet werden.

$$\frac{P_G}{P_e} = \frac{\sin^2(A\sqrt{1+y^2})}{1+y^2} \quad (4.2)$$

A ist proportional zur Kristalldicke D und durch

$$A = \frac{k}{2} \frac{1}{\sqrt{|\cos \gamma \cos \gamma_G|}} \left| \frac{V(G)}{E} \right| \cdot D \quad (4.3)$$

gegeben.

y ist proportional der Abweichung vom Bragg-Winkel

$$y = \frac{(b-1) \cdot \frac{V(0)}{E} + 2b \cdot (\Theta_B - \Theta) \cdot \sin 2\Theta_B}{2 \cdot \sqrt{|b|} \cdot \left| \frac{V(G)}{E} \right|} \quad (4.4)$$

mit $|V(G)| = \frac{2\pi\hbar^2 b_c}{ma_0^3} \cdot |F|$ und $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$

und somit $\left| \frac{V(G)}{E} \right| = \frac{4\pi \cdot b_c}{k^2 a_0^3} \cdot |F| = \frac{\lambda^2 \cdot b_c}{\pi \cdot a_0^3} \cdot |F|$ (4.4a)

und $\frac{V(0)}{E} = \frac{4\pi \cdot b_c \cdot N}{k^2}$ (4.4b)

und $b = \frac{\cos \gamma}{\cos \gamma_G}$ (4.4c)

b_c bezeichnet die kohärente Streulänge (Kapitel 2.3) und F ist der Strukturfaktor, für den bei Diamantgitter folgendes gilt:

$F=8$	für h, k, l gerade und dessen Summe durch 4 teilbar
$F=4(1\pm i)$	für h, k, l ungerade
$F=0$	sonst

In (4.4a) muss natürlich noch der temperaturabhängige Debye-Waller-Faktor $\exp(-W)$ berücksichtigt werden, wobei dieser nach [Sears 1991]

$$W = B \left(\frac{\sin \Theta}{\lambda} \right)^2 \quad (4.5)$$

mit $B = 8\pi^2 u^2$ berechnet werden kann.

u ist hier die mittlere quadratische Abweichung eines Atoms normal zur Bragg-Ebene. Für Silizium ist nach [Butt 1988] $B = 0,45(1) \text{ \AA}^2$. Damit folgt für $\exp(-W)$ bei einer (220) Reflexion ein Wert von 0.9699(7).

γ ist der Winkel zwischen der Oberflächennormale und dem einfallenden Strahl und γ_G ist der Winkel zwischen der Oberflächennormale und dem abgelenkten Strahl.

Für den durchgehenden Strahl folgt aus der Teilchenzahlerhaltung (im Fall verschwindender Absorption)

$$\frac{P_o}{P_e} = 1 - \frac{\sin^2(A\sqrt{1+y^2})}{1+y^2} \quad (4.6)$$

Man erkennt, dass die Intensität auch in der Mitte der Reflexionskurve ($y=0$) eine periodische Funktion der Dicke ist. Dies führt für $A=\pi$ zur Definition einer Periodenlänge, der so genannten "Pendellösungslänge"

$$\Delta_0 = \frac{2\pi \sqrt{|\cos \gamma \cdot \cos \gamma_G|}}{k \cdot \left| \frac{V(G)}{E} \right|} \quad (4.7)$$

Die Pendellösungslänge wird auch im Rahmen der Dynamischen Beugungstheorie [Rauch 1978] bei der Zweistrahl-näherung als die Modulationslänge der in gleicher Richtung laufenden Strahlenfelder 1 und 2 beschrieben.

Bei Betrachtung des Verlaufs des Strahls in Vorwärtsrichtung ($y=0$), sieht man (Abbildung 4.3), dass die Intensität zwischen den Strahlen in O-Richtung und G-Richtung hin- und herpendelt.

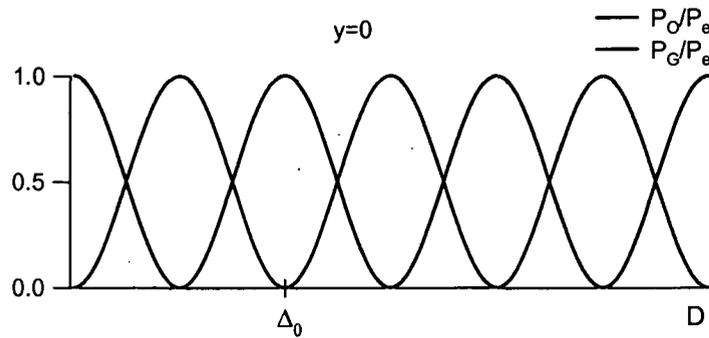


Abb. 4.3: Intensitätsverteilung des abgebeugten (P_G) und durchgehenden (P_0) Strahls für $y=0$

Für den symmetrischen Laue-Fall $\gamma = \gamma_G$ gilt mit (4.1), (4.4) und (4.7)

$$\Delta_0 = \frac{a_0^3 \cdot \pi \cdot \cos\left(\arcsin\left(\frac{\lambda}{2d}\right)\right)}{\lambda \cdot b_c \cdot |F|}. \quad (4.8)$$

Für den am S18 häufigsten verwendeten (220)-Reflex und einer typischen Wellenlänge von $1,9 \text{ \AA}$ ergibt sich für die Pendellösungslänge ein Wert von $69,33 \text{ \mu m}$.

Für Werte $y \neq 0$ treten für verschiedene Werte A (z.B. verschieden dicke Kristalle) unterschiedlich rasch oszillierende Intensitätsverteilungen auf (Abbildung 4.4). Die Nullstellen dieser Oszillationen liegen bei

$$A\sqrt{1+y^2} = n\pi, \quad (4.9)$$

woraus mit (4.3 und 4.7) folgt

$$y_0^2 = \frac{n^2 \pi^2}{A^2} - 1 = \frac{n^2 \Delta_0^2}{D^2} - 1 \quad (4.10)$$

Für reelle Nullstellen muss $y^2 > 0$ sein. Damit gilt diese Gleichung nur für $n \geq D/\Delta_0$.

Abbildung 4.4 zeigt die Intensitätsverteilungen für unterschiedliche Kristalldicken. Die Nullstellen rücken mit zunehmender Kristalldicke immer enger zusammen, das heißt, die Winkelunterschiede zwischen den Nullstellen werden immer kleiner und können mit (4.4) berechnet werden.

$$y_0 = \pm \sqrt{\frac{n^2 \Delta_0^2}{D^2} - 1} = \frac{(b-1) \cdot \frac{V(0)}{E} + 2b \cdot (\Theta_B - \Theta_0) \cdot \sin 2\Theta_B}{2 \cdot \sqrt{|b|} \cdot \left| \frac{V(G)}{E} \right|} \quad (4.11)$$

Für den symmetrischen Fall ($b=1$) folgt

$$(\Theta_B - \Theta_0) = \delta\Theta_B^0 = \pm \left| \frac{V(G)}{E} \right| \cdot \frac{\sqrt{\frac{n^2 \Delta_0^2}{D^2} - 1}}{\sin 2\Theta_B} \quad (4.12)$$

Für Silizium-Kristalle werden diese Unterschiede bei einer Wellenlänge von ca. 2 Å ab einer Dicke von 2 mm kleiner als fünf hundertstel Bogensekunden. Daraus erkennt man, dass diese Nullstellen experimentell nicht mehr aufgelöst werden können (Strahldivergenz, Wellenlängenverteilung).

Daher kann man für Kristalldicken $D \gg \Delta_0$ über die $\sin^2(A\sqrt{1+y^2})$ -Funktion mitteln und sie durch $1/2$ ersetzen.

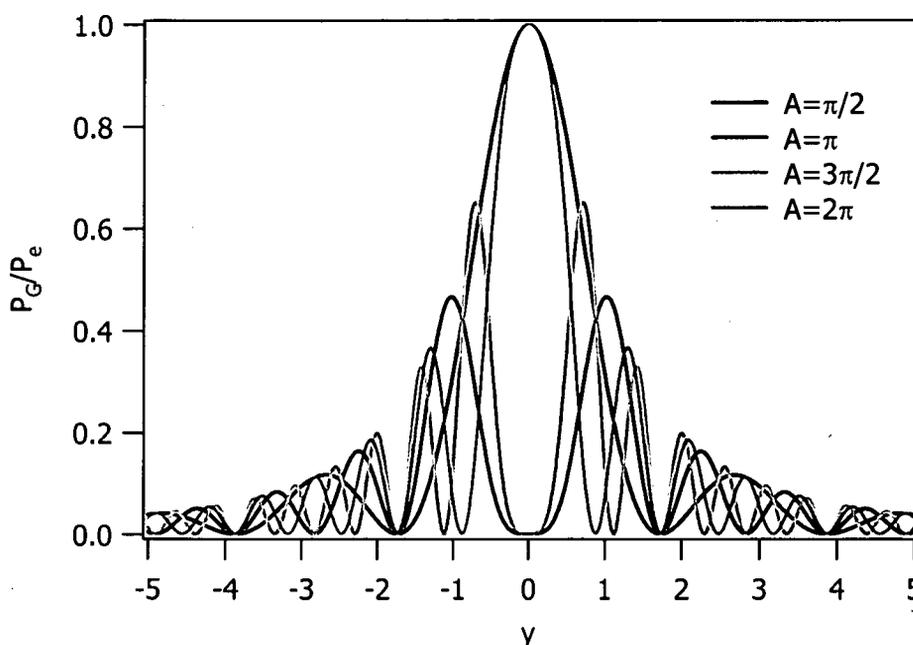


Abb. 4.4: Intensitätsverteilungen für Laue-Reflexion bei unterschiedlichen Kristalldicken

Das Verhältnis der Stärke des abgelenkten Strahls zu der des einfallenden Strahls ergibt somit für den symmetrischen Laue-Fall bei dicken Kristallen ($D \gg \Delta_0$)

$$\frac{P_G}{P_e} = \frac{1}{2 \cdot (1 + y^2)} \quad (4.13)$$

Die Halbwertsbreite von (4.13) beträgt $(y_H)_{Laue} = 2$ und umgerechnet auf die Winkelskala

$$(\delta\Theta_H)_B = y_H \cdot \frac{N \cdot b_c \cdot |F| \cdot \lambda^2}{8\pi \cdot \sin 2\Theta_B} \quad (4.14)$$

wobei hier ausgenutzt wurde, dass für Diamantgitter die Zahl der Streuatome N gleich der Zahl der Zellen a_0^{-3} mal 8 ist ($N = 8/a_0^3$).

Für den Bragg-Fall wurde ebenfalls in [Rauch 1978] die Intensitätsverteilung des abgelenkten Strahls berechnet. Diese lautet

$$\frac{P_G}{P_e} = \frac{1}{y^2 + (y^2 - 1) \cdot \cot^2(A\sqrt{y^2 - 1})} \quad (4.15)$$

Gleichung (4.15) gilt nur für $|y| > 1$. Ist $|y| < 1$, so wird die Gleichung mit $\cot^2 ix = -\coth^2 x$ umgeformt

$$\frac{P_G}{P_e} = \frac{1}{y^2 + (1 - y^2) \cdot \coth^2(A\sqrt{y^2 - 1})} \quad (4.16)$$

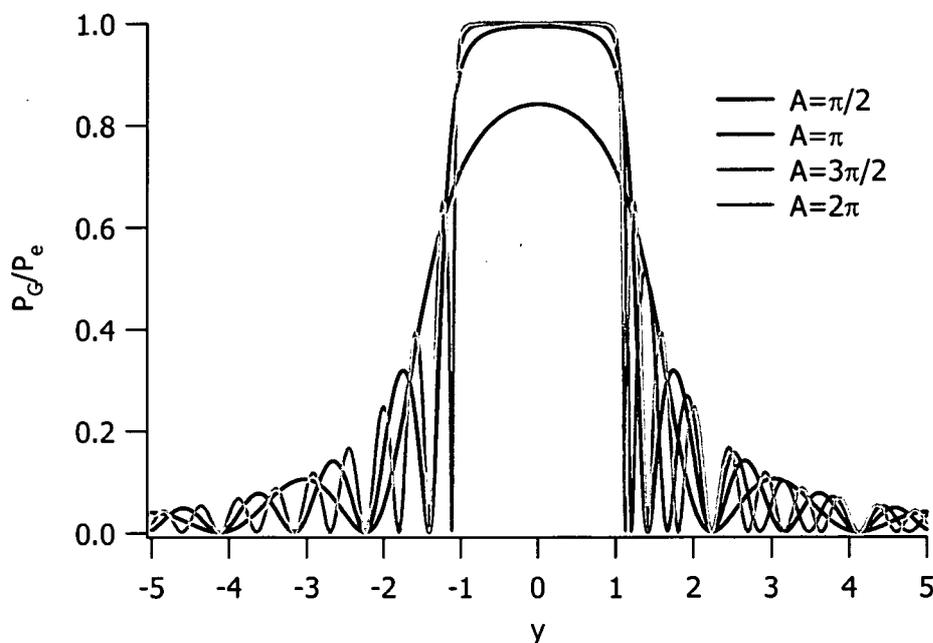


Abb. 4.5: Intensitätsverteilungen für Bragg-Reflexion bei unterschiedlichen Kristalldicken

Wie in Abbildung 4.5 gezeigt wird, rücken auch hier die Nullstellen mit zunehmender Kristalldicke rasch so eng zusammen, dass man darüber mitteln kann.

Im Bereich $|y| < 1$ erreicht die Reflexionskurve für $A > \pi$ rasch den Wert 1, das heißt, dass man in diesem Bereich vollständige Reflexion erhält.

Für dicke Kristalle kann daher für $|y| < 1$ Gleichung (4.16) zu

$$\frac{P_G}{P_e} = 1 \quad (4.17)$$

vereinfacht werden.

Für $|y| > 1$ ist beim dicken Kristall über die raschen Oszillationen zu mitteln. Dies erfolgt durch Integration von A über einen Bereich $\Delta A > \pi/2$ und führt zu

$$\frac{P_G}{P_e} = 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} \quad (4.18)$$

Die Halbwertsbreite der Reflexionskurve für den symmetrischen Bragg-Fall beträgt $(y_H)_{\text{Bragg}} = 4/\sqrt{3}$, also etwas breiter als im Laue-Fall.

In Abbildung 4.6 werden die beiden Reflexionskurven in Abhängigkeit von y und auch Θ gezeigt.

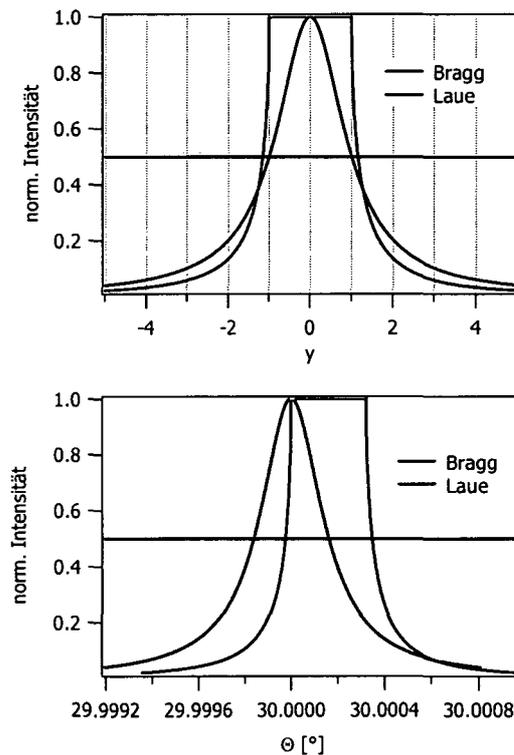


Abb. 4.6: Reflexionskurven eines dicken Kristalls in Bragg- und Laue-Stellung

Bei der Anordnung von zwei Kristallen muss zwischen dispersiver und nicht-dispersiver Doppelkristallanordnung unterschieden werden.

Eine einfache Methode, die den Unterschied deutlich illustriert, sind die DuMond-Diagramme [DuMond 1937]. Hier handelt es sich um einen graphischen Lösungsweg zur Wellenlängenbereichsbestimmung. Man geht hier von der Bragg-Gleichung (4.1) aus. In Abbildung 4.7 werden die Bragg-Gleichungen für verschiedene Reflexionsebenen von Silizium gezeigt. Die Linien sind Doppellinien mit dem Abstand der Halbwertsbreiten der Beugungskurven.

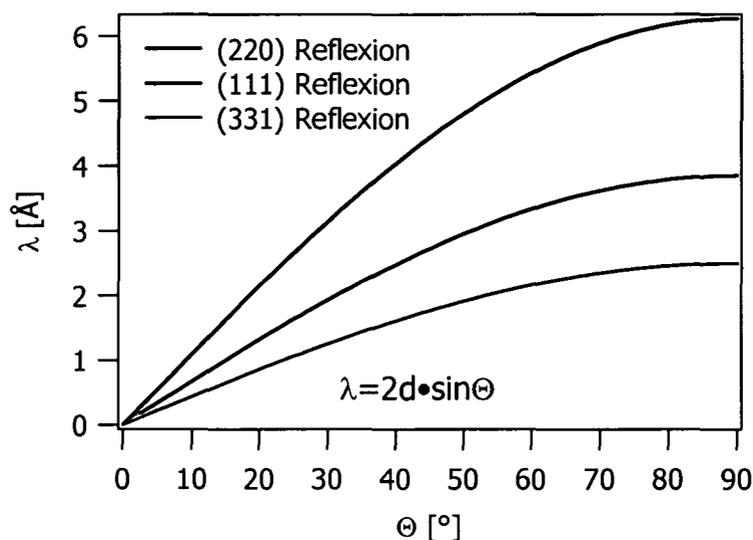


Abb. 4.7: Graphische Darstellung der Bragg-Gleichung für verschiedene Reflexionsebenen

Die Bragg-Gleichung beschreibt die Beziehung zwischen Wellenlänge und Reflexionswinkel. Interessant ist nun der Wellenlängenbereich, der zur Reflexion gelangt.

Dafür wird wieder von der Bragg-Gleichung ausgegangen.

$$\lambda = 2d \cdot \sin \Theta_B^\lambda \quad (4.19)$$

Durch Differentiation der Bragg-Gleichung folgt

$$d\lambda = 2d \cdot \cos \Theta_B^\lambda \cdot d\Theta_B^\lambda = \lambda \cdot \cot \Theta_B^\lambda \cdot d\Theta_B^\lambda \quad (4.20)$$

Für $\Delta\lambda \ll \lambda$ gilt dann

$$\delta\Theta_B^\lambda = \Theta_B^\lambda - \Theta_B^{\lambda_0} \cong \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \cdot \tan \Theta_B^{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \cdot \tan \Theta_B^{\lambda_0} \quad (4.21)$$

Der Winkel $\Theta_B^{\lambda_0}$ von λ_0 ist durch den Winkel Neutronenleiter und Monochromator bestimmt. $\delta\Theta_B^\lambda$ wird durch die Winkeldivergenz $\delta\Theta_K = 2\eta$ des einfallenden Strahls eingeschränkt. Die Winkeldivergenz hängt vom Neutronenleiter und/oder vom Kollimator ab.

Berücksichtigt man auch die Halbwertsbreite des Bragg-Reflexes $(\delta\Theta_H)_{\text{Bragg}}$ aus (4.14) mit $(y_H)_{\text{Bragg}} = 4/\sqrt{3}$ dann folgt für die Bragg-Reflexion am Monochromator

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cong (2\eta + (\delta\Theta_H)_{\text{Bragg}}) \cdot \cot \Theta_B^{\lambda_0}, \quad (4.22)$$

wobei die Winkeldivergenz um Größenordnungen überwiegt.

4.1.1. Nicht-dispersive Anordnung (Rockingkurve)

In dieser Stellung sind die Netzebenen der beiden Kristalle parallel. Handelt es sich um die gleichen Kristalle und um dieselbe Reflexionsebene, werden graphisch zwei Diagramme der Abbildung 4.7 übereinander gezeichnet, wobei die Halbwertsbreiten für Bragg- und Laue-Reflexion (Interferometer) verschieden sind.

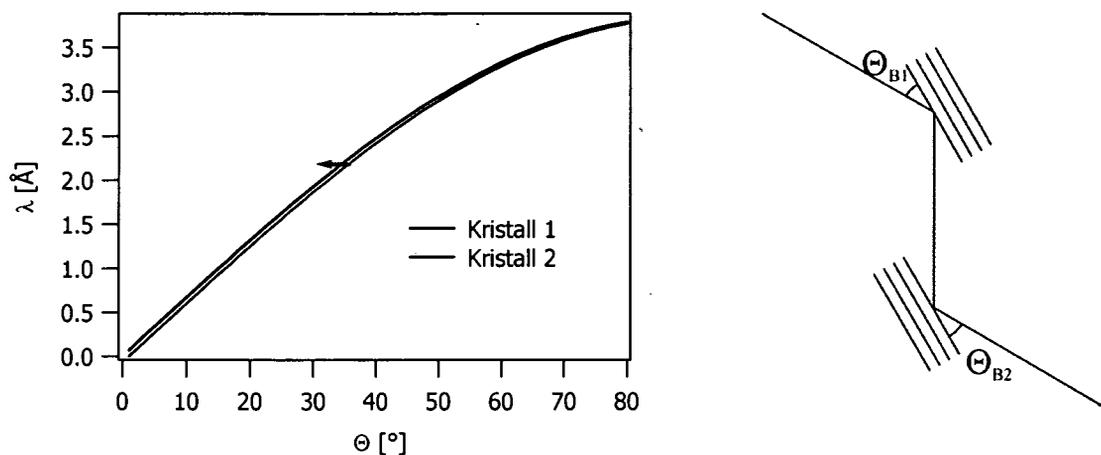


Abb. 4.8: DuMond-Diagramm für die nicht-dispersive Doppelkristallanordnung, wobei Kristall 1 den Monochromator und Kristall 2 das Interferometer bezeichnen

Da $\delta\Theta_{\text{Laue}} < \delta\Theta_{\text{Bragg}}$ ist, folgt für den Wellenlängenbereich

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cong (2\eta + \delta\Theta_{\text{Laue}}) \cdot \cot \Theta_B \quad (4.23)$$

Am S18 ergibt sich durch den Neutronenleiter H25 eine Strahldivergenz $\eta = \pm 0,3^\circ$. In Abbildung 4.9 kann damit sofort die Wellenlängenverteilung ermittelt werden. Im Detail gesehen, kann auch die Halbwertsbreite der Rockingkurve abgeschätzt werden. Bei der Rockingkurve steht der Monochromator still, und das Interferometer wird um den Winkel Θ gedreht. Bei $\Theta = \Theta_B$ liegen die Kurven übereinander. Dreht man weiter, bis die Kurven nicht mehr überlappen, geht die Intensität gegen Null.

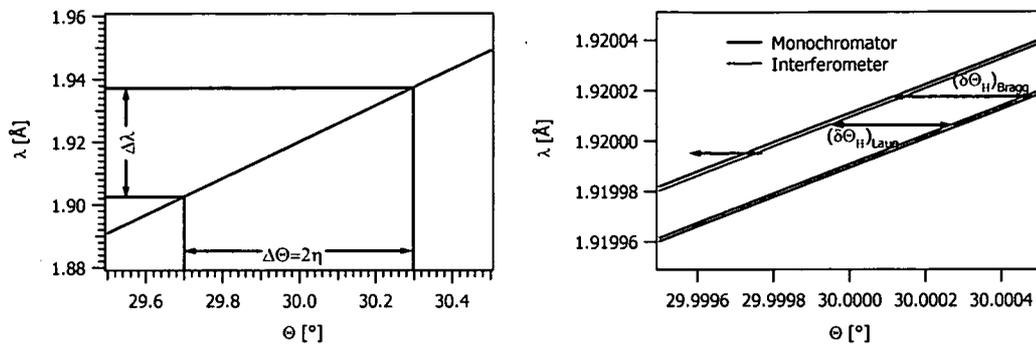


Abb. 4.9: Detailbilder der DuMond-Diagramme für die nicht-dispersive Anordnung

Die Halbwertsbreite lässt sich natürlich durch eine Faltung der Laue und Bragg-Kurve (also 4.13 mit 4.17 und 4.18) in Abbildung 4.6 genauer berechnen. Für die (220)-Reflexion und einen Bragg-Winkel von $\Theta = 30^\circ$ erhält man eine Halbwertsbreite von $579 \mu\text{Grad}$ oder $2,08$ Bogensekunden oder $10,1 \mu\text{rad}$. Diese Faltung wird in Abbildung 4.10 mit einer gemessenen Rockingkurve verglichen. Die Messdaten sind auf die Maximalintensität normiert. Die Umrechnung von Grad nach y erfolgt durch die Formel (4.4). Diese Kurve wird natürlich nur nach der Justierung der Rho-Achse (Verkippung des Interferometers) gemessen. Erst wenn die Parallelstellung der Netzebenen zwischen Monochromator und Interferometer eingestellt ist, erreicht man die theoretische Halbwertsbreite der Reflexionskurve. Diese Einstellung muss bei jeder Neujustierung gemacht werden. Danach wird aber immer die theoretische Kurve erzielt. Die Reflexionskurven sind auch unabhängig von der Form und Art des Interferometers (symmetrisch oder schief-symmetrisch). Sie hängen nur vom Bragg-Winkel und der benützten Reflexionsebene ab.

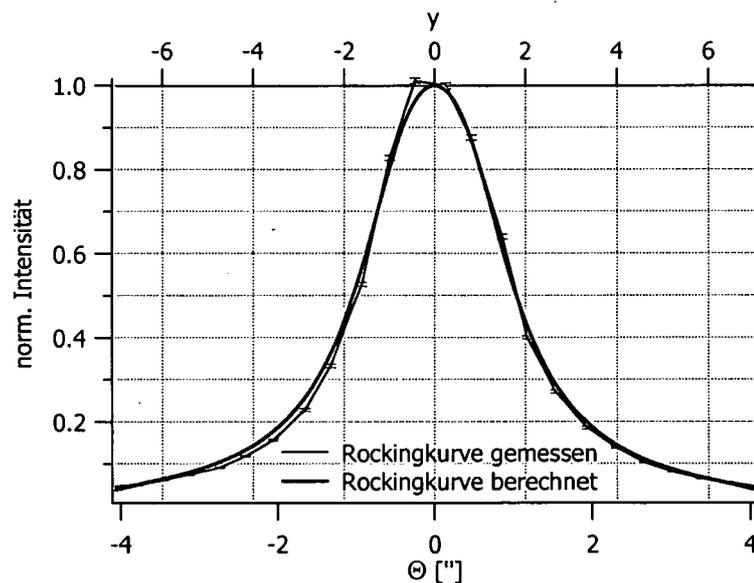


Abb. 4.10: Vergleich einer gemessenen Rockingkurve mit der theoretisch Berechneten (Winkel in Bogensekunden)

4.1.2 Dispersive Anordnung (Wellenlängenspektrum)

Sobald die Netzebenen zweier Kristalle nicht mehr parallel angeordnet sind, spricht man von einer dispersiven Anordnung. Bei Benutzung von gleichen Kristallen und gleichen Reflexionsebenen werden graphisch zwei Diagramme der Abbildung 4.7 verwendet, wobei für eines der beiden die x-Achse gespiegelt werden muss, wenn die Flugrichtung der ursprünglich einfallenden Neutronen nach der Doppelkristallanordnung umgekehrt ist. Das Resultat ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Die Kurve für den Monochromator bleibt gleich wie in der nicht-dispersiven Anordnung. Die Kurve für den zweiten Kristall wird nun aber gegen die Monochromatorkurve verschoben. Man sieht sofort, dass die Kurven in der dispersiven Anordnung nicht mehr vollständig überlappen können, sondern sich nur in einem kleinen Bereich kreuzen. Bei der Bestimmung des Wellenlängenbereichs handelt es sich um ein Faltungsproblem. In erster Näherung genügt es das arithmetische Mittel aus den Halbwertsbreiten heranzuziehen, wie in Abbildung 4.12 zu erkennen ist. Die Wellenlängenverteilung hängt also in dispersiver Anordnung nur von den Halbwertsbreiten der Reflexionskurven ab und ist damit vollkommen unabhängig von der Strahldivergenz.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{2} (\partial\Theta_{\text{Bragg}} + \partial\Theta_{\text{Laue}}) \cdot \cot\Theta_B \quad (4.24)$$

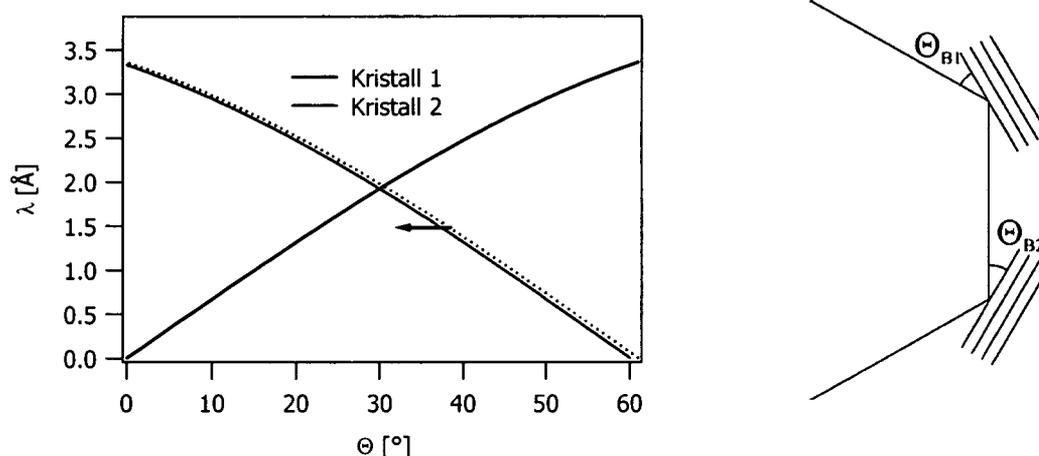


Abb. 4.11: DuMond-Diagramm für die dispersive Doppelkristallanordnung, wobei Kristall 1 den Monochromator und Kristall 2 das Interferometer bezeichnen soll

In der dispersiven Anordnung ist die Wellenlängenverteilung gegenüber dem Wellenlängenspektrum, das durch die Strahldivergenz $\eta = \pm 0,3^\circ$ zu erwarten ist, sehr klein. Durch Drehen des zweiten Kristalls kann damit die Wellenlängenverteilung des vom Monochromator kommenden Strahls mit einer sehr hohen Auflösung ($\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 1 \cdot 10^{-5}$ für Silizium (220)-Reflex) gemessen werden. Das gemessene Wellenlängenspektrum unterscheidet sich daher nur in der Intensität, nicht aber in der Form, egal ob man als Analysator das Interferometer (Laue-Reflexion) oder einfach einen Kristallblock (Bragg-Reflexion) verwendet. Bei einem 1-Loop-Interferometer verhält sich die Summe aus

dem O- und H-Strahl immer wie der reflektierte Strahl einer Laue-Reflexion. Das sieht man sofort wenn man sich die Summe der Teilstrahlen wie folgt notiert:

$$\underbrace{trr + rtr}_{\text{O-Strahl}} + \underbrace{rrr + trt}_{\text{H-Strahl}} = rr(t+r) + tr(t+r) = rr+tr = r(r+t) = r.$$

Dabei bezeichnet r die Reflexion und t die Transmission und es gilt $r+t=1$.

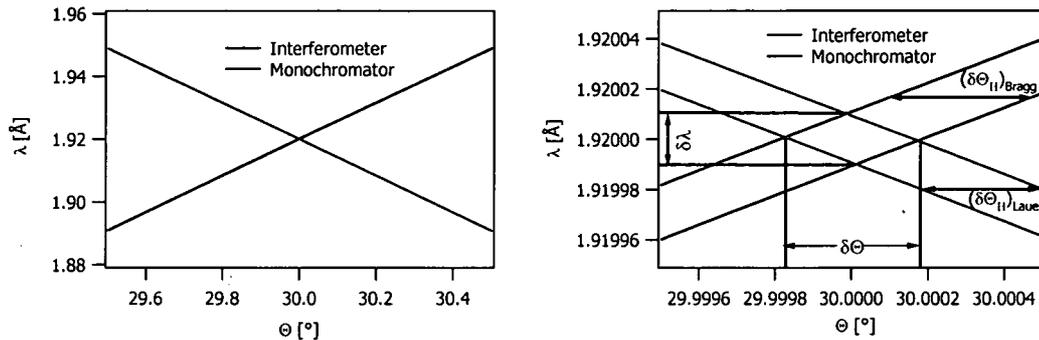


Abb. 4.12: Detailbilder der DuMond-Diagramme für die dispersive Anordnung

4.1.3 Bestimmung der Wellenlänge

Für die Bestimmung der Wellenlänge muss der Drehwinkel zwischen dispersiver und nicht-dispersiver Anordnung gemessen werden. Dieser Drehwinkel entspricht sodann zweimal dem Bragg-Winkel. Abbildung 4.13 zeigt eine Skizze des zu drehenden Interferometers und der Anordnung der Detektoren. Der rote Strahlengang zeigt den nicht-dispersiven Fall und der grüne Strahlengang zeigt die Reflexion an der ersten Platte im dispersiven Fall.

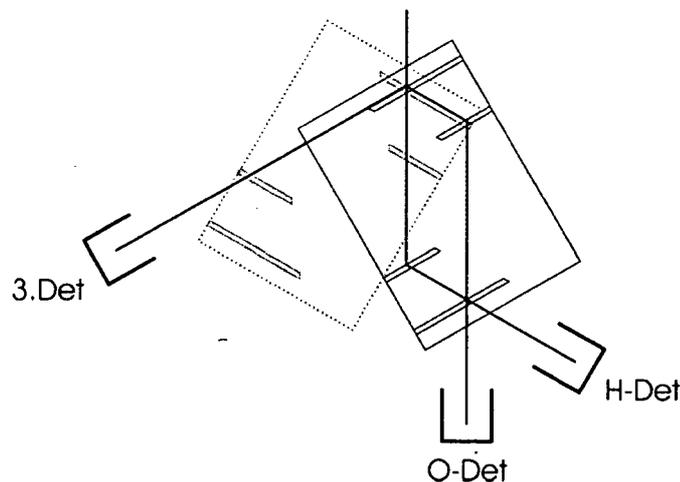


Abb. 4.13: Skizze der Wellenlängenmessung

Der Drehwinkel wird, wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, mittels eines Absolut-Encoders gemessen. Die Messkurven werden durch Gaußkurven beschrieben. Die Differenz der beiden Verschiebungsparameter ergibt den doppelten Bragg-Winkel. Bei den Messungen mit dem 1-Loop-Interferometer ergab sich nach 5-facher Wiederholung der Messung für den Bragg-Winkel ein Mittelwert von $29,7886(10)^\circ$. Das entspricht einer Wellenlänge von $1,90771(6) \text{ \AA}$. Das Wellenlängenspektrum wird durch die Messkurve im dispersiven Fall beschrieben. Wie in der Abbildung 4.14 gezeigt wird, unterscheiden sich die beiden Kurven nicht nur, wie vorher erwähnt, durch die unterschiedliche Halbwertsbreite, sondern auch durch stark unterschiedliche Intensitäten.

Die Intensitäten in und nach einem Interferometer werden sehr genau in [Suda 1974] behandelt. Hier soll nur die von der ersten Platte reflektierte Intensität verglichen werden. Im dispersiven Fall wurde sie direkt gemessen, wobei es sich genau betrachtet um die Intensität nach einer Reflexion und einer Transmission handelt (Abbildung 4.13). Im nicht-dispersiven Fall wurde die Summe der beiden Endstrahlen nach der dritten Platte, die aber genau der Intensität des reflektierten Strahls nach einer Platte entspricht, gemessen.

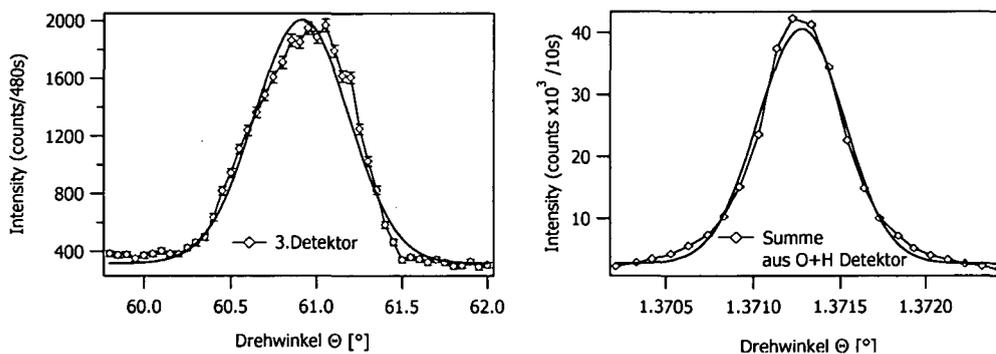


Abb. 4.14: Dispersive (links) und nicht-dispersive (rechts) Reflexionskurven

Im nicht-dispersiven Fall kann die Intensität für 2 gleiche Kristalle nach

$$R_G(0) = \sigma \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} W(\lambda - \lambda_0) d(\lambda - \lambda_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{I_G}{I_e}(y) \right)_{Mo} \left(\frac{I_G}{I_e}(y) \right)_{Int} dy \quad (4.25)$$

mit

$$\sigma = \frac{b_c \cdot |F| \cdot \lambda^2}{a^3 \cdot \pi \cdot \sin 2\Theta_B}$$

berechnet werden.

$W(\lambda - \lambda_0)$ entspricht der Kollimatortransmissionsfunktion und kann als Gaußfunktion mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ angenommen werden. Die Integration über λ kann dann auf $-\infty \rightarrow +\infty$ ausgedehnt werden.

$$S_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{(\lambda - \lambda_0) 2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\lambda} \right)^2} d(\lambda - \lambda_0) = S_0 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \cdot \frac{\Delta\lambda}{2} = S_0 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \cdot \frac{\eta}{2} \cdot \lambda_0 \cdot \cot \Theta_B^{\lambda_0} \quad (4.26)$$

mit 2η ... Winkeldivergenz des einfallenden Strahls
 und S_0 ... Anzahl der Neutronen/cm² s \hat{A} 2η

Die Intensität hinter dem Monochromator ergibt sich mit (4.18) und (4.25) zu

$$R_{Mo}(0) = B \cdot \left[\int_{-1}^{+1} 1 \cdot dy + 2 \cdot \int_1^{\infty} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} \right) \cdot dy \right] = B \cdot \pi \quad (4.27)$$

wobei $B = \sigma \cdot S_0 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \cdot \lambda_0 \cdot \frac{\eta}{2} \cdot \cot \Theta_B^{\lambda_0}$ ist.

Hinter der ersten Platte des Interferometers ergibt sich für die Intensität des reflektierten Strahls

$$R_{Int}^{nd}(0) = B \cdot \left[\int_{-1}^{+1} \frac{1}{2 \cdot (1 + y^2)} \cdot dy + 2 \cdot \int_1^{\infty} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} \right) \cdot \frac{1}{2 \cdot (1 + y^2)} \cdot dy \right] = B \cdot \left(\pi - \frac{\pi}{\sqrt{2}} \right) \quad (4.28)$$

Wie schon oben mit den DuMond-Diagrammen gezeigt, ist im nicht-dispersiven Fall die Intensität direkt proportional zu der auf den Monochromator einfallenden horizontalen Winkeldivergenz 2η . Die vertikale Divergenz wird durch die Anordnung der Kristalle nicht beeinflusst.

In der dispersiven Anordnung wird aus dem Wellenlängenspektrum $W(\lambda - \lambda_0)$ ein $\Delta\lambda/\lambda_0$ in der Größe der Breite der Laue und Bragg-Reflexionskurven (4.13, 4.18) herausgeschnitten. In diesem Bereich von wenigen Winkelsekunden ist $W(\lambda - \lambda_0)$ eine Konstante. Die Intensität muss durch Lösung folgenden Faltungsintegrals berechnet werden

$$R_G(0) = \sigma \cdot S_0 \cdot \lambda_0 \cdot \cot \Theta_B^{\lambda_0} \int_{-\frac{\eta}{\sigma_{Mo}}}^{\frac{\eta}{\sigma_{Mo}}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{I_G}{I_e}(y) \right)_{Mo} \left(\frac{I_G}{I_e}(y - 2r) \right)_{Int} dy dr \quad (4.29)$$

Die Intensität hinter dem Monochromator bleibt natürlich gleich (4.27). Infolge der Gültigkeitsbereiche der Bragg-Funktion ((4.17), (4.18)) für die Variable y , muss (4.29) wieder in Summen aufgeteilt werden.

$$R_{Int}^d(0) = \frac{B}{\sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \cdot \frac{\eta}{2}} \cdot \int_{-\frac{\eta}{\sigma_{Mo}}}^{\frac{\eta}{\sigma_{Mo}}} \left\{ \int_{-1}^{+1} \frac{1}{2 \cdot (1 + (y - 2r)^2)} \cdot dy + \int_1^{\infty} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} \right) \cdot \left[\left(\frac{1}{2 \cdot (1 + (y - 2r)^2)} \right) + \left(\frac{1}{2 \cdot (1 + (y + 2r)^2)} \right) \right] \cdot dy \right\} \cdot dr \quad (4.30)$$

Dieses Integral wurde numerisch gelöst. Im zweiten Teil des Integrals wurde statt ∞ ein Wert von 100 gewählt, da bei höheren Werten keine nennenswerte Änderung des Ergebnisses mehr feststellbar ist. Als Ergebnis erhält man:

$$R_{Int}^d(0) = \frac{B}{\sqrt{\frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{\eta}{2}}} \cdot 7,62 \cdot 10^{-6} \quad (4.31)$$

Bei der Messung in der dispersiven Stellung (Abb. 4.13) muss dann noch eine Transmission berücksichtigt werden, die die Intensität auf

$$R_{Int}^d(0) = \frac{B}{\sqrt{\frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{\eta}{2}}} \cdot 4,75 \cdot 10^{-6} \quad (4.32)$$

verringert.

Das Verhältnis zwischen den gemessenen maximalen Intensitäten in dispersiver und nicht-dispersiver Anordnung wird so zu

$$\frac{R_{Int}^{nd}}{R_{Int}^d} = \frac{B \cdot \left(\pi - \frac{\pi}{\sqrt{2}} \right)}{\frac{B}{\sqrt{\frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{\eta}{2}}} \cdot 4,75 \cdot 10^{-6}} = 1031 \quad (4.33)$$

Bleibt noch diesen theoretischen Wert mit der Messung (Abbildung 4.14) zu vergleichen. Hier wurde im dispersiven Fall eine Intensität von 1965 n/480s gemessen und im nicht-dispersiven Fall 42206 n/10s. Das entspricht einem Faktor $1030,99 \pm 23,79$, womit eine sehr gute Übereinstimmung der Theorie mit dem experimentellen Ergebnis erzielt wurde.

4.2 Messung eines Interferogramms

Interferometermessungen werden im Prinzip immer mittels Änderungen der optischen Weglänge $n \cdot s$ (n : Brechzahl, s : geometrische Weglänge) kohärenter Teilstrahlen durchgeführt. Die Erzeugung dieser kohärenten Teilstrahlen erfolgt bei den am S18 verwendeten Neutroneninterferometern durch Laue-Reflexion an der ersten Platte, die auch Strahlteiler genannt wird. Die reflektierten und transmittierten Anteile treffen auf die "Spiegelebene". Die dort reflektierten Teilstrahlen werden im Analysator zusammengeführt, wo sie zu den auslaufenden Wellen ψ_O und ψ_H interferieren. Die Wellenzüge werden auch oft als O- und H-Strahl bezeichnet.

Es soll auch erwähnt werden, dass es sich hier immer um Teilwellenfronten desselben Neutrons handelt, das heißt, die Wellenfunktion eines einzigen Neutrons breitet sich in zwei getrennten Wegen aus und interferiert am Analysator mit sich selbst. Diese Selbstinterferenz kann auch leicht durch die Abmessungen eines Interferometers (ca. 10-20 cm), der Maximalintensität (ca. $4 \cdot 10^3$ n/s) und der Neutronengeschwindigkeit (ca. 2200 m/s) erklärt werden. Anhand dieser Daten ist leicht zu erkennen, dass im zeitlichen Mittel alle 250 μ s ein Neutron durch das Interferometer fliegt. Bei einer durchschnittlichen Verweildauer von 50-100 μ s befindet sich damit im Mittel stets weniger als ein Neutron im Interferometer.

In Abbildung 4.15 wird die Standard-Anordnung für die Messung eines Interferogramms gezeigt. Die Intensität, die im O-Detektor gemessen wird, ist die Summe der beiden Teilstrahlen I und II. Die einzelnen Strahlgänge wurden schon in Kapitel 2.3 beschrieben.

Die Intensität im O-Strahl ist somit

$$I_O = |\psi^I + \psi^{II}|^2 = |trr \cdot \psi_0 \cdot e^{ix_1} + rrt \cdot \psi_0 \cdot e^{ix_2}|^2, \quad (4.34)$$

wobei ψ_0 die einfallende Wellenfunktion beschreibt. Die Phasen χ_1 und χ_2 können durch unterschiedliche Wechselwirkungen entlang der Teilstrahlen verschieden werden. An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass bei Interferometermessungen immer nur die Differenz der Phasen zwischen den beiden Teilstrahlen untersucht werden kann. Somit wird mit $\Delta\chi = \chi_2 - \chi_1$ die Intensität im O-Strahl zu

$$I_O(\Delta\chi) = A \cdot (1 + \cos \Delta\chi) \quad (4.35)$$

wobei $A = 2 \cdot |\psi_0|^2 \cdot |r|^4 \cdot |t|^2$ ist. Man erhält also eine vollständige Modulation der Strahlintensität als Funktion des Phasenschubs.

Für den H-Strahl erhält man folgende Intensität

$$I_H(\Delta\chi) = |\psi^I + \psi^{II}|^2 = |trt \cdot \psi_0 \cdot e^{ix_1} + rrr \cdot \psi_0 \cdot e^{ix_2}|^2 = B - A \cos \Delta\chi \quad (4.36)$$

mit $B = |\psi_0|^2 \cdot (|t|^4 |r|^2 + |r|^6)$. Das Minus folgt aus der ungeraden Anzahl an Reflexionen in den beiden Teilstrahlen. Daraus folgt, dass die Intensitätsszillationen des O- und H-Strahls um 180° verschoben sind.

Damit kann die Teilchenerhaltung formuliert werden:

$$I_O + I_H = \text{konstant} \quad (4.37)$$

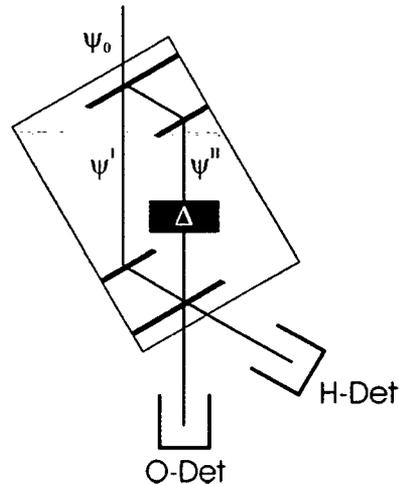


Abb. 4.15: Skizze des Standardsetups des schiefssymmetrischen Interferometers

Die vollständige Intensitätsmodulation wird natürlich nur im Idealfall erreicht. Im realen Fall hat man immer einen nicht-interferierenden Anteil, der auf verschiedene geringste Imperfektionen sowohl des Kristalls, als auch des für die Messung notwendigen Phasenschiebers (Absorption, Geometrie usw.) zurückzuführen ist. Auch Vibrationen, die während der Flugzeit der Neutronen durch das Interferometer ($\approx 50\text{-}100\ \mu\text{s}$) die Netzebenen in der Größenordnung einer Gitterkonstante verschieben, müssen unterdrückt werden. Manchmal ist dies aber unmöglich, wie im Falle eines leichten Erdbebens, welches dann sehr kuriose Daten liefern kann. Zu diesem Thema gibt es Näheres am Ende dieses Kapitels.

Die gemessenen Intensitätsoszillationen sind also gedämpft und werden wie folgt beschrieben:

$$I_{\text{meas}}(\Delta\chi) = A' + B' \cdot \cos(\Delta\chi + \phi_0) \quad (4.38)$$

A', B' und ϕ_0 sind charakteristische Parameter und für jedes Setup verschieden.

$\Delta\chi$ wird im Standardsetup mit Hilfe von Phasenschiebern (Platten aus verschiedenen Materialien) variiert. Ein Phasenschieber mit der Dicke D_0 und der Brechzahl n verursacht einen Phasenunterschied zwischen den beiden Teilstrahlen von (2.19)

$$\Delta\chi = (n-1)kD_0 = -\lambda N b_c D_0 \quad (4.39)$$

Um Intensitätsoszillationen um $\Delta\chi = 0$ zu messen, bringt man einen Phasenschieber in beide Teilstrahlen ein. Solange der Phasenschieber parallel zum Interferometer steht, ist die Phasenverschiebung für beide Strahlen gleich. Abgesehen vom Einfluss von Dicken-, Dichten- und Streulängen-Schwankungen entspricht die Situation der des leeren Interferometers. Wird der Phasenschieber nun um die vertikale Achse gedreht, wird die Weglänge des Neutron so zu $D = D_0 / \cos(\Theta_b + \delta)$. Mit dieser Methode wird in einem Teilstrahl der Weg verlängert und im anderen der Weg verkürzt. Die resultierende Weglängendifferenz wird somit zu

$$\Delta D(\delta) = \left(\frac{1}{\cos(\Theta_B + \delta)} - \frac{1}{\cos(\Theta_B - \delta)} \right) \cdot D_0 \quad (4.40)$$

In der Praxis werden oft Aluminium-Platten verwendet, da für thermische Neutronen Aluminium sehr transparent ist. Die λ -Dicke für Neutronen mit einer Wellenlänge von 2 \AA beträgt etwa 150 \mu m . Unter λ -Dicke versteht man jene Dicke eines Materials, die einen Phasenschub $\Delta\chi$ von 2π verursacht (4.39). Ihr Wert ist von der Teilchendichte N und der kohärenten Streulänge b_c des jeweiligen Materials abhängig. Mit einer Aluminium-Platte der Dicke $D_0 = 5 \text{ mm}$ wird somit ein Phasenschub von 2π durch eine Phasenschieberdrehung um $\delta = 1.3^\circ$ erzielt. Abbildung 4.16 zeigt ein typisches Interferogramm eines leeren 1-Loop Interferometers (Abb. 4.15). Der Strahl hat hier eine Querschnittsfläche von $6 \times 10 \text{ mm}^2$. Die roten Kurven ergeben sich nach der "least square fit"-Methode, die mit dem Datenanalyseprogramm Igor [Wavemetrics 2004] berechnet wurden. Die Anpassungs-Funktion lautet: $K_0 + K_1 \cdot \sin(K_2 \cdot x + K_3)$. Damit können die Parameter A', B' und ϕ_0 (4.38) bestimmt werden. Für den Datensatz aus Abbildung 4.16 können die Parameter in Tabelle 4.1 gefunden werden.

	A'	B'	ϕ_0
O-Strahl	8776(12)	6741(16)	$94,89(14)^\circ$
H-Strahl	16084(17)	6768(23)	$274,70(20)^\circ$

Tab. 4.1: Die aus dem in Abbildung 4.16 ermittelten Parameter, um die Intensität gemäß (4.38) darzustellen

Aus A' und B' wird nun der Kontrast als eine weitere charakteristische Größe bestimmt

$$K = B'/A' \quad (4.41)$$

Gleichung (4.41) steht natürlich in keinem Widerspruch zu der in Kapitel 2.3 stehenden Formeln (2.47) und (2.48).

Wenn sich außer einem Phasenschieber, der sich in beiden Teilstrahlen befindet (im folgenden Text immer als Hilfsphasenschieber bezeichnet), keine weiteren Bereiche im Interferometer befinden, die die Phase der Neutronenteilwellen ändern, nennen wir den gemessenen Kontrast Leerkontrast und ϕ_0 die Leerphase. In der hier gezeigten Messung wurde ein Leerkontrast von $76,8 \pm 0,2\%$ im O-Strahl und $42,8 \pm 0,15\%$ im H-Strahl erzielt.

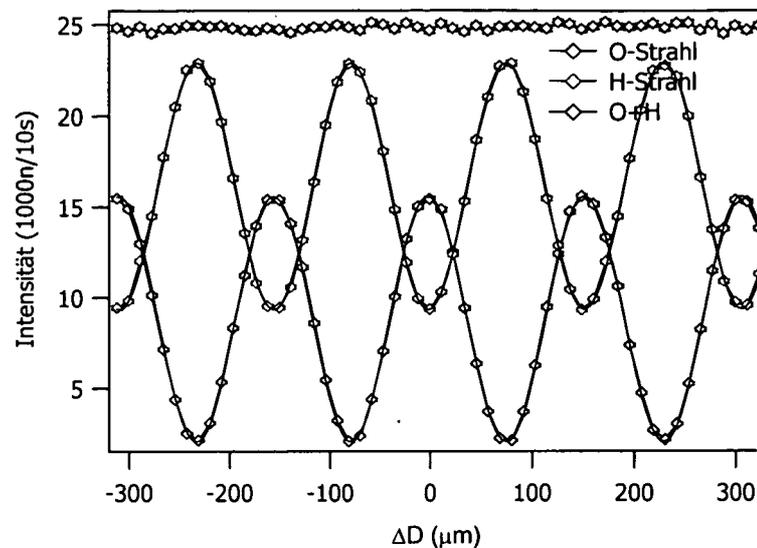


Abb. 4.16: Typisches Interferogramm eines leeren Interferometers

4.3 Messung des Wellenlängenspektrums hinter dem Interferometer

In dieser Arbeit werden alle Interferometermessungen in der nicht-dispersiven Anordnung durchgeführt, das heißt, dass alle vom Monochromator reflektierten Wellenlängen auch vom Interferometer reflektiert werden. Ordnet man nun einen Kristall in dispersiver Stellung hinter dem Interferometer an, kann damit das Wellenlängenspektrum des O-Strahls oder des H-Strahls gemessen werden. Nach dem leeren Interferometer erhält man mit dieser Methode ein Wellenlängenspektrum, das dem des einkommenden Strahls entspricht. Das Resultat unterscheidet sich daher nicht, ob man das Interferometer in der dispersiven Stellung als Wellenlängenanalysator verwendet oder eben eine Kristallplatte hinter dem Interferometer auf einer dritten Achse (Abb. 3.9). Der Unterschied zwischen der Laue-Reflexion (Interferometer) und der Bragg-Reflexion (Kristallplatte) wirkt sich, wie schon in Kapitel 4.1.2 beschrieben, ebenfalls nicht auf das Resultat aus. Eigentlich handelt es sich bei dieser Messmethode um das Wellenlängenspektrum der Superposition von ψ' und ψ'' , welches nur dann mit dem einfallenden Spektrum gleich ist, wenn die Teilstrahlen nicht durch unterschiedliche Wechselwirkungen verändert wurden. Wie sich Phasenschieber auf das Wellenlängenspektrum auswirken wird in Kapitel 5 genauer dargestellt. In Abbildung 4.17 wird das Setup für eine Messung des Wellenlängenspektrums des aus dem Interferometer austretenden O-Strahls gezeigt. Auf der dritten Achse ist eine Silizium-Kristall-Platte mit 1 cm Dicke montiert, dessen Oberfläche parallel zu den (220) Netzebenen orientiert ist. Für die Messung wird ein zusätzlicher Detektor (im folgenden Text immer als 3. Detektor bezeichnet) benötigt, der die vom Analysatorkristall reflektierten Neutronen misst.

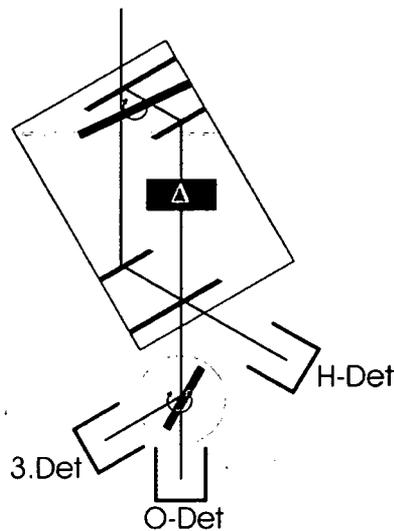


Abb. 4.17: Skizze des Setups zur Messung des Wellenlängenspektrums

4.4 Phasendrifts durch Temperaturveränderungen und Vibrationen

Ein großes Problem in der Neutroneninterferometrie besteht darin, dass die Leerphase zeitlich nicht konstant ist. Die Leerphase muss daher mit einem zeitlich abhängigen Term ergänzt werden: $\phi_0 = \phi'_0 + \phi_{st}(t)$. Dieser zeitlich abhängige Term beinhaltet sämtliche Phasenschwankungen, die durch Raumtemperatur, Luftdruckschwankungen, mechanische Vibrationen usw. verursacht werden. Durch unterschiedliche Maßnahmen wird versucht, diesen Term möglichst klein zu halten. In Kapitel 3.5 werden alle vibrationsdämpfenden Maßnahmen beschrieben. Die sich verändernde Raumtemperatur stellt die größte Herausforderung dar. Das gesamte Instrument wurde in einem Messhaus innerhalb der Leiterhalle am ILL aufgebaut. Diese Leiterhalle ist leider sehr schlecht wärmeisoliert, was sich vor allem im Sommer (große Tag/Nacht-Schwankungen) am stärksten auswirkt. In Abbildung 4.18 kann man sehr gut eine Tag/Nacht-Schwankung in der Halle von bis zu vier Grad sehen. Das Messhaus besteht aus dicken Betonwänden, die diese Schwankungen um einen Faktor 10 reduzieren. Das Interferometer wird außerdem durch eine Plastikummantelung vor Luftbewegungen geschützt. Der Monochromator befindet sich in einer weiteren Betonabschirmung innerhalb des Messhauses. Daher ist auch ein Unterschied zwischen der beim Monochromator gemessenen Temperatur und der beim Interferometer gemessenen Temperatur zu bemerken.

Um zu sehen, wie sich die Leerphase im Verhältnis zur Temperatur ändert, werden viele Interferogramme hintereinander gemessen, aus denen dann die Leerphase ermittelt wird. Mit diesen Messungen konnte festgestellt werden, dass die Phase ebenfalls eine Tag/Nacht Schwankung aufweist. Diese Schwankungen lagen im Bereich von bis zu 180° . Mit verschiedenen Techniken wurde versucht, diese Schwankungen zu minimieren.

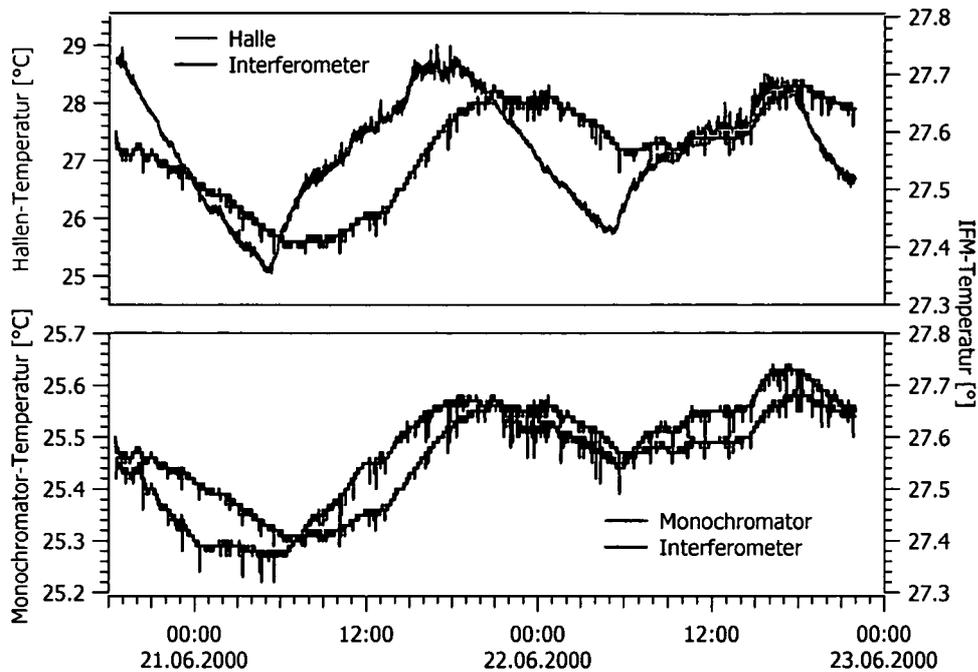


Abb.4.18: Oben: Vergleich der Hallentemperatur (Anzeigebereich: 5°) und der Interferometertemperatur (Anzeigebereich: 0,5°)
 Unten: Vergleich der Monochromatortemperatur und der Interferometertemperatur (Anzeigebereich: 0,5°)

Eine Möglichkeit ist die Verwendung einer Helmholtzspule, die mit einer temperaturgeregelten Sekundärkreislauf-Wasserkühlung auf konstanter Temperatur betrieben werden kann. Diese Spule wird normalerweise zur Erzeugung eines Führungsfeldes für Experimente mit polarisierten Neutronen benutzt. Durch die temperaturstabilisierende Wirkung wird die Kühlung dieser Spule am S18 aber auch bei Experimenten mit nicht-polarisierten Neutronen verwendet. Um die Temperatur noch weiter zu stabilisieren wurden Dämmmaterialien rund um die Spule installiert. Mit diesem Aufbau wurden die Bedingungen rund um das Interferometer komplizierter. Da die Spule und die Ummantelung nicht direkt auf der optischen Bank, sondern auf einem zusätzlichen Gestell montiert ist, muss die 2. Achse durch die Abschirmung durchgeführt werden, wobei sicher gestellt werden muss, dass zwischen Abschirmung und 2. Achse ein gewisser Abstand (ca. 5 mm) eingehalten wird, um die Vibrationsdämpfung der Bank nicht zu beeinträchtigen. Durch diese Luftschlitze kann nun aber Luft eindringen, die durch den im Deckel für die Probenzufuhr offen gehaltenen Schlitz wieder entweicht. Diese ständige Luftströmung wirkt sich wiederum negativ auf den Kontrast des Interferometers aus. Durch diese zusätzlichen Maßnahmen wird auch der verbleibende Platz rund um das Interferometer immer weniger. Abbildung 4.19 zeigt Bilder von diesen Isolierungen.

Aus diesen Gründen ist es notwendig ein Mittelmaß zwischen vollkommener Isolierung und Handierbarkeit im Bereich des Interferometers zu finden.

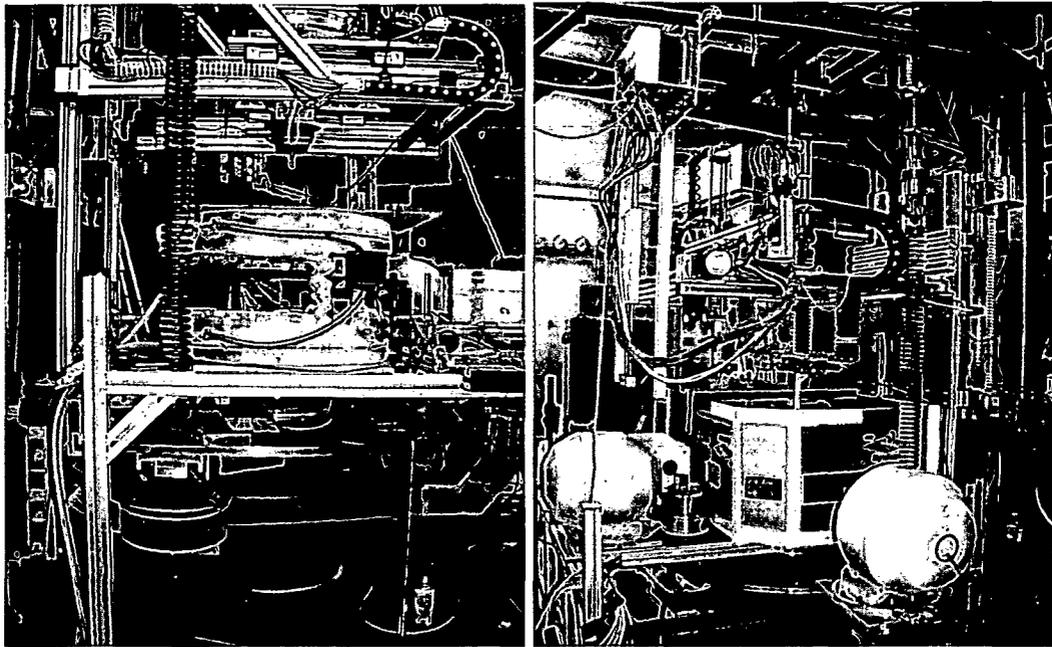


Abb. 4.19: Photo der 2. Achse mit der wassergekühlten Helmholtzspule (links) und mit einer zusätzlichen Isolierung rund um die Spule (rechts)

Mit der Vollisolierung konnten die Phasenschwankungen auf ein Intervall von 10° -Breite gesenkt werden. Dieses Resultat wurde aber ohne Probenzuführungsschlitz erreicht. Abbildung 4.20 zeigt die beim Interferometer gemessene Temperatur im Vergleich zur Leerphase.

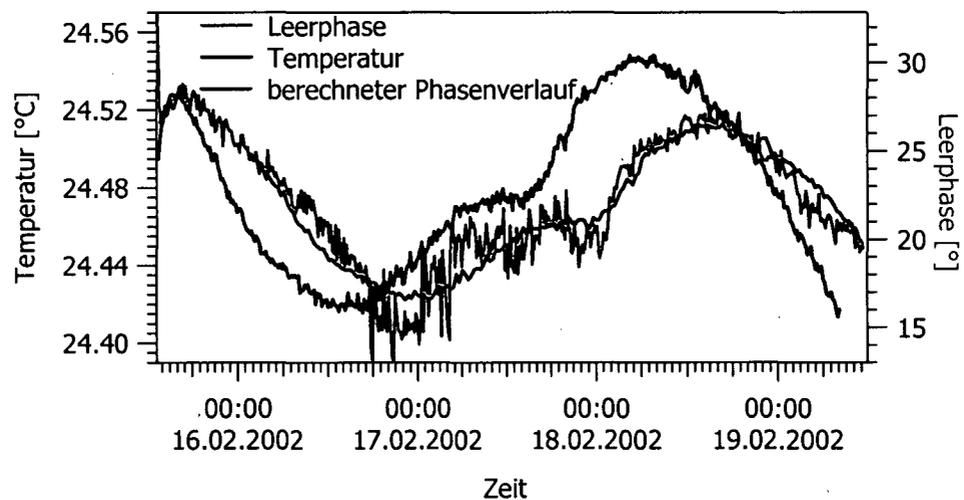


Abb. 4.20: Temperatur und Phasenverlauf mit der in Abb. 4.19 rechts gezeigten Vollisolierung

Die rote Kurve wurde unter der Annahme berechnet, dass die Temperatur proportional zur Leerphase mit einer bestimmten Zeitverzögerung ist. In diesem Fall wurde eine Verzögerungszeit von ca. 9 Stunden berechnet. Weiters ergab sich für 1° Temperaturänderung eine Phasenänderung von $76^\circ \pm 2^\circ$.

Diese erreichte Phasenstabilität hat hier die selbe Größenordnung wie bei dem am NIST installierten Neutroneninterferometer, wobei dort ein weitaus größerer Aufwand betrieben wurde [NIST 2005].

Bei Messungen mit Proben wird immer die Leerphase mit der mit Probe gemessenen Phase verglichen. Wenn diese Messungen nacheinander gemacht werden, addiert sich zum statistischen Fehler auch immer die Phasendrift hinzu. Um diesen systematischen Fehler zu reduzieren, werden die Messungen mit und ohne Probe geschachtelt. Unter Schachteln versteht man, dass zuerst die Intensität des leeren Interferometers bei einer gewissen Startposition des Hilfsphasenschiebers gemessen wird und gleich danach wird die Intensität bei derselben Phasenschieberposition mit der Probe ermittelt. Diese Prozedur wird nun für jede weitere Phasenschieberstellung wiederholt. Das heißt, es werden zwei Interferogramme gleichzeitig, nämlich eines vom leeren Interferometer und eines mit einer Probe, gemessen. Da das gewünschte Resultat die Differenz der aus diesen beiden Interferogrammen erzielten Phasen darstellt, kürzt sich durch diese Methode (auch "Rein-Raus-Methode" genannt) die Langzeitphasendrift heraus.

Die gleichzeitige Messung zweier Interferogramme benötigt je nach Absorption der Proben zwischen 30 Minuten und ein paar Stunden. Während dieser Zeit wird über die Phase gemittelt. Kurzzeitige Phasendrifs sind somit durch einen Phasenschieberscan nicht zu sehen.

Hierfür muss eine andere Methode gewählt werden. Man justiert den Phasenschieber so, dass man in Gleichung (4.38) für $\Delta\chi$ einen Wert $\pi/4$ erreicht. In dieser Position ist die Intensität gegenüber Phasenschwankungen am empfindlichsten. Bei einer Messzeit von 10 s pro Punkt erhält man einen statistischen Fehler von ca. 1° für die Phase. Mit Hilfe von Messungen nach dieser sehr einfachen Meßmethode wurde zum Beispiel die Beeinflussung der Phase durch die Klimaanlage im Elektronikraum (Abbildung 3.13) entdeckt.

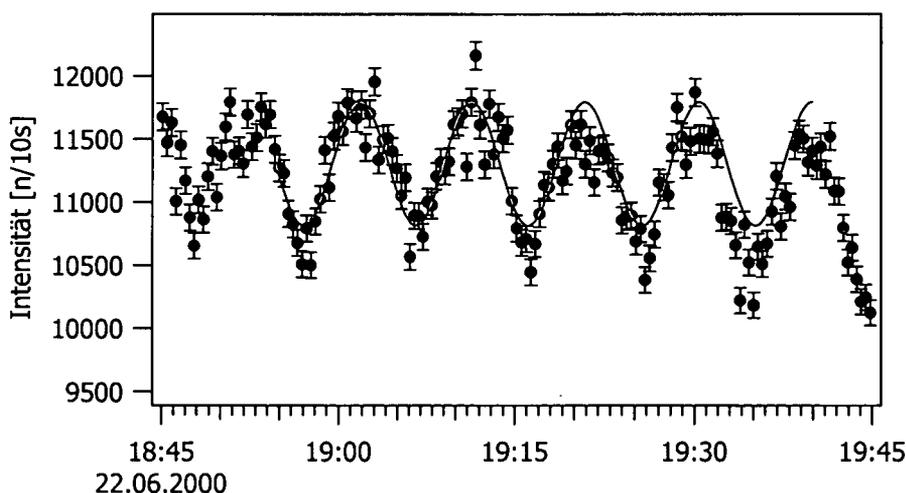


Abb.4.21: Messung der Intensitätsänderungen in Folge der Phasenschwankungen durch die Klimaanlage

Abbildung 4.21 zeigt die gemessenen Intensitätsschwankungen. Die Periode von 9,5 Minuten entsprach genau der Zeit zwischen dem jeweiligen Einschalten der Klimaanlage. Durch Wärmedämmmaterial im Kabelkanal, konnte auch dieses Problem gelöst werden.

Während eben beschriebenen Messungen wurde auch ein zufälliges Ereignis gemessen. Es handelte sich um ein Erdbeben in Island. Abbildung 4.22 zeigt die Wirkung des Erdbebens auf die Leerphase des Interferometers.

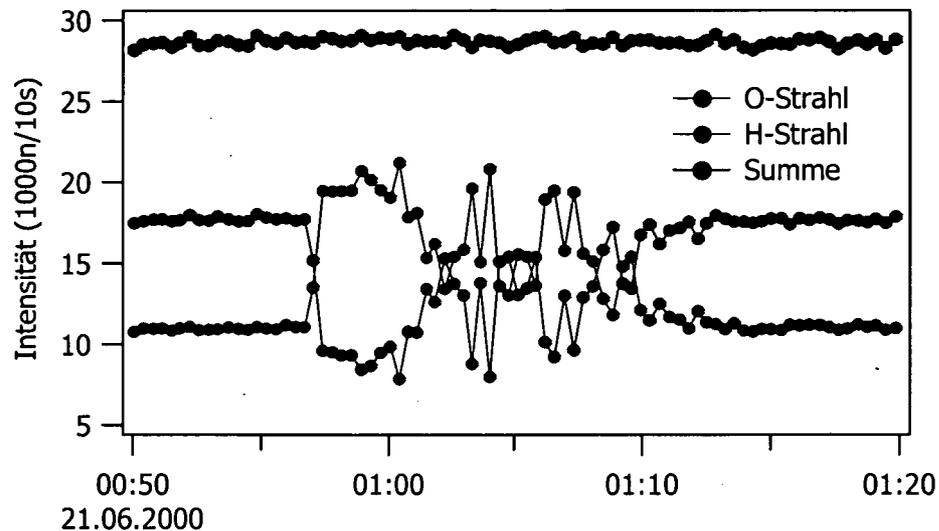


Abb. 4.22: Messung der Intensitäten während eines Erdbebens

Kurz vor dem Erdbeben war die Intensität im O-Strahl maximal und im H-Strahl minimal. Die Summe der beiden Strahlen blieb während des Bebens konstant. Das heißt, die relative Position des Interferometers zum Monochromator wurde nicht verändert. Das Ergebnis ist so zu deuten, dass sich die Position des Interferometers während der Flugzeit eines Neutrons ($\sim 50\mu\text{s}$) durch das Interferometer verändert hat. Bereits eine Änderung in der Größenordnung einer Gitterkonstante ($5,43 \times 10^{-10}\text{m}$) bewirkt einen Phasenschub um 2π . Nach dem Beben wurden wieder dieselben Intensitätsverhältnisse wie vor dem Beben gemessen. Das bedeutet, die Störungen des Erdbebens waren so gering, dass sich die "mechanischen" Verhältnisse nicht änderten.

INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS
Département de Sismologie

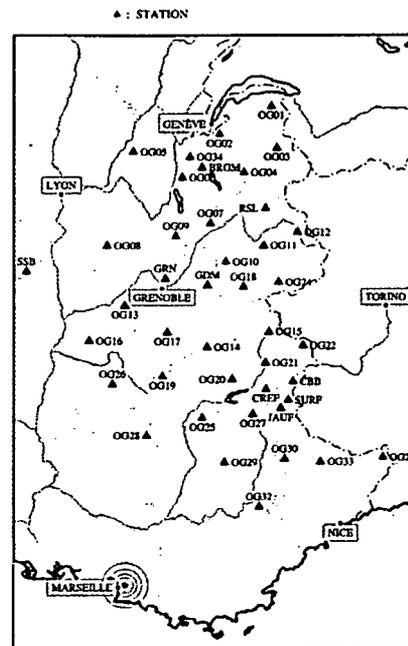
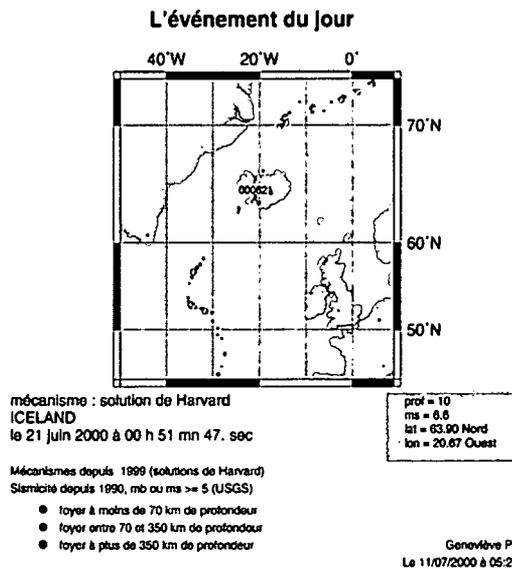


Abb. 4.23: Erdbeben am 21.06.2000: Auf der linken Seite werden die Epizentren rund um Island gezeigt (rote Punkte) und rechts sind alle Messstationen rund um Grenoble zu sehen.

Um sicher zu gehen, dass es sich bei der Messung wirklich um ein Erdbeben handelt, wurden vom "Institut de Physique du Globe de Paris" und vom "Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique" in Grenoble Seismogramme über diese Zeit angefordert. Es wurde sofort bestätigt, dass es sich um ein Erdbeben handelt, das sein Epizentrum in Island hatte. Die Messungen stimmen auch zeitlich genau mit den S18 Messungen überein. Der Start des Bebens war um 00:51:47 in Island. Nach ca. 5,5 Minuten wurden die ersten Schwingungen in Grenoble, die so genannten P-Wellen, wahrgenommen. Weitere 4,5 Minuten später sind in Abbildung 4.24 die S-Wellen zu erkennen und am Ende sind auch noch die Oberflächen-Wellen zu sehen.

Vergleicht man die gemessenen Schwingungen noch einmal mit den am S18 gemessenen Intensitäten können selbst diese drei Phasen des Erdbebens zeitlich aufgelöst werden. Um 0:57 beginnen die Phasenschwankungen, die von den P-Wellen ausgelöst worden sind. Diese dauern bis ca. 1:01. Zwischen 1:03 und 1:05 erkennt man neuerlich starke Ausschläge, die von den S-Wellen verursacht wurden. Gegen 1:07 werden die letzten Phasenveränderungen wahrgenommen. Die entsprechen dann den Oberflächenwellen.

Einfache Erklärungen zu den unterschiedlichen Wellen-Typen sind zum Beispiel in [Geo 2005] nachzulesen.

Dieses Erdbeben war ein weiteres Beispiel, wie sensibel das Interferometer auf äußere Störungen reagiert.

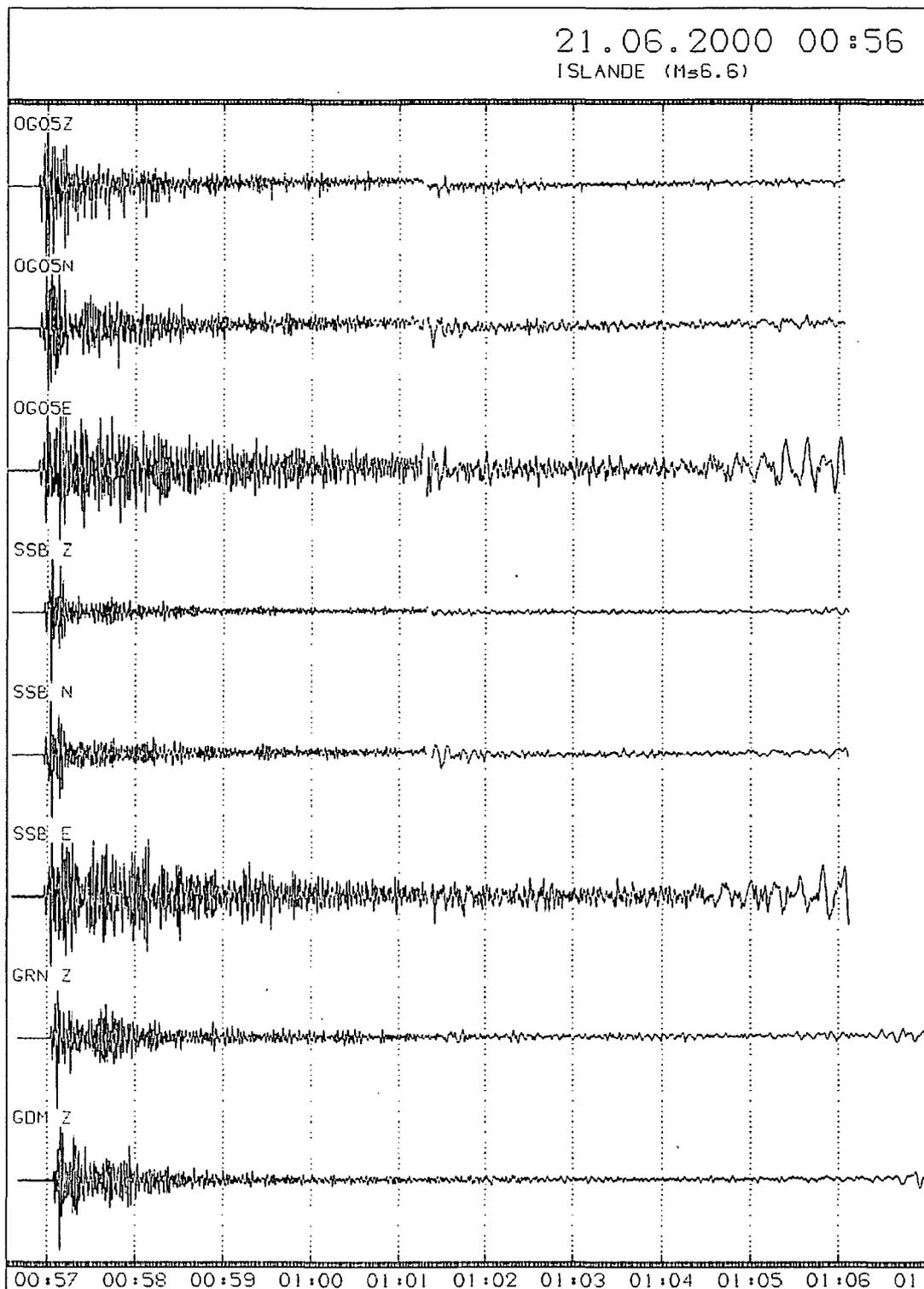


Abb. 4.24: Seismogramme der Messstationen OG05, SSB, GRN und GDM (siehe Abbildung 4.23), wobei Z die vertikalen Ausschläge anzeigt, N die transversalen Schwingungen in Nord-Süd-Richtung und E in Ost-Westrichtung

5. Kohärenzmessungen

5.1 Vertikale Kohärenzmessungen

5.1.1 Messmethode der vertikalen Kohärenzmessung

Die vertikale Kohärenzlänge wurde das erste Mal in [Rauch 1996] gemessen. Dort wird gezeigt, dass durch die Erzeugung eines vertikalen Phasenschubs auf die vertikale Kohärenzlänge rückgeschlossen werden kann. Um diesen vertikalen Phasenschub bewirken zu können, wird die Oberfläche des Phasenschiebers in einem Winkel ϕ zur horizontalen Ebene positioniert. Diese Positionierung erzeugt aber auch einen Phasenschub in andere Richtungen. Um diesen zu kompensieren wird ein zweiter Phasenschieber in einem Winkel $-\phi$ in den zweiten Strahl gebracht (Abbildung 5.1).

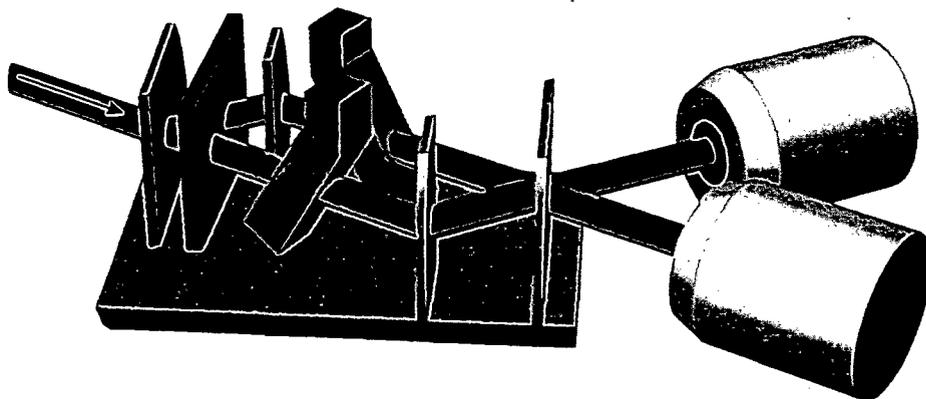


Abb 5.1: Skizze des schiefsymmetrischen 3-Platten-IFM mit vertikalen Phasenschiebern

Mit Hilfe des Hilfsphasenschiebers werden für verschiedene Winkel ϕ Interferogramme gemessen, aus denen dann der Kontrast in Abhängigkeit vom vertikalen Phasenschub bestimmt wird.

Für die Kontrolle des Winkels ϕ wurde für diese Arbeit hier eine neue Apparatur gebaut (Abbildung 5.2), wodurch ein automatisiertes Messen ermöglicht wird. Mit Hilfe eines Schrittmotors wird über einen Riemen eine Mikrometerschraube betätigt. Diese Schraube drückt eine aus vier Kupferplatten bestehende Raute derart zusammen, dass nur die Winkel zwischen den Kupferplatten, nicht aber die vertikale Position der Phasenschieber verändert wird.

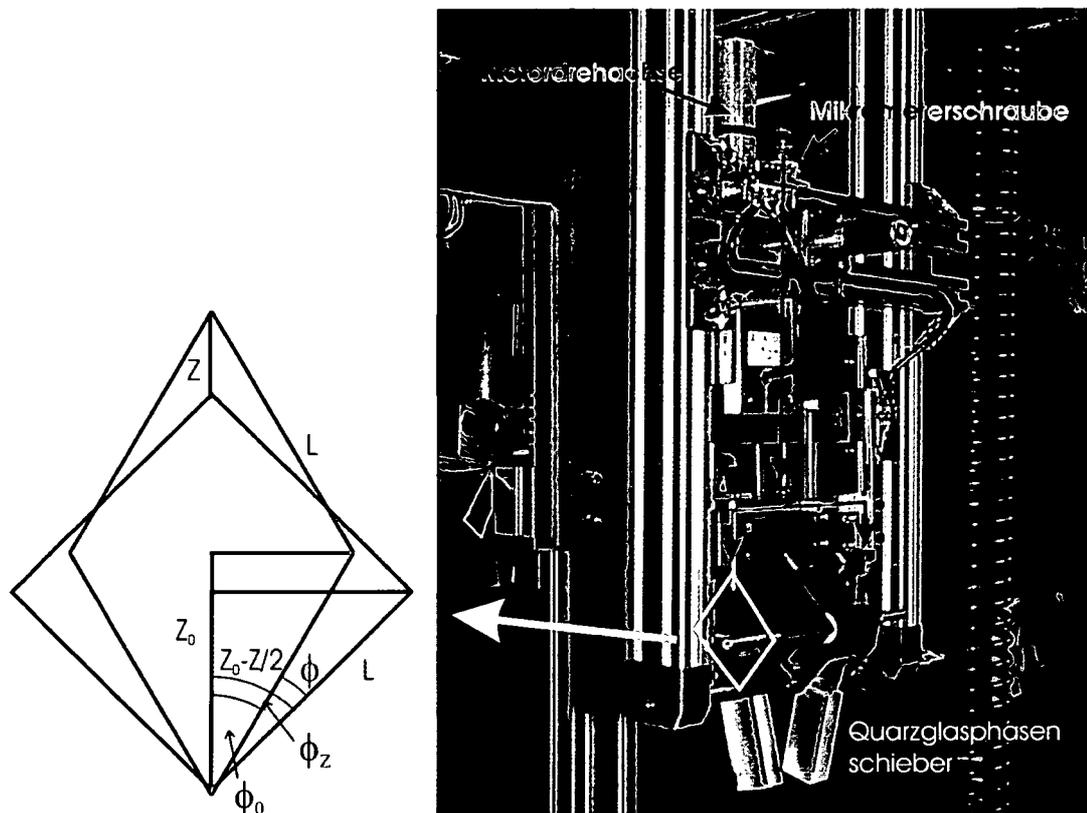


Abb. 5.2: Bild der vertikalen Phasenschieber Apparatur

Um die so erzeugten Winkel zu berechnen, benötigt man eine genaue Bestimmung der vertikalen Position Z . Für diesen Zweck wurde ein Linearencoder (Sensorex SX12E, 10 μ m Auflösung) eingebaut. Um nun den Winkel ϕ der vertikalen Phasenschieber zu bestimmen, benötigt es folgender kurzer Rechnung.

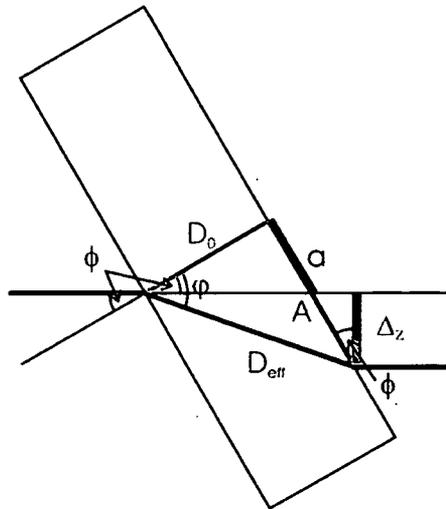
Mit

$$\cos(\phi_0) = \frac{Z_0}{L} \quad \text{und} \quad \cos(\phi_Z) = \frac{Z_0 - Z/2}{L} \quad (5.1)$$

erhält man

$$\phi_Z = \arccos(\cos \phi_0 - Z/2L) \quad \text{und schließlich} \quad \phi = \phi_Z - \phi_0 \quad (5.2)$$

Mit der Kenntnis des Winkels ϕ kann jetzt der erzeugte vertikale Phasenschub berechnet werden (Abbildung 5.3).

Abb. 5.3: Skizze zur Berechnung der vertikalen Strahlenverschiebung Δ_z

Mit

$$A = D_0 \cdot \tan \varphi \quad \text{und} \quad a = D_0 \cdot \tan \phi \quad (5.3)$$

ergibt sich für

$$A - a = D_0 \cdot (\tan \varphi - \tan \phi) \quad (5.4)$$

und somit ist die vertikale Strahlverschiebung

$$\Delta_z = (A - a) \cdot \cos \phi = D_0 \cdot \left(\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \cdot \cos \phi - \sin \phi \right). \quad (5.5)$$

Der Winkel φ kann durch Berücksichtigung des Gesetzes von Snellius, das die Brechung eines Strahles beim Übergang von Vakuum in Materie beschreibt,

$$n = \frac{K}{k} = \frac{\sin \varphi}{\sin \phi} \quad (5.6)$$

berechnet werden. Der Winkel ϕ beschreibt den Winkel zwischen dem einfallenden Strahl mit dem Wellenvektor \vec{k} und der Oberflächennormale des Festkörpers. Der Winkel φ beschreibt den Winkel zwischen dem gebrochenen Strahl mit dem Wellenvektor \vec{K} und ebenfalls der Oberflächennormale.

Daraus folgt

$$\Delta_z = D_0 \cdot \left(\frac{n \cdot \sin \phi \cdot \cos \phi}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2 \phi}} - \sin \phi \right) = D_0 \cdot \sin \phi \cdot \left(\frac{n \cdot \cos \phi}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2 \phi}} - 1 \right). \quad (5.7)$$

wobei

$$n = 1 - \lambda^2 \frac{N b_c}{2\pi} \quad (5.8)$$

der Brechungsindex ist. N ist die Teilchendichte und b_c die kohärente Streulänge des vertikalen Phasenschiebers.

Für die Messung der Kohärenzfunktion (2.33) wurde für verschiedene Δ_z der Kontrast bestimmt. Um mögliche Kontrastschwankungen zu eliminieren, wurde abwechselnd ein Interferogramm des leeren Interferometers und eines mit den vertikalen Phasenschiebern gemessen. In Abbildung 5.4 wird die Kohärenzfunktion (erste Messreihe, mit 5x5 mm Blende) in Abhängigkeit von der vertikalen Strahlverschiebung Δ_z dargestellt. Die Kohärenzfunktion wurde auf den Kontrast des leeren Interferometers normiert.

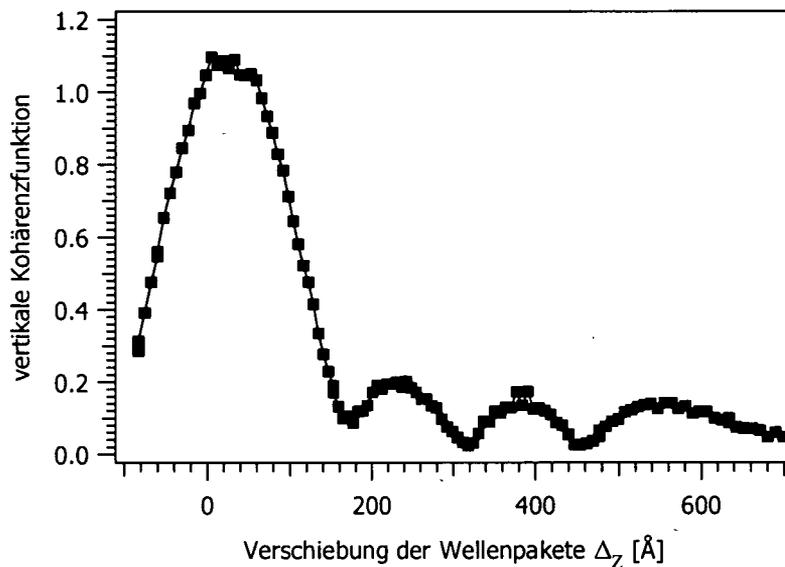


Abb. 5.4: Messung der vertikalen Kohärenzfunktion

In Kapitel 2 wurde gezeigt, dass die Kohärenzfunktion die Fouriertransformierte der Impulsverteilung ist. Aus diesem Grund war es von Interesse die vertikale Impulsverteilung zu messen.

5.1.2 Vertikale Impulsverteilungsmessung

Die Vertikale Impulsverteilung kann durch eine Messung der Intensitätsverteilung hinter einem 1 mm Schlitz bestimmt werden. Der Schlitz wurde in der Höhe der zentralen Feder auf der optischen Bank positioniert (Abbildung 3.10). In früheren Messungen [Rauch 1996] wurde das Intensitätsprofil mit Hilfe eines zweiten horizontalen 1 mm Schlitzes, der vertikal durch den Strahl bewegt wurde, und einem He3-Detektor gemessen.

Wie in Kapitel 3.7 beschrieben, steht am S18 ein ortsauflösender Detektor zur Verfügung. Damit kann das Strahlprofil mit nur einem Schlitz gemessen werden. Abbildung 5.5 zeigt die beiden Möglichkeiten.

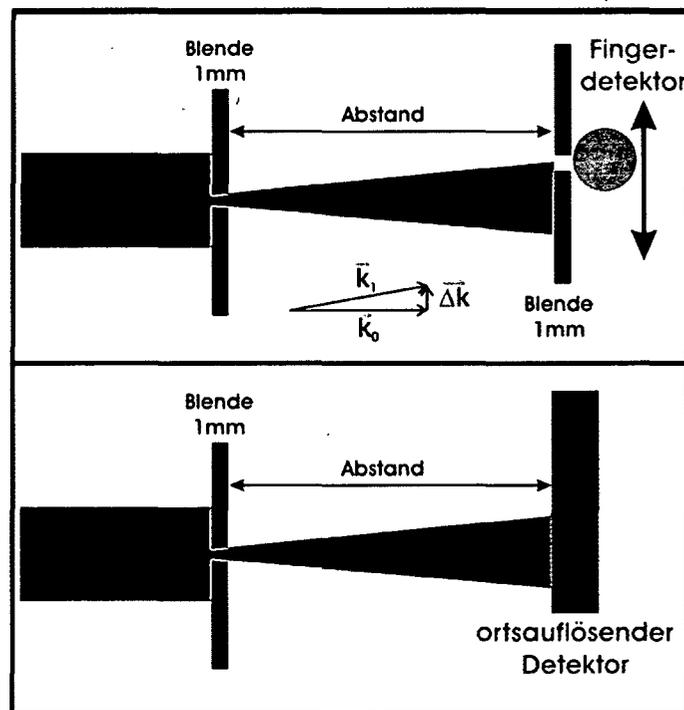


Abb. 5.5: Messung des vertikalen Intensitätsprofils mit einem He3-Detektor (oben) und einem ortsauflösenden Detektor (unten)

Um zu zeigen, dass die Verwendung des ortsauflösenden Detektors zu favorisieren ist, wurden Vergleichsmessungen gemacht. Der Vorteil für die erste Methode ist die Detektoreffizienz der He3-Zähler von etwa 98% im Vergleich zum ortsauflösenden Detektor, dessen Effizienz bei nur etwa 15% liegt. Der Nachteil ist die geringe Ortsauflösung (1 mm-Spalt) und die Methode an sich, da die Blende schrittweise (ca. 50 Messpunkte) durch den Strahl bewegt werden muss. Bei einer Zähldauer von 10 Minuten pro Messpunkt beträgt die Messzeit pro Intensitätsprofil 8 Stunden 20 Minuten. Bei der zweiten Methode kann das Profil mit einem einzigen Bild erfasst

werden. Um vergleichbare Zählraten zu erzielen, benötigt man auch mit dieser Methode ca. 8 Messstunden. Allerdings werden gleichzeitig 512x512 Punkte (Pixel) mit einer Ortsauflösung von 50 μm ausgelesen. In Abbildung 5.6 wird das Ergebnis einer solchen Messung gezeigt.

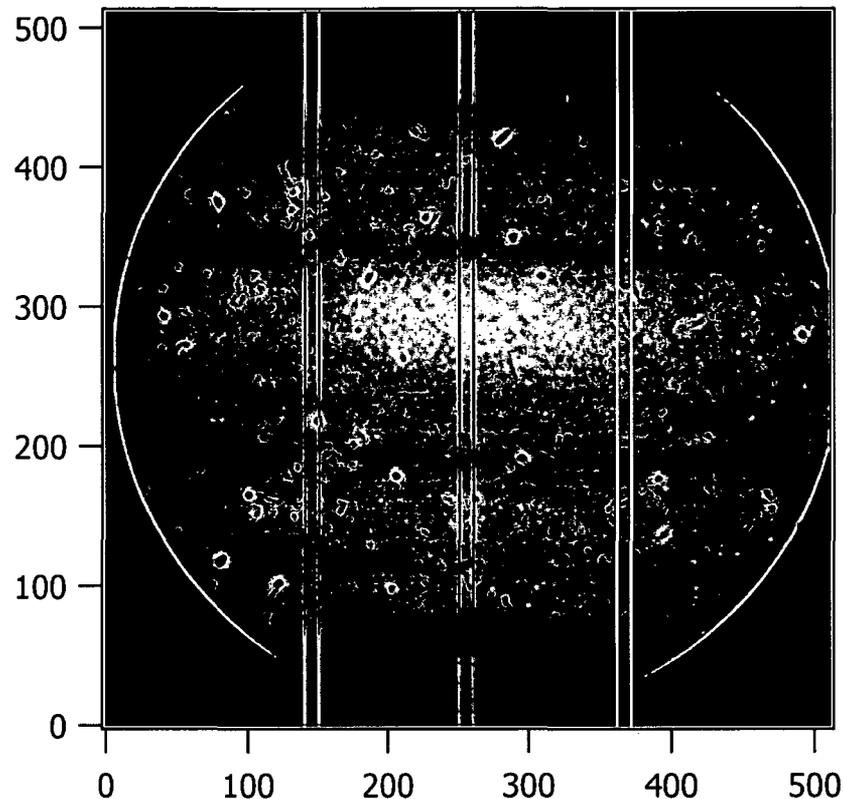


Abb. 5.6: CCD-Bild hinter einem 1 mm Spalt
wie in Abbildung 5.5 gezeigt wird

Das Strahlprofil wird durch Aufsummierung der Intensität in horizontaler Richtung bestimmt. Es liegt nahe einen möglichst großen Bereich zu wählen, um eine möglichst große Gesamtintensität zu erreichen. Das ist natürlich nur dann möglich, wenn man in horizontaler Richtung ein möglichst homogenes Strahlprofil vorfindet. Um das zu bestätigen, wurde die Intensitätsverteilung für verschiedene Bereiche (grün, blau, gelb) verglichen (Abbildung 5.7). Die Verteilungen wurden jeweils auf ihre Maximalintensität normiert (22700 n/30h (grün), 28660 n/30h (blau), 27640 n/30h (gelb)). Die rote Kurve ergibt sich durch eine horizontale Aufsummierung aller Pixel zwischen $X=140$ und $X=372$. Dadurch erhöht sich die erzielte Maximalintensität auf 620500 n/30h. Die X-Achse wurde auf mm umgerechnet, wobei 20 Pixel $\hat{=}$ 50 μm einem mm entsprechen. Auf die Verwendung von Fehlerbalken wurde verzichtet, um die Übersichtlichkeit der Graphik zu gewährleisten. Es wird aber deutlich, dass die Annahme eines in horizontaler Richtung homogenen Strahlprofils gerechtfertigt ist. Daher kann die maximale Breite (rote Kurve) für die Auswertung benutzt werden.

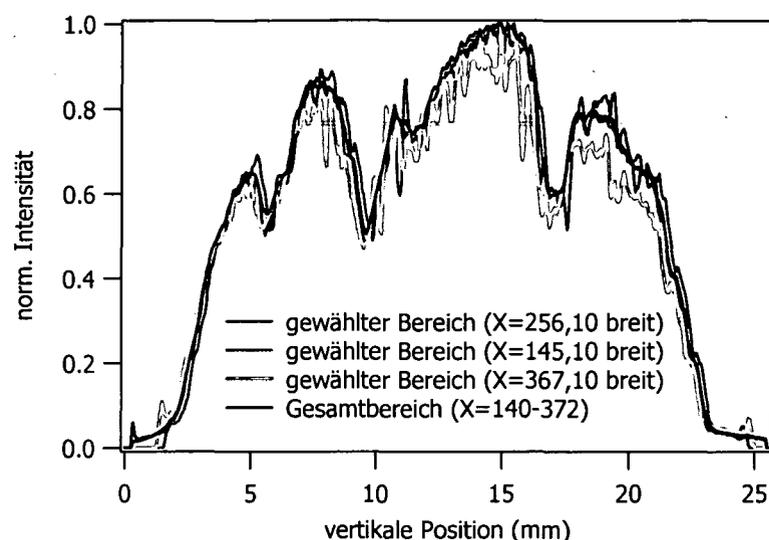


Abb. 5.7: Die Auswertung des Strahlenprofils für die verschiedenen Bereiche, die in Abbildung 5.6 abgebildet sind

Noch deutlicher wird diese Annahme durch den Vergleich der für dieses Kapitel notwendigen Fouriertransformationen (Abbildung 5.8) dieser Strahlprofile.

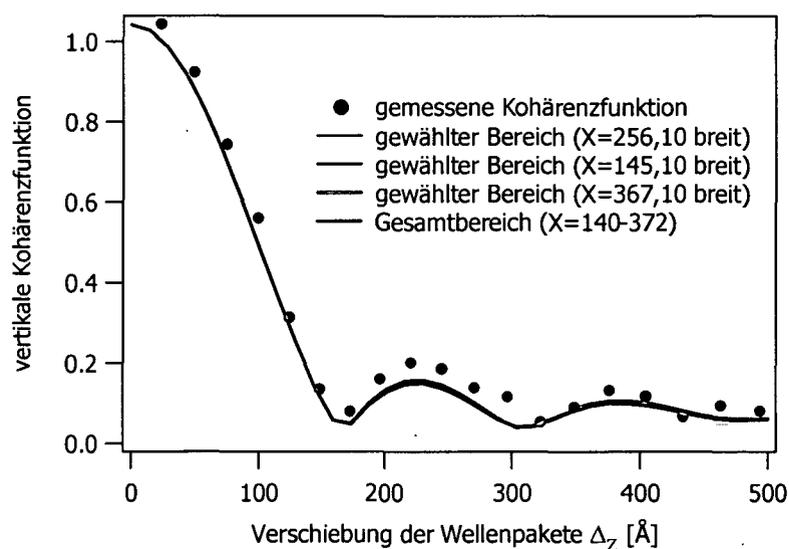


Abb. 5.8: Berechnung der fouriertransformierten Funktionen der in Abbildung 5.7 gezeigten Messkurven

Für die Berechnung wurde die FFT (Fast-Fourier-Transformation)-Funktion des Datenanalyseprogramms Igor [Wavemetrics 2005] verwendet. In Anhang C wird das verwendete Prozedur-File angeführt und erklärt. Die statistischen Schwankungen, hervorgerufen durch den geringeren Auswertungsbereich, äußern sich bei der

Fouriertransformation nur im höherfrequenten Spektrum. In diesem Fall ist man aber nur am niederfrequenten Anteil interessiert, da die Kohärenzfunktion mit dieser Methode nur bis zu einer Größenordnung von ca. 500 Å gemessen werden kann. In Abbildung 5.9b wird auch eine zu diesem Strahlprofil gemessene Kohärenzfunktion gezeigt. Durch diese Auswertung wird aber auch deutlich, dass für die Messung des Strahlprofils eine schlechtere Statistik, also eine kürzere Messzeit akzeptabel ist. Messzeiten von rund 1 Stunde sind völlig ausreichend.

Zuletzt werden noch die beiden Messmethoden miteinander verglichen. Deshalb wurde das Strahlprofil auch nach der alten Methode, das heißt, mit einem He3-Detektor, der durch den Strahl bewegt wird, gemessen. Für diesen Zweck wurde ein He3-Stiftdetektor hinter einem 1 mm Spalt (eine Cadmiumblende) angebracht. Diese Kombination wurde auf einen Linearschlitten (Huber 5101.2) montiert [Huber 2005] und so durch den Strahl in vertikaler Richtung bewegt.

Die Schrittweite der Messung war 1 mm und die Messdauer betrug 10 Minuten pro Messpunkt. Das so erhaltene Strahlprofil wird in Abbildung 5.9a mit dem aus der Messung mit dem ortsauflösenden Detektor erhaltenen Resultat verglichen. Auch die daraus berechneten Fouriertransformationen werden hier (Abbildung 5.9b) gegenübergestellt. Um die beiden Profilkurven zu vergleichen, wurden beide normiert. Da der Abstand zum Eintrittsspalt ebenfalls unterschiedlich war, wurde die x-Achse proportional zu den Abständen der Detektoren umgerechnet. In diesem Fall war der ortsauflösende Detektor 1,55 m und der He3-Detektor 1,95 m hinter dem Eintrittsspalt positioniert. Somit wurde das Δx der ortsauflösenden Messung um den Faktor $1,95/1,55$ verbreitert.

Das Resultat zeigt, dass die Messmethode mit dem ortsauflösenden Detektor für dieses Experiment zu favorisieren ist, da eine kürzere Messzeit mit einer höheren Auflösung zum selben Ergebnis führt.

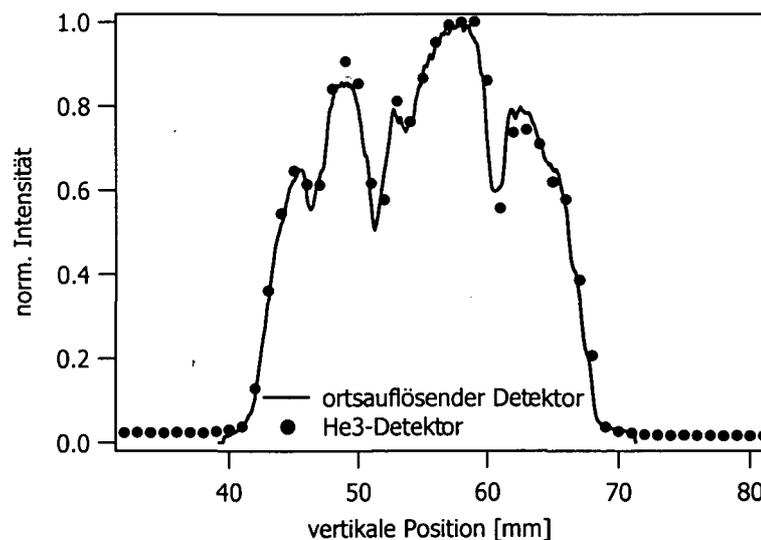


Abb. 5.9a: Vertikales Strahlprofil mit den beiden unterschiedlichen Methoden (Abb. 5.5) gemessen

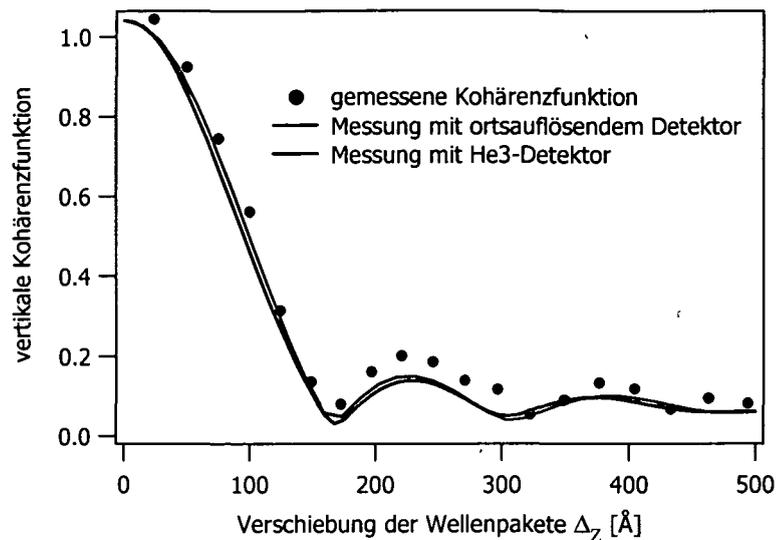


Abb. 5.9b: Vergleich der aus den vertikalen Strahlprofilen aus Abb.5.9a berechneten Kohärenzfunktion

5.1.3 Messung der vertikalen Kohärenzfunktion

Die erste interessante Frage war, ob und wie sich das Strahlprofil über die Höhe verändert. Zu diesem Zweck wurde die in Abbildung 5.5 gezeigte vordere Blende in verschiedenen Höhen positioniert. Das Austrittsloch in der Abschirmung nach dem Monochromator hat eine Höhe von 5 cm. Für den Schlitz wurden nun 3 vertikale Positionen festgelegt: die Mittelposition des Austrittsfensters und jeweils 1 cm darüber und darunter. In diesem Bereich blieben die Intensitätsänderungen unter 5 %. Wie bereits oben erwähnt, wurden auch hier alle Messungen sowohl mit dem ortsauflösenden als auch mit dem He3-Detektor durchgeführt. In Abbildung 5.10 werden alle 3 Messungen gezeigt.

Das vertikale Strahlprofil wird durch den Monochromator nicht verändert. Es bildet rein die Quelle, sprich den Reaktorkern, ab und wird nur durch den dazwischenliegenden Neutronenleiter beeinflusst. Der Neutronenleiter besteht aus komplex aufgebauten Vielfachschichten, so genannten Superspiegel. Bis jetzt wurde immer ein über die Höhe verteiltes Gaußspektrum angenommen. Wie die Messungen aber zeigten, ist das Strahlprofil weitaus komplizierter und es zeigte sich auch, dass es sich über die Höhe des Neutronenleiters ändert. Bis jetzt gibt es keine Computer-Simulationen, die diese Profile erklären könnten. Die Länge des Neutronenleiters (ca. 50 m) lässt aber rückschließen, dass es Unterschiede zur Theorie gibt.

In Abbildung 5.11 wird gezeigt, dass sich die 3 Profile deutlich unterscheiden und dass somit auch die Kohärenzfunktionen über die Strahlhöhe verschieden aussehen.

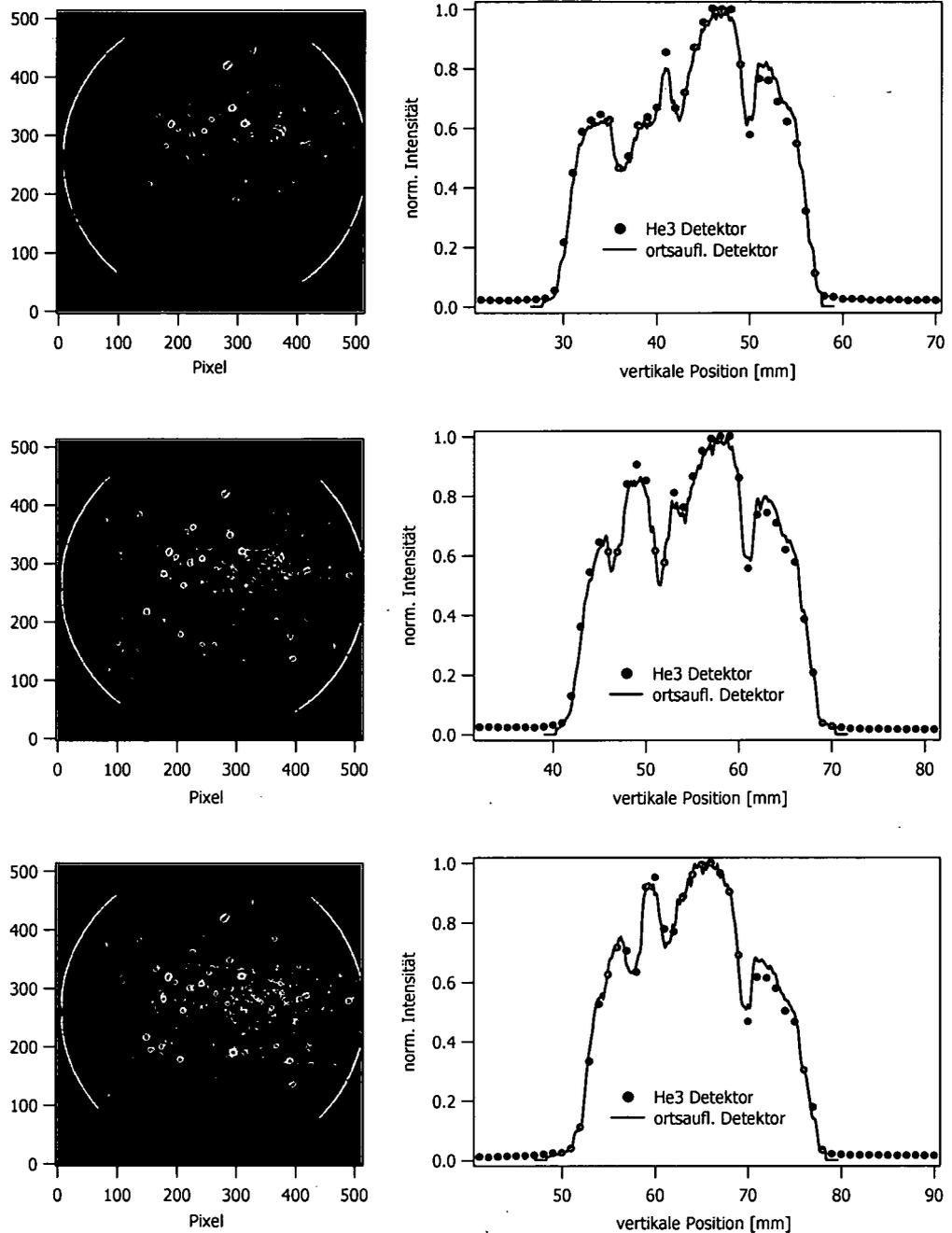


Abb. 5.10: Der Vergleich des vertikalen Strahlprofils in Abhängigkeit von der Schlitzposition (Bilder des ortsauflösenden Detektors, sowie daraus berechnete Strahlprofile im Vergleich zur Messmethode mit dem He3-Detektor, in der Reihenfolge: oben, mitte, unten)

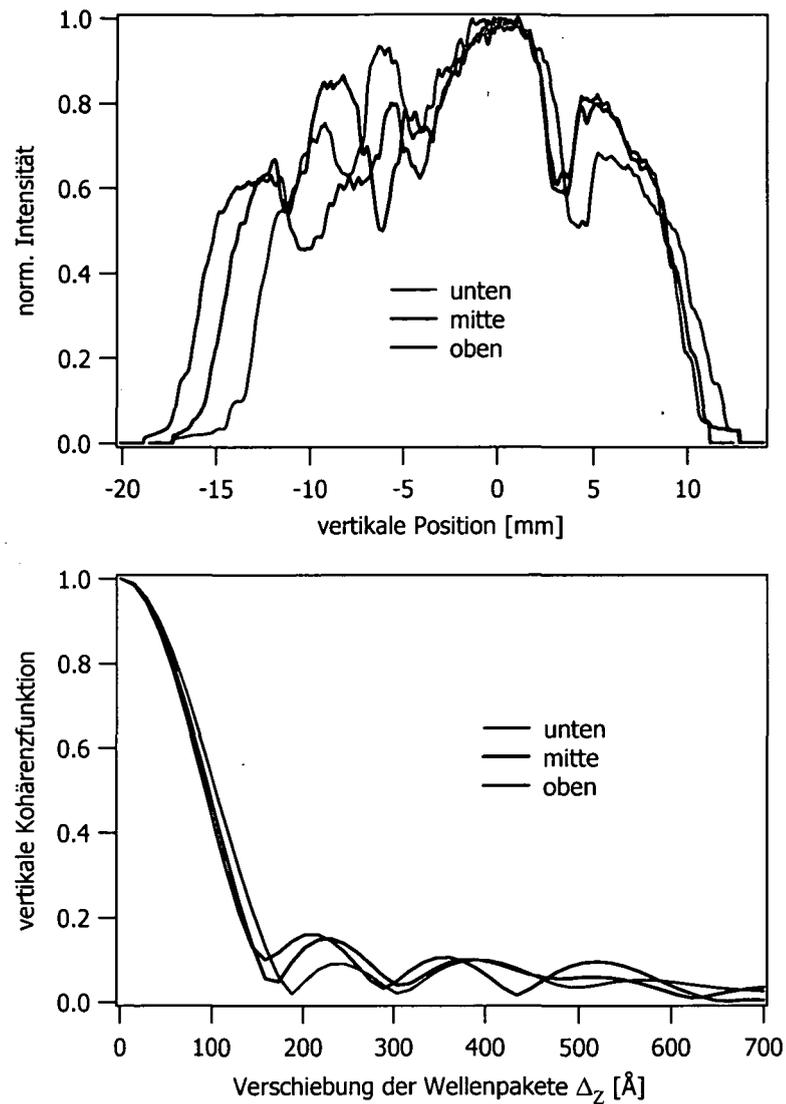


Abb. 5.11: Der Vergleich zwischen den 3 Strahlprofilen (oben) und deren berechneten Fouriertransformierten (unten)

Es wurde auch für alle 3 Positionen die Kohärenzfunktion gemessen. Allerdings wurden zuerst alle Strahlprofile gemessen und erst dann das Interferometer justiert. Dadurch wurden die Positionen leicht verändert, und die Messungen zeigen zur Rechnung Abweichungen.

Alle Strahlprofile wurden sowohl mit dem ortsauflösenden als auch mit dem He3-Detektor gemessen. Der ortsauflösende Detektor musste höhenverstellbar positioniert werden. Dafür wurde eine Platte anstelle des Standard O-Detektors montiert. Auf dieser Platte konnten sowohl der Linearschlitten für den He3-Stiftdetektor als auch der höhenverstellbare Tisch für den ortsauflösenden Detektor angebracht werden. Die Abstände zum Austrittsspalt waren somit, wie schon in Kapitel 5.1.1 erwähnt, für den ortsauflösenden Detektor 1,55 m und für den Stiftdetektor 1,95 m.

Für die Interferometer-Messung musste dieser Aufbau wieder abgebaut werden und der O-Detektor neu justiert werden.

Ein weiteres Problem bestand darin, dass das Interferometer nicht über die gesamte Höhe die gleiche Qualität zeigte. Die Messung für den oberen Schlitz wurde unterlassen, da kein Kontrast über 30 % erzielt werden konnte. Beim unteren Schlitz konnte die Messung zwar durchgeführt werden, jedoch gab es auch hier Probleme, da der Strahl teilweise unterhalb der vertikalen Phasenschieber durchging. Die Messung in der Mitte, die schon in Kapitel 5.1.1 (Abb. 5.4) gezeigt wurde, hatte den Vorteil, dass das Interferometer auf diese Höhe justiert und somit ideal ausgeleuchtet wurde.

Da es aber auch hier Abweichungen zur theoretischen Kurve gab, wurde das Experiment noch einmal wiederholt. Allerdings wurde diesmal der Eintrittsschlitz so gewählt, dass man mit dem Interferometer maximalen Kontrast erreichen konnte. Es wurde so ein durchschnittlicher Kontrast von über 60 % im O-Strahl erzielt.

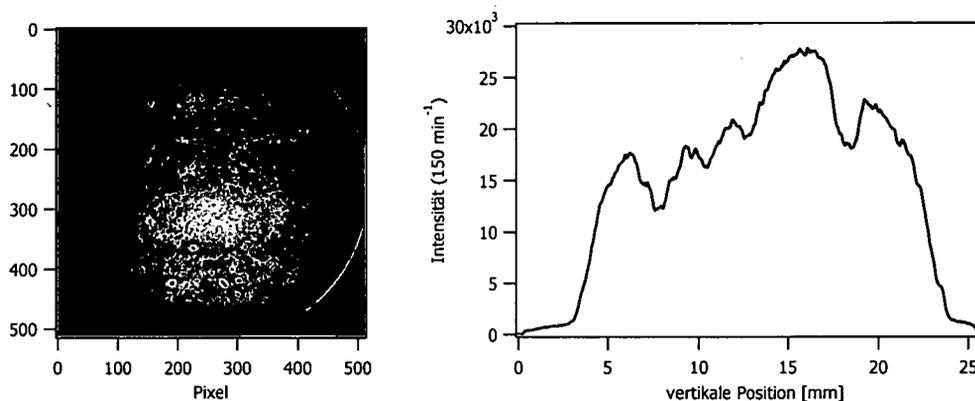


Abb. 5.12: Detektorbild und dazugehöriges Strahlprofil der optimierten Messung

Nach der Messung wurde ohne weiteren Umbau oder Verschieben des Spalts eine Strahlprofil-Messung mit dem ortsauflösenden Detektor durchgeführt (Abbildung 5.12). In Abbildung 5.13 wird sowohl der Leerkontrast, als auch die Kontrastkurve mit den vertikalen Phasenschiebern gezeigt. Die Kohärenzfunktion wurde jeweils für den O- und H- Strahl mit dem erzielten Maximalkontrast (bei Parallelstellung der vertikalen Phasenschieber) multipliziert. Da der Leerkontrast sehr stabil war, wurde auf die Normierung verzichtet. Die theoretischen Kurven passen sehr gut zu den Messergebnissen, und weichen erst im letzten Drittel ($\Delta_z > 450 \text{ \AA}$) leicht ab.

Es wurde somit gezeigt, dass die vertikale Kohärenzfunktion gemessen werden kann, und dass bei sorgfältiger Instrumentierung auch der Vergleich zur Fouriertransformierten des Strahlprofils möglich ist.

Die Messmethode ist durch diese Arbeit soweit ausgereift, dass damit die in [Rauch 2000] vorgeschlagene Neutronen-Fourier-Spektrometrie durchgeführt werden könnte. Die Aufgabe besteht zunächst darin, eine dafür geeignete Modell-Probe zu finden, um diese Methode zu charakterisieren.

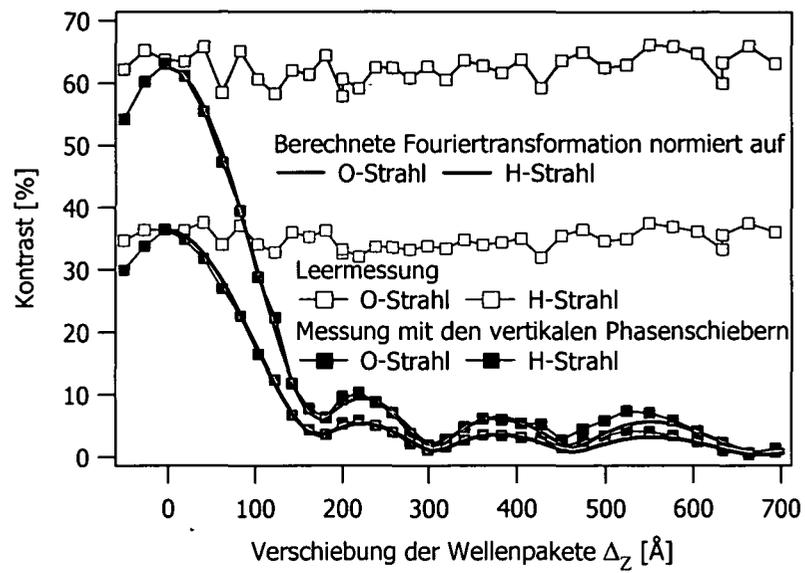


Abb. 5.13: Vertikale Kohärenzfunktionsmessung

5.2 Longitudinale Kohärenzfunktion

Bei der longitudinalen Kohärenzfunktionsmessung muss ein longitudinaler Phasenschub erzeugt werden. Dies geschieht durch verschieden dicke Phasenschieber, die normal zur Strahlrichtung im Interferometer positioniert werden. In dieser Arbeit wurden 40 Aluminiumplättchen mit einer Dicke von 1 - 40 nm verwendet. Die für die Neutroneninterferometrie wichtigsten Parameter für Aluminium lauten (gerechnet für eine Wellenlänge von 1,9076 Å, [Sears 1992])

N	b_c	D_λ
$6.02646 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$	$3,449 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$	$1,5838 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$

Der erzeugte Phasenschub

$$\Delta\chi = (n-1)kD_0 = -\lambda N b_c D_0 \quad (5.9)$$

wird nach (4.39) berechnet und die daraus resultierende räumliche Verschiebung der Wellenpakete wird zu

$$\Delta_x = \Delta\chi/k = -N b_c \lambda^2 D_0 / 2\pi \quad (5.10)$$

Die Wellenlänge wurde, wie in Kapitel 4 beschrieben, durch die Ermittlung des Drehwinkels zwischen dispersiver und nicht-dispersiver Anordnung bestimmt.

Um zu sehen, ob zum statistischen Fehler, auch ein systematischer hinzuzurechnen ist, wurde diese Wellenlängenmessung 5 mal wiederholt. Das Ergebnis wird in Abbildung 5.14 gezeigt.

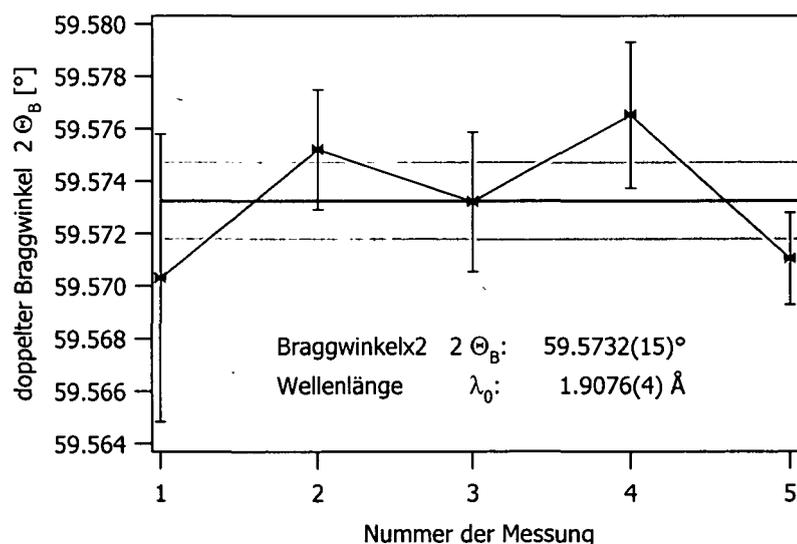


Abb. 5.14: Winkel zwischen dispersiver und nicht-dispersiver Monochromator-Interferometer-Anordnung (Bestimmung der Wellenlänge)

Man findet also mit dem statistischen Fehler völliges Auslangen. Bei der Berechnung des Mittelwertes wurden die Fehler der Einzelmessungen berücksichtigt. Der Mittelwert wurde so mit

$$\lambda_0 = \frac{\sum_i \frac{\lambda_i}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad \text{und} \quad \Delta\lambda_0 = \sqrt{\frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}}} \quad (5.11)$$

berechnet, wobei σ_i die Fehler der Einzelmessungen und $\Delta\lambda_0$ den Fehler des Mittelwertes beschreibt [Brandt 1974].

Die in Abbildung 5.14 gezeigten Messungen sind nur für die Bestimmung der Wellenlänge λ_0 , also der zentralen Komponente der λ -Verteilung, wichtig. Die λ -Verteilung kann auch hinter dem Interferometer mit der zusätzlichen 3. Achse in dispersiver Anordnung gemessen werden. Leider kann hier nicht der Bragg-Winkel bestimmt werden, da die Winkelauflösung der 3. Achse (18 Bogensekunden) zur Bestimmung des nicht-dispersiven Reflexes (Halbwertsbreite ~ 1.8 Bogensekunden) unzureichend ist.

Mit dem Wissen des λ_0 kann aber das Zentrum der hinter dem Interferometer gemessenen λ -Verteilung festgelegt werden.

In Abbildung 5.15 wird eine Skizze des Interferometers mit dem zusätzlichen Analysatorkristall hinter dem Interferometer und den für diese Messung notwendigen 3 Detektoren gezeigt.

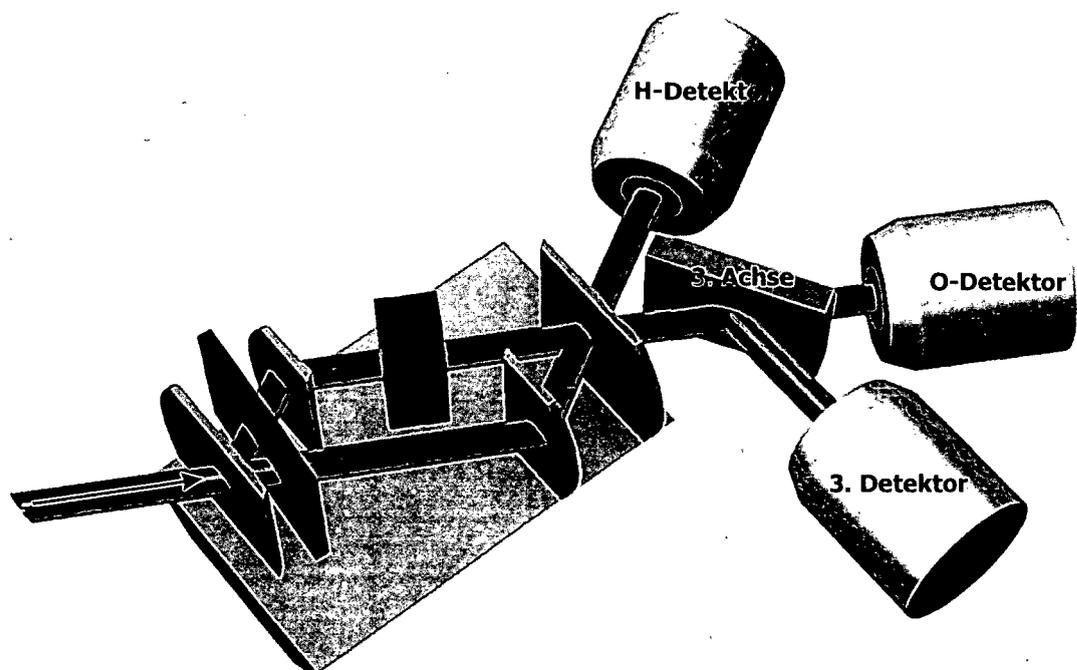


Abb. 5.15: Skizze des Interferometers mit zusätzlichem Analysatorkristall

Mit dieser Anordnung sind grundsätzlich 3 mögliche Messmethoden zu unterscheiden:

1. Impulsverteilungsmessung:
Es wird für verschiedene Dicken des Phasenschiebers (blau) und fixer Hilfsphasenschieberstellung (grün) durch Drehen des Analysatorkristalls eine Impulsverteilung gemessen.
2. Spektrale Filterung von Impulszuständen:
Es wird für eine bestimmte Dicke des Phasenschiebers (blau) für verschiedene Winkelpositionen des Analysatorkristalls (3. Achse) mit Hilfe des Hilfsphasenschiebers (grün) ein Interferogramm gemessen.
3. Kohärenzlängenmessung:
Es wird für verschiedene Dicken des Phasenschiebers (blau) durch Drehen des Hilfsphasenschiebers (grün) ein Interferogramm gemessen.

5.2.1 Impulsverteilungsmessungen

Mit dem zusätzlichen Analysatorkristall kann die Impulsverteilung des aus dem Interferometer austretenden O-Strahls, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, gemessen werden. Diese Messung wurde mit 40 verschieden dicken Aluminiumphasenschiebern durchgeführt. Es wurde ein Probenhalter gebaut, auf den bis zu 4 Phasenschieber gleichzeitig montiert werden konnten, das heißt, es waren 10 Messserien für den gesamten Phasenschiebersatz notwendig. Bei jeder Serie wurde auch eine Leercurve gemessen, um zu sehen, ob es Veränderungen der Messanordnung gab.

Diese Leermessungen werden in Tabelle 5.1 angeführt. Da vor jeder Messserie eine Rockingkurve gemessen wurde, wird in dieser Tabelle die Position des Intensitäts-Maximums angegeben, wobei hier der Wert des Absolutencoders des Piezoantriebs angeführt wird. Man sieht, dass sich dieser Wert ab der 7. Serie ändert. Der Grund dafür ist, dass die Serien 1-6 und die Serien 7-10 in verschiedenen Messzyklen durchgeführt wurden. Die Serien 1-6 enthielten die Dicken 1-20 mm, und die Dicken 25 mm, 30 mm, 35 mm und 40 mm.

Ein weiterer Wert, der in der Tabelle angeführt wird, ist der Winkel des Hilfsphasenschiebers. Nach der Rockingkurve wurde auch das Minimum des H-Strahls ermittelt, um maximale Intensität im zu messenden O-Strahl zur Verfügung zu haben. Diese Position ist ebenfalls für die Serien 1-5 nahezu unverändert.

Um nun das Zentrum der Impulsverteilung mit dem oben angeführten λ_0 gleichzusetzen, muss aus den Leermessungen mit der 3. Achse die zentrale Komponente der Impulsverteilung gesucht werden. Zunächst wurden die Verteilungen mit einem Gauß-Fit

$$I(\Theta_M) = U + A \cdot \exp(-(\Theta_M - \Theta_{M0})^2 / HWB^2) \quad (5.12)$$

angenähert. Wie in Abbildung 5.16 zu sehen ist, liegen sehr viele Messpunkte deutlich neben der Gaußkurve. Aus diesem Grund wurde die Fit-Funktion um eine zweite Gaußverteilung erweitert.

$$I(\Theta_M) = U + A1 \cdot \exp(-(\Theta_M - \Theta_{M0,1})^2 / HWB1^2) + A2 \cdot \exp(-(\Theta_M - \Theta_{M0,2})^2 / HWB2^2) \quad (5.13)$$

Namen	Messung Nr.	Piezo [°]	Phasenschieber [°]	Zeit
Serie1_1_leer.dat	1	1.35138	-31.2607	24.03 11:22
Serie1_2_leer.dat	2	1.35139	-31.3477	25.03 04:17
Serie2_1_leer.dat	3	1.35136	-31.2861	25.03 22:52
Serie2_2_leer.dat	4	1.35137	-31.3745	26.03 12:54
Serie3_1_leer.dat	5	1.35138	-31.1689	27.03 03:17
Serie3_2_leer.dat	6	1.35159	-31.2563	27.03 17:19
Serie4_1_leer.dat	7	1.35182	-31.314	28.03 07:40
Serie4_2_leer.dat	8	1.3519	-31.2832	28.03 21:43
Serie5_1_leer.dat	9	1.35189	-31.2827	29.03 12:14
Serie5_2_leer.dat	10	1.35184	-31.4019	30.03 02:16
Serie6_1_leer.dat	11	1.35197	-27.2295	30.03 18:57
Serie6_2_leer.dat	12	1.35205	-27.2256	31.03 09:07
Serie7_2_leer.dat	13	1.21964	-28.3643	05.04 17:51
Serie8_1_leer.dat	14	1.21954	-29.999	06.04 19:21
Serie8_2_leer.dat	15	1.21948	-29.999	07.04 09:24
Serie9_1_leer.dat	16	1.2194	-29.999	08.04 12:58
Serie9_2_leer.dat	17	1.21942	-29.999	09.04 03:00
Serie10_1_leer.dat	18	0.93391	-29.999	14.04 19:54
Serie10_2_leer.dat	19	0.93438	-29.999	15.04 09:54

Tab. 5.1: Die Filenamen und die wichtigsten Parameter (Piezoposition und Hilfsphasenschieberposition) zu den Messungen der Impulsverteilung im leeren Interferometer

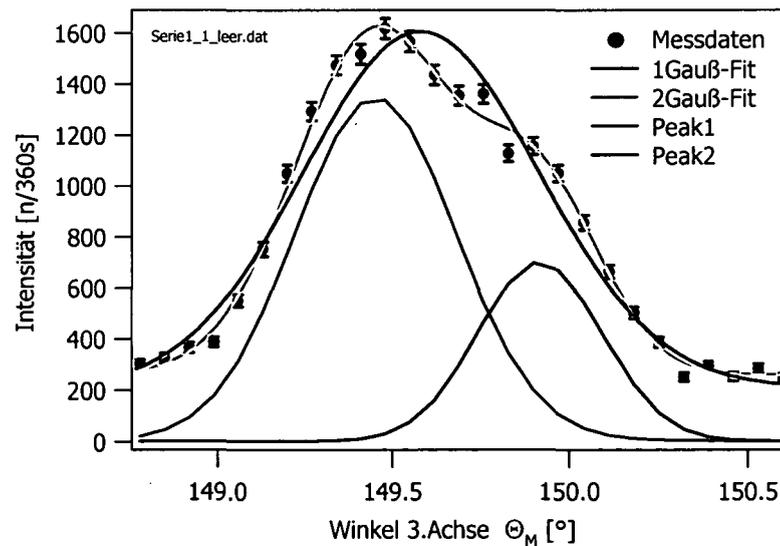


Abb. 5.16: Impulsverteilung durch (5.12) bzw. (5.13) angenähert

Die zentrale Impulskomponente wird nun durch Berechnen der mit der Fläche der Gaußfunktionen gewichteten Peakpositionen bestimmt. Die Fläche einer Gaußfunktion beträgt:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-(x-x_0)^2/2\sigma^2) \cdot dx = \sigma \cdot \sqrt{2\pi} \quad (5.14)$$

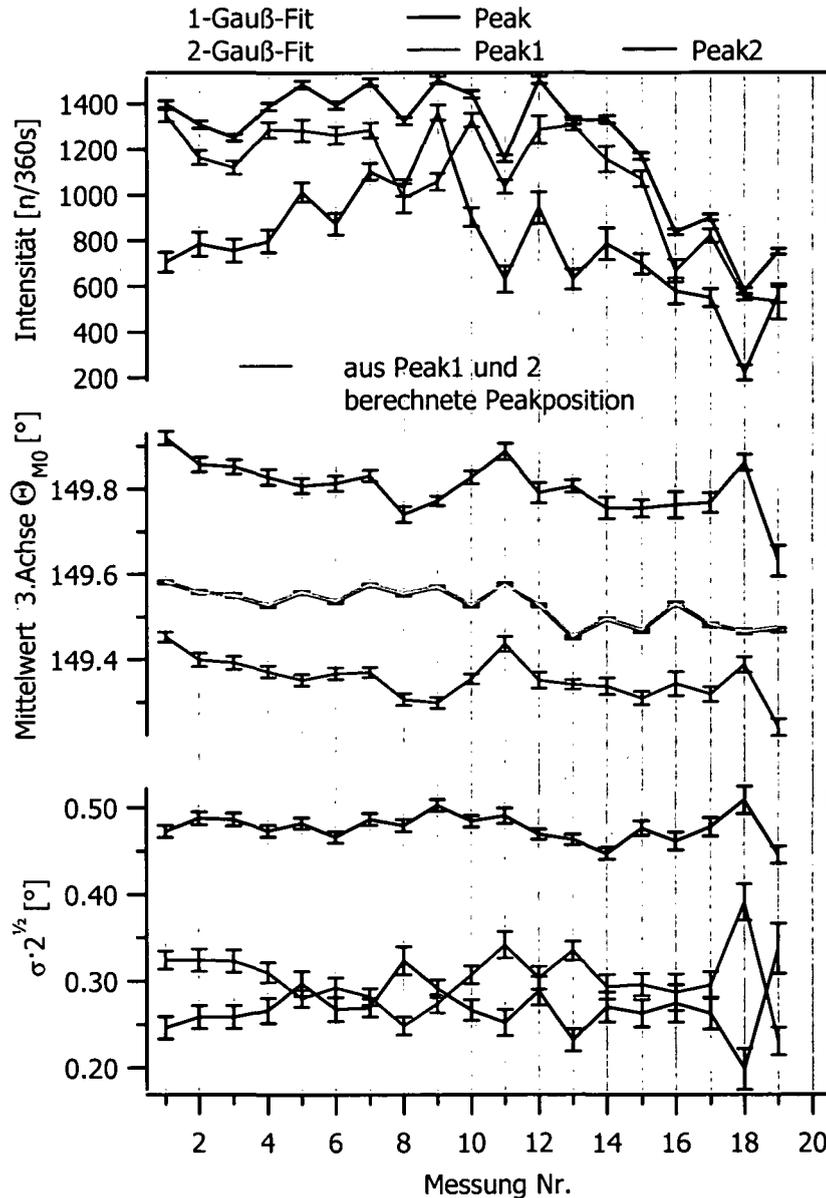


Abb.5.17: Fitparameter der Leerimpulsmessungen (Ergebnisse aus dem 1-Gauß-Fit: blau, aus dem 2-Gauß-Fit: grün und rot)

Mit (5.13) und (5.14) ergibt sich für die gewichtete Peakposition

$$\Theta_{M0,12} = \frac{\Theta_{M0,1} \cdot A1 \cdot HWB1 + \Theta_{M0,2} \cdot A2 \cdot HWB2}{(A1 \cdot HWB1 + A2 \cdot HWB2)} \quad (5.15)$$

Diese mit (5.15) berechneten Peakpositionen liegen innerhalb der Fehler zum mit (5.12) berechneten Mittelwert Θ_{M0} . Das bedeutet, dass zur Bestimmung der zentralen Komponente ein einfacher Gauß-Fit ausreicht. In Abbildung 5.17 sind die berechneten Fitparameter aller Messungen noch einmal graphisch dargestellt.

Aus oben erwähnten Gründen (verschiedene Messzyklen) wurde nun der Mittelwert der Peakpositionen nur aus den ersten 12 Messungen bestimmt.

Der Mittelwert aus den ersten 12 Messungen, berechnet mit (5.12) für den 1-Gauß-Fit, ergibt einen Wert

$$\text{Mittelwert} = \Theta_{M0} = 149,5543(10)^\circ \quad (5.16)$$

Zur Kontrolle wurde auch noch der Mittelwert des 2-Gauß-Fits (5.13) ermittelt. Dieser Wert ist um 0,00021 geringer. Die Differenz ist um einen Faktor 5 weniger als der Fehler der Mittelwertsbestimmung. Daher wird mit dem Wert des 1-Gauß-Fits (5.12) weitergerechnet.

Um nun die x-Achse in der Abbildung 5.16 von Θ_M in λ umzurechnen, muss noch berücksichtigt werden, dass der angezeigte Winkel der 3. Achse entgegen dem Uhrzeigersinn größer wird, das heißt, dass mit zunehmendem Winkel die Wellenlänge kleiner wird.

Der Mittelwert (5.16) der mit der 3. Achse gemessenen Impulsverteilung wird somit folgendermaßen mit dem Bragg-Winkel gleichgesetzt, damit die x-Achse dem echten Reflexionswinkel Θ entspricht.

$$\Theta = -\Theta_M + \Theta_{M0} + \Theta_B \quad (5.17)$$

Schließlich kann diese x-Achse mit Hilfe der Bragg-Gleichung (4.1) in die Wellenlängenskala umgerechnet werden.

Wie schon in Kapitel 2.3 beschrieben, ändert sich die Impulsverteilung, abhängig vom erzeugten Phasenschub innerhalb des Interferometers.

$$I_0(k) = \frac{1}{2} |a(k)|^2 \cdot (1 + \cos \Delta \vec{k}) \quad (5.18)$$

wobei $|a(k)|^2$ die Impulsverteilung des leeren Interferometers darstellt.

Um nun die Impulsverteilungen für die verschiedenen Phasenschieber zu berechnen, ist es notwendig die Leer-Impulsverteilung möglichst gut zu bestimmen. Aus diesem Grund wurde über die Leermessungen gemittelt. Es wurden wieder nur die ersten 6 Serien berücksichtigt. Jede Messkurve besteht aus 27 Messpunkten (Winkelpositionen). An jedem dieser 27 Punkte hat man aus den Leerkurven 12 Messwerte. Für jeden

Messpunkt wurden nach (5.11) ein Mittelwert und der Fehler des Mittelwerts bestimmt. Diese so erhaltene Kurve wurde durch einen 3-Gauß-Fit angenähert. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.18 zu sehen.

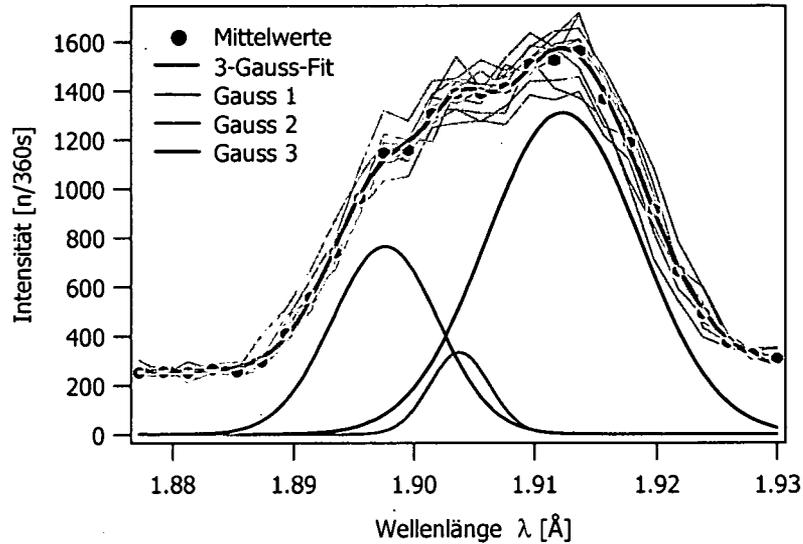


Abb. 5.18: über die Leermessungen gemittelte Impulsverteilung mit den Fitparametern (Tabelle 5.2)

Fit-Parameter	Gauß 1	Gauß 2	Gauß 3
Amplitude	763.99 ± 17.1	333.14 ± 48.4	1307.9 ± 7.52
Mittelwert	1.8976 ± 0.000243	1.9038 ± 0.000174	1.9123 ± 0.000103
$\sigma \cdot \sqrt{2}$	0.006273 ± 0.00019	0.003522 ± 0.000307	0.008885 ± 0.000101
Untergrund	256.27 ± 2.21		

Tab. 5.2: Fitparameter für die gemittelte Impulsverteilung aus Abbildung 5.18

Für die weitere Auswertung muss in (5.18) ein Kontrast, der kleiner 1 ist, einberechnet werden. Somit erhält man

$$I_0(k) = \frac{1}{2} g(k) \cdot (1 + K \cos \Delta \vec{k}) \quad (5.19)$$

wobei hier $g(k) = |a(k)|^2$ die Leerimpulsverteilung und K der Kontrast ist. $\Delta \vec{k}$ wird in longitudinaler Richtung zu

$$\Delta_x k_x = -Nb_C D / 2\pi k = -Nb_C D \cdot \lambda \quad (5.20)$$

Für $\Delta_x k_x = 0$, also im leeren Interferometer, erhält man nun als gemessene Leerimpulsverteilung

$$g_M(k_x) = \frac{1 + K_0}{2} g(k_x) \quad (5.21)$$

Berücksichtigt man auch noch einen Untergrund für die Leerkurve, so wird aus (5.21):

$$g_M(k_x) + U_M = g'_M(k_x) \quad (5.22)$$

und (5.19) wird zu

$$I_{0M}(k_x) = U + \frac{1}{1+K_0} \cdot (g'_M(k_x) - U_M) \cdot (1 + K \cos \Delta_x k_x) \quad (5.23)$$

wobei

$$\frac{1}{1+K_0} \cdot (g'_M(k_x) - U_M) = \frac{1}{2} g(k_x) \quad (5.24)$$

ist.

U_M (Untergrund der Leerimpulsverteilung) ist aus der Tabelle von Abbildung 5.18 bekannt. Der Kontrast wurde vor der Leerimpulsmessung durch die Messung eines Standard-Interferogramms (Kapitel 4.2) ermittelt. In Abbildung 5.19 ist zu sehen, dass der Kontrast über 12 Stunden (ca. 0,5 Std./Messung) konstant bleibt.

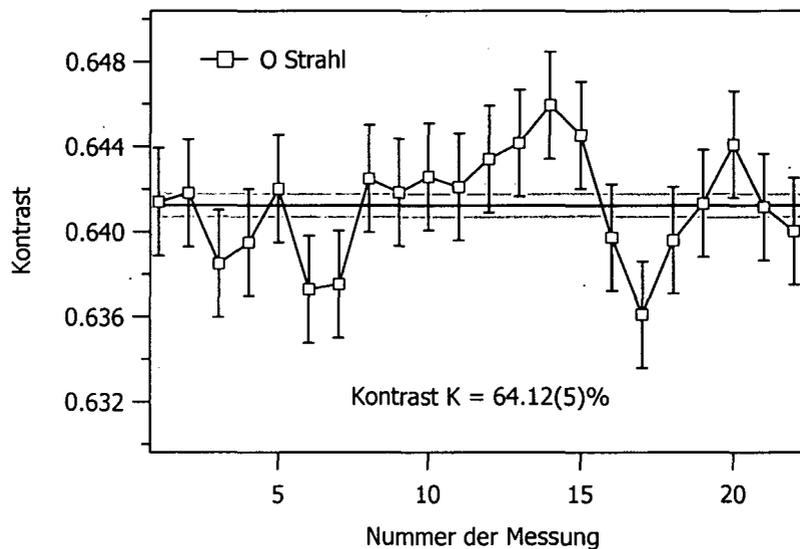


Abb. 5.19: Kontrastmessung für Leerimpulsmessung

Mit der Kenntnis des Kontrasts K_0 und U_M kann nun mit (5.24) $g(k_x)$ bestimmt werden. Abbildung 5.20 zeigt Messwerte für eine 18 mm Aluminiumprobe, die einem Δ_x von 216 Å entspricht. An diese Messwerte wurde eine Kurve (5.23) angepasst. Das daraus resultierende U wird zu den anderen in Abbildung 5.20 gezeigten und rechnerisch ermittelten Kurven addiert, um die Kurven besser vergleichen zu können. $g(k_x)$ (gelb) und $g(k_x)/2$ entsprechen somit den durch (5.24) berechneten Werten plus dem Untergrund U . Die blaue und grüne Kurve bestimmen das impulsabhängige Maximum und Minimum, zwischen denen die Oszillationen der Kosinus-Funktion zu sehen sind. Je größer der Bereich zwischen diesen Kurven ist, desto größer ist der Kontrast. Die grüne Kurve (Minimum) beschreibt den nicht kohärenten Anteil der gemessenen Leerimpulsmessung. Natürlich ist es auch noch möglich, die Messwerte durch die rote Kurve $g(k_x)/2$ zu dividieren, um so die Messwerte als einfachen

Kosinus $(1 + K \cos \Delta_x k_x)$ darzustellen, wie es im unteren Bild der Abbildung 5.20 dargestellt ist.

In Abbildung 5.21 wurden die aus dem Fit ermittelten Dicken D_{fit} und Kontrastwerte K über die wahren Phasenschieberdicken D_{Al} aufgetragen. Es zeigt sich, dass D_{fit} sehr gut mit D_{Al} übereinstimmt. Bei den Kontrastergebnissen sieht man zwei unterschiedliche Bereiche, nämlich für Phasenschieber bis 24 mm und darüber. Zur Erklärung dieses Unterschieds, muss im Interferenzterm von (5.22) die Auswirkung von Absorption und Kleinwinkelstreuung der Phasenschieber auf den Kontrast K untersucht werden (Kapitel 5.3).

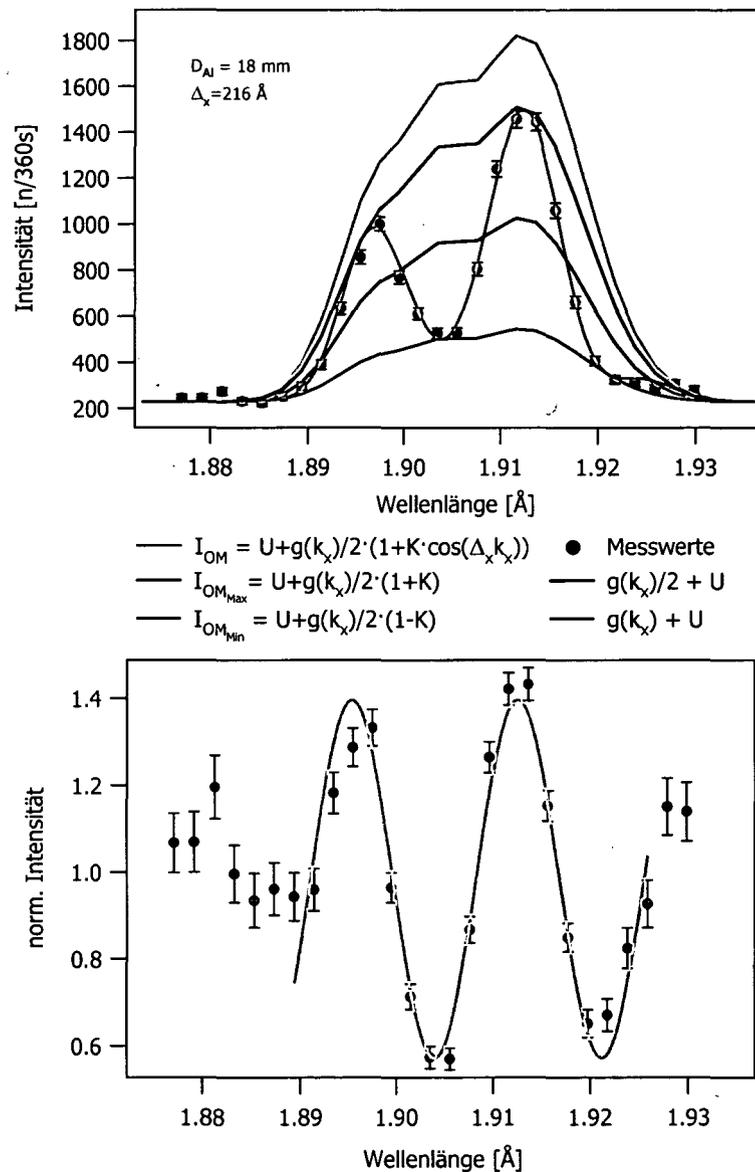


Abb. 5.20: Messung einer Impulsverteilung mit einem 18 mm Al-Phasenschieber in Strahl II (oben) und unten dieselbe Messung, aber auf die Leerkurve (rot) normiert

Um die Absorption und Kleinwinkelstreuung zu berücksichtigen, soll noch einmal die Intensität (2.46) des O-Strahls nach dem Interferometer angeschrieben werden. Die Kohärenzfunktion $|\Gamma(\bar{\Delta}, \tau)|$ ist hier gleich 1 gesetzt, da sie sich durch die spektrale Filterung (Kapitel 5.2.2) nicht verändert.

$$I_{O,0} = I_{I,0} + I_{II,0} + 2\sqrt{I_{I,0} \cdot I_{II,0}} \cdot \cos(\Delta \cdot k) \quad (5.25)$$

Der Kontrast wird somit zu

$$K_{O,0} = \frac{2 \cdot \sqrt{I_{I,0} I_{II,0}}}{I_{I,0} + I_{II,0}} \quad (5.26)$$

Da nun im Strahl II ein Phasenschieber positioniert ist, gilt

$$I_{II} = I_{II,0} \cdot \exp(-(\Sigma_{ges} + \Sigma_{SAS}) \cdot D_{Al}) \quad (5.27)$$

Die Größe $\Sigma_{ges} + \Sigma_{SAS}$ wird in Kapitel 5.3 ausführlicher behandelt. Aus Symmetriegründen des O-Strahls gilt $I_{I,0} = I_{II,0} = 1/2$. Daher wird

$$K_O = \frac{2 \cdot 1/2 \cdot \sqrt{\exp(-(\Sigma_{ges} + \Sigma_{SAS}) \cdot D_{Al})}}{1/2 \cdot (1 + \exp(-(\Sigma_{ges} + \Sigma_{SAS}) \cdot D_{Al}))} \quad (5.28)$$

Die daraus resultierenden Werte wurden noch auf den Leerkontrast von 64 % normiert und sind im unteren Graphen der Abbildung 5.21 als rote Linien eingezeichnet.

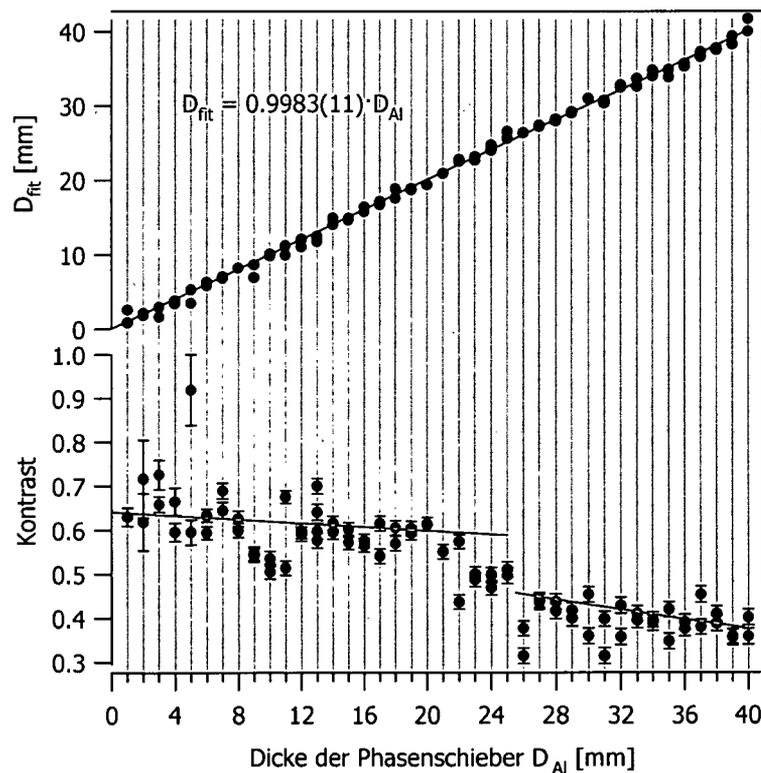
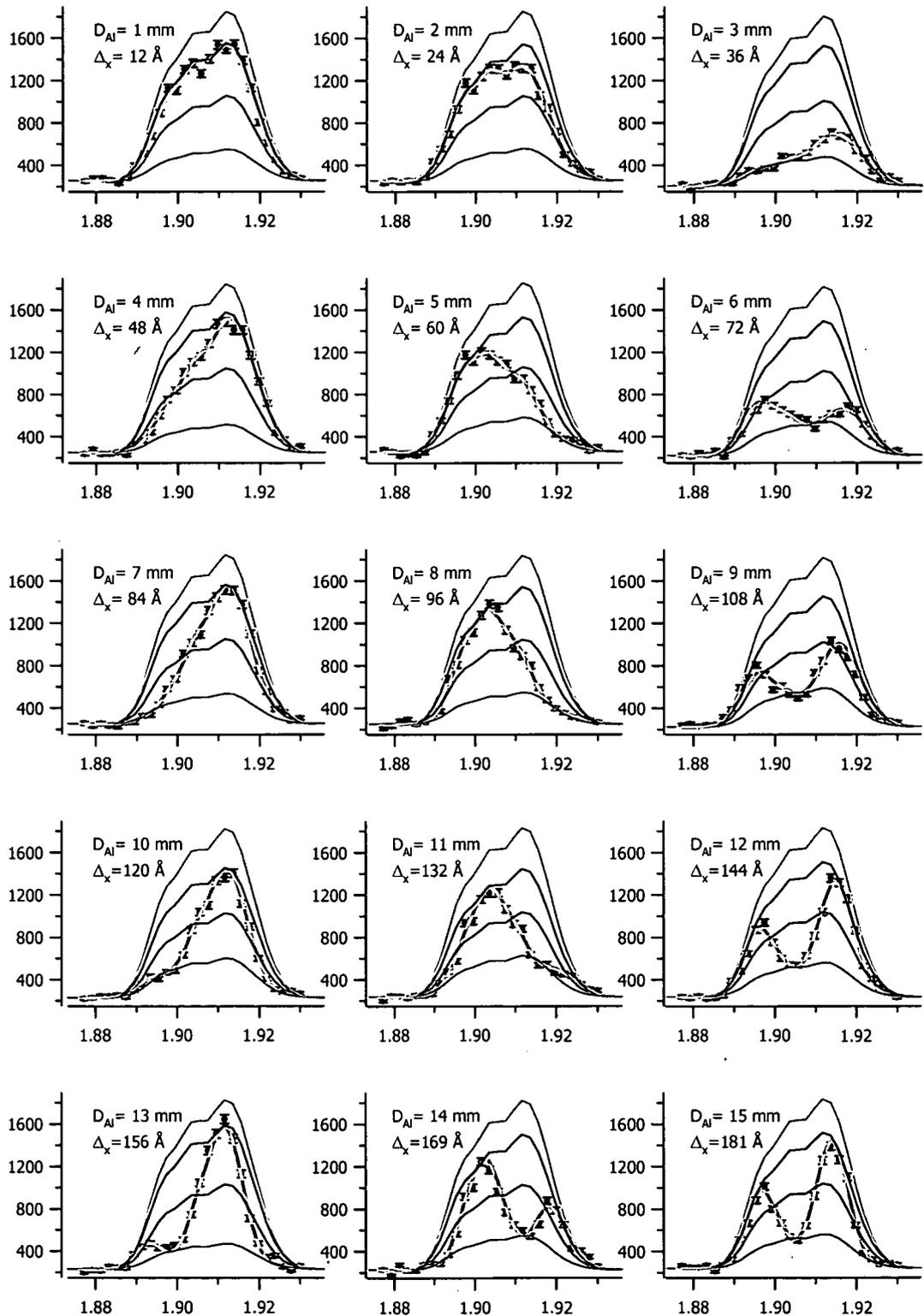
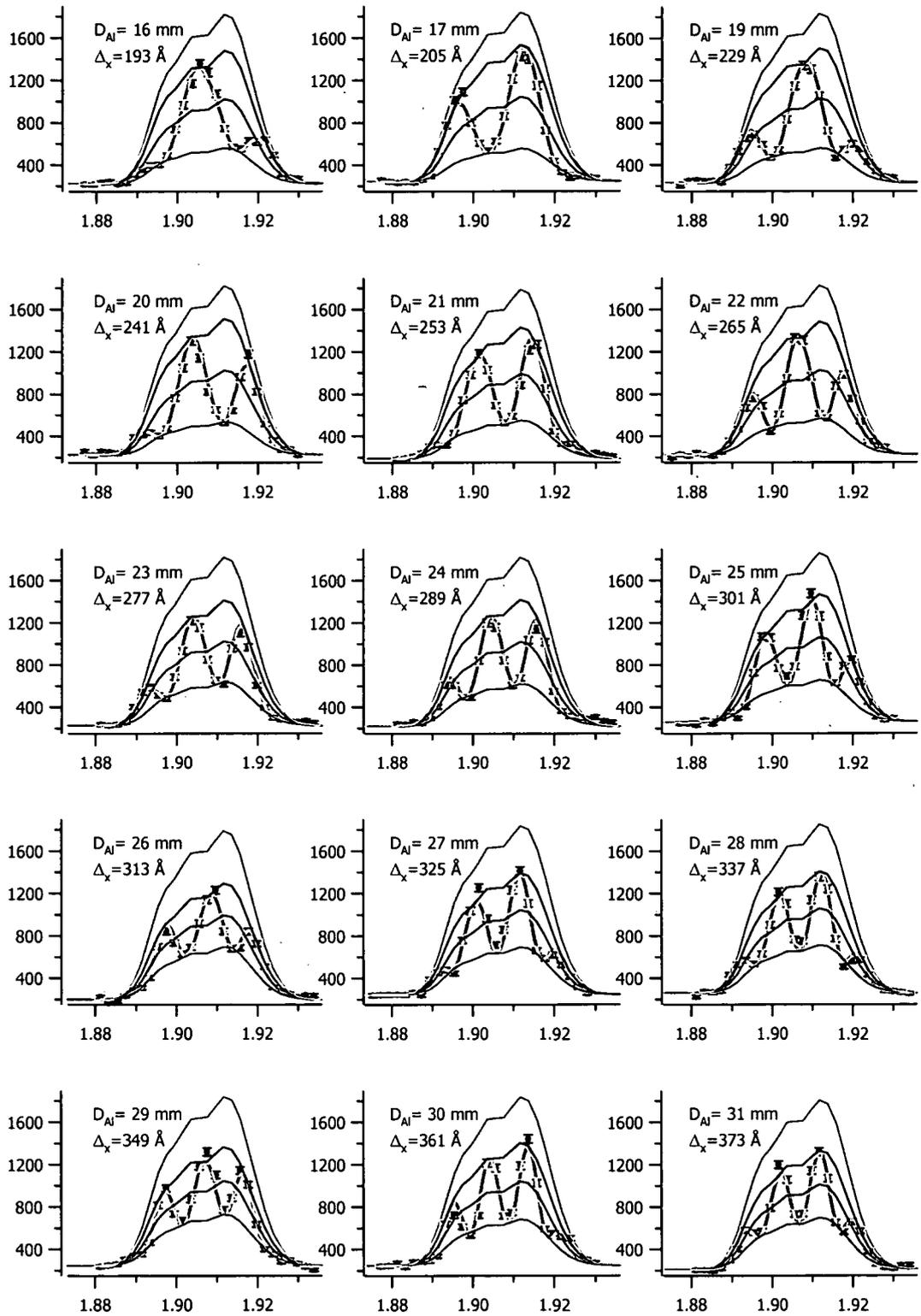


Abb. 5.21: Aus den Messungen ermittelte Dicken und Kontrastwerte

Auf den nachfolgenden Seiten werden die Impulsverteilungen für alle verwendeten Phasenschieber gezeigt. Die Farbwahl der Kurven ist dieselbe, wie sie bereits in Abbildung 5.20 verwendet wurde. Die Messungen stimmen sehr gut mit den berechneten Kurven überein.



5. Kohärenzmessungen



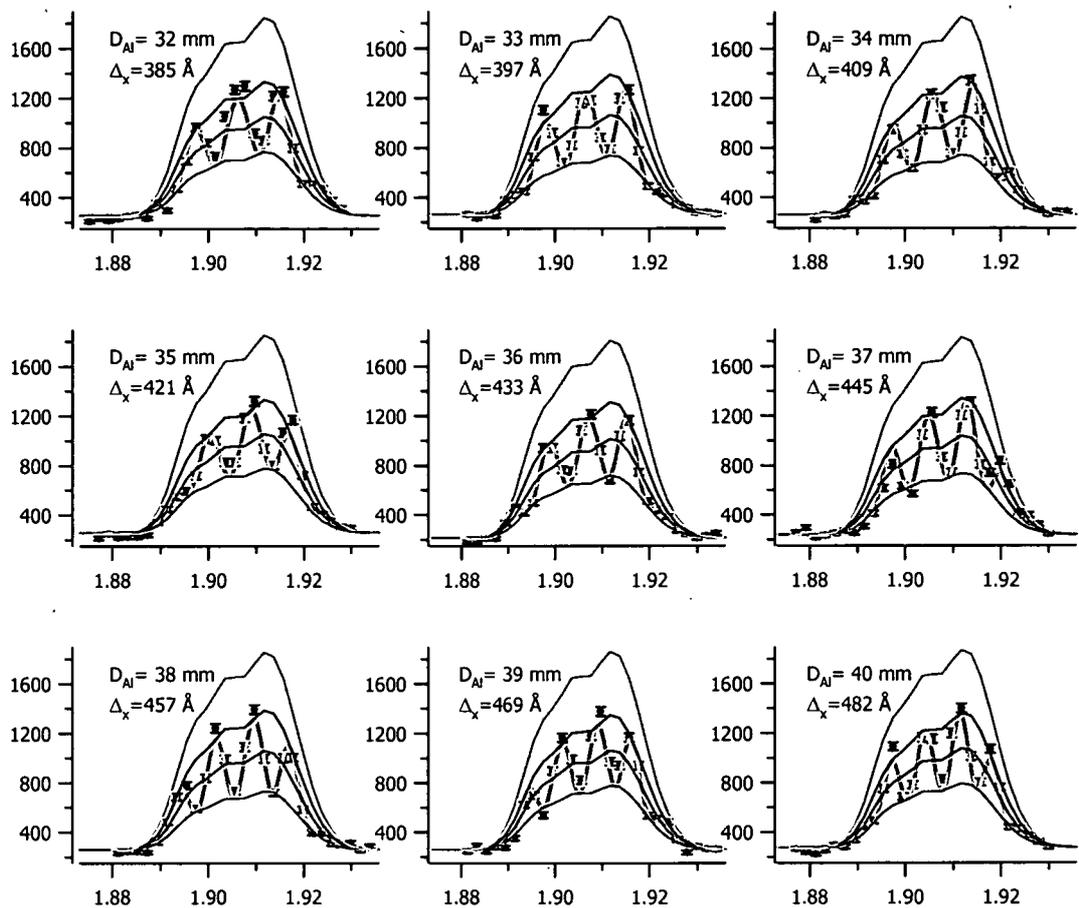


Abb. 5.22: Impulsverteilungen mit Aluminiumphasenschiebern von 1-40 mm

Wie in Kapitel 5.2.3 (Abbildung 5.25) gezeigt wird, ist bei den Messungen ab 10 mm-Aluminium ($\Delta_x = 120 \text{ \AA}$) kein Interferenzkontrast mehr zu beobachten, das heißt, die Wellenpakete überlappen nicht mehr. Dennoch bleiben die Strahlen kohärent zueinander, wie durch die Oszillationen bei den Impulsverteilungsmessungen gezeigt wird. In anderen Worten: Verschwindet das Interferenzbild im Ortsraum, erscheint eine Modulation im Impulsraum.

5.2.2 Spektrale Filterung von Impulszuständen

Wie schon in Kapitel 2.3 gezeigt, ist die Kohärenzfunktion die Fouriertransformierte der Impulsverteilung, das heißt somit, dass je schmaler die Impulsverteilung desto größer die Kohärenzlänge ist. Wird die Impulsverteilung durch eine Gauß-Verteilung in der Form

$$I(k) = g(k) = |a(k)|^2 = \exp\left(-\frac{(k - k_0)^2}{2\delta k^2}\right) \quad (5.29)$$

geschrieben, folgt für die Fouriertransformierte

$$I(\Delta_x) = \Gamma(\Delta_x) = \sqrt{2\pi} \cdot \delta k \cdot \exp(ik_0 \Delta_x) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta_x^2}{2 \cdot \frac{1}{\delta k^2}}\right) \quad (5.30)$$

mit der Verschiebung Δ_x der Wellenpakete in longitudinaler Richtung. Daraus folgt

$$\delta \Delta_x = \frac{1}{\delta k}. \quad (5.31)$$

Und mit

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5.32a)$$

ist

$$\delta k = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \Delta \lambda \quad (5.32b)$$

und es folgt

$$\delta \Delta_x = -\frac{\lambda^2}{2\pi \cdot \Delta \lambda} \quad (5.33)$$

Durch die Positionierung des Analysatorkristalls auf der 3. Achse in dispersiver Anordnung zu Monochromator und Interferometer, wird die Wellenlängenverteilung gemäß des Verhältnisses der Halbwertsbreiten von den in Kapitel 4 gezeigten Reflexionskurven in dispersiver und nicht-dispersiver Anordnung verschmälert.

In der dispersiven Anordnung betrug die Halbwertsbreite der Reflexionskurve $0.405(12)^\circ$ und in der nicht-dispersiven Anordnung $0.000328(8)^\circ$. Das Verhältnis der Halbwertsbreiten wird so zu 1233(47). Das heißt also, dass die Kohärenzlänge um diesen Faktor erhöht wird. Aus diesem Grund konnte in (5.25) $|\Gamma(\bar{\Delta}, \tau)| = 1$ gesetzt werden. Mit dieser Anordnung kann somit ein nicht mehr "sichtbares" Interferenzbild hinter dem Interferometer wieder "sichtbar" gemacht werden.

Zum ersten Mal wurden solche Messungen am ehemaligen MURR-setup [Rauch 2000] in Columbia, Missouri durchgeführt [Werner 1991, Kaiser 1992]. Am ILL wurde derselbe Messaufbau verwendet, mit dem Unterschied, dass in Missouri ein Doppel-Kristall-Monochromator bestehend aus einem (220) Kupfer-Kristall und einem zweiten fokussierenden Kupfer-Kristall installiert ist. Als Analysator-Kristall wurde am MURR auf der dritten Achse sowohl ein Silizium-Perfektkristall, als auch ein gepresster Silizium-Kristall mit einer relativ großen Mosaik-Breite verwendet. Beim Analysator-Kristall wurden aber im Gegensatz zum ILL die (111)-Netzebenen zur Neutronenreflexion ausgenutzt.

In dieser Arbeit soll gezeigt werden, dass diese Messung am S18 möglich ist, und weiters soll die Auswirkung von verschiedenen Analysatorwinkeln dargestellt werden.

Es wurde für die Messung jener Aufbau, der in Abbildung 5.15 gezeigt wird, verwendet. Um die gefilterten und die ungefilterten Interferogramme zu vergleichen,

wurden die Zählraten vom 3. Detektor, also nach dem Analysator auf der 3. Achse, und die der anderen Detektoren, also direkt nach dem Interferometer, herangezogen. Gedreht wird wie bei einer Standard-Messung der Hilfsphasenschieber. Die so gemessenen Interferogramme werden in Abbildung 5.23 verglichen. Da nach dem Analysator (dispersive Anordnung) die Intensitäten viel kleiner sind, wurden für den Vergleich der Interferogramme die Intensitäten auf die jeweilige mittlere Intensität normiert.

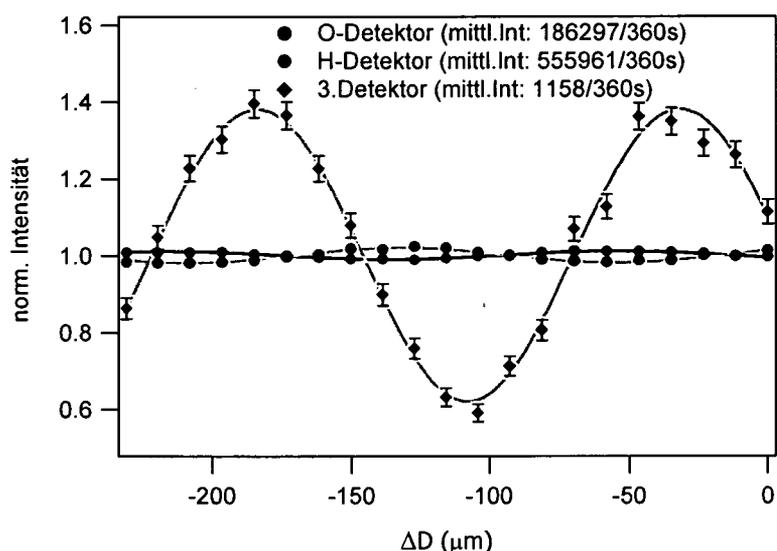


Abb. 5.23: Interferogramme vom gefilterten Strahl im 3. Detektor und von den ungefilterten Strahlen im O- und H-Detektor

Die Messung wurde mit 20 mm Aluminium im Teilstrahl II durchgeführt. Die Kontrastwerte sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst.

Detektoren	Mittl. Intensität [n/360s]	Amplitude [n/360s]	Kontrast [%]
O-Detektor	186297 ± 99.5	3684 ± 138.2	1.98 ± 0.07
H-Detektor	555961 ± 170.7	6047 ± 235.8	1.09 ± 0.04
3. Detektor	1158 ± 7.6	440 ± 10.8	37.98 ± 0.96

Es fällt auf, dass das Interferogramm des 3. Detektors bezüglich der beiden anderen Kurven phasenverschoben ist. Diese Phasendifferenz hängt von der mit dem Analysator gewählten Wellenlänge ab. Der Phasenschub ist durch

$$\Delta\chi = (n-1)kD_0 = -\lambda N b_c D_0 \quad (5.34)$$

gegeben. Die Wellenlänge λ wird über die Bragg-Bedingung durch den eingestellten Winkel bestimmt. Zu je einem eingestellten Winkel wird ein Interferogramm durch Drehen des Hilfsphasenschieber erzeugt. Aus den Interferogrammen wird die Phase berechnet. Diese ist durch

$$I_{meas}(\Delta\chi) = A' + B' \cdot \cos(\Delta\chi + \phi_0) \quad (5.35)$$

wobei ϕ_0 für die Messserie als konstant angenommen wurde. ϕ_0 ist die Leerphase des Interferometers, die über die Messzeit aus schon besprochenen Gründen schwankt und daher auch dafür verantwortlich ist, dass die gemessenen Phasen leicht von der theoretischen Geraden abweichen. Eine Messung dauerte 2,2 Stunden.

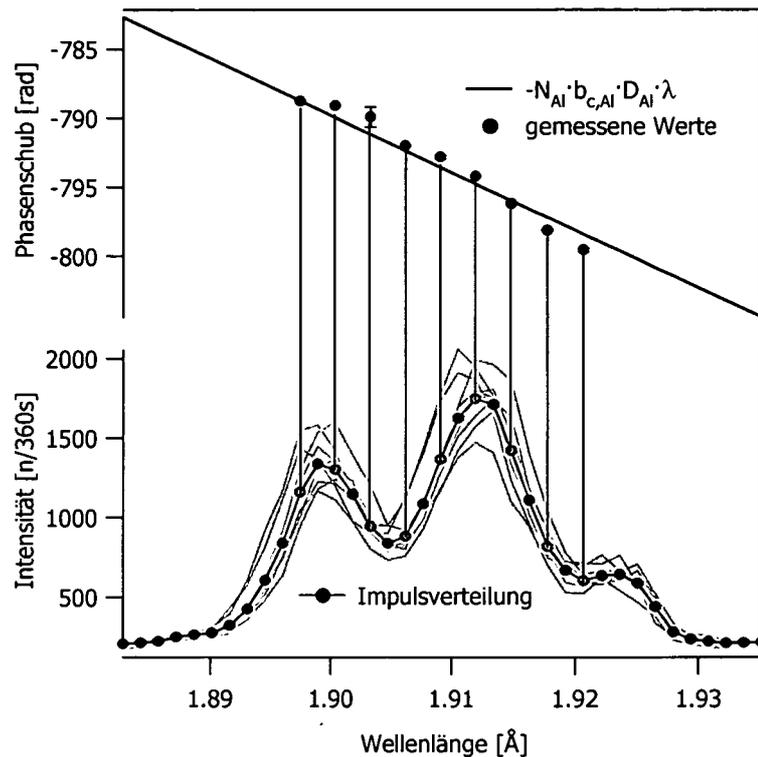


Abb. 5.24: Im unteren Teil wird die Impulsverteilung des O-Strahls mit einem 20 mm Al-Phasenschieber in Strahl II gezeigt, im oberen Teil die zu den eingestellten Wellenlängen gemessenen Phasenschübe nach dem zusätzlichen Analysator auf der 3. Achse

Die Impulsverteilung wurde so gemessen, dass vor der Messung der Hilfsphasenschieber auf maximale Intensität eingestellt wurde. Dann wurde wie schon oben beschrieben der Analysatorkristall auf der 3. Achse gedreht. Anschließend wurde zu 9 verschiedenen Analysatorwinkeln, die in Abbildung 5.24 gezeigt werden, die Phasen durch das Messen von Interferogrammen (durch Drehen des Hilfsphasenschiebers) bestimmt. Die grüne Gerade wurde durch Einsetzen in (5.34) berechnet.

Diese Methode eignet sich also sehr gut, um den Phasenschub für sehr dicke Phasenschieber für unterschiedliche Wellenlängen zu bestimmen. Zum selben Ergebnis würde man auch kommen, wenn man das Interferometer in dispersiver Stellung anordnet. Der Vorteil liegt aber darin, dass das Interferometer in nicht-dispersiver Anordnung besser justiert werden kann, und dass die Wellenlänge variiert werden kann, ohne die Position des Interferometers zu verändern.

5.2.3 Kohärenzlängenmessung

Wie schon in Kapitel 2.3 beschrieben, ist die Kohärenzfunktion die Fouriertransformierte der Impulsverteilung. Weiters konnte gezeigt werden, dass durch eine Verschiebung eines Wellenpakets in einem der beiden Teilstrahlen des Interferometers durch das Vorhandensein eines optischen Potentials, in der Praxis durch einen Phasenschieber, die Kohärenzfunktion gemessen werden kann. Sie ist nämlich direkt proportional zu den jeweils gemessenen Kontrastwerten (2.48).

Um also die Kohärenzfunktion zu messen, ist der Kontrast für verschieden dicke Phasenschieber zu ermitteln. Der erzeugte Phasenschub ist wieder durch (5.34) gegeben. In Abbildung 5.25 sind die Kontrastwerte über die jeweils erzeugte Verschiebung der Wellenpakete aufgetragen, wobei diese auf den Kontrast des leeren Interferometers normiert wurden. Diese Methode wurde das erste Mal ebenfalls in Missouri [Kaiser 1983] gezeigt.

In der Abbildung 5.25 ist auch im kleinen Bild noch einmal das verwendete Wellenlängenspektrum (wie schon in Kapitel 5.2.1 Abb. 5.18) angeführt, dessen Fouriertransformierte mit der gemessenen Kohärenzfunktion sehr gut übereinstimmt. Für die Fouriertransformation wurden sowohl die gemessene Impulsverteilung (schwarz) als auch deren Fit (orange) verwendet. In beiden Fällen wurde der Untergrund abgezogen. Das Ergebnis ist graphisch nicht unterscheidbar, deshalb ist in Abbildung 5.25 nur die Fouriertransformation (rot) der gemessenen Impulsverteilung zu sehen.

Als Phasenschieber wurden wieder die oben erwähnten Aluminiumplättchen (1-20 nm) verwendet.

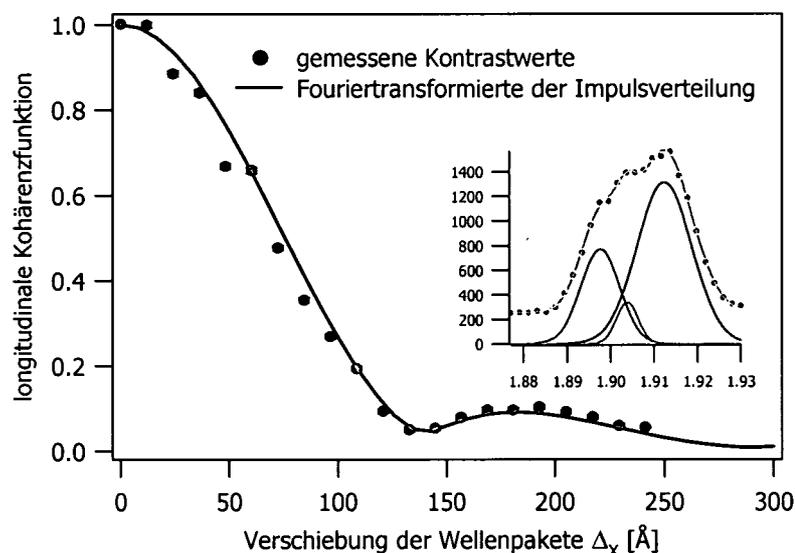


Abb. 5.25: longitudinale Kohärenzfunktionsmessung
(kleines Bild: die dazugehörige Impulsverteilung)

5.3 Absorption und Kleinwinkelstreuung der Al-Phasenschieber

Um die Absorption und Kleinwinkelstreuung zu messen, wurde im Interferometer der Strahl I geblockt und die Phasenschieber nacheinander in Strahl II positioniert.

Aus dem Verhältnis der Zählraten der beiden Detektoren mit und ohne Phasenschieber wurde die Transmission errechnet. Aus der Summe der beiden Detektoren kann die Intensitätsverminderung, die sich mit dem theoretischen Absorptions- und Streuquerschnitt berechnen lässt, bestimmt werden. Die Kleinwinkelstreuung bewirkt, dass an der letzten Interferometerplatte für die gestreuten Neutronen die Bragg-Bedingung nicht mehr erfüllt ist. Das bewirkt eine Erhöhung der Zählrate im O-Detektor und einen Abfall im H-Detektor. In Abbildung 5.26 werden die Transmissionskurven gezeigt. Hier wird der Unterschied zwischen den Phasenschiebern mit einer Dicke bis zu 25 mm und denen darüber deutlich. Die dickeren Phasenschieber zeigen deutlich mehr Kleinwinkelstreuung. Diese wurden aus einer 50x50 mm Alustange herausgefräst, während die Dünneren aus einem 40x40 mm Stück entstanden. Die Strukturunterschiede konnten nicht vorausgesehen werden, da es sich laut Hersteller um das gleiche Aluminium handelt.

Der gesamte Wirkungsquerschnitt (Kapitel 2.2) ergibt sich aus der Summe von Absorptions-, Streuquerschnitt

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_a + \Sigma_s. \quad (5.36)$$

Im Interferometer muss noch ein weiterer Term für die Kleinwinkelstreuung addiert werden. Daraus folgt für den H-Strahl

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-(\Sigma_{tot} + \Sigma_{SAS}) \cdot D). \quad (5.37)$$

Für den O-Strahl muss dieser zusätzliche Wert hingegen subtrahiert werden:

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-(\Sigma_{tot} - \Sigma_{SAS}) \cdot D). \quad (5.38)$$

Absorptions- und Streuquerschnitt können mit Hilfe von Tabellen [Sears 1992, ATI 2005] berechnet werden.

$$\Sigma_{tot} = N \cdot (\sigma_a + \sigma_s) \quad (5.39)$$

Für Aluminium

Element	σ_a (barn)	σ_s (barn)	N (1/cm ³)
Aluminium	0.231(3)	1.503(4)	6.02646 · 10 ²²

folgt

$$\Sigma_{tot} = 0.1045(5) [1/cm]$$

Dieser Wert ist nun mit der Transmission, die aus der Summe des O- und H-Strahls in Abbildung 5.26 berechnet wird, zu vergleichen. Der gemessene Wirkungsquerschnitt (5.39) ist $0.094(1)$ [1/cm]. Der Unterschied liegt darin, dass es sich bei den Phasenschiebern nicht um Reinstaluminium handelt. Es wurde nämlich eine leicht bearbeitbare AlMgSi-Legierung verwendet. Der Unterschied zwischen Theorie und Messung ist somit geklärt, aber für diese Arbeit nicht von Bedeutung.

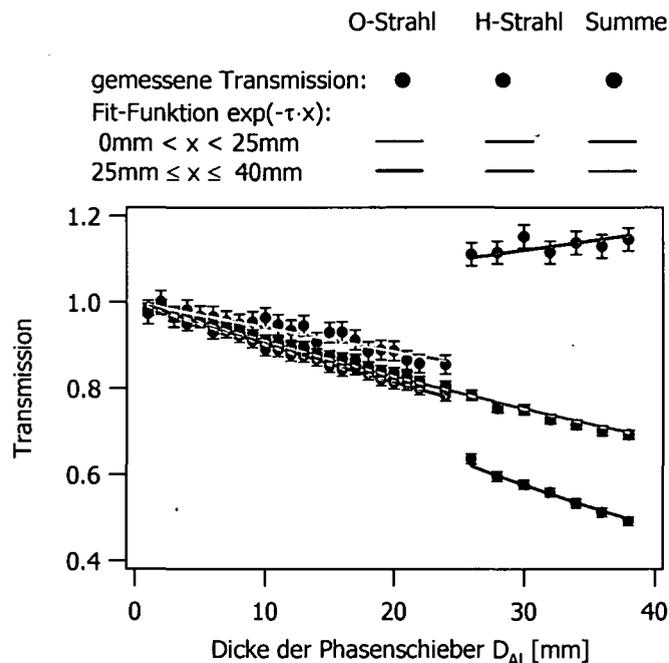


Abb. 5.26: Transmissionsmessung der Aluminiumphasenschieber

Den Anteil der Kleinwinkelstreuung erhält man durch die Auswertung des O-Strahls und H-Strahls. Da bei den Experimenten nur der O-Strahl von Bedeutung war, wird hier auf die weitere Behandlung des H-Strahls verzichtet. Für die Summe aus Absorptions-, Streu- und Kleinwinkelstreuungswirkungsquerschnitt, also dem Gesamtwirkungsquerschnitt, erhält man durch die Messung einen Wert von $0.063(3)$ [1/cm]. Dieser Wert gilt nur für die Phasenschieber der Dicken 1-24 mm. Ab 25 mm erhält man einen Wert von $-0.037(3)$. Mit Hilfe dieser Werte kann somit der Kleinwinkelstreuanteil berechnet werden.

Für 1-24 mm ist $\Sigma_{SAS} = 0.030(3)$ und für 25-40 mm ist $\Sigma_{SAS} = 0.131(3)$.

Die Kleinwinkelstreuung kann natürlich auch mit Hilfe von USANS-Messungen bestimmt werden.

5.3.1 USANS-Messungen der Aluminium-Phasenschieber

Wie schon in Kapitel 3 beschrieben kann das S18 als Bonse-Hart Kamera [Bonse 1967] verwendet werden. Diese Methode wird auch USANS genannt. Abbildung 5.27 zeigt

den schematischen Aufbau dieser Messmethode. Sowohl als Monochromator als auch als Analysator wird ein Nutenkristall verwendet. Diese Kristalle werden nicht-dispersiv angeordnet. Durch Drehen des Analysatorkristalls erhält man die Leer- (Instrumenten-) Kurve. Dabei wird die bei dem jeweiligen Winkel durch die Bragg-Bedingung akzeptierte Intensität aufgezeichnet. Dann wird eine Probe zwischen die beiden Kristalle platziert. Das Streusignal tritt nun als Erhöhung der Flanken auf. Um ein gutes Messsignal zu erreichen, sollen die Flanken der Leerkurve geringe Intensität aufweisen. Aus diesem Grund werden auch Nutenkristalle verwendet, um eine 3-fach Reflexion ausnützen zu können. Weitere Vorkehrungen [Agamalian 1997] können das Signal zu Untergrund-Verhältnis zusätzlich verbessern und so einen Wert von $2 \cdot 10^5$ ermöglichen. Der Name Ultra-Kleinwinkelstreuung kommt daher, dass Strahlen mit einer Wellenlänge von einigen Ångström an den inneren Strukturen von Proben in der Größenordnung von $0.2-30 \mu\text{m}$ durch elastische Beugung in sehr kleine Winkeln ($4-18 \mu\text{rad}$) gestreut werden. Im Gebiet der Kleinwinkelstreuung wird aber meist nicht der Streuwinkel, sondern der instrumentenunabhängige Impulsübertrag in der Einheit [\AA^{-1}] als Maß verwendet. Dieser ist über die Beziehung $q = 2\pi/\lambda \cdot 2 \sin(\frac{\theta}{2})$ definiert. USANS deckt etwa den Bereich $2 \cdot 10^{-5} \leq q \leq 10^{-2} \text{\AA}^{-1}$ ab. Für größere Impulsüberträge, sprich kleinere Strukturen, wird die herkömmliche Kleinwinkelstreuungsmethode (2-dim Detektor hinter der Probe) verwendet. Am S18 wird USANS im User-Betrieb durchgeführt. Ein kurzer Überblick über Resultate und Publikationen wurde schon in Kapitel 3 gegeben. In dieser Arbeit wurde die Methode nur deshalb verwendet, um nochmals die Unterschiede der zwei Gruppen von Phasenschiebern ($0-24 \text{ mm}$ und $25-40 \text{ mm}$) zu zeigen (Abbildung 5.28).

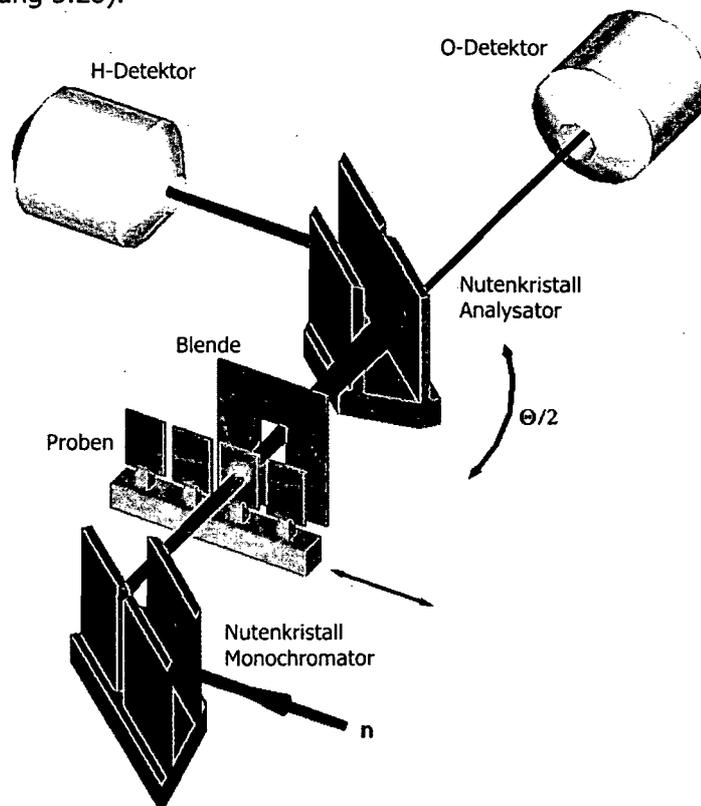


Abb. 5.27: Schematische Darstellung einer Bonse-Hart Kamera (USANS)

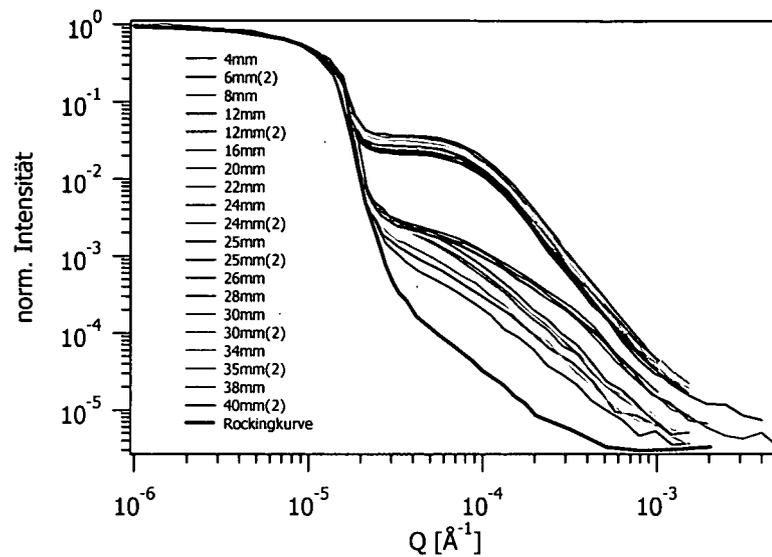


Abb. 5.28: USANS-Messung von den Aluminium-Phasenschiebern, wobei die Intensitäten auf das Maximum der Leerkurve normiert wurden. Der Unterschied der beiden Materialarten tritt hier deutlich durch die unterschiedlichen Kurvenformen und Intensitäten hervor

Diese USANS-Messungen zeigen klar, wie der oben beschriebene erhöhte Kleinwinkelstreuquerschnitt für die Aluminiumproben > 24 mm zustande kommt. Man sieht in Abbildung 5.28 deutlich den sprunghaften Anstieg des Streusignals von der 24 mm-Probe (dunkeltürkis) zur 25 mm Probe (blau). Alle dickeren Proben verhalten sich ähnlich. Es handelt sich also entgegen der Herstellerangaben eindeutig um zwei verschiedene Aluminium-Arten.

6. Messungen von nicht-klassischen Zuständen

6.1 Das 2-Loop-Interferometer

Im vorigen Kapitel wurde die Kohärenzlängenmessung des vom Monochromator kommenden Strahls bestimmt. Die Kohärenzfunktion beschrieb so die örtliche Ausdehnung des einfallenden Wellenpakets.

Hier soll nun eine Methode vorgestellt werden, die eine Abänderung des zu messenden Eingangszustands erlaubt. Durch die Superposition der zwei Teilstrahlen in einem Interferometer wird ein neuer Zustand erzeugt. Dieser Zustand kann durch verschiedene Potentiale in einem Teilstrahl variiert werden. Anschließend kann dieser neuerzeugte Zustand mit einem zweiten Interferometer-Loop nach der im vorigen Kapitel beschriebenen Methode analysiert werden. Abbildung 6.1 zeigt ein solches 2-Loop Interferometer [Zawisky 2002].

Im Loop 1 wird ein beliebiger Zustand durch den Phasenschub Δ_1 erzeugt. O1 ist die Superposition des ungestörten und des durch Δ_1 verschobenen Wellenpakets. Durch das Variieren von Δ_2 kann in dieser Anordnung die Kohärenzfunktion des Zustandes O1 gemessen werden. Diese Messungen werden weiter unten genauer beschrieben.

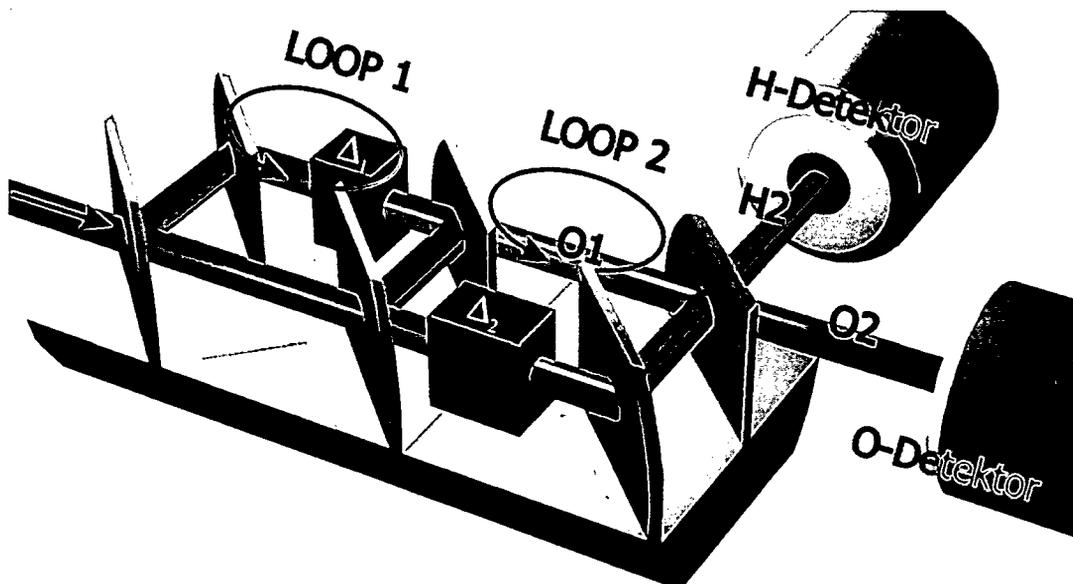


Abb. 6.1: Skizze eines 2-Loop-Interferometers

6.1.1 Rockingkurve des 2-Loop-Interferometers

Das in Abbildung 6.1 gezeigte Interferometer wurde für einen Reflexionswinkel von 45° konstruiert. Mit der Bragg-Gleichung sieht man, dass man für die (220)-Reflexionsebenen eine Wellenlänge von $2,715 \text{ \AA}$ zu erwarten hat. In diesem Fall müssen aber auch die (440)-Reflexionsebenen berücksichtigt werden, da im thermischen Spektrum (Abbildung 3.1) genügend Neutronen mit einer Wellenlänge von $1,36 \text{ \AA}$ zur Verfügung stehen. Da diese 2. Ordnung die Messungen unnötig verkomplizieren, versucht man die zwei Wellenlängen zu separieren.

Die am S18 geeignetste Methode ist die mit Hilfe von Silizium-Prismen. Analog zu den elementaren Gesetzen der Strahlenoptik für Licht ergeben sich für unterschiedliche Wellenlängen unterschiedliche Ablenkwinkel. Der Effekt beruht auf dem Übergang des Strahls vom Vakuum zu einem Medium mit einem Brechungsindex n und vom Medium zum Vakuum, wobei die Grenzflächen der beiden Bereiche nicht-parallel angeordnet sind.

In Abbildung 6.2a ist der Strahlengang durch ein Prisma mit dem Öffnungswinkel ε skizziert. Nach dem Gesetz von Snellius steht der Einfallswinkel α und der Ausfallswinkel α' jeweils zur Oberflächennormalen, folgendermaßen in Beziehung

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha'} = \frac{n'}{n} \quad (6.1)$$

wobei in der folgenden Berechnung $n = 1$ (Vakuum) und $n' = n$ gesetzt wird. Weiters gilt, wie in Abbildung 6.2b zu sehen ist

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{2} + \Delta \quad \text{und} \quad \alpha' = \alpha + \gamma_1 = \frac{\varepsilon}{2} + \Delta + \gamma_1 \quad (6.2)$$

Δ beschreibt den Winkel zwischen Strahlrichtung und Prismen-Grundfläche und γ_1 den Abweichungswinkel von der Strahlrichtung des einfallenden Strahls. Es folgt mit (6.1)

$$\sin\left(\frac{\varepsilon}{2} + \Delta\right) = n \cdot \sin\left(\frac{\varepsilon}{2} + \Delta + \gamma_1\right) = n \cdot \left(\sin\left(\frac{\varepsilon}{2} + \Delta\right) \cdot \cos \gamma_1 + \cos\left(\frac{\varepsilon}{2} + \Delta\right) \cdot \sin \gamma_1 \right) \quad (6.3)$$

oder

$$(1 - n \cdot \cos \gamma_1) \cdot \sin\left(\frac{\varepsilon}{2} + \Delta\right) = n \cdot \cos\left(\frac{\varepsilon}{2} + \Delta\right) \cdot \sin \gamma_1 \quad (6.4)$$

Mit der Annahme, dass dieser Winkel sehr klein ist, sind folgende Näherungen erlaubt, was durch die geringe Abweichung des Brechungsindex von 1 gerechtfertigt (6.6) ist:

$$\cos \gamma_1 \approx 1 \quad \text{und} \quad \sin \gamma_1 \approx \gamma_1 \quad (6.5)$$

$$n = 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi} b_c N \quad (6.6)$$

Damit wird (6.4) zu

$$(1-n) \cdot \sin\left(\frac{\varepsilon}{2} + \Delta\right) = n \cdot \cos\left(\frac{\varepsilon}{2} + \Delta\right) \cdot \gamma_1 \quad (6.7)$$

bzw.

$$\gamma_1 = \left(\frac{1}{n} - 1\right) \cdot \tan\left(\frac{\varepsilon}{2} + \Delta\right) \quad (6.8)$$

Dieser Winkel beschreibt somit die Ablenkung des Strahls aus seiner ursprünglichen Richtung beim Eintritt in das Prisma. Beim Austritt des Strahls aus dem Prisma erfolgt eine weitere Ablenkung.

Nach Abbildung 6.2c und wiederum dem Gesetz von Snellius gilt:

$$n \cdot \sin\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta - \gamma_1\right) = \sin\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta - \gamma_2\right) \quad (6.9)$$

γ_2 beschreibt den Ablenkungswinkel beim Austritt des Strahls. Damit gilt weiters

$$n \cdot \sin\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) \cdot \cos \gamma_1 - n \cdot \cos\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) \cdot \sin \gamma_1 = \sin\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) \cdot \cos \gamma_2 - \cos\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) \cdot \sin \gamma_2 \quad (6.10)$$

Mit den Näherungen (6.5) für γ_1 und γ_2 folgt

$$n \cdot \sin\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) - n \cdot \cos\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) \cdot \gamma_1 = \sin\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) - \cos\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) \cdot \gamma_2 \quad (6.11)$$

und so

$$(n-1) \cdot \sin\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) = (n \cdot \gamma_1 - \gamma_2) \cdot \cos\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) \quad (6.12)$$

und daher

$$\gamma_2 = n \cdot \gamma_1 - (n-1) \cdot \tan\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) \quad (6.13)$$

Mit (6.8) ergibt sich daher ein gesamter Ablenkungswinkel

$$\delta = \gamma_2 = (1-n) \cdot \left(\tan\left(\frac{\varepsilon}{2} + \Delta\right) + \tan\left(\frac{\varepsilon}{2} - \Delta\right) \right) \quad (6.14)$$

Der trigonometrische Teil von (6.14) kann dann noch zu der in [Bergmann 1999] bekannten Formel

$$\delta = 2 \cdot (1-n) \cdot \left[\frac{\sin \varepsilon}{\cos \varepsilon + \cos 2\Delta} \right] \quad (6.15)$$

umformuliert werden.

Im symmetrischen Fall $\Delta = 0$ wird (6.15) zu

$$\delta = 2 \cdot (1-n) \cdot \tan\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \quad (6.16)$$

Die Aufspaltung der ersten und zweiten Ordnung mit $\lambda_1 = \lambda$ und $\lambda_2 = \lambda/2$ wird so zu

$$\delta_1 - \delta_2 = \frac{3}{4} \cdot \lambda^2 b_c N \cdot \tan\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) \quad (6.17a)$$

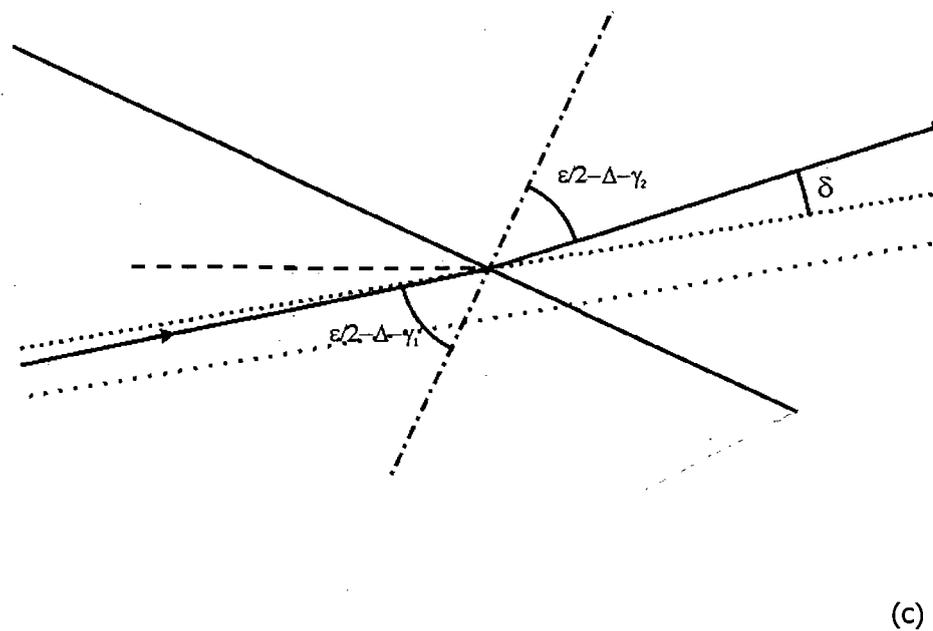
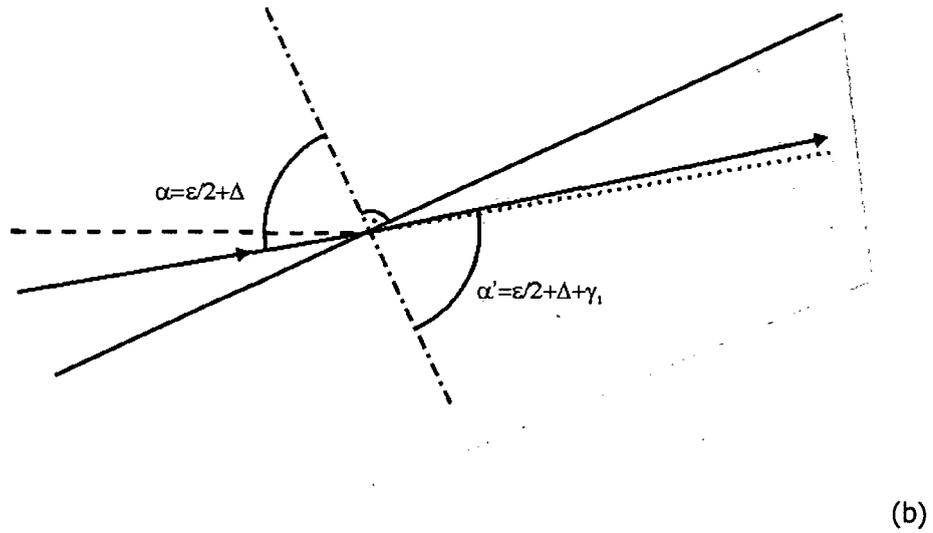
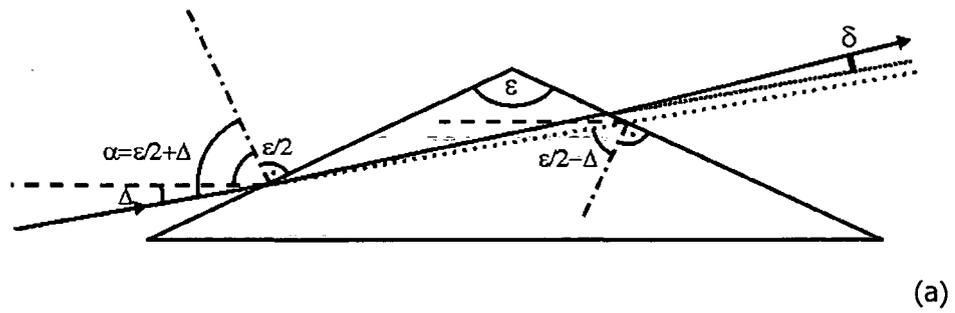


Abb. 6.2: Skizze für Neutronen durch ein Prisma (ε ...Öffnungswinkel, Δ ...Asymmetrie-Winkel und δ ...Gesamtlenkungswinkel): Gesamtansicht (a), Detailansicht vom eintretenden (b) und vom austretenden Strahl (c)

Formel (6.17a) stimmt natürlich nur dann, wenn die Rockingkurven der 1. und 2. Wellenlängenordnung übereinander liegen würden, das heißt, wenn die gemessene Rockingkurve, die sich ja aus der Summe dieser beiden Einzelrockingkurven ergibt, symmetrisch ist.

Um dies festzustellen werden nochmals, die schon in Kapitel 4 besprochenen Reflexionskurven, jetzt aber für 2 Wellenlängen, berechnet.

Für den symmetrischen Bragg-Fall (Monochromator) bei Verwendung von dicken Kristallen gilt für $|y| < 1$ nach (4.17)

$$\frac{P_G}{P_e} = 1 \quad (6.18a)$$

und $|y| > 1$ (4.18)

$$\frac{P_G}{P_e} = 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} \quad (6.18b)$$

Für den symmetrischen Laue-Fall (Interferometer) gilt nach (4.13)

$$\frac{P_G}{P_e} = \frac{1}{2 \cdot (1 + y^2)} \quad (6.19)$$

y beschreibt in beiden Fällen die Abweichung vom Bragg-Winkel (4.4).

$$y = \frac{(b-1) \cdot \frac{V(0)}{E} + 2b \cdot (\Theta_B - \Theta) \cdot \sin 2\Theta_B}{2 \cdot \sqrt{|b|} \cdot \left| \frac{V(G)}{E} \right|} \quad (6.20)$$

wobei wegen der symmetrischen Lage der Netzebenen $b = 1$ beim Laue-Fall und $b = -1$ beim Bragg-Fall gesetzt werden kann.

Mit $\frac{V(0)}{E} = \frac{\lambda^2 \cdot b_c \cdot N}{\pi}$ und $\frac{V(G)}{E} = \frac{\lambda^2 \cdot b_c \cdot N}{8\pi} \cdot |F| \cdot e^{-W}$

gilt für den Bragg-Fall

$$y = \frac{(\Theta_B - \Theta) \cdot \sin 2\Theta_B}{\lambda^2 \cdot b_c \cdot N \cdot e^{-W}} - \frac{1}{e^{-W}} \quad (6.21)$$

und für den Laue-Fall

$$y = \frac{(\Theta_B - \Theta) \cdot \sin 2\Theta_B}{\lambda^2 \cdot b_c \cdot N \cdot e^{-W}} \quad (6.22)$$

Abbildung 6.3 zeigt die mit (6.18) und (6.19) berechneten Reflexionskurven für die 1. und 2. Ordnung bei einem Bragg-Winkel von 45° .

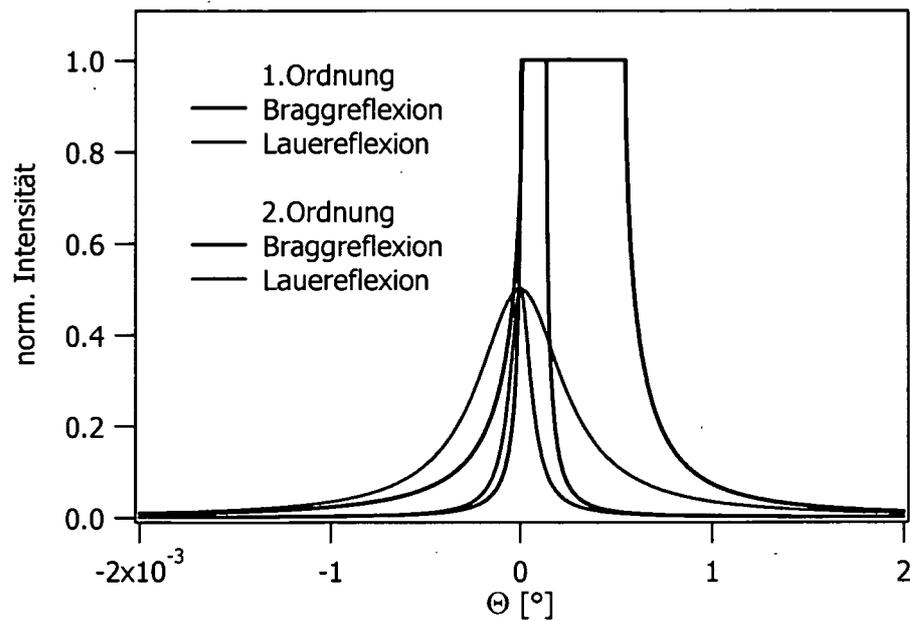


Abb. 6.3: Reflexionskurven bei einem Bragg-Winkel von 45° (Bragg-Reflexion für den Monochromator und Lauereflexion für das Interferometer)

Durch die Asymmetrie der Bragg-Reflexionskurven sind die bei der Faltung mit den entsprechenden Lauekurven entstehenden Kurven zueinander verschoben. Die gemessene Rockingkurve ergibt sich aus der Summe dieser beiden Einzelrockingkurven (Abbildung 6.4).

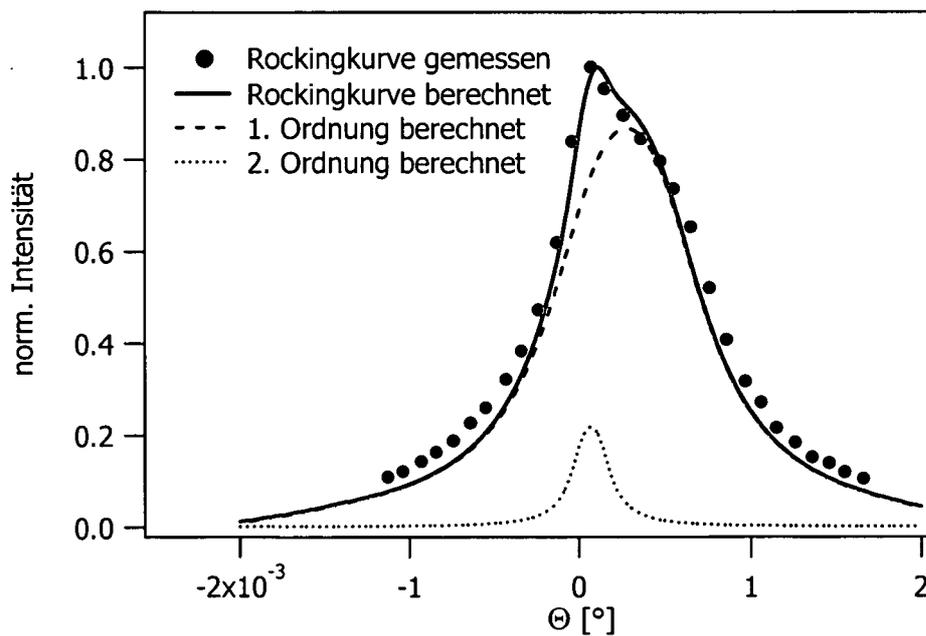


Abb. 6.4: Eine gemessene Rockingkurve bei 45° Bragg-Winkel im Vergleich zur Berechneten

Weiters soll hier der Wert der Aufspaltung der beiden Wellenlängen ohne die Verwendung eines Prismas erwähnt werden. Bei einem Bragg-Winkel von 45° ergibt sich eine Aufspaltung von $0,000208^\circ$ oder $0,7488$ Bogensekunden bzw. $3,63 \cdot 10^{-6}$ rad. Diese ursprüngliche Aufspaltung muss nun zum Ergebnis aus (6.17) dazu gerechnet werden. Die so berechneten Aufspaltungen sind in Tabelle 6.1 als theoretische Werte zu sehen.

	1. Ordnung	2. Ordnung	Aufspaltung	theoretisch
Ohne Prisma	0,0002732(75)	0,0000584(105)	$0,000215(13)^\circ$	0,000208
1 Prisma	0,0010914(82)	0,0002302(90)	$0,000861(12)^\circ$	0,000782
2 Prismen	0,0017656(83)	0,0003997(94)	$0,001366(13)$	0,001356

Tab. 6.1: Die gemessenen Aufspaltungen der 1. und 2. Wellenlängenordnungen im Vergleich zu den Berechneten bei 45° Bragg-Winkel bei Verwendung von Silizium-Prismen mit einem Öffnungswinkel von 140°

Die dazugehörige Messung wird in Abbildung 6.5 gezeigt. Die Messkurven wurden jeweils durch 2 Gaußkurven angepasst. Deren Mittelwerte sind in Tabelle 6.1 jeweils als 1. und 2. Ordnung eingetragen. In der Abbildung ist auch zu erkennen, dass sich die Ablenkung der beiden Ordnungen einzeln streng nach (6.15) verhalten.

Es zeigt sich auch, dass nach 2 Prismen die 1. und 2. Ordnung genügend weit aufgespalten sind, um im Maximum der 1. Ordnung den Anteil der 2. Ordnung vernachlässigen zu können. Daher werden bei Verwendung des 2-Loop-Interferometers routinemäßig 2 Prismen zwischen Monochromator und Interferometer eingebaut. Für die Messung von Interferogrammen wird das Interferometer auf das Maximum der 1. Ordnung justiert.

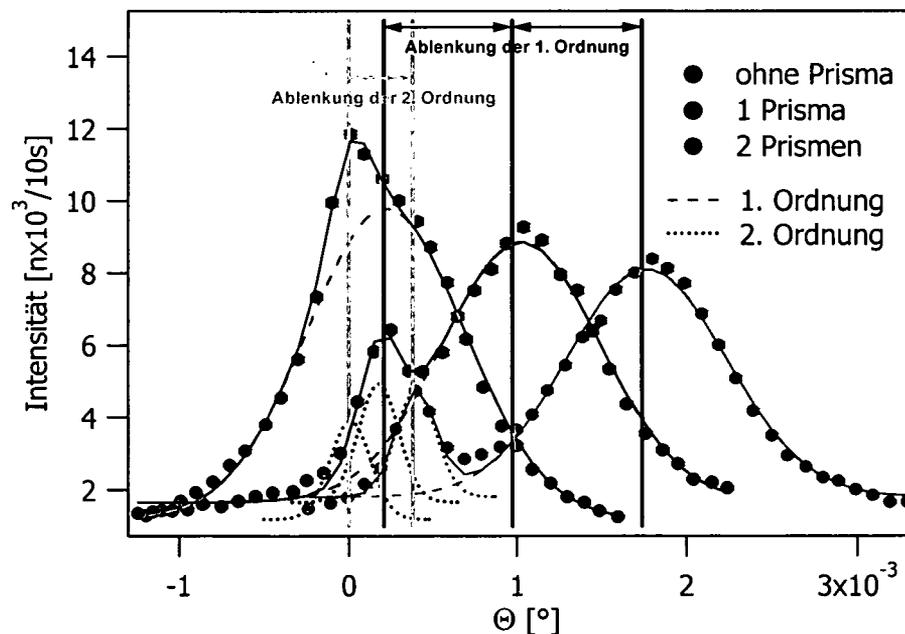


Abb. 6.5: Vergleich der Rockingkurven mit und ohne Silizium-Prismen vor dem Interferometer

6.1.2 Interferogramme des 2-Loop-Interferometers

Analog zu Kapitel 4.2 können in einem 2-Loop-Interferometer Interferogramme gemessen werden. Allerdings hat man hier die Möglichkeit, wie schon im Namen erwähnt, zwei Interferometer-Loops zu nützen. In Abbildung (6.6) werden Messungen zum vorderen (Loop1) und zum hinteren (Loop2) gezeigt. Der Hilfsphasenschieber muss sich natürlich im jeweils benutzten Loop befinden. Bei der Messung mit Loop1 entspricht die Summe des O- und des H-Strahls jener Intensität, die mit einem 1-Loop-Interferometer im O-Detektor gemessen wird.

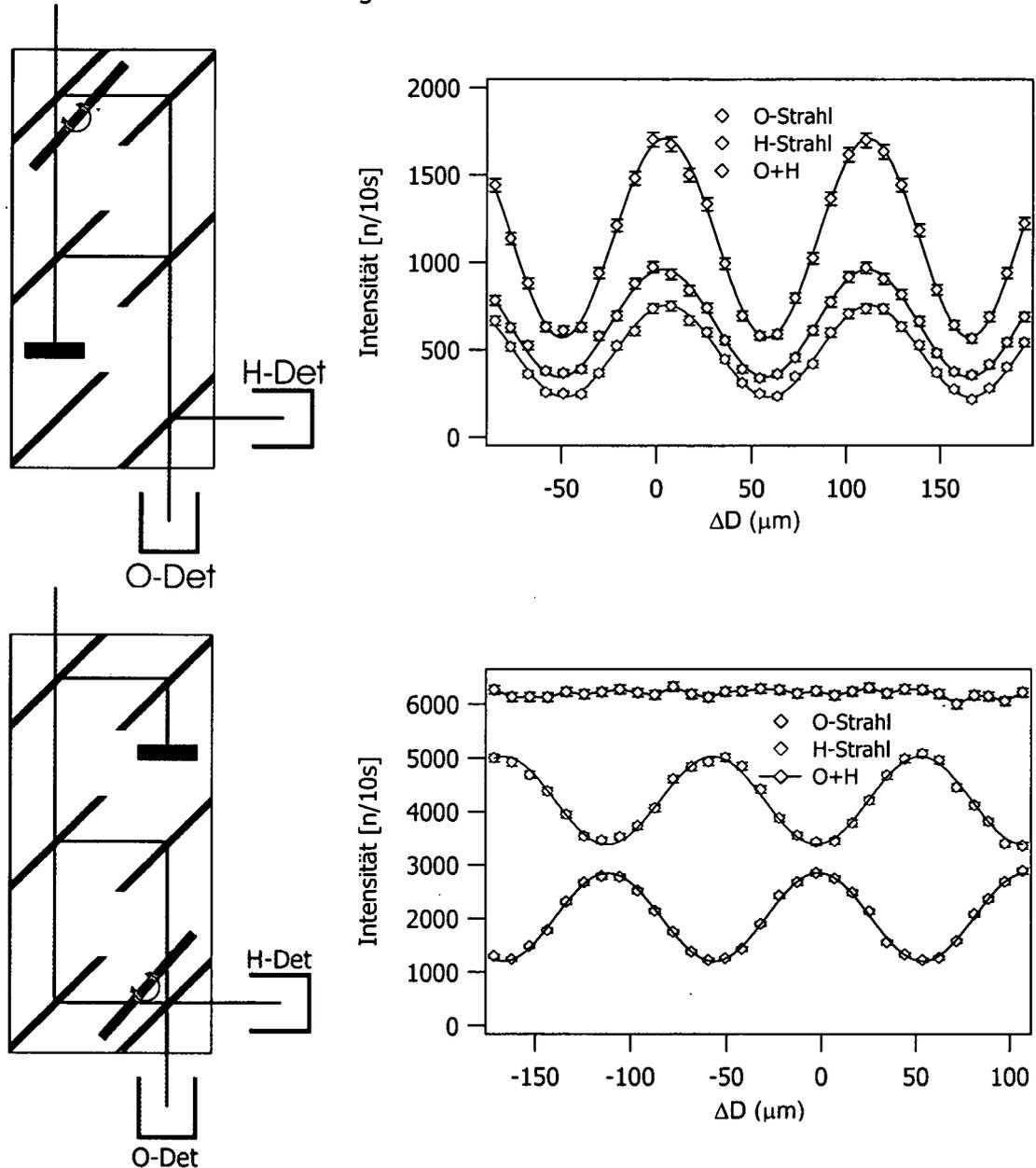


Abb. 6.6: Typische Interferogramme des Loop1 (oben) und des Loop2 (unten)

Bei der Messung im zweiten Loop ergibt sich wieder dieselbe Intensitätsverteilung, wie im 1-Loop-Interferometer (Abb. 4.16). Für die Justierung des 2-Loop-Interferometers ist es wichtig, in beiden Loops einen möglichst hohen Kontrast zu erzielen. Eine weitere Kontrolle, ob das Interferometer gut justiert ist, ist die Messung eines Interferogramms im großen Loop (LoopG), die in Abbildung 6.7 dargestellt ist. In diesem Fall beträgt die eingeschlossene Strahl-Fläche über 90 cm². Es handelt sich hierbei um das größte funktionierende Neutroneninterferometer [Zawisky 2002].

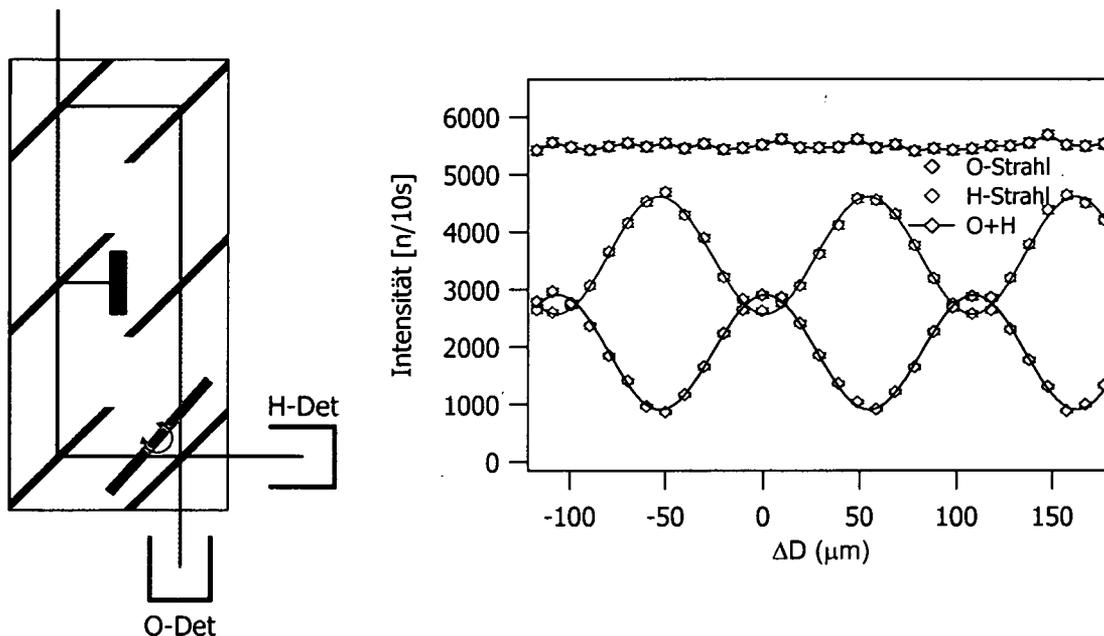


Abb. 6.7: Typisches Interferogramm bei Verwendung des großen Loops (LoopG)

In Tabelle 6.2 werden die gemessenen Kontrast-Werte der einzelnen Loops zusammengefasst.

Kontrast	O-Strahl	H-Strahl	O+H
Loop1	47.46 ± 1.07 %	53.68 ± 1.24 %	49.98 ± 0.81 %
Loop2	40.91 ± 0.57 %	19.56 ± 0.38 %	
LoopG	52.46 ± 0.59 %	28.45 ± 0.42 %	

Tab. 6.2: Kontrast-Werte der oben gezeigten Messungen der einzelnen Interferometer-Loops

An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass bei der Messung des zweiten Loops und des großen Loops, die selben Intensitäten gemessen werden sollten. In beiden Fällen erhält man für den O-Strahl als Summe folgender Teilstrahlen:

$$\text{Loop2: } t_{rr} + t_{rt} = 2t_{rr}$$

$$\text{LoopG: } t_{rr} + r_{rt} = 2t_{rr}$$

Und für den H-Strahl

$$\text{Loop2: } t_{rt} + t_{rr}$$

$$\text{LoopG: } t_{rt} + r_{rt}$$

Als Summe erhält man:

$$\text{Loop2: } t_{trr} + t_{trt} + t_{trr} + t_{rrr} = t_{tr}(t+r) + t_{rr}(r+t) = t_{tr}(r+t) = t_{tr}$$

$$\text{LoopG: } t_{trr} + t_{trt} + r_{trt} + r_{trr} = t_{tr}(r+t) + r_{tr}(r+t) = t_{tr}(r+t) = t_{tr}$$

Bei Loop1 kann nur der O-Strahl verglichen werden, für den in allen 3 möglichen Loops die gleiche Intensität gemessen wird.

$$\text{Loop1: } t_{trt} + r_{trt} = 2t_{trr}$$

Der H-Strahl ergibt:

$$\text{Loop1: } t_{rrr} + r_{rrr} = 2t_{rrr}$$

Die Summe ergibt die Intensität des O-Strahls eines 1-Loop-Interferometers:

$$2t_{trr} + 2t_{rrr} = 2t_{tr}(r+t) = 2t_{tr}$$

In den Abbildung 6.6 (unten) und 6.7 sieht man, dass die gemessenen Intensitäten des O-Strahls von Loop2 mit denen von LoopG übereinstimmen. Im Falle des H-Strahls ist die mittlere Intensität bei der Messung von Loop2 um etwa $500 \text{ n}/10 \text{ s}$ größer. Diese Erhöhung kommt durch die unzureichende Abschirmung des von der Mittelplatte weiterführenden Strahls. Da es sich hier um Messungen während des Justage-Vorganges handelt, war nur der gute Kontrast des O-Strahls von Interesse. Bei der Messung des ersten Loops wurde noch eine kleinere Blende verwendet, weshalb die Intensitäten nicht direkt mit den anderen verglichen werden können.

Die Kontrastmessungen sollten jedes Mal, wenn das 2-Loop-Interferometer justiert wird, in allen drei möglichen Loops durchgeführt werden. Erst wenn bei allen Messungen ein Kontrast um 50 % erzielt wird, kann mit den eigentlichen Messungen begonnen werden.

6.2 Longitudinale Kohärenzmessung für verschiedene nicht-klassische Zustände

Wie schon am Anfang dieses Kapitels erwähnt wurde, können in Loop1 durch das Einbringen verschiedener Potentiale in einen der beiden Teilstrahlen, verschiedene Zustände erzeugt werden. In diesem Fall wurden Aluminiumplättchen in unterschiedlichen Dicken, wie schon in Kapitel 5.2, verwendet. Von diesem erzeugten Zustand kann nun im 2-Loop-Interferometer sowohl die Impulsverteilung als auch die Ortsverteilung gemessen werden.

Die Impulsverteilung wird durch einen zusätzlichen Analysatorkristall auf der 3. Achse gemessen. In Abbildung 6.8 wird gezeigt, wie die Impulsverteilung von Strahl H1 durch Drehen des Analysatorkristalls auf der 3. Achse ermittelt wird.

Die Ortsverteilung wird durch das Analysieren von Strahl O1 festgestellt. Durch Variieren von Δ_2 wird das einfallende Wellenpaket relativ zu dem von Strahl O1 verschoben. Der erzielte Kontrast in Abhängigkeit von Δ_2 beschreibt, wie in Kapitel 6.2.2 hergeleitet wird, die Ortsverteilung des Wellenpakets O1. Die Messungen wurden für $\Delta_1 = 0, 244, 366$ und 488 \AA durchgeführt.

Diese räumlichen Verschiebungen der Wellenpakete wurden durch Aluminiumplättchen mit Dicken von 10, 15 und 20 mm realisiert.

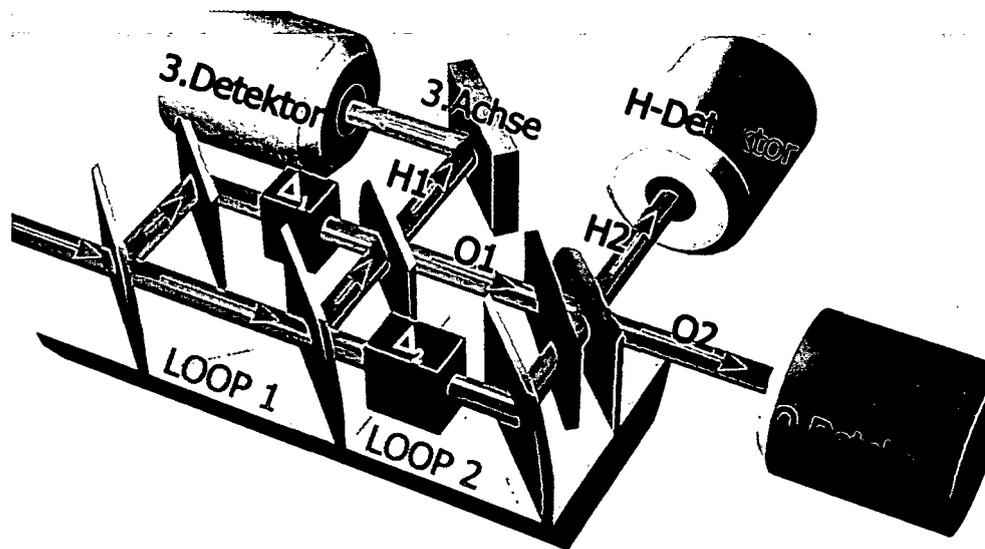


Abb. 6.8: Skizze eines 2-Loop-Interferometers mit zusätzlichem Analysator zur Messung der Impulsverteilung des im Loop1 erzeugten Zustands in Abhängigkeit von Δ_1

6.2.1 Impulsverteilungsmessungen im 2-Loop-Interferometer

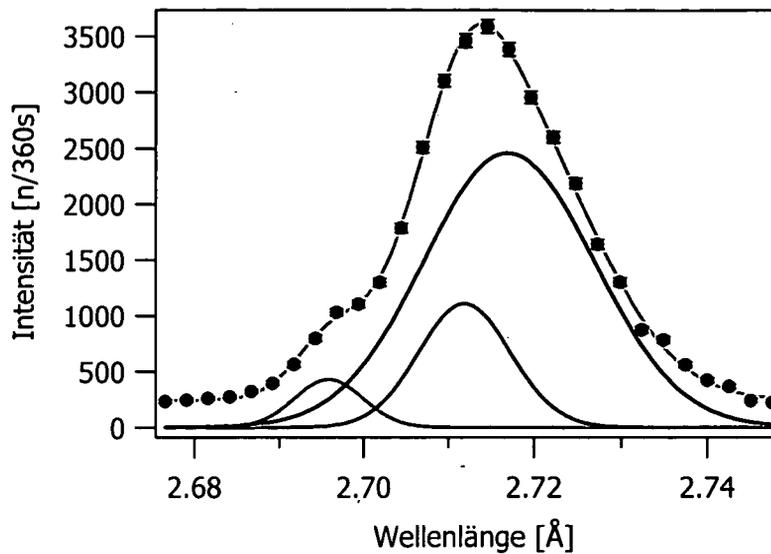
Analog zu Kapitel 5.2.1 wird hier die Impulsverteilung des H1-Strahls gemessen. Die erste Messung erfolgt für $\Delta_1 = 0$. Diese Messung ergibt die Eingangsimpulsverteilung, so wie sie auch vor dem Interferometer vorliegt. Mit Hilfe dieser Impulsverteilung, lassen sich auch wieder die durch die eingeführten Phasenschieber veränderten Impulsverteilungen mit (5.18) darstellen,

$$I_H(k) = \frac{1}{2} |a(k)|^2 \cdot (1 + \cos \bar{\Delta} k) \quad (6.23)$$

wobei $|a(k)|^2$ eben die Impulsverteilung des leeren Interferometers beschreibt. Diese Impulsverteilung ist durch einen 3-Gauß-Fit angenähert. Die so erhaltene Kurve wird dann zur Berechnung der Impulsverteilungen für $\Delta_1 \neq 0$ herangezogen. Die Fitparameter sind in Tabelle 6.3 aufgelistet und das Ergebnis wird in Abbildung 6.9 gezeigt.

Fit-Parameter	Gauß 1	Gauß 2	Gauß 3
Amplitude	428 ± 248	1106 ± 873	2450 ± 606
Mittelwert	2.6959 ± 0.0013	2.7119 ± 0.0011	2.717 ± 0.0028
Halbwertsbreite	0.0057 ± 0.0014	0.0076 ± 0.0022	0.014 ± 0.0011
Untergrund	238.92 ± 8.54		

Tab. 6.3: Fitparameter der Impulsverteilung für $\Delta_1 = 0$

Abb. 6.9: Impulsverteilung des leeren Interferometers ($\Delta_1 = 0$)

Die Impulsverteilungen für $\Delta_1 = 244, 366$ und 488 \AA werden nach (5.23)

$$I_{0M}(k_x) = U + \frac{1}{1+K_0} \cdot (g'_M(k_x) - U_M) \cdot (1 + K \cos \Delta_1 k_x) \quad (6.24)$$

berechnet, wobei hier für

$$\frac{1}{1+K_0} \cdot (g'_M(k_x) - U_M)$$

die oben durch den 3-Gauß-Fit angenäherte Kurve verwendet wird. Dies ist hier im Gegensatz zu Kapitel 5.2 zulässig, da der Hilfsphasenschieber im ersten Loop so justiert wurde, dass das Maximum der hier gemessene Impulsverteilung dem Mittelwert zwischen dem möglichen Maximum und Minimum entspricht. Durch diese Justierung wurde auch die Bestimmung von K_0 überflüssig.

Bei der Auswertung der Impulsverteilung gibt es eine gute Übereinstimmung bei $\Delta_1 = 244 \text{ \AA}$. Die Messungen mit den dickeren Phasenschiebern ergeben einen Fehler von 14,5 % bzw. 20 % (Tabelle 6.4) in dem aus der Impulsverteilung ermittelten Phasenschubs. Diese Fehler sind deutlich größer als bei den Messungen im 1-Loop-Interferometer. Das liegt vor allem daran, dass beim 1-Loop-Interferometer mehr Proben und damit auch mehr Daten zur Berechnung der Leerkurve zu Verfügung standen. Es wurde mit dieser Messung im 2-Loop-Interferometer aber dennoch gezeigt, dass die Impulsverteilung des im ersten Loop erzeugten Zustands gemessen werden kann. In Tabelle 6.4 sind die Fit-Parameter der gemessenen Impulsverteilungen zusammengefasst. Graphisch wird der Vergleich der gefitteten Kurven mit den Messdaten in Abbildung 6.10 dargestellt.

Fit-Parameter	$\Delta_1=244 \text{ \AA}$	$\Delta_1=366 \text{ \AA}$	$\Delta_1=488 \text{ \AA}$
Untergrund (U)	83.4 ± 4.7	5.4 ± 4.6	43.5 ± 4.6
Kontrast (K)	$48.75 \pm 0.67 \%$	$47.16 \pm 0.67 \%$	$30.10 \pm 0.72 \%$
Δ_1	$243.4 \pm 1.4 \text{ \AA}$	$313.6 \pm 1.5 \text{ \AA}$	$390 \pm 1.5 \text{ \AA}$

Tab. 6.4: Fitparameter der Impulsverteilungen für $\Delta_1 \neq 0$. Als Fitfunktion wurde Formel (6.24) verwendet.

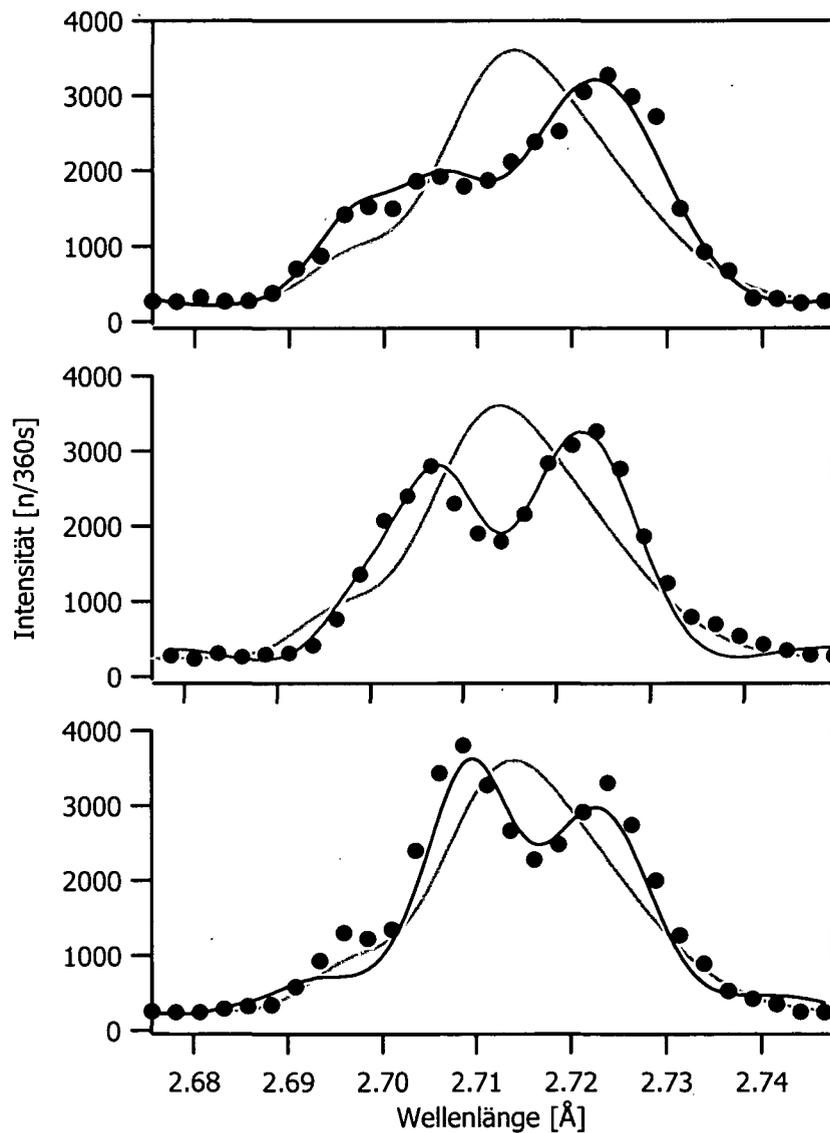


Abb. 6.10: Die gemessenen Impulsverteilungen für $\Delta_1 = 244 \text{ \AA}$ (blau), 366 \AA (grün) und 488 \AA (blau) mit den dazugehörigen gefitteten Kurven (Linien). Der 3-Gauß-Fit der Leerkurve ist jeweils in grau dargestellt

6.2.2 Ortsverteilungsmessungen im 2-Loop-Interferometer

Dieser Teil der Arbeit ist von großem Interesse, da noch nie die Ortsverteilung eines durch Superposition in einem Neutroneninterferometer erzeugten Zustands gemessen werden konnte. Erst durch die Entwicklung des 2-Loop-Interferometers wurde das Tor zu diesen Messungen geöffnet.

Der Messablauf ist ähnlich wie bei den Kohärenzlängenmessungen in Kapitel 5.2.3 mit dem Unterschied, dass der zu messende Strahl beliebig im ersten Loop des Interferometers manipuliert werden kann. Durch unterschiedliche Phasenschieber werden verschiedene Zustände erzeugt. Diese Zustände können nun im zweiten Loop auf dieselbe Weise wie im 1-Loop-Interferometer der einfallende Strahl bezüglich der Ortsverteilung analysiert werden.

An dieser Stelle sollte noch einmal eine kurze Zusammenfassung gemacht werden, wie die Kohärenzfunktion nach dem ersten Loop aussieht [Suda 2003].

Nach (2.39) folgt für die Kohärenzfunktion in einer Dimension nach dem ersten Loop

$$\langle \psi(x)^* \psi(x + \Delta_1) \rangle = \Gamma_1(\Delta_1) = \int \rho(k) e^{ik\Delta_1} dk \quad (6.25)$$

wobei $\rho(k) = |a(k)|^2$ die Impulsverteilung beschreibt. Es wird noch einmal darauf hingewiesen, dass die Kohärenzfunktion die Fouriertransformierte der Impulsverteilung ist.

Wird für $a(k)$ eine Gaußverteilung angenommen

$$a(k) = \frac{1}{[2\pi\delta k^2]^{1/4}} \exp\left\{-\frac{(k - k_0)^2}{4\delta k^2}\right\} \quad (6.26)$$

folgt für die Fouriertransformierte

$$\psi(x) = \left[\frac{2\delta k^2}{\pi}\right]^{1/4} \exp\{-\delta k^2 x^2 + ik_0 x\} \quad (6.27)$$

Sowohl die Impulsverteilung $a^2(k)$ als auch die Ortsverteilung $|\psi(x)|^2$ sind auf 1 normiert. Die Größen δk^2 und k_0 sind die mittlere quadratische Abweichung (Varianz) bzw. die mittlere Wellenzahl der Wellenzahlverteilung $a(k)$.

Nach dem ersten Loop erhält man nach dem Einbringen eines Phasenschieber Δ_1 folgende Gesamtwellenfunktion

$$\psi_1(x) = c_1 [\psi(x) + \psi(x + \Delta_1)] \quad (6.28)$$

Die Intensität ergibt sich zu

$$I_1 = |\psi_1(x)|^2 \propto 2 \left[1 + \exp\left\{-\delta k^2 \Delta_1^2 / 2\right\} \cos(\Delta_1 k_0) \right] \quad (6.29)$$

Der Kontrast ist nach (2.47)

$$K_1(\Delta_1) = \frac{I_{1,\max} - I_{1,\min}}{I_{1,\max} + I_{1,\min}} = \exp\left\{-\delta k^2 \Delta_1^2 / 2\right\} \quad (6.30)$$

Daher kann (6.25) einfach

$$\langle \psi(x)^* \psi(x + \Delta_1) \rangle = \Gamma_1(\Delta_1) = K_1(\Delta_1) \exp(ik_0 \Delta_1) \quad (6.31)$$

geschrieben werden. So wird (2.50) direkt zu

$$|\Gamma_1(\Delta_1)| = K_1(\Delta_1) \quad (6.32)$$

wobei gleiche Intensitäten in den Teilstrahlen angenommen wurden.

Für die Situation nach dem zweiten Loop, erhält man eine Superposition aus 3 Teilstrahlen:

$$\psi_2(x) = c_2 [\psi(x) + \psi(x + \Delta_1) + \psi(x + \Delta_2)] \quad (6.33)$$

wobei Δ_1 konstant gehalten wird, da man die Ortsverteilung des nach dem ersten Loop erzeugten Zustands messen möchte.

Die Intensität wird somit zu

$$I_2 \propto 3 + 2 \exp\left(-\delta k^2 \Delta_1^2 / 2\right) \cos(k_0 \Delta_1) + 2 \exp\left(-\delta k^2 \Delta_2^2 / 2\right) \cos(k_0 \Delta_2) + 2 \exp\left(-\delta k^2 (\Delta_2 - \Delta_1)^2 / 2\right) \cos(k_0 (\Delta_2 - \Delta_1)) \quad (6.34)$$

Nun kann eine Korrelation $\Gamma_2(\Delta_1, \Delta_2)$ aufgestellt werden, welche jene Strahlen kombiniert, die hinter dem Loop 2 zur Superposition gelangen. Das ist einerseits die superponierte Wellenfunktion $\psi_1(O_1)$ und andererseits jener Strahl, der durch Δ_2 phasenverschoben wird (Abbildung (6.1)).

$$\langle \psi_1(x)^* \psi(x + \Delta_2) \rangle = \Gamma_2(\Delta_1, \Delta_2) = \Gamma_1(\Delta_2) + \Gamma_1(\Delta_2 - \Delta_1) \quad (6.35)$$

$\Gamma_2(\Delta_1, \Delta_2)$ ist aber im Unterschied zu $\Gamma_1(\Delta_1)$ keine Autokorrelationsfunktion, sondern eine Cross-Korrelation, da 2 unterschiedliche Funktionen miteinander korreliert werden. Der Betrag ergibt

$$|\Gamma(\Delta_1, \Delta_2)| = \sqrt{\exp\left\{-\delta k^2 \Delta_2^2\right\} + \exp\left\{-\delta k^2 (\Delta_2 - \Delta_1)^2\right\} + 2 \cos(k_0 \Delta_1) \exp\left\{-\delta k^2 (\Delta_2^2 - (\Delta_2 - \Delta_1)^2) / 2\right\}} \quad (6.36)$$

Diese Funktion ist in Abbildung 6.11 zu sehen.

Bisher wurde der ideale Fall angenommen, das heißt, es wurde keine Absorption der Phasenschieber berücksichtigt. Durch diese Berücksichtigung wird (6.34) zu

$$\begin{aligned}
 I_2 \propto & G_1^2 + A^2 G_1^2 + B^2 G_2^2 + 2AG_1^2 \exp(-\delta k^2 \Delta_1^2 / 2) \cos(\chi_1) \\
 & + 2BG_1 G_2 \exp(-\delta k^2 \Delta_2^2 / 2) \cos(\chi_2 + \Delta\gamma) \\
 & + 2ABG_1 G_2 \exp(-\delta k^2 (\Delta_2 - \Delta_1)^2 / 2) \cos((\chi_2 - \chi_1) + \Delta\gamma)
 \end{aligned} \tag{6.37}$$

mit

$$\begin{aligned}
 G_1 &= \exp(\gamma_1^{\text{Im}}), G_2 = \exp(\gamma_2^{\text{Im}}), A = \exp(\chi_1^{\text{Im}}), B = \exp(\chi_2^{\text{Im}}), \\
 \chi_1 &= k_0 \Delta_1, \chi_2 = k_0 \Delta_2, \Delta\gamma = \gamma_1 - \gamma_2
 \end{aligned}$$

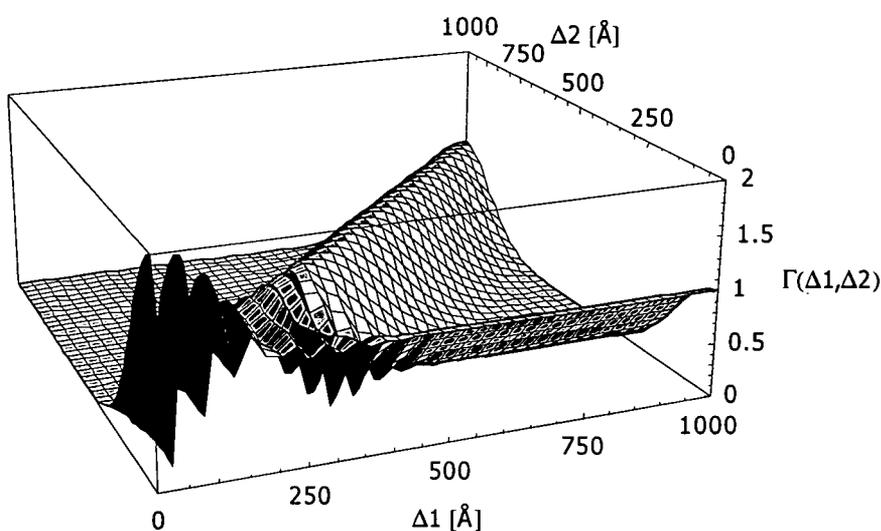


Abb. 6.11: Die Korrelation $|\Gamma_2(\Delta_1, \Delta_2)|$ für $\delta k = 0.008, k_0 = 2.32$

In Abbildung 6.12 werden diese Abkürzungen deutlich gemacht.

Um den Kontrast aus (6.37) zu berechnen, werden die 2 Kosinus-Terme zusammengefasst.

$$a_1 \cos(\phi + \delta_1) + a_2 \cos(\phi + \delta_2) = \text{Amp} \cos(\phi + \Delta) \tag{6.38}$$

Durch Koeffizientenvergleich folgt:

$$\text{Amp} = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\delta_1 - \delta_2)} \tag{6.39}$$

Mit

$$\begin{aligned}
 a_1 &= 2BG_1 G_2 \exp(-\delta k^2 \Delta_2^2 / 2), a_2 = 2ABG_1 G_2 \exp(-\delta k^2 (\Delta_2 - \Delta_1)^2 / 2) \text{ und} \\
 \delta_1 &= \chi_2, \delta_2 = \chi_2 - \chi_1
 \end{aligned}$$

folgt für

$$Amp = \left\{ AB^2 G_1^2 G_2^2 \exp(-\delta k^2 \Delta_2^2) + A^2 \exp(-\delta k^2 (\Delta_2 - \Delta_1)^2) + 2A \exp(-\delta k^2 (\Delta_2^2 + (\Delta_2 - \Delta_1)^2)) \cdot \cos \chi_1 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (6.40)$$

Der Rest von (6.38) ergibt die mittlere Intensität

$$MI = G_1^2 + A^2 G_1^2 + B^2 G_2^2 + 2AG_1^2 \exp(-\delta k^2 \Delta_1^2 / 2) \cos(\chi_1) \quad (6.41)$$

Mit (6.40) und (6.41) lässt sich wieder ein Kontrast definieren

$$K_2 = \frac{Amp}{MI} \quad (6.42)$$

Ein Vergleich mit (6.36) zeigt, dass die Amplitude Amp bis auf einen Skalierungsfaktor exakt der Cross-Korrelation $|\Gamma(\Delta_1, \Delta_2)|$ entspricht.

Durch diese Betrachtung wurde gezeigt, dass aus der Messung des zugänglichen Kontrasts im Strahl ψ_2 hinter dem 2. Loop direkt auf die Ortsverteilung im Strahl ψ_1 hinter dem 1. Loop rückgeschlossen werden kann.

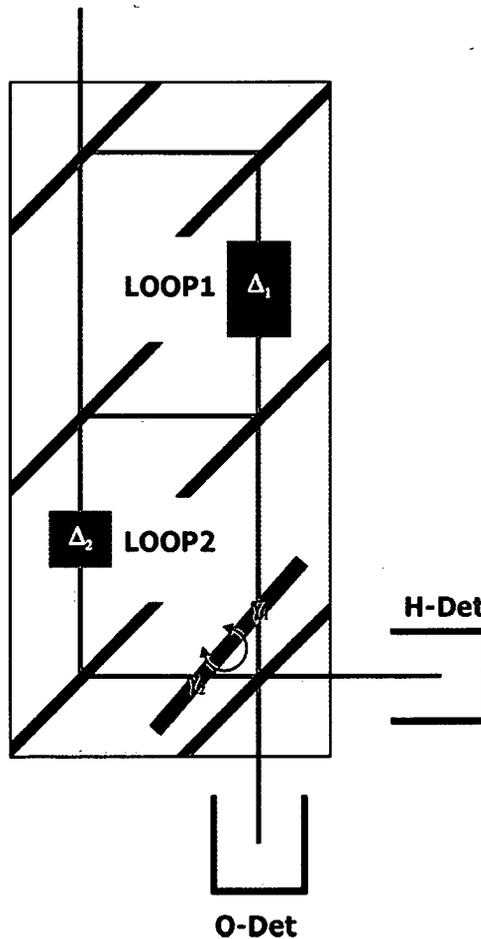


Abb. 6.12: Phasenschieberbezeichnungen im 2-Loop-Interferometer

Die Messungen erfolgten über einen Zeitraum von einer Woche. Um die Instabilitäten des Interferometers auszugleichen, wurden immer die Kontrastwerte zum kompletten Satz von Phasenschieber im Loop 1 gemessen, das heißt, es waren 3 Aluminium-Plättchen mit 10, 15, 20 mm auf einem Probenhalter montiert. Auf einem zweiten Probenhalter wurden jeweils zwei weitere Aluminium-Plättchen befestigt. So wurden jeweils gleichzeitig für 4 Werte von Δ_1 , nämlich 0, 244, 366, 488 Å zwei Kontrastwerte in Abhängigkeit zu zwei Werten von Δ_2 bestimmt. In Tabelle 6.5 wird die Reihenfolge dieser Messungen dargestellt. Bei jeder einzelnen Kontrastmessung (Interferogramm) wurde jeweils die "Rein-Raus-Methode" angewandt, das heißt, es wurde zu jeder Position des Hilfsphasenschiebers mit und ohne ($\Delta_2 = 0$) Aluminium-Plättchen im 2. Loop gemessen. Anschließend wurde jeweils auf diesen "Leer"-Kontrast normiert. Die relativen Kontrastwerte sind in Abbildung 6.13 zusammengefasst. Die theoretischen Kurven wurden nach (6.42) berechnet.

Zusätzlich zur Absorption wurde auch wieder die Kleinwinkelstreuung (Kapitel 5.3) berücksichtigt, wobei der Anteil der Kleinwinkelstreuung im interferierenden Term abgezogen und bei der mittleren Intensität hinzuaddiert werden muss. Weiters wurde durch Intensitätsmessungen der drei Teilstrahlen festgestellt, dass diese nicht gleich sind [Zawisky 2002]. Wird die gesamte Intensität der Teilstrahlen auf 3 normiert, ergeben sich für die beiden Teilstrahlen, wo die Phasenschieber positioniert sind, ein Wert von $I_1, I_2 = 0.94$ und für den dritten Strahl ein Wert von $I_3 = 1.12$. Weiters wurde die Kleinwinkelstreuung des Hilfsphasenschieber berücksichtigt. Für G_1^2 ergibt sich ein Wert von 1.13 und für G_2^2 0.88. A^2 wird im interferierenden Term zu $A^2 \rightarrow A_I^2 \exp(-(\Sigma_{tot} + \Sigma_{SAS}) \cdot D)$ und bei der Berechnung der mittleren Intensität zu $A^2 \rightarrow A_{NI}^2 = \exp(-(\Sigma_{tot} - \Sigma_{SAS}) \cdot D)$. Für B gilt immer der erste Fall dieser Überlegung, da nach dem Phasenschieber eine Reflexion an einer Kristallplatte folgt.

$\Delta_1=0,244,488,366\text{Å}$	Run 1	Run 2	Run 3	Run 4	Run 5	Run 6
Al=0,10,20,15mm	2,4mm	6,8mm	12,14mm	16,18mm	22,24mm	11,13mm
	Run 7	Run 8	Run 9	Run 10	Run 11	Run 12
	17,19mm	21,23mm	1,25mm	3,5mm	7,9mm	26,27mm

Tab. 6.5: Die Reihenfolge der Messungen. Jeder Run besteht aus 8 Messungen bzw. 16 Einzelmessungen (Leerkurven). Bei Run 1 wurde zuerst für $\Delta_1 = 0$ Å eine Messung mit $\Delta_2 = 48,8$ und $97,6$ Å (2 und 4 mm Aluminium) durchgeführt, dann für $\Delta_1 = 244$ Å (10 mm Aluminium) ebenfalls mit $\Delta_2 = 48,8$ und $97,6$ Å usw. Die Gesamtzahl an Interferogrammen beträgt 192.

Die endgültige Formel zur Berechnung von $|\Gamma(\Delta_1, \Delta_2)|$ wird zu

$$|\Gamma(\Delta_1, \Delta_2)| = \frac{Amp(\Delta_1, \Delta_2)}{MI(\Delta_1, \Delta_2)} \bigg/ \frac{Amp(\Delta_1, 0)}{MI(\Delta_1, 0)} \quad (6.43)$$

mit

$$\text{Amp}(\Delta_1, \Delta_2) = \left\{ 4B_I^2 G_1^2 G_2^2 I_2 I_3 \exp(-\delta k^2 \Delta_2^2) + A_I^2 I_1 I_2 \exp(-\delta k^2 (\Delta_2 - \Delta_1)^2) + 2A_I \sqrt{I_1 I_2 I_3} \exp(-\delta k^2 (\Delta_2^2 + (\Delta_2 - \Delta_1)^2)) \cdot \cos \chi_1 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (6.44)$$

und

$$MI(\Delta_1, \Delta_2) = G_1^2 I_3 + A_{NI}^2 G_1^2 I_1 + B_{NI}^2 G_2^2 I_2 + 2A_{NI} G_1^2 \sqrt{I_1 I_3} \exp(-\delta k^2 \Delta_1^2 / 2) \cos(\chi_1) \quad (6.45)$$

Dickeschwankungen und Dichteinhomogenitäten der Phasenschieber wurden in (6.38) noch durch zwei weitere Dämpfungsterme berücksichtigt, nämlich durch

$$a_1 \rightarrow a_1 \cdot \exp \left\{ - \left[\left(\frac{\delta D}{D_0} \right)^2 + \left(\frac{\delta N}{N_0} \right)^2 \right] \cdot (k_0 \Delta_1)^2 / 2 \right\}, \quad (\text{für } a_2 \text{ analog}).$$

Die mittlere Intensität wurde ebenfalls durch diese Dämpfungsterme korrigiert.

Für $\left(\frac{\delta D}{D_0} \right)^2 + \left(\frac{\delta N}{N_0} \right)^2$ wurde ein Wert von $9 \cdot 10^{-8}$ eingesetzt.

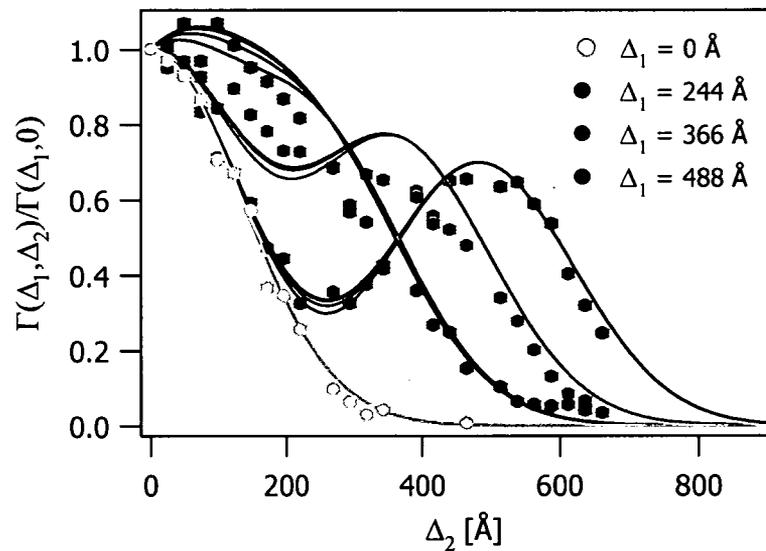


Abb. 6.13: Die gemessenen relativen Kontrastwerte für verschiedene Δ_1 -Werte (Phasenschieber in Loop 1) in Abhängigkeit von Δ_2 (Phasenschieber in Loop 2). Die theoretischen Kurven wurden nach (6.43) inklusive der oben erwähnten Dämpfungsterme berechnet, wobei χ_1 jeweils um $\pm 0.1, 0.2$ und 0.3 mal 2.715 \AA variiert. Die Unterschiede sind im Überlappungsbereich der beiden Gauß-Pakete erkennbar

In Abbildung 6.13 wird eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messwerten gezeigt. Es soll an dieser Stelle noch einmal erwähnt werden, dass diese Messungen über einen Zeitraum von etwa einer Woche durchgeführt wurden. Verbesserungen können durch die Verwendung perfekterer Phasenschieber (Silizium oder Quarzglas), aber auch durch eine noch weiter verbesserte Temperaturregulierung des Messplatzes erreicht werden.

Für $\Delta_1=0$ wird $|\Gamma(\Delta_1, \Delta_2)| \propto |\Gamma(\Delta_2)|$ und ist somit wieder die Fouriertransformierte der Impulsverteilung. Auch dieser Zusammenhang ergibt sich aus der Messung und wird in Abbildung 6.14 gezeigt. Die Berechnung erfolgte wieder analog der Kohärenzfunktion im 1-Loop-Interferometer, wobei die Impulsverteilung von Abbildung 6.9 herangezogen wurde.

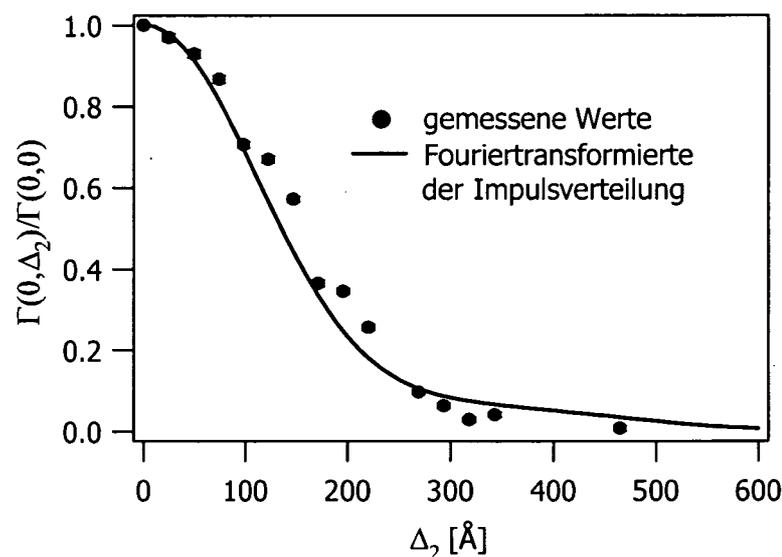


Abb. 6.14: Die gemessene Ortsverteilung für $\Delta_1=0$ Å im Vergleich zur berechneten Fouriertransformierten der Impulsverteilung aus Abb. 6.9

Durch die Messung der Impulsverteilung und der Ortsverteilung konnten somit die beiden Integrale, nämlich über x und k , der Wignerfunktion gemessen werden (Kapitel 2.5). Ein anschauliches Beispiel für eine berechnete Wignerfunktion für $\Delta_1=150$ Å wird in Abbildung 6.15 gezeigt, inklusive der beiden Integrale. Man sieht auch sehr gut, dass die Wignerfunktion negative Werte hat, die sich allerdings bei den Integralen, also der Orts- und Impulsverteilung nicht mehr zeigen. Für die hier berechnete Impulsverteilung wurde eine gaußförmige Leerimpulsverteilung in (6.24) und ein Kontrast von 100% angenommen. Bei der Ortsverteilung wurde Absorption und Kleinwinkelstreuung vernachlässigt.

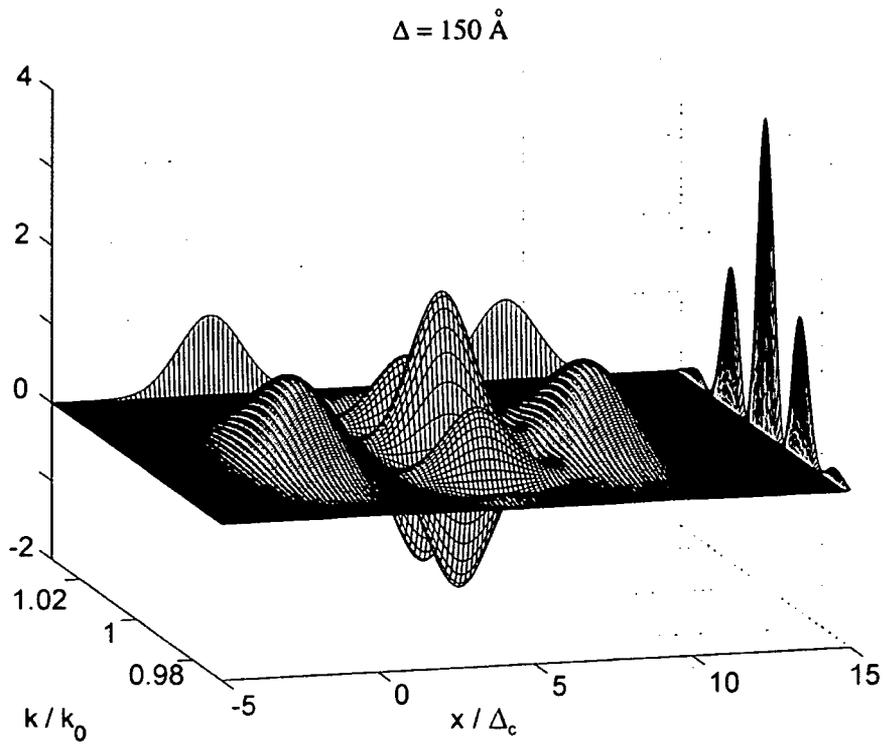


Abb. 6.15: Berechnung einer Wignerfunktion für $\Delta_1=150 \text{ \AA}$ mit der Ortsverteilung im Hintergrund, die sich durch Integration über k ergibt und der Impulsverteilung rechts, die sich durch Integration über x ergibt

7. Dephasing im 1-Loop-Interferometer

In Kapitel 5.2.1 wurde ausführlich die Impulsverteilungsmessung nach einem 1-Loop-Interferometer besprochen. Hier soll gezeigt werden, wie durch eine Störung (fluktuierendes Magnetfeld) die Interferenzfähigkeit im Impulsraum vermindert werden kann. Als Phasenschieber wurde wieder ein 18 mm dickes Aluminiumplättchen verwendet, das eine longitudinale Verschiebung des Wellenpakets im Teilstrahl 2 von 216 \AA bei einer Wellenlänge von $1,9076 \text{ \AA}$ bewirkt. Die Impulsverteilungsmessung wird in Abbildung 5.20 gezeigt.

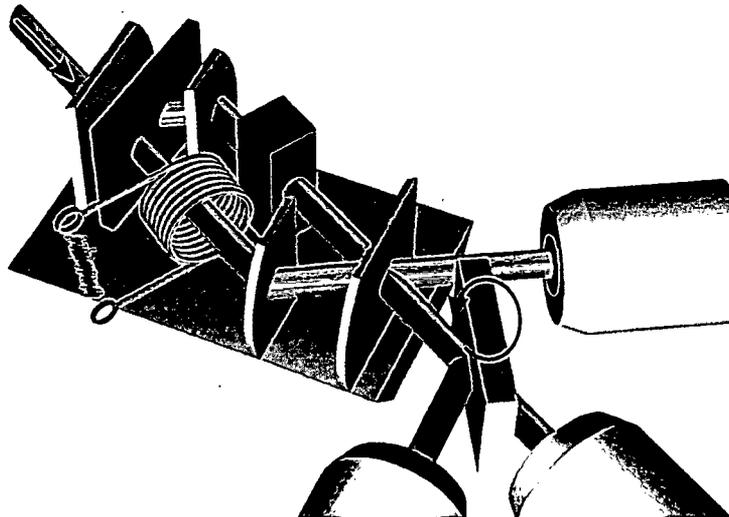


Abb. 7.1: Skizze der Messanordnung mit der zusätzlichen Spule

Die Frage ist nun, wie sich diese Impulsverteilung durch das Wirken eines zufällig oszillierenden Magnetfelds in Strahlrichtung ändert. Für diesen Zweck wurde eine Spule, wie sie in Abbildung 7.1 dargestellt ist, mit dem Lautsprecherausgang eines HiFi-Verstärkers verbunden. Der Strom entspricht somit dem Intensitätsmuster der ausgestrahlten Musik eines Radio-Senders. In Abbildung 7.2 (oben) wird das dadurch erzeugte Feld gezeigt. Es wurde der Strom mit einer Abtastrate von 100 kHz gemessen und dann auf die Feldstärke umgerechnet. 1 Ampere entspricht dabei 60 Gauß.

Der Strom wurde mit einer Abtastrate von 100 kHz gemessen. Um die Art der Störung zu verstehen, wurde aus den Magnetfeldwerten ein Histogramm gemacht, das eindeutig beweist, dass man die Störung als gaußförmig annehmen kann (Abbildung 7.2 (unten)). Das bedeutet aber, dass wieder ein Dämpfungsfaktor eingeführt werden kann.

Mit [Rauch 1999]

$$\langle \exp(i\chi) \rangle \cong \exp\left(i\langle \chi \rangle - \frac{\langle \delta\chi^2 \rangle}{2}\right) \quad (7.1)$$

wird der Dämpfungsfaktor in diesem Fall zu

$$\exp\left[-\left(\frac{\Delta B}{B_0}\right)^2 \cdot \left(\frac{\mu B_0 m D_{eff}}{\hbar^2 k}\right)^2 / 2\right] \quad (7.2)$$

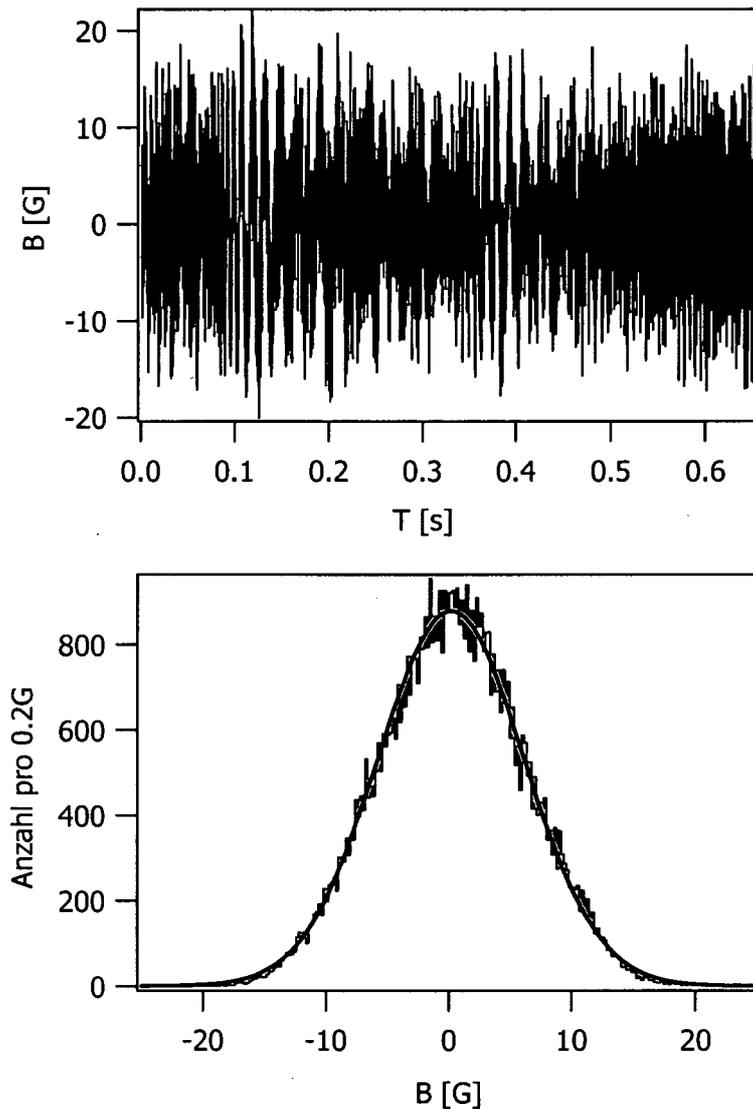


Abb. 7.2: Oben: Die Strommessung des Rauschens, wobei der Strom schon auf Magnetfeld umgerechnet ist.

Unten: Das Histogramm des Rauschens mit einer Kanalbreite von 0.2 Gauß

Das ΔB in (7.2) entspricht dem σ der Gaußverteilung des errechneten Histogramms.

Es wurden nun für verschiedene Lautstärken, das entspricht verschiedenen Werten von ΔB Impulsverteilungen, gemessen. Da der Unterschied zwischen dem Wellenlängenspektrum mit und ohne Störung von Interesse ist, wurden diese zwei Messungen zeitgleich vollzogen. Es wurde also für jeden Winkelwert des Analysators auf der 3. Achse die Intensität mit und ohne Magnetfeld gemessen. Diese Messungen sind weiter unten zusammengefasst. Der Kontrast wurde analog zu Kapitel 5.2.1 bestimmt.

$$I_{0M}(k_x) = U + \frac{1}{1+K_0} \cdot (g'_M(k_x) - U_M) \cdot (1 + K \cos \Delta_x k_x) \quad (7.3)$$

wobei für $g'_M(k_x)$ und K_0 die Werte aus Abbildung 5.18 und 5.19 genommen wurden. Δ_x wird durch 18 mm Aluminium zu 216 Å. Und

$$K = K(0) \exp[-(\Delta B/B_0)^2 (\mu B_0 m D_{eff} / \hbar^2 k_x)^2 / 2] \quad (7.4)$$

Mit Hilfe der Gleichung (7.3) wurden durch einen Fit somit die Kontraste für verschiedene Werte von ΔB ermittelt.

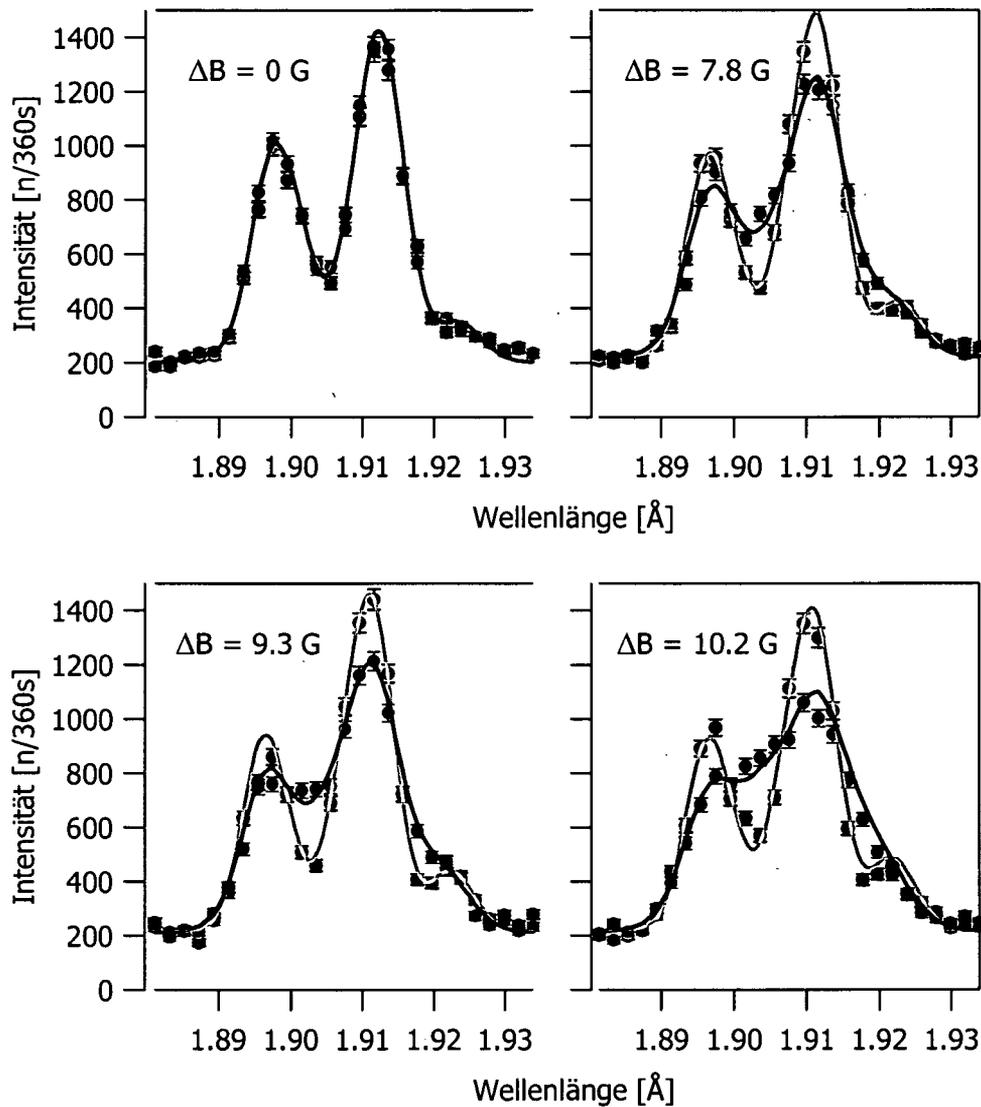


Abb. 7.3: Impulsverteilungsmessungen mit einem dicken Phasenschieber ($\Delta_x=216$ Å) in einem Teilstrahl und einem aus gaußverteilterm Rauschen erzeugten Magnetfeld in Strahlrichtung im anderen Strahl (Feld ein: violett, Feld aus: schwarz). ΔB entspricht dem σ dieser Gaußverteilung

Es zeigt sich deutlich der Kontrastunterschied mit und ohne Magnetfeld. In Abbildung (7.4) mit $\Delta B = 18 \text{ G}$ wurde zum Vergleich der durch das Magnetfeld erzielten Kurve die aus Kapitel 5.2.1 ermittelte Leerimpulsverteilung (rot) hinzugefügt. Das bedeutet, dass mit $\Delta B = 18 \text{ G}$ die Kohärenzfähigkeit der beiden Teilstrahlen im Impulsraum fast völlig zerstört wurde.

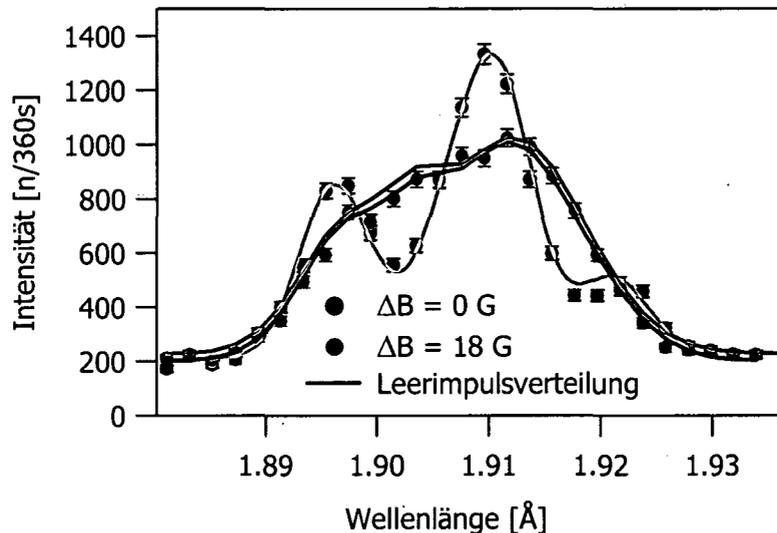


Abb. 7.4: Impulsverteilungsmessungen mit einem dicken Phasenschieber ($\Delta x = 216 \text{ \AA}$) wie schon in Abb. 7.3 mit einem $\Delta B = 18 \text{ G}$. Man sieht, dass der Kontrast zu 0 geworden ist und dass diese Impulsverteilung mit einer Leerimpulsverteilung (rot) verglichen werden kann.

Eine schnellere Methode die Kontrastabhängigkeit zu sehen erfolgt durch das Messen der Intensität im Bereich des Intensitätsminimums der Wellenlängenverteilung bei ca. 1.903 \AA . An dieser Stelle vereinfacht sich der Kontrast zu

$$K = \frac{I(\Delta B_{\max}) - I(\Delta B)}{I(\Delta B_{\max})} \quad (7.4)$$

mit $\Delta B_{\max} = 18 \text{ G}$.

In Tabelle 7.1 sind die gemessenen Intensitäten zusammengefasst.

$\Delta B \text{ (G)}$	0,0	2,4	4,8	7,8	9,3	10,2	11,4	12,6	14,4	16,2	18,0
$I(n/360s)$	512	530	627	681	754	817	824	906	865	843	902

Tab. 7.1: Intensitätswerte für verschiedene Werte von ΔB nach dem zusätzlichen Analysatorkristall bei einem fixem Winkel (=Minimum bei ca. $1,903 \text{ \AA}$)

Die daraus berechneten Kontrastwerte wurden in Abbildung 7.5 als grüne Quadrate mit den entsprechenden Fehlerbalken eingezeichnet. Die mit (7.4) berechnete theoretische Kurve ist als rote Linie gezeigt. Die blauen Marker beschreiben die aus den Impulsverteilungen ermittelten Kontrastwerte.

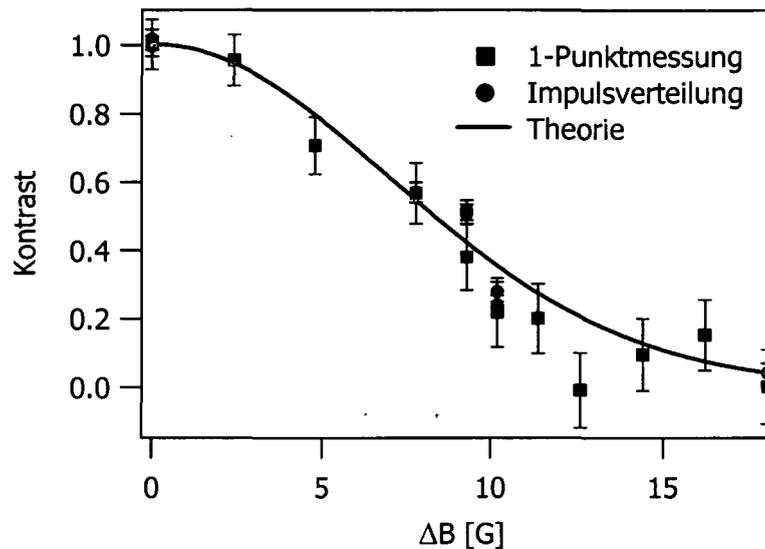


Abb. 7.5: Kontrastwerte in Abhängigkeit von ΔB (gaußförmiges Rauschen), wobei auf den Wert bei $\Delta B=0$ normiert wurde

Um die Kontrastreduzierung im Impulsraum messen zu können, muss man einen nicht kohärenten Zustand erzeugen. Nur dann ist, wie in Kapitel 5 gezeigt, eine Kontrastmessung im Impulsraum überhaupt erst möglich.

Bei kleinen Phasenschüben ist der Kontrastverlust direkt im Ortsraum zu messen. Im folgenden wurden Kontrastmessungen mit den oben beschriebenen Magnetfeldern im linken bzw. im rechten Teilstrahl durchgeführt. Erwartungsgemäß bewirkte das Magnetfeld unabhängig davon, in welchen Teilstrahl es sich befindet, die gleichen Kontrastverluste.

Eine weitere Messung erfolgte mit zwei identen Spulen mit dem selben Rauschsignal in beiden Teilstrahlen. Da durch die Anordnung in beiden Teilstrahlen zu allen Zeiten gleich große Phasenschübe erzeugt wurden, blieb der Kontrast unabhängig von ΔB konstant.

In den Abbildungen 7.6 werden die gemessenen Interferogramme gezeigt und in Tabelle 7.2 findet man die dazugehörigen Kontrastwerte.

Position des Magnetfelds	Kontrast ($\Delta B=18$ G)	Kontrast ($\Delta B=0$ G)
Strahl I	$29,73 \pm 0.35$ %	$57,91 \pm 0.36$ %
Strahl II	$26,61 \pm 0.35$ %	$58,96 \pm 0.36$ %
Strahl I+II	$58,28 \pm 0.36$ %	$57,83 \pm 0.36$ %

Tab. 7.2: Kontrastwerte für verschiedene Positionen des Magnetfelds

Diese interessanten Ergebnisse sollen aber erst der Anfang einer ausgedehnten Untersuchung sein, wie sich fluktuierende Magnetfelder nicht nur auf die Impulsverteilungen, sondern auch auf die Ortsverteilungen auswirken. Es soll dabei die Abhängigkeiten dieser

beiden Verteilungen einerseits von Feldstärke, Art des Rauschens und Positionierung des Magnetfelds und andererseits von verschiedenen Phasenschieberdicken untersucht werden.

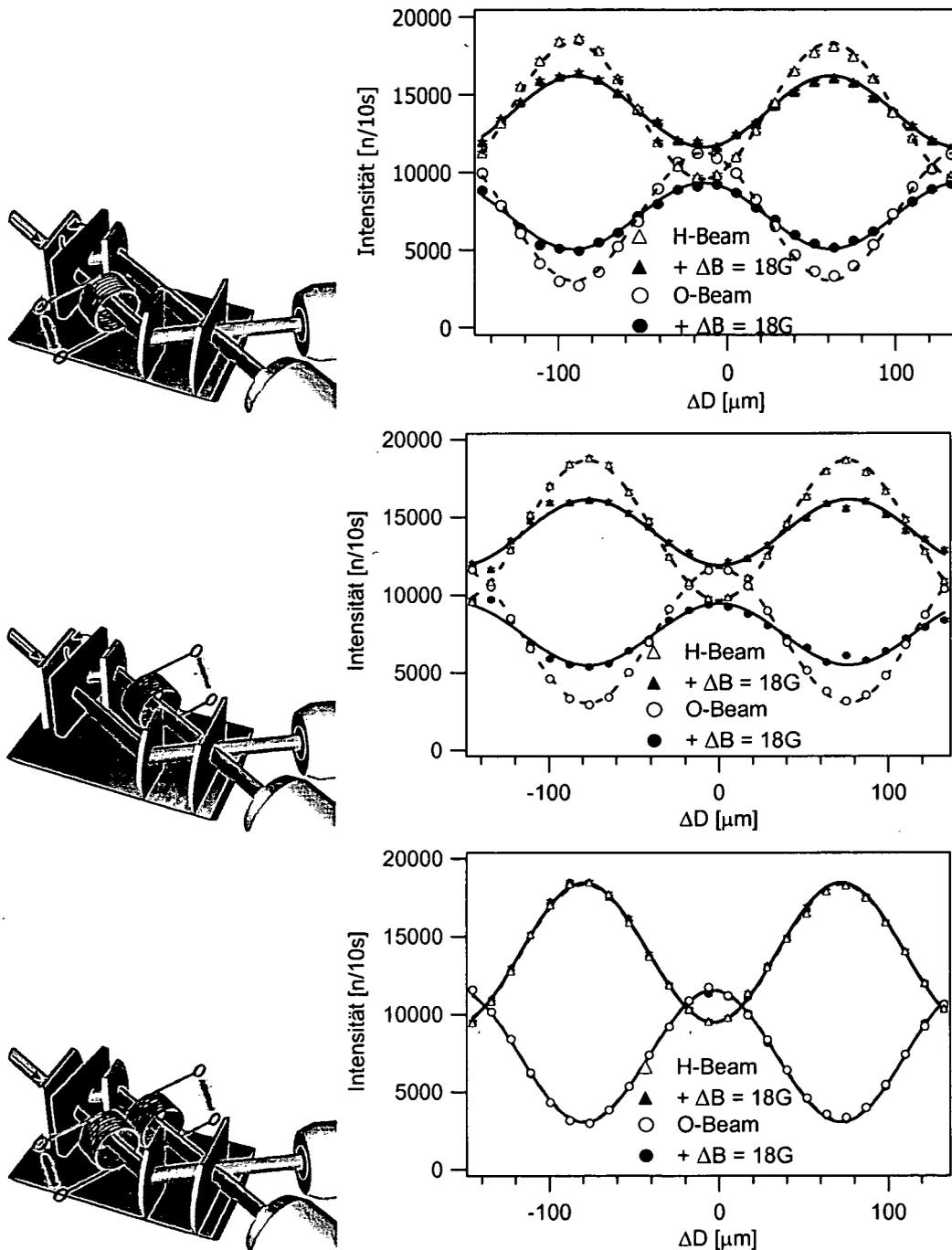


Abb. 7.6: Kontrastmessungen mit einem aus gaußverteiletem Rauschen erzeugtem Magnetfeld in Strahlrichtung im Strahl 1 (oben), Strahl II (mitte), in beiden (unten)

8. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich vor allem mit der Analyse von Kohärenzeigenschaften von Neutronenwellen. Ausgehend von der Schrödingergleichung wird die Kohärenzfunktion beschrieben, die durch die Autokorrelationsfunktion der Wellenfunktion gegeben ist. Am Beginn werden diese Grundgleichungen näher behandelt. Der Ausbau des Instruments S18 (ILL) in Grenoble mitsamt einiger Verbesserungsarbeiten ermöglichte die Durchführung der notwendigen Experimente. Besonderes Augenmerk wurde auf die Stabilität des gesamten Aufbaus gelegt. Der Einbau eines Portal-Roboters erleichtert und perfektioniert die Justierbarkeit von Proben. Die Installation einer dritten Achse hinter dem Interferometer und der darauf montierte Analysator-Kristall ermöglichen die Messung des Impulsspektrums nach dem Interferometer. Das S18 kann durch seine zwei unterschiedlichen Monochromator-Kristalle nicht nur als Neutroneninterferometer, sondern auch als USANS-Anlage (Ultraschallwinkelstreuung) verwendet werden. Mit Hilfe dieser sogenannten Bonse-Hart-Kamera (Doppel-Kristall-Diffraktometer) konnten die Eigenschaften der verwendeten Aluminium-Phasenschieber untersucht werden. Die ersten Messungen beschäftigen sich mit der Kohärenzlänge, welche in vertikaler und longitudinaler Richtung bestimmt werden konnte. Um den Zusammenhang zwischen Kohärenzfunktion und Impulsverteilung zu zeigen, wurden auch immer beide gemessen und miteinander verglichen. Der erstmalige Einsatz eines neuen ortsauflösenden Detektors (PSD – position sensitive detector) erleichtert die Messung der vertikalen Impulsverteilung. Bei der Messung der longitudinalen Impulsverteilung wurde der oben erwähnte Analysator-Kristall in dispersiver Anordnung verwendet. Anhand der Dynamischen Beugungstheorie konnte der Unterschied zwischen dispersiver und nicht-dispersiver Anordnung im Rahmen dieser Arbeit genauer betrachtet und auch mit den experimentellen Daten verglichen werden. Durch den zusätzlich montierten Analysator-Kristall auf der dritten Achse wurde auch gezeigt, dass durch eine spektrale Filterung hinter dem Interferometer die durch große Phasenschübe (größer als die Kohärenzlänge) zerstörten Interferenzbilder wieder sichtbar werden. Das bedeutet, dass die Strahlen auch dann kohärent zueinander bleiben, wenn die Wellenpakete nicht mehr überlappen und somit kein Interferenzkontrast mehr zu beobachten ist. Verschwindet das Interferenzbild im Ortsraum, erscheint eine Modulation im Impulsraum. Diese Modulationen wurden genauestens für verschieden große Phasenschübe bestimmt. Nachdem die Impulsverteilungen für nicht-klassische Zustände gemessen waren, sollte auch deren Ortsverteilungen gezeigt werden. Nach erfolgreicher Installation eines neuen 2-Loop-Interferometers kann nun zeitgleich sowohl die Impuls- als auch die Ortsverteilung für beliebige Zustände, die durch Superposition im ersten Loop erzeugt wurden, ermittelt werden. Bei der Justierung dieses Interferometers wurde auch gezeigt, wie durch Silizium-Prismen die zweite Wellenlängenordnung gefiltert werden kann. Schließlich wurde noch der Einfluss eines fluktuierenden Magnetfelds auf die im Interferometer vorhandenen Quantenzustände untersucht. Diese Messungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Theorie, wobei diese noch weitergeführt werden müssen, um die Abhängigkeiten von der Art des Magnetfelds, dessen Stärke und auch dessen Positionierung besser deuten zu können.

ANHANG A

A1. Mechanische Komponenten und Motoren

1. Achse:

Komponenten	Bereich	Motor	Encoder	Auflösung	End-schalter
Goniometer GMI-RT200	360°	SLO-SYN M062- LE04	HEIDENHAIN ROC 416	36''	Software limits
Linearschlitten HUBER 5101.2	145 mm	SLO-SYN M061- LE02	HEIDENHAIN ROC 424	10 µm	Software limits
Wippen GMI-GN80	± 20°	PHYTRON ZSS 42.200	HEIDENHAIN ROC 424	10,8''	Software limits

2. Achse:

Komponenten	Bereich	Motor	Encoder	Auflösung	End-schalter
Goniometer GMI-RT200	360°	Phytron ZSS 56.200-1.2 Burleigh	Gemein- samer Encoder	3,6''	ja
Feinrotations- tisch PI M-036	6,3°	INCH- WORM IW 700 piezo- stepper	HEIDEN- HAIN RON 905	0,036'' (0,01'' piezo)	Burleigh 6000 ULN
Phasenschieber Goniometer Newport RTM 350 PE	± 170°	PHYTRON ZSS 42.200-1.2 1:20,25	HEIDEN- HAIN ROC 424	0,18''	Ja

3. Achse:

Komponenten	Bereich	Motor	Encoder	Auflösung	End-schalter
Goniometer HUBER 410	360°	Phytron ZSS 56.200- 1.2	kein	18"	Software limits

Portalroboter

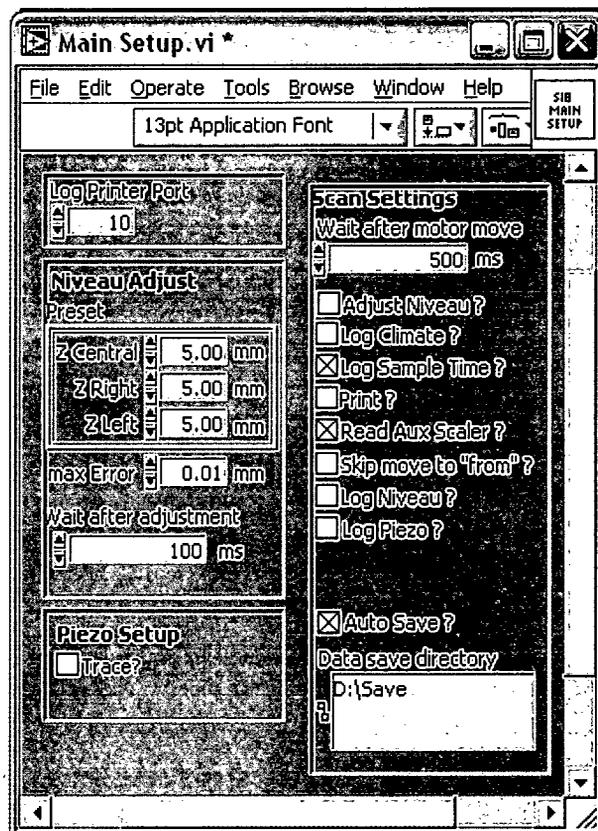
Komponenten	Bereich	Motor	Encoder	Auflösung	End-schalter
Portalroboter Berger-Lahr PR 4/3	X: 600 mm Y: 800 mm Z: 500 mm	X: VRDM 3910 Y: VRDM 3910 Z: VRDM 397	ja	10 µm	ja

ANHANG B

B1. Messprogramme

Hier werden kurz die wichtigsten Programme, die von Dipl.-Ing. Gerhard Kroupa übernommen wurden, zusammengefasst, um ein Interferogramm mit dem Neutroneninterferometer messen zu können.

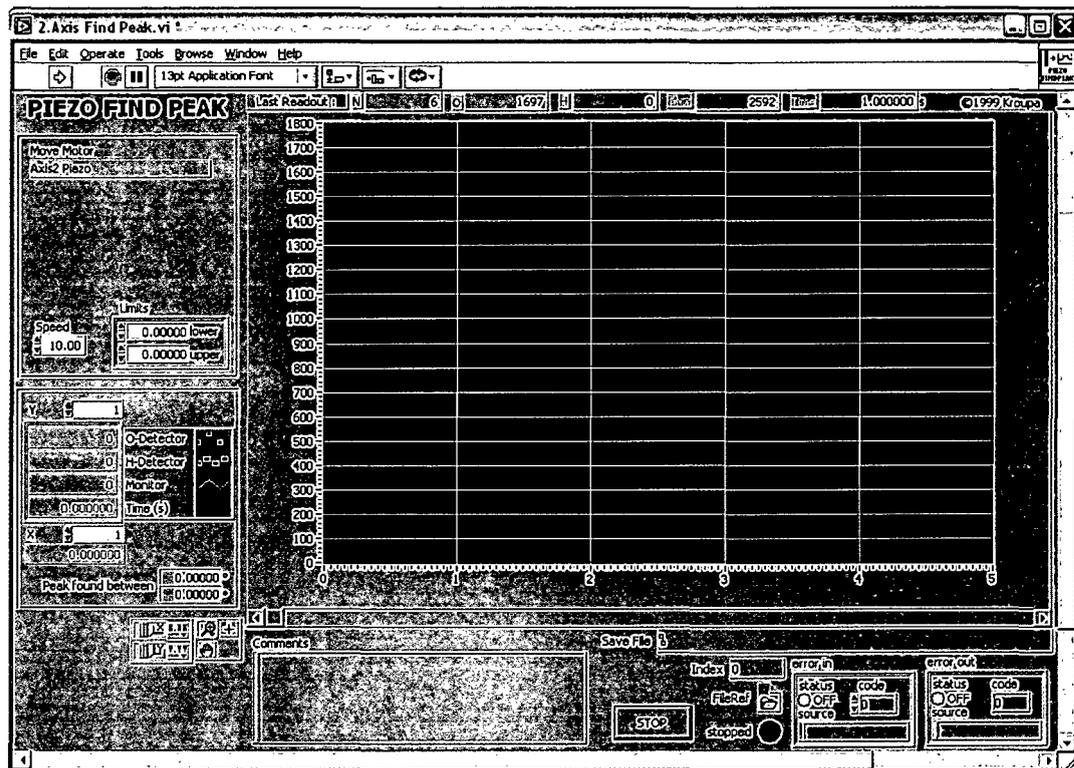
1. Programm "Main Setup.vi"



Hier werden die Grundparameter für den weiteren Ablauf eingestellt. Wichtige Einstellungen sind hier die Werte beim "Niveau Adjust". Diese geben die gewünschte Bankposition an. Beim Piezo Setup kann ein Trace-Funktion aktiviert werden. Bei Interferometermessungen muss diese immer deaktiviert sein. Ansonsten wird durch das ständige Nachstellen der Piezoposition das Interferometer bewegt und damit der Kontrast stark verringert.

Die "Scan Settings" sollten, für den Anfang, so wie in der Abbildung zu sehen ist, eingestellt sein. Die "Data Save directory" kann natürlich frei gewählt werden, wobei D:\Save\Cycle... \) als Grundordnerstruktur eingehalten werden sollte.

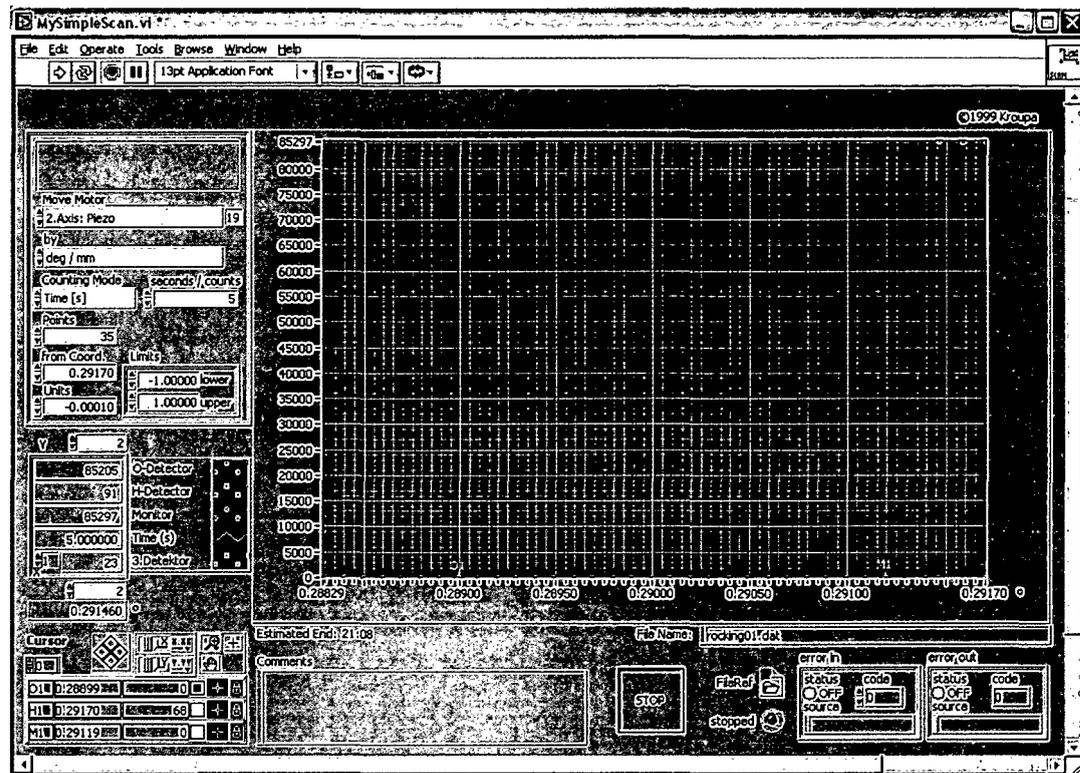
2. Programm "Piezo Find Peak.vi"



Dieses Programm wird zur raschen Peak-Suche verwendet, in dem man die zweite Achse mit einer fixen Geschwindigkeit rotieren lässt, und dabei die Intensität misst. Es empfiehlt sich mit einem "Speed" von 10 zu beginnen. Die Anfangs- und Endposition werden in Limits eingetragen. Es empfiehlt sich mit dem gesamten Bereich des Piezobereichs (6°) zu beginnen. Sobald man eine Intensitätserhöhung erkennen kann, stoppt man das Programm. In "Peak found between" wird der Winkelbereich, wo die Intensitätserhöhung zu messen war, angegeben. Dieser Bereich sollte nun mit einer geringeren Geschwindigkeit (z. B. 1) abgetastet werden. Durch einen weiteren Scan mit der Geschwindigkeit (0.1) ist der Peakbereich so gut definiert, dass mit einer Rockingkurve begonnen werden kann. Für diese Messung wird das Programm "MySimpleScan.vi" verwendet.

3. Programm "MySimpleScan.vi"

Mit diesem Programm kann sowohl eine Rockingkurve, als auch ein Interferogramm gemessen werden. In beiden Fällen wird nämlich immer abwechselnd zuerst mit einem Motor gefahren und dann die Intensität bestimmt.



Welcher Motor benutzt werden soll, muss in "Move Motor" gewählt werden. Bei "by" kann entweder "steps" oder "deg/mm" eingestellt werden. Bei Motoren mit Encoder sollte immer "deg/mm" verwendet werden. Der "Counting Mode" bestimmt, ob eine gewisse Zeit oder bis zum Erreichen eines gewissen Monitor-Werts gezählt werden soll. Wie lange oder bis zu welchem Wert, wird in "seconds / counts" angegeben. In "Points" wird die Anzahl der gewünschten Messpunkte eingetragen. Bei "from Coord." muss der Anfangswert des Scans (Encoder-Wert) eingestellt werden. Die Schrittweite zwischen den Messpunkten wird in "Units" eingetippt. Zu allerletzt müssen die "Limits" festgelegt werden. Der Motor wird nur innerhalb dieser beiden Werte gesteuert. Die Messung einer Rockingkurve unterscheidet sich von einem Interferogramm nur durch den gewählten Motor und anderer Schrittweiten. Bei einer Rockingkurve wird der Motor "2.Axis:Piezo" mit einer Schrittweite von ca. 0.00010° gewählt, während bei einem Interferogramm der Motor "2.Axis:Phase Shifter" mit einer Schrittweite von ca. 0.1° verwendet wird. In "File Name" muss noch ein Name für das Datenfile ausgesucht werden.

Die Datenfiles haben einen "Header" von 8 Zeilen, in dem die wichtigsten Daten des Scans abgespeichert werden. Hier findet man die Beginnzeit, die Messzeit/Punkt, die

Anzahl der Messpunkte und den verwendeten Motornamen mit der gewählten Schrittweite.

Unterhalb des Headers besteht das Datenfile aus mind. 6 Spalten (bei der Verwendung von zusätzlichen Detektoren 16 Spalten). In der ersten Spalte steht zu jedem Messpunkt die Anfangszeit (in Sekunden seit 1.Jänner 1904-Universal Time), in den Spalten 2-4 findet man die Intensitäten des O-Detektors, des H-Detektors, und deren Summe. Spalte 5 zeigt die Messzeit/Messpunkt an. Schließlich wird noch die Encoder-Position des Motors für jeden Messpunkt in Spalte 6 angegeben.

Diese Datenfiles werden dann mit Hilfe des Datenanalyseprogramms IGOR [Wavemetrics 2005] ausgewertet.

Auswertescripts, die mit IGOR verwendet werden können findet man unter <http://www.ati.ac.at/%7Eneutropt/experiments/software/index.html>.

Alle weiteren Programme, die während dieser Arbeit entstanden sind würden den Rahmen dieses Anhangs sprengen. Diese Programme werden außerdem auch immer an das jeweilige Experiment angepasst, um so einen vollautomatischen Ablauf der Messserien zu ermöglichen.

ANHANG C

C1 IGOR Procedures-files

C1.1 Fouriertransformation (FFT) des vertikalen Strahlenprofils

```

Function ButtonPropict(ctrlName) : ButtonControl
    String ctrlName
    Variable iii,jjj

SVAR picture=root:fourier:picture
WAVE/T files=root:fourier:files
WAVE/T pictures=root:fourier:pictures
NVAR ii=root:fourier:ii
NVAR xx=root:fourier:xx
NVAR yy=root:fourier:yy
NVAR qq=root:fourier:qq

SetDataFolder root:fourier

Variable rr,ss

rr=0
Do
    if (cmpstr(pictures[rr],picture)==0)
        ss=rr
    endif
rr+=1
while(rr<ii+1)
print ("ss= "),ss

SetDataFolder root:Fourier:$files[ss]:Primary

```

Name der Funktion

Variablendefinitionen

Prozedur zur Auffindung
des bereits geladenen
Bilds

```

WAVE/T files=root:fourier:files
WAVE Mon=root: Mon
WAVE data=root:fourier:$files[ss]:Primary:data
WAVE Konth_rel=root:Konth_rel
WAVE KontO_in=root:KontO_in
WAVE DeltaZ=root:DeltaZ
WAVE DeltaZet=root:Fourier:DeltaZet

```

WAVE CohO=root:Fourier:CohO	}	weitere Variablendefinitionen zur Berechnung und Darstellung der Fourier-transformierten Funktion		
NVAR zcorr=Root:fourier:zcorr				
NVAR Lambda=root:fourier:Lambda				
NVAR Abstand=root:fourier:Abstand				
NVAR DistMon=root:fourier:DistMon				
NVAR DistDet=root:fourier:DistDet				
NVAR Intmax=root:fourier:Intmax				
NVAR Faktor=root:Fourier:Faktor				
SVAR Play=root:fourier:Play				
SVAR profile=root:fourier:Profile				
SVAR profile_x=root:fourier:Profile_x	}	Duplizieren der Daten des gewählten Bilds, wobei data die 512x512 Matrix des Bilds ist		
SVAR profileres=root:fourier:Profileres				
SVAR profileimag=root:fourier:Profileimag				
qq+=1				
Play=Files[ss]+"_"+num2str(ss)				
Duplicate/O data \$play				
Profile=Files[ss]+"_prof_"+num2str(qq)			}	Namensgebung für die Strahlenprofilkurve und dessen Fouriertransformation
Profile_x=Profile+"_x"				
Profileres=Profile+"_FFT"				
Profileimag=Profile+"_imag"				
Duplicate/O Mon \$Profile	}	Erzeugung der Waves mit dem oben erzeugten Namen		
Duplicate/O \$Profile, \$Profile_x				
Wave ply=\$play	}	Nullpunktsetzung der Pixel des Bildes		
Ply=ply+32768				
Redimension/N=512 \$Profile, \$Profile_x	}	Dimensionierung der Profilkurve auf 512 Pixel		
Wave prof=\$profile				
Prof=0			Formatierung der Profilkurve	

<pre> Do iii=xx Do Prof[jjj]+=Ply[iii][jjj] iii+=1 while(iii<=(512-xx)) jjj+=1 while(jjj<(512)) </pre>	}	<p>Aufsummierung der Intensitäten in horizontaler Richtung, das heißt, die Berechnung des vertikalen Strahlenprofils, wobei xx den Wert der nicht verwendeten Pixel (links und rechts) angibt</p>
<pre> wave prof_x=\$Profile_x prof_x=x prof_x=prof_x/20 display \$profile vs \$Profile_x </pre>	}	<p>Umrechnung der x-Achse von Pixel in mm zur Darstellung des Strahlprofils</p>
<pre> setscale/P x,-1/Lambda/10^(-10)*50e-06/DistMon*256, 1/Lambda/10^(-10)*50e-06/DistMon,\$profile </pre>		
<p>Umrechnung der x-Achse des Strahlenprofils in Δk [$1/\text{\AA}$], wobei Lambda die Wellenlänge beschreibt und DistMon den Abstand des Detektors zum Eintrittspalt angibt</p>		
<pre> wavestats/Q \$Profile wave prof=\$Profile prof=prof/V_max intmax=V_max </pre>	}	<p>Normierung des Strahlenprofils</p>
<pre> Duplicate/O \$Profile \$profileres </pre>	}	<p>Duplizieren des Strahlenprofils, da bei Verwendung der Funktion FFT die Wave überschrieben wird</p>
<pre> Redimension/D/N=((512*2^3)) \$profileres </pre>	}	<p>X-Bereich Vergrößerung (der Grund dafür wird weiter unten beschrieben)</p>
<pre> FFT \$Profileres </pre>	}	<p>Fouriertransformation des Strahlenprofils</p>
<pre> Wave/C Profres=\$Profileres Profres=r2polar(Profres) </pre>	}	<p>Umformung der komplexen Wave in Polarkoordinaten</p>
<pre> Duplicate/O \$Profileres \$Profileimag </pre>	}	<p>Speicherung der komplexen Daten</p>
<pre> Redimension/R \$Profileres </pre>	}	<p>Speicherung des Realteils</p>

```

Wavestats/Q $Profileres
Profres=Profres/V_max*Faktor
} Normierung des Realteils

display $Profileres
SetAxis bottom 0,5 e-08

SetDataFolder ::
duplicate/O root:KontO_in root:Fourier:CohO
duplicate/O root:DeltaZ root:Fourier:Deltazet
SetDatafolder root:fourier

root:Fourier:DeltaZet=DeltaZet*10^-10
root:Fourier:deltazet=Deltazet-zcorr

AppendtoGraph CohO vs Deltazet
ModifyGraph mode(CohO)=4
ModifyGraph rgb($profileres)=(0,15872,65280)

SetDataFolder ::

End
} Darstellung des Realteils und
Vergleich mit der gemessenen
Kohärenzfunktion

```

Beschreibung der FFT-Funktion:

Folgende Formel wird durch die Funktion FFT durchgeführt:

$$waveOut[n] = \sum_{k=0}^{N-1} waveIn[k] \cdot e^{2\pi \cdot i \cdot k \cdot n / N}$$

wobei N frei gewählt werden kann, wobei aber eine Potenz von 2 bevorzugt werden sollte [Numerical 1988]. Die Wahl von N beeinflusst die Auflösung der berechneten Kurve. Der Gesamtbereich ergibt sich aus der Auflösung der Eingangskurve. In unserem Fall ist das das Strahlenprofil.

Die Auflösung des Strahlenprofils wird hier wie folgt berechnet:

$$\Delta k = \frac{\text{Pixeldistanz}}{\lambda \cdot \text{Detektorabstand}}$$

das heißt: $\sim 169000 \text{ 1/\AA}$. Das ergibt für den Gesamtbereich der berechneten Kurve, der sich aus $1/2\Delta k$ berechnet, $\sim 3 \text{ }\mu\text{m}$. Die Kohärenzfunktion wurde bis $\sim 600 \text{ \AA}$ gemessen, das heißt um einen Faktor 50 geringer. Um ca. 40 berechnete Punkte im Messbereich zu erhalten, muss N um einen Faktor 50 größer, also 2000 gewählt werden. Da die FFT-Funktion das Ergebnis bei $N/2$ rotiert, wurde in der oben gezeigten Prozedur 4096

(512*8) gewählt. Wie sich die Wahl von N auf das Ergebnis auswirkt, wird in Abbildung C.1 gezeigt.

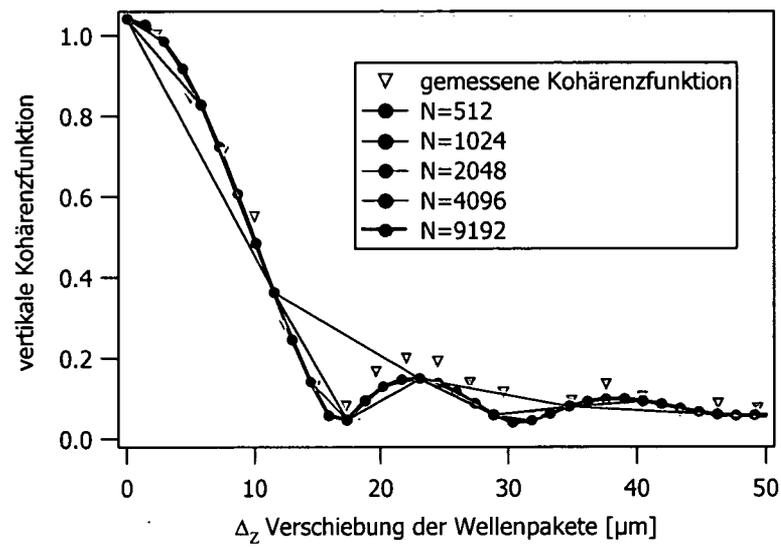


Abb. C.1: Mit verschiedener Auflösung berechnete Fouriertransformationen im Vergleich zur gemessenen Kohärenzfunktion

Man sieht auch, dass für $N > 4096$ keine Verbesserung des Ergebnisses erzielt wird.

Literatur

- [Agamalian 1997] M. Agamalian, G. D. Wignall, R. Triolo, J. Appl. Cryst. 30 (1997) 345
- [ATI 2005] Atominstytut 2005, Table of coherent scattering lengths and cross sections, <http://www.ati.ac.at/~neutropt/scattering/table.html>
- [Badurek 1986] G. Badurek, H. Rauch, D. Tuppinger, Phys. Rev. A34 (1986) 2600
- [Bauspiess 1978] W. Bauspiess, U. Bonse, H. Rauch, Nucl. Instr. Meth 175 (1978) 495
- [Berger-Lahr 2005] Berger-Lahr 2005, www.berger-lahr.com
- [Bergmann 1999] L. Bergmann, C. Schäfer, "Optics of waves and particles", Walter de Gruyter, Berlin New York (1999)
- [Bonse 1965] U. Bonse, M. Hart, Appl. Phys. Lett. 6 (1965) 155
- [Bonse 1967] U. Bonse, M. Hart, in: Small-Angle X-ray scattering, Ed. H. Brumberger, Gordon and Breach, New York (1967)
- [Bonse 1983] U. Bonse, T. Wroblewski, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1401
- [Brandt 1974] S. Brandt, "Datenanalyse", BI-Taschenbuch, (1974)
- [Butt 1988] N. M. Butt, J. Bashir, Acta. Cryst. A44 (1988) 396
- [Cohen-Tannoudji 1977] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, "Quantum Mechanics", John Wiley & Sons and Hermann, Paris (1977)
- [Comsa 1983] G. Comsa, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 563
- [Davisson 1927] C. Davisson and L. H. Germer, Phys. Rev. 30 (1927) 705
- [deBroglie 1923] L. De Broglie, Nature 112 (1923) 540
- [Dubus 2003] F. Dubus, Dissertation "Phasecontrast tomographie using thermal neutrons", TU-Wien (2003)
- [DuMond 1937] J. W. M. Du Mond, Phys. Rev. 52 (1937) 872
- [Eurisys 2005] Canberra Eurisys 2005, www.eurisysmesures.com
- [Glauber 1963] R. J. Glauber, Phys. Rev. 130 (1963) 2529

-
- [Geo2005] Homepage Department für Geo- und Umweltwissenschaften 2005: www.iaag.geo.uni-muenchen.de/sammlung/Bebenallg.html
- [Hainbuchner 2001] M. Hainbuchner, Dissertation "Ultrakleinwinkelstreuung an strukturierten Materialien", TU-Wien (2001)
- [Heidenhain 2005] Heidenhain 2005, www.heidenhain.de
- [Heinrich 1988] M. Heinrich, D. Petrascheck, H. Rauch, Z. Physik. B72 (1988) 357
- [Huber 2005] Huber 2005, www.xhuber.com
- [ILL 2005] Institut Laue-Langevin 2005, www.ill.fr
- [Jacobson 1994] D. L. Jacobson, S. A. Werner, H. Rauch, Phys. Rev. A49 (1994) 3196
- [Jericha 2003] E. Jericha, M. Baron, M. Hainbuchner, R. Loidl, M. Villa, H. Rauch, J. Appl. Cryst. 36 (2003) 778-782
- [Kaiser 1977] H. Kaiser, H. Rauch, W. Bauspiess, U. Bonse, Phys. Lett. 71 (1977) 321
- [Kaiser 1983] H. Kaiser, S. A. Werner, E. A. George, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 560
- [Kaiser 1992] H. Kaiser, R. Clothier, S. A. Werner, H. Rauch, W. Wölwitsch, Phys. Rev. A45 (1992) 31
- [Kroupa 2000] G. Kroupa et al., Nucl. Instr. Meth. A 440 (2000) 604
- [Lo Celso 2002] F. Lo Celso, A. Triolo, F. Negroni, M. Hainbuchner, M. Baron, P. Strunz, H. Rauch, R. Triolo, Appl. Phys. A74 (2002) 1430
- [Mazumder 2000] S. Mazumder, D. Sen, S.K. Roy, M. Hainbuchner, M. Baron, H. Rauch, J. Phys. Cond. Matter 13 (2000) 5089
- [Mandel 1965] L. Mandel, E. Wolf, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 231
- [NI 2005] National Instruments 2005, www.ni.com
- [NIST 2005] NIST: Neutron Interferometry and Optics Facility, physics.nist.gov/MajResFac/InterFer/text.html
- [Numerical 1988] William H. Press et al., "Numerical Recipes in C", Cambridge University Press (1988)
- [Petrascheck 1987] D. Petrascheck, Phys. Rev. B35 (1987) 13
-

-
- [Rauch 1974] H. Rauch, W. Treimer, U. Bonse, Phys. Lett. 47A (1974) 369
- [Rauch 1978] H. Rauch, D. Petrascheck, in "Neutron Diffraction", ed. H. Dachs, Topic in Current Physics 6, 303, Springer Verlag (1978)
- [Rauch 1985] H. Rauch, D. Tuppinger, H. Wölwitsch, T. Wroblewski, Phys. Lett. 165B (1985) 39
- [Rauch 1993] H. Rauch, Phys. Lett. A173 (1993) 240
- [Rauch 1995] H. Rauch, M. Suda, Appl. Phys. B60 (1995) 181
- [Rauch 1996] H. Rauch, H. Wölwitsch, H. Kaiser, R. Clothier, S.A. Werner, Phys. Rev. A53 (1996) 902
- [Rauch 1999] H. Rauch, M. Suda, S. Pascazio, Physica B 267-268 (1999) 277
- [Rauch 2000] H. Rauch, S. A. Werner, "Neutron Interferometry", Clarendon Press, Oxford (2000)
- [Schiller 1999] S. Schiller, G. Breitenbach, Phys. Blätter 55 (1999) 5
- [Schleich 2001] P. W. Schleich, "Quantum Optics in Phase Space", Wiley-VCH, Berlin 2001
- [Schrödinger 1926] E. Schrödinger, Ann. Phys. 79 (1926) 361
- [Scully,Zubairy 1997] M. O. Scully, M.S. Zubairy, "Quantum Optics", Cambridge University Press (1997)
- [Sears 1989] V. F. Sears, "Neutron Optics", Oxford University Press (1989)
- [Sears 1992] V. F. Sears, S. A. Shelley, Acta Cryst. A47 (1991) 441
- [Sears 1992] V. F. Sears, Neutron News Vol. 3 (1992) 3
- [Suda 1974] M. Suda, Dissertation "Theorie des Neutroneninterferometers", TU-Wien (1974)
- [Suda 2003] M. Suda, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 5 (2003) 392
- [Summhammer 1983] J. Summhammer, G. Badurek, H. Rauch, U. Kischko, A. Zeilinger, Phys. Rev. A27 (1983) 1015
- [Tuppinger 1987] D. Tuppinger, Dissertation "Homogene und inhomogene Phasenschieber im Neutroneninterferometer", TU-Wien (1987)
-

- [Thomson 1927] G. P. Thomson and A. Reid, Nature 119 (1927) 890
- [Villa 2002] M. Villa, Dissertation "Optimiertes Kristalldesign für ein Doppelkristall-Diffraktometer", TU-Wien (2002)
- [Vogel 2000] H. Vogel, Dissertation "Strukturalanalyse von Cellulose-Ethern als Beispiel verzweigter Biomakromoleküle in halbverdünnten und konzentrierten Lösungen", Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg im Breisgau
- [Wavemetrics 2005] Wavemetrics 2005, www.wavemetrics.com
- [Werner 1991] S. A. Werner, R. Clothier, H. Kaiser, H. Rauch, H. Wölwitsch, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 683
- [Zawisky 2002] M. Zawisky, M. Baron, R. Loidl, H. Rauch, Nucl. Instr. Meth. A481 (2002) 406

LEBENS LAUF

Geburtsdatum: 07.08.1970
Geburtsort: Wien

Schul Ausbildung

1980-1988 Akademisches Gymnasium, Wien I
Juni 1988 Matura

Hochschul Ausbildung

1988-1997 Studium: Techn. Physik an der TU-Wien
Diplomarbeit: Bestimmung charakteristischer Kenngrößen dünner
AlGaAs-Schichten mittels TEY (Total Electron Yield)
1999-2005 Doktoratsstudium der Technischen Wissenschaften am Atominstitut der
Österreichischen Universitäten (TU-Wien)

Wehrdienst

01/1998- 08/1998 Absolvierung des Präsenzdienstes im Jägerregiment 11 (Neusiedl/See)

Wiss. Anstellungen

08/1999-07/2002 Forschungsassistent am Institut für Experimentalphysik der
Univ. Innsbruck im Rahmen des SFB Projekts 15 (1513)
"Control and Measurement of Coherent Quantum Systems"
und « Doctorant au sein du Groupe "NPP" de la Division Science »
am Institut Laue Langevin (ILL), Grenoble, Frankreich
Dienstort: S18 (ILL)
ab 08/2002 Forschungsassistent im Rahmen des SFB Projekts 15 (1513)
Dienstort: Atominstitut der Österreichischen Universitäten (Wien)